

José Antonio Oller

**SOBRE LA NATURALEZA
DE LAS INTERACCIONES**

SOBRE LA NATURALEZA DE LAS INTERACCIONES

© José Antonio Oller

© Fundación Séneca-Agencia de Ciencia y Tecnología de la Región de Murcia

Dep. Legal: MU-002-2009

Edición realizada para la Fundación Séneca

por *QUADERNA EDITORIAL*

Telf. 968 343 050 - quaderna@quaderna.es

Impreso en España. Todos los derechos reservados.

Prohibida la reproducción total o parcial sin permiso expreso
y por escrito de los titulares del Copyright.

A María Dolores Berbel García, mi madre.

ÍNDICE

1. Introducción	9
2. Simetrías	15
3. Simetrías Espacio-Temporales	23
4. Reflexión espacial	27
5. Invarianza gauge	33
6. Ruptura espontánea de la simetría.....	37
7. Interacciones fuertes	41
8. Cromodinámica Cuántica.....	47
9. Métodos no perturbativos de QCD.....	55
10. La búsqueda del bosón de Higgs.....	63
Agradecimientos	67

INTRODUCCIÓN

Las fuerzas que gobiernan el comportamiento de los componentes básicos de la materia se catalogan hoy en día en cuatro tipos. Son las conocidas como interacciones electromagnéticas, débiles, fuertes y la interacción gravitatoria. Las primeras y las últimas son las más habituales dada nuestra experiencia ordinaria. Así, las interacciones electromagnéticas gobiernan los fenómenos eléctricos, magnéticos y químicos, los cuales nos rodean por doquier. A su vez, la interacción gravitatoria es la responsable de la atracción que la Tierra ejerce sobre los cuerpos en sus inmediaciones, incluidos nosotros mismos. También dicha interacción es la responsable de los fenómenos a grandes escalas entre planetas y galaxias. Por su parte, las interacciones fuertes y débiles ocurren a distancias mucho menores todavía que las distancias atómicas. Las primeras son las que mantienen ligados a los núcleos atómicos y las segundas explican ciertos procesos de desintegración de los mismos, por citar algunos ejemplos.

Existe una jerarquía muy marcada entre los distintos tipos de fuerza que nos permite distinguirlos claramente. Dicha separación se refiere tanto a la distancia sobre la que se dejan sentir las interacciones como a la intensidad típica de las mismas. De manera que, ordenadas de mayor a menor intensidad, tenemos las interacciones fuertes, electromagnéticas, débiles y gravitatorias. Pensemos en dos núcleos de hidrógeno (llamados protones) que interactúan de acuerdo a la interacción gravitatoria. La energía potencial que un par de tales partículas puede sufrir en un núcleo atómico (donde las distancias típicas de separación entre protones son del orden de $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$) viene dada por la conocida ecuación de Newton de la gravitación universal,

$$E_{grav} = -G_N \frac{m_p^2}{r} \sim -1,16 \times 10^{-34} \text{ eV} \quad (1)$$

En la expresión anterior G_N es la constante de Newton, m_p la masa de un protón y r la distancia típica de separación antes aludida. El símbolo eV se refiere a un electrón-voltio, o sea, a la energía que adquiere un electrón al cruzar una diferencia de potencial de un Voltio, desde potenciales menores a mayores dada la carga negativa del electrón. El signo negativo en E_{grav} se debe a que todos los cuerpos se atraen entre sí por el hecho de poseer masa.

Considérese a continuación la energía potencial de origen electrostático que sufren dos protones dentro de un núcleo. Para ello empleemos la ley de Coulomb,

$$E_{electro.} = \frac{\alpha}{r} \sim 1,4 \times 10^6 \text{ eV} \quad (2)$$

En esa expresión α es la constante de estructura fina con un valor $\alpha \sim 1/137$. El signo positivo se debe a la repulsión sufrida por cargas del mismo signo. Notemos la tremenda diferencia en cuanto a valores absolutos se refiere entre la interacción electromagnética y la gravitatoria. Esta última es mucho más débil, de ahí que sólo se deje sentir entre objetos eléctricamente neutros, puesto que de lo contrario sería ampliamente superada por la interacción electromagnética¹.

A continuación consideremos la energía debida a las interacciones fuertes entre dos protones dentro de un núcleo. En este caso, en lugar de la constante de estructura fina, tenemos la constante de estructura fuerte $\alpha_s \sim 1$. De modo que

$$E_{strong} \approx \frac{\alpha_s}{r} \sim 2 \times 10^8 \text{ eV} \quad (3)$$

Esta energía es unos dos órdenes de magnitud mayor a la de las interacciones electromagnéticas. Este hecho explica el porqué los protones se mantienen unidos dentro del núcleo atómico aunque tengan la misma carga eléctrica que tendería a repelerlos. Se debe a que las interacciones fuertes son mucho más intensas que las interacciones electromagnéticas, y las primeras son las que posi-

¹ En esta expresión y en la siguiente hemos utilizado el llamado sistema de unidades naturales donde la distancia se mide en términos de inversa de energía.

bilitan el que los protones se mantengan unidos dentro del núcleo donde las distancias son muy pequeñas y la repulsión Coulombiana de otro modo los separaría irremediablemente.

Finalmente, la interacción débil viene pesada por la llamada constante de Fermi $G_F \approx 1,17 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$. También se podría hablar de la energía potencial débil entre dos protones debido a estas interacciones, su valor viene a ser aproximadamente

$$E_{\text{weak}} \approx G_F^2 m_p^3 \sim 10^4 \text{eV} \quad (4)$$

Es decir unos dos órdenes de magnitud inferior a las interacciones electromagnéticas y unos 4 órdenes de magnitud menor que las interacciones fuertes. Este hecho es el responsable que las interacciones débiles sólo sean importantes para aquellos procesos que no son posibles mediante las interacciones fuertes ni mediante las interacciones electromagnéticas. Un proceso muy importante que tiene lugar sólo gracias a la existencia de las interacciones débiles es la desintegración natural de un neutrón. Recordemos que los núcleos atómicos se componen de protones y neutrones, los primeros con carga eléctrica igual a la de un electrón pero positiva y los segundos, neutros. Resulta que, a diferencia de los protones, que no se desintegran a nada, los neutrones, al cabo de unos 15 minutos, se desintegran a protones.

Recogiendo los resultados anteriores podemos considerar los siguientes cocientes entre las intensidades típicas de las diferentes interacciones:

$$\text{fuerte} : \text{electromagnética} : \text{débil} : \text{gravitatoria} = 10^0 : 10^{-2} : 10^{-4} : 10^{-42}$$

Otro parámetro fundamental para la caracterización de las distintas interacciones es la distancia típica en la que éstas se dejan sentir. De este modo, se habla de interacciones de largo y de corto alcance. Dentro de las primeras nos encontramos con las interacciones electromagnéticas y gravitatorias y, dentro de las segundas, con las interacciones fuertes y débiles. Las ya referidas anteriormente leyes de Newton y Coulomb indican que las energías gravitatoria y electrostática decrecen con la distancia tan sólo como $1/r$, de ahí que se traten de interacciones de largo alcance. Por contra, las interacciones fuertes y débiles tienen un comportamiento a grandes distancias descrito por una función del tipo,

$$\frac{e^{-r/R}}{r} \quad (5)$$

Con r la distancia de separación relativa entre las partículas y R una distancia típica asociada al tipo de interacción. Para las interacciones fuertes $R \sim 1$ fm, mientras que para las interacciones débiles dicha distancia todavía es unas mil veces menor, $R_{\text{weak}} \sim 10^{-3}$ fm. Tengamos en cuenta que un decrecimiento exponencial para $r > R$ actúa, a todos los efectos, como si la función $1/r$ estuviera apantallada y confinada a una distancia $r \leq R$. Este hecho es fundamental pues nos permite comprender el porqué las interacciones fuertes no son relevantes a las distancias propias del ser humano en su experiencia habitual. A estas distancias, muchísimo mayores que el tamaño de un núcleo, sólo somos sensibles a las interacciones electromagnéticas y a las gravitatorias. Así mismo, dado que los objetos físicos son eléctricamente neutros, sólo la interacción gravitatoria es la importante para entender el movimiento planetario, el de las galaxias y el del Universo a gran escala. Hemos de resaltar que si hubiese objetos cargados eléctricamente en el Universo, la interacción electromagnética sería tan grande comparada con la interacción gravitatoria, que finalmente se agruparían entre ellos dando lugar en todo caso a sistemas físicos eléctricamente neutros.

Hoy en día se entiende bien el rango típico de interacción para las distintas fuerzas de la naturaleza. El argumento, debido al físico japonés H. Yukawa, quien fue pionero en la introducción de esta disciplina en Japón, es sencillo aunque involucra profundas leyes de la naturaleza descubiertas durante el pasado siglo XX. Se trata de las famosas leyes de A. Einstein, $E = mc^2$, y de W. Heisenberg, $\Delta E \Delta t \geq \hbar$. El argumento es el siguiente. Las interacciones de la naturaleza se deben al intercambio de una partícula mediadora. La Teoría de la Relatividad Especial de Einstein, de acuerdo a la ecuación ya mencionada, permite crear una partícula a partir del vacío con el coste de la energía en reposo de dicha partícula, esto es, $\Delta E = mc^2$, siendo m la masa de la partícula mediadora. Desde luego, este proceso de formación de una partícula a partir del vacío viola la conservación de la energía. Sin embargo, la Mecánica Cuántica permite esta violación durante un tiempo Δt , con tal de que éste sea lo suficientemente pequeño para que no pueda ser detectado experimentalmente. Éste es el contenido de la relación de incertidumbre de Heisenberg, $\Delta E \Delta t \geq \hbar$. En ella aparece explícitamente la constante de Planck h como $\hbar = h/2\pi$. Esta relación

implica que $\Delta t \geq \hbar / mc^2$ para poder detectar la violación de energía asociada a $\Delta E = mc^2$. De este modo, dado que la velocidad de propagación no puede ser superior a la velocidad de la luz, la distancia máxima viene dada por $R \approx c \cdot \Delta t_{\min} = \hbar / mc$. Pues bien, resulta que las interacciones electromagnéticas son debidas al intercambio de fotones, cuya masa es nula, de ahí que su distancia de actuación sea infinita. Por el contrario, las partículas mediadoras de las interacciones fuertes a largas distancias son los llamados piones, representados por la letra π y con una masa de unos $140 \text{ MeV}/c^2$, mientras que las interacciones débiles son debidas al intercambio de los llamados bosones W^\pm y Z^0 , con una masa de $90 \text{ GeV}/c^2$. Justamente el cociente $140/90000$ es el que corresponde al anteriormente mencionado $R_{\text{weak}}/R_{\text{strong}}$ de 10^{-3} . Para el caso de la interacción gravitatoria se considera que la partícula mediadora es el gravitón y es de masa nula, de acuerdo con el hecho de que la interacción gravitatoria es de alcance infinito.

SIMETRÍAS

Existe en la física actual un principio unificador de los distintos tipos de interacciones discutidos. Dicho principio consiste en que todos los tipos de interacción surgen si se impone que las ecuaciones de movimiento de un sistema físico sean invariantes bajo un cierto tipo de transformaciones que se pueden realizar sobre los parámetros que lo describen. Entonces decimos que dichas operaciones de transformación constituyen una simetría. Intuitivamente, tal y como definió H. Weyl, algo es simétrico si se puede hacer sobre él alguna transformación tal que después de la operación dicho objeto vuelve a parecer el mismo. Ese objeto hay que entenderlo de forma amplia, pues puede tratarse directamente del sistema físico objeto de estudio o de una ecuación matemática. En el último caso la invarianza se refiere a la forma de la ecuación. Por ejemplo, $x^2 + y^2 + z^2$, es invariante bajo rotaciones, puesto que tras realizar una rotación se transforma en $x'^2 + y'^2 + z'^2$ que es igual a $x^2 + y^2 + z^2$, tanto en forma como numéricamente. Decimos pues que la distancia al cuadrado es invariante bajo rotaciones. Del mismo modo la ecuación

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = 0 \quad (6)$$

es invariante bajo rotaciones y también bajo translaciones espaciales, donde el vector de posición $(x, y, z) \rightarrow (x, y, z) + (a_x, a_y, a_z)$ con a_i las componentes constantes de un vector de translación. Bajo esas transformaciones la ecuación queda invariante, simplemente intercambiando las variables antiguas por las nuevas. Además, la función $\varphi(x, y, z, t)$ se transforma en $\varphi(x', y', z', t')$ y mantiene su valor numérico. Esta función puede representar la presión o la densidad de un fluido y la ecuación anterior da lugar a la propagación de ondas de sonido a

una velocidad v en un medio como aire o agua que es homogéneo (invariante bajo translaciones espaciales), isotrópico (invariante bajo rotaciones) y que no cambia en el tiempo (invariante bajo translaciones temporales). De hecho, si a un medio le imponemos estas propiedades, homogeneidad, isotropía e invarianza bajo translaciones temporales, entonces las simetrías fijan que la ecuación anterior es la más sencilla que se puede construir respetando dichas simetrías. Ésta es una de las razones que hacen que las simetrías sean tan interesantes en física, pues nos restringen en gran medida la forma posible de las ecuaciones. Además, también nos evitan el tener que calcular muchas soluciones a la ecuación de interés. Esto se debe a que la forma de la ecuación no cambia tras una simetría y entonces la función $\varphi(x', y', z', t')$ también es solución de la misma. Así, dada una solución generamos infinitas rotando la solución original o sometiénola a translaciones espaciales o temporales.

Un aspecto importante a tener en cuenta al discutir las simetrías de una ecuación es que no todas las soluciones de dicha ecuación tendrán el mismo grado de simetría que la ecuación misma. Por ejemplo, pensemos en la ley de Newton de la gravitación universal para la energía entre dos masas, que es proporcional a $1/\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ y, por lo tanto, invariante bajo rotaciones. Sin embargo, sabemos que la órbita que describe la Tierra alrededor del Sol no es esféricamente simétrica sino que es elíptica. Lo mismo ocurre con los satélites orbitando alrededor de la Tierra, su órbita depende de la velocidad y de la altura inicial, así como del tiempo en que es inyectado. De este modo, una rotación no llevaría la órbita a sí misma sino que daría lugar a otra órbita que también sería solución de las ecuaciones de movimiento.

El hecho de que una simetría transforme unas soluciones en otras tiene la importante consecuencia de que se erige entonces como un principio para clasificarlas al establecer relaciones (clases de equivalencia) entre las mismas. En relación con este aspecto, podemos citar como un logro importante en simetría su aplicación para el estudio de los niveles de energía de moléculas basándose en simetrías discretas de rotaciones. Similarmente ha conducido a la clasificación de todas las posibles estructuras cristalinas. Para ello se tiene en cuenta que un cristal es un arreglo periódico de átomos en el espacio que posee simetrías espaciales discretas de translación, rotación, reflexión y desde luego combinaciones de las tres. Son los celebrados 230 grupos espaciales de la cristalografía.

Otra aplicación más profunda por sus implicaciones físicas es la clasificación de las partículas idénticas como fermiones (en honor al físico italiano E. Fermi)

o bosones (en honor a S.N. Bose). En este caso la simetría corresponde al intercambio de dos partículas idénticas. Pensemos, por ejemplo, que si en un conjunto de partículas idénticas las permutamos entre sí, al final seguiremos teniendo el mismo conjunto de partículas idénticas. Sin embargo, dado que podríamos suponer que hemos seguido el camino tomado por las distintas partículas en el proceso de intercambio, este conocimiento es suficiente para poder distinguir entre los conjuntos inicial y final, aunque sean idénticos. Sin embargo, en Mecánica Cuántica (que es el marco adecuado para describir los fenómenos microscópicos) no es posible, ni tan siquiera en principio, debido a las relaciones de incertidumbre de Heisenberg, pensar que se puede seguir con todo detalle el camino seguido por las partículas. Como consecuencia, en Mecánica Cuántica no se pueden considerar distinguibles los conjuntos final e inicial de partículas idénticas. Esto conduce a la separación entre fermiones y bosones antes aludida. Así dos fermiones, por ejemplo electrones, no pueden ocupar simultáneamente el mismo estado, con lo que un conjunto de fermiones idénticos se comporta de manera antisimétrica bajo una permutación de sus constituyentes. Por el contrario, cualquier número de bosones, por ejemplo fotones, pueden ocupar simultáneamente el mismo estado y el sistema se comporta de manera simétrica bajo una permutación de los mismos. La propiedad que determina el que un conjunto de partículas idénticas se comporten como fermiones o bosones reside en el momento angular intrínseco de las partículas en cuestión o espín. Desde un punto de vista teórico el espín de una partícula elemental se puede entender a partir de las realizaciones de las transformaciones de Lorentz en términos de partículas libres, sin interacción. Las transformaciones de Lorentz conectan los sucesos físicos observados por dos sistemas de referencia a velocidad relativa constante dentro de la relatividad especial. Se necesita conjugar de nuevo la Teoría de la Relatividad Especial y Mecánica Cuántica para obtener una explicación a partir de primeros principios de una propiedad fundamental de las partículas elementales. Así, aunque dentro de la Mecánica Cuántica no relativista el espín de una partícula también puede ser introducido en el formalismo, lo cierto es que lo hace de manera ad hoc y sin ninguna explicación a partir de primeros principios. Este método es el habitualmente empleado para tratamientos no relativistas del electrón, como las primeras aplicaciones de la Mecánica Cuántica para física atómica y molecular. Pero sólo es dentro del formalismo mecánico cuántico que tiene en cuenta relatividad especial, cuyo formalismo consistente es la llamada Teoría Cuántica de Campos, la que otorga

dicha explicación sobre el origen del espín ab initio. Resulta que el espín de una partícula sólo puede tomar valores múltiplos enteros o semienteros de \hbar . La regla es que partículas con espín entero ($0, \hbar, 2\hbar, \dots$) son bosones y aquéllos con espín semientero ($\hbar/2, 3\hbar/2, 5\hbar/2, \dots$) son fermiones. Es la celebrada conexión espín-estadística y es una piedra angular básica en todo el abanico de los fenómenos físicos y que, como hemos visto, está basada en una simetría, la de la invarianza de las leyes de la física bajo el intercambio de partículas idénticas.

El que dos electrones no puedan ocupar simultáneamente el mismo estado físico, usualmente conocido como el principio de exclusión de Pauli, da lugar a la clasificación de los elementos químicos en la tabla periódica de manera que los electrones dentro del átomo deben ir rellenando niveles de energía vacíos, es decir, completando capas. El relleno de las mismas marca distintos tipos de elementos químicos. Fenómeno similar también se observa en el modelo de capas del núcleo atómico, pero en este caso en lugar de electrones se tienen protones y neutrones, que aparecen como los dos estados de carga posibles del llamado nucleón. Por otra parte, la posibilidad de que cualquier número de fotones (bosones de espín \hbar) pueda ocupar un mismo estado físico –se habla entonces de condensados de Bose– da lugar a importantes fenómenos como son los láseres. También la superfluidez del ^4He (que tiene espín nulo), de manera que puede fluir a través de los capilares más finos sin ninguna viscosidad, se explica por la formación de un condensado de Bose de ^4He a una temperatura de unos 2 grados Kelvin. Por contra, el isótopo de ^3He , aunque químicamente análogo al ^4He , no presenta el fenómeno de la superfluidez hasta una temperatura de tan sólo unas milésimas de grado Kelvin. La diferencia se debe a que el ^3He se comporta como un fermión al tener espín semientero y requiere que se forme un condensado de *pares* de ^3He .

Otro aspecto importante de las simetrías en física es su capacidad para predecir fenómenos físicos nuevos a partir de los ya conocidos, o de predecir que ciertas teorías no pueden ser correctas. Por ejemplo, hacia 1930 era bien conocido que había un serio problema entre el principio de exclusión de Pauli y el modelo entonces al uso sobre el núcleo atómico, que suponía que los núcleos atómicos estaban compuestos por las partículas entonces conocidas, protones y electrones. Considérese el núcleo de $^{14}\text{N}_7$, que de acuerdo a ese modelo anticuado poseería 14 protones y 7 electrones, como requiere simplemente el que su carga sea de $+7|e|$, con $|e|$ el valor absoluto de la carga del electrón. Resulta entonces que al poseer un número impar de fermiones dicho núcleo tendría ne-

cesariamente un espín semientero y se comportaría como un fermión. Sin embargo, los datos experimentales a partir de espectros moleculares indican que se comporta como un bosón de espín entero, así que la celebrada conexión espín-estadística implica entonces que el espín del $^{14}\text{N}_7$ debe ser entero y no semientero, como indica el modelo de protones y electrones para el núcleo atómico. Éste es un bonito ejemplo de cómo una simetría es capaz de tirar por tierra un modelo para el núcleo atómico, que entonces se podía clasificar como sólido. Poco después, en 1932, J. Chadwick descubrió el neutrón y por el mismo tiempo W. Heisenberg estableció que los núcleos se componen de protones y neutrones, siendo ésta la base para cualquier modelo nuclear posterior.

Otro ejemplo históricamente muy importante ocurrió en física de partículas. Habiendo identificado las operaciones de simetría de las leyes fundamentales, los procesos, o los estados o las partículas relacionadas por dichas operaciones de simetría son todos igualmente permitidos e intrínsecamente lo mismo. De este modo, basta con que se encuentre uno para que el resto, aunque no se haya observado todavía, sea predicho. Así fue como se predijo por M. Gell-Mann en 1962 la existencia de la partícula llamada Ω^- , de corta vida media, y luego confirmada experimentalmente en 1964 como el miembro perdido de la familia de diez resonancias predichas sobre la base de la simetría supuesta de $SU(3)$.

Merece la pena describir someramente la rama de la matemática que permite un estudio sistemático del concepto de simetría. Se denomina teoría de grupos y está muy desarrollada. Se identifican todas las operaciones de simetría que dejan un objeto invariante. Llamémoslas A, B, C, \dots , siendo ésta una lista exhaustiva. Por la propia definición de simetría está claro que la aplicación sucesiva de dos de tales operaciones, primero A y luego B , dejará el objeto invariante. Por lo tanto, la operación combinada, que llamamos BA , es también un miembro de la lista exhaustiva anterior de las operaciones de simetría. Entonces escribimos $C = BA$, indicándose el orden de actuación, primero A y luego B , para dar C . Éste es un tipo de multiplicación, composición u operación sucesiva que da la relación que conecta entre sí las distintas operaciones de simetría. Se dice entonces que las operaciones de simetría son cerradas bajo esta multiplicación. Notemos que siempre existe una operación de simetría trivial consistente en no hacer nada sobre el objeto, dejarlo tal cual. Se denomina la operación identidad y se designa por E . Por otra parte, invertir lo que haya hecho una cierta operación de simetría sigue siendo también una operación de

simetría dado que volvemos a la situación inicial. Denotamos a la inversa de una cierta operación de simetría A por A^{-1} . Resulta obvio que $A^{-1}A = AA^{-1} = E$. Entonces, en matemáticas se dice que una lista exhaustiva de operaciones de simetría asociadas a un objeto constituye un grupo. El paso a introducir el concepto de grupo se realiza al abstraer las operaciones de simetría en elementos matemáticos abstractos. De hecho, lo único que importa es enumerar el conjunto de operaciones de simetría y la relación que hay entre ellas, es decir, un listado de todos los resultados obtenidos al multiplicar dos operaciones de simetría cualesquiera, es lo que se llama la tabla de multiplicación del grupo.

Consideremos a continuación un ejemplo sencillo que no obstante encierra muchos de los resultados generales que se emplean en teoría de grupos aplicada a problemas físicos. Tomemos el caso de un triángulo equilátero. El listado completo de las simetrías que dejan invariante este objeto lo constituyen sencillamente las seis posibles permutaciones de los extremos del triángulo entre ellos. Identifiquemos los tres vértices del triángulo con tres posibles estados físicos, que denotaremos por D , I y S . A partir de ellos, y por superposición lineal, se pueden construir los estados $W = D+S+I$, $Z_1 = -2S + I + D$ y $Z_2 = I - D$. Resulta que al realizar las permutaciones W no se mezcla ni con Z_1 ni con Z_2 . Por el contrario, estos dos últimos estados sí que se mezclan entre sí y resultan ser intrínsecamente equivalentes, relacionados por la simetría, de ahí que deben tener la misma energía. De este modo, si pensamos que dicho triángulo equilátero corresponde con una molécula que tiene un átomo en el centro y otros tres, iguales entre ellos, en los vértices del triángulo, naturalmente llegamos a que han de existir dos niveles energéticos, correspondientes a los conjuntos de estados W y $\{Z_1, Z_2\}$. Los dos conjuntos de estados no están relacionados por la simetría (se habla de representaciones distintas del grupo de simetría o de multipletes distintos) y, por ello, es que se espera que tengan distinta energía. En este caso tan simple hemos sido capaces de escribir la estructura en multipletes por simple inspección pero, en general, se requiere emplear la tabla de multiplicación del grupo de un modo sistemático. Es la conocida como teoría de representaciones de la teoría de grupos. En nuestro ejemplo W y $\{Z_1, Z_2\}$ proporcionan, respectivamente, representaciones de una y de dos dimensiones. Podemos ir más allá y decrecer el grado de simetría del sistema estirando el triángulo equilátero de uno de sus vértices, por ejemplo del S , y convertirlo en un triángulo isósceles. Entonces nuestro grupo de simetría queda reducido a la identidad (no hacer nada) y a la transposición entre los vértices D e I . Con este

reducido grupo de simetría los estados Z_1 y Z_2 no se conectan entre sí y dejan de ser intrínsecamente equivalentes. De este modo se tiene para este caso tres niveles de energía. Esta reducción de los multipletes degenerados (igual energía) con la progresiva disminución en el grado de simetría del sistema es bien conocido y estudiado en química y en física del estado sólido. En estas disciplinas la simetría es muy geométrica y directamente accesible a partir de la estructura del sistema. La situación es bastante distinta en física de partículas y nuclear. Aquí la simetría tiene un papel creativo. Se postula la simetría sobre cierta base experimental o teórica y entonces se determinan los multipletes resultantes con la misma energía y se compara con la experiencia. De esta manera es como se fijaron las simetrías de isoespín $SU(2)$ y de sabor de quark ligeros $SU(3)$.

Finalmente, tengamos en cuenta que en general las operaciones de simetría al ser multiplicadas dan lugar a distintas simetrías dependiendo del orden en que se realice dicha multiplicación. Es decir, en general $AB \neq BA$. Cuando esto ocurre se dice que el grupo de simetría es no abeliano. Por ejemplo, el grupo de las rotaciones en tres dimensiones $SO(3)$ es no abeliano, mientras que el grupo de rotaciones en un plano sí que lo es. Imaginemos que estamos en el polo Norte y siguiendo el meridiano de longitud cero llegamos al Ecuador, en la zona sur de Ghana. Esto corresponde a una rotación de 90 grados alrededor del eje este-oeste. A continuación nos giramos y seguimos el ecuador hacia el este otros 90 grados, nos encontraríamos sobre el océano Índico, al oeste de Sumatra. Este último proceso corresponde a una rotación de 90 grados sobre el eje norte-sur. Por contra, si estando en el polo Norte giramos noventa grados según el eje norte-sur nos quedamos en el mismo sitio ya que estamos sobre el mismo eje. A continuación la rotación de 90 grados sobre el eje este-oeste nos llevaría a la costa sur de Ghana, en el golfo de Guinea, en lugar de al este del océano Índico. De hecho, la mayoría de las simetrías en física son no abelianas y esto las hace mucho más ricas y restrictivas. Simetrías abelianas dan lugar sólo a multipletes formados por un único estado, es decir, unidimensionales.

SIMETRÍAS ESPACIO-TEMPORALES

Los objetos se localizan en el espacio y evolucionan en el tiempo. Esto es cierto para todo tipo de fenómeno natural y constituye el marco donde éstos transcurren. Es por ello de gran importancia el estudio de las simetrías que este trasfondo continuo de espacio-tiempo encierra y qué restricciones impone sobre los fenómenos físicos.

El espacio es homogéneo. Quiere esto decir que los distintos puntos del espacio son equivalentes y se relacionan mediante la simetría de translación espacial. Un experimento en un punto del espacio debe transcurrir del mismo modo que en cualquier otro punto, siempre y cuando el experimento haya sido preparado de idéntica manera en ambos casos.

El espacio es isótropo. Es decir, dado un experimento, éste transcurre del mismo modo tanto si se orienta en una dirección como en otra, siempre y cuando haya sido preparado idénticamente. Hablamos por tanto de la simetría del espacio bajo rotaciones en tres dimensiones $SO(3)$.

A continuación está la homogeneidad del tiempo, o simetría bajo translaciones temporales. Esto es, dado un experimento, éste transcurre del mismo modo si se realiza en un cierto tiempo o con anterioridad o posterioridad. Aquí debemos mencionar que la existencia de un comienzo del Universo, el llamado *Big Bang*, indica que la variación en el tiempo permitida debe ser mucho menor que la edad del Universo, cifrada en unos 15×10^9 años, de otro modo podríamos ser sensibles a los efectos de ruptura de la simetría de translaciones temporales que encierra dicho estallido inicial y sus condiciones iniciales.

Finalmente, a estas irrelevancias, es decir, aquéllas de posición absoluta, orientación absoluta y tiempo absoluto, hay que añadirle la de irrelevancia del estado uniforme de movimiento absoluto. Considérese dos plataformas que no están aceleradas y que se mueven una con respecto a la otra a una velocidad

constante, es decir, con movimiento uniforme relativo. Entonces, si se realiza un experimento en una de las plataformas y se repite en la otra plataforma, preparándolo de idéntica manera, resulta que se obtienen los mismos resultados. De este modo, no existe ningún experimento local, es decir, realizado en una sola plataforma, que nos pueda indicar si nuestra plataforma está en reposo o en movimiento uniforme. Esta equivalencia de las plataformas no aceleradas desde el punto de vista de las leyes de la física se conoce como el *principio de relatividad* y fue un gran logro de Galileo Galilei. La aceleración es, por otro lado, absoluta y se puede detectar localmente mediante un acelerómetro, por ejemplo, una masa unida al extremo de un muelle, con el otro extremo del muelle fijo a la plataforma. A velocidades pequeñas comparadas con la velocidad de la luz, lo que corresponde a nuestra experiencia diaria más directa y habitual, el tiempo es absoluto. Es decir, $t = t'$, donde t' es el tiempo de una de las plataformas y t el de la otra. Por contra, debido al movimiento relativo tendremos las relaciones $x' = x - vt$, $y' = y$, $z' = z$, para un movimiento uniforme de velocidad v a lo largo de la dirección x . Ésta es la ley para una transformación de Galileo. En este caso, la forma cuadrática

$$(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2 = (x'_1 - x'_2)^2 + (y'_1 - y'_2)^2 + (z'_1 - z'_2)^2$$

permanece invariante en una transformación de Galileo. Esta ley de transformación es válida con gran precisión para objetos que se muevan a velocidades pequeñas comparadas con los 1.080 millones de kilómetros por hora a que viaja la luz en el vacío. Sin embargo, para objetos que viajen a velocidades mucho mayores que las ordinarias no está claro que dicha ley de transformación sea la adecuada. De hecho, el requerimiento de que las leyes de transformación del electromagnetismo, las conocidas como leyes de Maxwell, sean invariantes de una plataforma a otra, independientemente de la velocidad relativa entre ellas, llevó a Einstein a determinar que las leyes válidas para altas velocidades son las llamadas transformaciones de Lorentz. Estas transformaciones tienen la importante propiedad de que la velocidad de la luz es invariante. Esto es imposible de lograr con una transformación de Galileo porque para este caso las velocidades se añaden, y así un pulso de luz que viaje en la misma dirección y sentido que el sistema de referencia (plataforma) O' respecto al sistema de referencia original O viajará a una velocidad de $c + v$, si lo hacía con c en O' . De este modo, la constante c , que aparece explícitamente en

las ecuaciones de Maxwell y corresponde a la velocidad de la luz en el vacío, queda invariante en las transformaciones de Lorentz, y con ello las mismas ecuaciones de Maxwell. Ésta es base de la teoría de Einstein de la *Relatividad Especial*. En dicha teoría un intervalo de tiempo no es invariante sino una forma cuadrática particular,

$$s_{12}^2 = (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2 - c^2 \Delta t^2 = r_{12}^2 - c^2 t_{12}^2$$

Notemos que $s_{12}^2 = 0$ para un rayo de luz y el requerimiento de que la velocidad de la luz sea la misma en cualquier sistema de referencia no acelerado nos lleva a que $s_{12}^2 = 0$. Con un poco más de análisis se llega a la forma de las transformaciones de Lorentz $t' = \gamma(t - vx/c^2)$, $x' = \gamma(x - vt)$, $y' = y$, $z' = z$, siendo $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ y v la velocidad relativa en la dirección x . Estas leyes de transformación implican que $s_{12}^2 = s_{12}'^2$ y así queda invariante, no sólo para el caso de la propagación de un rayo de luz. En lugar de un espacio Euclídeo cuadrimensional se tiene el llamado espacio de Minkowski. Este hecho tiene importantes implicaciones físicas que desafían el sentido común forjado en nuestra experiencia diaria. Uno es la llamada relatividad de la simultaneidad. Consideremos dos sucesos (x_1, y_1, z_1, t_1) y (x_2, y_2, z_2, t_2) y calculemos s_{12} , que es la cantidad que resulta invariante. Queda claro que si en un sistema de referencia $t_{12} = 0$ ello no es requisito para que en otro sistema de referencia sea también nulo, puesto que una variación en t_{12} puede ser compensada por variaciones en r_{12}^2 , de modo que s_{12} quede invariante. En particular, si $s_{12}^2 > 0$ entonces se puede hacer $t_{12}'^2 \neq 0$, y así en otro sistema de referencia estos dos sucesos no son simultáneos, aunque lo eran en el sistema de referencia original. Por contra, si $s_{12}^2 < 0$ entonces $t_{12} = 0$ no puede ocurrir en ningún sistema de referencia dado que entonces $s_{12}'^2 > 0$, en contra de la invarianza de s_{12}^2 . Esta imposibilidad se basa en la no ruptura de la cadena de causa-efecto. La diferencia está en que si $s_{12}^2 < 0$ entonces ha dado tiempo para que un rayo de luz viaje del suceso 1 al 2 y, por eso, no puede ser que haya un cambio en el orden temporal en cualquier otro sistema de referencia, dado que puede haber en general una relación de causa-efecto entre ambos sucesos. Por contra, si $s_{12}^2 > 0$ no puede tener lugar la propagación de una señal que pueda conectar a ambos sucesos puesto que ésta no puede viajar más rápido que la velocidad de la luz, con lo que sí que es posible que se invierta el orden temporal de dos sucesos no conectados casualmente. Otras consecuencias inmediatas a partir de la forma de las transformaciones de Lorentz son la

dilatación del tiempo, de manera que si t'_{12} es el intervalo de tiempo en un punto fijo de O' , entonces $t_{12} = \gamma t'_{12} > t'_{12}$ sería el intervalo de tiempo en O . O la contracción de las longitudes, si l' es la longitud de un segmento en O' entonces sería $l = l' / \gamma < l'$ la longitud del mismo en O . De este modo se consigue la invarianza de la velocidad de la luz. La dilatación del tiempo se mide a diario en los aceleradores de partículas donde electrones, protones, etc., viajan a velocidades muy próximas a las de la luz con lo que $\gamma \gg 1$ y estos efectos son importantes.

E. Noether estableció la estrecha relación existente entre simetrías y leyes de conservación. De este modo, a las simetrías básicas mencionadas en este capítulo les corresponden también leyes de conservación muy importantes y fundamentales en física. Por magnitud u observable conservado nos referimos a una cantidad que conserva su valor durante todo el proceso, de manera que es el mismo tanto antes como después del proceso físico. Asociada a la translación espacial tenemos la ley de conservación del momento lineal, a la simetría bajo translación temporal se encuentra asociada la conservación de la energía y a la invarianza bajo rotaciones resulta la ley de conservación del momento angular. Es importante recalcar que estas leyes de conservación están gobernadas por las propiedades del espacio-tiempo y que son mucho más generales que las deducciones elementales que se suelen realizar mediante el empleo de las leyes de Newton en cursos básicos de Mecánica. Las leyes de conservación de magnitudes extensivas, es decir, cuyo valor es igual a la suma de los valores de dicha cantidad para cada uno de los constituyentes del sistema, son especialmente importantes. Ello se debe a que si dos de estas partes no interactúan antes del proceso físico, entonces al final del mismo, independientemente de los fenómenos que hayan tenido lugar entre medias, la magnitud conservada tendrá el valor dado por la suma de los valores iniciales de las partes. De hecho, todas las cantidades físicas conservadas debido a las simetrías básicas antes descritas son extensivas. Por su parte, la ley de relatividad, tanto en Mecánica Clásica como en su forma de Relatividad Especial, determinan restricciones importantes que deben ser satisfechas por las leyes que gobiernen el comportamiento de los sistemas físicos.

Además de estas simetrías continuas existen otras simetrías discretas con importantes (y desconcertantes) consecuencias en física.

REFLEXIÓN ESPACIAL

La reflexión espacial consiste en la inversión de todas las componentes del vector de posición $(x, y, z) \rightarrow (-x, -y, -z)$. Asociada a la reflexión espacial tenemos la inversión por un espejo o reflexión especular. En este caso sólo la componente perpendicular al plano del espejo invierte su signo. Por ejemplo, si este plano es el formado por los ejes x e y entonces tendríamos $(x, y, z) \rightarrow (x, y, -z)$. De hecho, la reflexión se puede considerar como la combinación de una reflexión especular seguida de una rotación de 180 grados alrededor del eje perpendicular al espejo. Puesto que la segunda operación es una rotación, y la invarianza de las leyes de la física bajo rotaciones está fuera de duda, según lo indican todos los experimentos, queda claro que hablar de la (no)invarianza bajo reflexión especular es consecuencia directa de la (no)invarianza bajo reflexión espacial.

La cuestión que más nos interesa en estos momentos es si cabe esperar que las leyes de la física sean invariantes o no bajo inversión espacial (o reflexión especular). De hecho, parece *a priori* que lo debieran ser puesto que es en principio arbitrario y dependiente del observador el emplear un sistema de coordenadas con los ejes orientados a derecha o a izquierda. Para entender esta afirmación pensemos en el movimiento de un tornillo. Según el sentido de giro el tornillo avanza o retrocede linealmente, según que giremos en sentido horario o antihorario, respectivamente. Del mismo modo, dados los ejes x e y el eje z se puede orientar de acuerdo al avance de un tornillo al girar de x a y , o también se puede orientar en sentido contrario. En el primer caso hablamos de un sistema de coordenadas orientado a derechas (dextrógiro) y en el otro orientado a izquierdas (levógiro). Si (x, y, z) son las coordenadas de un punto en el sistema de coordenadas dextrógiro entonces $(x, y, -z)$ son las coordenadas para el sistema de referencia levógiro. La arbitrariedad a la hora de elegir un sistema

de coordenadas de un tipo o de otro parece indicar que las leyes de la naturaleza debieran ser invariantes bajo tal operación. Esto es tanto como afirmar que la naturaleza no tiene quiralidad. Un objeto se dice que tiene quiralidad cuando no se puede superponer a su imagen especular. Por ejemplo, la mano izquierda no se puede superponer a la derecha, y viceversa. Se dice que las manos son quirales.

Son bien conocidos muchos ejemplos de sustancias químicas que tienen quiralidad, como el azúcar. Esto se puede ver haciendo pasar luz polarizada linealmente en una disolución de azúcar resultando en una rotación del plano de oscilación de la luz debido al hecho de que en un medio con quiralidad la velocidad de la luz depende de la polarización de la misma, si es a derechas o a izquierdas (similarmente al caso del avance de un tornillo). Dado que una onda de luz con polarización lineal es una superposición de ondas con polarización circular a derechas y a izquierdas, y puesto que la velocidad de viaje de estas últimas depende de su polarización, después de atravesar la disolución se tiene el giro en el plano de oscilación del campo electromagnético. Otras sustancias con quiralidad definida son las moléculas de DNA de un ser vivo mientras éste se encuentre en vida. Después de la muerte las cadenas moleculares que forman el DNA empiezan espontáneamente a perder la quiralidad definida y la ordenación decae a lo largo del tiempo a un estado sin quiralidad. Como se explicó anteriormente, el que las leyes de la naturaleza sean invariantes bajo una simetría no quiere decir que sus soluciones lo sean igualmente. En el caso de la invarianza bajo inversión espacial las leyes del electromagnetismo y del marco de la Mecánica Cuántica son invariantes bajo inversión espacial pero no así muchas de sus soluciones particulares.

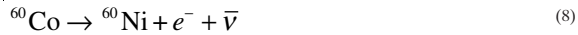
Igualmente, las interacciones gravitatorias y las fuertes son invariantes bajo inversión espacial. Sin embargo no lo son las interacciones débiles. Hay que resaltar el carácter altamente llamativo y espectacular de este hecho. Tal y como se argumentó antes, uno es libre de referir los sucesos físicos a sistemas de coordenadas dextrógiros o levógiros. Sin embargo, y he aquí el hecho inesperado, las ecuaciones que gobiernan los fenómenos físicos asociados a las interacciones débiles tienen una forma que varía según se refieran a un sistema levógiro o dextrógiro.

Los primeros indicios acerca de la violación de la simetría de inversión espacial provinieron a partir de la desintegración de las entonces llamadas partículas τ^+ y θ^+ a principios de los años 50:

$$\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+, \theta^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \quad (7)$$

Los estados finales son los llamados piones que al igual que un guante tiene su quiralidad intrínseca y es negativa. Es decir, su imagen especular es opuesta a la original. Debido a que el estado final del τ tiene tres piones, por sólo dos el estado final de la desintegración del θ , esto hace que dichos procesos de desintegración tengan quiralidades opuestas.

Este problema quedó en la comunidad de física de partículas pendiente de solución y en 1956 T.D. Lee y C.N. Yang propusieron que las interacciones débiles, a diferencia de las interacciones fuertes y electromagnéticas, no conservan paridad. Esto puso en marcha una serie de intentos experimentales para medir otros procesos débiles que condujeran a la violación de la simetría de reflexión espacial. El primero y más famoso de todos ellos fue el llevado a cabo por C.S. Wu y E. Ambler en Washington. Se midió la distribución angular de los electrones que resultaban de la desintegración del núcleo de Cobalto ^{60}Co , de acuerdo a la reacción,

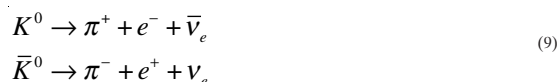


donde Ni es el núcleo de Níquel y ν es una especie de neutrino, que son partículas que sólo interactúan mediante las interacciones débiles. Este proceso se conoce como la desintegración β del Cobalto. El Cobalto tiene espín no nulo que se puede alinear a bajas temperaturas mediante la aplicación de un campo magnético. A mayores temperaturas la agitación térmica invalidaría este procedimiento al permitir la mezcla de niveles de energía con diferencias de energías tan grandes o superiores como la disminución energética que supone tener los espines nucleares alineados con la dirección y sentido del campo magnético. Tanto el campo magnético como el espín nuclear son invariantes bajo la acción de inversión espacial. Pensemos, por ejemplo, en el campo magnético debido a una corriente en una bobina. Su dirección y sentido viene controlado por el producto vectorial $\vec{r} \times \vec{v}$ de los electrones en la bobina y ante una inversión espacial tanto \vec{r} como \vec{v} cambian de signo de modo que el producto vectorial anterior no cambia, y ello hace que el campo magnético \vec{B} no cambie tampoco. De manera análoga, un momento angular o espín responde también al mismo tipo de producto vectorial y de ahí que no haya cambio bajo la acción de inversión espacial. Por el contrario, la dirección de los electrones emitidos sí que

cambia de sentido en una inversión espacial. Así pues, si la inversión espacial fuese una simetría conservada por las leyes de la naturaleza, entonces el mismo número de electrones debieran de emitirse en la desintegración anterior tanto en la dirección del espín del Cobalto, que coincide con la dirección y sentido del campo magnético, como en el sentido contrario. De este modo, bastaba con medir la distribución angular de los electrones finales en la desintegración anterior para determinar experimentalmente si la inversión espacial es una “buena” simetría, es decir, conservada por las interacciones débiles. Sin embargo, ésta no fue la situación observada experimentalmente, sino que los electrones eran emitidos predominantemente en el mismo sentido al del campo magnético, de acuerdo con la asimetría que Lee y Yang habían predicho unos meses atrás. Son pocos los fenómenos descubiertos en física que hayan causado un impacto tan profundo como el que causó la verificación experimental de que la inversión espacial no es una simetría de todas las leyes de la naturaleza. Quizás este impacto es sólo comparable al descubrimiento de la naturaleza corpuscular de la luz, y de la naturaleza ondulatoria de la materia, a inicios del siglo XX.

Se ha planteado utilizar este tipo de fenómenos físicos que violan inversión espacial para poder distinguir de manera absoluta entre izquierda y derecha. Es decir, se podría pensar que realizando experimentos físicos se puede distinguir entre estas dos situaciones. Para un observador en nuestras proximidades es sencillo. Basta con que se reproduzca el experimento de Wu y colaboradores con el ^{60}Co , de manera que alinee su eje z en la dirección en la que mayoritariamente se emiten los electrones, esto es, a lo largo del espín del cobalto. De este modo nuestra definición de sistema dextrógiro sería tal que un electrón girando del eje x al eje y produciría un campo magnético en la dirección donde mayoritariamente se emiten los electrones. No obstante, hay un obstáculo para plantear esta definición y es que si el observador es distante podría ser que estuviese hecho de antimateria en lugar de materia. La materia es igual a la antimateria pero con todas las cargas invertidas de signo. Hay una operación que transforma un sistema en el mismo sistema pero formado por antimateria y que se denomina conjugación de carga. La situación es tal que si tras una operación de inversión espacial se realiza otra de conjugación de carga se vuelve exactamente a la misma situación de partida, puesto que cambia la carga del electrón y con ello el sentido del campo magnético. De esta manera, para un observador con su mundo compuesto de antimateria, la definición que hemos dado de sistema de coordenadas dextrógiro le conduciría al resultado opuesto al deseado.

En esta derivación hemos tenido en cuenta que las interacciones débiles violan sólo minúsculamente la operación combinada de inversión espacial y conjugación de carga, denominada CP . Éste no es el fin de la historia, dado que la exigua asimetría por parte de las interacciones débiles con respecto a la simetría CP podría ser utilizada para definir qué entendemos por materia y antimateria y, entonces, proceder con el experimento de ^{60}Co adecuadamente, es decir, para el caso en que todo consista de materia. O cambiándole la definición, de modo que observe la dirección opuesta al campo magnético donde menos electrones se emiten, para que pueda utilizar directamente la antimateria. La reacción que se le puede proponer para definir materia en contraposición de antimateria son las desintegraciones de dos partículas K^0 y \bar{K}^0 , siendo una la antimateria de la otra,



Dado que la velocidad con que tienen lugar estas reacciones no es exactamente la misma, debido a la pequeña violación de inversión espacial y conjugación de carga cuando éstas actúan consecutivamente, se puede utilizar la medida de la misma para definir lo que es un electrón con carga negativa atendiendo a la reacción que justamente proceda según la velocidad de reacción que nosotros le comuniquemos.

INVARIANZA GAUGE

La invarianza o simetría gauge es el principio subyacente unificador en la descripción de los 4 tipos de fuerzas fundamentales, esto es, gravitatoria, electromagnética, débil y fuerte.

Pensemos en la interacción gravitatoria. La Teoría de la Relatividad Especial de Einstein surge al imponer la invarianza de las leyes de la física bajo transformaciones de Lorentz que conectan sistemas de referencia en movimiento uniforme relativo. Estas transformaciones, escritas más arriba, son lineales, $dx'_i = \sum A_{ij} dx_j$, donde los coeficientes A_{ij} son constantes e iguales en cualquier punto del espacio-tiempo. Ésta es la principal limitación de la teoría especial de la relatividad. Justamente la extensión a considerar transformaciones generales de las coordenadas implica transformaciones del mismo tipo que la anterior, pero donde ahora los coeficientes son funciones de punto en el espacio-tiempo, $A_{ij}(x, y, z, t)$. Hay que generalizar la teoría para dar cabida a estas transformaciones y con ello llegar a una formulación de las leyes de la física que sea equivalente en cualquier sistema de referencia, no sólo en los inerciales. De este modo se explica de manera natural la equivalencia entre masa gravitatoria (la que aparece en la ley de Newton de la gravitación universal) y la masa de inercia o inercial (la que aparece en la segunda ley de Newton, $\vec{a} = \vec{F} / m$). Así, la gravitación pasa a ser un fenómeno geométrico dictado por el contenido y distribución de la energía en el espacio-tiempo. En lugar de hablar del invariante s_{12} , anteriormente definido para la relatividad especial, se habla del invariante $ds^2 = \sum g_{ik} dx_i dx_k$, con g_{ik} la métrica del espacio-tiempo. Hay que tener en cuenta que típicamente se considera la teoría de Einstein de 1915 como una teoría de la gravitación que generaliza la correspondiente ley de Newton. No obstante, el principio básico de equivalencia de la aceleración y del campo gravitatorio significa claramente que no hay lugar para que ningún tipo de fuerza produzca una aceleración excepto la gravedad, la cual no debe ser considerada como una

fuerza, sino que reside en la geometría del espacio-tiempo. Cualquier agente que produzca aceleraciones lo hace mediante su incorporación al tensor energía-momento y a través del campo gravitatorio conectado con este último. El caso de la interacción puramente gravitatoria se distingue simplemente por ser el más sencillo. En última instancia, se trata de propiciar leyes de campo para el tensor de energía-momento (por ejemplo, pensemos en el campo electromagnético), leyes que se debieran concebir como restricciones puramente geométricas sobre la estructura del espacio-tiempo. La teoría de 1915 no da cuenta de estas leyes excepto para el caso de la interacción puramente gravitatoria y siempre fue un problema al que Einstein recurrentemente volvió durante el resto de su vida (las ecuaciones del campo unificado).

No parece que la simetría básica que subyace en el resto de las interacciones sea de origen puramente geométrico, relativa al continente de los fenómenos físicos, sino más bien ligada a propiedades internas de las partículas involucradas en los fenómenos. Se trata de las simetrías gauge. Formalmente, no obstante, recuerdan el paso comentado justo en el párrafo anterior para pasar de la teoría especial de la relatividad a la Teoría General de la Relatividad de 1915. Es decir, se identifica una simetría global (que actúa independientemente del punto del espacio-tiempo, como en el caso anterior con las transformaciones de Lorentz) que luego se pasa a generalizar, haciéndola dependiente del punto en el espacio-tiempo. Esta generalización de una simetría interna global a otra local es lo que se conoce como invarianza gauge. Con este proceso se requiere la introducción de las partículas mediadoras de las interacciones justamente para garantizar que se cumpla la invarianza bajo transformaciones locales.

Consideremos el caso de las interacciones electromagnéticas. La ley de conservación global en que se basa es la ley de conservación de la carga eléctrica. En Mecánica Cuántica las partículas vienen descritas por una función compleja en el espacio-tiempo $\psi(x, y, z, t)$ de manera que existe la libertad de redefinir una fase global en la función de onda, puesto que los observables no cambian su valor. De este modo, la teoría presenta una simetría que corresponde a multiplicar por una fase la función o campo ψ . Es, por supuesto, una simetría abeliana que se designa por el grupo $U(1)$. Dado que el cambio de fase es el mismo para todos los puntos en el espacio-tiempo se habla de una transformación global. A continuación se procede a generalizar dicha transformación de manera que sea local. Entonces, el Lagrangiano del sistema sin más no sería invariante, y con ello las ecuaciones de movimiento. Sin embargo, surge como una

sorprende muy interesante encontrar que mediante la introducción de otro campo, que compensa por el cambio local en la fase de la función de onda del electrón, se puede obtener un Lagrangiano que sí que es invariante bajo la transformación local $U(1)$. El campo que se requiere, llamado campo gauge, debe tener rango de propagación infinito, puesto que el cambio de fase local es arbitrario, excepto por el requerimiento de que sea diferenciable. Este campo de masa nula se identifica con el fotón.

Históricamente el primer caso de una simetría gauge no abeliana fue desarrollado por C.N. Yang y R.L. Mills y se basó en la simetría global de invarianza de las interacciones fuertes bajo el grupo de simetría de isoespín. Dicho grupo es matemáticamente análogo al grupo de rotaciones de tres dimensiones pero actuando sobre un espacio complejo de dos dimensiones, y así en lugar de espín se habla de espín isotópico. Ya mencionamos anteriormente que protones y neutrones se refieren conjuntamente como nucleones. Un nucleón tiene espín isotópico $\hbar/2$, un protón corresponde al valor de $+\hbar/2$ de la tercera componente de isoespín y un neutrón al valor de $-\hbar/2$. Cuando las transformaciones por $SO(3)$ de isoespín se generalizan a ser locales se requiere la introducción de un campo $\rho_\mu(x)$ que tiene espín e isoespín 1. Como ya sabemos, la simetría $SO(3)$ es no abeliana y es por ello que el campo adicional introducido tiene isoespín no nulo. Con lo cual dicho campo puede actuar como fuente de isoespín y así interactuar consigo mismo. De nuevo se requiere que el campo $\rho_\mu(x)$ sea no masivo, al igual que el caso del fotón. Éste es un requerimiento general que se derivaría del principio de invarianza bajo transformaciones locales gauge.

Respecto a las interacciones débiles resulta que experimentalmente se ha determinado la conservación de dos números cuánticos que son el número leptónico electrónico y muónico. Tanto el electrón como su correspondiente neutrino, el llamado neutrino electrónico, tienen número leptónico electrónico igual a 1, mientras que el muon (que se comporta a todos los efectos como un electrón pesado) y su neutrino correspondiente tienen número leptónico muónico también igual a uno. De este modo, resulta natural agrupar los leptones en dos multipletes bidimensionales

$$\begin{aligned}
 l_e &= \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \\
 l_\mu &= \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}
 \end{aligned}
 \tag{10}$$

Esta agrupación nos sugiere una simetría interna análoga al isoespín que antes hemos discutido para las interacciones fuertes, pero ahora se trataría de un “isoespín débil”. En lugar de $SO(3)$ se habla más comúnmente para estas aplicaciones de $SU(2)$, aunque estos dos grupos son isomorfos o equivalentes. De modo que para las interacciones débiles la transformación global de simetría corresponde al grupo $SU(2) \otimes U(1)$, el último grupo $U(1)$ relacionado con la conservación del número leptónico que antes hemos mencionado. Una vez que se impone que sea local se requiere la introducción de los campos de gauge que dan lugar a los mediadores de las interacciones. Éstos de nuevo llevan isoespín débil 1 y corresponden a (W^+, W^0, W^-) . Cuando se formuló esta teoría había dos serios inconvenientes. El primero era la aparición de una partícula mediadora neutra, W^0 , que daría lugar a procesos débiles sin cambio de carga, las llamadas reacciones de corrientes débiles neutras. Esto fue un problema porque estos procesos no fueron descubiertos hasta bastante tiempo después en el CERN. En cualquier caso se requería de un mecanismo corrector, el llamado mecanismo GIM y al que volveremos más adelante, para reducir la intensidad de dichos procesos débiles sin cambio de carga. El segundo problema tiene que ver con el hecho ya mencionado de que las partículas mediadoras que se originan a partir del requerimiento de una invarianza local gauge son de masa nula. Sin embargo, el que no se hubiese descubierto estas partículas de masa nula conducía a la conclusión de que debían ser pesadas, además del hecho, ya comentado, de que las interacciones débiles son de corto alcance y requieren partículas mediadoras masivas. La solución al segundo problema requiere el concepto de ruptura espontánea de la simetría gauge que se trata en el punto siguiente. Más adelante trataremos la invarianza gauge relativa a las interacciones fuertes.

Además de las familias de leptones mostradas arriba, existe otra familia leptónica, con el número leptónico tauónico asociado,

$$l_\tau = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \quad (11)$$

que se caracteriza porque el τ tiene una masa muy elevada de 1777 MeV. En las tres familias leptónicas los neutrinos tienen masas muy pequeñas o nulas.

RUPTURA ESPONTÁNEA DE LA SIMETRÍA

Como ya hemos remarcado en varias ocasiones, aunque las leyes físicas sean invariantes bajo una cierta simetría esto no quita para que haya soluciones que sean asimétricas. Por ejemplo, para un imán ordinario el campo magnético claramente define una dirección privilegiada debido a la orientación de los espines en el interior del imán. Sin embargo, las ecuaciones que gobiernan el comportamiento del imán son invariantes bajo rotaciones. El que los espines dentro del imán se hayan orientado en una dirección u otra es accidental, no responde a ninguna razón fundamental. Lo que ha ocurrido es que el estado de más baja energía o fundamental no corresponde al estado de mayor simetría, que tendría espín nulo, y que en el proceso de evolución hacia el estado de más baja energía la simetría intrínseca se ha roto. Éste es un ejemplo de ruptura espontánea de una simetría. Además, como hay una infinidad de estados fundamentales disponibles que difieren tan sólo en la orientación del campo magnético generado por el espín, resulta que pasar de un estado fundamental a otro corresponde a ondas colectivas de espín de energía de excitación nula, puesto que todos esos estados fundamentales presentan la misma energía, ya que son intrínsecamente idénticos al estar conectados por la simetría de rotaciones. Estas ondas sin energía de excitación se denominan modos de Goldstone. Por otra parte, dado que dentro del imán hay una dirección privilegiada, la que corresponde a la orientación de los espines electrónicos, la única simetría que comparte el estado fundamental corresponde a rotaciones alrededor del eje de alineamiento de los espines.

Es decir, se ha producido la ruptura espontánea de la simetría $SU(2)$ de las ecuaciones que gobiernan el comportamiento del imán al grupo $U(1)$ de las rotaciones en un plano, proceso que viene acompañado por una transición de fase, en la que existe imantación en el ferromagneto.

¿Qué relación guarda el fenómeno de la ruptura espontánea de la simetría con el problema planteado acerca de la necesidad de otorgar masa a las partículas mediadoras de las interacciones débiles? La existencia de tan estrecha relación entre la simetría que se generaliza a local para describir interacciones y las partículas que se introducen de intermediarias hace esperar que un cambio de carácter en la simetría gauge, como el que implica su ruptura espontánea, tenga importantes repercusiones en el carácter de las partículas mediadoras. Un ejemplo bien conocido es el caso de la superconductividad. Aquí, debido a interacciones residuales con los iones que forman la red cristalina, los electrones lejanos se agrupan en pares, los llamados pares de Cooper. Entonces resulta que la fase de la función de onda que corresponde a un par de Cooper desarrolla un valor no nulo y definido que rompe así la simetría global sobre la irrelevancia del valor de la fase de la función de ondas en Mecánica Cuántica. Esto hace que el fotón adquiera masa haciéndole imposible el que se pueda propagar dentro del material superconductor. Ello explica el famoso efecto Meissner, por el cual el campo magnético es expulsado fuera del superconductor y se limita a una capa muy superficial del mismo. Este efecto es justamente el que se desea que ocurra para el caso de la simetría gauge $SU(2) \otimes U(1)$ y explicar análogamente que las partículas W acaben teniendo una masa en torno a los 90 GeV. Esto es, el vacío se interpreta como el estado fundamental de la teoría y es una solución asimétrica, que no comporte como solución todo el grupo de transformaciones de simetría de la teoría de las interacciones débiles.

Esta idea puede ir más allá todavía y está en la base de las teorías actuales de gran unificación. Estas teorías pretenden unificar las interacciones fuertes con las electromagnéticas y débiles. Se basa en generalizaciones a simetrías internas más complicadas que puedan ser postuladas y entonces transformarlas en simetrías locales gauge. Con ello se generan los correspondientes campos de las partículas mediadoras de masa nula. A continuación, si el estado fundamental (el vacío para la física de partículas elementales) no es invariante bajo el grupo de simetría original, se desarrolla entonces el fenómeno de la ruptura espontánea de la simetría gauge y con ello ciertas partículas mediadoras se tornan masivas. Además, el grupo de simetría que todavía queda en el estado fundamental (se dice que es un subgrupo) es menor que el grupo original. Este proceso puede ser iterativo y generarse así todo un conjunto de partículas mediadoras de diferente carácter y masa. De este modo, a partir de una situación inicial muy simétrica y donde quede todo fijado salvo por una constante de aco-

plo, se puede pensar en generar todo el conjunto de interacciones que gobiernan los distintos fenómenos físicos. Este programa ha sido parcialmente realizado por S.L. Glashow, A. Salam y S. Weinberg en la unificación parcial de las interacciones electromagnéticas y débiles, por lo que recibieron el premio Nobel de física de 1979.

Se tiene en mente un escenario plausible por el que el universo empezó siendo totalmente simétrico con el *Big Bang* unos quince mil millones de años atrás. Conforme se expandió el Universo, se enfrió y sucesivas transformaciones de fase (con sus correspondientes rupturas espontáneas de la simetría) acaecieron y dieron lugar a las distintas fuerzas de nuestra época, así como a su gran diversidad. A esta diversidad nos referimos en la Introducción tanto en lo referente a la intensidad de las distintas fuerzas como a su distancia típica de interacción. El hablar de Universo en estas circunstancias debe ser precisado puesto que para un físico “Universo” es el conjunto de los fenómenos que se hayan podido estudiar de acuerdo al método científico y que difiere como concepto, por lo tanto, del Universo filosófico o teológico del “todo”.

INTERACCIONES FUERTES

Si hasta 1932 las únicas partículas subatómicas que se descubrieron fueron el protón, neutrón y electrón, unas décadas después, en los años 50, y gracias al desarrollo de las técnicas de construcción de los aceleradores de partículas, fueron descubiertas varias decenas de nuevos objetos subnucleares: extraños hiperones y mesones, así como una gran cantidad de estados de resonancia. Los hiperones son un cierto tipo de fermiones que interactúan fuertemente, es decir, mediante las interacciones fuertes, y que en su producción siempre se forma otro hadrón. En general entenderemos por hadrón cualquier partícula que pueda interactuar fuertemente. Se suele distinguir entre bariones, que son los hadrones fermiónicos, y los mesones, que son los hadrones bosónicos. Por su parte, las resonancias son hadrones que se caracterizan por tener un tiempo de vida corto, dado que se pueden desintegrar en otras partículas más ligeras y desaparecer.

El que su vida sea tan corta, típicamente de unos 10^{-20} segundos, se debe a que su desintegración tiene lugar mediante las interacciones fuertes. Esto hace que sólo se puedan observar a través de procesos de colisión entre hadrones más estables, y las resonancias corresponden típicamente a intensos picos en las velocidades de reacción. La gran cantidad de nuevos estados hadrónicos descubiertos hacía imposible intentar encontrar una descripción de estos objetos por medio de su campo cuántico respectivo. Era una tarea urgente para los físicos encontrar cuál era el esquema regulador para ser utilizado en la clasificación de todas estas partículas y resonancias, similarmente a como la tabla periódica de Mendeleev había hecho para la variedad de los elementos químicos conocidos en el siglo XIX. De este modo, se podría pensar en regularidades (simetrías) que simplificaran y esclarecieran el marco de las interacciones subyacentes entre ellos.

El primer intento de simplificar la situación fue el modelo de Fermi y Yang de finales de los años 40. Los hadrones, o al menos un subconjunto de los mismos, eran representados como combinaciones (más exactamente, como estados ligados) de un número menor de objetos más fundamentales. En el modelo propuesto se proponía tomar el mesón π como compuesto de nucleones y anti-nucleones.

En los trabajos de M.A. Márkov (1955) y S. Sakata (1956) fueron construidos y estudiados modelos en los que eran considerados como fundamentales no sólo el protón y el neutrón sino también unos extraños hadrones que fueron descubiertos por aquellas fechas, los ya mencionados hiperones.

En el esquema de Sakata fueron utilizados el protón (p), el neutrón (n) y el hiperón Λ . En 1957, desarrollando este mismo esquema, L.B. Okun considerando como fundamental un triplete de partículas con los números cuánticos del p , n y Λ (en lugar de las mismas partículas p , n y Λ) obtuvo un nonete de mesones pseudoescalares (es decir, un multiplete de dimensión 9), prediciendo así la existencia de los mesones η y η' . Además, el modelo de Sakata-Okun permitió el establecimiento de las propiedades isotópicas de las corrientes hadrónicas débiles, las cuales aún tienen vigencia en el estado actual de la teoría. Posteriormente este modelo aceptaría la generalización $SU(3)$ para las corrientes hadrónicas débiles y las resonancias mesónicas, pero encontraría dificultades para la descripción de las resonancias bariónicas.

Debido a la ausencia por entonces de una teoría para las interacciones fuertes, la realización de cualquier tipo de cálculos dinámicos en el marco de estos modelos estructurales no era posible; como consecuencia, el papel de éstos se vio limitado al ordenamiento semifemenológico de las características espectroscópicas de los hadrones. Como se aclarará posteriormente, el modelo de Sakata constituyó el prototipo del modelo de quarks.

Con anterioridad hemos mencionado que protones y neutrones se consideran como los dos estados de isoespín de una misma partícula, el nucleón. Esta idea fue introducida por Heisenberg en los años 30. La concepción de una simetría interna como factor determinante para agrupar partículas con propiedades semejantes en familias resultó ser muy fructífera en los años 50. Ya en ese tiempo se hizo evidente que para su sistematización es necesario utilizar no sólo el isoespín I , sino también un nuevo número cuántico denominado extrañeza S . Este número cuántico fue introducido con el objetivo de formalizar el fenómeno de la creación simultánea de mesones K (o kaones) e hiperones observados

en la colisión entre mesones π y los nucleones. Aceptando que el número cuántico de extrañeza S se conserva en las interacciones fuertes y electromagnéticas, resulta que en las colisiones entre dichas partículas pueden crearse sólo aquellas combinaciones de partículas cuya extrañeza total sea igual a cero, y de ahí que se requiera de la presencia de al menos dos hadrones con extrañeza, para que sus valores mutuos de extrañeza se compensen y se anulen mutuamente.

A principios de los años 60 se estableció que el grupo de simetría aproximada de los hadrones podía ser ampliado hasta el grupo $SU(3)$, sin más que suponer que los números cuánticos que determinan el espacio interno donde actúa el grupo de simetría son el isospín y la extrañeza. El grupo de simetría isotópica $SU(2)$ es un subgrupo de este grupo mayor. Entre las representaciones irreducibles de $SU(3)$ hay representaciones de dimensiones 1, 8 y 10. Partiendo de esta base, en el año 1961, J. Ne'eman y M. Gell-Mann consiguieron agrupar todos los hadrones observados en multipletes con la dimensión adecuada. De esta forma, los bariones de espín $\hbar/2$ forman un octete y los de espín $3\hbar/2$ un decuplete. Los mesones pseudoescalares (espín 0) y también los vectoriales (espín \hbar) se originan en singletes y octetes.

El criterio de clasificación de los hadrones según las representaciones de $SU(3)$ no sólo abarcaba todos los hadrones conocidos, sino que permitía la predicción de la existencia de otros nuevos. De este modo fue predicha la existencia y descritas las propiedades fundamentales del hiperón Ω^- , el cual fue descubierto experimentalmente poco tiempo después. Este éxito ya lo hemos referido anteriormente como un hito importante en la aplicación de las simetrías en física.

La simetría $SU(3)$ de los hadrones es menos exacta que la isotópica, lo cual se manifiesta, en particular, a través de una diferencia bastante significativa (en un porcentaje del orden de unas cuantas decenas) entre las masas de las partículas de un mismo multiplete. Mientras que, si la simetría fuese exactamente conservada por las interacciones, todas estas partículas tendrían exactamente la misma masa y serían degeneradas. Así, por ejemplo, al mismo octete pertenecen el protón ($mp \approx 938$ Mev) y el hiperón Ξ^- ($m_{\Xi^-} \approx 1321$ MeV).

La existencia de la simetría aproximada $SU(3)$ de los hadrones es un hecho empíricamente establecido. Actualmente, mediante la teoría de los quarks, el que sea sólo aproximada se incorpora admitiendo que la masa de unos de los tres quarks más ligeros, la del quark s , es mucho mayor que las de los otros dos. No obstante ésta es una entrada experimental, el mecanismo por el cual esto es así no se conoce todavía hoy en día.

Por otra parte, la clasificación de los hadrones en multipletes de $SU(3)$ conducía a importantes consecuencias referentes a la estructura de los mismos. En primer lugar, en el marco de la simetría $SU(3)$ todos los hadrones son equivalentes, por lo que la distinción de algunos de ellos como más fundamentales, desde dicho punto de vista, carece de sentido. Además, no se entendía qué es lo que debería corresponder a la representación fundamental del grupo $SU(3)$, la dimensión de la cual es 3.

Tabla 1: Números cuánticos para los tres quarks más ligeros (u , d y s), empleados en los primeros desarrollos del modelo quark.

Quarks	Q	B	S	J
u	+2/3	+1/3	0	$\hbar/2$
d	-1/3	+1/3	0	$\hbar/2$
s	-1/3	+1/3	-1	$\hbar/2$

En 1964, M. Gell-Mann y G. Zweig formularon independientemente una hipótesis muy importante. Fueron introducidos tres nuevos objetos fundamentales que, por definición entonces, no eran más que meros transportadores elementales de los siguientes números cuánticos: la carga eléctrica Q , la carga bariónica B , la extrañeza S y el espín J . De manos de Gell-Mann, estos objetos recibieron el nombre de “quarks”. Conforme a esta nueva hipótesis los tres quarks u , d y s corresponden a la representación fundamental del grupo de simetría interna $SU(3)$. Su nombre y números cuánticos quedan recogidos en la tabla 1.

Era necesario asignar a los quarks valores exóticos y aparentemente estrafalarios, por ser fraccionarios, a su carga eléctrica y bariónica. Estos números cuánticos hacían de los quarks q unos entes muy exóticos y conceptualmente muy alejados de las partículas observadas. No obstante, si se suponía que en la naturaleza sólo tienen lugar combinaciones de tres quarks ($3q$), así como combinaciones de un quark y un antiquark de la forma ($q\bar{q}$), resultó que aparecía un esquema de clasificación muy simple para los bariones, antibariones y mesones observados. Este resultado se basa en la sencilla propiedad de los grupos unitarios que afirma que cualquier representación de $SU(N)$ puede ser obtenida por medio del producto tensorial de sus representaciones fundamentales.

Debido al carácter estrictamente formal de las leyes que prohibían la existencia en la naturaleza tanto de los mismos quarks como del resto de sus combinaciones, por ejemplo la $(2q)$, así como a las dificultades que aparecen por la violación del teorema de Pauli sobre la relación espín-estadística, como veremos más adelante, en un principio los quarks no eran considerados más que como símbolos que permitían obtener, de una forma simple, y elegante todos los hadrones de espín 0 y $\hbar/2$, así como los estados de resonancia hadrónica de espín \hbar y $3\hbar/2$. En la tabla 2 se muestran ejemplos de cómo se pueden construir varios hadrones a partir de sus quarks constituyentes.

Tabla 2: Números cuánticos y composición en quarks para varios bariones y mesones.

Hadrones	Composición de quarks	Orientación relativa de los espines	Espín del hadrón (\hbar)	Q	B	S
p	uud	$\uparrow\uparrow\downarrow$	1/2	1	1	0
n	udd	$\uparrow\uparrow\downarrow$	1/2	0	1	0
π^+	$u\bar{d}$	$\uparrow\downarrow$	0	1	0	0
π^0	$u\bar{u} + d\bar{d}$	$\uparrow\downarrow$	0	0	0	0
ρ^+	$u\bar{u} + d\bar{d}$	$\uparrow\uparrow$	1	0	0	0
K^0	$d\bar{s}$	$\uparrow\downarrow$	0	0	0	1
K^+	$u\bar{s}$	$\uparrow\downarrow$	0	1	0	1
Δ^{++}	uuu	$\uparrow\uparrow\uparrow$	3/2	2	1	0
Ω^+	sss	$\uparrow\uparrow\uparrow$	3/2	-1	1	-3

El modelo de quarks dio una explicación natural a la existencia de multipletes. Efectivamente, los estados de quark y antiquark (no necesariamente del mismo tipo) pueden ser constituidos de 9 formas distintas, obteniéndose de esta manera un singlete y un octete de mesones. Análogamente, las 27 combinaciones posibles que pueden ser obtenidas con 3 quarks dan lugar a un singlete, dos octetes y un decuplete de bariones. La mencionada descomposición de las diferentes combinaciones en multipletes tiene su fundamento en la teoría de representaciones de grupos. Más concretamente, los productos de las representaciones tridimensionales del grupo $SU(3)$ se descomponen en sumas directas de representaciones de este grupo tal y como sigue:

$$3 \otimes \bar{3} = 1 + 8 \tag{12}$$

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 + 8 + 8 + 10$$

Todos los hadrones conocidos en los años 60 fueron descritos con gran éxito por medio del modelo de quarks. A comienzos de los 70, con el fin de conseguir la supresión de las ya mencionadas corrientes débiles neutras de cambio de sabor en las interacciones débiles, S.L. Glashow, J. Iliopoulos y L. Maiani introdujeron el llamado mecanismo GIM y predijeron la existencia del quark c (llamado “encanto” del inglés “charm”). Poco tiempo después fueron descubiertos los mesones J/ψ , los cuales se interpretaron como un estado ligado $c\bar{c}$ y, seguidamente, los mesones encantados D y sus diversos tipos. En la actualidad se conocen 6 tipos de quarks, también llamados “sabores” de quarks,² que se agrupan en multipletes de isoespín débil como

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \tag{13}$$

Constituyen las tres familias de quarks y en todas ellas el quark que ocupa la posición superior tiene una carga eléctrica de $+2|e|/3$ y el que ocupa la posición inferior tiene carga eléctrica de $-|e|/3$. La gran diferencia entre las familias reside en la masa de sus miembros. Mientras que los quarks u y d tienen una masa muy pequeña, nula a efectos de la mayoría de las aplicaciones prácticas, el quark s tiene una masa alrededor de 100 MeV. El quark c tiene una masa de unos 1200 MeV y el quark “bottom”(o “abajo”), b , de unos 4000 MeV. Finalmente la masa del quark “top” (o “arriba”), t , es, en términos relativos, verdaderamente enorme, de unos 174000 MeV. Hoy en día permanece como un gran misterio de la física de partículas poder entender cuál es el origen de esa enorme dispersión de masas. De hecho, uno de los requerimientos básicos que debe satisfacer cualquier teoría “final” es la de explicar el origen de las masas de los quarks y leptones y por qué sus valores son tan distintos.

² La palabra “quark” hace referencia a un postre lácteo parecido al yoghurt común en los países germánicos. De ahí que se hable de “sabores” de quarks.

CROMODINÁMICA CUÁNTICA

El modelo de quarks, en la forma en que lo hemos descrito anteriormente, se plantea como una dificultad el imponer el principio de exclusión de Pauli a los quarks, y que deben satisfacer puesto que son fermiones. Así, la resonancia bariónica Δ^{++} , según el modelo quark, consta de tres quarks iguales, $u \uparrow u \uparrow u \uparrow$, situados en el mismo estado y entonces se violaría el principio de exclusión de Pauli. Caso similar ocurre para el hiperón Ω^- que corresponde a $s \uparrow s \uparrow s \uparrow$. La solución a este problema fue encontrada por M. Han y Y. Nambu. Se propuso para los quarks la existencia de un nuevo número cuántico que posteriormente sería designado con el nombre de “color”. Subrayemos también que a estos autores se les debe la idea de la introducción del octete de campos vectoriales de gauge que transportarían las interacciones fuertes entre los quarks; volveremos a este punto más adelante. El color de cada quark puede adoptar tres valores (en analogía con los colores fundamentales del espectro visible, estos valores se denominan rojo, azul y amarillo), que se suelen designar con un índice latino que corre desde 1 hasta 3. Por definición, los colores de los antiquarks son complementarios de los colores de los quarks. De modo que si estos últimos pertenecen a la representación fundamental de $SU(3)$, los antiquarks pertenecen a la representación conjugada, denominada $\bar{3}$. Este nuevo número cuántico presenta la propiedad de no manifestarse en las partículas observadas, es decir, en los hadrones. Este hecho se puede explicar sin más que admitiendo que los colores de los quarks que constituyen cada uno de los hadrones reales (bariones y mesones) se compensan entre sí, lo cual da como resultado el que los hadrones estén “decolorados”.

Dentro de este nuevo marco que resulta de introducir el color de los quarks, resulta que los quarks que forman los hadrones Δ^{+++} y Ω^- se diferencian en el color, y, por lo tanto, no aparece ningún tipo de contradicción con el principio

de exclusión de Pauli. De hecho, el tipo de combinación de color que se obtiene es completamente antisimétrico y viene dado por $\sum \epsilon_{ijk} q^i q^j q^k$. Con ello se garantiza el cumplimiento del principio de exclusión de Pauli, siendo la función de onda fermiónica que resulta completamente antisimétrica, como debe ser.

La ausencia de color en los hadrones refleja el que éstos son trivialmente invariantes bajo transformaciones de simetría de color. Se postula como grupo de simetría cromática el grupo $SU_c(3)$, donde el subíndice c indica color, para distinguirlo del grupo de $SU(3)$, anteriormente introducido en el modelo quark, y que se refiere a transformaciones entre sabores o tipos de quarks. En estas últimas transformaciones el color del quark permanece invariante. A diferencia del grupo $SU(3)$, el nuevo grupo de simetría introducido $SU_c(3)$ se conserva exactamente por las interacciones fuertes. Los quarks tricoloreados realizan la representación fundamental del grupo de simetría de color y no pueden, por lo tanto, existir objetos coloreados más elementales.

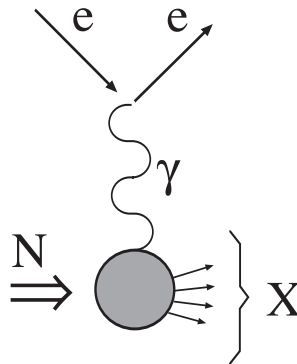


Figura 1: Representación esquemática del proceso de dispersión muy energético electrón-protón. El fotón intercambiado, γ , responsable de la interacción entre el nucleón y el electrón, se indica con la línea ondulada. Como consecuencia, el nucleón se transforma en un complejo sistema final de hadrones indicado por X. Por ello, se dice que este proceso es profundamente inelástico, esto es, el estado final es muy distinto del estado inicial.

Un fuerte apoyo a las ideas de los quarks como constituyentes de los hadrones vino a través del modelo de partones propuesto por R. Feynman. Para probar la estructura interna de los protones se desarrolló una experiencia en 1968 en SLAC (California), en la que electrones muy energéticos se hacían colisionar con protones. Se seleccionaba sólo parte de las partículas en el estado final y se contaban todos los eventos independientemente del resto de partículas que

formasen parte del estado final, con tal de que éste contenga las partículas seleccionadas y que definen el proceso inclusivo. La reacción de dispersión electrón-protón la representamos en la figura 1. Ahí se ve que se emite un fotón entre los electrones inicial y final y que colisiona con el nucleón entrante o blanco. Como resultado de dicha colisión se genera un gran número de hadrones en el estado final que son representados en conjunto con la letra **X**. Un descubrimiento importante fue la propiedad de automodelación o “scaling” de estos procesos inclusivos y que indicaba que en la región a partir de unos pocos GeV, las interacciones fuertes no poseen ningún tipo de longitud característica o escala de masas. Este descubrimiento experimental indujo a Feynman a proponer la existencia de partones para la descripción de la estructura de los hadrones. Estos partones serían puntuales y de espín $\hbar/2$ y entre ellos la interacción a las energías en que tiene lugar la transferencia de momento propia de la experiencia de SLAC sería despreciable. De este modo Feynman reprodujo fielmente los datos experimentales de SLAC de 1968 sobre colisión electrón-protón.

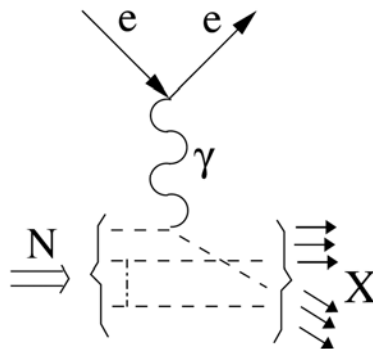


Figura 2: Representación esquemática del proceso de dispersión muy energético electrón-protón de acuerdo al modelo de partones. El fotón intercambiado, γ , interactúa con un partón del nucleón. Dada la gran transferencia de momento lineal en el proceso de colisión con el hadrón, el quark golpeado por el fotón deja de formar parte del nucleón y da lugar a nuevos hadrones. Los otros dos partones del nucleón siguen su camino y hadronizan en complicados sistemas hadrónicos. En conjunto se genera el estado final hadrónico X. Por su parte la línea vertical indica interacciones fuertes remanentes entre los partones.

En el modelo de partones se supone que el proceso de dispersión tiene lugar en dos estadios completamente independientes, tal y como se pretende representar en la figura 2. En el primer estadio tiene lugar la interacción entre el fotón virtual y uno de los partones, el cual adquiere un gran impulso trans-

mitido tras el choque; el segundo estadio es el proceso denominado de hadronización, es decir, la transformación de los partones en un chorro de hadrones que son los observados en la experiencia como las partículas que componen el estado final.

La dependencia medida experimentalmente de este proceso con la energía del electrón incidente y con la transferencia de momento lineal entre el electrón inicial y el final concuerda bien con la idea de la puntualidad de los partones y de que éstos interactúen residualmente para grandes energías. Con tipos de experimentos similares, involucrando también muones y neutrinos, se llegó a la conclusión de la existencia de otros partones. Aproximadamente la mitad del impulso del nucleón se transmite mediante objetos neutros, los cuales llevan el nombre de gluones, y que como ya se mencionó en su momento son las partículas mediadoras de las interacciones fuertes.

El intercambio de gluones entre quarks debe dar cuenta de dos hechos experimentales. El primero es la existencia misma de los hadrones constituidos por quarks, lo cual indica que a distancias típicas del tamaño de los hadrones, $\geq 10^{-16}$ m, estas interacciones deben ser muy intensas para ligar los quarks y dar cuenta de las masas de los hadrones.

Sin embargo, para mayores energías (o distancias menores, $\leq 10^{-16}$ m), tal y como han mostrado los experimentos de dispersión electrón-protón, se requiere que se tornen débiles, es decir, de escasa intensidad. La teoría de las interacciones fuertes basadas en la extensión local de la simetría de $SU_c(3)$ se denomina Cromodinámica Cuántica (QCD). Se expresa en términos de quarks con los gluones como los campos gauge, es decir, las partículas mediadoras de las interacciones fuertes.

Como ya hemos mencionado anteriormente, las distintas interacciones vienen caracterizadas por una constante de acoplamiento. La constante de estructura fuerte, α_s , depende de hecho de la distancia. Éste es un comportamiento típico de las Teorías Cuánticas de Campos que son las teorías actuales que describen de un modo cuantitativo las interacciones electrodébiles y fuertes y que, como hemos mencionado anteriormente, constituyen el marco consistente de conjugar la Mecánica Cuántica con la Teoría de la Relatividad Especial. Es propio de las interacciones fuertes que α_s dependa de la distancia tal que a distancias mayores va aumentando de tamaño y conforme se exploran distancias menores llega un momento en que tiende a cero con una tendencia del tipo,

$$\alpha_s(r) \sim \left(a \log \frac{1}{r\Lambda} \right)^{-1} \quad (14)$$

siendo a una constante. Esta tendencia a cero de la constante de acoplamiento fuerte con la distancia para $r \rightarrow 0$ se conoce como libertad asintótica. Fue predicha por D.J. Gross, D. Politzer, F. Wilczek, que obtuvieron el premio Nobel de 2004 por este descubrimiento. De este modo, surge pues el siguiente esquema de formación de los hadrones. Según sus números cuánticos los hadrones contienen un cierto número mínimo de quarks y antiquarks, que se denominan quarks de valencia. Los bariones tienen tres quarks de valencia, y los mesones, un quark y un antiquark de valencia. Los quarks de valencia interactúan entre sí intercambiando gluones virtuales, las partículas mediadoras de las interacciones fuertes. A su vez, estos gluones crean pares virtuales de quark y antiquark, los cuales, para ser distinguidos de los de valencia, se denominan mar. Todo esto hay que complementarlo con los procesos de emisión de gluones virtuales por parte de los quarks del mar y por los mismos gluones y así sucesivamente. En este régimen QCD planteada en términos de los grados de libertad fundamentales, quarks y gluones, es extremadamente compleja de tratar y todavía hoy en día no se dispone de una solución completa de QCD en este régimen, conocido como el infrarrojo.

Aun cuando el color no sea directamente observable, sí que existen procesos que dependen crucialmente del número de colores y han sido comprobados experimentalmente. Casos muy importantes son la desintegración del $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ y el cociente del proceso inelástico de la aniquilación electrón-positrón dando hadrones sobre el proceso análogo dando muones. El primero es un proceso proporcional a N_c^2 y el segundo a N_c . Los cálculos realizados con $N_c = 3$ están en muy buen acuerdo con la experiencia.

En QCD además de los quarks coloreados existen 8 gluones vectoriales sin masa G_μ^i ($i = 1, \dots, 8$), correspondientes a la representación adjunta del grupo. La interacción entre quarks y gluones viene descrita por el Lagrangiano,

$$L = \frac{g}{\sqrt{2}} \sum (\bar{q}_1 \bar{q}_2 \bar{q}_3) \begin{pmatrix} G_\mu^3 + G_\mu^8 / \sqrt{3} & G_\mu^1 - iG_\mu^2 & G_\mu^4 - iG_\mu^5 \\ G_\mu^1 + iG_\mu^2 & -G_\mu^3 + G_\mu^8 / \sqrt{3} & G_\mu^6 - iG_\mu^7 \\ G_\mu^4 + iG_\mu^5 & G_\mu^6 + iG_\mu^7 & -2iG_\mu^8 / \sqrt{3} \end{pmatrix} \gamma^\mu \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \end{pmatrix} \quad (15)$$

En esa fórmula los índices de color 1, 2, 3 se han escrito explícitamente y la suma se extiende sobre los sabores de quarks. Éstos son 6, aunque dada la enorme disparidad en la masa de los quarks, está claro que si, por ejemplo, se está a energías suficientemente bajas sólo los quarks u , d y s son los relevantes. Conforme se suba en energías se requiere la introducción explícita del resto de quarks con masas cada vez más altas. El Lagrangiano completo de QCD contiene también términos de interacción de los gluones entre sí, más concretamente, entre tres y cuatro gluones. Por otra parte, la constante de estructura fuerte en términos de g viene dada por $\alpha_s = g^2 / 4\pi$. Al igual que antes introdujimos su dependencia con la distancia, α_s también es función de E . Pensemos que ambas dependencias están muy relacionadas, puesto que si se emplea un proyectil muy energético para estudiar un blanco, aquél sólo sufrirá cambios en su movimiento si la interacción entre ambos varía muy rápidamente con la distancia, de otro modo el proyectil energético se encontrará en una situación muy similar a la libre puesto que viaja muy deprisa y no apreciaría cambios en las condiciones de su movimiento. Como ejemplo, piénsese una bala cruzando un pastel. Por el contrario, si el proyectil es poco energético será sensible sobre todo a las propiedades globales de la interacción puesto que requiere de un tiempo considerable para recorrer distancias propias de cambio de la interacción, que antes denotamos por R . La ecuación que gobierna la dependencia en E para α_s es muy similar a la expresión (14),

$$\alpha_s(E) \sim \left(\frac{c}{\log(E^2 / \Lambda^2)} \right) \quad (16)$$

donde $c = 1 / \beta_1 = 12\pi / (33 - 2n)$, n el número de tipos de quarks activos y $\Lambda_{\text{QCD}} = \mu \exp(-c / 2\alpha_s(\mu^2))$ se le denomina el parámetro de escala de QCD. Por su parte, μ se denomina como la escala de renormalización y hace referencia al punto donde se emplea un dato experimental para fijar α_s a esa energía, $\alpha_s(\mu^2)$. Λ_{QCD} tiene dimensiones de energía y aparece como resultado de la transmutación dimensional, y sustituye a la constante de acoplamiento adimensional. Al utilizar esta ecuación, n debe ser el número efectivo de sabores de quarks, es decir, el número de quarks cuya masa sea menor que E . El parámetro Λ_{QCD} es del orden de 200 MeV, fijado a partir de comparaciones entre cálculos y resultados experimentales. Gracias al fenómeno de la libertad asintótica se pueden realizar cálculos perturbativos dentro de QCD para energías suficientemente

elevadas. Un ejemplo de ello es el cálculo ya descrito anteriormente de la dispersión electrón-protón a altas energías y cómo, en un primer estadio, se podía tratar a los partones como si estuviesen libres entre ellos e interactuasen independientemente con el fotón intercambiado proveniente de la interacción con los electrones. Este proceso, en el que los partones interactúan de una manera perturbativa, es común a muchas reacciones y se suelen denominar como procesos duros. Por el contrario, los procesos por los cuales al final los quarks y gluones que resultan de estos procesos duros se recombinan y dan lugar a los hadrones finales observados se denominan procesos infrarrojos y engloban la parte no perturbativa de QCD, es decir, la región donde α_s se hace del orden de 1. La dependencia de la magnitud estudiada M respecto de las variables momento lineal transferido pequeño p^2 (zona no perturbativa) y momento lineal transferido grande Q^2 (zona perturbativa) se puede escribir esquemáticamente como $M(Q^2, p^2) = G(Q^2) \times F(p^2)$. La función $G(Q^2)$ se calcula dentro del marco de QCD perturbativa, mientras que $F(p^2)$ contiene toda la información necesaria sobre las grandes distancias o zona infrarroja y su método escapa a las posibilidades estándares de teoría de perturbaciones. La función $F(p^2)$ se tiene que fijar típicamente mediante métodos no perturbativos suplidos con información experimental extra.

Los experimentos realizados en el acelerador de partículas DESY de Hamburgo permitieron detectar en 1979 tres chorros de hadrones correspondientes a la producción de un quark, un antiquark y un gluon en las reacciones de aniquilación de electrón-positrón yendo a hadrones en el colisionador PETRA. Cada chorro de hadrones se agrupa en torno a una dirección de vuelo concreta que corresponde con el momento lineal del partón que ha dado lugar al chorro al hadronizar.

Esto se muestra en la figura 3, donde se pueden ver nítidamente los 3 chorros de hadrones resultantes del proceso. Además, la distribución angular y energética de los hadrones en los sucesos observados está en acuerdo a lo que se espera a partir de la producción de los tres partones según QCD. También se observaron sucesos que involucraban dos chorros a partir de la producción de un par $q\bar{q}$ inicial. Estos experimentos han ido haciéndose cada vez más precisos culminando en la verificación de QCD perturbativa al nivel de unos pocos tantos por ciento en el colisionador LEP del CERN en Ginebra. También es de destacar que QCD describe con éxito la rica espectroscopía observada de los estados ligados de $c\bar{c}$ y $b\bar{b}$.



Figura 3: Imagen original en la que se observan tres chorros de hadrones procedentes de la aniquilación electrón-positrón a 30 GeV. El fotón que se emite en el vértice electrón-positrón (véase la figura 1) da lugar a la formación de un par quark-antiquark, uno de los cuales radia un gluón. Finalmente, los tres partones hadronizan dando lugar a los tres chorros de partículas que son claramente visibles. Ésta fue la primera evidencia experimental directa de la existencia de los gluones obtenida en 1979 en el detector TASSO del colisionador PETRA en el acelerador DESY de Hamburgo.

El proceso de hadronización, por el que quarks y gluones no se observan directamente como partículas en los estados inicial y final de las reacciones físicas, se puede entender con una analogía que por lo que se sabe está bastante próxima a la realidad. Imaginemos que un par $q\bar{q}$ que formaban cierto estado mesónico comienzan a separarse. Dado que la constante de acoplamiento aumenta con la distancia, esto hace que la energía potencial de este proceso de separación vaya aumentando hasta que resulta energéticamente más favorable la producción de un nuevo par quark-antiquark. De este modo, el quark inicial se asocia con el nuevo antiquark, mientras que el antiquark originario lo hace con el nuevo quark, de modo que cada par $q\bar{q}$ que ha resultado de esta recombinación da lugar a un nuevo hadrón descolorido. Este procedimiento puede ser iterativo, pero en cualquier caso siempre se acaba con hadrones y nunca con quarks o gluones libres. A este fenómeno se le llama confinamiento de color.

MÉTODOS NO PERTURBATIVOS DE QCD

Se trata de desarrollar métodos más allá de los meramente perturbativos pero que se deriven y tengan una clara conexión con QCD, y que no presupongan la pequeñez de la constante de acoplamiento. Todos ellos tienen sus ventajas e inconvenientes. De ellos, los métodos de la matriz S son incluso muy anteriores a QCD. Sin embargo, aunque se intentó, no dieron lugar a un marco cerrado para el cálculo de procesos físicos que pudiera suplantar la necesidad de una teoría básica basada en la Teoría Cuántica de Campos.

Desarrollo en potencias de $1/N_c$

Se emplea como parámetro “pequeño” del desarrollo la inversa del número de colores de QCD, N_c . Se plantea el problema con $N_c \rightarrow \infty$ y se requiere que la teoría tenga un límite bien definido. Estas técnicas fueron introducidas por G.'t Hooft en 1974 para los mesones y extendidas por E. Witten en 1979 para los bariones. Ello hace que la constante de acoplamiento g corra con N_c como $1/\sqrt{N_c}$. Los gluones tienen dos índices de color dado que aparecen en una matriz $N_c \times N_c$, tal y como hemos mostrado en la expresión (15), mientras que los quarks sólo poseen un índice de color dado que se transforman como vectores de la representación fundamental. El seguimiento de los índices de color en un diagrama de interacción de QCD conduce a una gran simplificación en el límite $N_c \rightarrow \infty$, de modo que sólo aquellos diagramas que sean planares, es decir, que siguiendo el flujo de los índices de color en el diagrama se puedan dibujar en un plano, son los que dominan en este límite. En esta aproximación la teoría se reduce a una teoría de hadrones que interactúan débilmente con $N_c \gg 1$ (para $N_c \rightarrow \infty$ serían libres). De hecho, las resonancias hadrónicas no se desintegran, es decir, se tornan estables, y los grados de libertad básicos de quarks

y gluones quedan integrados en los valores de las constantes de acoplo entre los hadrones. No obstante, la teoría resultante todavía no se puede resolver para predecir los valores de estos acoplos, pero sí que simplifica mucho la imagen que se obtiene de las interacciones fuertes y permite obtener relaciones entre unos procesos y otros.

Condensados de vacío y reglas de suma

La hipótesis de la dualidad hadrón versus quark-gluon, que surge de modo natural en el límite de $N_c \rightarrow \infty$, tal y como hemos visto, permite relacionar ciertas características de los hadrones con los resultados de los cálculos perturbativos (es decir, basados en teoría de perturbaciones) obtenidos en el marco de QCD. Mediante el método de reglas de suma se permite escribir expresiones relativas a ciertas cantidades físicas en términos de cálculos realizados con QCD perturbativa y de una necesaria entrada de información hadrónica. Para ello, se igualan las dos expresiones correspondientes a una cierta magnitud que se puede evaluar de las dos formas. Entonces, la entrada hadrónica depende de ciertos parámetros cuyo valor se puede predecir en términos de cantidades directamente relacionadas con QCD.

Un desarrollo importante dentro de las reglas de suma fue llevado a cabo por A.I. Vainshtein, V.I. Zajarov y M.I. Shifman, que tuvieron en cuenta la naturaleza nada trivial del vacío de las interacciones fuertes e introdujeron la existencia de valores esperados no nulos de operadores de quarks y gluones en el vacío, éstos son los denominados condensados. El condensado de quark se define como el valor esperado en el vacío del producto de operadores de quark y antiquark en un mismo punto, $\langle \bar{q}(x)q(x) \rangle_0$. En el enfoque habitual, basado en teoría de perturbaciones, este valor esperado es igual a cero. El hecho de que tanto el condensado de quarks como el de gluones den un valor distinto de cero significa que el vacío en Cromodinámica Cuántica no es sinónimo de ausencia física sino que en él se tiene una densidad no nula de pares de quark y antiquark y de gluones. En este nuevo enfoque, las características observables de los hadrones y las resonancias dependen de los valores esperados de los condensados y de los resultados puramente perturbativos de QCD en función de $\alpha_s(\mu^2)$. Los valores esperados de aquí obtenidos resultan bastante grandes, típicamente del orden de Λ_{QCD}^D , con D la dimensión del operador correspondiente. Por ejemplo para el condensado de quarks se tiene,

$$\langle \bar{q}q \rangle_0 \approx -(240)^3 \text{ MeV}^3 \quad (17)$$

El que haya sido así, es decir, que el tamaño de los condensados de quarks tenga fijado su orden de magnitud por Λ_{QCD}^D era de esperar puesto que esta constante mide los efectos no perturbativos dentro de QCD.

QCD en el retículo

Un método alternativo para resolver QCD es empleando los computadores más avanzados existentes y resolver las ecuaciones de la teoría numéricamente. Estas ecuaciones se expresan en forma de integrales funcionales y se emplea el Método de Monte Carlo para su cálculo numérico, lo cual supone la realización de integrales reiteradas de gran multiplicidad. Es lo que se conoce como QCD en el retículo o “lattice QCD”. Primero se pasa del espacio de Minkowski a un espacio euclídeo mediante la transformación $t \rightarrow ix^4$. Entonces, el espacio tetra-dimensional continuo se sustituye por un conjunto discreto de puntos $x \rightarrow \{n_1, n_2, n_3, n_4\} \equiv \{n\}$, de igual período a en las cuatro direcciones (aunque este aspecto se puede modificar y utilizar mallas asimétricas, típicamente en la dirección temporal, si conviene). En lugar de campos distribuidos continuamente tendremos funciones de variables discretas, los campos de quark $\psi(x) \rightarrow \psi(\{n\})$ y para los campos de gluones $G_\mu^i(x) \rightarrow G^i(\{n\}, \hat{\mu})$, con $\hat{\mu}$ a lo largo de la dirección de una arista. Todas las derivadas se sustituyen por diferencias finitas, y las integrales por sumas a lo largo de los puntos de la red.

Entre los resultados importantes dentro de “lattice QCD” se encuentra el haber mostrado que el potencial entre dos quarks estáticos a distancias del orden del tamaño de los hadrones se sustituye por un potencial linealmente creciente $U(r) \sim kr$. Tal dependencia asegura el confinamiento de los quarks y es una evidencia de que éste resulta de las ecuaciones de la teoría. Así mismo, se ha calculado el espectro de QCD tanto mesónico como fermiónico y se observa un buen acuerdo global con los datos experimentales. No obstante, todavía quedan algunos hadrones que requieren de aproximaciones más refinadas dentro de QCD en el retículo debido a que presentan componentes muy importantes más allá de quarks y gluones de valencia, es decir, en los que los quarks y gluones del mar juegan un gran papel. Esto es numéricamente muy complicado de obtener en detalle. Para muchos hadrones dominan los quarks y gluones de valencia y para éstos QCD en el retículo muestra un muy buen acuerdo con la experiencia.

Otros resultados importantes obtenidos por “lattice QCD” han sido el cálculo de la masa de los quarks a partir de la reproducción de buena parte del espectro hadrónico con una precisión que compite con los mejores cálculos de reglas de suma de QCD. También se ha predicho dentro de QCD la existencia de hadrones formados exclusivamente a partir de gluones de valencia, que son los denominados “glueballs”. Se ha predicho su masa en torno a 1.5 GeV, aun cuando su identificación experimental se muestra muy elusiva porque estos estados aparecen en una zona rica en otras resonancias hadrónicas. No obstante, recientemente se han realizado grandes avances en este respecto a cargo del grupo de investigación de física hadrónica de la Universidad de Murcia. Así el gluebal queda identificado con la resonancia $f_0(1700)$, que a su vez se manifiesta en parte en la $f_0(1500)$.

Métodos de la matriz S

La matriz de colisiones S fue definida por Heisenberg como el operador cuyos elementos matriciales son las amplitudes de probabilidad del paso de un estado inicial en $t = -\infty$ a otro estado final en $t = +\infty$. En ambos estados puede hallarse tanto un conjunto de partículas infinitamente separadas unas de otras, como formaciones complejas de las mismas, es decir, sus estados ligados. Partiendo de esta definición Bogoliubov formuló un sistema axiomático que no contenía ningún tipo de suposición acerca del carácter pequeño de la interacción. Este esquema abarca una serie de axiomas respecto a la estructura del conjunto de las amplitudes cuánticas (es decir, de los vectores de estado, los cuales describen los conjuntos asintóticos de partículas), sus propiedades de transformación, y las propiedades de la matriz S . De entre todos estos axiomas los más importantes son los referentes a la covarianza relativista de la matriz S , así como sus propiedades de unitariedad y causalidad.

Esta axiomática permitió obtener toda una serie de resultados rigurosos de carácter general tales como las representaciones espectrales unidimensionales de los propagadores de una partícula, la representación de Jost-Lehmann-Dyson para las amplitudes de colisión, así como las relaciones de dispersión para la amplitud de colisión pion-nucleón hacia delante (es decir, para la que el ángulo de dispersión es nulo), y que relacionan entre sí, exclusivamente, magnitudes observables experimentalmente. Éste es, no obstante, el principal problema que plantean los métodos de la matriz S cuando se toman por sí mis-

mos y es que necesitan de gran cantidad de información experimental para poder realizar las integrales de que depende el resultado que se busca. Es decir, ofrecen un marco de relación ab initio de unas magnitudes experimentales con otras, pero su poder predictivo, estrictamente, es nulo al no ofrecer un marco cerrado de cálculo de cualquier proceso físico. La teoría axiomática ha conocido más avances, como el enfoque axiomático de A.S. Wightman, donde el objeto físico principal, el campo cuántico interactuante, no es un objeto directamente observable. Por su parte, el enfoque algebraico de R. Haag y H. Araki estudia el conjunto de todos los observables, es decir, de todas las magnitudes físicas que pueden ser medidas experimentalmente (no sólo de la matriz S , por ejemplo).

En el marco de tales esquemas axiomáticos se logró obtener algunos resultados generales para la Teoría Cuántica de Campos, como son una nueva demostración del teorema *CTP* (que establece que el producto de conjugación de carga (C), inversión espacial (P) y de inversión temporal (T) debe ser una buena simetría para todo tipo de interacción), así como del teorema referido a la relación entre espín y estadística. También es de destacar el teorema de Haag, del que se sigue que la representación de interacción de la Teoría Cuántica de Campos (es decir, el vector de estado del sistema de campos cuánticos en un instante de tiempo finito dado t) existe sólo en el caso de que no haya ningún tipo de interacciones.

Las propiedades de unitariedad y causalidad de la matriz S dan lugar a que las amplitudes de colisión presenten unas propiedades analíticas relativamente sencillas cuando la energía y transferencia de momento se extienden al plano complejo. Entonces, la amplitud de colisión es analítica salvo por la presencia de cortes lineales o circulares/elípticos. De este modo se establecieron rigurosamente relaciones de dispersión para la colisión hacia adelante de pion-nucleón. Mediante la relación de dispersión se puede calcular la parte real de la amplitud en términos de magnitudes experimentales bien conocidas a través de una integral sobre las mismas. Unitariedad fija directamente la parte imaginaria en términos de dichas magnitudes. Mediante esta relación de dispersión se puede calcular el valor de la constante de acoplo de pion-nucleón. Tan pronto como se obtuvieron los datos experimentales para la dispersión de pion-nucleón se pudo comprobar que el valor obtenido para esta constante de acoplo estaba también de acuerdo con otros métodos y medidas experimentales directas.

Estos desarrollos llevaron a considerar a la amplitud de colisión en la forma de una única función pero de varias variables complejas, estableciendo así una relación estrecha entre distintos procesos en un principio considerados como independientes. Esta relación se llama simetría de cruce y es consecuencia directa de la invarianza de las interacciones fuertes bajo conjugación de carga así como de su covarianza relativista. Esto significó el punto de partida para numerosas construcciones. Los resultados exactos más importantes obtenidos dentro del marco del nuevo enfoque analítico se refieren a las severas restricciones sobre el comportamiento asintótico de las amplitudes de dispersión que tienen lugar en las regiones de altas energías, es el llamado límite de Froissart, que establece que la sección eficaz de colisión total no puede aumentar a un ritmo mayor que el de $\log^2 E$.

Otro desarrollo fundamental en conexión con el párrafo anterior fue la representación espectral doble para las amplitudes de colisión desarrollado por S. Mandelstam. Esta relación establece las propiedades analíticas de la amplitud simultáneamente respecto a dos argumentos cinemáticos invariantes respecto a las transformaciones de Lorentz. La idea es que las singularidades que presenta una amplitud de colisión extendida al plano complejo debe venir dada por el intercambio de estados intermedios, bien en el proceso directo o en los procesos relacionados por la simetría de cruce. Es la llamada representación de Mandelstam. Aunque no se ha logrado derivar una demostración dentro de la Teoría Cuántica de Campos de la representación de Mandelstam, sí que es cierto que cualquier cálculo perturbativo de diagramas de colisión en Teoría Cuántica de Campos sí que satisface dicha representación. En lo sucesivo la representación de Mandelstam sería considerada bien como una hipótesis verosímil en el marco de la Teoría Cuántica de Campos o bien como un postulado independiente dentro de la teoría de la matriz S .

Teorías efectivas de campos

En este caso lo que se busca es una descripción de los procesos físicos dentro de un cierto intervalo de energías, aquellas energías que de hecho nos interesan, directamente en términos de los grados de libertad que aparecen en los procesos considerados. Por ejemplo, si estamos interesados en la colisión de hadrones a bajas energías, el que éstos estén constituidos intrínsecamente por quarks y gluones puede ser obviado, de la misma manera que en química para

describir las interacciones electromagnéticas entre electrones y núcleos es superfluo el que éstos están formados, en última instancia, por quarks y gluones. Es decir, con las teorías efectivas se pone claramente de manifiesto que nuestro objetivo no es contar con una teoría del todo sino con una teoría que haga posible de manera cuantitativa y viable el estudio de fenómenos para los que empleando la teoría subyacente o sería imposible su estudio o innecesariamente complicado.

En el caso de las interacciones fuertes dado que directamente QCD es demasiado complicada de resolver en el límite infrarrojo se emplean en su lugar ciertas teorías efectivas. Para bajas energías la teoría efectiva al uso se denomina Teoría Quiral de Perturbaciones (ChPT). Esta teoría se escribe en términos de los hadrones que aparecen hasta energías no mucho mayores que Λ_{QCD} . La existencia de esta separación de escalas se debe a un fenómeno de ruptura espontánea de una simetría del tipo de $SU(3)$, pero más general, y que también aparece en el Lagrangiano de QCD. A los quarks, además de sabor y color, se les puede asociar quiralidad. Esto es así porque a los quarks, al estar dotados de espín por ser fermiones, se les puede asignar el número cuántico de helicidad, que mide si el espín está en el sentido del momento lineal del quark o en sentido opuesto. Resulta que si la masa del quark es nula, las interacciones fuertes conservan helicidad. Entonces para los quarks u , d y s , de masas pequeñas, la simetría $SU(3)$ de sabor de los quarks se desdobra en dos, según sea la helicidad positiva (mismo sentido) o negativa (sentido opuesto), dando lugar al grupo ampliado de $SU(3)_+ \otimes SU(3)_-$. Los subíndices $+$ y $-$ hacen referencia a la helicidad de los quarks que pasan a estar relacionados de manera independiente por esta simetría, llamada simetría quiral del sabor de los quarks. Sin embargo, esta simetría se rompe espontáneamente porque el vacío, tal y como se ha indicado anteriormente, desarrolla valores no nulos de los condensados de quarks. Los valores de estos condensados no son invariantes bajo la simetría quiral de sabor y los valores concretos que poseen son debidos al estado de vacío preciso que se ha realizado en la naturaleza. Los modos de Goldstone asociados a este proceso de ruptura espontánea de la simetría quiral de sabor se corresponden justamente a esos hadrones de masas ligeras en términos de los cuales se escribe ChPT. Esta discusión guarda una analogía muy clara con el ejemplo discutido en la sección 6 acerca de la ruptura espontánea de la simetría de rotaciones en una sustancia ferromagnética cuando desarrolla magnetización.

El parámetro pequeño empleado en el desarrollo perturbativo es la energía y momento lineal de los hadrones ligeros comparados con energías del orden de 1 GeV. Esta teoría a orden más bajo en el desarrollo perturbativo ofrece interesantes resultados y relaciones entre observables. No obstante, adolece del hecho de que sus correcciones a órdenes superiores involucran cada vez más parámetros desconocidos que se deben tomar del experimento, con lo que su poder predictivo disminuye rápidamente. Además, las energías en aplicaciones prácticas no son tan reducidas, de modo que se originan efectos no perturbativos que limitan mucho la precisión de la teoría. Pero también, incluso a bajas energías, ocurre en algunos procesos que los efectos no perturbativos son grandes porque esta teoría trata una de las propiedades fundamentales de la matriz S , como es unitariedad, sólo de forma perturbativa. Una extensión de ChPT que ha llevado a superar estos dos inconvenientes es la Teoría Quiral de Perturbaciones Unitaria (UChPT). Aquí se compara una fórmula general con el desarrollo perturbativo, de manera que el desarrollo no se realiza sobre la amplitud directamente sino sobre un núcleo de interacciones que sí que es perturbativo. De este modo, se repone unitariedad exactamente y se tienen en cuenta los efectos analíticos del corte unitario que en muchos procesos dista de ser suave y perturbativo. Con ello se han podido generar con esta teoría resonancias que tienen un gran impacto en la física de los modos o bosones de Goldstone a baja energía. Entre ellas, cabe destacar que UChPT ha llevado a la predicción y comprensión de la resonancia hadrónica más ligera, la resonancia σ .

Otras teorías efectivas utilizadas en QCD son la Teoría Efectiva para Quarks Pesados, QCD No Relativista y la Teoría Efectiva de QCD Colineal.

Hay que resaltar que las técnicas de Teorías Efectivas de Campos no son sólo propias de QCD sino que en los últimos 30 años se han aplicado también extensamente en física de la materia condensada, donde de hecho tuvieron su origen para el estudio de superconductividad y transiciones de fase.

LA BÚSQUEDA DEL BOSÓN DE HIGGS

En física de partículas se entiende por modelo estándar de las interacciones a las teorías actuales de las interacciones electrodébiles y fuertes. Se basan, como hemos visto, en generalizar a simetrías gauge las simetrías $SU(2) \otimes U(1)$ y $SU_c(3)$, respectivamente. De todas las familias de partículas incluidas en el modelo estándar sólo queda por descubrir el denominado bosón de Higgs. Este último es el responsable de la ruptura espontánea de la simetría electrodébil $SU(2) \otimes U(1)$, porque adquiere un valor no nulo en el vacío, similarmente a como ocurre con la ruptura espontánea de la simetría quiral a través de los valores no nulos de los condensados de quarks en el vacío. Este valor no nulo del campo de Higgs hace que las propiedades de propagación de las partículas cambien respecto del caso en que no lo haya, de modo que adquieren masa. Dado que este bosón de Higgs está detrás del origen de las masas de las partículas elementales, como un fenómeno ligado a una ruptura espontánea de la simetría electrodébil, su descubrimiento sería de la máxima importancia.

Los mejores resultados procedentes del colisionador LEP del CERN excluyen un bosón de Higgs con una masa inferior a 114.4 GeV en 2001. Esto se refiere a la búsqueda directa del bosón de Higgs y es necesario aumentar la energía del acelerador de partículas para poder explorar mayores valores de la masa para el bosón de Higgs. Por otra parte, las medidas de precisión llevadas a cabo también en LEP para probar pequeñas contribuciones dentro del modelo estándar, y ver si realmente sus detalles son correctos, requerían que la masa del bosón de Higgs en el modelo estándar esté alrededor de 120 GeV, con el mejor valor de 117 GeV. Ello implica que realmente LEP en su búsqueda directa del bosón de Higgs se quedó, supuestamente, muy próximo a descubrirlo. Este resultado da una gran confianza de que el bosón de Higgs será detectado en el ya inmediato Gran Colisionador de Hadrones o LHC.

El LHC se está acabando de construir en el CERN y se espera que entre en funcionamiento a finales de este año. Fue propuesto en 1996 y su construcción empezó en 2001 y emplea mucha de la infraestructura ya construida para LEP. No obstante, a diferencia de LEP, el LHC colisionará protones contra protones y no electrones contra protones. Las pérdidas por radiación sincrotrón del protón son mucho menores que las que sufre el electrón y así se alcanzarán energías de colisión mucho mayores. Éstas se espera que lleguen a los 14 TeV como energía de colisión disponible para formar nuevas partículas, atendiendo a la famosa fórmula de Einstein que relaciona masa con energía.

La construcción del LHC ha sido un desafío también a nivel tecnológico y computacional, requiriendo un gran aporte de financiación. El campo magnético utilizado para guiar los protones alrededor del túnel es de unos 8 tesla (pensemos que el campo magnético terrestre es tan sólo de $\sim 0.25 \times 10^{-4}$ tesla). Para su generación se requieren enormes corrientes eléctricas (10000 amperios) y para la conducción de éstas se emplean cables superconductores. Por otra parte, colisiones a tan altas energías dan lugar a haces de centenares de partículas en el estado final de la colisión. De este modo, se generarán enormes cantidades de datos cuyo almacenamiento y análisis están fuera de las posibilidades de los métodos estándar mediante computadores que estuvieran situados en el mismo laboratorio CERN. Se estima que en torno a 15 petabytes de datos se generarán al año en el LHC, lo cual hace imposible su almacenamiento en CD, por poner un ejemplo. Para el manejo de esta ingente cantidad de datos se va a emplear el nuevo concepto de Grid en computación. El Grid es una infraestructura global de computación basada en 60 nodos principales de computación distribuidos por Europa, América del Norte y Asia y conectados mediante una red de internet especialmente ancha. De hecho la WEB se originó en el CERN y el desarrollo del Grid será una nueva gran aportación también a la WEB.

En el LHC se llevarán a cabo 4 experimentos principales: ATLAS, CMS, ALICE y LHCb. ATLAS y CMS están diseñados para el estudio de la ruptura espontánea de la simetría electrodébil y de la búsqueda del bosón de Higgs. Serán capaces de detectar un Higgs desde las energías exploradas en LEP hasta 1 TeV. Se espera que sea capaz de medir la masa del Higgs con una muy buena precisión de unos pocos tanto por ciento, así como el acoplo del Higgs a las partículas del modelo estándar a través de la medida de los diversos modos de desintegración del bosón de Higgs. Con ello se podrá comprobar si, en efecto, di-

chos acoplos son proporcionales a las masas de las partículas, tal y como predice el mecanismo de generación de masas del modelo estándar.

Además de estos objetivos centrales, ATLAS y CMS también buscarán nueva física más allá del modelo estándar como son los modelos teóricos actuales de supersimetría y dimensiones extra, algunos de los cuales indican la posibilidad de generar agujeros negros a las energías del LHC. Por otra parte, el experimento ALICE estudiará colisiones entre iones de plomo con energías tremendas por protón o neutrón de aproximadamente unos 3 TeV. Con ello se va a conseguir en el centro de la interacción temperaturas de 6 billones de grados, o sea, un millón de veces la temperatura que hay en el centro del Sol. Sólo al principio del Universo, hasta una millonésima de segundo después del principio del Big Bang, se piensa que hayan podido existir temperaturas tan elevadas como éstas. Se recrean así en un laboratorio condiciones propias del origen del Universo, serían como pequeños *Big Bangs*. Con ello se podrán poner a prueba las teorías físicas actuales sobre la evolución del universo y aprender más acerca del origen de la materia. También se generarán nuevos estados de materia, como el plasma quark-gluon. El experimento LHCb se encargará de aprovechar la producción masiva de quarks pesados *b* que redundará en un estudio muy preciso de la violación de CP por parte de las interacciones débiles.

Ni que decir tiene que la comunidad internacional de físicos está realmente ansiosa por conocer los primeros resultados que se obtengan por el funcionamiento del LHC, que se espera que ocurra en el último trimestre de este mismo año. De todas las predicciones teóricas quizás la más interesante y emocionante sea que realmente nadie sabe qué es lo que finalmente se descubrirá en el LHC. Entre las sorpresas podría estar que no se encontrara el Higgs del modelo estándar y que apareciese a energías próximas al TeV y, por lo tanto, significativamente mayores que las exploradas en LEP, en torno a los 120 GeV. En ese caso, los bosones mediadores de las interacciones débiles (W^\pm y Z^0) y los bosones de Higgs interactuarían muy intensamente y se esperaría entonces una situación complicada similar a la de la física hadrónica de QCD, con proliferación de nuevos estados resonantes. De hecho, es crucial analizar los modos de desintegración del bosón de Higgs, incluso si se encontrase con una masa próxima a la predicha por el modelo estándar, dado que algunas de esas resonancias “hadrónicas” que se producirían en las colisiones entre las partículas *W* y *Z* podrían ser relativamente ligeras y confundidas con el bosón de Higgs.

AGRADECIMIENTOS

Me gustaría agradecer a los miembros del grupo de investigación de “Física de Partículas y Teoría Nuclear” de la Universidad de Murcia, L. Roca, M. Albaladejo, L. Álvarez-Ruso, J.M. Alarcón y C. Piqueras por su colaboración científica y buenas relaciones personales. También mi más grato recuerdo y agradecimiento por las colaboraciones científicas llevadas a cabo con los investigadores visitantes de la Fundación Séneca que han recalado en mi grupo durante su correspondiente año de estancia, C. Schat y M. Verbeni. A M. Albaladejo le agradezco además el haber hecho buena parte del trabajo de transcribir este manuscrito, inicialmente en LaTeX, al formato Word.

Otros investigadores que han mantenido en los últimos años importantes colaboraciones científicas conmigo son M. Jamin, U.-G. Meißner, E. Oset, A. Pich y J. Prades, de manera que tampoco quiero dejar pasar la ocasión para reflejar sus nombres en este breve compendio personal de problemas y avances en física teórica.

También agradezco de corazón los esfuerzos que siempre han estado dispuestos a realizar en pro de mi carrera tanto a mi padre, José Antonio, como a mi mujer, María José, a la que también debo una lectura atenta de este manuscrito con sus provechosas sugerencias de mejora en la presentación y escritura.

