

PARTICULAS - PROPIEDADES
PARTICULAS - INTERACCIONES
CHARM - PSI
QUARKS - CLASES

PARTICLES - PAO
PARTICLES - INT
CHARM - PSI
QUARKS - CLAS.

Avances de la física de altas energías en años recientes
(¿Qué hay de nuevo en el mundo del Charm?)

por

S.R. JUÁREZ-WYSOZKA* Y MUÑOZ-BAGET*

(Departamento de Física) ③

(Escuela Superior de Física y Matemáticas) ②

(Instituto Politécnico Nacional) ①

MEXICO 14 D.

La exploración interminable de los constituyentes fundamentales e indivisibles de la materia y la búsqueda de un conocimiento profundo de los tipos de interacción entre ellos, de sus propiedades y comportamiento, continúa incansable, dando lugar a la acumulación creciente de datos experimentales.

Alternativamente, y a pesar de todos los avances, aún subsiste la necesidad de establecer una formulación matemática de las leyes naturales de la dinámica de la materia, donde habrá que tomar en cuenta las simetrías internas y donde posiblemente surjan las partículas como etapas transitorias de un proceso cósmico en evolución.

Hace algunos años se creía que el protón, neutrón y electrón, eran los únicos constituyentes atómicos, ya "irrompibles" en entidades más pequeñas, sin embargo en la década pasada, el número de partículas subatómicas alcanzó la centena, y este número ha ido en aumento a medida que las máquinas de gran potencia han ido perfeccionándose para "romper" estrepitosamente, porciones de materia, mediante colisiones de las ya muy pequeñas partículas a muy altas energías, dando así lugar a la creación de nuevas partículas.

El estudio del proceso de colisión así como

* Becarios de la DEDICT-COFAA, IPN.

el de los productos dispersados, es la vía de penetración al mundo de las dimensiones submicroscópicas, al mundo de las partículas elementales, es decir a la física de las altas energías.

Se ha encontrado a últimas fechas que tan sólo los leptones, el electrón, muón, sus neutrinos y el recién descubierto¹ "leptón pesado" (valga la contradicción) denominado leptón tau ó tauón, con sus correspondientes antipartículas, parecen ser realmente elementales, en el sentido de que no tienen un tamaño medible, ni partes que los constituyan (Tabla 1).

El resto de las partículas, a las cuales se les llama *hadrones* y dentro de las cuales se incluyen al protón neutrón, pión y muchas otras, resultan ser objetos complejos que parecen tener una estructura interna. Los hadrones son clasificados como *Mesones* y *Barriones*.

En relación a las interacciones, se reconoce ampliamente en física, que hay cuatro tipos de manifestaciones de éstas, a las cuales se les clasifica como fuerzas básicas y son la gravitacional, la nuclear débil, la electromagnética y la nuclear fuerte.

El rango de la *fuerza gravitacional* es ilimitado, afecta a todo tipo de materia, pero su efecto sobre las partículas subatómicas es despreciable, comparado con el de las otras.

La *fuera nuclear débil*, es varios órdenes de magnitud más fuerte que la anterior y también afecta a todo tipo de materia.

Las *electromagnéticas* actúan exclusivamente sobre partículas con carga eléctrica y son de mil a diez mil veces más fuertes que la anterior.

Finalmente las *fuerzas nucleares fuertes*, a las cuales son insensibles entre otros, los leptones y el fotón, tan sólo actúan entre hadrones y supuestamente sus constituyentes sólo se manifiestan por el intercambio de ciertos entes mediadores, característicos de ellas, que en consecuencia están también presentes dentro de los hadrones. Son las responsables en principio de la estabilidad de los núcleos y de las partículas subatómicas.

En consecuencia se establece que las partículas estables, son aquellas que son inmunes al decaimiento vía interacción fuerte nuclear. Esta fuerza es más de cien veces mayor que la electromagnética y en las energías que se estudian hoy en día, es del orden de 10^{10} veces mayor que la fuerza débil nuclear.

La razón por la cual los leptones tienen un gran poder de penetración, es justamente que nunca son afectados por esta interacción.

La teoría más ampliamente aceptada en la actualidad por su simplicidad, eficiencia y capacidad para describir a los hadrones como entes compuestos, de unos cuantos elementos hipotéticos, sí fundamentales, de spin $\frac{1}{2}$, que aparentemente hasta el momento han eludido todo tipo de observación, a pesar de que la búsqueda ha sido muy intensa² es la teoría de quarks.

En muchas de sus propiedades, los *quarks* son supuestos similares a los leptones, son considerados como partículas simples y puntuales. No hay duda por otro lado de que los quarks no son leptones, ya que las interacciones entre quarks están dominadas por las fuerzas fuertes, que como ya mencionamos no afecta en absoluto a los leptones.

La hipótesis del quark, fue originalmente propuesta en forma independiente por M. Gell-Man y G. Zewig³ en 1963, en un intento afortunado por resumir y sistematizar las

regularidades sorprendentes que se manifiestan en los patrones resultantes del arreglo del prolífero espectro de hadrones, de acuerdo a las características de las partículas. En estos arreglos⁴ se lograron patrones definidos, tipo hexagonal y triangular, conocidos como octetes, para partículas de spin $\frac{1}{2}$, y decupletes para las de spin $\frac{3}{2}$; al considerar a los mesones, es decir spin 0 y 1, resultaron nonetes. Lo anterior se conoce técnicamente como simetrías SU (2) y SU (3), es decir *simetrías del grupo de transformaciones unimodulares y unitarias* dentro de un espacio complejo.

Fue más sorprendente aún el descubrir que una descripción de los hadrones en base a dos o tres quarks, reproduce con toda eficiencia estos patrones, y da cuenta en forma simple de las características y propiedades estáticas de los hadrones, entre ellas el momento magnético.

En la versión original aceptada hasta noviembre del año 1974, se considera una terna de quarks q y sus antiquarks \bar{q} , a los que se les denota con las letras, u, d, s y $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$. La notación de u y d proviene de las primeras letras de las palabras *up* y *down* en analogía con el momento angular interno del electrón, en sus dos posibles direcciones y la s proviene de *strange*, extraño.

Los hadrones son considerados partículas constituidas por una combinación simple de quarks con quarks y/o antiquarks.

Entre las varias combinaciones posibles está la de considerar ligados a un quark y un antiquark. El producto de ésta es una partícula que hereda las propiedades de sus constituyentes y queda en la categoría de los mesones. Otra combinación permitida consiste de 3 quarks en un sistema ligado. Los hadrones formados de esta manera se llaman bariones y la última alternativa es la que da lugar a la formación de los antibariones que se constituyen combinando tres antiquarks.

Estas son las únicas combinaciones permitidas de quarks para formar todos los hadrones existentes.

Las propiedades observadas de los hadro-

nes se explican directamente analizando las propiedades de sus quarks constituyentes.

Con excepción de la masa, todas las propiedades necesarias para identificar a una partícula elemental tales como el *número bariónico* B , *número leptónico* L , *spin* J , *paridad especial* P , *paridad conjugación de carga* C , *paridad* G , *carga eléctrica* Q y otras "cargas" más abstractas como la hipercarga Y , isospin I , etc. aparecen tan sólo en unidades discretas o "cuanta" y pueden ser medidas en términos de enteros y fracciones simples llamados *números cuánticos*.

El análisis del cambio o conservación de los números cuánticos en ciertos procesos, conduce a la identificación del tipo de interacción que se lleva a cabo.

En todas las partículas observadas hasta el momento, la carga eléctrica existe sólo en forma de unidades enteras de la carga del electrón.

La mayoría de los números cuánticos de los hadrones se determinan por una simple adición de los números cuánticos de los quarks que los constituyen. Hay que explicitar que esto no es válido para el momento angular en general y el spin en particular.

En el caso de la carga eléctrica, este procedimiento de suma, requiere que les sean asignadas cargas eléctricas fraccionales a los quarks, y un número bariónico de $1/3$ a cada uno. Otro número cuántico que puede ser tratado de manera similar es la *extrañeza*, esta es atribuida a ciertos hadrones cuyas vidas medias son anormalmente largas, en comparación a las de su especie, y son producidos por una interacción fuerte pero decaen vía una interacción débil. En el modelo de quarks, estas partículas se distinguen por la presencia de un s o un \bar{s} , a los cuales se les asocia el número cuántico extrañeza -1 y 1 respectivamente.

El concepto de extrañeza fue introducido como una explicación para el decaimiento lento de ciertos hadrones descubiertos desde los años 1950's, entre ellos los mesones K y los bariones Δ^0 , Σ^{*0} , Ξ^{-0} y Ω^- .

De acuerdo al modelo de quarks, la con-

servación de la extrañeza, implica que en un decaimiento de una partícula con s , éste tenga lugar de tal manera que s aparezca también como constituyente de las partículas más ligeras resultantes y entonces, la vida media es sustancialmente la misma que la de otros hadrones que decaen por interacción fuerte.

Sin embargo, sucede que como resultado de una interacción débil s se convierte en otros quarks de tal manera que las partículas extrañas decaen en hadrones más ligeros no extraños.

Las partículas que pueden decaer sólo por interacción débil, poseen vidas medias mucho mayores que las de los hadrones que decaen por interacción fuerte.

Es de esperarse que todos los quarks y leptones, como entes elementales, tengan el mismo momento angular interno o sea spin S , y el valor de éste sea el del mínimo posible, el cual es $S = \frac{1}{2} h$, donde h es la constante de Planck, $h = 6.582 \times 10^{-22}$ Mev. seg.

Así que los mesones, formados por $q \bar{q}$ tienen siempre un spin entero. En un barión, resulta invariablemente de la suma de los spines de sus constituyentes, un spin semi-entero.

Es posible complicar un poco más la situación, si se considera el momento angular orbital del sistema ligado, al cual corresponden siempre múltiplos enteros de h .

La descripción de bariones en términos de tres quarks o antiquarks requiere que éstos adopten configuraciones simétricas, implicando esto una aparente violación a la hasta ahora inviolable relación entre el spin y la estadística. La estadística aplicable al caso es la de Fermi-Dirac y ésta exige que partículas de spin semi-entero adopten una configuración antisimétrica.

El precio que hay que pagar para salir de este dilema, es el considerar un nuevo número cuántico denominado "color", el cual puede tomar tres valores. Con él se cubre el requerimiento de antisimetría, y se construyen a costa de él singuletes en color.

La consideración anterior triplica el número de quarks, e impone la condición de que

todo estado hadrónico que no oculte el color, sea descartado; así que el quark-antiquark que componen a un mesón deben de formar un par color-anticolor, con cada color participante en partes iguales.

Una sola combinación de quarks puede dar lugar a numerosas partículas con diversas cantidades de momento angular, con diferentes energías y masas. En otras palabras, puede haber diferentes estados de materia constituidos por los mismos elementos básicos, con la modalidad original del modelo de quarks de la cual hablaremos posteriormente.

En 1970, Glashow en colaboración con J. Iliopoulos y L. Maiani,⁸ basados en observaciones reactivas a interacciones débiles de partículas extrañas, expusieron un argumento substancialmente teórico, conocido como GIM, en favor del encanto, como explicación al siguiente fenómeno que en aquel entonces resultaba enigmático.

Partiendo del hecho de que las interacciones débiles proceden con o sin transferencia de carga eléctrica entre las partículas que interaccionan, notaron que con raras excepciones, la extrañeza cambiaba y sólo cuando había carga transferida, las llamadas corrientes débiles neutrales que no transfieren carga, parecían no alterar tampoco la extrañeza.

El argumento GIM considera que el encanto, está cercanamente asociado a la extrañeza s y cuando se favorece el cambio de extrañeza este resulta equivalente al cambio del encanto.

El análisis tiene lugar dentro del marco de la teoría de Weinberg-Salam, donde quedan involucrados tanto quarks como leptones de cuatro sabores,⁹ en isodobletes izquierdos y singuletes derechos y la interacción tiene una estructura corriente-corriente.¹⁰

El encanto fue además propuesto, como una extensión natural de los modelos de Murray Gell-Man y George Zweig, en base a un principio de simetría abstracta que relaciona a los quarks y a los leptones, con la idea de una conexión profunda entre el número de quarks, sin tomar en cuenta el color,

es decir, el número de sabores de ellos y el número de leptones, que como ya se puede intuir también tienen atribuido un sabor cada uno.

El encanto, es una propiedad como la extrañeza, debe conservarse en todas las interacciones fuertes y electromagnéticas, mas no en las débiles.

En analogía a las partículas extrañas, las encantadas pueden decaer fuertemente conservando su encanto, transfiriendo el c o \bar{c} a un estado más ligero, pero también entre "sabores" se logró un esquema de clasificación de hadrones, bastante completo para su época, ya que cada partícula conocida tenía su lugar y a cada combinación permitida de quarks le correspondía un hadrón conocido, no había ninguna vacante.

En 1974, este modelo se derrumbó, por la llamada revolución de noviembre, por los descubrimientos simultáneos de Samuel C. C. Ting y Burton D. Richter de la partícula J/ψ , la cual dio la primera indicación experimental indirecta sobre la existencia de un cuarto quark, o sea un quark de diferente "sabor" (Tabla 2).

Este "nuevo" hadrón, con una masa tres veces superior a la del protón, para la cual ya no había un lugar disponible en el esquema anterior, con spin 1, es un mesón de carga neutral, extrañeza cero y una vida media muy larga, es decir, es muy estable.

La forma más sencilla de dar cabida a esta partícula entre los otros hadrones, fue la de suponer que está constituida por un nuevo quark masivo, ligado a su correspondiente antiquark.

Ya se había sentado un precedente en este sentido con el mesón Φ , el cual tiene también una vida media mayor que la esperada para partículas de su especie, y dio muy buen resultado el considerarla como un estado ligado de un quark extraño y su correspondiente antiquark.

Como los números cuánticos en relación a la extrañeza de estos componentes se cancelan, la extrañeza neta de esta partícula resulta nula.

Así que la hipótesis de existencia del cuarto quark al que James D. Bjorken y Sheldon L. Glashow⁶ llamaron c de "Charm" que significa *encanto*, fue aceptada ampliamente.

Los espectaculares descubrimientos de ψ , renovaron un gran interés en el estudio de la simetría SU(4) propuesta por muchos autores⁷ hacía ya algunos años, fundamentados éstos en que este grupo de simetría es esencial en la construcción de una teoría unificada de norma, de la cantado.

Los estados más ligeros encontrados, pueden decaer solamente por interacciones débiles y por lo tanto comparativamente resultan con mayor tiempo de vida.

En la descripción teórica del decaimiento débil hay un factor llamado *ángulo de Cabibbo* que indica que ciertos procesos son favorecidos o suprimidos, resulta que la transición favorecida por este ángulo de Cabibbo es aquella en la que el encanto se torna en extrañeza.¹⁰

La hipótesis del encanto tiene implicada la existencia de todo un espectro completo de nuevos estados de materia. Los estados encantados más ligeros, resultan de la combinación de un c con un u, d ó s y c con u, d, ó s. A estos mesones resultantes¹¹ se les conoce como D^0 , D^{*0} ; D^+ , D^{*+} ó F^+ , F^{*+} ; y sus antipartículas D^0 ; D^- ó F^- .

Los bariones que resultan, al combinar c con una pareja de quarks de otros sabores, son las partículas Λ_c^+ y Σ_c^+ con sus correspondientes antipartículas (Tabla 3).

Hay alguna evidencia experimental de la existencia de estos bariones encantados,¹² aunque es débil en comparación con la de los estados D.¹³ Los estados más bajos D, F y Δ_c decaen débilmente, y por ello los estados finales de Δ_c^+ contienen Δ , Σ ó pK y los de D y F contienen K,K.

Retornando ahora al mesón ψ (psi), éste carece de encanto, lo pierde al ser un estado ligado c c.¹⁴

Thomas Appelquist y H. David Politzer¹⁵ propusieron el nombre de "Charmonium" para este sistema ligado, lo que tiene implicado una analogía con otra especie exótica,

tipo átomo, el Positronium, el cual es un estado ligado de electrón y positrón.

Continuando con el argumento basado en los principios de la física atómica, donde el átomo de hidrógeno ha servido como el sistema comparativo simple, de partículas ligadas, fueron capaces de predecir formas adicionales del charmonium, el paracharmonium y el ortocharmonium.

Resultando así que el modelo de quarks hace de todos los hadrones sistemas simples tipo átomo, con la gran diferencia siguiente: la energía de un fotón típico en una transición atómica es del orden de algunos electrón-volts mientras que los rayos γ emitidos en transiciones del charmonium tienen energías de varios cientos de millones de e.v. Esta estructura, nunca fue tan obvia en experimentos, sino hasta el descubrimiento de ψ , así que éste marcó el inicio de una química de quarks¹⁴. (Tabla 4).

La partícula ψ , fue descubierta durante el proceso de una investigación amplia acerca de la estructura de los hadrones.

La técnica básica empleada en el experimento en SLAC Stanford Linear Accelerator Center, usada en ese momento y subsecuentemente, en la búsqueda de otras partículas encantadas, consiste en la exploración de las partículas de interés, entre los productos resultantes de una colisión a muy alta energía, entre electrones y sus antipartículas, positrones. Estas colisiones, se realizan en un aparato llamado anillo de almacenaje, donde los electrones y positrones circulan en direcciones opuestas y con velocidades cercanas a las de la luz. Al anillo de almacenaje de SLAC se le llama SPEAR.

Se pretendía demostrar que los hadrones están formados por partículas puntuales cargadas eléctricamente, tales como los quarks, por comparación entre los resultados experimentales y los obtenidos en base a la *Teoría de la Electrodinámica Cuántica*.

Es ampliamente reconocido que esta teoría ha sido verificada con gran precisión y es capaz de predecir las razones con las cuales las partículas son creadas en una aniquilación

electrón-positrón, siempre y cuando éstas partículas tengan una distribución puntual de la carga eléctrica.

Con esta teoría, se obtiene que la razón de producción, es proporcional a la suma de los cuadrados de las cargas de las partículas.

Esta predicción ha sido probada para electrones y muones con muy buena aproximación entre el experimento y la teoría.

Se supone que el comportamiento de los quarks es igual al de los leptones en interacciones electromagnéticas y por lo tanto la regla aplicable para la razón de producción es la misma, no resultando un impedimento el que los quarks no sean observados directamente.

El análisis se hace teniendo en cuenta los hadrones resultantes y por tanto la razón de producción de quarks está dada simplemente por el número de eventos en los que aparece algún hadrón.

Cuando la producción de hadrones es muy notoria y hay gran realce de ésta a cierta energía en comparación con la de otras energías a su alrededor, se dice que hay una *resonancia*.

Así apareció el charmonium ψ , como una resonancia, que aparte de su gran altura, es en extremo angosta, esta anchura llamada Γ_ψ está relacionada con el tiempo de vida t de la partícula, ya que es interpretada como la incertidumbre en la energía real de la partícula, y esta incertidumbre, por el principio de Heisenberg está relacionada a su vez con la vida de la partícula de esta manera: $t = h/\Gamma$. En el caso de la ψ la anchura es del orden de 0.002% de su energía total.

Diez días después con mayor afinación del instrumental empleado, fue descubierta una segunda partícula de masa igual a 3.68 GeV. a la cual se le conoce como ψ' . También es eléctricamente neutral y de spin 1, pero ésta no disfruta de una vida tan larga como la ψ , aun cuando su anchura es pequeña comparada con la de la de las demás partículas.

En la práctica no es posible medir la razón absoluta de producción, es más conveniente medir la razón de producción de hadrones en

relación a la producción de muones, a este cociente, se le llama R.

Así que, si es válida la hipótesis del quark, entonces R debe ser igual a la suma de los cuadrados de las cargas de los quarks, y debe ser independiente de la energía de colisión, es decir debe comportarse aproximadamente como una constante.

La razón R es una prueba importante para la teoría de quarks ya que con ella es posible determinar el número de éstos y sus correspondientes cargas, además de que es directa su medición en el proceso experimental.

El proceso de determinación de la R tiene una historia interesante, ya que va aunado a los avances técnicos que permiten una evaluación de ella en zonas de energía antes inexploradas, por inalcanzables en el laboratorio.

La descripción Grosso modo de la gráfica de R^{16} es la siguiente: de 1.5 a 3.1 GeV. muestra una planicie donde R toma el valor de 2.5 aproximadamente, a continuación, una zona de resonancias, que es la región de arranque de la "nueva física" y de 5 a 8 GeV. otra planicie donde R toma aproximadamente el valor de 5, para seguir a otra zona donde aparecen resonancias en una energía inicial de 9.4 GeV.

La región alrededor de 4.5 GeV. es muy rica en información en lo que respecta a creación de partículas encantadas, así como también da una evidencia en relación a la creación de pares de nuevos leptones "pesados", el llamado tauón y su antipartícula, con masa igual a 1.8 GeV.¹

Los valores de R proporcionan una clave de gran importancia para descifrar las propiedades y naturaleza de los quarks, entre otras cosas, reafirma la hipótesis teórica acerca del color como número cuántico interno, para cada uno de los sabores, el cual es de sumo provecho a su vez para explicar las interacciones entre ellos, ya que encaja perfectamente en los resultados experimentales de R.

La explicación del comportamiento de R

por zonas, da lugar a la consideración de tres variedades o sabores de quarks en la región de energía anterior a la de excitación del encanto, una vez que se va a la región de mayor energía, resultan cuatro los sabores a elegir, el encanto tiene ya posibilidades energéticas para surgir; aumentando aún más la energía, se puede localizar en 9.46 ± 0.01 Gev. la energía umbral de producción del mesón upsilón,¹⁷ recientemente descubierto, junio de 1978, en el FERMIAB en Batavia, U.S.A.

Se cree por toda la experiencia adquirida en el análisis de ψ que el upsilón γ , está constituido por un par ligado de quarks de un nuevo sabor. Junto con γ se han descubierto otras partículas que se suponen de la misma familia γ' y γ'' con energías de 10.02 ± 0.02 Gev. y 10.4 Gev. respectivamente.

Este nuevo sabor, es el quinto y se estima una carga de un tercio de la del electrón y una masa muy superior a la de los anteriores para él. El nombre que recibe es de "bottom" o "beauty" y hay gran interés en la espectroscopia del llamado "bottomonium".

La vida media del upsilón es grande, ya que su anchura Γ es menor que 100 Mevs. y no decae en partículas constituidas por u, d, s y c.

Hasta el momento no hay ninguna razón teórica que impida la existencia de otros sabores, es más, ya se pronostica un sexto¹⁸ al que se le asignaría la de "top" o "truth".

Vale la pena mencionar que es posible tomar partido de la gran masa o "pesadez" de las nuevas partículas, para simplificar los cálculos, ya que las velocidades de los quarks asociados a ellas son relativamente pequeñas comparadas con las de los hadrones más ligeros, implicando esto que no son necesarias las consideraciones relativistas.

Finalmente, para explicar de una manera adecuada, ciertos eventos anómalos y cierto exceso en R se reconoce la existencia de un quinto miembro estable en la familia de los leptones, como se mencionó anteriormente, al que se le asocia una masa 4,000 veces supe-

rior a la del electrón, intuyéndose que va acompañado como los demás miembros de la familia de un neutrino.

Se han empleado también otras técnicas diferentes a la de la colisión electrón-positrón, para confirmar plenamente su existencia.

Hasta ahora, la simetría entre leptones y quarks sigue manteniéndose, se ha confirmado la existencia de leptones de cinco sabores $e, \nu_e, \mu, \nu_\mu, \tau$ y se han propuesto quarks también de cinco sabores u, d, s, c y b.

Al margen de lo anterior, se han propuesto varios tipos de leptones pesados,¹⁹ entre los que se distinguen los secuenciales, los para-leptones, ortoleptones y otros.

En el reciente progreso de la teoría formal, se han identificado ciertos hechos de la dinámica de quarks, dentro de una bien definida clase de teorías de campo cuántico, conocidas como *teorías de norma no abelianas*.²⁰

Estas teorías de norma no abelianas, resultan de la generalización de la teoría precisa, comprobada y de gran éxito, mencionada anteriormente, la electrodinámica cuántica.

Los pioneros de esta generalización²¹ en 1954, fueron Chen-Ning Yang y Robert Mills.

La electrodinámica cuántica, la cual describe las interacciones electromagnéticas entre partículas cargadas, se caracteriza por ser una teoría de norma abeliana cuyos cuanta vectoriales, que juegan el papel de mediadores de las interacciones por intercambio de ellos, son los fotones, que carecen de carga eléctrica.

Las *teorías de norma*²² están caracterizadas por su invariancia ante un grupo de transformaciones de simetría, transformaciones "internas" que actúan sobre la caracterización de las partículas más que sobre sus coordenadas espacio-temporales.

El efecto de estas transformaciones, sí es supuesto dependiente de la posición en el espacio-tiempo.

El grupo de norma de la electrodinámica es el grupo de transformaciones de fase dependientes del espacio y tiempo U(1), que

actúa sobre los campos cargados y se distingue por ser un grupo de números complejos cuyo módulo es la unidad.

La *invariancia de norma* implica simetrías de norma, es decir simetrías de las ecuaciones de campo subyacentes y de las relaciones de conmutación. Se requiere que la teoría, involucre un conjunto de campos vectoriales no masivos, tales como el campo de fotones.

Las teorías de norma que particularmente tienen interés en física, son las llamadas "*renormalizables*". Estas tienen la propiedad de que los infinitos que aparecen en la teoría de perturbaciones, son controlados y se absorben en una redefinición de los parámetros físicos tales como masa, carga y constantes de acoplamiento.

Las teorías renormalizables involucran un número finito de parámetros libres.

En teorías de norma, la interacción débil nuclear efectiva, a baja energía, toma la forma de un producto de corrientes vectorial y/o vectorial-axial, conteniéndose en esta forma la violación a la paridad.

Las teorías de norma no abelianas, para interacciones fuertes, con el grupo de norma SU(3) color, que describen la dinámica de quarks, tienen como quanta vectoriales a los llamados "*gluones*", que sí poseen carga eléctrica y la intercambian entre las fuentes o entre ellos mismos.

La teoría de norma para quarks y gluones es conocida ahora como la *cromodinámica cuántica*; en ella el color juega el mismo papel que la carga eléctrica en la electrodinámica cuántica y una familia de ocho miembros de gluones coloreados, actúa como lo hace el fotón de mensajero de los campos electromagnéticos. El color es la cantidad que determina el acoplamiento de cualquier partícula al campo de gluones.

Los pioneros de la cromodinámica cuántica en 1973, fueron H. David Politzer, David Gross y Frank Wilczek, que se fundamentaron en la observación de que esta teoría conduce a fuerzas tales entre quarks, mediadas por gluones, que a pequeñas distancias

se debilitan. Este comportamiento se conoce como "*libertad asintótica*".

Por otro lado, estas fuerzas deben confinar a los quarks, de tal manera que no puedan ser arrancados y liberados.

En otras palabras, los quarks actúan como entes puntuales libres a grandes energías, o equivalentemente a distancias muy pequeñas, en el interior de los hadrones; este hecho se muestra en los procesos de dispersión durante colisiones.

Como se requiere tanta energía para aumentar la separación entre quarks, cuando ésta se proporciona, se invierte toda ella en la creación de nuevos pares de quarks antes que en separar a los ya existentes. Se piensa que los quarks están confinados permanentemente en el interior de los hadrones y a esto se le denomina "*esclavitud infrarroja*" o "*confinamiento de color*".

Resulta un reto formidable, el probar que efectivamente esta teoría contiene el confinamiento, por las dificultades en resolver o intentar resolver la teoría cuántica de campos, cuando las fuerzas son fuertes y no son tratables por métodos perturbacionales tradicionales.

Como se consideró anteriormente, la cromodinámica cuántica es la teoría de los hadrones, es decir de las interacciones fuertes, es de norma, local, no-abeliana y de la misma estructura formal que la famosa teoría de norma unificada de Abdus Salam y Steven Weinberg⁹ introducida para unificar a las interacciones débiles y electromagnéticas, en la que el grupo de norma es el SU(2) × U(1).

En ésta última se requiere una familia de campos vectoriales, mediadores de ambas interacciones, como si fueran una sola; la diferencia entre ellas surge como consecuencia de una simetría parcialmente rota para el proceso débil.

Estos campos vectoriales, llamados así por su spin 1, conocidos también como bosones de norma, ya que satisfacen la estadística de Bose-Einstein, son: el fotón γ , W^+ y Z^0 .

Los mesones vectoriales intermediarios de las interacciones débiles nucleares, adqui-

ren una masa debido a la *ruptura de simetría*.

Cada simetría rota, se ve acompañada de una partícula sin spin y sin masa, llamada *boson de goldstone*, la cual puede ser una partícula física "*boson de Higgs*" o servir como una parte de helicidad cero de un boson vectorial de norma, masivo, esto se conoce como *mecanismo de Higgs*.²³

Hay dos posibilidades amplias para la ruptura espontánea de simetría, que corresponden a dos diferentes ideas y naturaleza de los bosones de Goldstone.

Una, de tipo dinámico donde se considera a estos bosones como estados ligados de quarks, leptones y otros, y la segunda, no dinámica donde se les considera como entes elementales.

En la consideración no-dinámica, es posible encontrar la relación de masas de los bosones cargados m_w y neutral m_z . Se calcula que la m_w está comprendida entre 58 y 68 Gev. y m_z entre 75 y 82 Gev.²²

Los pseudobosones de Goldstone que están asociados con la ruptura espontánea de simetrías accidentales aproximadas no de norma, son considerados como partículas físicas reales.

Si existen campos escalares elementales tales que rompen la simetría de norma $SU(2) \times U(1)$, y si la teoría es renormalizable, entonces algunos de estos campos deberían corresponder a partículas escalares masivas, que no son los bosones de Goldstone y no son aniquilados por el mecanismo de Higgs, a éstos se les llama bosones de Higgs y tendrían una masa comparable a la de los bosones vectoriales intermediarios, y además sus efectos podrían ser detectados como pequeñas violaciones de una aparente simetría CP. (Conjugación de carga y paridad) de las interacciones débiles, como lo propuso primeramente T.D. Lee, y aparecerían también sus efectos en el momento dipolar eléctrico del neutrón.

Los *higgses*, se encuentran bajo un intensivo estudio teórico.²⁴

Esta teoría unificada de interacciones dé-

biles y electromagnéticas predice la existencia de corrientes neutrales, que no intercambian carga entre fermiones y son mediadas por Z, además requiere de la "existencia" del encanto.

Los efectos de las corrientes neutrales²⁵ han sido verificados plenamente y fueron descubiertos en CERN y FERMILAB a mediados de 1973, al considerar la dispersión de neutrinos.

Las interacciones débiles y electromagnéticas de cualquier quark o leptón dependen sólo de la forma en que éstos se transforman ante el grupo de norma $SU(2) \times U(1)$. Con todos los quarks y leptones en dobletes, éstos experimentan esencialmente las mismas interacciones débiles. El único requisito aquí es que los miembros superiores e inferiores de los dobletes de quarks sean en general mezclas diferentes de campos de quarks de masa definida, de tal manera que exista una universalidad del tipo de Cabibbo.²⁶ El ángulo de Cabibbo no interviene en la teoría "mínima" de leptones con neutrinos de masa cero.

Una extensión posterior de las consideraciones de las simetrías subyacentes en teorías de norma, en relación a las interacciones fuertes, coloca a los quarks en las mismas bases que a los leptones, contrastando unos con otros en lo referente al confinamiento.

Este cuadro no deja de ser atractivo, ya que conduce hacia una de las metas principales de la física moderna, la Gran-Unificación y la Super-Unificación.

La *Gran-Unificación* considera como un todo a las interacciones débiles nucleares, electromagnéticas y fuertes nucleares. Hay diversas proposiciones sobre el grupo de norma de esta teoría, uno de los cuales podría ser el $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, sin embargo la prueba real de las teorías que se ocupan de esta Gran-Unificación estará dada cuando se realicen experimentos con energías muy superiores a las que actualmente se consideran.

La *Super-Unificación*²⁷ incluye además de

las anteriores, las interacciones gravitacionales, por lo que se requiere una *teoría cuántica de gravitación* satisfactoria.

Ha habido recientemente un progreso excitante en la construcción de teorías supersimétricas, en las cuales el gravitón aparece en multipletes de otras partículas, sin embargo el problema de renormalización, no ha sido resuelto aún.*

Ante la situación actual de gran proliferación de los elementos realmente fundamentales, cinco leptones, quince quarks, ocho gluones, los bosones intermediarios fotón, W^+ , Z^0 , los higgses y el gravitón, por lo menos (Tabla 5), se sugiere que muy probablemente, la pregunta en relación a la búsqueda de lo muy fundamental, esté mal planteada. Es factible que el planteamiento correcto en la búsqueda por la simplicidad y por un nivel profundo de unificación, como lo propone Heisemberg²⁹ deberá realizarse en términos de las *corrientes* fundamentales o de las simetrías básicas de la teoría.

Hay que buscar simplicidad en la estructura de grupo subyacente de las ecuaciones fundamentales. Quizás en este requerimiento

de simplicidad se debe seguir el ejemplo de Alber Einstein, al incorporar las fuentes y las fuerzas de una teoría unificada de campo en la geometría física o curvatura del espacio-tiempo.

Es posible que la solución se encuentre al relacionar las *cargas generalizadas* o *corrientes* de la teoría de norma con la topología del espacio-tiempo o con la *curvatura de un espacio interno* con nuevas dimensiones adicionales.

En cualquier caso, todo parece indicar que la teoría cuántica de campos regresa inexorablemente a la primera teoría de campo, la teoría de la gravitación.

En resumen, los quarks ya han cumplido una misión, al explicar triunfalmente un conjunto muy amplio de observaciones, como para olvidarlos y descartarlos.

Si se encontrara una dinámica subyacente, podrían desaparecer todas las preguntas acerca del significado de los constituyentes confinados como partículas elementales.

Como comentario final, cabe aclarar que la lista de referencias, no pretende ser una lista completa, nos hemos permitido seleccionar entre los muchos trabajos aquellos que son de revisión y los más recientes. En la Tabla 3 sólo ejemplificamos con algunos hadrones.

* Aunque se trabaja intensamente en él, considerando supergravedad (Spin 2 — 3/2) acoplado o no a la supermateria.²⁸

Lepton es	símbolo	M	Spin	Q
-----------	---------	---	------	---

neutrino	ν_e	0	1/2	0
electrón	e	.0005	1/2	-1

neutrino μ	ν_μ	0	1/2	0
muón	μ	.105	1/2	-1

neutrino τ	ν_τ		1/2	0
tauón	τ	1.807	1/2	-1

Tabla 1

Quarks	símbolo	M	Spin	I	Q	S	C
--------	---------	---	------	---	---	---	---

arriba	u	.1	1/2	1/2	2/3	0	0
abajo	d	.1	1/2	1/2	-1/3	0	0

extraño	s	.4	1/2	0	-1/3	-1	0
encanto	c	1.5	1/2	0	2/3	0	1

verdad	t						
belleza	b	> 1.5	1/2		-1/3	0	0

Tabla 2

Hadrones	símbolo	compo- sición	I	M	vida media seg.	Q	Spin	S	C
----------	---------	------------------	---	---	-----------------------	---	------	---	---

protón	p^+	uud	1/2	0.938	Estable	1	1/2	0	0
neutrón	n^0	udd	1/2	0.940	10^8	0	1/2	0	0
lambda	Λ^0	uds	0	1.116	10^{-10}	0	1/2	-1	0
sigma	Σ^+	uus	1	1.189	10^{-8}	1	1/2	-1	0
	Σ^0	uds	1	1.192	10^{-11}	0	1/2	-1	0
	Σ^-	dds	1	1.197	10^{-10}	-1	1/2	-1	0
xi	Ξ^0	uss	1/2	1.314	10^{-10}	0	1/2	-2	0
	Ξ^-	dss	1/2	1.321	10^{-10}	-1	1/2	-2	0
omega	Ω^-	sss	0	1.672		-1	1/2	-3	0
encantados	Λ_c^+	cud	0	2.260		1	1/2	0	1
	Σ_c^{++}	cuu	1	2.426		2	1/2	0	1
	Σ_c^+	cud	1	2.430		1	1/2	0	1
	Σ_c^0	cdd	1			0	1/2	0	1

I = Isospin
M = masa (Gev)
B A R I O N E S
Q = carga eléct.

pi	π^+	ud	1	0.140	10^{-8}	1	0	0	0
	π^0	uu + dd	1	0.135	10^{-16}	0	0	0	0
	π^-	du	1	0.140	10^{-8}	-1	0	0	0
K	K^+	us	1/2	0.494	10^{-8}	1	0	1	0
	K^0	ds	1/2	0.498	$10^{-8}-10^{-10}$	0	0	1	0
fi	Φ	ss	0	1.020	10^{-22}	0	1	0	0
psi	Ψ	cc	0	3.098	10^{-30}	0	1	0	0
ji	χ	cc	0	3.415		0	0	0	0
encantados	D^+	cd	1/2	1.868		1	0	0	1
	D^0	cu	1/2	1.863		0	0	0	1
	F^+	cs	0			1	0	1	1
	Υ	bb	0	9.46 ± 0.01	10^{-20}	0	1	0	0

S = extrañeza
M E S O N E S
C = encanto

Tabla 3

Estados del Charmonium

Símbolo	Masa (Gev.)	J^{PC}	Estado	S	C
→ χ	2.830	(0^{-})	1^1S_0	0	0
J/ψ	3.095	$0(1^{-})$	1^3S_1	0	0
χ	3.415	$0(0^{++})$	2^3P_0	0	0
→ χ	3.455	(0^{-})	2^1S_0	0	0
P/χ	3.510	$0(1^{++})$	2^3P_1	0	0
χ	3.555	$0(2^{++})$	2^3P_2	0	0
ψ	3.685	$0(1^{-})$	2^3S_1	0	0
ψ	3.770	(1^{-})	3^3S_1	0	0
→ ψ	4.030	(1^{-})	4^3S_1	0	0
ψ	4.415	(1^{-})	5^3S_1	0	0

Tabla 4

→ indica que no son resonancias bien establecidas. S = extrañeza. C = encanto. I = isospin. J = spin. P = paridad. C = conj. carga.

CAMPOS FUNDAMENTALES		SPIN	SABOR	COLOR
Quarks	u	1/2	SI	SI
	d	1/2		
	s	1/2		
	c	1/2		
	b	1/2		
Leptones	e	1/2	SI	NO
	ν_e	1/2		
	μ	1/2		
	ν_μ	1/2		
	τ	1/2		
BOSONES DE NORMA	Gluones	1	NO	SI
	γ, W^{\pm}, Z^0	1	SI	NO
	"Higgses"	0	SI	NO
	Gravitón	2		

Tabla 5

REFERENCIAS

1. M. Perl, SLAC-PUB. 2132 (1978); SLAC-PUB. 2022 (1977); G. Flugge, DESY 77/35 (1977).
2. L.W. Jones, Rev. Mod. Phys. 69, 717 (1977); S. D. Drell, Phys. Today, June 1978, p. 23.
3. M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8, 214 (1964); G. Zweig, CERN Preprints TH401, 412 (1964).
4. D.B. Lichtenberg, Unitary Symmetry and Elementary Particles. (Academic N.Y. 1970).
5. J. J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33, 1404 (1974); J.E. Augustine et al., ibid 33, 1406 (1974); C. Bacci et al., ibid. 33, 1408 (1974); G.S. Abrams et al., ibid. 33, 1453 (1974); W.C. Braunschweig et al., Phys. Lett. 53 B, 393 (1974); ibid 53 B, 491 (1975); L. Criegee et al., ibid 53 B, 489 (1975).
6. S.L. Glashow, Scientific American, April 1975, p. 38.
7. D. Amati, H. Bacry, J. Nuyts and J. Prentki, Phys. Lett 11, 190 (1964); B.J. Bjorken, S.L. Glashow, ibid 11, 255 (1964); Y. Hara, Phys. Rev. 134 B 701 (1964); Z. Maki, Y. Ohnuki, Prog. Theor. Phys. 32, 144 (1964); P. Tarjanne, V.L. Teplitz, Pyhs. Rev. Lett. 11, 447 (1963).
8. S.L. Glashow, J. Illiopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. D 2, 1285 (1970).
9. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967); A. Salam, Elementary Particle Theory (Stockholm, 1968).
10. J.D. Jackson, L.B.L. -5500; M.K. Gaillard, B.W. Lee, J.L. Rosner, Rev. Mod. Phys. 47, 277 (1975).
11. F. Schwitters, Scientific American, April 1977, p. 56; W.K.H. Panofsky, SLAC-PUB-2025; M.K. Gaillard (10); A. De Rujula, H. Georgi, S.L. Glashow, Phys. Rev. D12, 147 (1975).
12. W.B. Lee, C. Ouigg, J.L. Rosner, Phys. Rev. D15, 157 (1977).
13. Goldhaber et al., Phys. Rev. Lett. 37, 255 (1976); A. De Rujula, H. Georgi, S.L. Glashow, Phys. Rev. Lett. 37, 398 (1976); Brandelik et al., Phys Lett. 70B, 132 (1977).
14. G.J. Feldman, Phys. Lett. 33C, 285 (1977); SLAC-Pub. 1851 (1976); Wiik, Wolf, DESY 77/01 (1977).
15. T. Applequist, H.D. Politzer, Phys. Rev. Lett. 34, 43 (1975); C.G. Callan, R.L. Kingsley, S.B. Treiman, F. Wilczek, A. Zee, Phys. Rev. Lett. 34, 52 (1975).
16. W. Chinowsky, SPEAR Ann. Rev. Nucl. Sci. 27, 393 (1977) G. Knies, "Results from Pluto" DESY 77/74 (1977).
17. L.M. Lederman, Scientific American, October 1978. P. 60 G.B. Lubkin, Phys. Today, January 1979, P. 17.
18. M.K. Gaillard, FERMILAB 78/64.
19. M.L. Perl, P. Rapidis, SLAC-PUB- 1496 (1974); Feldman et. al. Phys. Rev. Lett. 38, 117 (1977).
20. R.L. Jaffe, Nature 268, 201 (1977); Y. Nambu, Sci. Am. May 1976; Y. Nambu, M.Y. Han, Phys. Rev. D10, 674 (1974); C.N. Ktorides, ICTP, Trieste, preprints IC/75/3, IC/75/48.
21. C.N. Yang, R.L. Mills, Phys. Rev. 96, 191 (1954); C.G. Bollini, J.J. Glambiagi, Phys. Lett. 40B, 566 (1972).
22. R. Juárez W., O.L. Hernández, "Teorías de Norma". Basadas en un curso de Paul Roman, E.S.F.M. I.P.N. México (1975).
23. P.W. Higgs, Phys. Lett. 12, 132 (1964); Phys. Rev. Lett. 13, 508 (1964); Phys. Rev. 145, 1156 (1966).
24. S. Weinberg, Phys. Today, April 1977, p. 42; Rev. Mod. Phys. 46, 255 (1974).
25. Busser, et al. Phys. Lett. 48B, 371 (1974); Abramoy et al. Soviet Journal of Nuclear Phys. 25, 41 (1977).
26. N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10, 531 (1963).
27. J. Wess, B. Zumino, Nucl. Phys. B70, 39 (1974).
28. O. Obregón, J. Plebański, Perspectivas en la Biología y en la Física, Compilado por Luis Estrada y Jorge Flores. Rev. Naturaleza y A.I.C.
29. W. Heisenberg, Phys. Today, March 1976, p. 39.