

30 AÑOS DE FÍSICA DE PARTICULAS ELEMENTALES EN MEXICO

por

Arnulfo Zepeda

Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del IPN

15 de Enero de 1990

1 Contenido.

- Inicio de la Física de Partículas Elementales en México.
- Cuerpo Actual de Investigadores.
- Contribuciones Mexicanas.

2 Inicio de la Física de Partículas Elementales en México.

La física de partículas elementales tiene en México un inicio lento, casi tortuoso. En efecto, en el año de 1961 se incorporó a la UNAM Alfonso Mondragón recién doctorado en la Universidad de Birmingham en la especialidad de física nuclear y con un fuerte interés en relacionar sus conocimientos a técnicas de partículas elementales. Dos años después se incorporó también a la UNAM Germinal Cocho después de haber obtenido su doctorado en Princeton. Ambos iniciaron una colaboración estrecha que culminó años después con varios artículos sobre la aplicación del formalismo de colisiones en física de partículas elementales a altas energías a la descripción de colisiones nucleares a bajas energías.

Mientras tanto en el Departamento de Física del CINVESTAV, su Jefe, el Dr. Mumtaz Zaidi, había decidido iniciar la formación de un grupo en el área de la física de partículas elementales organizando una escuela de verano en 1969 en la que impartieron cursos extensos los doctores Guido Altarelli, Mirza Abdul Baqui Bég (de la Universidad Rockefeller) y Alberto Sirlin (de la

Universidad Nueva York). En 1970 el Dr. Zaidi invitó a Jean Pestieau, quien entonces tenía un puesto postdoctoral en la Universidad de Cornell, a formar parte del profesorado del Departamento de Física por un período de dos años. Mientras Hector Moreno Yntriago y el presente autor realizaban estudios de doctorado en Estados Unidos, Jean Pestieau conducía en el CINVESTAV un pequeño grupo de estudiantes entre los que se encontraba Miguel Angel Pérez Angón. Hector Moreno y yo nos graduamos en 1971 y 1972 respectivamente y nos incorporamos al CINVESTAV. Miguel Pérez se graduó en 1972 y salió inmediatamente a realizar una estancia postdoctoral en la Universidad Rockefeller.

En 1971 se había incorporado a la Escuela de Físico- Matemáticas del IPN Augusto García quien se había doctorado recientemente en la Universidad de Chicago. A finales de 1972 decidió cambiarse al CINVESTAV y así empezó a crecer el grupo de física de partículas elementales de esta institución. En 1973 fueron contratados por el CINVESTAV Cesareo Domínguez, después de una estancia postdoctoral en el Stanford Linear Accelerator Center, y Edgardo Calva Téllez recién doctorado en Francia. En 1974 regresó Miguel A. Pérez y quedó conformado así un grupo inicial de 6 profesores. De estos 6 doctores en física de partículas elementales Hector Moreno y Miguel Angel Pérez hicieron sus estudios de licenciatura en el Instituto Tecnológico de Monterrey, Augusto García en la Universidad Autónoma de México, Cesareo Domínguez en Argentina, Calva Téllez en la Unión Soviética y el autor en Praga, Checoslovaquia.

3 Cuerpo Actual de Investigadores.

Alguna de la gente que inició sus actividades científicas en el campo de la física de partículas elementales en México ha cambiado de actividad o ha emigrado al extranjero. Así del grupo inicial de la UNAM, Germinal Cocho y Alfonso Mondragón, trabajan el primero primordialmente en sistemas dinámicos aplicados a la biología (y en parte en teoría del campo) y el segundo en su campo siempre favorito, la física nuclear. Del grupo inicial de 6 investigadores en el CINVESTAV dos abandonaron la actividad científica y otro emigró al extranjero.

Sin embargo, ambos grupos siguieron formando doctores en ciencias en la especialidad de física de partículas elementales: en la UNAM se graduaron

Clicerio Avilez Valdez (1973), Matías Moreno Yntriago (1976), Rafael Montemayor Di-Blassi (1979) y Carlos Villareal Luján (1988); en la Escuela Superior de Física y Matemáticas del IPN Alfonso Queijeiro Fontana (1982), Dionisio Tun Molina (1988) y Alfonso Martínez Valdez (1988) y en el CINVESTAV obtuvieron el grado 11 personas: Miguel Socolovsky (1978), Rodrigo Huerta Quintanilla (1981), Sara Rebeca Juárez Wysoszka (1983), Alfonso Rosado Sánchez (1984), Juan Carlos D’Oliveo (1984), Manuel Avila Aoki (1987), Luis Manuel Villaseñor Cendejas (1988), Raul Pérez Marcial (1988), Gerardo Moreno López (1989), Roberto Martínez Martínez (1989) y Albino Hernández Galeana (1989). En el CINVESTAV también se han semiformado (obtuvieron hasta ahora sólo el grado de Maestro en Ciencias con especialidad en física de partículas elementales) *otras* 28 personas.

Con la llegada de otros colegas que han obtenido el doctorado en el extranjero el cuadro de especialistas trabajando *actualmente* en México se compone de 29 elementos distribuidos como sigue:

-Universidad de Guanajuato, Instituto de Física	2
-CINVESTAV, Departamento de Física	11
-Escuela Superior de Física y Matemáticas, IPN	5
-UNAM, Instituto de Ciencias Nucleares	3
-UNAM, Instituto de Física	3
-Univesidad Michoacana de San Nicolas Hidalgo	2
-Universidad Autónoma de Puebla, Escuela de Ciencias	3

De estos 29 físicos, 26 son teóricos y 3 son experimentales: los dos de la Universidad de Guanajuato y uno de los de la Universidad Michoacana.

La incursión en la física experimental en el área de partículas elementales (o altas energías) en México es mucho más reciente que el inicio de las actividades en el aspecto teórico. Hace 10 años Clicerio Avilez, entonces teórico en la UNAM decidió cambiar de orientación y dedicarse a la física experimental de altas energías colaborando con grupos que corrían experimentos en el laboratorio de Brookhaven (Nueva York), primero, y en el Fermi National Laboratory (Illinois) después. Hace 3 años y medio C. Avilez se mudó a la Universidad de Guanajuato. Un poco antes algunos de los graduados del CINVESTAV en Maestría en Ciencias decidieron hacer su doctorado en física experimental de altas energías. Para facilitar el desarrollo de este programa se hicieron acuerdos con los líderes de algunos grupos experimentales establecidos en el Fermi National Laboratory (Fermilab), en la Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire, CERN (Suiza), y en el Deutsches Elektronen Synchrotron, DESY

(Alemania). De este grupo inicial de estudiantes 2 ya terminaron su doctorado y otros 3 están por terminar. En el transcurso de este año llegará a 6 el grupo de físicos experimentales de altas energías en México.

El trabajo de investigación en física experimental de altas energías toma en general varios años para producir resultados ya que es necesario diseñar y construir primero el detector especial para el experimento en cuestión. En el caso específico de Clicerio Avilez, gran parte de su actividad en el área experimental hasta ahora se ha enfocado a colaborar en la construcción de un detector, primero en su tipo, capaz de registrar todas las partículas que se producen en una colisión hadrónica a altas energías. Este detector involucra sobre todo tecnología de frontera en electrónica ultrarápida ya que el ritmo de colisiones y el número de partículas producidas en cada colisión supera en mucho las capacidades de la tecnología comercial. Los datos obtenidos han sido registrados en miles de cintas magnéticas que apenas ahora empezarán a ser analizadas.

En el aspecto teórico los intereses de los investigadores son diversos. Por obvias razones de limitaciones de espacio resumiré aquí solo a grandes rasgos las principales actividades desarrolladas en México.

4 Contribuciones Mexicanas.

Los principales temas de investigación que se han desarrollado y se desarrollan actualmente en México en el área de la física de partículas elementales son los siguientes:

4.1 Análisis de procesos de dispersión a altas energías.

En los procesos de dispersión en los que se hace incidir electrones de alta energía sobre nucleones (protones y neutrones) se estudian las características de las componentes fundamentales de estos últimos: los quarks. Una de las cuestiones teóricas más importantes que surgen en estos experimentos es cuáles son las interacciones entre los quarks que son responsables de la distribución angular de los productos finales en la dispersión. Diversas hipótesis fueron puestas a prueba por C. Domínguez, H. Moreno y J. Pestieau. En otro tipo de procesos de dispersión se hacen chocar dos haces de partículas de gran energía, uno consistente de electrones y el otro de antielectrones o sea positrones. Cada par

electrón-positrón se aniquila convirtiéndose preponderantemente en un fotón (virtual) el cual a su vez se convierte en otro par partícula-antipartícula del tipo electrón, muón o hadrones ¹. Para calcular el ritmo de producción de estos últimos podemos seguir dos caminos alternativos: En uno se supone que el fotón virtual se acopla a una resonancia hadrónica cuya existencia es también virtual y debe por lo tanto convertirse en más de un hadrón real. La producción total de hadrones se obtiene entonces sumando sobre todas las resonancias hadrónicas intermedias. En el otro camino se toma en cuenta que los hadrones, están constituidos por quarks. Su producción está determinada por el acoplamiento del fotón al par quark-antiquark y su consecuente “hadronización” que a su vez está determinada por la dinámica a nivel de quarks. C. Domínguez y A. Zepeda establecieron que el primer enfoque carece de poder predictivo cuando el proceso de hadronización o la estructura interna de los quarks produce efectos visibles. El método de resonancias hadrónicas intermedias produce, después de algunas hipótesis sencillas, resultados aceptables para factores de forma (descripción de la distribución espacial) de hadrones individuales (G. Cocho y C. Domínguez). Estos resultados pueden entonces ser aplicados para el análisis de otros fenómenos tales como el ajuste entre algunos resultados experimentales y las correspondientes predicciones del uso de simetrías (C. Avilez, G. Cocho, C. Domínguez, H. Moreno y A. Zepeda) o de la teoría de rompimiento de simetría jiral (C. Domínguez) o incluso de fenómenos donde se presenta violación de paridad en procesos hadrónicos (M. Pérez).

4.2 Estructura de las interacciones débiles.

Después de 1973 poco a poco fue quedando establecido que el modelo que describe correctamente las interacciones electrodébiles y que además es consistente matemáticamente, es el que fue propuesto por A.Salam y S. Weinberg en 1967 utilizando resultados teóricos establecidos por otras personas previamente. En el proceso del establecimiento del modelo de Salam y Weinberg fue necesario analizar y proponer diversas situaciones experimentales que permitieran elucidar la estructura de la interacción débil tanto neutra como cargada. En este tema hubo un número considerable de contribuciones hechas en México por E. Calva, C. Domínguez, A. García, J. L. Lucio, M. Pérez, M. Socolovsky

¹Hadrón es toda partícula que puede interactuar fuertemente. El protón, el neutrón, el pión, el kaón, etc., son hadrones.

y A. Zepeda.

4.3 Tamaño del neutrino.

El problema de determinar el tamaño de las partículas es una cuestión importante. Con los aceleradores disponibles se ha logrado escudriñar hasta distancias tan pequeñas como 10^{-16} cm. y se ha establecido experimentalmente que las partículas que llamamos elementales- los leptones y los hadrones- aparecen hasta esas distancias como puntuales. Si las partículas elementales tienen tamaño, éste es entonces menor que 10^{-16} cm. Sin embargo, de acuerdo a las leyes de la teoría cuántica del campo (la unión de mecánica cuántica y relatividad especial) toda partícula debe estar siempre rodeada de una nube de partículas virtuales y esta nube les proporciona una extensión espacial. Esta nube está determinada por el tipo de interacción que la partícula en cuestión es capaz de tener con las demás partículas. Así el tamaño de los quarks está determinado por las interacciones llamadas fuertes y la nube consiste primordialmente de quarks, antiquarks y gluones (los equivalentes del fotón en las interacciones fuertes). Como la teoría de estas interacciones es una teoría no lineal, no se han inventado aún los métodos matemáticos que permitan llevar a cabo el cálculo del tamaño de los quarks. Los leptones cargados (el electrón, el muón y el tau) no tienen interacciones fuertes pero sí tienen interacciones electromagnéticas. Como éstas son de largo alcance (alcance infinito) entonces la nube electromagnética es de un tamaño infinito (lo mismo sucederá con la nube electromagnética de los quarks). Sin embargo, cuando por medio de un proceso de dispersión intentamos medir el tamaño de un leptón cargado, no podemos evitar que el leptón en cuestión emita fotones reales de energía tan baja que escapan a la sensibilidad de los fotodetectores. En el cálculo del resultado del proceso debemos entonces incluir la contribución de la emisión de estos fotones de baja energía; pero esta contribución resulta de magnitud infinita. Y entonces sucede un milagro: los infinitos provenientes de la nube electromagnética y de la emisión de fotones de baja energía se cancelan. El resultado es que el cálculo concuerda excelentemente con la medición experimental, pero, por otro lado, el rastro sobre el tamaño electromagnético del leptón cargado queda perdido.

Con los neutrinos no existen las complicaciones de las interacciones fuertes y las interacciones electromagnéticas pues éstos interaccionan solo débilmente. Su tamaño debe ser entonces finito y calculable. Sin embargo, resulta que la

noción matemática que se tenía hasta hace poco de lo que es tamaño carece de sentido cuando la interacción es la débil debido a que dicha noción depende de una convención: la norma. Lo que sucede es que la formulación de la teoría requiere de la introducción de un número de grados de libertad mayor que el que realmente existe y para llevar a cabo un cálculo específico es necesario ponerse de acuerdo en cuáles grados de libertad se deben eliminar y a esto se le llama fijar la norma. La consistencia matemática de la teoría asegura que el cálculo de un proceso físico dado no depende de la norma. Sin embargo, lo que llamamos tamaño no es en sí un proceso físico sino que es parte de una expresión para un proceso físico. J. L. Lucio, A. Rosado y A. Zepeda encontraron una definición apropiada de tamaño del neutrino y su cálculo dió por resultado 10^{-17} cm.

4.4 Implicaciones de teorías electrodébiles con más de un Z.

Segun el modelo de interacciones electrodébiles de Salam y Weinberg, los agentes mediadores de estas interacciones son: el fotón (interacciones electromagnéticas), el W (interacciones débiles cargadas) y el Z (interacciones débiles neutras). Este modelo, junto con la teoría actual de las interacciones fuertes, la cromodinámica cuántica, constituye El Modelo Estándar de la física de partículas elementales. El modelo estándar describe y concuerda con todos los datos experimentales conocidos, pero no constituye una teoría completa ya que no es capaz de predecir el valor de algunos parámetros tales como las masas de leptones y quarks, las relaciones entre las constantes de acoplamiento, etc. Por estas razones se piensa que la teoría completa debe contener más interacciones que las del modelo estándar.

Una de las formas más sencillas en que puede presentarse una nueva interacción es en la forma de una interacción débil neutra adicional lo cual implicaría la existencia de otra partícula Z, que podemos llamar Z' . Surge entonces la pregunta ¿En qué procesos se mostraría con mayor claridad la existencia de tal Z' ?, ¿Qué grado de precisión es necesario alcanzar para poder observar esas señales? Estas cuestiones han sido investigadas en diferentes situaciones por A.Fernández, J.L. Lucio, M.A.Pérez, A.Rosado y A.Zepeda.

4.5 Implicaciones de teorías electrodébiles con Ws adicionales.

En el modelo de Weinberg y Salam los Ws se acoplan solamente a las partes

de helicidad izquierda de las fermiones (leptones y quarks) fundamentales. La helicidad de una partícula nos indica la dirección en que apunta su espín: si la helicidad es derecha el espín está orientado hacia adelante, en la dirección del movimiento de la partícula, y si es izquierda hacia atrás. El hecho de que las interacciones débiles distingan entre helicidad izquierda y derecha conduce a que la paridad (simetría bajo reflexiones espaciales) se viole tal y como se observa experimentalmente. Sin embargo, el modelo no ofrece ninguna explicación de principio sobre este hecho. Por esa razón se ha especulado sobre la posibilidad de que existan otras interacciones débiles que sean en cierta forma una copia de espejo de las conocidas en el sentido de que los W s de las nuevas se acoplarían a las partes de helicidad derecha de los fermiones. Algunas predicciones para poner a prueba este esquema han sido presentadas por A.García, R.Huerta, R.Marcial y M.Maya.

4.6 Posible existencia de una cuarta generación.

Las partículas elementales conocidas se agrupan en tres conjuntos llamados familias o generaciones. Cada familia consiste de dos leptones, uno cargado y uno neutro, y de dos quarks. Las familias se pueden ordenar de acuerdo a la masa promedio de sus integrantes. La partícula más pesada de la tercera familia no ha sido aún descubierta por que su masa sobrepasa los límites de energía de los aceleradores actuales. Es entonces también posible que exista una o más generaciones adicionales. En el modelo estándar esto resulta ser un misterio pues sus leyes funcionarían igual de bien si existiera una sola familia o cualquier número de familias. Las leyes simplemente se aplican en cada familia independientemente de las demás. Resulta entonces de interés el proponer mediciones que pudieran ser sensibles a la existencia de una cuarta familia. Algunos cálculos en este sentido fueron realizados por M. Avila, A. García, P. Kielanowsky, M. A. Pérez, R. Pérez y R. Stuart.

4.7 Unificación de interacciones y simetrías horizontales.

La existencia de familias, copia una de la otra (excepto por la diferencia en masas) implica una simetría (simetría horizontal) que las relaciona. La diferencia de masas entre las familias implica que esta simetría está rota. R. Martinez, W. Ponce (Universidad de Antioquia, Colombia) y A. Zepeda investigaron la posibilidad de que esta simetría sea una simetría de norma, implicando por

lo tanto la existencia de bosones intermediarios adicionales, y que esté unificada con las interacciones conocidas. La rotura espontánea² de la simetría da lugar tanto a las diferencias entre familias como a las masas de los bosones intermediarios adicionales (como en el modelo de Salam y Weinberg). Lo más interesante de esta extensión es que permite en principio el cálculo de las masas de los fermiones conocidos.

4.8 Determinación de los ángulos de mezcla de los quarks.

Las transiciones débiles cargadas no se hacen entre los quarks de una misma familia sino entre estados que resultan ser mezclas de quarks pertenecientes a diferentes familias. Este hecho no es más que una expresión de que las transiciones en cuestión son lo más general posible. Los parámetros que determinan estas mezclas se pueden expresar en forma de una matriz llamada matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. Estos parámetros no son calculables en el modelo estándar pero su determinación a partir de los datos experimentales requiere el análisis de un gran número de transiciones débiles. Las contribuciones hechas en México a estos análisis han sido llevados a cabo por A.García, P.Kielanowski y G.López.

4.9 Aplicación de teoría del campo a procesos fotonucleares.

La electrodinámica cuántica nos permite describir satisfactoriamente la interacción electromagnética de partículas elementales, como el electrón, siempre y cuando las energías involucradas sean mucho menores que la masa del W (80 veces la masa del protón) pues de otra manera las interacciones débiles no pueden ser ignoradas en relación a las electromagnéticas. Esta propiedad hace de la interacción electromagnética un instrumento adecuado para analizar las interacciones fuertes. Así por ejemplo uno puede hacer incidir fotones sobre núcleos con el objeto de estudiar las interacciones nucleares que mantienen a

²Rotura espontánea de una simetría significa que la simetría de las ecuaciones de movimiento no se manifiestan en los estados físicos del sistema. Este fenómeno ocurre por ejemplo en el ferromagneto cuando a bajas temperaturas se magnetiza espontáneamente rompiendo así la simetría rotacional que permanece presente en la descripción de la interacción electromagnética que define al ferromagneto. En las teorías de norma la rotura espontánea de la simetría conduce al mecanismo de Higgs y éste a su vez a la masa de los bosones intermediarios W y Z.

los protones y neutrones ligados formando un núcleo. Este tipo de procesos, y los inversos en los que los núcleos se desintegran emitiendo radiación electromagnética, son conocidos como procesos fotonucleares. Usando técnicas de teoría del campo C. Guerra, J.L.Lucio, M.Moreno, J.Pestieau (Universidad Católica de Louvaina, Bélgica) y J. Urías han descrito los fenómenos que ocurren en algunos procesos fotonucleares.

4.10 Momento magnético de bariones.

El momento (dipolar) magnético de una partícula elemental está definido en términos de la respuesta (de la proyección del espín de la partícula) que es proporcional al campo magnético externo. La mecánica cuántica, la teoría cuántica de Dirac para ser más exactos, predice una relación muy sencilla entre el espín de una partícula y su momento magnético. Esta relación sufre pequeñas correcciones en el marco de la electrodinámica cuántica en la cual la teoría de Dirac es la aproximación de más bajo orden perturbativo.

Para una partícula compuesta, como lo es el protón, el neutrón, y los bariones³ en general, el momento magnético está dado por una contribución de los momentos magnéticos de sus componentes, los quarks, y una contribución del movimiento orbital de los quarks dentro del barión. M.Böhm (Universidad de Würzburg, Alemania), R.Huerta y A.Zepeda llevaron a cabo el cálculo de los momentos magnéticos de los 8 bariones más livianos (los únicos a los cuales se les ha medido el momento magnético) suponiendo que el movimiento orbital de los quarks dentro de cada barión es norelativista y debido a un potencial que consta de dos partes, una de confinamiento y una dependiente del espín. La parte de confinamiento se aproximó por un oscilador armónico y se tomó en cuenta debidamente la diferencia de masas de los quarks.

4.11 Libertad asintótica en la norma de Coulomb.

Una de las razones por las cuales fue propuesta y aceptada la cromodinámica cuántica como teoría de las interacciones entre los quarks fue que ésta es la única teoría que tiene la propiedad de libertad asintótica. Esta propiedad se refiere a que la interacción entre gluones y entre quarks y gluones disminuye

³Bariones son las partículas compuestas por tres quarks. Otra manera de decirlo es que son partículas que interaccionan fuertemente, hadrones, de espín semientero.

en intensidad conforme aumenta la energía y esto concuerda con los hayazgos realizados en el laboratorio de Stanford donde se encontró que los quarks se presentan como si estuvieran libres dentro del protón cuando éste es bombardeado con proyectiles de alta energía. La propiedad de libertad asintótica fue descubierta utilizando una norma explícitamente covariante, es decir consistente explícitamente con la relatividad especial. Este tipo de normas tienen la característica de que requieren que se acarree durante todo el cálculo grados de libertad fantasmas (no físicos). A diferencia de esto, la norma de Coulomb no requiere de grados de libertad fantasmas, pero no es explícitamente covariante. Estas diferencias ameritan que las propiedades que se presentan en el primer tipo de normas sea corroborada en el segundo. Este paso lo llevaron a cabo A. Ali (DESY), J. Bernstein (Stevens Institute of Technology, E.U.A.) y A. Zepeda.

4.12 La interacción fuerte en el decaimiento radiativo del pión.

El decaimiento del pión en electrón + neutrino + fotón es de naturaleza primordialmente débil pero, debido a la presencia del fotón y a que intervienen partículas cargadas, las interacciones electromagnéticas también contribuyen. Por otra parte, debido a que el pión es un hadrón, también contribuyen las interacciones fuertes virtuales. Aunque estas últimas contribuciones no pueden ser calculadas explícitamente (por falta de técnicas adecuadas), en el límite en que los quarks no tienen masa, llamado límite de simetría jiral, se pueden aplicar métodos de simetrías con rotura espontánea (como lo es la simetría jiral) para obtener una estimación aproximada. Este fue el cálculo que llevaron a cabo C. Domínguez y M. Moreno tomando en cuenta los posibles efectos debidos a la masa de los quarks. Posteriormente M. Moreno y R. Montemayor estudiaron el efecto de la diferencia de masas entre los quarks.

4.13 Correcciones radiativas a procesos débiles semileptónicos.

El modelo de Salam y Weinberg de interacciones electrodébiles constituye históricamente la primera teoría en la que es posible calcular consistentemente las correcciones radiativas a los procesos débiles. Por correcciones radiativas entendemos lo siguiente. Cuando se realiza el cálculo tomando en cuenta solamente el intercambio de un W (o un Z) el resultado se obtiene fácilmente y éste reproduce el resultado experimental con una precisión bastante

aceptable. Sin embargo, cuando la precisión experimental se afina empiezan a surgir pequeñas discrepancias en relación con el cálculo anterior. El cálculo debe entonces también afinarse tomando en cuenta el intercambio de un W más un fotón, un W más dos fotones, etc. A estas contribuciones adicionales al intercambio de un solo W se les llama correcciones radiativas.

En particular el cálculo de correcciones radiativas a decaimientos semileptónicos, en los cuales un hadron decae en leptones y hadrones, ha sido llevado a cabo de una manera sistemática en una extensa serie de artículos por A.García, R.Juárez, A.Martínez, A.Queijeiro, R.Rivera y D.Tun.

4.14 Correcciones de cromodinámica cuántica a la producción de W s y Z s.

Los aceleradores donde colisionan protones y antiprotones de alta energía es uno de los lugares donde se producen W s y Z s y donde se estudia el decaimiento de éstos. Como el protón está hecho de quarks y gluones que interactúan entre sí fuertemente, las correcciones radiativas de cromodinámica cuántica (el intercambio de un número arbitrario de gluones y pares quark-antiquark) constituyen un importante ingrediente en el cálculo del ritmo de producción de W s y Z s. Aunque en principio también contribuyen las correcciones radiativas electrodébiles, las de cromodinámica dominan debido a la magnitud de la correspondiente constante de acoplamiento. Durante su estancia en México M.H.Reno ha completado, en colaboración con P.Arnold (Laboratorio Argonne, E.U.A.) el cálculo analítico de las correcciones, hasta segundo orden perturbativo de cromodinámica cuántica, a la producción de un W o un Z . Por otra parte estos estudios fueron completados por los mismos autores en colaboración con R.K.Ellis (Fermilab) utilizando técnicas de análisis numérico y tomando en cuenta las condiciones específicas de los aceleradores en CERN y en el Fermilab.

4.15 Búsqueda del bosón de Higgs.

En el modelo de Salam y Weinberg de interacciones electrodébiles el W y el Z adquieren su masa gracias a un mecanismo llamado mecanismo de Higgs, el cual se implementa en la versión más sencilla postulando la existencia de una partícula de espín cero llamada bosón de Higgs. De todos los ingredientes

del modelo de Salam y Weinberg, el único que falta por corroborar experimentalmente es la existencia del bosón de Higgs y su búsqueda tiene prioridad 1 en los aceleradores más modernos y en el trabajo teórico de muchos colegas a nivel mundial. En México J.L.Díaz, M.A.Pérez, A.Rosado y M.Soriano han llevado a cabo varios trabajos proponiendo métodos(reacciones) de detección y analizando predicciones de modelos en los que se postulan más un bosón de Higgs.

4.16 Teorías de Tecnicolor.

La postulación de un bosón de Higgs para implementar el mecanismo de Higgs resulta ser un elemento forzado en el modelo de Salam y Weinberg. Por esta razón en la década pasada varios autores analizaron la posibilidad de reemplazar el bosón de Higgs por otra entidad que surja de manera natural de la dinámica de una teoría más extensa que el modelo estándar. Fue así como fue inventada la teoría de tecnicolor. Su nombre se debe a que es una copia de la cromodinámica cuántica que describe las interacciones fuertes entre quarks.

A. Hernandez y A. Zepeda han mostrado que estas teorías contienen partículas con las mismas características que el Z del modelo de Salam y Weinberg y que se mezclan con ésta última.

4.17 Rompimiento dinámico de isospín.

Isospín es la simetría entre protón y neutrón o, en términos de sus constituyentes, entre el quark u y el quark d. Esta simetría es exacta cuando la masa del quark u es igual a la masa del quark d, lo cual no es cierto en la realidad. El modelo estándar es incapaz de explicar esta diferencia de masas. A. Hernandez y A.Zepeda mostraron que es posible construir un modelo de tecnicolor en el cual esta diferencia de masa, o sea el rompimiento de isospín, es calculable.

4.18 Masa del quark u y el problema U(1).

Finalmente mencionaremos que C. Domínguez y A. Zepeda analizaron la posibilidad de resolver un problema técnico de la cromodinámica cuántica mediante la hipótesis de que la masa del quark u sea cero. Posteriormente P.Minkowski (Universidad de Berna, Suiza) y A.Zepeda llevaron a cabo una

determinación más precisa sobre la magnitud de la masa del quark u encontrando que esta hipótesis es poco plausible.

5 Agradecimientos.

El autor agradece la información y sugerencias proporcionadas por G. Cocho, J.C. D'Olivo, J.L. Díaz, A. García, R. Huerta, R. Juárez, G. López, J.L. Lucio, A. Mondragón, M. Moreno, M.A. Pérez, M.H. Reno, A. Rosado y M. Torres. Varios trabajos de mis colegas no han sido mencionados aquí, más por ignorancia que en base a un juicio de méritos.