

# Fermi National Accelerator Laboratory

FERMILAB-CONF-86/139-T

Octubre, 1986

## FISICA DE LAS PARTICULAS ELEMENTALES: DESCUBRIMIENTOS, IDEAS Y HERRAMIENTAS

CHRIS QUIGG

Fermi National Accelerator Laboratory

P. O. Box 500, Batavia, Illinois 60510

Traducido por: Saúl Téllez-Minor (México)

Revisado y Editado por: Jaime Stein-Schabes (FNAL)

Dactilógrafa: Angelita Rodríguez-Greviskes (FNAL)

Platica presentada en la Conferencia sobre la enseñanza de la Física Moderna, que tuvo lugar en Fermilab, Abril 1986.



# FISICA DE LAS PARTICULAS ELEMENTALES: DESCUBRIMIENTOS, IDEAS Y HERRAMIENTAS<sup>1</sup>

CHRIS QUIGG

Fermi National Accelerator Laboratory  
P. O. Box 500, Batavia, Illinois 60510

## LECCION 1: LOS CONSTITUYENTES FUNDAMENTALES

Lo que me gustaría platicarles esta mañana es sobre la FISICA DE LAS PARTICULAS ELEMENTALES, la ciencia de los constituyentes básicos de la materia y las interacciones entre ellos. Como todas las ramas de la Física (pero de una manera directa), ésta intenta responder a las siguientes preguntas:

- ¿De qué está hecho el mundo?
- ¿Qué hace que el mundo funcione?

En común con otros físicos, esperamos que al comenzar a entender las leyes de la Naturaleza, codificándolas, extendiendo el dominio sobre el cual se aplican, seremos capaces de aplicar nuestro conocimiento con un fin productivo.

Las preguntas que nos hacemos son (ver Fig. 1)

- ¿Cuáles son los constituyentes básicos de la materia y la energía?
- ¿Cuáles son las fuerzas por las cuales estos constituyentes interactúan entre sí?

Lo que intento hacer en estas dos pláticas es presentarles a Uds. la descripción de la materia y la energía a la cual hemos llegado, y enfatizar tanto la simplicidad como la incertidumbre de esta descripción. Al mismo tiempo, llenaremos algunos de los espacio vacios en la Fig 1. En cierto sentido esto es fácil de hacer. Es fácil porque en los últimos veinte años han habido dramáticos progresos. La imagen que tenemos de la Física fundamental es mucho más simple, mucho más comprensible, y mucho

---

<sup>1</sup>Copyright © 1986 Chris Quigg

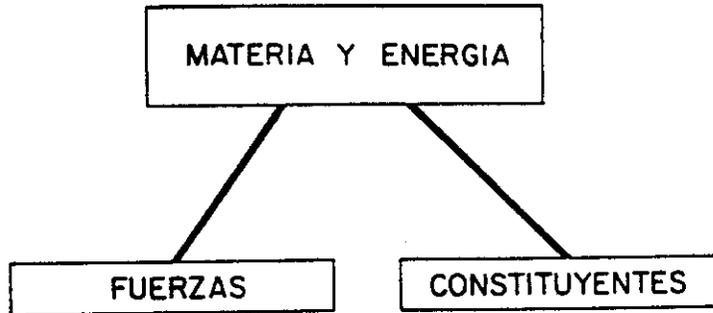


Figure 1: Metas de la Física de partículas elementales.

más unificada de lo que era hace un par de décadas. Esto ha aventurado a algunos a decir que la gran síntesis de las leyes naturales está al alcance de la mano. Es una verdad incuestionable que se ha progresado mucho y que el lugar a que hemos llegado es al menos un buen punto de partida para el próximo gran salto.

La razón por la que podemos explicar nuestra visión del mundo a los estudiantes en terminos relativamente simples tiene que ver con el surgimiento del llamado **MODELO ESTANDAR DE LA FISICA DE LAS PARTÍCULAS ELEMENTALES**. El objetivo de mis lecciones esta mañana será ilustrar para Uds. algunos de los aspectos sobresalientes del Modelo Estandar.

El Modelo Estandar tiene un par de aspectos que deseo enfatizar. Uno es la identificación de un conjunto de *partículas elementales*, al menos para nuestra generación de físicos, llamados los *quarks* y los *leptones*. Usaré gran parte de esta lección recordándoles a Uds. algunas de las características de éstos constituyentes. Al tratar de entender las interacciones de estos constituyentes hemos reconocido un gran principio y como consecuencia desarrollado una clase de teorías llamadas teorías de gauge de las interacciones fuerte, débil y electromagnética. Trataré de mostrarles al principio de la segunda lección cuál es la estrategia de las teorías

de gauge. No nos detendremos en los detalles matemáticos de las teorías de gauge, pero como con la mayoría de las ideas maravillosas, una vez que alguien las ha trabajado en detalle éstas se pueden explicar en términos más sencillos, trataré de hacer esto para Uds. Finalmente, la razón por la que se nos iluminan los ojos es que debido a la simplicidad de este esquema, habiendo identificado un número relativamente pequeño de constituyentes fundamentales y teniendo un hermoso sistema de referencia matemático con el cual expresamos las interacciones, vemos la posibilidad de ir más lejos y ganar un entendimiento más coherente de todas las fuerzas de la Naturaleza. Trataré, al final de la segunda lección de retomar este punto y mostrarles en que dirección vamos; Howard Georgi hablará de esto en un par de días. <sup>2</sup>

Ahora, particularmente debido a que Uds. están aquí en Fermilab, pero además debido a que creo que es importante, me gustaría pedirles que al escucharme y en sus grupos de trabajo, intenten tomar en cuenta la interrelación entre *descubrimientos, ideas y herramientas*, o si sienten la necesidad de particularizar, entre experimento, teoría y avances tecnológicos (Fig. 2). Una de las cosas más desalentadoras para mí en los libros de texto de ciencias de mis hijos es el hecho de que usualmente hay simples declaraciones Aristotélicas como “El Sr. X o la Sra. Y inventaron esto o aquello y esta es la idea que tuvieron”. Probablemente

<sup>2</sup>Al final de esta lección encontrarán una lista de lecturas relacionadas con el tema.

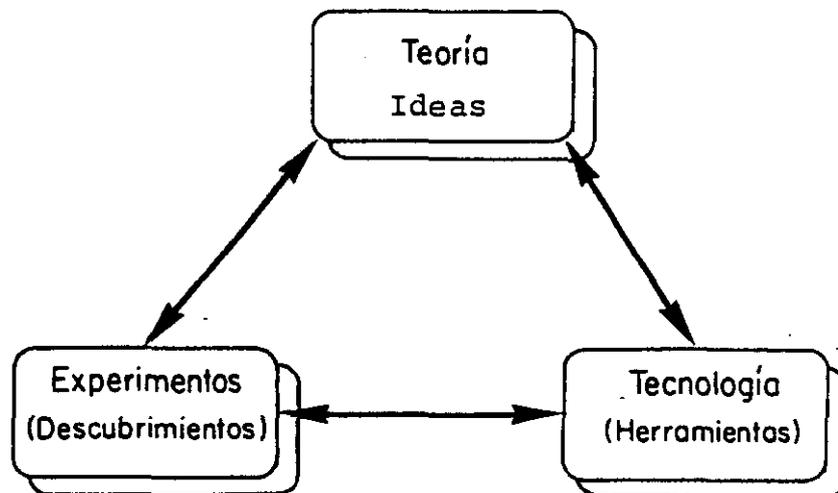


Figure 2: Sinergismo en la investigación básica.

la última persona acreditada con el uso de alguna *innovación* tecnológica para descubrir algo acerca del mundo sea van Leeuwenhoek con sus microscopios, esto sucedido hace 300 años. La forma como las cosas suceden realmente aquí y en otros grandes centros de ciencia es de la siguiente manera: hacemos experimentos, hacemos observaciones, tratamos de aprender acerca de las cosas. La teoría (la cual no siempre está hecha por teóricos) nos lleva a catalogar estas observaciones, abstraer de ellas, etcétera. A la larga estos nuevos conocimientos sobre la Naturaleza nos proveen los medios para desarrollar nueva tecnología. Una vez que se conoce una nueva tecnología, ésta se usa inmediatamente, a menudo por primera vez en pos de nuevos conocimientos fundamentales, tratando de encontrar nuevas clases de fenómenos. Uds. tienen la oportunidad de pasear alrededor y ver— además de la manada de búfalos— alguna de esta moderna instrumentación en acción. Les sugiero que lo hagan y que se lleven a casa y a sus estudiantes la emoción que trae consigo la búsqueda y la investigación.

Una de las cosas maravillosas que hizo el Profesor Weisskopf esta mañana al mostrarles esas destiladas cápsulas de profunda comprensión fué ilustrar como al tratar de comprender cosas que están presentes en la experiencia común nos vemos forzados a retroceder de la misma y hacer uso de conocimientos adquiridos a otro nivel. En Física de partículas tratamos de alcanzar siempre los más pequeños (y esperamos los más simples) niveles, esperando encontrar las piezas fundamentales de materia y las interacciones entre ellas. Toda la historia de la ciencia nos dice que debe ser posible construir con esas partes mínimas los grandes y complejos sistemas que nos rodean.

Para observar a la materia en escala fina y ver las interacciones—o estimularlas—usamos aceleradores de partículas y detectores, que Uds. pueden imaginárselos como los microscopios de la Física de alta energía. Deseamos trabajar a altas energías por dos razones. Una es que esas pequeñas cosas que están dentro de los niveles más profundos de la materia se encuentran firmemente pegadas, así es que para penetrar, moverlas alrededor y ver cómo responden se les tiene que golpear con más y más fuerza. Es, en otras palabras, el problema de que la energía de ligamiento aumenta cuando vamos a niveles más profundos, y eso requiere golpear las cosas con más fuerza, con proyectiles de más alta energía. La otra razón por la que deseamos alcanzar altas energías está relacionada con el hecho de que Uds. pueden escuchar estaciones de radio de FM dentro de

un estacionamientos bajo tierra, pero no pueden escuchar estaciones de radio AM. Para ver pequeñas cosas tienen que inspeccionarlas con sondas de longitud de onda corta. Longitudes de onda corta corresponden a altas energías.

Ahora a nuestro tema principal. Los prerequisites para esta lección son el conjunto de conocimientos humanos desde la antigüedad hasta hace veinte años, como lo representamos en la Fig. 3. La idea clave ilustrada aquí (y una de las enormes simplificaciones que la Física nos a traído) es que podemos explicar y entender todos los fenómenos naturales en términos de un reducido número de fuerzas fundamentales. Desde los años 30's éstas han sido identificadas como la *fuerza fuerte*, la *fuerza electromagnética* (en sí la unión de la electricidad y magnetismo desde hace un siglo), la *fuerza débil* responsable de la radioactividad y la *gravitación*. Lo que vamos a tratar de hacer es aprender algo acerca de las propiedades de estas fuerzas y cuáles son los constituyentes más básicos sobre los que actúan.

Gracias a un gran número de experimentos, principalmente en el último par de décadas, hemos identificado dos clases de partículas fundamentales llamadas *leptones* y *quarks*. Deseo tomar unos pocos minutos para decirles un poco acerca de ellas.

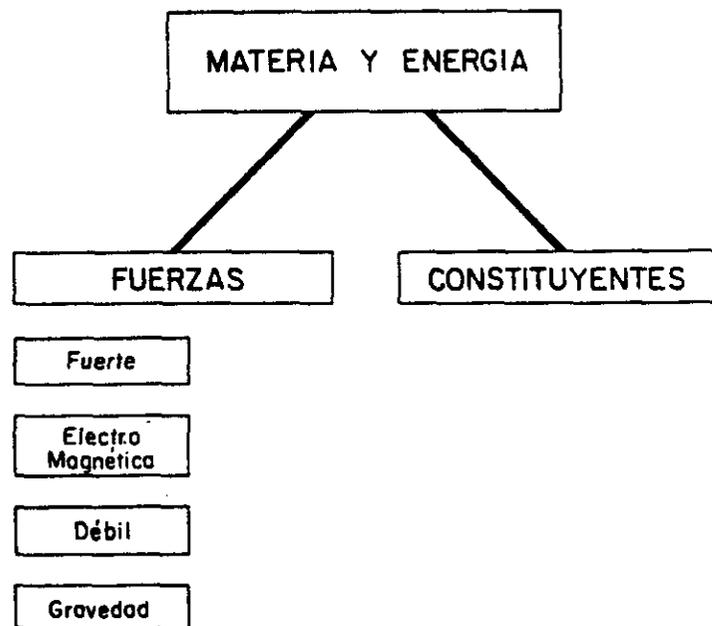


Figure 3: Un punto de partida

La primera clase está formada de partículas como el electrón. Estas son llamadas *leptones* porque el electrón es una partícula muy ligera. Otros miembros de la misma clase no son ligeros, sin embargo el nombre se ha conservado. Los leptones son partículas que experimentan las interacciones débiles y electromagnéticas pero no las fuertes, no la fuerza que liga protones y neutrones juntos en el núcleo. Sabemos de seis de estas partículas y algunas de sus propiedades se muestran en la Fig. 4. El electrón y sus parientes más pesados, el muón (o mu) y el tauón (o

LEPTONES (COLOR NEUTRO)			
Nombre de la Partícula	Símbolo	Masa (MeV/c <sup>2</sup> )	Carga Eléctrica
neutrino electrónico	$\nu_e$	$\sim 0$	0
electrón	$e$ ó $e^-$	0.511	-1
neutrino muónico	$\nu_\mu$	$\sim 0$	0
muón	$\mu$ ó $\mu^-$	106.6	-1
neutrino tauónico	$\nu_\tau$	< 70	0
tauón	$\tau$ ó $\tau^-$	1784	-1

Figure 4: Algunas características de los leptones

tau) todos tienen la misma carga eléctrica; todas tienen espín  $-\frac{1}{2}$ ; y hasta donde sabemos, todos son puntuales. No tienen extensión; ni poleas, ni engranes en su interior. Dada la resolución de nuestros actuales "microscopios" de ( $10^{-16}$  cm) estos objetos son únicamente puntos geométricos. Es interesante preguntar si, observando más de cerca, estos mostrarán estructura en su interior. ¿Hay pequeñas cosas dentro de los leptones, o permanecerán por siempre elementales, sin estructura e indivisibles? Junto con los leptones cargados hay tres partículas neutras llamadas neutrinos, los cuales experimentan interacciones débiles y forman familias con los leptones cargados, como veremos en un momento.

Todos los leptones conocidos pueden ser fácilmente producidos en los aceleradores, y pueden ser estudiados directamente en el laboratorio. Cuando los leptones cargados son producidos a altas energías, escapan rápidamente de la región de producción. [Los electrones son absolutamente estables, el muón vive un par de picosegundos, y el tau vive cerca

de un tercio de picrosegundo]. Podemos medir fácilmente sus trayectorias por ionización y ver donde han estado. Los neutrinos son más difíciles de medir porque son neutros y no producen ionización, pero podemos ver lo efectos de sus interacciones cuando golpean otros objetos. Se sabe mucho acerca de ellos. Los neutrinos, hasta donde sabemos tienen masa cero. Aunque lo que tenemos más bien, son límites superiores a sus masas. Debido a que podemos estudiar a los leptones cargados en gran detalle haciendo rayos de ellos y aún almacenándolos por grandes períodos, sabemos bastante acerca de sus propiedades. La más simple de ellas es su masa, indicada en la Fig. 4.

Observando las interacciones de los leptones, encontramos que hay familias bien definidas. El electrón siempre va en compañía del neutrino electrónico. Es decir que hay interacciones las cuales transforman el uno en el otro continuamente. No conocemos interacciones que cambien un electrón en un muón o un electrón en un neutrino muónico. Cuando observamos estos rígidos patrones familiares, nos sugiere la existencia de alguna profunda relación entre los miembros que la forman.

La otra clase de partículas que podemos estudiar en el laboratorio incluyen al protón y al neutrón. Estas son las partículas que experimentan la interacción fuerte (la fuerza nuclear), además de las otras fuerzas. El protón y el neutrón son los más familiares. El pión, o mesón- $\pi$ , el cual es a grosso modo responsable de la fuerza nuclear, es otro. Hay tablas y tablas ... Justamente ayer recibí en el correo la edición de este año de "Particle Data Tables," la cual contiene unas 350 páginas y tiene todo lo que uno desee saber acerca de los cientos de especies de *hadrones*. Es un libro muy grueso que únicamente lista números, referencias y propiedades.

A diferencia de los leptones, los cuales todos pertenecen a una clase muy especial, todos tienen espín  $-\frac{1}{2}$ , éstas son partículas que tienen espines enteros, espines de medios enteros, espines pequeños, espines grandes. Todas ellas son partículas compuestas. Esto se puede ver al colisionar electrones con ellas y observar la dispersión. Típicamente tienen un tamaño de cerca de  $10^{-13}$  cm.

Los hadrones tienen un rango de estabilidad que comienza con el protón, el cual tiene una vida, de  $10^{31}$  años o más, hasta la  $\Delta$  (Delta) y otras resonancias, las cuales tienen vidas del orden de  $10^{-24}$  a  $10^{-25}$  segundos. La vida del protón, es muchos órdenes de magnitud más grande que la edad del universo, la cual es del orden de  $10^{10}$  años. Obviamente

no hemos derivado el límite observando un protón por un tiempo muy largo — *no hay* tanto tiempo — sino observando muchos protones por un tiempo mucho más corto, del orden de un año.

Los hadrones forman un gran zoológico de partículas, en el cual podemos reconocer una cierta taxonomía. El gran paso para traer orden y comprensión a esta diversa colección de bestias se dió a mediados de los años 60, con la proposición de que estos hadrones, estos objetos compuestos, estaban hechos de un pequeño número de objetos más fundamentales llamados *quarks*. Como los leptones, los quarks son partículas puntuales de espín- $\frac{1}{2}$ . Ahora sabemos que estos quarks existen, y que miden menos de  $10^{-16}$  cm.

La distinción esencial entre los quarks y los leptones, y entre los quarks y la mayoría de las construcciones que usamos en la ciencia, es que no podemos verlos en el laboratorio. No hemos sido capaces de aislarlos. Es más, ahora estamos convencidos de que no podemos aislarlos y verlos. Debido a esto usaré algo de mi tiempo recordándoles porqué creemos en los quarks. Debido a que no se pueden ver directamente, uno tiene derecho a preguntar si toda esta historia acerca del modelo de quarks no es sólo un mito. Así lo que quiero hacer en los siguientes minutos es tratar de evocar para Uds. algunas de las bases experimentales que soportan nuestra creencia en los quarks. La evidencia tiene que ser circunstancial porque no podemos remover un quark de un hadrón y tenerlo en nuestras manos, pero hay mucha evidencia, es consistente, y es tan avasalladora que Uds. se verán forzados a aceptar la existencia de los quarks.

¿Por qué creemos en los quarks? La primera motivación para los quarks viene de observar los patrones familiares de los hadrones, los neutrones, los protones, los piones y otras cosas, los cuales fueron descubiertos a principios de los años 60. Como Uds. saben, en los espectros atómicos observamos multipletes degenerados en los cuales los niveles de energía con números cuánticos magnéticos diferentes tienen exactamente la misma energía en ausencia de campos magnéticos. Solamente aplicando perturbaciones (en la forma de campos magnéticos) podemos romper esa degeneración y distinguir todos los niveles individuales que ahí hay.

Esa línea de análisis de los espectros atómicos (lo cual lleva a la introducción de la teoría de grupos en Física), esa forma de pensar en multipletes degenerados, se aplica a otras situaciones y es usado una y

otra vez en nuestros intentos para entender los constituyentes fundamentales. El punto de partida es la observación de que el protón y el neutrón se parecen mucho. Ambas partículas viven en el núcleo atómico. Tienen casi exactamente la misma masa. Uno está eléctricamente cargado, el otro no. Esta similitud llevó a la idea de una asociación familiar entre ellos, a la idea del *isospín*.

De la misma manera, uno puede observar a las partículas que han sido descubiertas a principios de los años 60 y descubrir asociaciones familiares entre ellas. Una de las grandes y heroicas empresas fué el tratar de imaginar cuáles eran los multipletes, que partículas iban juntas, etc. El final de esta larga historia es que hay un grupo de simetría llamado  $SU(3)$  y que todas las partículas que se conocían en ese momento se podían identificar como miembros de las familias del  $SU(3)$ .

Uno de los problemas que aún había que resolver era el siguiente: mientras que para el momento angular ( o el grupo de rotación) se podía construir multipletes arbitrariamente grandes, los clanes del  $SU(3)$  parecían estar limitados a familias muy pequeñas . En el caso de partículas como los piones, los llamados *mesones*, las familias contenían ya fuera uno u ocho miembros. En el caso de partículas como el protón, llamados *bariones*, todas las familias tenían uno, ocho o diez miembros.

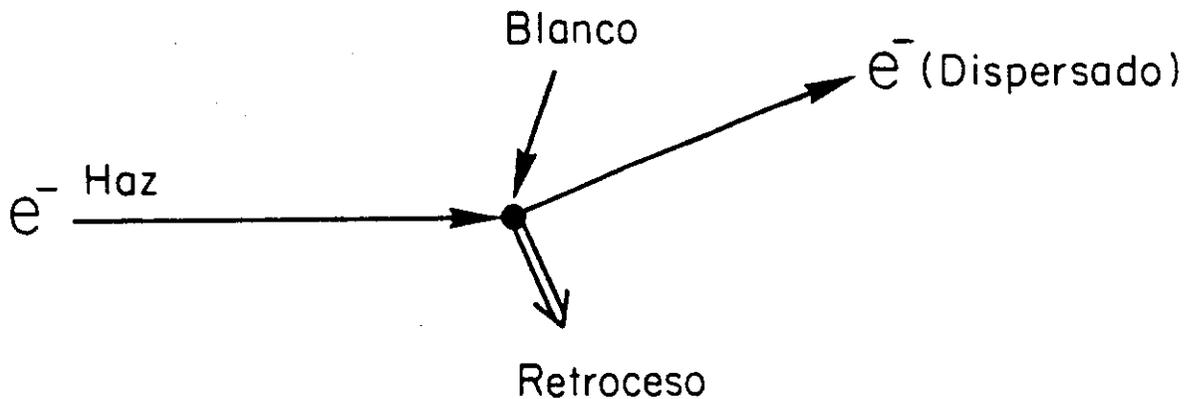
Así un reto después del establecimiento de la simetría  $SU(3)$  fué el entender porqué las familias tenían alguno de estos números de miembros. Una manera de contestar esto es suponer que los hadrones, los cuales ya sabemos que son compuestos debido a su tamaño finito, son compuestos en un sentido muy especial. Hay un triplete fundamental de quarks (los cuales llamamos *up*, *down*, y *strange*), tres sabores de quarks, si así lo desean, y simples reglas para combinar estas tres entidades fundamentales en mesones y bariones, las partículas como el pión y las partículas como el protón.

Si imponemos la regla de que un mesón está formado por un quark y un antiquark unidos por una fuerza que será entendida más tarde, entonces la aritmética del  $SU(3)$  nos dice que una familia de tres miembros conjugada con un familia de tres antimiembros nos da familias ya sea de uno u ocho miembros. Esto está muy bien; ese es el resultado que deseamos obtener. Y si decimos que las partículas como el protón están hechas de tres quarks unidos, esto nos conduce a que, por la aritmética del  $SU(3)$ , sólo podemos hacer familias de uno, ocho o diez miembros, otra

vez el resultado deseado. Habiendo encontrado que esta aritmética funciona, Uds. deben entonces preguntar si los quarks son reales, y cuáles son las fuerzas que permiten estas combinaciones para formar y evitar combinaciones más complicadas ya sea de seis quarks o 27 quarks.

Lo que encontramos es que dado el éxito de este esquema nos sentimos tentados a dar un significado más profundo, y entender a un nivel dinámico porqué suceden estas cosas.

Digamos que hay quarks dentro de un protón, entonces debe de haber alguna manera de probar que estan ahí. Parte de la evidencia que hace esto plausible se encuentra al estudiar la dispersión de un haz de electrones por un blanco. Aquí en la fig. 5, mostramos un experimento estandar. Tomemos un haz de electrones de energía conocida, y dejémosles golpear un blanco. El blanco puede ser un pedazo de carbón, una botella de hidrógeno, o cualquier cosa que queramos. Observamos la dirección y energía del electrón dispersado, y si lo deseamos podemos observar algo acerca de la partícula o partículas en retroceso.



$$\begin{aligned}
 Q^2 &= (\text{Transferencia de Momentum})^2 \\
 &= (P_e - \text{del haz} - P_e - \text{dispersado})^2
 \end{aligned}$$

Figure 5: Cinemática de la dispersión del electrón

El punto fundamental de este ejercicio es ver qué sucede cuando variamos el ángulo y la energía del electrón dispersado, y entender qué nos revela acerca de la estructura interna del blanco. Continuemos por analogía, observando el precedente histórico. Tomemos como blanco un núcleo de carbón, más bien una fibra de carbón, bombardemos ésta con electrones y exijamos que el núcleo de carbón permanezca intacto después de la colisión, entonces tenemos la siguiente reacción



Si golpeamos fuertemente al núcleo de carbón dado que es una colección de protones y neutrones débilmente ligados, o tal vez de partículas alfa, es muy posible que se desbarate. Al requerir que permanezca unido, hemos hecho una selección que raramente ocurre. Este es el llamado efecto del factor de forma. Si requerimos que el núcleo del carbón permanezca intacto, encontramos que la proporción a la cual este proceso ocurre disminuye rápidamente cuando la cantidad de energía que entregamos al núcleo de carbón aumenta. Esto se ilustra en la Fig. 6(a).

Por otro lado, si relajamos la restricción de que el núcleo de carbón quede intacto y únicamente observamos al electrón saliente sin considerar ningún otro proceso, entonces encontramos que la sección transversal es casi independiente de la intensidad del impacto (con línea punteada en la Fig. 6(b) ). La diferencia viene de el hecho de que estamos viendo la dispersión del electrón debido a los protones dentro del núcleo de carbón, y que a cierta resolución estos se comportan como partículas sin estructura. Así, en los viejos tiempos cuando se realizaba un experimento de dispersión en Física nuclear se podía deducir, viendo la lenta variación en la dispersión inelástica, que debería de haber objetos eléctricamente cargados y sin estructura dentro del núcleo. Seguramente, también podríamos golpear los protones con fuerza y sacarlos del núcleo de carbón, verificando así nuestra conclusión. Si continuamos esto podemos cambiar a una situación en la cual nuestro blanco está formado por un sólo protón, como se muestra en la fig. 6(b), donde he cambiado la escala de la abscisa un par de órdenes de magnitud. Mientras que antes golpeábamos al núcleo del carbón con 0.06 unidades, ahora lo golpeamos 100 veces más fuerte.

En esta escala, el protón no permanece intacto. Vemos la estructura del protón reflejado en el hecho de que la sección transversal o razón de cambio de la reacción

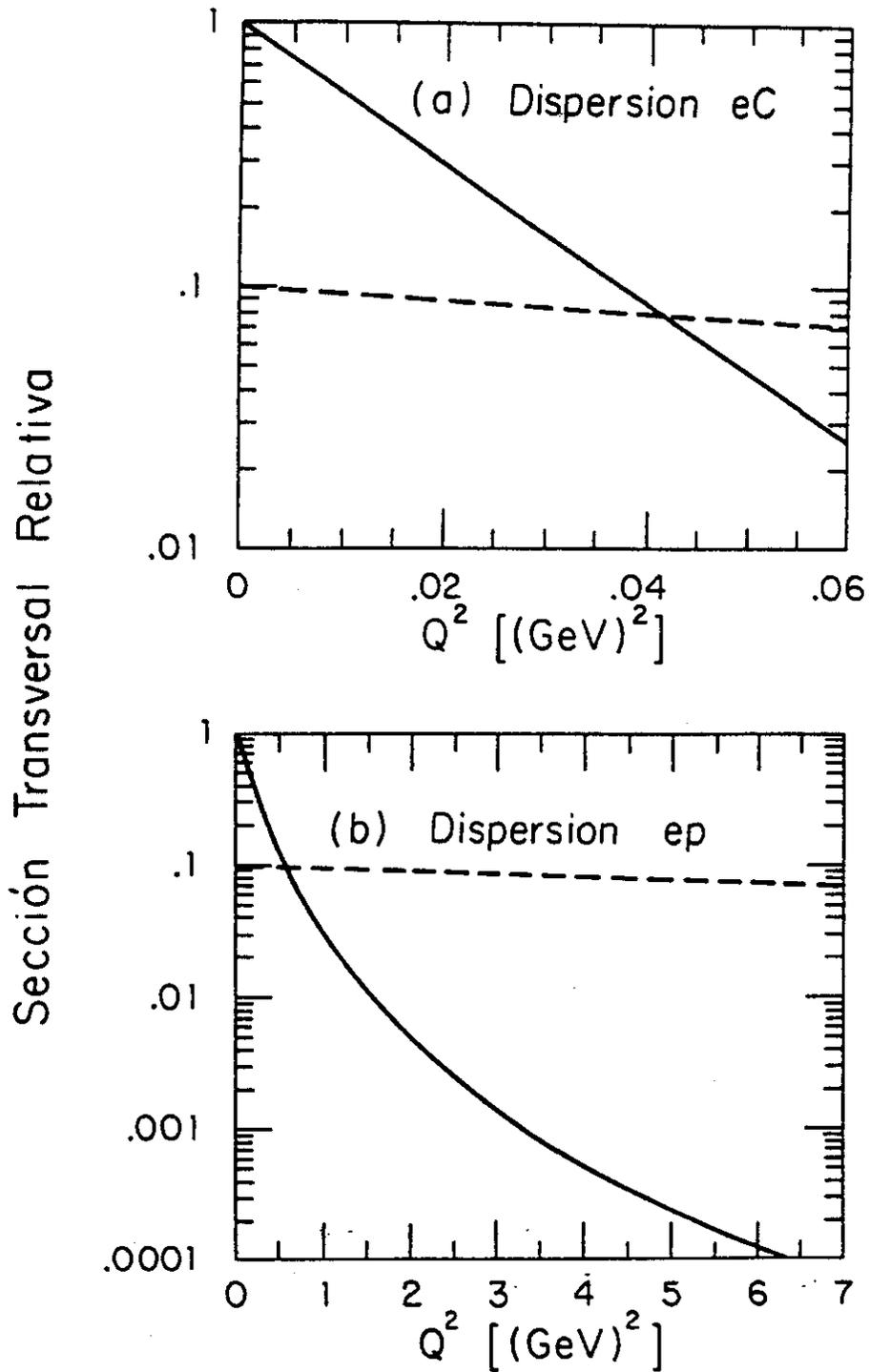


Figure 6: Secciones transversales elásticas (líneas sólidas) e inelásticas (líneas punteadas) para dispersión (a)  $eC$  (b)  $ep$ .

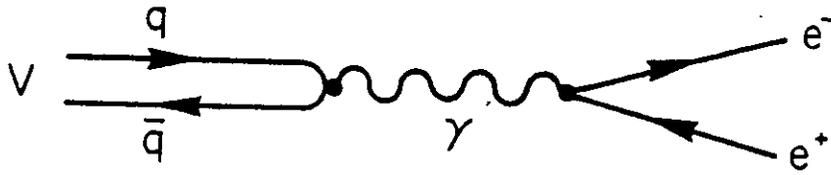
$$\text{electrón} + \text{protón} \rightarrow \text{electrón} + \text{protón} \quad (1.2)$$

decae rápidamente. Eso explica, porqué el protón tiende a excitarse o a producir nuevas partículas cuando se le golpea fuertemente. Por otro lado, si relajamos la condición de que el protón salga intacto, encontramos que de nuevo hay una contribución a la sección transversal es *esencialmente* independiente de que tan duro se golpea al protón.

Igual como pensamos en el protón como algo que es duro, y puntual y eléctricamente cargado dentro del núcleo, nos sentimos tentados a concluir que hay algo duro y eléctricamente cargado dentro del protón, este papel lo podrían jugar los quarks. Los experimentos que demostraron esto fueron realizados en el Stanford Linear Accelerator Center en 1967 y 1968, e inmediatamente condujeron a la gente, no a aceptar, pero a tomar seriamente la idea de que los quarks realmente estaban dentro del protón.

¿ Si los quarks no pueden ser extraídos del protón, como es que sabemos algo de sus propiedades? Permítanme evocar algunas de las cosas que hemos aprendido acerca de los quarks. Las cargas eléctricas de los quarks son poco comunes en la experiencia diaria: El quark up tiene carga  $2/3$ ; los quarks down y strange tienen carga  $-1/3$ . Estas están medidas en unidades en las cuales la carga del protón es  $+1$  y la carga del electrón es  $-1$ . Estas asignaciones vienen en primera instancia de la teoría de grupo de  $SU(3)$  pero podemos buscar caminos más directos para determinarlas.

Uno de los caminos más directos es el observar la proporción de decaimiento de las partículas de espín 1 formadas por un quark y un anti-quark, los llamados *mesones vectoriales*, partículas que semejan fotones pesados, y los cuales decaen en pares de electrón y positrón (antielectrón). El modo en que esto sucede en el modelo de quark es que el quark y el antiquark, los cuales forman al *mesón*, se pueden aniquilar el uno al otro, si se encuentran en el mismo lugar, en un estallido de energía electromagnética que llamamos *fotón virtual*, el cual más tarde se desintegrará de acuerdo a las leyes de la electrodinámica en un par electrón-positrón. Podemos calcular esta proporción de decaimiento. De hecho el Profesor Weisskopf fué el primero en hacerlo. Pero nosotros no tenemos que hacerlo; podemos normalizar una proporción a otra, como sigue. La proporción ( o razón) a la cual ocurre el decaimiento está determinada por dos cosas básicas, como se indican en la Fig. 7. Una es la probabilidad



$$\text{Razon de Decaimiento} \propto Q_q^2 |\psi(0)|^2$$

Figure 7: Decaimiento de un meson vectorial en un par electrón-positrón en el modelo quark.

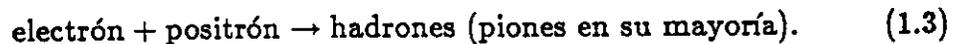
de que el quark y antiquark se junten y se aniquilen. En lenguaje no relativista, esto está relacionado con la probabilidad de que se encuentren en un punto - esta está dada por la función de onda mecánico-cuántica al cuadrado evaluada en el origen, *i.e.* para una separación cero entre el quark y el antiquark. (Este es el factor  $|\psi(0)|^2$  en la Fig. 7.) Voy a hacer la crasa suposición de que para los mesones de los que quiero hablar, esta probabilidad es la misma, que tienen más o menos la misma estructura. Este es un factor que debe estar presente, pero el cual pretenderé no tiene importancia.

La otra cosa que hay que tomar en cuenta es la fuerza de acoplamiento electromagnético entre el quark y antiquark, la proporción a la cual se combinan para hacer fotones. La fuerza electromagnética está gobernada únicamente por la *carga* de esos objetos. Podemos observar a los llamados, mesones *rho*, *omega* y *fi* y medir sus proporciones de decaimiento a pares de electrón positrón. Encontraremos que la proporción de estas relaciones está exactamente en la proporción sugerida por esta curiosa asignación de cargas. Hay muchas formas distintas de probar esto.

Una de las evidencias más impactantes de que los quarks son reales vino más tarde con el descubrimiento de familias de partículas hechas de dos clases de quarks más pesados llamados *charm* y *beauty*. En la Fig. 8(a) se muestra el espectro de partículas compuestas del quark charm y anticharm. Vemos que hay varios niveles, con valores diferentes de momento angular. Hacen transiciones de un estado al otro como en las transiciones atómicas. Encontramos a ambas aquí, para los estados del *charmonium*, y además para las partículas *upsilon* más pesadas hechas de quarks-*b*, mostrados en la Fig. 8(b). El número de estados y el orden de niveles

están exactamente de acuerdo con la idea de que estos objetos fundamentales de espín-  $\frac{1}{2}$  los forman— una partícula más una antipartícula.

Evidencia adicional en favor de la existencia de los quarks— debido a que no podemos verlos directamente es que tenemos que hacer argumentos indirectos y preguntar, ¿Se comporta el mundo como si realmente hubiera quarks elementales dentro de los hadrones?— se obtiene de estudiar la siguiente reacción.

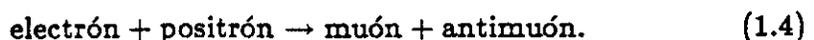


Hay grandes instalaciones en las cuales construimos anillos de almacenamiento para electrones y positrones con el fin de obtener colisiones de frente.

En el modelo quark, creemos que la forma en que esta reacción se desarrolla es como correr en reversa la reacción de decaimiento que acabamos de estudiar: el electrón y el positrón se juntan y producen un fotón virtual el cual se desintegra en un quark y un antiquark. No observamos al quark y al antiquark; por algún proceso que todavía es un poco misterioso para nosotros (aunque creemos que lo entendemos en principio), el quark y antiquark se materializan en dos rayos de piones bien colimados y otros hadrones.

Estudiemos estas reacciones a altas energías. Aquí (en Fig. 9) tenemos una proyección sobre un gran detector de cerca de dos metros de diametro en un laboratorio en Hamburgo, Alemania. Los haces son perpendiculares al plano de la página y vemos que del punto de la colisión sale un chorro de piones por aquí, un chorro de piones por allí. Es difícil no llegar a la conclusión de que un chorro representa la dirección del quark saliente y el otro la dirección del antiquark. Los eventos de rutina que vemos a altas energías parece que despliegan y recuerdan las direcciones del quark y el antiquark.

En verdad, podemos ir más lejos. Sabiendo que el quark y el antiquark son partículas de espín  $-\frac{1}{2}$  como el muón, podemos decir que la distribución angular de estos chorros, la proporción a la cual los vemos, con respecto a la dirección del haz, debe de ser la misma que la distribución angular de la reacción





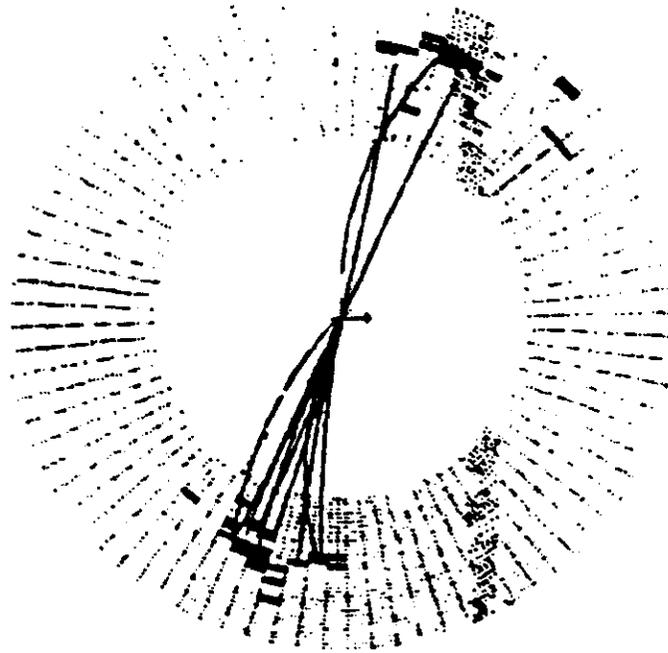


Figure 9: Un evento de dos chorros producido en aniquilaciones electrón-positrón de 30 GeV.

y ese comportamiento es precisamente el observado.

Bien, todo esto forma parte de la evidencia que soporta la existencia de los quarks, y como decimos en Francia, es un buen cuento. Es un buen cuento pero no es completamente consistente. No es completamente consistente porque al construir modelos físicos se ha explotado a través de los años la validez de los grandes principios de la Física . Uno de estos es el principio de exclusión de Pauli, el cual nos dice cómo construir la tabla periódica de los elementos. El principio de Pauli nos ha servido bien. Podemos demostrar en teoría cuántica que debe ser verdadero por lo que nos debe de servir también para los quarks.

El problema es que si hacemos el modelo de quarks lo más simple que podamos pensar para los bariones, para partículas como la resonancia Delta, el principio de Pauli parece que no es respetado. Permítanme recordarles cómo va esto. La primera resonancia, la  $\Delta^{++}$ , que pesa  $1232 \text{ MeV}/c^2$ , tiene carga  $+2$ . En el modelo quark la construimos con tres quarks up:

$$\Delta^{++} \sim uuu. \quad (1.5)$$

Esta es la partícula de menor masa en su clase, y así esperaríamos en términos generales que cada uno de los quarks up estuviera en una onda relativa a cualquier otro: no hay excitación orbital entre ellos. Para obtener el espín total de la partícula igual a  $3/2$ , los tres quarks deben alinear sus espines. Similarmente el isospin, el *hacia arriba contra el hacia abajo*, de los quarks, tiene que estar alineado. Esto es equivalente a decir que todos son quarks up. Todo esto significa que si hacemos un intercambio en cualquier par de los quarks up en esta partícula, la función de onda no cambia. Es simétrica en el espacio debido a que los quarks están en ondas-*s* relativas, y en espín y isospín porque tenemos configuraciones completamente simétricas para ambos números cuánticos.

Nos enseñaron en los cursos de mecánica cuántica que las funciones de onda de fermiones en estados ligados, funciones de onda de partículas con espín semi-entero, supuestamente son *anti*-simétricas ante el intercambio de sus argumentos. Así, nos enfrentamos con dos posibilidades lógicas. La primera es que el modelo quark tiene deficiencias fundamentales. Hemos llegado a una contradicción y tenemos que abandonar el principio de Pauli o el modelo de quarks.

La otra posibilidad, la cual se presenta como la salida fácil pero se convierte en algo extremadamente profundo, es que lo que está a la vista no es todo lo que hay. Hay un nuevo grado de libertad en que no habíamos pensado todavía, y en términos de ese nuevo grado de libertad, los tres quarks up *no son* partículas idénticas, sino de hecho pueden ser distinguidas. Entonces podemos, si queremos hacer las funciones de onda antisimétricas en términos de las características que las distinguen. Este nuevo grado de libertad es llamado *color*. Decimos que cada sabor de quark: up, down, strange, y los otros vienen en tres colores distintos: rojo, verde, y azul, y requerimos que cualquier hadrón sea neutro en color. Así un protón debe estar hecho de uno rojo, uno verde, y uno azul (blanco), y un quark y un antiquark deben de ser del mismo color y anticolor para formar un mesón.

Esto parece muy fácil, el inventar algo que uno nunca ha visto antes y no se puede ver como una excusa para satisfacer el principio de Pauli. ¿No hay alguna forma de demostrar que este atributo adicional, el color, esté presente? Regresemos a la reacción de aniquilación electrón-positrón en hadrones para ver si podemos encontrar evidencia de un nuevo grado de libertad. Usamos esta reacción para argumentar que los hadrones

fueron emitidos en chorros, y que estos reflejaron la producción de quarks. Ahora voy a tratar de usar este hecho para hacer un modelo en el cual pueda calcular la razón de la producción de hadrones, considerando que las cosas inicialmente producidas son quarks. Otra vez sé cómo calcular estas proporciones en toda su gloria, pero no deseo hacerlo.

Ya he comentado la similitud entre la producción de pares muónicos y la producción de pares de quarks. Usaré como la unidad de sección transversal la proporción de producción de pares de muones. A cualquier energía, la proporción a la cual los muones son producidos es la unidad llamada *uno*. Este es un nombre conveniente porque esta proporción será proporcional a la carga del muón al cuadrado — ésta es una interacción electromagnética. La carga del muón al cuadrado es 1, así la sección transversal es 1. El modelo quark no permite construir quarks up, quarks down, o quarks strange, los cuales entonces se materializan a su antojo en hadrones. Pero yo puedo calcular la proporción diciendo únicamente que la probabilidad para que los quarks se materialisen en hadrones es la unidad. Una vez que hemos construido los quarks, estos se convertirán por sí mismos en hadrones, y por el momento no tenemos que saber cómo sucede esto. La probabilidad de construir quarks up, en nuestras unidades, es igual a la carga al cuadrado del quark up, la cual es  $(2/3)^2 = 4/9$ . Para hacer quarks down es  $(-1/3)^2 = 1/9$ , y para hacer quarks strange es  $(-1/3)^2 = 1/9$ . Así si sumo las tres diferentes formas en la que puedo hacer hadrones, encuentro que la sección transversal para hacer hadrones debe de ser

$$\sigma(\text{hadrones}) = 2/3, \quad (1.6)$$

en unidades en las cuales la sección transversal del par de muones es uno.

Esto es suponiendo que hay solamente una clase de quark up, una clase de quark down, y una clase de quark strange. Si ahora aceptamos la hipótesis del color y decimos que hay quarks up verdes, rojos y azules, o quarks down o quarks strange, entonces no tenemos tres diagramas en la Fig. 10, sino de hecho nueve diagramas, todos llevando a estados finales distintos. Y así la predicción que hacemos para la sección transversal será, no  $2/3$  sino tres veces esa, o

$$\sigma(\text{hadrones})|_{\text{color}} = 2. \quad (1.7)$$

Ahora, podemos marcharnos y hacer un experimento ( o de hecho una serie completa de experimentos) para ver cuál de estas predicciones, si

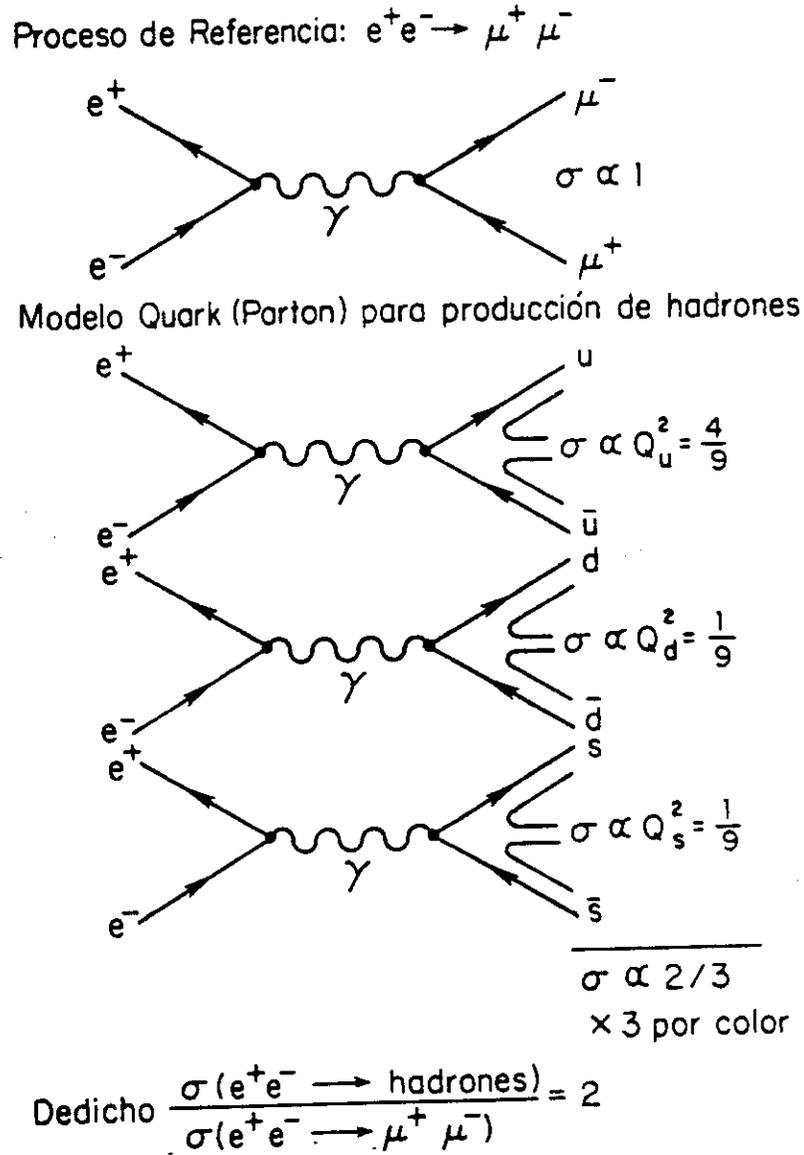


Figure 10: Calculando las secciones transversales para aniquilaciones electrón-positrón en hadrones.

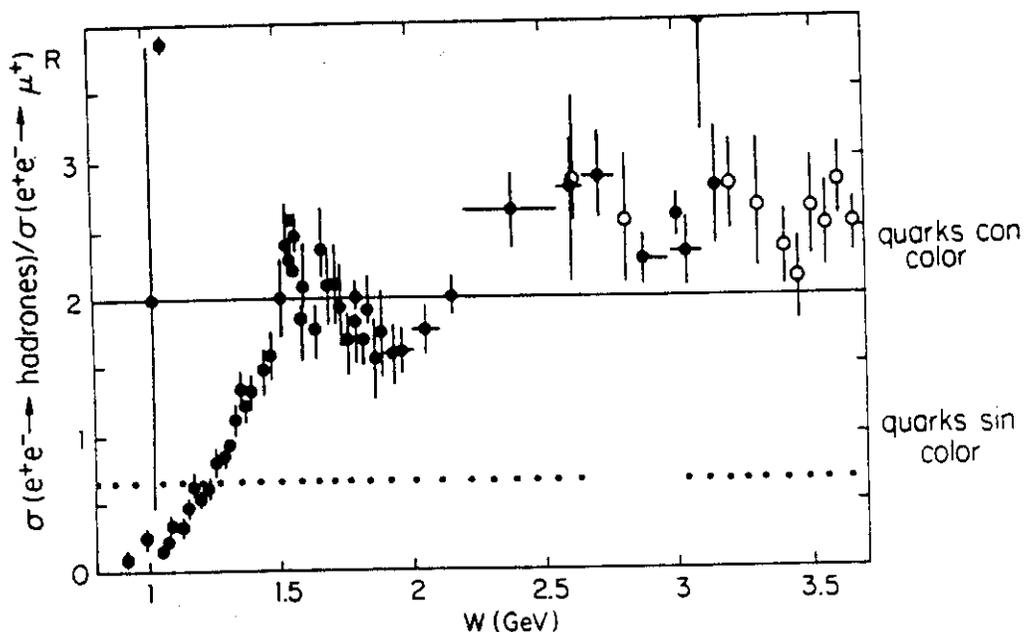


Figure 11: La razón de la producción de hadrones a la producción de pares de muones.

alguna, es verdadera. Aquí en la Fig. 11 está la razón de producción de hadrones comparada con la producción del par muónico, como es medida en las aniquilaciones electrón-positrón. A bajas energías hay resonancias individuales, la  $\rho$  y la  $\omega$  (las cuales no se muestran en esta gráfica),  $\phi$  (la cual está mostrada aquí cerca de 1 GeV), algunos movimientos erráticos, después de esto la razón se estabiliza en un valor constante. El modelo quark predijo que la razón debería ser una constante, y eso es bueno. La constante medida está cerca de dos, nuestra predicción con quarks coloreados. Esta está humillantemente lejos de la predicción de  $2/3$  en el caso de quarks sin color. Por lo tanto tenemos que concluir que el grado de libertad color está presente.

Cuando vamos a más altas energías podemos construir otros sabores de quarks como quarks charm y quarks beauty. Lo que sucede se muestra en la Fig. 12, donde la escala de energía tiene un rango hasta los 40 GeV. Podemos ver que desde cerca de 11 GeV hasta los 40 GeV, la

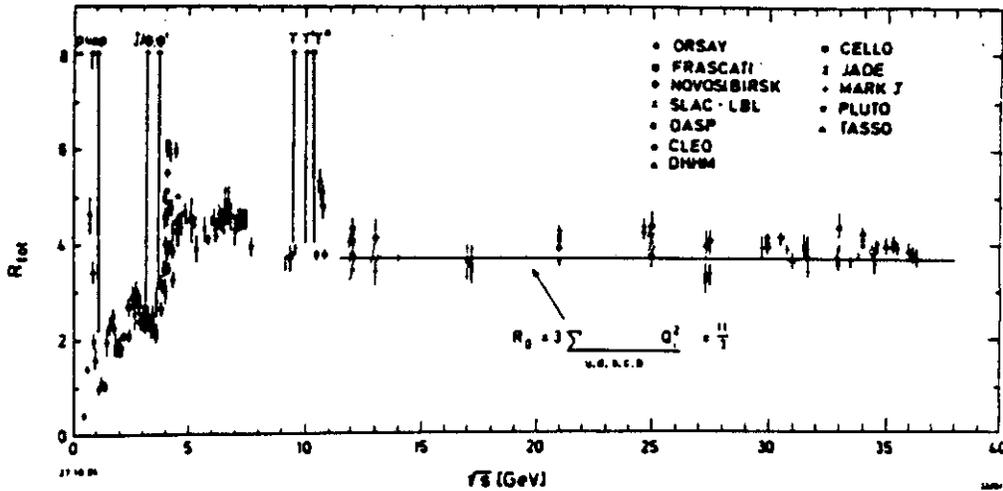


Figure 12: La razón de la producción de hadrones a la producción de pares muón a altas energías.

sección transversal es constante e igual a un número cercano a  $11/3$ . Una predicción de  $11/3$  es precisamente la que obtenemos al tomar tres veces la carga al cuadrado del up y down, strange y charm, y beauty. [Charm tiene carga  $+2/3$ , beauty tiene  $-1/3$ ]. Y así vemos que hay un buen acuerdo entre la predicción del quark de color y el experimento, y hay un terrible desacuerdo en la ausencia de color.

Hay varias maneras de llegar al número cuántico de color y convergirse uno mismo de que está ahí, pero todas están son similares en espíritu, contar grados de libertad en una forma más o menos directa. Nuestro conocimiento de los quarks está resumido en la Fig. 13.

Esto nos permite un conocimiento burdo de los constituyentes fundamentales. Hemos descubierto partículas, las cuales hasta el límite actual de resolución experimental, no tienen estructura y son indivisibles. Para los quarks hay dos y media familias conocidas, permanece pendiente la observación del quark top. (La evidencia indirecta para su existencia es abrumadora). Y para los leptones hay las tres familias que hemos discutido anteriormente. Al acercarnos al final de esta lección nuestra visión

QUARKS (TRIPLETES DE COLORES)			
Nombre de la partícula	Símbolo	mása (MeV/c <sup>2</sup> )	Carga Eléctrica
up	<i>u</i>	310	2/3
down	<i>d</i>	310	-1/3
charm	<i>c</i>	1500	2/3
strange	<i>s</i>	505	-1/3
top/truth	<i>t</i>	≥ 22,500	2/3
bottom/beauty	<i>b</i>	5000	-1/3

Figure 13: Algunas características de los quarks.

del mundo ha avanzado hasta el grado de conocimiento representado en la Fig. 14. Los quarks experimentan las interacciones fuerte, electro-magnética, débil, y gravitacional, y los leptones las últimas tres, pero no la interacción fuerte.

En la segunda lección quiero concentrarme en el lado izquierdo de nuestro diagrama, pero en los pocos minutos que queden antes de que Uds. corran a tomar café, quisiera decir unas pocas palabras acerca de la experimentación. Esto se ofrece como un estímulo al pensamiento, y obviamente no como el tratamiento definitivo del tema.

En esencia hay un único experimento en Física de alta energía. Se muestra en la Fig. 15. Un haz entra por la izquierda e interactúa con un blanco, del cual emerge un producto. Si Uds. fueran Lord Rutherford, el haz sería de partículas alfa y el blanco una lámina de oro. El producto puede ser el mismo que el haz incidente, o algo diferente. El detector es a menudo descrito en los libros de texto como una taza de estaño dentro de la cual caen y se acumulan pequeñas cosas.

El objetivo al hacer estos experimentos es tratar de estudiar lo que sucede dentro del blanco, y ver cuáles son las manifestaciones de las interacciones entre el haz y el blanco. Tenemos la posibilidad de cambiar blancos, de variar las propiedades de los haces cambiando especies o energías, y de observar diferentes productos. En las reacciones que estudiamos en Fermilab, a menudo se presenta el caso de que el número

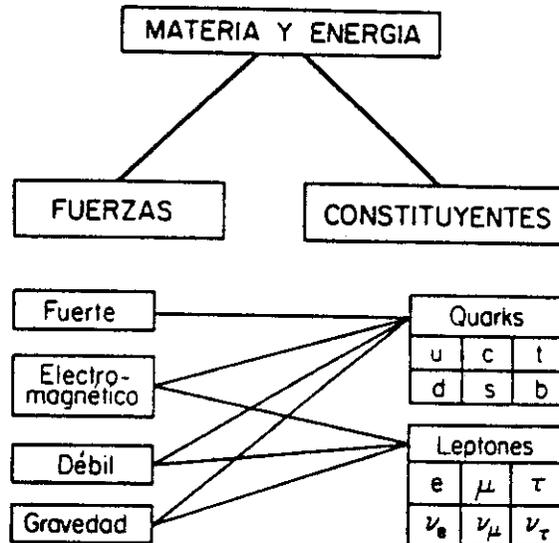


Figure 14: Progreso hacia el Modelo Estándar.

de productos es del orden de cien o algo así, y queremos aprender tanto como podamos de todos estos.

¿Cual es la meta de un sistema detector? La meta de un sistema detector es la de medir todo lo que se pueda acerca de todo lo que suceda en el evento; es decir, medir todas las características de todas las partículas producidas en el evento. Esto exige las siguientes características en un detector: tiene que cubrir tanto espacio como se pueda, tanto rango angular como sea posible, en tres dimensiones, así no perderemos nada. Pero por razones que discutiremos inmediatamente, deseamos tener una alta resolución espacial. Si tenemos únicamente una gran taza de estaño que registre todo lo que venga de la colisión y no distinguimos de donde proviene, será menos interesante -porque nos da menos información- que teniendo muchas tacitas de estaño y contando cuales fueron aquí y cual allí, etc.

También nos gustaría ser capaces de identificar las características de las partículas. Y finalmente, uno de los grandes retos, particularmente ahora, es tratar de seleccionar eventos de interés, las principales cosas que deseamos estudiar. Hay un dicho en la Física de partículas que la

sensación de ayer, es la calibración de hoy y el ruido de fondo del mañana.

Deseamos hacer todo esto manteniendo los costos de construcción, operación, y reconstrucción de data bajo control ¿Cuáles son los límites razonables? Hay un detector que podemos ver en un edificio grande naranja, siguiendo la carretera, que hace todas estas cosas. El precio de ese detector (the Collider Detector, CDF) es de cerca de 50 millones de dólares. Con respecto a la reducción de los datos, la moneda del reino aquí es una computadora VAX-11/780, y el análisis de los datos para ese experimento se estima que requiere 50 de estas computadoras trabajando tiempo completo.

Permítanme decir unas pocas palabras acerca de los principios que subyacen en la detección, las formas en que podemos pensar para aprender cosas acerca de estas partículas producidas.

Las partículas cargadas pierden energía por ionización cuando pasan a través de la materia. De hecho, hay toda una ciencia y tecnología construída alrededor del estudio del la ionización, este proceso tiene que

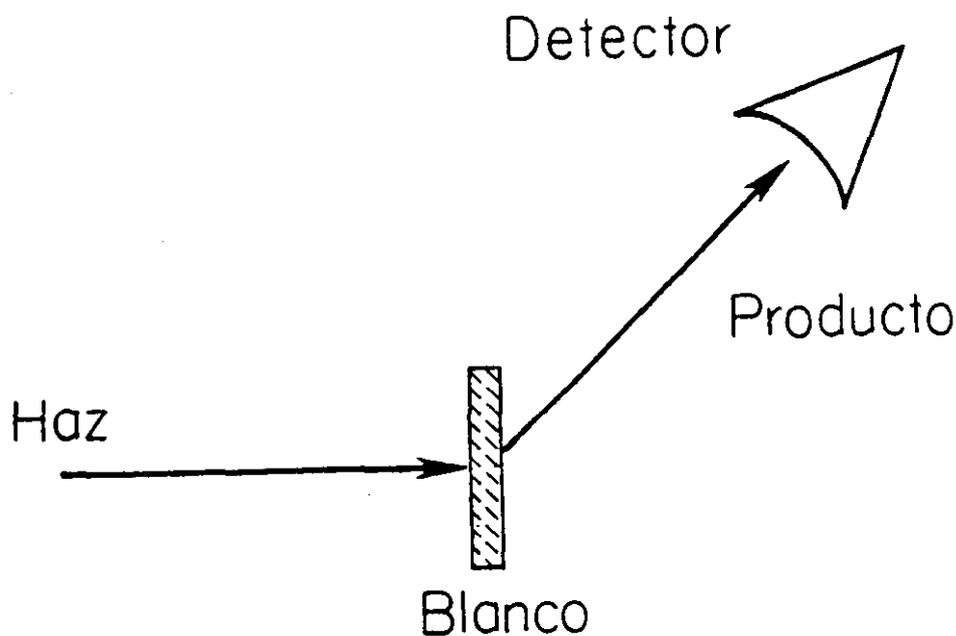


Figure 15: El Experimento.

ver con electrodinámica, las propiedades de los materiales, etc., lo cual es en sí muy interesante y constituye buena Física. Lo que queremos hacer es medir la posición y magnitud de los trazos de ionización para aprender algo acerca de dónde fueron las partículas y cuáles fueron.

En algunos casos, si medimos cuánto tiempo tomó el ir desde aquí hasta allí, como lo hacemos en los laboratorios de Física elemental, podemos medir la velocidad de las partículas y además inferir algo acerca de su identidad.

Los campos magnéticos desvían a las partículas cargadas en órbitas curvas. Midiendo la curvatura de la órbita podemos, conociendo las propiedades del campo magnético, determinar el momento de la partícula.

Más aun, diferentes clases de radiación pueden ser emitidas por partículas bajo diferentes condiciones. Una de las más útiles hasta ahora en Física de partículas es la radiación Cherenkov emitida por partículas que pasan a través de un medio más rápido que la velocidad de la luz en ese medio. Un frente de choque genera radiación con patrones de intensidad y ángulo de apertura característicos, y midiendo la intensidad de la radiación y el ángulo con respecto a la dirección de la partícula, podemos inferir algo acerca de la energía de la partícula, su masa, y otras características. Radiación coherente es además emitida por partículas que atraviesan la interface entre materiales (radiación de transición), y por partículas que pasan a través de campos magnéticos (radiación de sincrotrón).

Los neutrinos son partículas maravillosas para detectar. Interactúan tan débilmente, que casi no están ahí, y así podemos inferir su presencia por el hecho de que no vimos algo. La razón original de Pauli para inventar al neutrino fue que parecía que había una energía perdida en el decaimiento beta. De la misma manera, podemos intentar sumar todos los momentos llevados por las partículas producidas en una colisión de alta energía, y si hay una gran pérdida en esa dirección, entonces decimos, "Ah, un neutrino o algo como un neutrino se fue en esa dirección", debido a que creemos en la conservación del momento. Así la no observación puede ser una buena forma de observar, mientras que estemos seguros que hubiéramos observado algo si hubiera estado ahí.

Entre las partículas que hacen algo interesante cuando pasan a través de la materia, los electrones y los fotones son especiales porque producen lluvias electromagnéticas características, convirtiendo toda la energía original de la partícula en ionización y subsecuentemente en la rela-

jación de átomos excitados. Registrando la energía depositada, podemos hacer calorimetría electromagnética. Podemos observar el desarrollo de esta lluvia y sumando toda la energía, saber cuál fué la energía del fotón o del electrón.

Los hadrones que pasan a través de la materia pierden alguna energía por ionización, pero además tienen interacciones fuertes con el núcleo y así desencadenan cascadas nucleares, lluvias nucleares. Si construimos un bloque de acero instrumentado, podemos recuperar toda la energía del hadrón incidente.

Finalmente, los muones son una excepción dentro de esta clase pues pueden atravesar grandes extensiones de material sin perder mucha energía. Radían mucho menos que los electrones debido a que son mucho más pesados, y no inducen lluvias nucleares. Como resultado podemos identificar a los muones construyendo un gran bloque de material y observando qué partículas cargadas pasan al otro lado. En el caso del haz de neutrinos de Fermilab, tenemos cerca de un kilómetro o algo así de acero y tierra para absorber todos los muones que de otra manera contaminarían el haz.

Usando todos estos principios podemos llegar a la idea de *detectores por capas*. Lo que podemos hacer es explotar diferentes características de los variados principios físicos de detección para hacer cosas diferentes. De cerca necesitamos un detector que tenga una resolución espacial muy buena y que pueda sostener grandes contribuciones debido a que una cantidad muy grande de partículas esta emergiendo de un pequeño volumen. Hay una clase especial de detectores colocados cerca de el punto de colisión llamados *detectores de vértices*. A continuación se colocan camaras de trayectorias de partículas cargadas las cuales rastrean el movimiento (a menudo a través de un campo magnético) de las partículas que vienen del punto de colisión.

Combinado con esto, o algunas veces además de esto, hay un intento de hacer la identificación de los tipos de partículas usando alguno de los sistemas de radiación coherentes. Después de que todo ese rastreo no destructivo ha sido hecho, con sólo un poco de material en el camino de las partículas salientes, entonces ponemos mucho material de varias clases en el camino para hacer la calorimetría, acomodado de tal manera que cualquier cosa que penetre completamente al detector debe ser un muón, el cual podríamos desear medir otra vez. Aquí (en la Fig. 16) ten-

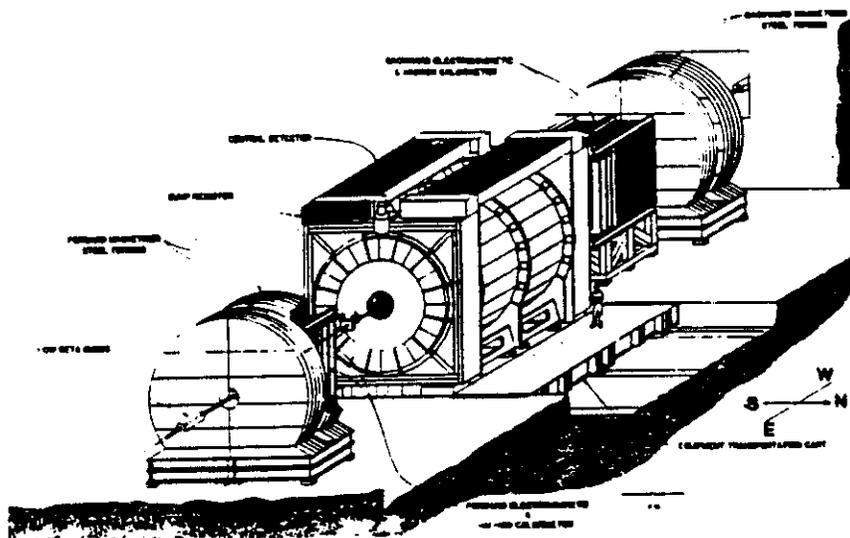


Figure 16: El Detector de Colisiones en Fermilab C.D.F.

emos un dibujo del Detector de Colisiones, el cual espero Uds. tendrán tiempo de ver mientras estén aquí en Fermilab. Noten por el dibujo que una persona es una cuarta o quinta parte del tamaño del detector. Un corte transversal del detector se muestra en la Fig. 17. Hay un aparato altamente sofisticado de trayectorias de vértice alrededor del punto de interacción. Sumergidos en un solenoide superconductor, se hallan el rastreador central, un calorímetro de lluvia electromagnético, calorímetro de hadrones, el yugo magnético (el cual es hierro), tal que las partículas que penetran el exterior deberán ser muones. Todo esto en la región central.



El mismo tipo de piezas se encuentran cuando vamos hacia adelante. En cada lugar y para cada tarea, tratamos de escoger el mejor detector en términos de ejecución, confiabilidad, costo etc.

Espero que mientras visitan este lugar tomen algo de tiempo para ver algunos de estos aparatos de medición y traten de entenderlos un poco más. Después de la pausa, pasaremos a hablar de la estrategia de las teorías de gauge (norma).

## LECCION 2: LA IDEA DE LAS TEORIAS DE GAUGE

Quisiera enfocar esta segunda plática, en las interacciones y explicar un poco la motivación para las teorías de gauge, así como los elementos básicos de la estrategia de la teoría de gauge. Lo que vemos es que las simetrías en la naturaleza, cuando las reconocemos y las usamos adecuadamente, pueden ser usadas no solamente como restricciones que guían la formulación de teorías, sino además como herramientas que nos ayudan a construir las teorías directamente.

Recordemos las teorías actuales que describen las interacciones fuerte, débil y electromagnética. La primera de éstas y en cierta forma el prototipo de las teorías cuánticas, es *La Electrodinámica cuántica*, o *QED* (Quantum Electro Dynamics). Esta es la más exitosa de las teorías Físicas: funciona esencialmente sin modificación, desde distancias en las escalas subatómicas de cerca de  $10^{-16}$  cm hasta escalas interplanetarias. Cuando consideramos que la teoría está construida en base a experimentos realizados por Cavendish y otros en la escala de medio metro o algo así, el éxito de la extrapolación es realmente impactante.

La electrodinámica cuántica es en parte el modelo para, y está incorporado en, la teoría de las interacciones débiles y electromagnéticas llevadas hasta su forma final por Weinberg y Salam hace 20 años. La

teoría resultante describe al mismo tiempo las interacciones débiles y electromagnéticas. Aunque hasta el momento no ha sido comprobada como QED, la teoría electrodébil tiene muchos éxitos experimentales. Anticipó una nueva clase de radioactividad llamada corrientes débiles neutrales, que requirió la presencia del quark charm, predijo los recientemente descubiertos portadores de las interacciones débiles,  $W^+$ ,  $W^-$ , y  $Z^0$ , y (al nivel al cual hemos sido capaces de hacer experimentos) dá una descripción cuantitativa y precisa de todo lo que vemos en el vieno no electrodébil.

Una teoría que discutiremos en gran detalle es la *Cromodinámica cuántica*, esta es la teoría de las interacciones fuertes. Es llamada "cromo" debido a que está basada en la idea de que la propiedad *color* de los quarks, la cual los distingue de los leptones y permite, al modelo quark, sobrevivir el principio de Pauli; funciona en cierto sentido como una carga fuerte. Así la teoría es llamada *QCD* (Quantum Chromo Dynamics) en analogía con QED.

La QCD está basada en la simetría del color de los quarks en una forma que revisaremos más adelante. Por una serie de razones, la menor de las cuales no es que las interacciones fuertes sean fuertes y que los Físicos teóricos sean solamente buenos para calcular las consecuencias de las interacciones débiles, la QCD no ha sido probada en una forma tan precisa como las otras interacciones. Esta nos da bastante información acerca de la sistemática de las colisiones de altas energías y el espectro de los hadrones. Predice partículas portadoras de fuerza llamadas *gluones*, y en algunas áreas ha tenido un éxito cuantitativo impresionante.

Ahora voy a explicarles de donde vienen las teorías de gauge y la estrategia para obtenerlas. Hasta donde sabemos, las teorías de gauge han suministrado una descripción correcta de todas las interacciones fundamentales. Tienen un número de propiedades de las cuales hablaremos más tarde. La razón para hablar en términos generales de como construimos las teorías de gauge es que es muy fácil hacer teorías, y es particularmente fácil hacer teorías equivocadas. Si Uds. pueden encontrar algunos principios guía, estos pueden restringir las clases de teorías a investigar. Ahora, tienen que ser cuidadosos de no restringirse mucho, pero si escogen un principio guía como la conservación de la energía o la invariancia de Lorentz, o algo similar (los cuales están apoyados por una gran cantidad de datos experimentales) y digamos provisionalmente que

Uds. solamente buscarán teorías que satisfagan ese principio, entonces se han ahorrado el problema de estudiar una gran cantidad de teorías que no tienen oportunidad de estar correctas. De la misma manera, si Uds. pueden encontrar y ligarse a un principio que los lleve a hacer teorías de la clase que posiblemente puedan ser correctas, será una buena cosa, al menos en términos de economía de esfuerzo.

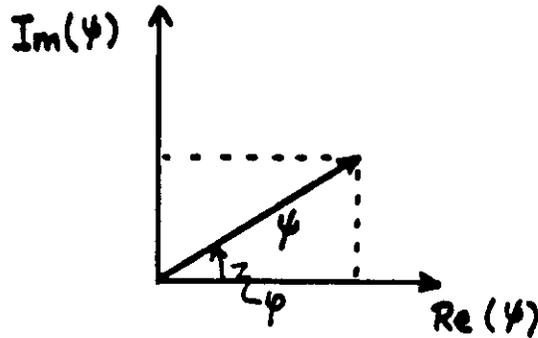
La estrategia de las teorías de gauge es algo así. Reconocemos una simetría en la naturaleza. En la tarde se les recordará que para muchas simetrías (simetría continua como invariancia rotacional, invariancia translacional, etc.) existe una profunda conexión con las leyes de la conservación. Por ejemplo, la invariancia rotacional está íntimamente relacionada con el momento angular. El reconocer leyes de conservación, encontrando simetrías en la naturaleza, nos lleva a construir ecuaciones de Física que respetan la simetría en cuestión. Una vez realizado esto tratamos de imponer la simetría en una forma estricta. Les demostraré a Uds. inmediatamente por medio de un ejemplo, lo que estoy tratando de decir más con el propósito de seguir un guión permítanme continuar sin explicación. Cuando se impone este nuevo requerimiento, las ecuaciones de la Física con las cuales empezamos deben ser modificadas de modo tal que se puedan acomodar las nuevas formas más estrictas de la simetría. Esto se puede hacer en una forma matemáticamente consistente siempre y cuando se introduzcan nuevas clases de interacción y nuevas partículas que respeten esas interacciones.

Es muy fácil errar. Si selecciono una simetría que creo ver en la naturaleza y trabajo con ella, puedo llegar a una teoría que es matemáticamente autoconsistente pero la cual, no describe al mundo en que vivimos. La literatura está inundada con los restos de tales teorías, de las cuales les podría dar varios ejemplos.

Ahora, Uds. pueden preguntarse, ¿que está tratando de decir? ¿Que significa todo esto?

Para darles un ejemplo, tengo que pedir su indulgencia. La indulgencia es suponer que sabemos mecánica cuántica pero no electromagnetismo. De las veces que he dado cursos de posgrado en electricidad y magnetismo, sé que la mitad de ésta proposición (al menos) es verdadera; y de las veces que he enseñado mecánica cuántica, tengo mis dudas de la otra mitad de la proposición.

Voy a comenzar con mecánica cuántica y ésta nos llevará al electro-



$$\psi = \text{Re}(\psi) + i \text{Im}(\psi) \quad \psi^* = \text{Re}(\psi) - i \text{Im}(\psi)$$

$$i^2 = -1$$

$$\text{OR } \psi = |\psi| e^{i\varphi} \quad |\psi| = \sqrt{\psi^* \psi}$$

$$e^{i\varphi} = \cos \varphi + i \sin \varphi$$

$$\tan \varphi = \text{Im}(\psi) / \text{Re}(\psi)$$

Figure 18: Representación del diagrama de Argand de la función de onda mecánica cuántica  $\psi(x)$ .

magnetismo. <sup>4</sup> Lo que necesito saber acerca de mecánica cuántica es que el estado cuántico de un sistema está descrito por alguna función compleja  $\psi(x)$  con una parte real y una imaginaria, y si lo deseo, puedo describirla como un vector en un diagrama de Argand como se muestra en la figura 18. Como Uds. saben, esta se puede caracterizar en varias formas. Correspondiente a la función de onda  $\psi$ , existe el complejo conjugado  $\psi^*$  de la función de onda, su reflexión relativa al eje real. De las diversas representaciones de la función de onda (dadas en la Fig. 18) la más conveniente para nuestros propósitos, será escribir la función de onda como

$$\psi(x) = |\psi(x)| \exp i\phi. \quad (2.1)$$

Se sabe que en mecánica cuántica, las cantidades observables, (cosas que se pueden medir en el laboratorio) están expresadas como *valores de expectación* o *productos escalares* los cuales son integrales sobre alguna

<sup>4</sup>Esto parece irreal, porque no fué la forma en que el electromagnetismo fué inventado. Pero debe de haber sido así!

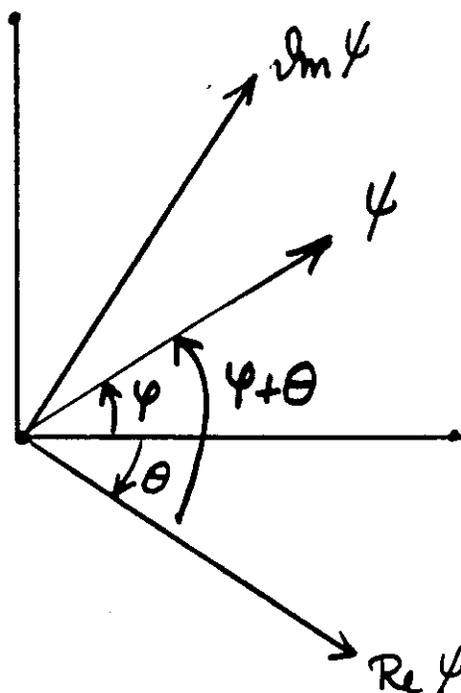


Figure 19: Nueva definición de los ejes reales e imaginarios.

región apropiada del espacio, de un elemento de volúmen por el complejo conjugado de la función de onda por el operador hermitiano  $O$  por la función de onda, simbólicamente

$$\langle O \rangle = \int_{(V)} dV \psi^*(x) O \psi(x). \quad (2.2)$$

Podemos verificar que la cantidad que vamos a medir no cambia si redefinimos la fase. Yo vengo y les digo que los ejes reales e imaginarios en la Fig. 18 están muy bien pero no me gustan. Voy a cambiar al nuevo sistema de coordenadas mostrado en la Fig. 19. En términos de esas coordenadas, puedo medir la parte real e imaginaria de  $\psi$ , o expresar  $\psi$  en términos de un nuevo conjunto de coordenadas polares. Rotando la definición del eje real hacia abajo un ángulo teta es equivalente a multiplicar  $\psi$  por  $e^{i\theta}$ :

$$\begin{aligned} \psi &\rightarrow e^{i\theta} \psi \\ \psi^* &\rightarrow e^{-i\theta} \psi^* \end{aligned} \quad (2.3)$$

$\psi^*$  se rota en el sentido opuesto.

En término de las nuevas  $\psi$  y  $\psi^*$ , nuestro observable es

$$\begin{aligned}\langle O \rangle &= \int_{(V)} dV \psi^*(x) e^{-i\theta} O e^{i\theta} \psi(x) \\ &= \int_{(V)} dV \psi^*(x) O \psi(x).\end{aligned}\tag{2.4}$$

Los factores  $e^{-i\theta}$  y  $e^{i\theta}$  se cancelan, dando *uno*, así la cantidad que estamos calculando no cambia por la operación de cambiar coordenadas. Es la misma antes y después del cambio de fase indicado en la Fig. 19. Es decir, que la fase absoluta de la función de onda cuántica es *arbitraria*. Esto es algo a lo cual las mediciones son insensibles.

Si la formulamos adecuadamente, ésta clase de simetría de fase tiene una conexión profunda con la conservación de la carga eléctrica. De ésta clase de simetrías de fase, se puede derivar el hecho que la carga eléctrica se conserva.

Por el momento, no me detendré en este punto, sino solamente admiraré el hecho que se puede hacer este cambio de convención. Únicamente para ponerlo en el lenguaje de la simetría, puedo decir que la mecánica cuántica ordinaria es invariante bajo *rotaciones globales de fase*, rotaciones de fase en las cuales la convención se cambia por la misma cantidad en cada asiento en el auditorio de Fermilab. Aquí, en la Fig. 20(a), es donde empezamos. Todos están de acuerdo conmigo de que ésta es la dirección del eje real positivo, la convención original para fase cero ( $\phi = 0$ ). Anteriormente, estuvimos de acuerdo en que la dirección mostrada en la Fig. 20(b) define la dirección de fase cero. Encontramos que la Física no cambia cuando hacemos esa rotación.

Alguno de Uds. podría objectar y decir, “¿Por qué es Ud. capaz de decirme cual es *mi* fase? ¿No podríamos ser más democráticos y escoger una convención de fase diferente en cada punto del espacio?” No en una manera fortuita: Uds. podrían desear tener alguna armonía con sus vecinos, pero será posible tener una definición del cero de la fase dependiente de la posición? ¿Será esto correcto? ¿Las leyes de la mecánica cuántica admiten esta clase de simetría, una simetría más general que la invariancia de fase que estamos investigando?

Esta libertad para escoger una convención de fase dependiente de la posición significaría que en lugar de multiplicar la función de onda por una rotación fija,  $e^{i\theta}$ , la multiplicaría por una fase dependiente de la posición,

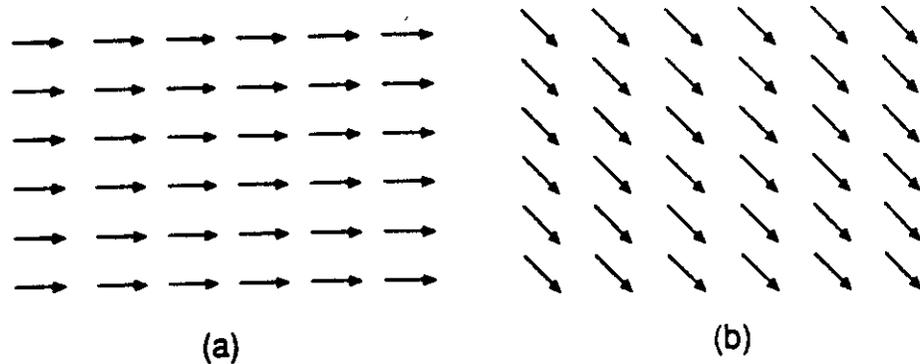


Figure 20: (a) La convención original para fase cero de las funciones de onda de la mecánica cuántica; (b) La nueva convención para fase cero. Cada flecha representa un asiento en el auditorio de Fermilab.

$e^{i\alpha(x)}$ . ¿Funciona esto? Bien, supongamos que estamos hablando acerca de la mecánica cuántica de una partícula libre. Podemos comprobar si la nueva simetría es respetada ya sea al hablar acerca de cantidades observables, como lo acabamos de hacer, o insertando la ley de transformación en la ecuación de Schrödinger y preguntando si se mantiene la misma ecuación antes y después del cambio de fase. Permitanme hacer el ejercicio en términos de observables; lo que encontraremos es que la mecánica cuántica de una partícula libre no es invariante bajo rotaciones de fase locales.

¿Como podemos ver esto? Hay observables en el mundo como el momento, y hay pedazos de la misma ecuación de Schrödinger que incluyen derivadas o gradientes. Lo que podemos hacer es calcular como cambia un gradiente cuando hacemos un cambio de fase dependiente de la posición sobre la función de onda. Aquí está lo que sucede; cuando

$$\psi(x) \rightarrow \exp i\alpha(x) \cdot \psi(x), \tag{2.5}$$

el gradiente se transforma en

$$\nabla\psi(x) \rightarrow \exp i\alpha(x) \cdot [\nabla\psi(x) + i\psi(x)\nabla\alpha(x)]. \tag{2.6}$$

A diferencia de la función de onda, el gradiente no está multiplicado por una fase. El hecho que  $\alpha(x)$  tenga una dependencia de la posición significa que su gradiente es diferente de cero, y eso da lugar al segundo término de la mano derecha de la ecuación (2.6).

El término extra es tal que si calculo un valor de expectación como

$$\psi^* \nabla \psi \rightarrow \psi^* e^{-i\alpha(x)} e^{i\alpha(x)} [\nabla \psi(x) + i\psi(x) \nabla \alpha(x)], \quad (2.7)$$

no recobro el valor original. Así la respuesta a la pregunta, “¿La mecánica cuántica admite una variación local de fase de la función de onda?” es No.

Esta tarde después de la Lecciones de Chris Hill en la cual la simetría se convertirá en parte de sus seres, Uds. podrán preguntarse, “¿No será posible cambiar las ecuaciones de la Física un poquito y preservar las simetría que son tan bonitas y llamativas? En otras palabras, ¿es posible, quizás solo como un ejercicio matemático hacer algunos cambios en las ecuaciones tales que todo funcione y las ecuaciones modificadas admitan esta simetría de fase?”

La respuesta a esta pregunta es Si, pero solamente si se introduce una nueva *interacción* llamada *campo de gauge*. Lo que necesitamos introducir será un campo electromagnético, o algo similar. Permítanme esbozar la *aritmética*. Les recordaré que la respuesta que vamos a obtener es algo que Uds. ya conocen y estarán preparados a dar el salto de fé y creer en las teorías de gauge.

La solución consiste en introducir (en notación vectorial) un potencial vectorial electromagnético  $\mathbf{A}(x)$  y establecer la siguiente regla: Cuando rote la fase de la función de onda por una cantidad<sup>5</sup>

$$\psi(x) \rightarrow \exp i q \phi(x) \cdot \psi(x), \quad (2.8)$$

cambiaré el potencial vectorial por una cantidad

$$\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} - \nabla \phi. \quad (2.9)$$

¿Como se que esto es lo que debo hacer? Lo se porque fuí através de las ecuaciones preguntando “¿Que tengo que hacer para que estas se mantengan invariantes después de la rotación de fase?” Y ésta fué la respuesta.

Ademas, establecí el convenio de que en todas partes en las leyes de la Física — en la definición de observables, en la ecuación de Schrödinger

---

<sup>5</sup>En términos de nuestra notación anterior,  $\alpha$  es  $q\phi$ , donde  $q$  es la carga eléctrica. Esto es para sugerir que la teoría que derivaremos es el electromagnetismo. Si lo deseo, puedo escoger otra carga y derivar otra teoría.

etc — en todas partes donde vea un gradiente lo reemplazaré con algo llamado *la derivada covariante de gauge*,

$$\mathcal{D} \equiv \nabla + iq\mathbf{A}. \quad (2.10)$$

Aquellos de Uds. que sean buenos en manejar factores de  $i$  y  $\hbar$  notarán un parecido entre ésta expresión, a la cual he sido conducido al jugar con las ecuaciones de la Física, y el reemplazo familiar de la electrodinámica clásica en la cual el momento  $\mathbf{p}$  llega a ser  $\mathbf{p} - q\mathbf{A}$ . Esta es una fuente de comfort y seguridad.

Lo que falta es verificar que éste nuevo objeto, el gradiente generalizado, cuando actúa sobre una función de onda da simplemente un factor de fase multiplicado por si mismo bajo las transformaciones combinadas (2.8) y (2.9). Como un pequeño ejercicio de tarea, pueden comprobar que  $\psi^* \mathcal{D}\psi$  es invariante bajo transformaciones de fase locales.

Y así, he inventado una teoría. He tenido que cambiar el gradiente, redefinir el operador de momento, etc. Pero he inventado una teoría en la cual la aparición de las ecuaciones es idéntica antes y después de las rotaciones de fase locales.

El hecho que Uds. hayan visto los resultados finales los invita a creer — y es verdad — que la teoría que hemos derivado en esta forma es exactamente la teoría del electromagnetismo. Si seguimos los mismo pasos en una forma relativista y covariante, la teoría que derivamos es precisamente la electrodinámica cuántica.

Así, esta es su aritmética y ésta es su estrategia general. Podemos llevar a cabo la misma clase de análisis para otras teorías o para teorías más complicadas. La aritmética puede ser más, pero la estrategia es siempre la misma. El entusiasmo para tratar la estrategia en otras situaciones proviene de notar que podemos recobrar la idea de QED empezando con una simetría y continuar a lo largo de estas simples líneas.

La simetría de fase es *exactamente* la invariancia de gauge de la dinámica cuántica; la transformación (translación) que hicimos en el potencial vectorial es el grado de libertad que los libros de texto normalmente llaman invariancia de gauge. Algo que tiene que ser enfatizado a los estudiantes es que la invariancia de gauge significa más que la habilidad de escoger arbitrariamente el cero del potencial. Tiene, como acabamos de ver, una conexión profunda con la simetría a través de la mecánica cuántica.

Ahora que hemos visto un ejemplo, podemos preguntar cuales son las consecuencias generales de ésta estrategia. La *simetría global*, en la cual hacemos una transformación continua (como una rotación de fase) en todas partes por la misma cantidad, lleva a una corriente conservada, a una carga conservada. En el ejemplo que hemos considerado, esta es la carga eléctrica. La *simetría local* implica además que debe de haber una interacción. Tiene que estar mediada por un campo vectorial de espín-uno. Tiene que ser un campo sin masa. Y además, al menos si Uds. siguen su sentido del olfato, la interacción entre la nueva fuerza y la materia lleva a una forma conocida tradicionalmente como “acoplamiento mínimo”.

En ésta luz podemos pensar en la electrodinámica como la teoría de gauge (la teoría construída sobre esta invariancia de fase o invariancia gauge) <sup>6</sup> construída sobre el grupo de transformaciones de fase, el grupo de rotaciones en un plano llamado el grupo unitario  $U(1)$ . ¿Podemos hacer lo mismo para otros grupos continuos? ¿Tienen que ser grupos que conmutan (Abelianos) o no? La respuesta es que siempre pueden construir una teoría, para cualquier grupo de gauge continuo. Algunos de ellos tendrán propiedades más complicadas, pero siempre pueden hacer la construcción.

Esto completa la primera parte de ésta lección, como construir una teoría de gauge. Les dije hace un momento que la electrodinámica,

---

<sup>6</sup>¿Por qué usamos el término invariancia de gauge? El argumento original en el estilo en que estamos explorando fué publicado alrededor de 1921 por Hermann Weyl. En ese tiempo, las fuerzas conocidas eran el electromagnetismo y la gravedad y fué un impulso natural el tratar de dar una base unificada para las dos. La gravedad tiene algo que ver con la geometría, por lo que fué natural, supongo, tratar de pensar en una base geométrica para el electromagnetismo. La contribución de Weyl, para la cual la estrategia general es exactamente la que hemos usado, supone que hay una invariancia de escala en el mundo, tal que las leyes de la Física, tienen que ser las mismas cuando la escala, o medida de longitud, cambia de punto a punto. Requiriendo que las ecuaciones de la Física tengan esta invariancia, encuentro la necesidad de inventar una interacción y espero identificarla con el electromagnetismo. Como acabamos de ver, lo que se necesita es un cambio de fase no un cambio de escala para recobrar el electromagnetismo, pero la idea — la estrategia — ha persistido. Ya que la mecánica cuántica no fué inventada hasta unos pocos años después, difícilmente podemos culpar a Weyl por no entender la importancia de las fases en ese momento. En los artículos originales de Weyl, el usó un término alemán, EICH, que significa calibración o medida (gauge). Después de cartearse con Fock, London, y otros, después de la invención de la mecánica cuántica, Weyl cambió su programa a uno de invariancia de fase, pero retuvo el antiguo término. La invariancia de gauge había prendido, y es el término que todavía usamos hoy.

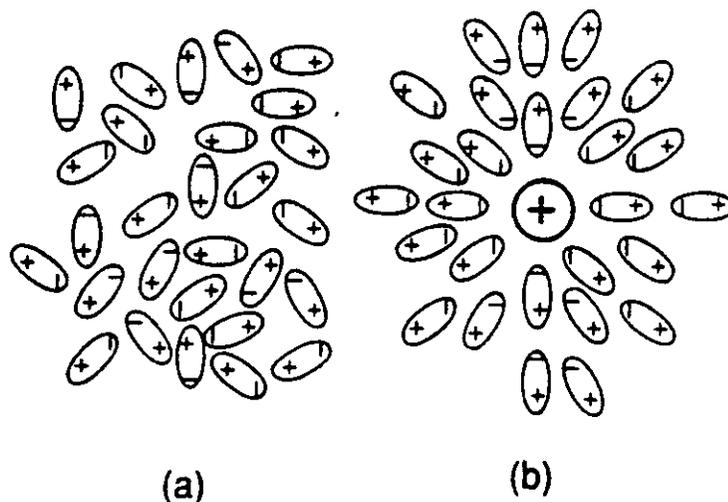


Figure 21: Moléculas bipolares en un medio dieléctrico: (a) estado desordenado; (b) estado ordenado (polarizado) en la presencia de una carga prueba.

hablando a groso modo, en la form de las ecuaciones de Maxwell, es válida no solamente a distancias muy cortas (alrededor de  $10^{-16}$  cm), sino que también se aplica a distancias muy grandes. La mejor medición que conozco viene de medir la razón de disminución de los campos magnéticos de los grandes planetas, Júpiter y Saturno. Esto indica que las ecuaciones de Maxwell son válidas a una distancia de cerca de  $4 \cdot 10^{10}$  cm. Hay evidencia indirecta que permite extender el rango de validez otros doce órdenes de magnitud.

Lo que es interesante para la electrodinámica y más tarde para la teoría de las interacciones fuertes, es que a pesar del enorme rango de validez de la teoría, hay modificaciones bien entendidas al simple comportamiento en un medio polarizable. Este es el fenómeno del apantallamiento de la carga. Permítanme hacer un modelo de tal medio. Aquí en la Fig. 21(a) tenemos un medio polarizable en el cual las moléculas se comportan como pequeños botes con un extremo cargado positivamente y un extremo cargado negativamente. En la ausencia de una fuente externa de carga, los botes se distribuyen al azar. Por supuesto, los extremos con cargas opuestas se atraen entre ellos en tal form que en cualquier parte de este medio encontrará una carga neta cero: las cargas se cancelan en equilibrio.

¿Que sucede si agrego una carga positiva exactamente en medio? Tan

pronto como los botecitos esten libres para moverse, se orientarán de tal manera que los extremos cargados negativamente serán atraídos hacia la carga de prueba positiva. Esquemáticamente, el patrón será como se muestra en la Fig. 21(b).

El efecto de esto es que si mido la carga prueba introduciendo una sonda hipotética no perturbativa, la carga que registra mi sonda será menor que la carga central. Esto es debido a que la carga total encerrada en un círculo, centrada en la carga central, con radio dado por la distancia desde la carga central a la carga prueba, es menor que la carga central misma.

Para sentir la magnitud completa de la carga central en una sustancia molecular, debo de acercarme — tanto que mi sonda esté dentro de la escala molecular. Una vez que mi sonda esté ahí, ésta ve la carga completa, sin estar apantallada por las moléculas del medio. Esa es una forma de indicar que la carga efectiva, la carga que yo mido, aumenta a distancias cortas.

Debido a que los efectos mecánico cuánticos y la posibilidad de que el vacío puede fluctuar en pares de electrones y positrones por tiempos muy cortos, la misma cosa sucede en el vacío. El vacío en el que vivimos no está vacío, sino es algo en el cual pares de electrones y positrones vienen y van todo el tiempo. Mientras que ellos están aquí, pueden ser polarizados por una carga prueba local. El efecto de esa polarización es precisamente la misma que en un medio dieléctrico, el apantallar una carga y hacer a la carga efectiva más grande a distancias cortas que a distancias grandes.

Ahora quisiera que nos movieramos, de la idea de la construcción de las teorías de gauge, a la fuerza entre quarks como otro ejemplo de como tomamos una simetría y construimos una teoría de ella. Notamos que cada sabor de quark (*e.g.* up, down, strange, and charm) vienen en tres distintas variedades llamadas colores. Y para construir los mesones tenemos que tener antiquarks que vienen en anticolores. Llamamos a estos colores rojo, verde, y azul, pero podríamos haberlos llamado A, B, y C.

Se supone que la Física no cambia si cambiamos los nombres. La simetría del color significa que cuando intercambio los nombres, rojo, verde y azul, o los asigno en una manera contínua, nada combiara. Así debería construir mis leyes de la Física para que tengan tal propiedad. Es decir que las interacciones de un quark rojo y un quark verde y un

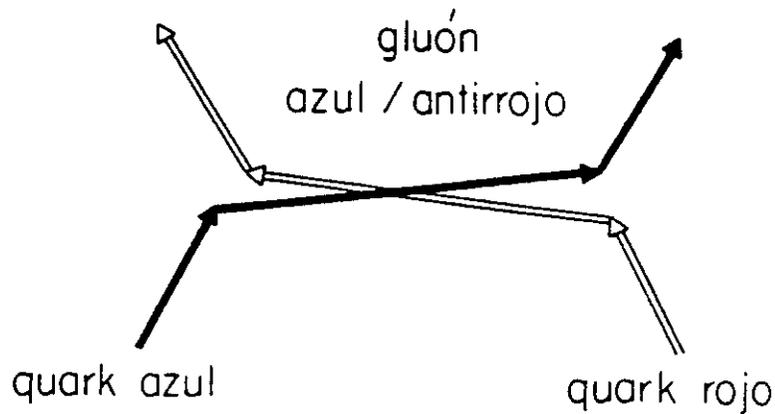


Figure 22: Dispersión quark-quark en QCD.

quark azul deberían de ser las mismas. Esto sugiere que debo de ser capaz de construir una teoría en la cual la libertad de nombrar rojo, verde, y azul sea respetada localmente: una teoría de gauge de la fuerza del color, QCD.

En este caso, debido a que tenemos tres clases de carga en lugar de solamente una, como en el caso de la electrodinámica, la aritmética es más complicada, y por eso no la trabajo en público. Pero Uds. pueden construir tal teoría, una teoría en la cual hay interacciones entre los quarks mediados por partículas de espín-uno sin masa. Les llamamos a estas partículas gluones, porque mantienen a los quarks juntos. La estrategia que hemos seguido es pensar en el color, el atributo que diferencia a los quarks de los leptones, como la carga de las interacciones fuertes, y construir una teoría basada en simetría de color local.

¿A que se parecen estas interacciones? La Fig. 22 muestra la dispersión de un quark azul y un quark rojo. Estos interactúan intercambiando un gluón azul/antirrojo y emergen como un quark rojo y un quark azul. Nótese que en este ejemplo los mismos gluones llevan carga de color, de hecho una carga de color y una carga de anticolor. Ya que los gluones son de color, tendrán interacciones fuertes mediadas por gluones. Uds. pueden construir estas interacciones simplemente haciendo dibujos con color. Aquí, en la Fig. 23, vemos una dispersión de un gluón verde-antiazul con un gluón verde-antirrojo con intercambio de un gluón azul-antirrojo.



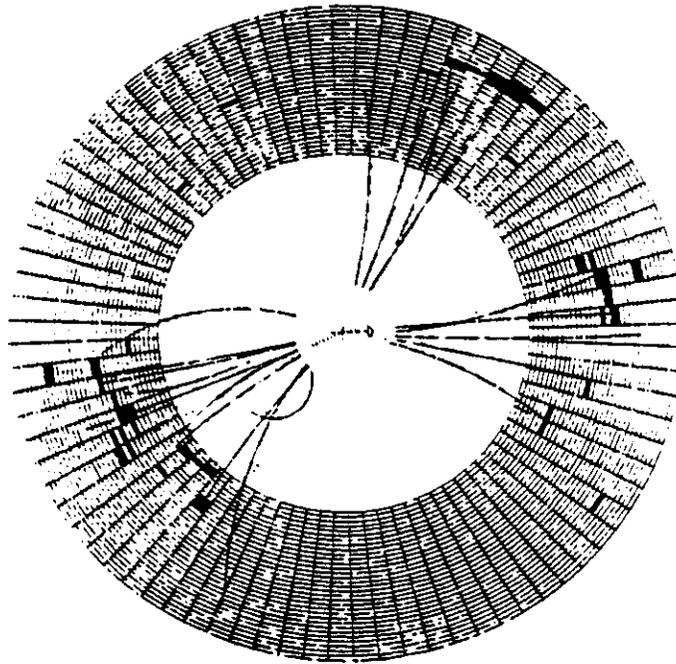


Figure 24: Un evento de tres jets producida en aniquilaciones electrón-positrón en 31 GeV.

lección. Uds. pueden ver un jet completamente desarrollado, y dos jets más pequeños. El jet completamente desarrollado puede representar el desecho del quark. Entonces los jets más pequeños son los vástagos del antiquark y del gluón. La frecuencia a la cual son vistos estos eventos y las propiedades detalladas de los eventos son todas consistentes con la idea de que el mecanismo para generarlos realmente es un quark, un antikquark, y un gluón en el estado semifinal antes de que se materialicen los hadrones.

Ahora deseo hablar acerca de los efectos de polarización y la carga efectiva de los quarks. Existen efectos de pantalla similares a los que hemos discutido para la electrodinámica. En este caso, ya que tenemos tres clases de carga, puedo imaginar que las moléculas en mi ejemplo son pequeños objetos triangulares los cuales tienen una esquina roja, una verde y una azul. En ausencia de una carga prueba central, se orientarán una forma desordenada. Si inserto una carga prueba central, digamos un quark rojo que atraerá a las esquinas azul y verdes de las "moléculas" que la rodean, y repelerá a las esquinas rojas. El arreglo resultante se

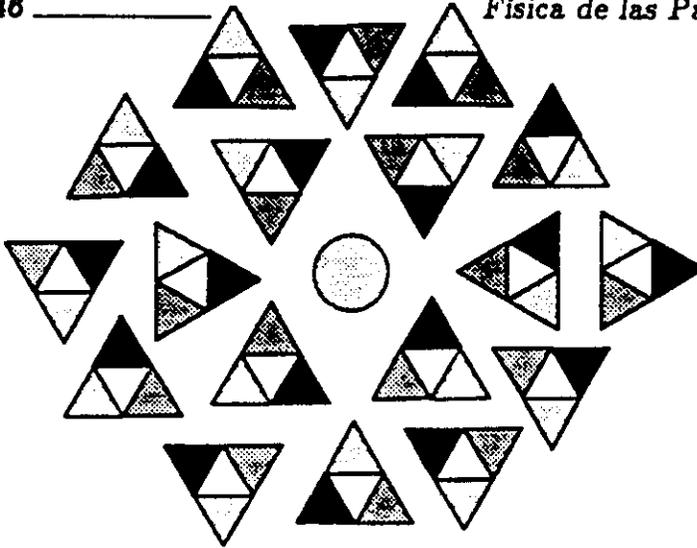


Figure 25: Moléculas coloreadas polarizadas por una carga prueba.

muestra esquemáticamente en al Fig. 25.

Como lo hice antes, si pregunto que tanto rojo hay dentro de un círculo de cierto radio, el resultado será menor que lo rojizo de la carga prueba debido a que algo de ella es apantallada o cancelada por lo antirrojo de las esquinas azules y verdes de los triángulos. Hay una pantalla de carga de color en este caso, la cual les dice que la carga efectiva tiende a ser más grande cuando probamos a distancias cada vez más cortas. Esto es enteramente análogo a lo que vimos en QED.

La diferencia en este caso es que hay algo más que puede suceder. Debido a que los gluones llevan color, los quarks pueden *camuflarse* y esconder su color. La fig. 26(a) muestra a nuestra carga prueba, el quark rojo. Ahora mandamos un emisario dentro para decir, "¡Hola, eres rojo?" Mientras que nuestro emisario va, en camino de preguntar si éste es un quark rojo, el quark puede fluctuar cuanticamente en un quark y un gluón. Y si así lo escoge, puede fluctuar a un quark verde y un gluón rojo-antiverde. El gluón rojo-antiverde se va y toma un paseo en el espacio mecánico-cuántico, como se indica en la Fig. 26(b).

Nuestra sonda llega y dice, "¡Hola, eres rojo?" Y el quark dice, "No, soy verde. Márchate." Así es que debido a que las fluctuaciones se observan muy de cerca menor carga roja de lo que pensaban que hubiera ahí. Para ver la carga roja completa, tienen que mirar a una escala más grande, la escala del paseo de los gluones.

Tenemos dos efectos: uno, el efecto de pantalla normal como en elec-

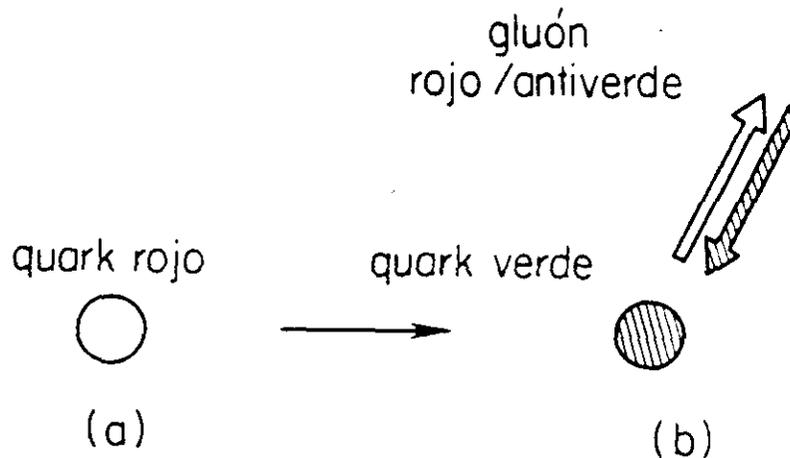


Figure 26: Camouflage.

rodinámica; el segundo, el efecto de camuflaje posible gracias, a que a diferencia de los fotones, los cuales no tienen carga eléctrica, los gluones si tienen una carga de color.

Hay una competencia entre estos dos efectos, y en la teoría que creemos que es verdad, la QCD, el camuflaje gana. La consecuencia de eso, es que la fuerza fuerte, medida por la carga de color efectiva, llega a ser más y más débil a distancias cortas. Si Uds. observan cada vez más de cerca encontrarán que la carga fuerte se hace cada vez más pequeña. Lo que esto significa es que para propósitos prácticos si Uds. encuentran quarks cercanos, juntos en un espacio dentro de una burbuja o un pequeño globo o una bolsa, estos se comportan como partículas libres. Debido al efecto de camuflaje, mientras los quarks permanecen juntos, cada uno difícilmente siente la carga de color de los otros. Por otro lado, si tratan de separar dos quarks una distancia grande, entonces cada uno es capaz de ver más claramente la carga completa del quark (pero no muy cercano) vecino. Y así la fuerza fuerte llega a ser más grande cuando van a distancias grandes. Creemos que este efecto, apropiadamente implementado, es responsable del hecho de que podamos hablar de los quarks como partículas cuasi-libres dentro de los protones. El antiapantallamiento neto de la carga de color nos da la posibilidad de entender la aparente paradoja.

Permítanme decir ahora unas cuantas palabras acerca de la teoría de las interacciones débiles y electromagnéticas. La simetría que reconocemos aquí es la simetría familiar entre, digamos, el electrón y su neutrino

o el muón y su neutrino. Este es un patrón familiar que parece ser perfectamente respetado por los leptones y bastante bien respetado por los quarks. Lo que hacemos es tomar la simetría familiar y combinarla con la invariancia de fase que vimos, que fué una buena cosa en electromagnetismo.

Cuando hacen esto inteligentemente, encuentran que la teoría resultante es una bastante aceptable en la cual los portadores de fuerza son el fotón, dos portadores de las interacciones débiles de carga-cambiante,  $W^+$  y  $W^-$ , más un cuarto portador de fuerza llamado  $Z^0$ . Los tres primeros se esperaban en base a previas observaciones, pero no había evidencia de las interacciones débiles preservadoras de carga en el momento en que fué formulada la teoría.

El resto, como decimos, es historia. La nueva clase de interacciones débiles, las que son mediadas por el  $Z^0$  fueron de hecho, descubiertas en experimentos primero en CERN, luego aquí y en Brookhaven en 1973. Las propiedades de las interacciones nuevas fueron refinadas por experimentos en los cinco años siguientes y tienen precisamente la forma predicha por la teoría de gauge electrodébil. Ahora aquellos de Uds. alertas a los periódicos podran reconocer que lo que les he afirmado hace unos momentos de que los portadores de estas fuerzas tienen que ser partículas *sin masa*, han leído que las partículas que portan la interacción débil, el  $W$  y el  $Z$ , pesan 100 veces lo que el protón.

Hay algo que tiene que ser entendido. Lo gran contribución de Weinberg y Salam fué el entender como usar un fenómeno llamado *rompimiento espontáneo de la simetría* para cambiar los portadores de fuerza a partículas masivas. Desafortunadamente, si deseo llegar a mi clase de la tarde en la Universidad de Chicago a tiempo, no tendre tiempo para explicárselos. Pregúntenle a alguien en la sección de discusión que les explique como funciona.

Este es el Modelo Estándar (Fig. 27). Poniendo a la gravedad aparte, ya que la gravitación es generalmente una perturbación débil. Tenemos unas cuantas fuerzas elementales, todas del mismo carácter matemático. Son mediadas por partículas de espín uno cuyas propiedades entendemos bastante bien, y las cuales provienen en gran medida de las simetrías que generaron a las teorías. Tenemos unas pocas (aunque no suficientemente pocas) partículas elementales. Poniendo juntos estos elementos deberíamos ser capaces de entender todo.

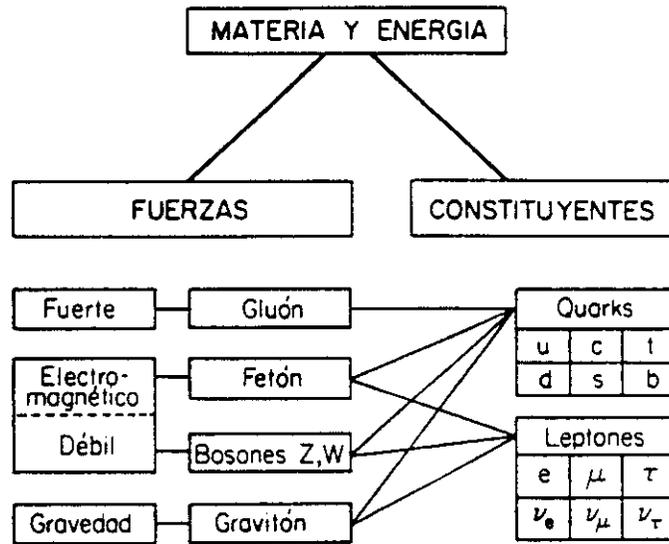


Figure 27: El Modelo Estandar de la Física de Partículas.

La similitud matemática de estas teorías y la similitud observacional de los quarks y leptones — el hecho de que excepto el número de color cuántico estos parecen ser muy similares — nos invita a preguntar, “¿Es posible poner a los quarks junto con los leptones? ¿Es posible dar una base común a todas estas teorías?”

La respuesta a esto, al menos en principio, es que parece una buena idea el intentarlo, ya que sabemos como hacerlo construyendo ejemplos de *teorías unificadas*, independientemente de que estas teorías sean verdaderas o no. Howard Georgi les dirá mañana más acerca de esta oportunidad.

¿Donde nos encontramos al final de todo esto? Estamos en una buena posición. Hemos llegado a un esquema bueno y simple, tiene una aplicabilidad amplia, y si preguntamos que tan bien han sido probadas las teorías de gauge, es justo decir que no hay evidencia experimental que las contradiga. No hay una solo grupo de datos que sea verdadero e indique que las ideas detras de estas teorías están equivocada. Esto es muy importante.

Hay muchas predicciones que tenemos que refinar haciendo los cálculos teóricos mejor, y muchas otras para las cuales los experimentos han sido

muy difíciles o fuera del rango de nuestro instrumentos, y estos deben comprobarse.

La QED, claramente, es el modelo por el cual jugamos otras teorías; es realmente muy buena. Para la teoría electrodébil, las pruebas han llegado a ser muy buenas, la precisión es de decimos de por ciento, pero necesitamos probarla más. Para la cromodinámica cuántica, unas pocas pruebas han llegado a ser cuantitativas y estamos aprendiendo como hacerlos mejor.

Para teorías unificadas en las cuales tratamos de poner todo, como Uds. verán en las lecciones de Georgi, las preguntas que hacemos están a nivel de si o no: ¿Es esta una buena idea? ¿Sus consecuencias esenciales se observan en la naturaleza? No estamos realmente al nivel de comparar las predicciones con observación.

Permítanme tomar un par de minutos para hablar acerca de los problemas. He esquematizado para Uds, este edificio (Fig. 27) de partículas elementales y fuerzas, y tratado de impregnarles un cierto entusiasmo con la clase de argumentos que nos ha conducido hasta aquí, y un cierto respeto por el éxito de las teorías al hacer predicciones acerca del mundo que nos rodea. Cuando no enfrentamos al éxito, podemos celebrar brevemente con nuestros colegas que inventaron las ideas e hicieron las observaciones de las cuales surgieron. Pero entonces Uds. pueden preguntarse, ¿ si esta teoría trabaja tan bien, por que trabaja tan bien? ¿ realmente es internamente consistente? ¿ cuales son las razones de que todo junto vaya tan bien? Esa clase de cuestionamiento representa hoy en día todo un campo de actividades.

Ademas de esto una vez que se han resuelto todos los problemas a la vista, podemos detenernos y contemplar aquellos pocos no resueltos, los cuales son quizás ahora alcanzables en virtud de los últimos problemas resueltos. Permítanme mencionar un par de éstos.

La teoría de las interacciones débil y electromagnética nos ayudan a entender porqué los quarks y los leptones tienen masas. Si trabajan el formalismo en mayor detalle de lo que hice esta mañana, encontrarán que yendo a través de los argumentos acerca del reconocimiento de una simetría y entonces escondiendo, o rompiendo espontáneamente, la simetría, es como dejar pequeños espacios en las ecuaciones, pequeñas cajas vacías en donde escribimos la masa del electrón, la masa del muón, la masa del quark up, etc. Eso es muy bueno porque hasta la invención de

esta teoría, no teníamos estas pequeñas cajas para escribir los números, no sabíamos como podrían ser las masas.

Así, eso es progreso. Es un progreso incompleto porque nadie les dice a Uds. de primeros principios que números escribir dentro de las cajas. Hasta el momento, todavía hay información que tenemos que tomar del experimento. Sería bueno tener una teoría más completa en la que se nos dijera no únicamente que aquí hay una caja para poner un número adentro, sino aquí está el número que va dentro, o aquí está como calcular el número que va ahí.

Otra molestia: tenemos varios conjuntos de quarks y leptones pero para la experiencia diaria, todo lo que necesitamos es el electrón y los quarks up y down que forman a los protones y los neutrones. Hablando crudamente esto es suficiente para lo que cuenta para nosotros, así ¿ para que necesitamos estas otras cosas? Hay indicaciones de la consistencia interna de la teoría electrodébil de que los quarks y los leptones van juntos en alguna forma. Pero porque vienen juntos en la forma en que los observamos, porque hay tres conjuntos de ellos, si hay más, estos yacen fuera del alcance de nuestras presentes teorías.

Tenemos muchas quejas acerca del modelo estandar que tienen que ver con *arbitrariedad*, el problema general de tener cajas que necesitan números escritos en ellas. Así para cometer una pequeña auto-flagelación, contemos los parámetros del modelo estandar. No importa que no los nombre; aún así los entenderán. Hay tres fuerzas de acoplamiento para las interacciones, fuerte, débil y electromagnética, seis masas de quarks, tres números que describen como las interacciones débiles de los quarks cruzan líneas familiares, algo llamado la fase violadora de *CP*, dos parámetros de algo llamado el potencial de Higgs, tres masas para el electrón, muón, y tau, y un número llamado fase de vacío ( no se preocupen acerca de que es). Si los suman da un total de, 19.

Si voy más adelante y hago una teoría unificada de las interacciones fuerte, débil y electromagnética, consigo algunas interrelaciones entre parámetros, sin embargo para construir tal teoría necesito introducir ciertos nuevos parametros. Así el número es todavía alrededor de 20. Eso no parece completamente satisfactorio.

La otra cosa que pueden hacer es contar el número de campos fundamentales. Dejando a un lado el descubrimiento del quark top (el cual vendrá pronto), hay 15 quarks si cuentan todos los colores, seis leptones,

un fotón, tres bosones intermedios  $W^+$ ,  $W^-$ , y  $Z^0$ , ocho gluones de color, un bosón de Higgs, y un gravitón, incluyo este último para mostrar que no soy un racionario sin esperanza. Este total excede el número de dedos de los pies y las manos de un físico teórico.

Hay muchas especulaciones de como hacer más completas nuestras teorías, y como ir más allá de ellas, todos estamos trabajando duro en eso. Además de el trabajo teórico, la otra cosa que claramente necesitamos es obtener más información experimental, y hacer esto a las energías más altas posibles- las distancias más cortas posibles. Parte de la belleza del esquema hoy en día es que es suficientemente bueno que necesita ser tomado en serio cuando nos diga que ya no funciona. En el caso de la teoría electrodébil, la frontera está particularmente bien definida. De argumentos generales acerca de la estructura de la teoría de cada invención que hemos hecho para ir más allá de la teoría electrodébil estandar, hay indicios de la existencia de nuevas e importantes claves en colisiones de partículas fundamentales a energía de alrededor de 1 TeV,  $10^{12}$  electrónvolts.

Debido a esto, cuando no estoy aquí en el Fermilab, una de las formas en que ocupo mi tiempo es tratar de convencer a los contribuyentes de los Estados Unidos que ellos debería construirnos un instrumento para explorar la escala de 1 TeV. El aparato que tenemos en mente es un super colisionador superconductor protón-protón. Deseamos obtener energías de 20 TeV por haz, tal que los quarks y gluones y otras cosas dentro el protón lleven ellos mismos varios TeV en las colisiones elementales. Usamos magnetos superconductores para generar un campo magnético fuerte para confinar los protones en un circulo relativamente pequeño cuando los aceleremos, y además para disminuir el consumo de potencia. El diseño presente tendría magnetos de cerca de 6.5 Tesla.

¿ Que tan grande es este aparato? Todos Uds. conocen la formula para el radio de curvatura de una partícula cargada moviéndose en un campo magnético. En unidades apropiadas de ingeniería

$$\text{Radio} = \frac{10}{3} \text{ km} \cdot \frac{\text{Momento del Haz}}{\text{TeV}/c} \div \frac{\text{Campo Magnético}}{\text{Tesla}}. \quad (2.13)$$

Y así para un haz de 20 TeV en magnetos de 5 Teslas, el radio de curvatura sería alrededor de 13 km. Tomando en cuenta la necesidad de tener secciones rectas en las cuales se hagan los experimentos y la

aceleración, este es un aparato de cerca de 20 millas en diametro. Es muy grande, y hemos hecho lo posible por proponerlo en un forma sensata y responsable.

Les mostrare en la Fig. 28 que no está completamente fuera de la escala de la experiencia y estructuras humanas. A la izquierda de la figura pueden ver el tamaño del anillo del Fermilab, un circulo de cuatro millas en el cual se puede correr. El círculo más grande muestra el tamaño del supercolisionador que deseamos construir. El camino irregular es el periférico de Washington. Uds pueden ver que casi son del mismo tamaño. ¡Si solamente se hubiera construido en la forma adecuada tendríamos ya el lugar para nuestro siguiente acelerador!



Figure 28: El supercolisionador superconductor y dos colisionadores, LEP en el CERN y el Tevatrón en Fermilab sobrepuestos a escala sobre Washington D.C.

LECTURAS RELACIONADAS

- C. Quigg, "Elementary Particles and Forces," *Scientific American* 252, (4) 84 (April, 1985).
- S. Weinberg, *The Discovery of Subatomic Particles*, W. H. Freeman, San Francisco, 1983.
- J. Mulvey (editor), *The Nature of Matter*, Oxford University Press, Oxford, 1981.
- F. E. Close, *The Cosmic Onion: quarks and the nature of the universe*, Heinemann Educational Books, London and Exeter, N. H., 1983.
- C. Sutton, *The Particle Connection*, Simon and Schuster, New York, 1984.
- C. T. Hill, "Quarks and Leptons: it's Elementary," *The Science Teacher*, September and October, 1982.
- Physics through the 90s: Elementary Particle Physics*, National Academy Press, Washington, 1986.
- E. W. Kolb and C. Quigg, "Exploring the Universe from Quarks to Cosmology," *The Physics Teacher*, December, 1986.
- C. Quigg and R. F. Schwitters, "Elementary Particle Physics and the Superconducting Super Collider," *Science* 231, 1522 (March 28, 1986).
- K. Gottfried and V. F. Weisskopf, *Concepts of Particle Physics, vol. 1*, Oxford University Press, Oxford, 1984.
- D. H. Perkins, *Introduction to High-Energy Physics, second edition*, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 1982.
- I. J. R. Aitchison and A. J. G. Hey, *Gauge Theories in Particle Physics*, Adam Hilger, Bristol, 1982.
- C. Quigg, *Gauge Theories of the Strong, Weak, and Electromagnetic Interactions*, Benjamin/Cummings, Reading, Massachusetts, 1983.