

**REAL ACADEMIA DE CIENCIAS
EXACTAS, FÍSICAS Y NATURALES**

PARTÍCULAS E INTERACCIONES

**DISCURSO LEÍDO EN EL ACTO DE SU
RECEPCIÓN POR EL**

EXCMO. SR. D. MANUEL AGUILAR BENÍTEZ DE LUGO

Y CONTESTACIÓN DEL

EXCMO. SR. D. FRANCISCO J. YNDURÁIN MUÑOZ

EL DÍA 3 DE ABRIL DE 2002



MADRID
Domicilio de la Academia
Valverde, 22

PARTÍCULAS E INTERACCIONES

Manuel Aguilar Benítez de Lugo

**DISCURSO DE INGRESO EN LA
REAL ACADEMIA DE CIENCIAS
EXACTAS, FÍSICAS Y NATURALES**

FÍSICA DE PARTÍCULAS: PARTÍCULAS E INTERACCIONES

ÍNDICE

1. SITUACIÓN ACTUAL	6
2. LOS ÚLTIMOS CUARENTA AÑOS	16
2.1 La década de los sesenta: quarks y simetrías	16
2.2 La década de los setenta: la revolución de Noviembre 1974	20
2.3 La década de los ochenta: los bosones “gauge”	24
2.4 La década de los noventa: LEP, quark top y neutrinos	27
3. EL PROYECTO LEP	30
3.1 Sumario	30
3.2 Física en LEP	33
3.2.1 El Sector Electrodébil	34
3.2.2 Cromodinámica Cuántica	39
3.2.3 Sabores Pesados: quark b	41
3.2.4 Sabores Pesados: leptón τ	43
3.2.5 Búsqueda del Bosón de Higgs	44
3.2.6 Búsqueda de Nuevas Partículas e Interacciones	46
3.3 Más allá de LEP	52
4. PERSPECTIVAS	57
5. LA FÍSICA EN LA SOCIEDAD DEL SIGLO XXI	66
6. EPÍLOGO	71

“Algo se mueve”
Albert Einstein a Gog, Giovanni Papini

Excmo. Sr. Presidente, Excmos. Sres Académicos, Señoras, Señores

Llego a esta Academia para ostentar la medalla 37 que, desde 1980 y durante veinte años, perteneció al Profesor Joaquín Catalá de Alemany. A diferencia de lo que suele ser habitual en estas circunstancias, mi incorporación a la Academia no viene condicionada por una desaparición previa. Don Joaquín sigue entre nosotros con envidiable lucidez intelectual y con permanente interés y curiosidad por los temas de la Ciencia y de los científicos.

El Profesor Catalá, a quien conocí en 1967 en el inicio de mi andadura en el CERN, forma parte del muy reducido pero distinguido grupo pionero responsable del arranque de la Física Experimental de Altas Energías en España. Muy recientemente se ha cumplido el 50 aniversario de la creación del Instituto de Física Corpuscular, ubicado en el campus de la Universidad de Valencia. El IFIC, denominación usual del Instituto, es, gracias a la visión, empeño y dedicación de su fundador, Don Joaquín Catalá, un Centro emblemático en el panorama de la Ciencia Básica española con un largo curriculum cuyo denominador común es, sin duda, la excelencia. El IFIC fue, en su momento y entre otras cosas, un centro de referencia en el desarrollo y utilización de las emulsiones nucleares para el estudio de la radiación cósmica y, posteriormente, de las partículas con quarks pesados, encanto y belleza, producidas en las interacciones inducidas por partículas de alta energía obtenidas en los grandes aceleradores. Esta técnica mantiene hoy en día su relevancia y actualidad, como lo demuestra la reciente detección del neutrino asociado al leptón tau en un experimento que incluye placas de emulsiones para la reconstrucción de trayectorias submilimétricas.

La semilla plantada por Don Joaquín sigue dando buenos frutos y, en el inicio del siglo XXI, el IFIC mantiene, gracias al esfuerzo riguroso y tenaz de nuevas generaciones de investigadores teóricos y experimentales y personal técnico y administrativo, su sello de calidad. Sirvan pues estas mis primeras palabras como respetuoso reconocimiento a la labor ejemplar desarrollada por el Profesor Catalá y como felicitación al IFIC con ocasión de sus 50 años haciendo buena Ciencia.

Escribía Paul Valery que *“Un homme seul est toujours en mauvaise compagnie”*. No menos ajustado a la realidad sería afirmar que un investigador

aislado está inevitablemente en inviable compañía, especialmente cuando su quehacer es de naturaleza experimental. Tal vez, al hilo de esta reflexión de origen literario, no sea impropio dedicar, en el inicio de un discurso que se presupone de contenido científico, unas líneas, necesariamente breves al tiempo que obligadamente sinceras, a agradecer a las personas e instituciones que, durante más de 35 años, han facilitado mi participación, desgraciadamente pequeña, en una de las aventuras científicas más fascinantes de la segunda mitad del siglo XX: la Física de Altas Energías o Física de Partículas Elementales.

Aunque mi carrera científica se ha desarrollado en distintos países y centros de investigación, mi primer reconocimiento va dirigido a la extinta JUNTA DE ENERGÍA NUCLEAR, hoy CIEMAT (Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas). En esta institución, de cuya creación se cumplen ahora 50 años, inicié mi camino como investigador en 1965 y desde 1972 formo parte de su plantilla. He de agradecer que, sin olvidar épocas difíciles, fruto en buena medida de la endémica escasez de medios que, sin solución de continuidad, ha venido perturbando el frágil sistema español de Ciencia y Tecnología, en la JEN encontré el necesario apoyo material y, sobre todo, humano que me ha permitido recorrer, sin notables incidencias, un modesto itinerario en el campo de la investigación. No argumentaré excusas de esta naturaleza para justificar lo conseguido, consecuencia ya irreparable de mis propias limitaciones. Es inevitable, pero rigurosamente necesario, que un día se rinda justo tributo a la JEN, a las personas que hace 50 años creyeron, con inteligente y mesurada ambición, en la necesidad de dotar a España de un Centro de Investigación en temas relacionados con la energía nuclear perfectamente homologable con los más competitivos del mundo desarrollado.

Similar nivel de gratitud y aprecio va dirigido a todos aquellos compañeros de trabajo con los que he colaborado en todos los ámbitos y grupos de investigación en donde mi carrera profesional ha ido materializándose. Muy especialmente a mis colegas y amigos de la JUNTA y del CIEMAT. La actividad en Ciencia Básica experimental, y muy en particular en la disciplina a la que he dedicado gran parte de mi vida, no se concibe al margen de las grandes colaboraciones internacionales. Como decía Pasteur a finales del siglo XIX: *“La Science n’a pas de Patrie”*. La comprobación personal de esta gran verdad y de sus, a menudo, gratas consecuencias, ha sido motivo frecuente de honda satisfacción y, estoy seguro, elemento relevante para mi formación humana. El trabajo en equipo es condición absolutamente necesaria para conseguir, laboriosamente sin duda, los objetivos marcados. Ha sido mi fortuna, que no mi virtud, pertenecer siempre a equipos con alto grado de excelencia, formados por investigadores capaces, competitivos e hipermotivados, técnicos competentes y bien dispuestos y personal de apoyo con admirable talante colaborador. El indiscutible estirón de la Física

Experimental de Altas Energías en España, que en menos de 20 años ha alcanzado un singular prestigio en los foros internacionales, es, a mi entender, el resultado de un optimizado trabajo en equipo que ha superado con creces ineficiencias administrativas, obstáculos burocráticos y desconfianzas de origen variopinto.

Finalmente, en un día como hoy, un sentido recuerdo va dirigido a la memoria de mi padre, Mariano Aguilar Navarro, ilustre catedrático de Derecho Internacional en las Universidades Hispalense de Sevilla y Complutense de Madrid. Su tiempo fue, desgraciadamente y en gran medida, un tiempo de miseria ética e intelectual y de discriminaciones ajenas a la valía humana y a la talla investigadora y académica de las personas. Esa adversa coyuntura le impidió recibir, a su debido tiempo, el justo reconocimiento a lo que su trayectoria como excelso profesor y jurista excepcional probablemente merecía.

1. SITUACIÓN ACTUAL

La Física de Altas Energías o Física de Partículas Elementales es la disciplina científica que estudia la naturaleza fundamental de la materia. Su objetivo es determinar cuales son sus constituyentes primarios o elementales y las propiedades de las fuerzas a través de las cuales interaccionan. En la últimas décadas, como consecuencia de descubrimientos que deben clasificarse entre los más brillantes de la historia de la Ciencia, se ha conseguido un extraordinario progreso en la comprensión definitiva de estas cuestiones. Este progreso representa la conjunción de una inspiración teórica profunda, de un formidable desarrollo tecnológico y de una experimentación compleja realizada con medios humanos y recursos materiales a una escala sin precedentes en el ámbito de la Ciencia Pura.

El escenario que emerge de las investigaciones realizadas puede resumirse con aparente simplicidad. La materia en su nivel más elemental, esto es a distancias del orden de 10^{-16} cm, está compuesta por fermiones (quarks y leptones) y las fuerzas se transmiten por intercambio de bosones "gauge". De forma más precisa puede afirmarse que:

- Existen seis, y sólo seis, leptones. Tres están cargados eléctricamente (el electrón e^- , el muón μ^- , el tau τ^-) y tres tienen carga eléctrica cero (el neutrino-electrón ν_e , el neutrino-muón ν_μ , el neutrino-tau ν_τ).
- Existen seis, y sólo seis, quarks. Tres tienen carga eléctrica $+2/3$ (u, c, t) y tres tienen carga eléctrica $-1/3$ (d, s, b).
- Los leptones y los quarks tienen spin $1/2$. Obedecen a la estadística de Fermi-Dirac y se denominan fermiones.
- La denominada primera generación de materia, que es la relevante en el Universo en su estado actual, está formada por (e , ν_e , u, d); las denominadas segunda y tercera generación, que tuvieron seguramente relevancia poco después del "Big Bang" iniciador del Universo, están formadas por (μ , ν_μ , c, s) y (τ , ν_τ , t, b) respectivamente. Cada leptón y quark tiene su correspondiente antileptón y antiquark. La diferencia esencial es que las antipartículas tienen números cuánticos de signo contrario al de las partículas, en particular la carga eléctrica (por ejemplo la antipartícula del electrón e^- es el positrón e^+ con carga eléctrica $+1$).
- La fuerza fuerte, que mantiene ligados a los quarks dentro de los núcleos, se transmite mediante gluones g . La fuerza débil, responsable de las desintegraciones radiactivas, se transmite mediante el Z^0 , W^+ y W^- . El fotón γ es el agente transmisor de la fuerza electromagnética.

- El fotón, los gluones, el Z^0 y los W^\pm tienen spin 1. Obedecen a la estadística de Bose-Einstein y se denominan bosones.
- Para los valores de masas relevantes en Física de Altas Energías, lejos de la escala de Planck (10^{19} GeV), los efectos de la interacción gravitacional son, en principio, despreciables.

Todas estas partículas, constituyentes de la materia o partones, han sido identificadas y estudiadas experimentalmente. La última en ser descubierta ha sido el neutrino-tau ν_τ a mediados del año 2000 en un experimento en el Laboratorio Nacional Fermilab (FNAL), transcurridos casi 50 años desde que, en 1953, F. Reines, Premio Nobel de Física 1995, y C.L. Cowan descubrieran el neutrino-electrón ν_e .

Es oportuno señalar que este formidable y complejo proceso de comprensión se ha fundamentado en la explotación de una única técnica experimental. Esta técnica consiste en provocar colisiones con materia (blancos fijos o en movimiento) de haces de partículas con velocidades próximas a la velocidad de la luz, producidos artificialmente en grandes aceleradores o procedentes del espacio exterior como radiación cósmica, y examinar minuciosamente los productos originados en las reacciones inducidas de alta energía.

Un examen de los resultados más relevantes obtenidos, desde 1960, en el proceso de desentrañar la estructura microscópica de la materia, justifica la validez de esta afirmación. La abreviada relación de hitos sobresalientes que a continuación reseñamos, todos ellos obtenidos utilizando la técnica experimental antes mencionada, demuestra de forma concluyente la importancia decisiva de los grandes aceleradores de partículas ubicados en un reducido número de laboratorios (CERN, DESY, BNL, SLAC, FERMILAB, KEK) dotados de excepcionales instalaciones. A saber:

- 1962. Descubrimiento del neutrino-muón ν_μ en el Laboratorio Nacional de Brookhaven (BNL).
L. Lederman, M. Schwartz, J. Steinberger, Premios Nobel de Física 1988.
- 1960-1970. Confirmación experimental del esquema de simetrías SU(3) y del modelo de quarks de Gell-Mann y Zweig en el Laboratorio Lawrence de Berkeley (LBL) y en el Laboratorio Nacional de Brookhaven (BNL).
L. Alvarez, Premio Nobel de Física 1968, N.P. Samios.
- 1964. Descubrimiento de la violación de la simetría CP en el Laboratorio Nacional de Brookhaven (BNL).
J. Cronin, V. Fitch, Premios Nobel de Física 1980.

- 1968. Evidencia de la estructura partónica de los nucleones en el Centro del Acelerador Lineal de Stanford (SLAC).
J. Friedman, H. Kendall, R. Taylor / Colaboración MIT-SLAC, Premios Nobel de Física 1990.
- 1973. Descubrimiento de las corrientes electrodébiles neutras en el CERN.
A. Lagarrigue, P. Musset / Colaboración Gargamelle.
- 1974. Descubrimiento del quark c en el Laboratorio Nacional de Brookhaven (BNL) y en el Centro del Acelerador Lineal de Stanford (SLAC).
S.C.C. Ting / Colaboración MIT-BNL, B.Richter / Colaboración Mark-I, Premios Nobel de Física 1976.
- 1975. Descubrimiento del leptón τ en el Centro del Acelerador Lineal de Stanford (SLAC).
M.L. Perl / Colaboración Mark-I, Premio Nobel de Física 1995.
- 1977. Descubrimiento del quark b en el Laboratorio Nacional Fermilab (FNAL).
L. Lederman / Colaboración Columbia-FNAL-Stony Brook.
- 1978. Descubrimiento de los gluones en el Laboratorio Alemán del Síncrotrón de Electrones (DESY).
Colaboraciones Mark-J, TASSO, PLUTO, JADE.
- 1983. Descubrimiento de los bosones vectoriales intermediarios Z^0 y W^\pm en el CERN.
C. Rubbia, S. Van der Meer / Colaboraciones UA1, UA2, Premios Nobel de Física 1984
- 1989. Medida del número de variedades de neutrinos en el CERN.
Colaboraciones ALEPH, DELPHI, L3, OPAL en LEP.
- 1994. Descubrimiento del quark top en el Laboratorio Nacional Fermilab (FNAL).
Colaboraciones CDF, D0.
- 1998. Descubrimiento de las oscilaciones de neutrinos atmosféricos ν_μ en el Laboratorio Japonés KEK.
Colaboración SuperKamiokande.
- 2000. Descubrimiento del neutrino-tau ν_τ en el Laboratorio Nacional Fermilab (FNAL).
Colaboración DONUT.

Es obvio que el concepto de elementalidad o de constituyentes últimos de la materia está íntimamente ligado al poder de observación de los instrumentos de medida utilizados y ha evolucionado con el tiempo. Recordemos que los átomos (radio $\approx 10^{-8}$ cm), los núcleos atómicos (radio $\approx 10^{-13}$ cm), los nucleones (radio $\approx 10^{-15}$ cm), se han considerado en el transcurso del siglo XX como los últimos constituyentes de la materia. El estudio de la estructura de la materia a escala dimensional λ exige la utilización de sondas/partículas (o “microscopios”) con longitud de onda asociada de tamaño comparable a λ . La expresión de L. de Broglie $\lambda = h / p$, que relaciona la longitud de onda asociada a una partícula con su impulsión o cantidad de movimiento p y, en definitiva, con su velocidad, es la piedra angular en la que se basa la estrategia experimental en Física de Altas Energías. Para escudriñar el comportamiento de la materia a distancias muy pequeñas se requieren longitudes de onda del mismo orden de magnitud y, en consecuencia, velocidades muy altas que, en la actualidad, solo pueden obtenerse de forma controlada y sistemática en los grandes aceleradores de partículas. Los rayos cósmicos también constituyen una fuente de partículas energéticas, pero su flujo no es controlable por el experimentador y de ahí que su utilización práctica se reduzca a un determinado número de investigaciones específicas, algunas de las cuales de gran interés (déficit del flujo de neutrinos solares ν_e y anomalías en el flujo de neutrinos atmosféricos ν_μ , búsqueda de “*wimps*” (*weak interacting massive particles*) y materia oscura).

La arquitectura científica que da soporte físico y matemático a lo resumido anteriormente es el llamado Modelo Estándar de Partículas Elementales e Interacciones, TEORÍA DE LA MATERIA en palabras de Frank Wilczek. Esta teoría de los procesos fuertes, electromagnéticos y débiles está construida como una teoría cuántica de campos a partir del principio de invariancia “*gauge*” y tiene la estructura de simetría del grupo $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Incluye formulaciones teóricas establecidas durante la década de los sesenta y principios de los setenta, la Teoría Unificada Electro débil desarrollada por S. Glashow, S. Weinberg y A. Salam (Premios Nobel de Física 1979) y renormalizada por M. Veltman y G. 't Hooft (Premios Nobel de Física 1999) y la Teoría de las Interacciones Fuertes, Cromodinámica Cuántica (QCD), propuesta inicialmente H. Fritzsch, M. Gell-Mann y H. Leutwyler, e incorpora simetrías bien conocidas y características específicas de la Electrodinámica Cuántica y Modelo de Quarks.

El Modelo Estándar proporciona una descripción elegante y muy satisfactoria de las propiedades de las partículas elementales y de sus interacciones. Entre sus éxitos pueden destacarse los siguientes:

- Se han identificado todos los constituyentes fundamentales de la materia, que han resultado ser seis leptones y seis quarks. Se ha acotado el tamaño de los leptones cargados y de los quarks: inferior a 10^{-17} cm.

- Se ha desarrollado una teoría “*gauge*” que unifica las interacciones débiles y electromagnéticas y se ha establecido de forma única su estructura mecano-cuántica
- Se ha explicado el confinamiento de los quarks en entidades más complejas, los hadrones (por ejemplo el protón y el neutrón), mediante una teoría “*gauge*” de quarks con color y gluones denominada QCD.

Los grandes avances en Física están frecuentemente asociados con una descripción unificada de fenómenos con características muy distintas. Es el caso de la Teoría del Electromagnetismo, formulada por J.C. Maxwell en 1864, para la electricidad y magnetismo que proporciona una explicación común para observaciones tales como la atracción de fragmentos de papel por una barra de baquelita o el movimiento de la aguja de una brújula. La Teoría Unificada Electro débil va más allá y describe, mediante un formalismo único, fenómenos tan aparentemente dispares como la emisión de radiación luminosa, la radioactividad natural y artificial y los procesos de generación de energía en el interior de las estrellas.

Aunque la derivación de teorías unificadas es, sin duda, un hito de gran relevancia, parece tarea más ambiciosa entender en profundidad los mecanismos responsables de las desviaciones, roturas de simetría, detectadas en las predicciones de los esquemas de unificación. En el caso de la Teoría Electro débil es primordial comprender por qué los agentes propagadores de la fuerza unificada, el fotón γ y los bosones vectoriales Z^0 y W^\pm , tienen masas tan distintas.

En el sector electro débil del Modelo Estándar aparecen partículas escalares fundamentales (bosones de Higgs) que interactúan con los bosones vectoriales intermedarios (Z^0 , W^\pm) y con los fermiones (quarks y leptones). Estas interacciones escalares (mecanismo de Higgs) generan la rotura espontánea de la simetría a la escala electro débil, reflejada en los valores muy diferentes de las masas de los bosones γ , Z^0 y W^\pm . Como señalaremos más adelante, en la discusión de los resultados obtenidos en el programa del acelerador LEP del CERN, no hay evidencia experimental definitiva de la existencia del sector escalar del Modelo Estándar aunque todas las indicaciones experimentales y fenomenológicas apuntan en esa dirección.

El Modelo Estándar ofrece una base sólida para comprender la física de las partículas elementales y de sus interacciones y ha sido comprobado experimentalmente con una precisión del 1 %. Es por otra parte innegable que hay un número no despreciable de interrogantes que sugieren que esta teoría es sólo una simplificación efectiva, válida a una determinada escala de energías, la escala de Fermi. Una lista, necesariamente no exhaustiva, de las

cuestiones suscitadas por la descripción teórica, actualmente en vigor, de los constituyentes fundamentales y sus interacciones podría ser la siguiente:

- ¿Cuál es el origen de la jerarquía observada para las masas de los leptones y quarks? Dejando al margen los neutrinos, sobre cuyas masas se sabe poco, aparte de su pequeñez, recordemos los muy distintos valores de las masas de los leptones cargados, 511 keV para el e , 105.6 MeV para el μ , 1773 MeV para el τ , y de los quarks, 1-5 MeV para el u , 3-9 MeV para el d , 75-170 MeV para el s , 1.15-1.35 GeV para el c , 4.0-4.4 GeV para el b , 174 GeV para el t . ¿Cómo se genera esta dispersión de valores?
- ¿Por qué las masas de los fermiones y bosones “*gauge*” se concentran por debajo de los ≈ 200 GeV, órdenes de magnitud por debajo de la escala de Planck (10^{19} GeV)? ¿Existen escalas de energía intermedias que lleven asociadas nuevas partículas e interacciones y que den lugar a nuevos fenómenos medibles, como, por ejemplo, un valor finito de la vida media del protón y valores no nulos para las masas de los neutrinos?
- ¿Existe una escala de energías a la que se unifiquen las interacciones fuertes y electrodébiles?
- ¿Por qué se repiten las generaciones de quarks y leptones? ¿Por qué sólo hay tres generaciones?
- ¿Cuál es el origen de la rotura espontánea de la simetría de las interacciones electrodébiles? ¿Es realmente el mecanismo de Higgs con escalares elementales o tiene origen dinámico?
- ¿Por qué la descripción de todas las interacciones conocidas se fundamenta en el principio “*gauge*”?
- ¿Cuál es el origen de la violación de la simetría CP?
- ¿Cómo se integra la teoría de la gravitación en la descripción unificada de las fuerzas electrodébiles?
- ¿Son los quarks y leptones realmente elementales o, por el contrario, se trata de partículas compuestas? ¿Y en este caso, cuáles y cuantos son los constituyentes verdaderamente fundamentales?

En cierta medida podría afirmarse que el Modelo Estándar proporciona una explicación de “*cómo*” es la materia a una determinada escala pero no explica el “*por qué*”. Esta situación no es, evidentemente, nueva en la Física. La única forma de contestar científicamente a las relevantes cuestiones mencionadas anteriormente es mediante un ambicioso programa de investigación

experimental que permita explorar la escala de distancias de 10^{-17} cm en busca de nuevos fenómenos.

Aunque la razón de ser de la Física de Partículas es el estudio de los constituyentes últimos de la materia y de las propiedades de las fuerzas fundamentales, algunas cuestiones abordadas por esta disciplina son de gran relevancia en el dominio de lo infinitamente grande que estudian la Astrofísica y la Cosmología. Ilustremos esta afirmación con algunos ejemplos. En primer lugar la misma existencia del Universo, quince mil millones de años después de la explosión inicial, "*Big Bang*", y la aparente ausencia de antimateria requiere (condiciones de Sacharov) que el protón sea inestable y que exista una asimetría materia-antimateria. La medida de la vida media del protón y el estudio de la violación de la simetría CP son dos temas de máxima actualidad en Física de Partículas. Por otra parte, la constatación de que sólo una parte del Universo está formado por materia visible demanda una explicación: ¿cuáles son las partículas que originan la preponderancia de la materia oscura no visible? Los neutrinos y las partículas supersimétricas, que estudia la Física de Partículas, son algunos de los posible candidatos para resolver este problema. Mencionemos para terminar que, en los experimentos de Física de Altas Energías, se recrean las condiciones físicas, densidad y temperatura, que prevalecieron instantes después del "*Big Bang*". Este es el caso de las colisiones entre iones ultrarelativistas que reproducen la alta temperatura, 10^{20} K, que tenía el Universo 10^{-32} segundos después de su creación y que hacía que los quarks y gluones estuviesen desconfiados (plasma de quarks y gluones). El estudio detallado en el laboratorio de estos y otros procesos contribuirá a una mejor comprensión de las leyes que gobiernan la evolución del Universo.

La necesidad de disponer de sondas con longitudes de onda λ progresivamente más pequeñas explica uno de los aspectos más llamativos de la nueva metodología en la investigación de la estructura de la materia: el crecimiento espectacular de los aceleradores de partículas y sistemas de detección asociados.

Uno de los primeros aceleradores, construido por E.O. Lawrence, en 1928, tenía un diámetro de varios centímetros. El más grande de los aceleradores actuales, el LEP (LARGE ELECTRON POSITRON MACHINE) del CERN, tiene una circunferencia de 27 kilómetros y el cancelado SSC (SUPERCONDUCTING SUPER COLLIDER) (Dallas, Texas, EEUU) proyectaba un anillo de 87 kilómetros.

Comentarios similares son aplicables a la evolución de los sistemas de detección. La cámara de burbujas, inventada por D.A. Glaser en 1953, Premio Nobel de Física 1960, tenía un volumen de algunas decenas de centímetros cúbicos. Este tipo de detector evolucionó en los años sesenta y setenta, alcan-

zando sus mayores dimensiones con BEBC (Big European Bubble Chamber) que tenía un volumen de 22 metros cúbicos de hidrógeno líquido y una bobina superconductora de 3.5 Teslas. Las cámaras de burbujas tuvieron una gran relevancia en los programas experimentales de aquellos años, contribuyendo de forma esencial al descubrimiento de la espectroscopía hadrónica y al estudio de procesos electrodébiles. Las primeras generaciones de físicos españoles de altas energías se formaron con estas técnicas experimentales. Yo mismo realicé mi trabajo de tesis doctoral con datos procedentes de una cámara de hidrógeno y durante quince años utilicé asiduamente esta técnica. Los detectores actualmente en construcción tienen volúmenes instrumentados de varios miles de metros cúbicos y pesan casi veinte mil toneladas.

Obviamente, el acelerador de partículas utilizado en experimentos en Física de Altas Energías ha dejado de ser un instrumento de laboratorio y, en realidad, los laboratorios (zonas experimentales, detectores, centros de proceso de datos, etc, etc.) se construyen en torno a los aceleradores. El inevitable crecimiento del tamaño de estas instalaciones ha provocado una escalada en los costes de construcción. A título de ejemplo señalemos que, en la actualidad, existe una propuesta de construcción de un colisionador lineal electrón-positrón, TESLA, en el Laboratorio Alemán del Sincrotrón de Electrones DESY en Hamburgo cuyo presupuesto se eleva a siete mil seiscientos millones de marcos (más de medio billón pesetas). Paralelamente, el funcionamiento de estos laboratorios exige plantillas numerosas y elevados gastos de operación y mantenimiento. El laboratorio más prestigioso del mundo, el CERN, tiene una plantilla de cerca de tres mil físicos, ingenieros, técnicos y administrativos y un presupuesto anual próximo a los mil millones de francos suizos (unos cien mil millones de pesetas). Sus instalaciones son utilizadas por más de seis mil científicos asociados, becarios y estudiantes postgraduados. La necesidad científica de construir aceleradores progresivamente más potentes, con sus formidables problemas tecnológicos, industriales y de financiación, limita su ubicación a los países y comunidades técnica y económicamente más desarrollados y justifica la creación de consorcios multinacionales (por ejemplo, el CERN) entre países con recursos limitados y, en definitiva, insuficientes para abordar en solitario esta apasionante parcela de la investigación fundamental.

El estudio de la estructura de la materia a la escala de distancias de 10^{-16} – 10^{-17} cm condiciona la forma de llevar a cabo los proyectos de investigación en Física Experimental de Altas Energías, que tienen unas características muy peculiares. Resaltamos brevemente algunas de ellas:

- Instalaciones de grandes dimensiones. El acelerador LEP (y próximamente el LHC) se ha ubicado en un túnel que tiene una circunferencia de 27 km de longitud. El detector L3 de LEP tenía un volumen aproximado de tres mil metros cúbicos y pesaba once mil toneladas. El detector CMS de LHC tendrá un volumen de cerca de cuatro mil metros cúbicos

y pesará quince mil toneladas.

- **Experimentación muy precisa y difícil.** La experimentación que se hace con los grandes sistemas de detección en los grandes aceleradores tiene que ser muy precisa y eso la hace ser extraordinariamente difícil. La exigencia de precisión es consecuencia del éxito del Modelo Estándar, que explica la práctica totalidad de las medidas experimentales. La búsqueda de desviaciones, necesariamente pequeñas, obliga a un laborioso proceso de experimentación con máximo rigor en la determinación de los errores sistemáticos. Los experimentos duran años y durante largos periodos de tiempo hay que monitorizar de manera continuada el comportamiento de todos los subsistemas de detección y corregir todas las alteraciones del dispositivo. A título de ejemplo indiquemos que, en el caso de LEP, la medida muy precisa de la masa del Z^0 ha requerido tener en cuenta las distorsiones que, sobre la longitud de las trayectorias recorridas por electrones y positrones en el tubo de vacío, tienen los efectos debidos a la atracción tierra-luna (mareas), la alteración de los niveles en las capas freáticas y del lago Lemán y las corrientes vagabundas inducidas por el tránsito ferroviario en la zona que generan perturbaciones en la red magnética. Por otra parte, las medidas que se hacen en los actuales experimentos de Física de Altas Energías se refieren a parámetros asociados a partículas (quarks, leptones, hadrones, bosones "gauge"), algunas de las cuales tienen características peculiares. Es el caso de los quarks que siempre aparecen confinados en hadrones. El estudio de sus características, con los niveles de precisión requeridos, se convierte en un proceso muy complejo. Más aún, algunas de las propiedades intrínsecas de estas partículas son, por naturaleza, difíciles de medir. Tal es el caso, por ejemplo, de la vida media de los mesones que, en su composición, incluyen un quark b. La vida media del B^0 y B^\pm es de 1.55 y 1.65 picosegundos respectivamente, lo que supone recorridos libres medios de 464 y 496 micrones respectivamente. La medida de estas propiedades, con una precisión del 1 %, exige medir la distancia entre el vértice de producción y el vértice de desintegración con una precisión inferior a 10 micrones y ha necesitado un amplio programa de investigación y desarrollo de detectores de estado sólido. En definitiva, la experimentación en Física de Altas Energías necesita utilizar dispositivos y servicios progresivamente más complejos. La utilización a gran escala de la superconductividad y criogenia, el alto vacío, los detectores de estado sólido, los nuevos materiales resistentes a la radiación, la microelectrónica, el teleproceso masivo de datos, la mecánica de alta precisión, los sistemas de control, etc., son indispensables para la realización de estos proyectos.
- **Larga duración.** El caso de LEP, que discutiremos más adelante, es particularmente paradigmático. La discusión inicial sobre la oportunidad de esta instalación se remonta a 1976, la aprobación se hizo en 1981, la

entrada en funcionamiento tuvo lugar en Agosto de 1989 y la clausura en Noviembre de 2000. La fase de explotación de los datos acumulados se extenderá hasta el 2006. En total 30 años. Este es el intervalo de tiempo que se necesita para estudiar la estructura del microcosmos con una resolución espacial diez veces superior, esto es pasar de explorar una escala de distancias de 10^{-15} cm a otra de 10^{-16} cm.

- Elevado coste. Ya hemos mencionado el coste previsible de un acelerador (TESLA) cuya construcción ha sido recientemente propuesta. El del colisionador LHC, actualmente en construcción en el CERN, será unos tres mil millones de francos suizos (cerca de 350.000 millones de pesetas) y la construcción de cada uno de los detectores de propósito general ascenderá a 475 millones de francos suizos (cerca de 50.000 millones de pesetas). Los recursos necesarios para hacer frente a las necesidades globales de computación para todo el programa experimental se evalúan en unos 30.000 millones de pesetas.
- Grandes colaboraciones internacionales. Consecuencia de lo señalado en párrafos anteriores (coste, duración, complejidad) es la necesidad de acometer estos proyectos en grandes colaboraciones internacionales capaces de aportar los necesarios recursos humanos y materiales. En cada uno de los experimentos de LEP han participado unos 350-500 físicos e ingenieros. En el caso de los experimentos genéricos del LHC habrá unos 2000 investigadores procedentes de 150-180 centros de investigación y departamentos universitarios de unos 35 países. La coordinación de tareas y distribución de responsabilidades se convierte en una difícil empresa.
- Como corolario de lo anteriormente indicado se hace imprescindible una importante movilización e integración de conocimientos y recursos y una amplia colaboración con el mundo empresarial. En los últimos años se ha ido recurriendo progresivamente cada vez más a empresas del sector de ingenierías y construcciones mecánicas, fabricación de componentes electrónicos e informáticos, telecomunicaciones, etc.

Una obvia conclusión de lo apuntado anteriormente es que la Física de Partículas, una disciplina de investigación básica, ha dejado, desde hace décadas, de poder hacerse en laboratorios convencionales y se ha convertido en el paradigma de la Gran Ciencia. No es exagerado señalar que el estudio del bosón de Higgs es, probablemente, empresa más compleja que la exploración del planeta Marte; con una diferencia sustancial: sabemos donde está Marte, pero sólo intuimos la posible localización del bosón de Higgs.

2. LOS ÚLTIMOS CUARENTA AÑOS RESEÑA PERSONAL

He tenido la fortuna de contemplar, desde la cercanía, buena parte de la dramática evolución de la Física de Altas Energías desde principios de la década de los sesenta, esto es desde mis últimos años de estudiante de licenciatura en la Facultad de Ciencias Físicas en la Universidad Complutense de Madrid. Resumir, con rigor académico y obligatoria brevedad, casi cuarenta años que abarcan una serie prodigiosa de descubrimientos, que han cambiado nuestra concepción de la estructura íntima de la materia, es una tarea para la que difícilmente podría considerarme cualificado. He optado, consecuencia más bien del conocimiento insuficiente que de la premeditación, por seleccionar y destacar algunos aspectos, en mi opinión sobresalientes, y restringirme, en el marco de la física teórica, a aquellos desarrollos que han tenido confirmación experimental fidedigna. No hablaré de propuestas extraordinariamente atractivas, como las Teorías de Supercuerdas, y sólo mencionaré de pasada, al discutir el programa del acelerador LEP, algunos aspectos teóricos, Supersimetría o Dimensiones Extra, que tienen una cierta conexión con la difícil integración de la Teoría de la Gravitación en la descripción mecano-cuántica del mundo microscópico.

2.1 La década de los sesenta: quarks y simetrías

El campo de la Física de Altas Energías inicia la década de los sesenta con varios hechos trascendentales, tanto de carácter teórico como experimental,

1. El establecimiento del principio “*gauge*” como base para construir teorías cuánticas de campos en interacción (S. Weinberg, A. Salam, 1961).
2. La introducción del bosón vectorial intermediario Z^0 y la predicción de la existencia de corrientes débiles neutras (S. Glashow, 1961).
3. La introducción de la estructura de multipletes de $SU(3)$ para los mesones y bariones (M. Gell-Mann, 1961-1962).
4. La introducción de los quarks como constituyentes fundamentales de los hadrones (M. Gell-Mann, G. Zweig, 1964).
5. El descubrimiento del neutrino-muón (L. Lederman, M. Schwartz, J. Steinberger, 1962).
6. El descubrimiento de la violación de la simetría CP (J. Cronin, V. Fitch, 1964)

7. El desarrollo de teorías con rotura espontánea de simetría, sin bosones de Goldstone de masa nula y con bosones vectoriales masivos, y del mecanismo de generación de masas (F. Englert, R. Brout, P.Higgs, 1964).

Los trabajos de Glashow, Weinberg y Salam establecerían las bases para el desarrollo de la Teoría Unificada Electrodebil, cuya confirmación experimental definitiva tendría lugar en el programa del colisionador de electrones y positrones LEP del CERN poniendo de manifiesto la importancia de las teorías "gauge". "La Naturaleza se lee en el libro de las teorías cuánticas de campos" en palabras de H. Fritzsch. Las ideas de Higgs y otros fundamentan la hipótesis de la existencia del bosón escalar de Higgs, cuya búsqueda ha constituido uno de los grandes desafíos de los programas experimentales de los últimos veinte años. En la sección dedicada al colisionador LEP retomaremos este aspecto especialmente fascinante de la Física de Partículas.

La propuesta de M. Gell-Mann, "The Eightfold Way", de ordenar la multitud de partículas y resonancias en representaciones sencillas del grupo de simetrías SU(3) tuvo un impacto extraordinario en la comunidad científica y condicionó en buena medida los programas experimentales de aquellos años. En particular despertó mi curiosidad e interés por la espectroscopía hadrónica que, como demuestra mi actividad en el PARTICLE DATA GROUP, he mantenido hasta la fecha. La introducción del concepto de quarks y la clasificación de las nuevas partículas en base a nuevos números cuánticos, la extrañeza y el isospin, es, con seguridad, uno de los hitos más revolucionarios de la Física Fundamental en la segunda mitad del siglo XX. Si en el siglo XIX el químico ruso D. Mendeleev proponía que la aparente infinita diversidad del Universo podía generarse a partir de algo más de un centenar de elementos ordenados en su célebre tabla periódica, Gell-Mann ordenaba la creciente proliferación de partículas en estructuras construibles a partir de tres entidades fundamentales, los quarks u, d y s, convirtiendo la aparente complejidad en elegante simplicidad. Con toda razón Gell-Mann debe considerarse como el último gran reduccionista científico del siglo XX. Conviene, en cualquier caso, resaltar una diferencia esencial entre las arquitecturas propuestas por Mendeleev y Gell-Mann. En el primer caso, la clasificación de los elementos se hace en base a propiedades que nos resultan familiares (masa y carga eléctrica). En el segundo caso, aparecen cantidades más elusivas y cuyo significado es difícilmente perceptible. El esquema de Gell-Mann transforma el caos generado por el descubrimiento de decenas de partículas en orden, pero introduce ingredientes de una extraordinaria sutileza. Es, tal vez, el momento apropiado para anticipar que la descripción de la estructura de la materia a nivel fundamental requiere introducir conceptos novedosos, sin estrecha correspondencia con el mundo macroscópico, y utiliza un lenguaje, la Mecánica Cuántica, básicamente no intuitivo. En cierta medida, la Física de Partículas es un terreno árido lo que probablemente explique la dificultad de hacer una divulgación rigurosa y, al mismo tiempo, entendible en el ámbito

no científico.

Si la invención de Gell-Mann ponía orden en el confuso mundo de los hadrones, el descubrimiento de un segundo neutrino, el neutrino-muón, anticipaba la complejidad del mundo leptónico. De hecho, a principios del siglo XXI, puede afirmarse que uno de los grandes desafíos de la Física Fundamental en los próximos años va a ser medir con precisión las propiedades de estas partículas.

La búsqueda de nuevas partículas, propiciada por la irrupción de nuevos aceleradores (el Síncrotrón de Protones (PS) del CERN en 1959 y el Síncrotrón de Gradiente Alternado (AGS) del Laboratorio Nacional de Brookhaven de 1961), es uno de los caminos más transitados hacia el progreso en Física de Partículas Elementales. Los primeros años de la década de los sesenta son testigos de esta frenética actividad que conduce al descubrimiento de un gran número de resonancias hadrónicas y que tiene su momento álgido en 1964 con el descubrimiento del barión Ω^- , con extrañeza -3 , por un grupo de investigadores del Laboratorio Nacional de Brookhaven dirigido por N. P. Samios. Años más tarde tendría la oportunidad de formar parte de este colectivo de élite y pasar algunos de los mejores años de mi vida profesional. La observación de un barión con extrañeza -3 estaba en conflicto con la estadística de Fermi. Greenberg en 1964, Han y Bogolyubov en 1965 introdujeron un número cuántico adicional, el color, para solventar esta dificultad. Los trabajos posteriores de Greenberg con el modelo de tripletes de hadrones, en 1966, constituyen el punto de arranque de la Cromodinámica Cuántica (QCD).

Otro de los itinerarios seguidos con frecuencia en esta rama de la Ciencia es la detección de violaciones de leyes de conservación y principios de simetría. Es bien conocido el papel esencial que han tenido los principios de simetría en la derivación y/o comprensión profunda de las leyes que describen las interacciones fundamentales. Recordemos, a título de ejemplo, que las ecuaciones de Maxwell expresan, en definitiva, que la electrodinámica es invariante bajo un grupo de transformaciones “gauge” y covariante bajo el grupo de transformaciones de Lorentz. De esta simetría surge de manera natural la conservación de la carga eléctrica. Recientemente F. Wilczek ha señalado que no existe una base similar profunda para las ecuaciones de la mecánica cuántica y de ahí la dificultad de su comprensión.

Hasta mediados de los años cincuenta se suponía que las leyes que gobiernan las interacciones electromagnéticas, débiles y fuertes eran invariantes bajo determinadas transformaciones espacio-temporales: paridad (P), reversibilidad temporal (T) y conjugación de carga (C). T.D. Lee y C.N. Yang, en 1956, propusieron que la paridad no se conservaba en interacciones débiles y C.S. Wu obtuvo, en 1957, la primera evidencia experimental de este fenómeno

en la desintegración β del Co^{60} . En 1964, J. Cronin y V. Fitch pondrían de manifiesto que el producto de las simetrías CP no se conserva en las desintegraciones de los mesones extraños neutros K^0 y \bar{K}^0 . A diferencia de lo que ocurre con la violación de la paridad, que en algunos procesos es máxima, la no conservación de CP es un efecto muy pequeño (1 por mil) y, hasta muy recientemente, sólo observado para los mesones K. Asumida la conservación de la simetría global CPT, resultaba evidente que las interacciones débiles no eran invariantes bajo la transformación T. Sin embargo, la prueba experimental no se ha obtenido hasta 1998 en el CERN.

El experimento de Cronin y Fitch resaltaba la importancia creciente de realizar medidas de muy alta precisión estadística y sistemática para poner de manifiesto efectos pequeños. La necesidad de innovar en el campo de la instrumentación se fue haciendo cada vez más patente y, de un cierto modo, ha determinado el ritmo de los hallazgos experimentales.

La no conservación de la simetría CP sigue siendo un fenómeno insuficientemente entendido y probablemente esencial para explicar el proceso de bariogénesis, esto es la existencia de un Universo formado exclusivamente, dentro de los límites experimentales, por materia.

Los quarks ordenaban la espectroscopía hadrónica, explicaban relaciones entre masas, fracciones de modos de desintegración de partículas y resonancias y aspectos dinámicos de los procesos mediados por las interacciones fuertes. A este último y menos explorado aspecto de la simetría SU(3), complementado con la fenomenología de Regge y de modelos de intercambio, dediqué también buena parte de mi quehacer investigador en la década de los setenta. Sin embargo, el hecho de que los quarks tuvieran carga eléctrica fraccionaria, y que los diversos intentos de detección directa en experimentos con aceleradores o radiación cósmica concluyesen con resultados negativos, mantenía abierta la polémica sobre su verdadera existencia. La cuestión que había que dilucidar era probar si se trataba de entequeias matemáticas o de partículas reales. La respuesta pasaba inevitablemente por la experimentación. En 1969 J. Friedman, H. Kendall y R. Taylor lideraron el grupo que en SLAC puso en evidencia la existencia de constituyentes fundamentales en el interior de los nucleones. El estudio de la difusión profundamente inelástica de electrones sobre protones y neutrones está en la línea de los trabajos de la dispersión de electrones en átomos realizada, también en SLAC, en 1956 y que hizo posible la primera medida del radio electromagnético del protón. En el fondo, la metodología seguida por ambos experimentos no difiere conceptualmente de la utilizada por E. Rutherford en 1911 y que condujo al descubrimiento del núcleo de los átomos.

Conviene, no obstante, hacer notar que la correcta interpretación de los resultados obtenidos en SLAC necesitó un laborioso proceso de elaboración

fenomenológica. La aportación de R.P. Feynman y J.D. Bjorken, que introdujeron el concepto de partones y las leyes de escala, fue esencial para extraer el profundo contenido científico de las medidas.

La década prodigiosa de los 60 se cierra con un desarrollo instrumental de importancia excepcional: la invención en el CERN, en 1968, por G. Charpak, de las cámaras proporcionales multihilos. La plétora de grandes descubrimientos en la década siguiente fue posible, en gran medida, gracias a estos nuevos detectores. Desde su invención hasta hoy, los experimentos más significativos en Física de Altas Energías han hecho uso intensivo de detectores gaseosos basados en las ideas pioneras de Charpak.

2.2 La década de los setenta: la revolución de Noviembre de 1974

La década de los setenta mantiene la estela de los sesenta y se inicia con importantes desarrollos teóricos:

1. La introducción, en 1970, de la simetría leptón-quark y la propuesta de un cuarto quark, el quark c , por S. Glashow, J. Iliopoulos y L. Maiani (mecanismo GIM).
2. La demostración rigurosa, en 1970, de la renormalización de las teoría cuánticas de campos de Yang-Mills con rotura espontánea de la invariancia "gauge", por G. 't Hooft y M. Veltman.
3. La formulación del lagrangiano de QCD del tipo Yang-Mills, en 1973, por H. Fritzsch, M. Gell-Mann y H. Leutwyler y el desarrollo final de la teoría QCD como una teoría "gauge" asintóticamente libre por D. Gross, F. Wilczek, H. Politzer y S. Weinberg entre otros.
4. La observación, realizada por Kobayashi y Maskawa en 1973, de que la violación de la simetría CP puede acomodarse en el Modelo Estándar electrodébil si hay, al menos, seis variedades de quarks.

Esta relación completa la lista de ingredientes para la formulación definitiva de lo que hoy conocemos como Modelo Estándar de Partículas e Interacciones.

Tras un período de relativa calma en el sector experimental, en 1973, se obtienen en el CERN las primeras evidencias sobre la existencia de corrientes débiles neutras. En la cámara de burbujas Gargamelle expuesta a un haz secundario de neutrinos producido en el sincrotrón de protones se observan interacciones inducidas por neutrinos produciendo estados finales en los que no aparecen electrones ni muones. Aunque hoy conocemos con precisión que

la sección eficaz de los procesos mediados por corrientes neutras es significativa ($\approx 20\%$) en relación con la correspondiente a procesos mediados por corrientes cargadas, el descubrimiento de las corrientes neutras generó una considerable dosis de polémica.

La experimentación con haces intensos de neutrinos producidos en aceleradores de partículas, para estudiar las interacciones débiles, había sido propuesta por B. Pontecorvo a finales de los años cincuenta, y M. Schwartz demostró, en 1960, la viabilidad de utilizar neutrinos de alta energía procedentes de la desintegración de piones producidos en el sincrotrón de protones (AGS) del Laboratorio Nacional de Brookhaven. Este desarrollo posibilitó el descubrimiento del neutrino-muón al que nos hemos referido anteriormente. Gracias a los trabajos de S. Van der Meer y colaboradores, el CERN pudo construir un haz de neutrinos suficientemente intenso como para hacer posible un experimento destinado a identificar las corrientes neutras. L. Lagarrigue, Director del Laboratorio del Acelerador Lineal de Orsay, dirigió el equipo de ingenieros y físicos de Saclay que construyó la cámara de burbujas Gargamelle, con un volumen de doce metros cúbicos de una mezcla de líquidos pesados (propano y fréon), y la colaboración que detectó por primera vez estos ejemplos de interacciones. En particular se observaron sucesos correspondientes a las difusiones elásticas neutrino electrón ($\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-$).

El descubrimiento de las corrientes neutras es, sin lugar a dudas, uno de los grandes logros científicos del CERN y supuso una importante verificación de la teoría electrodébil unificada desarrollada en la década anterior por S. Glashow, S. Weinberg y A. Salam. La dificultad esencial de este tipo de experimentos radica en discriminar entre interacciones inducidas por neutrinos y por neutrones. El registro fotográfico de las interacciones demostró ser una técnica muy superior a los métodos de registro electrónico utilizados en experimentos competidores en Estados Unidos que tuvieron confusa y cambiante interpretación.

El descubrimiento de las corrientes neutras abre la puerta a unos años dorados en Física de Partículas que cambian de forma radical nuestra concepción de la estructura íntima de la materia. Los sucesivos descubrimientos y la profusión de medidas progresivamente más precisas y completas, resultado de una serie de experimentos de gran complejidad y brillantez, certifican la validez del Modelo Estándar de Partículas e Interacciones.

En Noviembre de 1974 se presentan de forma simultánea evidencias experimentales de la existencia de una partícula vectorial masiva (≈ 3100 MeV) y con pequeña anchura de desintegración (≈ 90 keV). La trascendencia de estos descubrimientos justifica que a este corto período de la historia de la Física de Altas Energías se le califique como la "*Revolución de Noviembre*".

S.C.C. Ting, del Massachusetts Institute of Technology, dirigió el equipo de investigadores que descubrió esta partícula, a la que bautizó con la letra J, en un experimento realizado en el Laboratorio Nacional de Brookhaven. Este experimento se basaba en un espectrómetro magnético de doble brazo e incluía contadores de tipo Cherenkov para la identificación de electrones y positrones producidos en la reacción $p + \text{Be} \rightarrow e^+ + e^- + X$. El experimento diseñado por S.C.C. Ting es, ante todo, un experimento de precisión instrumentado para medir electrones y desechar procesos de apariencia similar (ruido de fondo) un millón de veces más abundantes como, por ejemplo, la producción de pares de piones. La idea pionera de seleccionar para su medida precisa sólo algunas partículas, electrones en este caso y posteriormente también muones y fotones, ha dado en lo sucesivo óptimos resultados. Este experimento es, con las obligadas matizaciones y en el sentido de priorizar y optimizar la medida de pares de leptones producidos en colisiones hadrónicas, un precursor del realizado años más tarde por L. Lederman y colaboradores y que culminó con el descubrimiento del quark b.

B. Richter dirigió el equipo de científicos y técnicos que diseñó y construyó el anillo de colisiones electrón-positrón SPEAR en SLAC y el detector Mark-I. SPEAR ha sido una máquina de una relevancia excepcional en la década de los setenta. En SLAC, una formidable generación de físicos e ingenieros, liderada por el citado B. Richter y por P. Panofsky (que ya había tenido una aportación decisiva en la puesta en marcha de los experimentos de difusión profundamente inelástica que permitieron el descubrimiento de los quarks), desarrolló un programa experimental enormemente original y ambicioso que se concretó en una serie de aportaciones decisivas a la física de quarks y leptones pesados. En Noviembre de 1974, Richter y colaboradores co-descubren la partícula J/Ψ (estado ligado $c\bar{c}$) y algo más tarde, en 1976, los primeros estados del espectro del "charmonium" (estados $c\bar{c}$: η_c , χ_{c1} , χ_{c2} , χ_{c3} , $\Psi(2S)$, $\Psi(3770)$, $\Psi(4040)$, $\Psi(4160)$) y las primeras partículas con encanto (estados cq : D^\pm , D^0 y cq : Λ_c^+). El concepto mismo del detector Mark-I (detector magnético con cobertura en ángulo sólido 4π) y la innovadora instrumentación desarrollada para los distintos experimentos que se realizaron en SPEAR constituyen hitos importantes en la evolución de la investigación experimental en los colisionadores de partículas, en particular en las máquinas electrón-positrón.

En 1975, M. Perl y colaboradores, identifican sucesos anómalos producidos en las aniquilaciones electrón-positrón registradas en el detector Mark-I, al que nos hemos referido anteriormente. Son reacciones que dan lugar, en el estado final, a sólo dos partículas cargadas acoplanares (un electrón e^\pm y un muón μ^\mp) y a un déficit del cuadrivector energía-momento. La hipótesis más sencilla, compatible con las medidas experimentales, es que en el proceso de aniquilación se ha producido un par de leptones pesados, bautizados con el nombre de tau (τ^\pm), que se desintegran secuencialmente dando ori-

gen a un electrón o un muón. El estudio de las propiedades del leptón tau establece que se trata de una partícula de naturaleza similar a los bien conocidos electrón y muón. La elevada masa del leptón tau (casi dos veces la masa del protón) ha permitido explorar una riquísima fenomenología, como ilustraremos sucintamente al hablar de los resultados obtenidos en LEP.

Si el descubrimiento del quark c , en 1974, restablecía la igualdad entre el número de quarks (u, d, s, c) y el número de leptones (e, ν_e, μ, ν_μ), el descubrimiento del leptón tau un año más tarde volvía introducir una asimetría entre el número de quarks y leptones, hecho que incomodaba sólidas consideraciones teóricas (por ejemplo, cancelación de anomalías triangulares). En 1977, L. Lederman y colaboradores establecieron la primera evidencia experimental para la existencia del mesón $\Upsilon(1S)$ que sería interpretado como el primer estado ligado $b\bar{b}$, siendo b un nuevo quark al que se le asoció un nuevo número cuántico (*"beauty"*, *"bottom"*). El experimento realizado por Lederman en Fermilab medía las propiedades del sistema $\mu^+\mu^-$ producido en interacciones protón-berilio a alta energía. Se da la circunstancia de que Lederman había utilizado, años antes, esta técnica experimental para explorar la región de masas en la que aparece la partícula J/Ψ . La insuficiente resolución experimental en el dispositivo construido por Lederman le impidió precisar la naturaleza de una distorsión en el espectro de masas efectivas, y anticiparse a S.C.C. Ting en descubrir el quark c en un experimento de hadroproducción. En experimentos sucesivos se descubrirían estados excitados del espectro $b\bar{b}$ (*"bottomonium"*). Las primeras evidencias de producción de mesones B (con contenido quarks bq) no se producirían hasta 1981 en experimentos realizados en los anillos de colisiones electrón-positrón CESR de Cornell y DORIS de DESY en Hamburgo.

La década de los setenta se cierra con un descubrimiento importante en los distintos experimentos (Mark-J, TASSO, PLUTO, JADE) que estudian, en el anillo de colisiones PETRA del Laboratorio DESY, las aniquilaciones electrón-positrón en estados finales hadrónicos a alta energía (13 GeV-31.6 GeV). Por primera vez se observa la estructura de tres *"jets"*, conjunto focalizado de partículas procedente de la fragmentación o materialización hadrónica de partones primarios, que se explica con la predicción de Cromodinámica Cuántica de producción de un par quark-antiquark, acompañado de un gluón acolineal. Experimentos sucesivos en diversos aceleradores y, fundamentalmente en LEP, establecerían las propiedades de los gluones y confirmarían la validez de QCD como teoría de las interacciones fuertes. Físicos españoles, en particular un grupo del CIEMAT, participarían, a principios de la década de los ochenta, en algunos de estos experimentos.

Hemos dejado para el final de esta sección dos relevantes descubrimientos en el campo de la instrumentación. El primero de ellos es la invención del *"enfriamiento"* de partículas por electrones debido a G. Budker en 1976 y del

“enfriamiento” estocástico de partículas debido a S. Van der Meer en 1978. El método propuesto por este último es el factor decisivo en la reconversión del Super Sincrotrón de Protones (SPS) del CERN en el anillo de colisiones antiprotón-protón (SP \bar{P} S) que hará posible, en 1983, el descubrimiento de los bosones vectoriales Z^0 y W^\pm , agentes propagadores de la interacción electrodébil. El segundo descubrimiento de importancia es el realizado en 1980, por Y. Derbenev y colaboradores, sobre la posibilidad de calibrar con precisión la energía del haz en un anillo de colisiones basado en la medida de la frecuencia de precesión del spin de partículas polarizadas. Esta invención está en el origen de la medida muy precisa de la masa del Z^0 realizada en LEP a mediados de los noventa.

2.3 La década de los ochenta: los bosones “gauge”

La teoría electrodébil formulada por Glashow, Weinberg y Salam a principios de la década de los sesenta había recibido un importante respaldo experimental con el descubrimiento de las corrientes neutras en 1973. Por otra parte, el descubrimiento del quark c en 1974 había solventado una aparente dificultad de la teoría unificada. En su formulación original la teoría permitía la existencia de procesos mediados por corrientes neutras con cambio de sabor (p.ej. la desintegración del kaón neutro en dos muones) que no se detectaban experimentalmente. El mecanismo inventado por Glashow, Iliopoulos y Maiani predecía la existencia de un cuarto quark, el quark c , que, de forma natural, explicaba el valor muy pequeño de este modo de desintegración. El descubrimiento de la partícula J/Ψ suponía una importante prueba adicional de la validez de la teoría electrodébil.

Resultados experimentales de naturaleza diversa obtenidos en distintos laboratorios en la segunda mitad de la década de los setenta y especialmente la determinación del cociente de las secciones eficaces inclusivas para procesos inducidos por neutrinos y antineutrinos mediados por corrientes neutras y cargadas, la observación de la no-conservación de la paridad en la difusión inelástica de electrones y en transiciones atómicas, reforzaban la confianza en la teoría y permitían predecir las masas de los mediadores de la fuerza débil: las partículas Z^0 y W^\pm . Desgraciadamente las masas estimadas (≈ 90 GeV para el Z^0 , ≈ 80 GeV para el W^\pm) estaban fuera del alcance de las posibilidades de los aceleradores operativos a finales de la década de los setenta.

Los desarrollos que permitieron obtener las energías suficientes para la creación de las partículas Z^0 y W^\pm representan, sin ningún género de dudas, uno de los capítulos más brillantes en la historia de la física de aceleradores. La reconversión del Super Sincrotrón de Protones del CERN (SPS), que aceleraba haces intensos de protones hasta una energía de 450 GeV, equivalente

a 29 GeV en el sistema de centro de masas, en un Colisionador de Potones y Antiprotones (SP \bar{P} S), que permitiese obtener una energía en el centro de masas de 540 GeV, y la realización de un ambicioso programa experimental para el estudio de las interacciones protón-antiprotón de alta energía son episodios memorables de la historia contemporánea de la Física de Altas Energías.

S. Van der Meer y C. Rubbia son las personalidades científicas determinantes que hicieron posible la realización de este proyecto que culminó con la presentación de la primera evidencia experimental acerca de la existencia del W^\pm , realizada por C. Rubbia en el Auditorium del CERN el 20 de Enero de 1983. Meses más tarde el CERN anunciaría el descubrimiento del bosón Z^0 .

El éxito del proyecto de búsqueda de los bosones Z^0 y W^\pm que, habida cuenta del conocimiento aproximado de la localización de estas partículas, debe, en mi opinión, considerarse como el primer ejemplo de proyecto de ingeniería científica diseñado específicamente para un descubrimiento preciso, dependía de la reconversión adecuada de un acelerador de blanco fijo, el SPS, en un colisionador de alta energía y gran luminosidad, el SP \bar{P} S. La dificultad esencial estaba relacionada con el factor luminosidad. Para un proceso de colisión concreto, el número de sucesos producidos es el producto de la luminosidad por la sección eficaz. La luminosidad o brillo depende del producto de las intensidades de los haces que colisionan y se expresa en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (luminosidad instantánea) o de cm^{-2} (luminosidad integrada). La sección eficaz se da en unidades múltiplos del barn ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^{-2}$). En el proyecto SP \bar{P} S los haces de protones y antiprotones circulaban en sentido opuesto en el mismo tubo de vacío. En el complejo de aceleradores sincrotrones del CERN, conseguir haces intensos de protones (10^{13} protones en un ciclo de 2.4 segundos) era tarea hasta cierto punto rutinaria. El auténtico desafío del proyecto era fabricar un haz intenso de antiprotones, del orden de 6×10^{11} , que fuese monocromático, susceptible de acelerarse hasta 270 GeV y cuya intensidad no disminuyese rápidamente con el tiempo. Esto representaba un factor de incremento en prestaciones del orden de 10^5 .

Como ya hemos mencionado anteriormente, la invención, y el posterior perfeccionamiento, del “enfriamiento” de haces de partículas por técnicas estocásticas, fue el ingrediente esencial de la reconversión. S. Van der Meer había iniciado a finales de la década de los sesenta el estudio del amortiguamiento de las oscilaciones betatrónicas en los Intersecting Storage Rings del CERN y concluido acerca de su idoneidad para la reconversión del SPS. En Noviembre de 1981, casi tres años después del experimento inicial sobre la viabilidad del “enfriamiento” estocástico de antiprotones (“ICE. The Initial Cooling Experiment”), el SP \bar{P} S iniciaba su operación a $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$ y luminosidad $5.2 \times 10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, que fue incrementándose en fases sucesivas. En Noviembre de 1982 se alcanzaba el valor de $5.1 \times 10^{28} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, el

umbral requerido para descubrir los W^\pm , y en Abril de 1983 se llegaba a $2.6 \times 10^{29} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, el umbral requerido para descubrir el Z^0 .

El otro elemento esencial en la viabilidad del proyecto era de origen menos instrumental y estaba relacionado con la fiabilidad de las estimaciones teóricas de las secciones eficaces de producción inclusiva de las partículas Z^0 y W^\pm en las colisiones protón-antiprotón. Los cálculos teóricos, en el marco de la Cromodinámica Cuántica, dependían de los valores de las funciones de estructura de nucleones extraídos experimentalmente en el análisis de los datos obtenidos en colisiones profundamente inelásticas inducidas por leptones. Algunos investigadores argumentaban que los cálculos sobreestimaban las secciones eficaces en varios órdenes de magnitud y que nunca se registrarían sucesos correspondientes a estos procesos. Un distinguido físico teórico tuvo el atrevimiento de rebautizar el proyecto con el nombre de CRAP (*“Collider Ring Antiproton Proton”*). Aunque no es infrecuente que las predicciones teóricas estén en desacuerdo con las medidas experimentales, sí resulta menos habitual que estas sean erróneas por defecto. En cualquier caso, hay un aspecto de esta cuestión que es importante resaltar y es la permanente necesidad de disponer de medidas complementarias (en este caso las funciones de estructura) para proceder a un diseño ajustado de las prestaciones de un proyecto experimental.

Conviene añadir que el análisis detallado de los estados finales producidos en las colisiones protón-antiprotón, extraordinariamente complejas, representó un importante cambio cualitativo en la manera de experimentar en física de altas energías. Los experimentos UA1 y UA2, que descubrieron el Z^0 y los W^\pm , se construyeron con estrictos y novedosos criterios de precisión, hermeticidad y redundancia. Por primera vez fue posible utilizar el principio de conservación energía-impulsión para la medida de neutrinos, los procedentes en la desintegración de los W^\pm ($W^\pm \rightarrow l^\pm + \nu_l$).

La década de los ochenta supone el inicio de las grandes colaboraciones internacionales que diseñan, construyen y operan experimentos de tamaño y complejidad crecientes que requieren desarrollos tecnológicos muy notables y un trabajo en equipo de una dimensión que no tiene precedentes en el ámbito de la investigación fundamental.

La experimentación en el colisionador de protones y antiprotones SP \bar{P} S se prolongó hasta principios de los noventa. Desde el año 1986 un grupo de físicos del CIEMAT participó en el programa de investigación del experimento UA1. La experiencia adquirida en el estudio de las complejas interacciones hadrónicas producidas en el SP \bar{P} S ha tenido indudable trascendencia en la preparación del programa experimental en el colisionador LHC que se iniciará en el año 2006.

Aunque es opinión generalizada que la década de los ochenta está marcada por el descubrimiento de los bosones vectoriales Z^0 y W^\pm , que escriben un capítulo crucial en el largo proceso de comprensión de la interacción débil, iniciado por Fermi a principios de los años treinta, y que dan al CERN el liderazgo en este campo de la investigación, es apropiado señalar que, en paralelo, se producen importantes avances en otros sectores de la física de partículas. Se profundiza en el estudio de las propiedades de las partículas que en su composición incluyen un quark pesado (c, b) y en la estructura interna de los nucleones (protón y neutrón). Al estudio de las propiedades de las partículas con quark c, utilizando técnicas experimentales híbridas (cámaras de burbujas de alta resolución y espectrometros magnéticos de gran versatilidad), dedicaría gran parte de mi actividad investigadora durante la década de los ochenta.

El estudio detallado de las funciones de estructura a partir de las medidas de colisiones profundamente inelásticas de electrones, muones y neutrinos, conduciría a una mejor comprensión y evaluación de la teoría que describe las interacciones fuertes: la Cromodinámica Cuántica.

Como veremos más adelante, la segunda mitad de la década de los ochenta es testigo de una formidable actividad relacionada con la construcción del colisionador LEP y de los cuatro experimentos que durante los años noventa estudiarán las colisiones electrón-positrón de alta energía.

Para el grupo de investigadores del CIEMAT la década de los ochenta es particularmente relevante. En 1981 se inicia una fructifera colaboración con el Prof. Ting que, en el transcurso de los programas con el detector Mark-J en el acelerador PETRA del Laboratorio DESY en Hamburgo y L3 en el acelerador LEP del CERN, ha producido resultados de gran relevancia científica. Desde 1997 esta colaboración ha experimentado un cambio cualitativo y, en la actualidad, se centra en la construcción de un espectrómetro magnético (ALPHA MAGNETIC SPECTROMETER/AMS) para el estudio de antimateria, materia oscura y radiación cósmica en la Estación Espacial Internacional (ISS). La primera fase de esta aventura, Experimento AMS-1, se realizó en Junio de 1998, a bordo del transbordador Discovery, y demostró la viabilidad de esta estrategia experimental.

2.4 La década de los noventa: LEP, quark top y neutrinos

No es aventurado afirmar que, en la década de los noventa, el programa experimental realizado en el acelerador LEP del CERN ha dominado la escena de la Física de Altas Energías. La relevancia científica de los resultados obtenidos y la visible participación de la comunidad de físicos experimentales

españoles me ha animado, a riesgo de desinteresar al lector no especializado, a dedicar una sección completa de este trabajo a lo que ha representado LEP. La correcta valoración del alcance y la repercusión científica de un programa de investigación en Física de Partículas, esto es, en un ámbito de la Ciencia Básica que tiene unos objetivos cuya percepción desafía a veces una intuición conformada por nuestra familiaridad con el mundo macroscópico, requiere la utilización de un lenguaje riguroso que, en ocasiones, resulta difícilmente accesible y seleccionar y cuantificar los resultados más importantes. Como ya hemos señalado en alguna parte de este trabajo no siempre es posible, al menos para quien esto escribe, expresar en lenguaje asequible los resultados de una investigación intrincada.

Aunque, como investigador implicado desde sus inicios en el programa de LEP, debo insistir en su relevancia científica, es obligado resaltar el papel del Colisionador de Protones y Antiprotones Tevatrón del Laboratorio Nacional Fermilab en el estudio de quarks pesados (c y b) y en el descubrimiento del quark top. Los experimentos CDF y D0 son los únicos hasta la fecha que han obtenido evidencia experimental directa de la existencia del quark top y han reconstruido, a partir de los productos de desintegración, la distribución de masas efectivas. La detección de este quark culmina el proceso de identificación de todos los constituyentes últimos de la materia en el sector de los quarks, casi treinta años después de que M. Gell-Mann propusiera su existencia.

La búsqueda del quark top es un excelente ejemplo que ilustra las dificultades de la investigación en física experimental de altas energías. Todas las medidas realizadas a principios de los años ochenta y en particular las relacionadas con el quark b justificaban la necesidad de un sexto quark: el quark top. Desgraciadamente las estimaciones teóricas acerca del valor de su masa resultaron poco fiables y, en cierta medida, establecieron prejuicios que generaron erróneas interpretaciones de datos experimentales poco significativos. El quark top se buscó con ahínco en el SPPS del CERN, cuando las estimaciones de la masa estaban en torno a los 45 GeV, y en los anillos de colisiones electrón-positrón PETRA de DESY y TRISTAN de KEK. La posibilidad de que la masa del quark top fuese tal que el bosón Z se desintegrara en estados del "toponium" (estados $t\bar{t}$) por emisión de fotones monocromáticos (a imagen y semejanza de lo ocurrido en el caso del "charmonium") condicionó, hasta cierto punto, el diseño conceptual de uno de los experimentos de LEP que consideró altamente prioritario la medida precisa de fotones. La difícil y laboriosa búsqueda del quark top en los colisionadores hadrónicos anticipa la complejidad de la experimentación en el futuro acelerador LHC. Es opinión generalizada que la estimación precisa de la masa del quark top, obtenida a partir de las medidas electrodébiles realizadas en LEP, facilitó la detec-

ción de esta partícula en los experimentos llevados a cabo en el Tevatrón de Fermilab.

Fermilab también ha sido el laboratorio en donde se ha obtenido la primera evidencia experimental directa sobre la existencia del neutrino-tau (ν_τ). Esta observación, realizada el año 2000 por el experimento DONUT, completa el proceso de identificación de todos los componentes del sector leptónico (leptones y neutrinos).

La década de los noventa se termina con unos resultados experimentales que aseguran un inicio del siglo XXI apasionante en el campo de la Física de Altas Energías y, más precisamente, en el sector de los neutrinos. En 1998 el experimento SuperKamiokande presentó clara evidencia de que los neutrinos atmosféricos (neutrinos-muón ν_μ) se transforman, en su recorrido desde el origen de producción hasta el medio de detección, en otra variedad de neutrinos. Esta observación, interpretada en el contexto del fenómeno de las oscilaciones, implica que los neutrinos atmosféricos tienen masa distinta de cero. Observaciones más recientes realizadas en el Sudbury Neutrino Observatory sobre el estudio de neutrinos de origen solar (neutrinos-electrón ν_e) complementan esta información y propocionan una explicación verosímil del déficit de neutrinos solares en terminos de una transmutación de esta variedad de neutrinos en otras variedades activas (ν_μ , ν_τ). Volveremos sobre este tema al hablar de las perspectivas de la Física de Altas Energías.

3. EL PROYECTO LEP

3.1 SUMARIO

El 2 de Noviembre de 2000 concluyó la operación del mayor sincrotrón de partículas del mundo, el anillo de colisiones electrón-positrón LEP (LARGE ELECTRON POSITRON MACHINE) del CERN que había entrado en funcionamiento el 13 de Agosto de 1989 y que ha sido durante la última década la instalación experimental más poderosa para la investigación en Física de Altas Energías. Con el cierre de LEP, un colisionador instalado en un túnel subterráneo de 27 km de circunferencia, ubicado en la región fronteriza franco-suiza próxima a Ginebra, se acaba una etapa prodigiosa en el estudio de los constituyentes últimos de la materia y de las fuerzas fundamentales a través de las cuales interaccionan.

Los estudios realizados en los cuatro experimentos instalados en LEP (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL) se han concretado en más de mil publicaciones en las más prestigiosas revistas especializadas y han proporcionado el espaldarazo definitivo al Modelo Estándar de Partículas Elementales e Interacciones. En particular, las medidas ultraprecisas realizadas en el sector electrodébil, han confirmado la validez de la Teoría Unificada de las Interacciones Electromagnéticas y Débiles propuesta por S. Glashow, S. Weinberg y A. Salam y refinada por M. Veltman y G. 't Hooft.

La comunidad científica española ha tenido una presencia destacada en la brillante aventura del colisionador LEP. Investigadores del Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT), Instituto de Física de Altas Energías-Universidad de Barcelona (IFAE), Instituto de Física Corpuscular-Universidad de Valencia (IFIC), Instituto de Física de Cantabria-Universidad de Cantabria (IFCA), han participado de forma visible en tres de los cuatro experimentos que han operado en LEP: ALEPH (IFAE), DELPHI (IFIC, IFCA), L3 (CIEMAT). Esta participación ha abarcado todas las etapas del programa experimental de estos tres detectores: diseño conceptual, construcción de instrumentación, ensamblaje e instalación en las áreas experimentales, operación y mantenimiento, análisis de datos, publicación de resultados, comunicaciones y seminarios en los foros internacionales de mayor relieve.

La reincorporación de España al CERN en 1983, la creación de un Plan Movilizador de la Física de Altas Energías (1983-1985) y los sucesivos Programas Nacionales de Física de Altas Energías y Física de Partículas y Grandes Aceleradores, a partir de 1986, han sido algunos de los factores claves que han hecho posible, por primera vez en la historia de esta disciplina en España, una participación destacada en un gran programa de física básica experimental.

Los primeros estudios destinados a cualificar el interés científico y analizar la viabilidad de construir un gran colisionador de electrones y positrones se remontan a 1976 cuando, en el CERN, se formaron dos grupos de trabajo para explorar esta posible opción de futuro. Las condiciones de contorno impuestas eran acceder a un amplio intervalo de energía total en el sistema de centro de masas, 80-200 GeV, y obtener una gran luminosidad, del orden de $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Esta energía, suponiendo un sistema de aceleración convencional de radio-frecuencia (RF), fijaba la circunferencia de la máquina en unos 50 km. En Octubre de 1978 Ch. Llewellyn-Smith, más tarde Director General del CERN durante el período 1995-1999, resumía, en un artículo titulado “*Physics beyond PETRA energies*”, el potencial científico de una instalación de estas características. Posteriormente, R.H. Dalitz y V. Telegdi, aportaban argumentos adicionales que reforzaban las conclusiones de Llewellyn-Smith. Durante los años 1977-1980 se elaboraron diferentes diseños que tenían en consideración la posibilidad de conseguir elevados gradientes de aceleración con cavidades RF superconductoras.

En Junio de 1980, J. Adams, L. Van Hove (Directores Generales del CERN durante el período 1976-1980) y H. Schopper (Director General del CERN desde 1981 hasta 1988) presentaron al Consejo del CERN la propuesta de construir LEP como una instalación que evolucionaría con el tiempo; inicialmente el anillo de colisiones operaría a una energía cercana a los 100 GeV con la previsión de alcanzar, en etapas sucesivas y gracias a los previsibles desarrollos tecnológicos (especialmente en el campo de la superconductividad), los 200 GeV. Este diseño mantenía abierta una opción de llegar a los 240 GeV (límite magnético) que, desgraciadamente, no se ha materializado. En Diciembre de 1981 el Consejo del CERN autorizó la construcción de LEP.

La justificación científica de LEP era, fundamentalmente, el estudio preciso de las leyes que describen los procesos electrodébiles, en particular la medida de las propiedades de los bosones vectoriales “*gauge*” Z^0 y W^\pm que, en la década de los 70, se suponía mediaban, junto al fotón (γ), este tipo de interacciones. Era, por otra parte, evidente que la exploración de una nueva región de energías, a nivel de constituyentes, ampliaba las posibilidades de descubrir el bosón de Higgs y de encontrar nuevos fenómenos (partículas e interacciones) no previstos en el Modelo Estándar.

Es oportuno recordar que, en el momento en que se aprobó LEP (1981), aún no se habían descubierto estas partículas, aunque desde el descubrimiento de las corrientes neutras en interacciones neutrino-materia, realizado en el CERN en 1973, existía la creencia generalizada de su existencia. Por otra parte, el estudio de estos procesos y la observación de ciertas asimetrías en las aniquilaciones electrón-positrón en pares de muones producidas en el colisionador PETRA de DESY, permitía predecir, con razonable precisión, los valores de las masas de los bosones “*gauge*” ($\approx 90 \text{ GeV}$ para el Z^0 y \approx

80 GeV para los W^\pm). En cualquier caso, habría que esperar hasta 1983, cuando el programa experimental de LEP ya estaba aprobado para que, en el CERN, se detectaran por primera vez los bosones Z^0 y W^\pm .

Es también apropiado señalar que, en 1981, España no formaba parte del CERN, aunque se habían iniciado contactos para explorar las condiciones de un posible re-ingreso. Las perspectivas favorables animaron a la comunidad experimental de físicos de altas energías a participar, desde sus inicios, en el programa de LEP. El retorno de España al CERN en 1983 consolidó estas iniciativas y permitió una muy visible presencia de científicos españoles en el desarrollo del programa LEP. Es, hasta cierto punto, inquietante aventurar las posibles consecuencias negativas que para la ciencia básica en España hubiera tenido el no poder participar en esta gran aventura científica como estado miembro del CERN.

El programa experimental de LEP empezó a perfilarse en Abril de 1981 con ocasión de una reunión del Comité ECFA (EUROPEAN COMMITTEE FOR FUTURE ACCELERATORS) celebrada en Villars-sur-Ollon, y culminó en Junio de 1983, tras un laborioso proceso de evaluación, con la aprobación de cuatro experimentos: ALEPH, DELPHI, L3 y OPAL. En un principio, ALEPH y OPAL se calificaron como experimentos de propósito más general y basados en tecnologías más convencionales. DELPHI y L3 presentaban ciertas características específicas y planeaban utilizar tecnologías menos contrastadas. En la práctica, y tras las oportunas remodelaciones, los cuatro experimentos han resultado muy competitivos produciendo, en general, resultados de calidad bastante similar.

La construcción de LEP tuvo lugar durante los años 1983-1989. En esa época representó la obra de ingeniería civil más grande de Europa y no quedó exenta de controvertidos problemas relacionados con el impacto medioambiental. El volumen de tierra excavado para la construcción del túnel fue de 1.4 millones de metros cúbicos. En previsión de futuras opciones, en los inicios de su construcción se tuvieron en cuenta las recomendaciones de un Comité de ECFA y se decidió adecuar el diámetro de la sección transversal del túnel de LEP para que, llegado el momento, pudiese albergar un colisionador hadrónico. El nuevo gran acelerador del CERN, el LHC (LARGE HADRON COLLIDER), que entrará en funcionamiento en el año 2006, se instalará en este túnel. La circunferencia del túnel de LEP, perforado bajo tierra a una profundidad que oscila entre los 50 y los 175 m, es 26,658 km. LEP está situado en un plano inclinado con una pendiente del 1,4 %.

Las primeras colisiones de electrones y positrones en LEP se observaron el 13 de Agosto de 1989. Desde 1989 hasta mediados de 1995 LEP operó a una energía próxima al valor de la masa del bosón Z^0 (≈ 91 GeV). Se acumularon luminosidades integradas de 200 pb^{-1} por experimento que han permitido

realizar medidas exhaustivas y muy precisas de las propiedades estáticas del bosón Z^0 y que han confirmado la validez de la Teoría de las Interacciones Electrodébiles de Glashow-Weinberg-Salam. Durante estos años se midieron, con precisión muy superior a la esperada, propiedades del leptón tau y de hadrones que, entre sus constituyentes, tienen, al menos, un quark b. Se estudiaron en detalle aspectos cruciales de la Teoría de las Interacciones Fuertes, Cromodinámica Cuántica, y Electrodébiles. Se buscaron nuevas partículas e interacciones y se excluyeron considerables intervalos de masa para la materialización del bosón de Higgs.

A partir de Octubre de 1995 se incrementó de forma progresiva, mediante la sustitución de las cavidades de radio-frecuencia convencionales por cavidades superconductoras, la energía de LEP. En Noviembre de 1999 se sobrepasó la frontera de los 200 GeV. A finales de ese año se habían acumulado 550 pb^{-1} por experimento lo que permitió estudiar con precisión las propiedades de los bosones W^\pm , explorar los acoplamientos triples de la teoría electrodébil, extender en energía ciertos estudios de QCD e intensificar la búsqueda de nuevas partículas e interacciones.

El último año de LEP transcurrió de forma frenética y en medio de una excitación creciente (*"Season of Higgs and melodrama"* en palabras de Gordon Fraser). El sistema de aceleración operó a un gradiente de 7,35 MeV/m, habiéndose obtenido energías record (205-209 GeV) y acumulado luminosidades considerables, más de 200 pb^{-1} por experimento. La actividad experimental se concentró en la búsqueda del bosón de Higgs.

LEP ha sido un instrumento excepcional para hacer física de muy alta precisión. Sus prestaciones en materia de luminosidad, fiabilidad, ruido de fondo, calibración de energía, han superado muy significativamente las especificaciones técnicas. Los experimentos han funcionado de forma impecable, consiguiendo rutinariamente eficiencias superiores al 90 %. Esto ha permitido hacer una física de extraordinaria calidad que se concreta en más de mil publicaciones en revistas especializadas. No será fácil alcanzar en el futuro las cotas de excelencia obtenidas en LEP. Como resumía uno de los oradores que intervinieron en el Simposio Científico celebrado en el CERN los días 10 y 11 de Octubre de 2000, para evaluar lo que ha aportado LEP, tanto en el campo científico y de cooperación internacional como en el del desarrollo e innovación tecnológica, *"LEP ha sido una aventura intelectual fascinante, lo que falta por hacer es Higgstoria"*.

En la próxima sección se presenta una breve recapitulación de los resultados más notables obtenidos en LEP.

3.2 FÍSICA EN LEP

3.2.1 El Sector Electrodébil

Durante la década de los 80, con anterioridad a la entrada en funcionamiento de LEP en 1989, se había avanzado de forma notable en la comprensión de algunos aspectos del sector electrodébil del Modelo Estándar. Análisis globales de numerosos datos experimentales y ajustes independientes de modelo, confirmaban la bondad de esta teoría en primera aproximación al tiempo que descartaban escenarios alternativos. Estos estudios señalaban, aunque sin cuantificación precisa, la necesidad de introducir correcciones radiativas. Las medidas del ángulo débil $\sin^2 \theta_W$ ($\theta_W \equiv \tan^{-1}(g'/g)$), siendo g y g' las constantes de acoplo "gauge" asociadas a los grupos $SU(2)$ y $U(1)$ ponían un límite a la masa del quark top ($m_{top} \leq 200$ GeV) cuya existencia, en cualquier caso, estaba fuera de duda. Las corrientes neutras y cargadas débiles del sector fermiónico tenían una única representación. Se excluía el esquema de gran unificación $SU(5)$ al tiempo que las medidas parecían no ser inconsistentes con Supersimetría. Los datos empezaban a ser selectivos en relación con posibles formas de "Nueva Física" (Z' , fermiones exóticos, Higgs exóticos, leptokuarks, etc.).

La teoría que describe los procesos electrodébiles es una teoría cuántica de campos renormalizable, esto es, los infinitos que aparecen al introducir correcciones de orden superior, se absorben en las relaciones entre los parámetros "desnudos" y los parámetros "físicos" (ecuaciones de renormalización). Esto permite derivar predicciones a cualquier orden en teoría de perturbaciones y, a partir de las medidas de precisión, comprobar la estructura mecano-cuántica de la teoría y derivar información sobre parámetros desconocidos.

En esta teoría, a nivel árbol, hay cuatro parámetros básicos: $\alpha^{-1}(0)$, $\alpha_s(m_Z)$, G_μ , m_Z , a partir de los cuales es posible predecir valores para todos los observables. La inclusión de correcciones de orden superior exige introducir los valores de las masas de los fermiones (en particular la masa del quark top m_{top}), así como la masa del bosón de Higgs (m_{Higgs}). Una peculiaridad de la teoría electrodébil es que en el cálculo de observables, incluyendo correcciones de orden superior, el efecto debido a la existencia de partículas pesadas no se *desacopla* y de ahí que la determinación precisa de observables proporcione información sobre m_{top} , m_{Higgs} o cualquier tipo de "Nueva Física".

El hecho de que la masa del bosón Z^0 sea uno de los parámetros fundamentales de la teoría justifica el empeño en medirla con la mejor precisión posible. En cierto sentido puede establecerse un paralelismo entre la relevancia de medir con precisión la masa del Z^0 y la velocidad de la luz en el vacío.

Durante los años 1989-1995 LEP acumuló cerca de 16 millones de desin-

tegraciones de Z^0 y desde 1996 hasta el cierre de LEP se han acumulado un total de cerca de 50 mil pares de $W^+ W^-$. Los datos obtenidos en la región de energías dominada por el Z^0 han permitido hacer un estudio muy preciso de la función de excitación y de los modos y relaciones de desintegración. Como ilustración presentamos una selección de los resultados obtenidos en la medida de la masa (m_Z), anchura total de desintegración (Γ_Z), sección eficaz de aniquilación (σ_h^0), cociente de anchuras de desintegración ($R_l = \Gamma_{had}/\Gamma_l$) y asimetría angular en el sector leptónico ($A_{FB}^{0,l}$):

$$m_Z = 91,1875 \pm 0,0021 \text{ GeV}$$

$$\Gamma_Z = 2,4952 \pm 0,0023 \text{ GeV}$$

$$\sigma_h^0 = 41,540 \pm 0,037 \text{ nb}$$

$$R_l = \Gamma_{had}/\Gamma_l = 20,767 \pm 0,025$$

$$A_{FB}^{0,l} = 0,0171 \pm 0,0010$$

La determinación de estos y otros observables con niveles de precisión que superan, en muchos casos, el 1 por mil, es el resultado de diversos factores. Citemos entre ellos la elevada estadística, la reducción de los errores sistemáticos de naturaleza experimental, consecuencia de las excelentes prestaciones de detectores sofisticados y redundantes, y la mejora significativa de los cálculos teóricos. Este último punto ha sido crucial para determinar σ_h^0 con un error del 0,09 % que condiciona, a su vez, la precisión en la determinación del número de variedades de neutrinos. El buen funcionamiento de los equipos de detección es el resultado de un ingente trabajo coordinado de numerosas personas en la construcción, mantenimiento y calibración de los experimentos durante los más de diez años de operación de LEP.

Es interesante recordar que, antes de entrar en funcionamiento LEP, la mejor medida de la masa del Z^0 , obtenida en el Laboratorio Nacional Fermilab, venía afectada por un error 200 veces mayor:

$$m_Z = 90,9 \pm 0,4 \text{ GeV}$$

La precisión obtenida en la medida de la masa (2.1×10^{-5}) viene limitada por la incertidumbre en la calibración absoluta de la energía de los haces de LEP. Esta energía se mide a partir de la frecuencia de precesión del vector polarización. La depolarización resonante es sensible a cambios en la circunferencia de LEP del orden de 10^{-9} . Esto ha requerido modelizar las deformaciones de la circunferencia de LEP inducidas por las mareas lunares y solares y por los cambios en las capas freáticas en las inmediaciones de los terrenos en los que se asienta LEP. Finalmente el modelo tuvo que mimetizar fluctuaciones de corto período y fenómenos de histéresis producidos por corrientes vagabundas originadas por el paso de trenes de alta velocidad.

Es interesante hacer notar que el error obtenido en la medida de m_Z es comparable al obtenido en la medida de la constante de Fermi, G_μ ($\approx 9 \times 10^{-6}$), y mucho mejor que el obtenido en la determinación de la constante de acoplo fuerte, $\alpha_s(m_Z)$ ($\approx 2 \times 10^{-2}$), también medido en LEP. El otro parámetro básico de la teoría, $\alpha^{-1}(0)$, se conoce con mejor precisión ($\approx 6 \times 10^{-9}$). La precisión alcanzada en la medida de m_Z es superior a la obtenida en la determinación de la constante gravitacional G_N (1.3×10^{-4}). Por otra parte conviene precisar que las medidas absolutas de G_N sólo se han realizado a escalas de $10^{-1\pm 1}$ m, algo de indudable interés en relación con un tema de gran actualidad: la posible existencia de dimensiones extra.

El estudio de la función de excitación ha permitido derivar un valor de la constante de acoplamiento α_s :

$$\alpha_s(m_Z) = 0,118 \pm 0,003$$

También se ha extraído un valor de la denominada anchura invisible de desintegración, Γ_{inv} :

$$\Gamma_{inv} = 499,0 \pm 1,5 \text{ MeV}$$

A partir de esta cantidad se ha determinado con una precisión del 0.3 % el número de variedades de neutrinos ligeros:

$$N_\nu = 2,9841 \pm 0,0083$$

El valor obtenido, compatible con 3, tiene una notable relevancia ya que, en el marco del Modelo Estándar, el número de neutrinos determina el número total de familias y, por lo tanto, de constituyentes elementales. La determinación del número de neutrinos es, sin duda, uno de los resultados más importantes obtenidos en el estudio del Z^0 realizado en LEP.

En los experimentos realizados en LEP se han medido, además de la masa (m_Z), anchuras totales y parciales de desintegración ($\Gamma_Z, \Gamma_l, \Gamma_h, R_b, R_c$), diversas asimetrías angulares en el sector leptónico (A_{FB}^l) y de quarks (A_{FB}^b, A_{FB}^c) y de polarización del leptón tau (A_τ). Cada una de estas medidas permite derivar un valor del ángulo débil efectivo ($\text{sen}^2 \theta_{eff}$). La compatibilidad de las distintas determinaciones de $\text{sen}^2 \theta_{eff}$ constituye una prueba relevante de consistencia del Modelo Estándar. El valor promediado de estas medidas es:

$$\text{sen}^2 \theta_{eff} = 0,23142 \pm 0,00014$$

El test de compatibilidad ($\chi^2/\text{número de grados de libertad}$) resulta en un nivel de confianza (CL) del 6 %.

La operación de LEP por encima del umbral de producción de pares de bosones $W^+ W^-$ (fase LEP-II o LEP200) ha permitido estudiar con precisión

sus propiedades. En particular se ha determinado la masa del W analizando el comportamiento de la sección eficaz de producción (σ_{WW}) para valores de la energía en el centro de masas superiores a 160 GeV y a partir de la reconstrucción directa de sucesos WW. La combinación de estas medidas proporciona el resultado siguiente:

$$m_W = 80,446 \pm 0,040 \text{ GeV}$$

Esta medida mejora el promedio de las determinaciones previas obtenidas en experimentos en colisionadores hadrónicos (UA2/CDF/D0):

$$m_W = 80,452 \pm 0,062 \text{ GeV}$$

El estudio de la producción de pares de bosones $W^+ W^-$ y en particular de las correlaciones angulares de producción y desintegración de los W^\pm , ha permitido la observación directa de bosones W longitudinalmente polarizados. El Modelo Estándar predice la producción de estos bosones en los tres estados de helicidad (dos transversos y uno longitudinal). En particular, la existencia de una componente longitudinal del W^\pm , al igual que la del bosón Z^0 , es una consecuencia esencial de la dinámica que se deriva del mecanismo de Higgs.

Uno de los aspectos más importantes de los estudios de precisión realizados en LEP es la puesta de manifiesto de las correcciones radiativas de origen no fotónico. Las correcciones radiativas, de origen puramente electromagnético, modifican el valor de la constante de estructura fina α , uno de los parámetros fundamentales del Modelo Estándar que, debido a los efectos de polarización del vacío que apantallan la carga eléctrica, incrementa su valor con la energía. Las medidas realizadas en LEP son sensibles a las correcciones radiativas no fotónicas, especialmente a las denominadas “oblicuas” o de polarización del vacío, que son las más importantes, y a las de “vértice”, relevantes sólo para el caso de acoplamientos $Zb\bar{b}$. La diferencia, expresada en términos de desviaciones típicas σ , entre los valores medidos para distintos parámetros ($\text{sen}^2 \theta_{eff}$, $R_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma$, Γ_l , m_W) y los valores predichos en ausencia de correcciones radiativas, da una idea de la sensibilidad de las distintas medidas. Más concretamente, la evidencia de la existencia de correcciones radiativas puede cuantificarse estadísticamente de la forma siguiente:

$$1,8 \sigma (\text{sen}^2 \theta_{eff}), \quad 2,6 \sigma (R_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma) \\ 4,7 \sigma (\Gamma_l), \quad 11,1 \sigma (m_W)$$

La combinación de las diversas medidas demuestra, sin lugar a dudas, la existencia de las correcciones radiativas de origen electrodébil. LEP no sólo confirma que el Modelo Estándar para el sector electrodébil es correcto y único en primera aproximación (principio “gauge”, estructura de grupo $SU(2) \times U(1)$, representaciones), sino a orden superior (teoría “gauge” renormalizable).

La consistencia del conjunto de medidas electrodébiles con el Modelo Estándar es excelente. Los ajustes globales del conjunto más completo de medidas, fundamentalmente las obtenidas en LEP, a las predicciones del Modelo Estándar, con m_{top} y m_{Higgs} como parámetros libres, proporcionan (χ^2 / número de grados de libertad = 25/15) los siguientes valores:

$$m_{top} = 175,8 \pm 4,4 \text{ GeV}$$

$$\log(m_{Higgs}) = 1,94 \pm 0,22$$

$$m_{Higgs} = 88_{-35}^{+53} \text{ GeV}$$

$$m_{Higgs} < 196 \text{ GeV}, \text{ 95\% CL}$$

Uno de los resultados más llamativos obtenidos en LEP es el notable acuerdo entre las determinaciones indirectas de m_{top} y m_W , basadas exclusivamente en medidas realizadas en LEP:

$$m_{top} = 186_{-11}^{+13} \text{ GeV}$$

$$m_W = 80,389 \pm 0,026 \text{ GeV}$$

y las medidas directas de m_{top} y m_W :

$$m_{top} = 174,3 \pm 5,1 \text{ GeV} \quad (\text{Fermilab})$$

$$m_W = 80,448 \pm 0,034 \text{ GeV} \quad (\text{LEP, Fermilab})$$

Este acuerdo incrementa la confianza en el poder predictivo del Modelo Estándar y, en particular, en relación con la existencia y localización del bosón de Higgs. Como señalaremos más adelante, las medidas realizadas en LEP insinúan la posible existencia del bosón de Higgs con una masa del orden de 115 GeV. A la espera de una valoración definitiva de los datos obtenidos en el año 2000, LEP ha acotado de manera muy significativa el intervalo de masas en el que se materializa el bosón escalar responsable de la rotura espontánea de la simetría “*gauge*” en el sector electrodébil.

Uno de los principales objetivos de física en el sector electrodébil de LEP-II era la medida de los acoplamientos triples de bosones “*gauge*” y la búsqueda de posibles contribuciones anómalas debidas a efectos de “*Nueva Física*” más allá del Modelo Estándar.

El proceso de producción de pares de W^\pm ($e^+e^- \rightarrow W^+W^-$) implica acoplamientos W^+W^-Z y $W^+W^-\gamma$. La producción aislada del W ($e^+e^- \rightarrow e^\pm\nu W^\mp$) y del fotón ($e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$) son sensibles al vértice $WW\gamma$. La posible existencia de vértices triples implicando solamente bosones “*gauge*” neutros puede investigarse a partir del estudio de los procesos $e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0$ y $e^+e^- \rightarrow$

$Z^0\gamma$. Es oportuno recordar que en el Modelo Estándar los acoplamientos entre bosones “*gauge*” neutros no están permitidos. Sin embargo, el Modelo Estándar sí permite la existencia de vértices cuárticos en los que aparezcan, al menos, dos bosones “*gauge*” neutros. A las energías de LEP-II los vértices $WWZ\gamma$ y $WW\gamma\gamma$ contribuyen a los estados finales $WW\gamma$ (canal s) y $\nu\bar{\nu}\gamma\gamma$ (canal t).

Las medidas realizadas en LEP han verificado experimentalmente la existencia de acoplamientos triples de bosones “*gauge*” y no se ha detectado ninguna desviación significativa con respecto a las predicciones del Modelo Estándar. Estas investigaciones han permitido excluir determinadas teorías de Kaluza-Klein.

Para terminar esta sección conviene añadir que el análisis de los datos obtenidos en el estudio del sector electrodébil (en términos, por ejemplo, de las cantidades ϵ_1 , ϵ_2 y ϵ_3) también ha servido para limitar de forma muy significativa cómo será la “*Física*” a la escala del TeV que explorará el LHC. La impresión más generalizada apunta en la dirección de las Teorías de Supersimetría a bajas energías en detrimento de los denominados Modelos Compuestos. Insistiremos sobre este punto al resumir el estado de la búsqueda directa del bosón de Higgs.

3.2.2 Cromodinámica Cuántica

El estudio de las aniquilaciones electrón-positrón en estados finales hadrónicos ha tenido, desde mediados de la década de los 70, una gran relevancia en relación con la Teoría de las Interacciones Fuertes: la Cromodinámica Cuántica (QCD). Baste recordar que la primera evidencia acerca de la existencia de gluones se obtuvo en 1978 en los experimentos instalados en el colisionador PETRA del Laboratorio Alemán DESY.

Con anterioridad a la entrada en funcionamiento de LEP en 1989, los programas experimentales en los colisionadores de electrones y positrones de alta energía (PETRA (DESY, Alemania), PEP (SLAC, Estados Unidos), TRISTAN (KEK, Japón)) habían proporcionado numerosos resultados de interés que contribuían a consolidar QCD como Teoría de las Interacciones Fuertes. La ventaja más notable de utilizar el proceso e^+e^- para estudios de QCD es que la fase inicial de aniquilación $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ es un proceso electrodébil calculable. QCD permite calcular en teoría de perturbaciones el desarrollo en cascada del par inicial $q\bar{q}$. En esta evolución se producen gluones (correcciones radiativas QCD) que a su vez generan pares adicionales $q\bar{q}$ y de gluones que terminan materializándose en hadrones. El proceso de hadronización se describe con una variada gama de modelos fenomenológicos que utilizan distintos esquemas de fragmentación (“*string*”, “*cluster*”, “*dipole*”).

Finalmente la desintegración de los hadrones producidos se hace a partir de las medidas experimentales tabuladas.

La sensible mejora conseguida en los análisis realizados en LEP es el resultado de una conjunción de factores:

- Los dispositivos de detección utilizados en LEP, más herméticos y homogéneos, son muy superiores a los empleados previamente en otros colisionadores e^+e^- . En particular, los detectores calorimétricos y de vértice (basados en tecnologías de Silicio) proporcionan mejores resoluciones espaciales y energéticas. También se han implementado novedosas técnicas para la identificación de partículas como, por ejemplo, la pérdida de energía en cámaras TPC (Time Projection Chamber) o la emisión de radiación Cherenkov en contadores RICH (Ring Imaging Cherenkov Counters).
- Debido a que la sección eficaz total en la región dominada por el Z^0 es varios órdenes de magnitud superior a la sección eficaz de aniquilación a energías más bajas, la estadística es mucho más grande. La mayor energía implica producción de “jets”, conjuntos de hadrones resultantes de la fragmentación de quarks y gluones, más colimados. A esto debe añadirse la medida precisa de la energía en el centro de masas (depolarización resonante) y de la luminosidad (difusión Bhabha a pequeño ángulo).
- Se han desarrollado nuevas herramientas para este tipo de estudios: nuevos observables caracterizando la forma de los sucesos, nuevos algoritmos para búsqueda y reconstrucción de “jets”, nuevos métodos de etiquetado de hadrones conteniendo quarks pesados (b, c), modelos de Monte Carlo optimizados, redes neuronales, etc.
- Se ha progresado en la evaluación de incertidumbres teóricas, se han implementado análisis simultáneos de numerosos observables, se han podido estudiar muestras de “jets” de gluones o de quarks pesados, etc.
- Se ha mejorado de forma muy significativa el cálculo teórico de estos procesos y, en particular, el tratamiento de las correcciones QCD de orden superior.

La medida de la constante de acoplamiento fuerte, α_s , en procesos de aniquilación e^+e^- , ilustra la relevancia de los datos obtenidos en LEP. Con anterioridad a LEP la medida de α_s era:

$$\alpha_s(m_Z) = 0.119 \pm 0.016 \text{ (NLO)}$$

que debe compararse con la medida obtenida a principios del año 2001:

$$\alpha_s(m_Z) = 0.118 \pm 0.003 \quad (\text{NNLO})$$

La medida precisa de α_s en la región de energías dominada por el Z^0 y hasta $\sqrt{s} \approx 200$ GeV ha puesto de manifiesto que la evolución de esta constante con la energía está de acuerdo con una de las predicciones más importantes de QCD: la libertad asintótica. El estudio de la dependencia en energía de la fracción de producción de tres “jets” permite desechar teorías alternativas (abelianas o con α_s constante).

Las correlaciones angulares estudiadas en los procesos de aniquilación, resultando en estados finales de cuatro “jets”, exhiben las propiedades esperadas en una teoría “gauge” no-abeliana (auto-acoplamiento del gluón). La medida de los factores de color está en excelente acuerdo con las predicciones de QCD SU(3).

La medida de propiedades de “jets” ha revelado diferencias significativas entre los “jets” de gluones y los “jets” de quarks. Los primeros están menos colimados que los segundos y las partículas que los conforman son menos energéticas. Estas y otras propiedades están en buen acuerdo con las predicciones de QCD.

Efectos sutiles, como la coherencia gluónica y el desdoblamiento de gluones en pares de quarks pesados ($b\bar{b}$, $c\bar{c}$), se han visto confirmados. También se ha profundizado en la comprensión del proceso de hadronización, como consecuencia del estudio detallado de la forma de los sucesos, y se ha progresado en el uso de métodos analíticos de aproximación de efectos no-perturbativos.

En LEP se han hecho una gran cantidad de medidas relacionadas con el proceso de aniquilación e^+e^- mediado por dos fotones, habiéndose medido secciones eficaces de producción de quarks pesados, la función de estructura F_2^γ , violaciones de escala, etc.

Los datos acumulados han clarificado muchos otros aspectos relacionados con la producción de hadrones en aniquilaciones electrón-positrón: dependencia de multiplicidades de partículas cargadas y neutras con la energía, espectros de momentos para una diversidad de partículas cargadas y neutras (piones, kaones, protones, hiperones, resonancias bariónicas y mesónicas), correlaciones Bose-Einstein, efectos de intermitencia, etc.

3.2.3 Sabores Pesados: quark b

El estudio experimental de las propiedades de los hadrones conteniendo quarks pesados (c, b) es de enorme relevancia para la parte del Modelo

Estándar relacionada con las masas de los quarks y con los elementos de la matriz CKM (Cabibbo, Kobayashi, Maskawa), que parametriza la relación entre los autoestados de masa y los autoestados de la interacción débil, y que está íntimamente relacionada con el fenómeno de violación de la simetría CP en el sector de los quarks.

El modo de desintegración del bosón Z^0 en pares de quarks $b\bar{b}$ es significativo $BR(Z \rightarrow b\bar{b}) \approx 15\%$. Esto convierte a LEP en una mini-factoría de quarks b: cada uno de los cuatro experimentos ha acumulado del orden de medio millón de pares $b\bar{b}$. Por otra parte, la implementación en todos los experimentos de sofisticados detectores de vértice ha permitido mejorar de manera significativa, la detección y reconstrucción precisa de vértices secundarios y la medida de las longitudes de desintegración de hadrones conteniendo un quark b ($c\tau \leq 500 \mu\text{m}$). Los calorímetros electromagnéticos y los espectrómetros de muones han permitido optimizar la detección y medida de leptones, lo que ha hecho posible, en el caso de las desintegraciones semileptónicas, distinguir entre un B^0 y su antipartícula \bar{B}^0 .

Los experimentos en LEP han mejorado considerablemente el conocimiento espectroscópico de los bariones conteniendo un quark b. En el caso del Λ_b^0 (udb) se ha obtenido, por ejemplo, una medida precisa de su vida media ($\tau(\Lambda_b^0) = 1.21 \pm 0.05 \text{ ps}$) y de su polarización ($P(\Lambda_b^0) = -0.45 \pm 0.18$). También se han identificado los bariones Ξ_b^0 (usb) y Ξ_b^- (dsb) a partir del estudio de las correlaciones $\Xi^\pm - 1^\pm$.

En el caso de los mesones B los datos obtenidos en LEP han permitido avances relevantes. Se han obtenido nuevas medidas de las frecuencias de desintegración de los modos semileptónicos ($BR(b \rightarrow l + X)$) que han permitido analizar predicciones teóricas basadas en QCD y extraer valores para la masa (m_c) del quark c. Estas y otras medidas han ayudado a mejorar el conocimiento de los elementos de la matriz CKM ($|V_{cb}|$, $|V_{ub}|$).

LEP ha contribuido sustancialmente a mejorar la precisión en la medida de las vidas medias de los mesones B_d^0 y B^\pm , que son necesarias para la determinación de anchuras parciales y para la comparación detallada con las predicciones teóricas, de momento no suficientemente precisas.

LEP ha sido esencial para clarificar el problema de las oscilaciones $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ ya que ha permitido, por primera vez, hacer un análisis de su dependencia temporal. Esto ha hecho posible hacer una determinación de Δm_d ($\Delta m_d = 0.487 \pm 0.014 \text{ ps}^{-1}$) que mejora en casi un factor 10 el valor conocido con anterioridad a LEP. Esta medida es particularmente relevante para acotar parámetros ($\bar{\rho}$, $\bar{\eta}$) de la matriz CKM.

El caso del meson B_s^0 ($s\bar{b}$) es muy ilustrativo de la importancia de las

medidas realizadas en LEP basadas, esencialmente, en el estudio de las correlaciones $D_s^+ - l^+$ y que han permitido determinar, entre otras cosas, la vida media ($\tau(\bar{B}_s^0) = 1.46 \pm 0.06$ ps) y acotar la magnitud de las oscilaciones $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ ($\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0} < 0.31$).

También LEP ha contribuido a mejorar el conocimiento de otras propiedades del mesón B_s^0 . Del estudio de la evolución temporal de la oscilación $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ se extrae $\Delta m_s > 15.0$ ps⁻¹ (CL = 95 %), habiéndose detectado un efecto a 17.8 ps⁻¹. Las medidas de desintegraciones de mesones B, realizadas en LEP, combinadas con la determinación de la masa del quark top y con cálculos de QCD en el retículo, permiten hacer un test no trivial de la violación de CP en el Modelo Estándar y comprobar que las propiedades de desintegración de estos mesones B están en buen acuerdo con los efectos de violación de CP observados en el sector de los mesones K.

Las medidas de LEP han confirmado otra importante predicción de QCD: la independencia de la constante de acoplamiento α_s del sabor de los quarks ($\alpha_s^b/\alpha_s^{uds} = 0.999 \pm 0.011$, $\alpha_s^c/\alpha_s^{uds} = 1.012 \pm 0.040$).

Finalmente señalemos que LEP ha puesto también de manifiesto una sutil predicción de QCD: la evolución de la masa del quark b con la energía ($m_b(m_b) = 4.23 \pm 0.07$ GeV, $m_b(m_Z) = 2.61 \pm 0.54$ GeV).

3.2.4 Sabores Pesados: leptón τ

La desintegración del Z^0 es una copiosa fuente de producción de leptones tau. La frecuencia de desintegración $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ es 3.37% lo que supone que cada experimento de LEP ha acumulado más de cien mil pares de leptones τ^\pm . Aparte de los factores instrumentales que permiten medidas muy precisas de numerosas propiedades intrínsecas, el hecho de que en la desintegración del Z^0 los leptones τ se produzcan con valores altos del momento, del orden de 45 GeV, facilita su identificación y, muy en especial, la determinación de su vida media.

Antes de la entrada en funcionamiento de LEP existían algunas medidas controvertidas de propiedades del leptón τ . Baste recordar el problema conocido como “*one-prong anomaly*” y la inconsistencia de las determinaciones de su masa, vida media (τ_τ) y relación de desintegración leptónica ($\text{BR}(\tau \rightarrow l\nu_l\nu_\tau)$). La denominada “*one-prong anomaly*” reflejaba la discrepancia entre la medida inclusiva de la desintegración del tau en estados finales con una traza cargada y la suma de las medidas exclusivas. Esta inconsistencia podría deberse a la existencia de modos de desintegración anómalos. La segunda inconsistencia cuestionaba la idea de universalidad leptónica. La correcta y precisa medida de la masa del tau en BESS (IHEP, Pekín) y las

nuevas medidas de la vida media y de las desintegraciones leptónicas realizadas en LEP resolvieron esta aparente inconsistencia. Es oportuno hacer notar que la medida actual de la vida media del τ ($\tau_\tau = 290.6 \pm 1.1$ fs) viene afectada por un error 8 veces inferior al que se conocía antes de la entrada en funcionamiento de LEP. El estudio detallado y completo de las tipologías de desintegración del tau (más de 30 canales) ha resuelto la “*one-prong anomaly*”. Las medidas exclusivas saturan la medida inclusiva.

El estudio de las desintegraciones leptónicas ($\tau \rightarrow l\nu_l\nu_\tau$, $l = e, \mu$) ha permitido extraer los llamados parámetros de Michel ($\rho, \eta, \xi, \xi^\delta$) que determinan la estructura, spin y quiralidad, de las corrientes mediadoras de estas desintegraciones. La estructura V-A de la teoría ha sido firmemente confirmada. Similares análisis se han realizado para las desintegraciones de tipo hadrónico ($\tau \rightarrow h\nu_\tau$, $h = \pi, \rho, a_1$).

Los datos obtenidos en LEP han permitido realizar primeras medidas de determinadas propiedades del leptón τ , como los momentos dipolares débil magnético, a_τ^w , y débil eléctrico, d_τ^w . Como ilustración de las posibilidades de análisis que ofrecen las estadísticas obtenidas en LEP señalemos que, con una muestra de datos del canal $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, se ha realizado una prueba de validez de la mecánica cuántica frente a teorías de variables ocultas usando la desigualdad de Bell.

Otro resultado importante obtenido en LEP a partir del estudio de las desintegraciones del tau en estados finales multipiónicos ($\tau^\pm \rightarrow 3\pi^\pm\nu_\tau, 5\pi^\pm\nu_\tau$) es la determinación del mejor límite superior, 18.2 MeV, para la masa del neutrino asociado al tau, ν_τ .

Como ya se mencionó anteriormente, el estudio del τ no sólo es importante para la medida de las propiedades estáticas y de los acoplos a la corriente cargada sino también de los acoplos a la corriente neutra. Los numerosos canales de desintegración permiten medir de forma redundante la polarización del tau que, a su vez, conduce a una medida de $\sin^2 \theta_{eff}$.

La desintegración del leptón tau en modos hadrónicos permite la medida de la constante de acoplo fuerte α_s , a la escala m_τ^2 ($\alpha_s(m_\tau^2)$) y la comparación del valor evolucionado hasta m_Z^2 , utilizando las ecuaciones del grupo de renormalización, con la medida directa a esta escala de energías.

3.2.5 Búsqueda del Bosón de Higgs

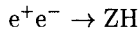
En el apartado dedicado al sector electrodébil hemos señalado que el análisis combinado de las medidas electrodébiles en el Z^0 permite derivar valores para la masa del quark top (m_{top}), del bosón vectorial W^\pm (m_W)

y del bosón de Higgs del Modelo Estándar (m_{Higgs}). Recordemos el valor obtenido para el bosón de Higgs:

$$m_{Higgs} = 88^{+53}_{-35} \text{ GeV}$$

$$m_{Higgs} < 196 \text{ GeV}, 95\% \text{ CL}$$

En LEP es posible buscar directamente evidencia experimental acerca de la existencia del bosón de Higgs utilizando la reacción de aniquilación:



con el Z^0 desintegrándose en dos quarks, dos leptones cargados o dos neutrinos y el bosón de Higgs desintegrándose predominantemente en un par de quarks $b\bar{b}$. En la región de energías dominada por la aniquilación a través del Z^0 , el Z^0 producido en el estado final está fuera de la capa de masas. A más altas energías los Z^0 producidos son reales y el conocimiento preciso de su masa puede incluirse en los análisis como ligadura cinemática.

Los datos acumulados a energías próximas a la masa del Z^0 permitieron excluir la existencia de un bosón de Higgs con masa inferior a 58 GeV con un nivel de confianza del 95 %. Este límite era muy superior a lo esperado en los estudios prospectivos realizados sobre las posibles prestaciones de los detectores de LEP. La mejora sustancial tenía su explicación en el hecho de que la hermeticidad de los detectores permitía utilizar los canales de desintegración del Z^0 en pares de neutrinos ($Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$) que representan el 20 %.

El incremento progresivo de la energía de LEP ha permitido excluir intervalos de masa paulatinamente mayores para la existencia del bosón de Higgs. El análisis combinado de los cuatro experimentos, utilizando los datos acumulados hasta energías $\sqrt{s} \leq 202 \text{ GeV}$, establecía el límite inferior en 107.9 GeV al 95 % de nivel de confianza.

Como ya se señaló en el inicio de este trabajo, el año 2000 fue testigo de una extraordinaria actividad relacionada con la búsqueda del bosón de Higgs. Cada uno de los cuatro experimentos acumuló 230 pb^{-1} , de los cuales 130 pb^{-1} se obtuvieron a energías superiores a los 206 GeV. La señal de interés es dos “jets” de quarks b acompañados por dos “jets” adicionales o dos leptones cargados o energía faltante.

El análisis no definitivo de los datos, tal y como viene reflejado en la última versión del REVIEW OF PARTICLE PHYSICS del PARTICLE DATA GROUP (Abril 2001), puede resumirse como sigue:

- Basados en los límites presentados por OPAL y DELPHI con todos los datos obtenidos para $\sqrt{s} \leq 209 \text{ GeV}$ se deriva el límite inferior:

$$m_{Higgs} > 114,3 \text{ GeV} \quad (\text{CL} = 95 \%)$$

- ALEPH ha observado un exceso de candidatos con una significación estadística de 3σ , compatible con la existencia de un bosón de Higgs con $m_{Higgs} \approx 114 \text{ GeV}$, en los canales $q\bar{q}q\bar{q}$, $q\bar{q}l\bar{l}$, $q\bar{q}\tau^+\tau^-$.
- L3 ha observado un exceso de candidatos con una significación estadística de 1.7σ , compatible con la existencia de un bosón de Higgs con $m_{Higgs} \approx 114.5 \text{ GeV}$, en los canales $q\bar{q}q\bar{q}$, $q\bar{q}\nu\bar{\nu}$.

El resultado del análisis preliminar combinado de los cuatro experimentos, presentado por el Director General del CERN al Comité del Consejo el 17 de Noviembre de 2000, es compatible con la existencia de un bosón de Higgs con masa

$$m_{Higgs} = 115,0_{-0,9}^{+1,3} \text{ GeV}$$

y sección eficaz consistente con la esperada en el Modelo Estándar. La significación estadística corresponde a 2.9σ .

A la espera de la evaluación final de los datos obtenidos en LEP, puede señalarse que LEP ha restringido la masa del bosón de Higgs del Modelo Estándar al intervalo:

$$114,1 \text{ GeV} < m_{Higgs} < 196 \text{ GeV}$$

Las medidas electrodébiles realizadas en LEP, no invalidadas por los resultados obtenidos en la búsqueda directa, parecen sugerir que el bosón de Higgs es una partícula ligera y, con las indispensables cautelas, que la escala Λ asociada a algún tipo de "Nueva Física" es superior a unos 5 TeV. En opinión de R. Barbieri y A. Strumia, no compartida por otros expertos en el tema, estas conclusiones podrían convertir el problema de la naturalidad de la escala de Fermi en una especie de paradoja: "La paradoja de LEP". El origen de esta paradoja estaría, según estos autores, en que las correcciones radiativas para la masa del bosón de Higgs inducidas por el quark top, $\delta m_{Higgs}^2(top)$, tendrían un valor 100 veces mayor que la masa del Higgs medida indirectamente. La existencia de un quark top supersimétrico neutralizaría la corrección inducida por el quark top sin perturbar las predicciones del Modelo Estándar en relación con las medidas electrodébiles. Esta observación se argumenta en favor de la Supersimetría a la escala de Fermi y ha contribuido en parte a incrementar el interés en la búsqueda de partículas supersimétricas en LEP que mencionaremos más adelante.

3.2.6 Búsqueda de Nuevas Partículas e Interacciones

Los experimentos en LEP han realizado un ingente esfuerzo buscando fenómenos nuevos: nuevas partículas y nuevas interacciones. La variedad

de los análisis realizados es tan amplia que no es posible, en el ámbito de este trabajo, cubrir la totalidad de los resultados obtenidos. Nos hemos limitado en lo que sigue a resumir algunos de los temas que han recibido mayor atención.

VALIDEZ DE QED

A las energías de LEP es posible hacer pruebas de validez de la Electrodinámica Cuántica (QED) utilizando los procesos de aniquilación e^+e^- resultando en estados finales conteniendo sólo fotones (por ejemplo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$) o conteniendo fotones producto de emisiones radiativas duras ($e^+e^- \rightarrow l^+l^-(n\gamma)$).

En el primer caso, la observación experimental de una desviación de la predicción QED implicaría, por ejemplo, que el electrón tiene tamaño finito o acoplamientos no-mínimos. Las posibles desviaciones se parametrizan en términos de los denominados parámetros Λ_{\pm} (parámetros de “cut-off” de las interacciones de contacto) y también en términos de electrones excitados con masa m_{e^*} para interacciones puramente magnéticas (M) o quiral-magnéticas (Q-M). Valores típicos obtenidos en LEP son:

$$\begin{aligned}\Lambda_+ &> 321 \text{ GeV} , \Lambda_- > 282 \text{ GeV} , 95\% \text{ CL} \\ m_{e^*} &> 283 \text{ GeV} , 95\% \text{ CL} , (\text{M}) \\ m_{e^*} &> 213 \text{ GeV} , 95\% \text{ CL} , (\text{Q} - \text{M})\end{aligned}$$

Los experimentos de LEP han proporcionado también información relevante sobre la evolución con la energía de la constante de estructura fina α . Para un valor de la transferencia de momento igual a 0, $\alpha(0)$ se conoce con gran precisión a partir de la medida del momento magnético anómalo del electrón y de medidas en física de estado sólido. La Electrodinámica Cuántica introduce correcciones de polarización del vacío en procesos con intercambio de fotones virtuales. Esto genera una dependencia de α con la energía que se parametriza como:

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(0)}{1 - \Delta\alpha(Q^2)}$$

Teóricamente en el cálculo de las contribuciones a la polarización del vacío debidas a “loops” de quarks aparecen efectos QCD no perturbativos y la predicción viene afectada por un cierto error: $\alpha^{-1}(m_Z^2) = 128.936 \pm 0.046$. La medida de la dispersión Bhabha a pequeño ángulo en los experimentos de LEP ha permitido medir α^{-1} a distintos valores negativos de Q^2 . Las medidas efectuadas están en buen acuerdo con el cálculo teórico.

Para concluir este apartado señalemos que el estudio de estados finales puramente fotónicos ha sido importante, entre otras cosas, para hacer una

medida independiente del número de variedades de neutrinos (N_ν) y poner cotas a la desintegración del Z^0 en tres fotones, mediada por un monopolio magnético de baja masa o inducida por el carácter compuesto del Z^0 . En concreto, el estudio de la reacción $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}(\gamma)$ proporciona una determinación precisa (2 %) de N_ν , compatible con 3 e independiente de la medida de la anchura invisible.

PARTÍCULAS SUPERSIMÉTRICAS

Uno de los objetivos de los experimentos de LEP ha sido la búsqueda de nuevas partículas predichas por teorías que extienden el Modelo Estándar ("*Nueva Física*"). Una de las teorías más atractivas es Supersimetría. Esta teoría resuelve el problema de la naturalidad de la escala de Fermi, que hemos mencionado al resumir la búsqueda del bosón de Higgs, y el problema de la jerarquía o de la enorme diferencia entre la escala electrodébil y la escala de Planck.

Las teorías supersimétricas predicen la existencia de nuevas partículas y, en cierta medida, deshacen la distinción entre bosones y fermiones. El spin de las partículas supersimétricas difiere en $1/2$ de la correspondiente partícula del Modelo Estándar.

El espectro de partículas supersimétricas es muy vasto. Existen leptones y quarks escalares ("*sleptones*" \tilde{l} y "*squarks*" \tilde{q}) y socios supersimétricos de los W^\pm y H^\pm ("*charginos*" $\chi_{1,2}^\pm$), del Z^0 y H^0 ("*neutralinos*" $\chi_{1,2}^0$), del fotón γ ("*photino*" $\tilde{\gamma}$), del gluón g ("*gluino*" \tilde{g}) y del gravitón G ("*gravitino*" \tilde{G}).

La fenomenología que genera esta duplicación de partículas es notablemente compleja e imposible de resumir en el contexto de este trabajo. Anticipemos que los análisis exhaustivos y de considerable dificultad, llevados a cabo por las cuatro colaboraciones de LEP, no han encontrado evidencia experimental acerca de la existencia de estas partículas y han derivado límites inferiores, dependientes de parámetros del esquema supersimétrico considerado y de las distintas secuencias de desintegración, para los valores de sus masas. A título indicativo mencionemos que la masa del *neutralino* más ligero debe ser superior a ≈ 35 GeV, la del *chargino* más ligero superior a ≈ 70 GeV, la del *selectrón* más ligero superior a ≈ 65 GeV, la de los *squarks* superior a ≈ 85 GeV, la del *gluino* superior a ≈ 200 GeV, etc.

HIGGS SUPERSIMÉTRICOS

Como ya se mencionó al resumir la búsqueda del bosón de Higgs, la resolución de la denominada "*Paradoja de LEP*" favorece la extensión supersimétrica del Modelo Estándar. El Modelo Estándar Mínimo Supersimétrico (MSSM) requiere la existencia de dos dobletes de Higgs que generan cinco

bosones de Higgs: un par de escalares cargados H^\pm , dos escalares neutros con $CP=+1$, el más ligero conocido como h y el más pesado como H , y un escalar neutro con $CP=-1$ denominado A . Las secciones eficaces de producción de los escalares neutros

$$e^+e^- \rightarrow hZ, hA$$

dependen del valor del parámetro $\tan\beta$, el cociente de los valores esperados del vacío para los dos dobletes.

Los experimentos en LEP han buscado sin éxito evidencia experimental de la existencia de estas partículas y derivado límites inferiores para sus masas. Estos límites dependen de la elección de un cierto número de parámetros libres. Desgraciadamente el número de parámetros independientes del MSSM es muy elevado (124) y es necesario recurrir a hipótesis suplementarias para reducirlo. En el modelo CMSSM (unificación de las masas de los fermiones escalares, unificación de las masas de los *gauginos*, unificación de los acoplamientos trilineares del bosón de Higgs), sólo intervienen $\tan\beta$, M_2 (masa del *gaugino*), m_0 (masa universal de fermiones escalares), A (acoplamiento trilinear de quarks escalares), μ (parámetro de mezcla de Higgs).

La cuantificación de los resultados de estas búsquedas es un problema muy complejo. Los mejores límites están en torno a los 85 GeV ($m_h > 85$ GeV, $m_A > 85$ GeV, 95 % CL).

Paralelo énfasis se ha puesto en la detección del proceso de aniquilación:

$$e^+e^- \rightarrow H^+H^-$$

utilizando las posibles secuencias de desintegración $H^\pm \rightarrow \tau^\pm\nu_\tau$, $c\bar{s}$. Los diversos experimentos obtienen límites inferiores en torno a los 67 GeV ($m_{H^\pm} > 67$ GeV).

PARTÍCULAS CON TECNICOLOR

En las teorías de rotura dinámica de la simetría electrodébil, las interacciones electrodébiles se rompen al electromagnetismo por el valor esperado en el vacío de un fermión bilineal. Los modelos para este tipo de rotura dinámica incluyen una nueva teoría “*gauge*” no-abeliana, “*tecnicolor*”, y fermiones adicionales, “*tecnifermiones*”, que sienten los efectos de esta nueva fuerza. La simetría quiral de carácter global se rompe espontáneamente por la formación de un condensado de “*tecnifermiones*”. Este mecanismo implica la existencia de “*tecnipiones*” π_T y de resonancias que juegan un papel similar a los mesones vectoriales de QCD. Aunque el mecanismo de rotura de la simetría quiral inducido por “*tecnicolor*” genera las masas de los bosones “*gauge*” W^\pm y Z^0 , es necesario introducir interacciones adicionales para reproducir el espectro de masas de los fermiones del Modelo Estándar. Las

consecuencias fenomenológicas de este planteamiento teórico son muy variadas; las predicciones experimentales muy dependientes del modelo específico considerado (*extended technicolor*, *walking technicolor*, etc.).

En LEP se ha buscado evidencia experimental de la existencia de estas nuevas partículas en distintos canales topológicos:

$$e^+e^- \rightarrow \omega_T/\rho_T \rightarrow W^+W^- ; e^+e^- \rightarrow W^\pm\pi_T^\mp \rightarrow \nu bc$$

$$e^+e^- \rightarrow \pi_T\pi_T \rightarrow b\bar{c}\bar{b}c ; e^+e^- \rightarrow \gamma\pi_T \rightarrow \gamma b\bar{b}$$

Los análisis permiten excluir un ω_T/ρ_T con masas inferiores a los 190 GeV.

LEPTONES EXCITADOS

Algunos aspectos del Modelo Estándar, como el número de generaciones y las masas fermiónicas, encuentran explicación natural en los denominados modelos compuestos que predicen que los quarks, los leptones y los bosones "gauge" tienen sub-estructura; esto es, son partículas compuestas con una escala de energía asociada Λ . La existencia de leptones excitados (e^* , μ^* , τ^* , ν_e^* , ν_μ^* , ν_τ^*) es una consecuencia natural de estos modelos.

Los leptones excitados se desintegran a través de diversos mecanismos ($l^* \rightarrow l\gamma$, $\nu^* \rightarrow \nu\gamma$, $l^* \rightarrow \nu W$, $\nu^* \rightarrow lW$, $l^* \rightarrow lZ$, $\nu^* \rightarrow \nu Z$) y se producen por pares ($e^+e^- \rightarrow l^*l^*$, $\nu^*\nu^*$) o en solitario ($e^+e^- \rightarrow ll^*$, $\nu\nu^*$).

Los estudios realizados en LEP no han permitido detectar evidencia experimental para la producción de leptones excitados, derivándose límites inferiores para la masa de estas partículas próximos a los límites cinemáticos (≈ 100 GeV).

QUARKS EXCITADOS

En los modelos compuestos los quarks excitados se desintegran fundamentalmente en un quark y un fotón o gluón. Las reacciones de mayor interés son, por lo tanto,

$$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma) , q\bar{q}(g)$$

La búsqueda de evidencias experimentales no ha dado resultados positivos, traduciéndose en límites del producto $\lambda/m_{q^*} \times BR(q^* \rightarrow qg, q\gamma)$, siendo λ el valor del acoplamiento $qq^*\gamma$, qq^*g .

LEPTOQUARKS

Los leptoquarks son bosones especialmente interesantes puesto que diversas teorías que van más allá del Modelo Estándar los predicen. Es el caso de los modelos de gran unificación (SU(5), SO(10)), supercuerdas (E6), technicolor o modelos compuestos. Los números cuánticos y acoplamientos de los

leptoquarks dependen del esquema teórico elegido y, por lo tanto, sus propiedades de producción y desintegración dependen de las hipótesis específicas. En teorías con conservación de los números cuánticos leptónico y bariónico, especialmente en el caso de que haya tres tipos de leptoquarks, se esperan partículas de esta naturaleza con masas inferiores a 100 GeV.

Las colaboraciones de LEP han buscado signatures de estos procesos estudiando los canales:

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-X, \mu^+\mu^-X, \tau^+\tau^-X, \nu\bar{\nu}X$$

no encontrando ningún tipo de evidencia experimental. Estos resultados negativos se traducen en límites superiores para productos de secciones eficaces y frecuencias de desintegración.

DIMENSIONES EXTRA

Recientemente se han desarrollado un conjunto de teorías que postulan que la escala de la Gravedad (M_S) es del mismo orden que la escala Electrodébil ($M_{EW} \sim 10^2$ GeV). Estas teorías proponen la existencia de dimensiones extra y predicen interacciones bastante considerables entre gravitones y partículas del Modelo Estándar. El relativo auge de estas teorías tiene su origen en la constatación de que, hasta la fecha, el estudio experimental de la fuerza gravitatoria se extiende sólo a distancias del orden del centímetro, unos treinta órdenes de magnitud mayor que la distancia M_{Pl}^{-1} asociada a la escala de Planck ($M_{Pl} \sim 10^{19}$ GeV).

Estas teorías de Gravedad a Baja Escala (LSG o *Low Scale Gravity*) postulan una escala M_S para la interacción gravitatoria del orden de la escala electrodébil e introducen un número n de dimensiones extra de tamaño R que puede ser del orden de una fracción del milímetro.

Como consecuencia de la similitud entre las dos escalas M_S y M_{Pl} los gravitones G de spin 2 se acoplan a los bosones y fermiones del Modelo Estándar y modifican las predicciones para los procesos

$$e^+e^- \rightarrow ZZ, W^+W^-, \gamma\gamma$$

$$e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$$

$$e^+e^- \rightarrow ZG, \gamma G$$

El análisis de los datos de LEP a alta energía no muestra evidencia para la existencia de dimensiones extra y permite derivar límites superiores a 1 TeV para la escala M_S .

MISCELÁNEA

Aparte de las búsquedas que hemos reseñado brevemente en los apartados anteriores, las colaboraciones en LEP han derivado límites para la posible existencia de bosones "gauge" masivos (Z'), isodoublets de leptones pesados neutros y cargados, leptones neutros inestables ($L^0 \rightarrow l^\pm W^{*\mp}$), leptones cargados estables (L), isosingletes de leptones neutros pesados ($N_L \rightarrow Z^* \nu, W^{*1}$), corrientes neutras con cambio de sabor ($Z \rightarrow \mu\tau, e\tau, e\mu$), etc.

3.3 MÁS ALLÁ DE LEP

El programa experimental de LEP ha consolidado de manera incontable la Teoría Unificada Electrodébil de Glashow - Weinberg - Salam, renormalizada con las prescripciones de Veltman - 't Hooft. La existencia de las corrientes débiles neutras y de los bosones vectoriales Z^0 y W^\pm , con propiedades bien definidas, son predicciones primarias de esta Teoría. La comprobación experimental constituye una demostración de la unificación electrodébil.

Esta teoría es, en primera aproximación, correcta y única: validez del principio "gauge", grupo de simetría $SU(2) \times U(1)$, representaciones. Es también correcta cuando se incluyen las apropiadas correcciones mecano-cuánticas (renormalización "gauge") y exhibe un importante poder predictivo (por ejemplo, la masa del quark top y del bosón W) validado por numerosas medidas experimentales, algunas extraordinariamente precisas. La teoría predice, a partir de las medidas electrodébiles, la existencia de un bosón escalar de Higgs ligero: $m_{Higgs} \leq 212 \text{ GeV}$.

Las medidas realizadas en LEP han incrementado significativamente nuestra confianza en la validez de la Cromodinámica Cuántica como la correcta teoría de las interacciones fuertes confirmando, entre otras cosas, el principio de la libertad asintótica.

Los estudios llevados a cabo en LEP condicionan de manera relativamente severa la física a la escala del TeV y favorecen el escenario de los Modelos de Unificación en detrimento de los Modelos Compuestos. La evolución de los acoplamientos "gauge": $\alpha_1(\alpha, \sin^2 \theta_W)$, $\alpha_2(G_F, m_W)$, α_3 , medidos con precisión en el Z^0 ($\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$) y a más alta energía (α_3) exhiben un comportamiento compatible con la unificación "gauge".

Un aspecto esencial a destacar en la discusión sobre la Teoría Unificada Electrodébil, y que tiene un contenido físico muy profundo, es la propiedad de *desacoplamiento*, que ya mencionamos en la discusión de las medidas relacionadas con el sector electrodébil, y que ha sido experimentalmente puesta de manifiesto en LEP. Esta es una propiedad específica de esta teoría, que no

tienen otras teorías “*gauge*” como QED y QCD, y que se traduce en que el efecto que inducen las partículas con masas, m_X , muy superiores a la escala de Fermi no desaparece como m_Z/m_X sino que crece con m_X . Esta propiedad es la razón de ser de las apreciables contribuciones a las correcciones de polarización del vacío.

El escenario de unificación de interacciones, favorecido por los resultados del programa experimental de LEP, tiene elementos muy atractivos y propone una variedad de tests experimentales para realizar en los próximos años. En particular, la predicción de un bosón de Higgs ligero debe poder confirmarse o excluirse en los experimentos en marcha en el Tevatrón de Fermilab o previstos para el LHC del CERN. La existencia de partículas supersimétricas, favorecidas por el escenario de unificación, deberá confirmarse o excluirse en el programa del LHC, que, igualmente, permitirá ampliar la búsqueda de bosones “*gauge*” adicionales y todo tipo de fermiones anómalos (secuenciales, especulares, exóticos). Posibles consecuencias de esta formulación teórica, como la detección de la desintegración del protón y la medida de las masas de neutrinos, serán también exploradas en los próximos años. Creemos, en particular, que el impulso de los programas experimentales de física de neutrinos, originado a raíz de los resultados anunciados en 1998 sobre neutrinos atmosféricos por la colaboración SuperKamiokande, irá en significativo aumento en los próximos años. Parece también apropiado continuar realizando medidas de muy alta precisión (vida media del muón, momento magnético anómalo del muón, ϵ'/ϵ , frecuencias de desintegración de modos raros, etc., etc.). La cuantificación de pequeñas desviaciones en relación con las predicciones del Modelo Estándar podría ayudar a discriminar entre sus distintas extensiones.

Aunque las medidas realizadas en LEP no parecen favorecer los Modelos Compuestos, es apropiado recalcar la conveniencia de continuar en próximos programas experimentales (por ejemplo el LHC) la búsqueda de fermiones compuestos y de los escalares responsables de la rotura dinámica de la simetría. En principio, el LHC deberá clarificar si existe un nivel más fundamental de elementalidad, a partir del cual es posible construir los leptones, quarks y bosones “*gauge*” del Modelo Estándar.

El tercer escenario propuesto como extensión del Modelo Estándar, la existencia de dimensiones extra, también podrá contrastarse con las medidas que, en los próximos años, se llevarán a cabo en distintos laboratorios y, muy en particular, en el CERN con el programa del LHC.

Aunque preferencias teóricas y determinados resultados experimentales apuntan, como ya hemos indicado, en la dirección de las teorías supersimétricas, pensamos que sólo el éxito en la búsqueda directa de las nuevas partículas predichas por las distintas formulaciones (Higgs ligeros y partículas

supersimétricas, tecnipartículas y leptokuarks, dimensiones extra, etc, etc.) permitirá, sin ambigüedad, discriminar entre las diversas opciones.

A pesar del indudable respaldo experimental que el programa de LEP ha dado al Modelo Estándar y que permite certificar que esta teoría es correcta a la escala de 10^{-16} cm, conviene no olvidar que incluye un elevado número de parámetros libres: ≥ 28 si, como parece, los neutrinos tienen masas no nulas.

Paul Langacker ha apuntado una serie de aspectos preocupantes en la formulación de la teoría que, sin duda, van a justificar importantes programas experimentales y necesitar desarrollos teóricos profundos. Como ilustración de la magnitud del esfuerzo a realizar en el futuro, seleccionamos a continuación, algunos de estos aspectos problemáticos:

- Estructura “gauge” de la teoría

El grupo de simetría $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ es un grupo complicado con tres acoplamientos. El problema de la cuantización de la carga ($|q_e| = |q_p|$) no tiene, de momento, explicación.

- Fermiones

No hay explicación apropiada para el problema de las masas de los fermiones, quarks y leptones, los mecanismos de mezcla, la matriz de Cabibbo, Kobayashi y Maskawa para el sector de los quarks, y el número de familias.

- Higgs y jerarquía

Aunque todo parece indicar que la masa del bosón de Higgs es del orden de la masas de los bosones “gauge”, las correcciones radiativas inducidas por los fermiones son órdenes de magnitud superiores. No hay una explicación fiable, validada por medidas experimentales, acerca de cuales son los mecanismos de cancelación de estas correcciones.

- Simetría CP en QCD

No hay explicación apropiada a la discrepancia entre el valor predicho por QCD para el momento dipolar eléctrico del neutrón (del orden de 10^{-15} e.cm), que viola significativamente la simetría CP, y la medida experimental (inferior a 10^{-25} e.cm). Con objeto de garantizar la conservación de la simetría CP en el contexto de QCD se inventaron los axiones, partículas neutras pseudoescalares muy débilmente acopladas a la materia ordinaria. La búsqueda de los axiones, partículas que, por otra parte, podrían tener notable relevancia en Astrofísica y Cosmología, ha propiciado un programa experimental ambicioso y de creciente dificultad que, hasta la fecha, no ha dado resultados positivos.

- Gravitón

Sigue sin derivarse una formulación satisfactoria de como unificar la interacción gravitatoria, cuya descripción cuántica no es renormalizable, en el Modelo Estándar. Por otra parte el problema de la constante cosmológica sigue sin resolverse.

Anticipar el futuro es altamente arriesgado. El eminente científico Niels Bohr decía algo que nos parece totalmente obvio: *“predecir es algo muy difícil, especialmente acerca del futuro”*. Hay casos notorios que ilustran lo fácil que puede resultar hacer predicciones que el paso del tiempo certifica como erróneas e, incluso, ridículas. Lord Kelvin sentenciaba en 1880 que *“los rayos X son una patraña”*. El físico Lee DeForest afirmaba en 1926 que *“aunque teórica y técnicamente la televisión sea factible, desde el punto de vista comercial y financiero lo considero una imposibilidad, un desarrollo sobre el que no debemos gastar el tiempo soñando”*. Ernst Rutherford escribía en 1934 que *“cualquiera que espere obtener una fuente de energía a partir de las reacciones nucleares es un iluso”*.

A pesar de la rotundidad de estos ejemplos, comparto el optimismo de Frank Wilczek, expresado en la conferencia de clausura del Simposio Científico celebrado el 11 de Octubre de 2000 y que ya hemos mencionado en este trabajo. En su *“Resumen del Futuro”*, Wilczek señalaba que nos encontramos a las puertas de una nueva Edad de Oro en física fundamental. Me ha parecido pertinente, por la relevancia de su contenido, terminar esta sección reproduciendo, casi textualmente, las conclusiones de este trabajo.

“La física de la rotura de la simetría electrodébil, supersimetría a baja energía, y unificación está madura. Sus frutos incluirán, entre otros, partículas de Higgs, superpartículas, identificación de materia oscura, detección de la desintegración del protón. La investigación en astronomía aportará información detallada sobre las fluctuaciones primordiales, tal vez incluyendo una componente de onda gravitacional, y quizá alguna sorpresa en rayos cósmicos de alta energía. A medida que se produzcan estos descubrimientos, entenderemos mejor muchos aspectos concretos del Universo. También acumularemos información muy valiosa acerca de la física a la escala de gran unificación, y sobre eventos físicos en los instantes iniciales del Big Bang”.

“También podríamos disfrutar de una Edad de Oro en la explotación de la física fundamental que recientemente hemos adquirido y/o perfeccionado. QCD es una teoría joven, y de no fácil manejo. Sin embargo, el avance continuo en potencia de computación y en los algoritmos fundamentales, hacen posible calcular multitud de cantidades. Por ejemplo, la diferencia de las masas entre el protón y el neutrón, que juega un papel crucial en la estructura del Universo. Hay también multitud de ideas fermentando relacionadas con

la comprensión de QCD a alta temperatura y densidad; parece realista esperar predicciones fiables acerca de la estructura de las estrellas de neutrones y del comportamiento de entornos astrofísicos extremos”.

“Más difícil de anticipar de manera fiable son los avances en la frontera de la materia ultra-ligera interaccionando ultra-débilmente, con conexiones con el problema de la simetría CP, la selección del vacío y los términos cosmológicos”.

“En diez o quince años sabremos mucho más. ¿Conoceremos Todo? Lo más probable es que, a medida que conozcamos hechos adicionales, iremos descubriendo con mayor claridad lo mucho que ignoramos y es de esperar que, al mismo tiempo, aprendamos una cierta humildad”.

4. PERSPECTIVAS

A la vista de lo que apuntábamos al terminar la sección anterior, sería pretencioso y al mismo tiempo aventurado por mi parte anticipar el futuro de la Física de Altas Energías, aún compartiendo el talante optimista de los investigadores más prestigiosos de esta disciplina. La oportunidad de grandes descubrimientos es incontestable, pero la tarea a realizar será sin duda laboriosa, lenta y difícil. Intentaré ser algo más concreto y precisar el libro de ruta que debería conducirnos a este acopio de nuevos conocimientos a los que se refería Wilczek.

Empezaré subrayando mi firme convencimiento de que un avance significativo en la comprensión de las cuestiones pendientes, algunas de las cuales hemos ido puntualizando a lo largo de este trabajo, necesitará nuevos, complementarios y precisos datos experimentales. Considero que es relativamente más sencillo dibujar un panorama de cuales serán las próximas grandes instalaciones científicas en este campo susceptibles de aportar información científica potencialmente interesante. Como ya hemos comentado, la construcción de este tipo de instalaciones es un proceso largo y costoso que deja poco margen para la improvisación. Los limitados recursos económicos y la dura competencia obligan a decisiones juiciosas y a una rigurosa evaluación/gestión de riesgos.

Con los aceleradores actualmente en funcionamiento (el Colisionador Protón-Antiprotón Tevatrón de Fermilab, el Colisionador de Electrones/Positrones-Protón HERA de DESY, el Colisionador de Iones Pesados Relativistas RHIC de Brookhaven, las factorías de partículas con quark b BaBar en SLAC y Belle en KEK, la factoría de mesones ϕ DAΦNE en Frascati), en construcción (el Colisionador Protón-Protón LHC del CERN), en remodelación (los Colisionadores Electrón-Positrón CESR de Cornell y BESS de Pekín) o en proyecto (los Colisionadores Electrón-Positrón TESLA de DESY, NLC de SLAC y JLC de KEK) y con la diversidad de los programas experimentales asociados, parece posible acotar el calendario de previsible descubrimientos, teniendo bien presente la no infrecuente constatación de que grandes expectativas desembocan, a veces, en mayúsculas decepciones.

En mi opinión, es razonable esperar que a finales de esta década se habrán clarificado, desde el punto de vista experimental, las siguientes cuestiones:

- **El mecanismo de rotura espontánea de la simetría electrodébil**

Los programas de los experimentos del Tevatrón de Fermilab (CDF, D0) y del LHC del CERN (ATLAS, CMS) deberían confirmar antes

del año 2010 la existencia del mecanismo de Higgs o, en su defecto, poner de manifiesto una nueva fenomenología. En particular el LHC podrá explorar en detalle la región de masas entre 100 GeV y aproximadamente 1 TeV. En el caso de descubrirse el bosón de Higgs con las propiedades del Modelo Estándar se podría predecir a que escala de energía, Λ , aparecería “Nueva Física”. Un bosón de Higgs ligero podría llevar a la conclusión de que el Modelo Estándar es válido hasta la escala de Planck.

- **La existencia de nuevas partículas e interacciones**

Tanto el Tevatrón como sobre todo el LHC tendrán la capacidad de identificar y medir las propiedades de las partículas supersimétricas y/o detectar nuevas partículas distintas de los fermiones y bosones del Modelo Estándar.

El descubrimiento de partículas supersimétricas podría contribuir a resolver el problema de la materia oscura fría.

Programas experimentales no dependientes de aceleradores podrían complementar, en algunos casos, estas búsquedas y, en particular, clarificar la existencia o no de axiones y la identidad de la materia oscura. La iniciativa de realizar un experimento de física de partículas en la Estación Espacial Internacional, Proyecto AMS, con estos objetivos, ilustra la diversificación instrumental y el dinamismo de la comunidad.

- **La violación de la simetría CP en el sector de los quarks**

Tres son, en la actualidad, las evidencias experimentales de violación de la simetría CP. La primera se remonta a 1964 con el descubrimiento de este fenómeno en la mezcla de kaones neutros $K^0 - \bar{K}^0$ y su magnitud viene expresada en términos del parámetro ϵ . La segunda es muy reciente, 2001, se refiere a la violación directa en la desintegración de K^0 y se cuantifica en términos de ϵ'/ϵ . La pequeñez ($\approx 10^{-3}$) de esta asimetría y la extrema dificultad de su medida han necesitado quince años de experimentación para su resolución. La competencia entre los grupos europeos (experimentos NA31 y NA48 del CERN) y los estadounidenses (experimentos E731 y KTeV de Fermilab) se ha saldado en favor de los primeros. La tercera evidencia se ha obtenido también en 2001 y está relacionado con el quark b. La fenomenología es en este caso bastante compleja y los efectos se expresan mediante los tres ángulos α, β, γ que aparecen en la parametrización de la matriz unitaria de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. El estudio de las desintegraciones $B^0 \rightarrow J/\Psi K_{s,l}^0$, realizado en BaBar y Belle, ha permitido extraer un valor de $\sin 2\beta$ que pone de manifiesto la violación directa de CP en la desintegración del B^0 y cuya magnitud está de acuerdo con las predicciones del Modelo Estándar.

Las medidas previstas en BaBar, Belle, CDF, D0 y en LHCb deberán determinar con precisión todas estas asimetrías y clarificar la situación relacionada con la tercera generación de quarks. La previsible riqueza de información experimental permitirá asimismo establecer la compatibilidad de las observaciones relativas a los quarks s y b y confirmar la predicción de que este fenómeno es marginal en el caso del quark c .

- **Plasma de quarks y gluones**

El programa iniciado en RHIC, y el que se iniciará en el 2006 con el detector ALICE del LHC, deberá poner de manifiesto el plasma de quarks y gluones y la posible transición de fase en materia nuclear de alta densidad bariónica y alta temperatura predicha por QCD. La experimentación con iones ultrarelativistas es de una enorme complejidad; en estas colisiones es frecuente producir estados finales con miles de partículas secundarias. Por otra parte las signatures de transición de fase y plasma de quarks y gluones no son únicas y hay una cierta ambigüedad a la hora de distinguir estos fenómenos de otros procesos nucleares mucho más abundantes y cuya descripción precisa es difícil. Desgraciadamente, y a pesar de los avances realizados estos últimos años, la fenomenología de estas interacciones no ha alcanzado el nivel de precisión habitual en los procesos electrón-positrón o protón-protón.

En mi opinión, es bastante más incierto anticipar el futuro de la física de los neutrinos, otra de las grandes cuestiones pendientes de la disciplina. La determinación exhaustiva de las propiedades de los neutrinos va a exigir un mayor, más ingenioso y, sobre todo, dilatado esfuerzo. Además, como la experiencia demuestra, esta investigación no va a ser exclusiva de los experimentos en aceleradores. Comparto la opinión de muchos colegas que intuyen que la física de los neutrinos es la llave maestra para abrir la puerta a esa nueva Edad de Oro de la física fundamental que creemos vislumbrar.

Se han cumplido 70 años desde que W. Pauli propusiera en 1930 la existencia de un fermión neutro en la desintegración nuclear beta: el antineutrino del electrón $\bar{\nu}_e$. W. Pauli postuló la existencia de esta partícula, a la que Enrico Fermi bautizó en 1933 con el nombre de neutrino, como un “*remedio desesperado*” para explicar la aparente no conservación de la energía en las desintegraciones radiactivas. Fue Fermi quien en 1934 desarrolló la teoría para la desintegración beta, que admitía la existencia del neutrino y hacía una primera estimación de su masa, del orden de magnitud o inferior a la masa del electrón.

La teoría de Fermi asignaba a los neutrinos unas propiedades que parecían imposibilitar su puesta de manifiesto experimental y que explican el retraso en su observación: el neutrino-electrón (ν_e) en 1953, el neutrino-muón (ν_μ) en 1962 y el neutrino-tau (ν_τ) en 2000.

Aunque, como ya hemos mencionado en este trabajo, los neutrinos han sido herramienta clave para el estudio de la interacción electrodébil (descubrimiento de las corrientes neutras) y de la estructura interna de los nucleones (funciones de estructura), la determinación de sus propiedades ha sido lenta y laboriosa y condicionada por la hipótesis original de que sus masas eran idénticamente nulas y se conservaba el sabor leptónico. De hecho las medidas experimentales directas no son incompatibles con lo que acabamos de señalar ya que, hasta la fecha, sólo han proporcionado límites superiores: $m(\nu_e) \leq 3$ eV, $m(\nu_\mu) \leq 0,19$ MeV, $m(\nu_\tau) \leq 18$ MeV (al 95 % de nivel de confianza).

La saga apasionante de los neutrinos tiene un punto de inflexión importante a finales de los años sesenta cuando los primeros resultados obtenidos en el experimento pionero de medida de neutrinos solares, realizado en la mina de oro de Homestake por R. Davis y colaboradores, ponían de manifiesto contradicciones significativas con respecto a los cálculos teóricos del Modelo Estándar del Sol sobre el flujo de neutrinos solares.

Era tal la creencia de que los neutrinos tenían masa nula y no se transmutaban en otras variedades, que la medida del flujo de neutrinos solares se utilizó en un principio para probar la validez del Modelo Estándar del Sol. No ha sido evidente decantarse en favor de este último y admitir que los neutrinos son partículas más complejas de lo anticipado.

En las últimas dos décadas han proliferado los experimentos diseñados para medir las propiedades de los neutrinos utilizando una amplia variedad de técnicas instrumentales. Creemos que esto es sólo el inicio de un muy ambicioso programa que se extenderá durante al menos 25-30 años. La determinación de las propiedades intrínsecas de los neutrinos no sólo tiene interés en el campo de la Física de Altas Energías sino en Astrofísica y Cosmología. Neutrinos de masa no nula pueden formar parte de la materia oscura predominante en el Universo. En otro orden de cosas conviene añadir que el estudio de neutrinos de muy alta energía aportará, sin duda, información relevante acerca de los mecanismos de aceleración y confinamiento de la radiación cósmica en medios galácticos.

Básicamente los esfuerzos experimentales pueden agruparse en dos grandes líneas. Los experimentos que utilizan neutrinos producidos de manera natural en el espacio exterior y aquellos que utilizan neutrinos producidos artificialmente. En la primera categoría están los neutrinos solares, los neutrinos atmosféricos y, en menor medida, los neutrinos de muy alta energía y origen incierto. En la segunda categoría están los neutrinos producidos en reactores nucleares y en aceleradores. Los neutrinos solares son del tipo neutrino-electrón (ν_e) y tienen energías pequeñas, la mayoría por debajo de 1 MeV. Los atmosféricos son predominantemente del tipo neutrino y anti-neutrino muónico (ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$) pero también del tipo electrónico (ν_e , $\bar{\nu}_e$) y las

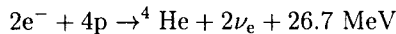
energías están en el intervalo 100 MeV-1 GeV. Los neutrinos producidos en reactores son del tipo antineutrino-electrón ($\bar{\nu}_e$) y tienen energías inferiores a 8 MeV. En los aceleradores es posible producir todo tipo de neutrinos, incluso neutrinos-tau ($\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$), en un amplio intervalo de energías, pudiéndose obtener en la actualidad haces de neutrinos de hasta 50 GeV.

Los experimentos también pueden clasificarse, atendiendo a sus objetivos, en experimentos de aparición y desaparición. En los primeros se intenta detectar neutrinos de un determinado sabor $\beta \neq \alpha$ a una determinada distancia de la fuente de neutrinos, en la que se crean preferentemente neutrinos con sabor α (ν_α). Las energías de los neutrinos deben ser suficientemente altas para permitir la creación, en el proceso de detección, del leptón cargado con sabor β (l_β). En los experimentos de desaparición se trata de medir desviaciones del flujo esperado de neutrinos de una determinada variedad. Los experimentos con neutrinos solares y producidos en reactores son de este tipo. Hay experimentos que utilizan dos medidas del flujo de neutrinos a dos distancias de la fuente de producción y otros que integran elementos de las dos técnicas mencionadas.

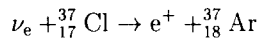
Para dar una idea de la magnitud del esfuerzo investigador, describimos sucintamente en los párrafos siguientes algunas características de los distintos programas experimentales.

- Neutrinos solares.

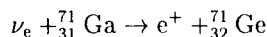
El Sol proporciona un elevado flujo de neutrinos incidentes en la Tierra: 6×10^{10} neutrinos por segundo y cm^2 . Los neutrinos solares se producen en procesos de fusión nuclear en el núcleo del Sol. Las reacciones en el Sol producen neutrinos-electron (ν_e) a través del ciclo neto:



En las distintas etapas del ciclo se producen neutrinos con distintos espectros de energías cuya detección impone técnicas experimentales específicas. La detección de neutrinos con energías inferiores a 1 MeV se ha hecho tradicionalmente con experimentos radioquímicos. El experimento pionero en Homestake utilizaba la reacción:



mientras que los experimentos GALLEX y SAGE utilizan:



Estos experimentos operan en ciclos y los períodos de exposición van seguidos de períodos de extracción y recuento de los núcleos inestables más pesados producidos en la transición beta inversa. Desgraciadamente no proporcionan información sobre el espectro de energías de

los neutrinos, la correlación direccional con el Sol o las dependencias temporales (fluctuaciones noche/día).

Los experimentos radioquímicos son ejercicios en buena medida heroicos. En el caso de GALLEX se produce una transformación Galio-Germanio por día en un tanque de 30 toneladas de Galio y es preciso identificar un átomo de Germanio en 2.5×10^{29} átomos de Galio. Esto requiere disponer de un procedimiento independiente de calibración del método de recuento que, en el caso de los experimentos de Galio, consiste en una fuente radioactiva de ^{51}Cr que produce neutrinos de 746 keV.

Estos experimentos sólo detectan una fracción (33-58 %) del flujo incidente de neutrinos predicho por el Modelo Estándar del Sol que, entre otras cosas, reproduce fielmente la luminosidad del Sol.

Esta observación ha sido confirmada por los experimentos Kamiokande y SuperKamiokande realizados en el laboratorio subterráneo ubicado en la mina Kamioka de Japón. El principio básico de estos experimentos es la difusión elástica de neutrinos con electrones de moléculas de agua y la detección de la radiación Cherenkov producida por los electrones dispersados. La detección de luz Cherenkov se realiza en tiempo real, y a diferencia de lo que ocurre en los experimentos radioquímicos, proporciona información temporal. Esto permite detectar fluctuaciones noche/día y, tal vez, explosiones de supernovas.

Una plausible interpretación de estos resultados es que los neutrinos solares (ν_e) cambian su identidad en el curso de su desplazamiento desde el Sol a la Tierra, dando lugar a una variedad distinta, conocida (ν_μ , ν_τ) o nueva (ν_x), no detectable por razones cinemáticas.

Neutrinos atmosféricos

Cuando los rayos cósmicos primarios (fundamentalmente protones y núcleos ligeros) inciden en la parte superior de la atmósfera se producen cascadas hadrónicas, sobre todo piones, que se desintegran a través de muones vía

$$\pi \rightarrow \mu + \bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$$

y los muones producidos terminan desintegrándose según

$$\mu \rightarrow e + \bar{\nu}_\mu/\nu_\mu + \nu_e/\bar{\nu}_e$$

Este esquema de reacción predice una producción de neutrinos/antineutrinos muónicos un factor dos más abundante que la de neutrinos/antineutrinos electrónicos. El intervalo de energías de los neutrinos atmosféricos es 100 MeV-10 GeV.

Las medidas realizadas en SuperKamiokande (con una masa fiducial de 50 mil toneladas de agua ultrapura y 11.200 fotomultiplicadores) ponen en evidencia un déficit del número de neutrinos muónicos (ν_μ). El estudio direccional atribuye este déficit a aquellos neutrinos que atraviesan gran parte de la Tierra. Una posible interpretación de estos resultados es que los neutrinos muónicos cambian de identidad en el curso de su recorrido desde el punto de producción en la atmósfera hasta su detección en SuperKamiokande, esto es tras atravesar una distancia que oscila entre los 20 km y los 12.000 km. La técnica experimental utilizada no permite, de momento, detectar la identidad de los neutrinos transmutados en este proceso, en particular ν_τ .

- Neutrinos producidos en reactores.

Los reactores nucleares representan una fuente intensa de antineutrinos-electrón ($\bar{\nu}_e$). De hecho el descubrimiento del $\bar{\nu}_e$ se hizo en el reactor nuclear de Savannah River. Los neutrinos se producen en la desintegración beta relacionada con la fisión de núcleos pesados (fundamentalmente ^{235}U , ^{239}Pu). El proceso beta inverso, $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$, es el utilizado en la detección de los neutrinos producidos en las fisiones.

Los experimentos realizados hasta la fecha (en Gösgen, Krasnojarsk y Bugey) o en fase de realización(en Chooz y Palo Verde) utilizan blancos de detección de masas variables (320 kg en Gösgen, 12.000 kg en Palo Verde) dispuestos a diferentes distancias (15 m en Bugey, 1025 m en Chooz).

- Neutrinos producidos en aceleradores.

Hay experimentos (KARMEN en la fuente de espalación de neutrones ISIS, LSND en un haz secundario de piones de Los Alamos) que utilizan neutrinos producidos en las desintegraciones en reposo de piones π^+ . Los muones producidos al cabo de 26 nanosegundos en la desintegración $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, se desintegran vía $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ al cabo de 2.2 microsegundos. El objetivo de estos experimentos es detectar reacciones inducidas por antineutrinos-electrón $\bar{\nu}_e$ que no se producen en la secuencia anterior y que implican la transmutación $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Los experimentos mencionados tienen características distintas (estructura temporal del haz, masa del blanco, distancia a la fuente, principio de detección y de captura de neutrones) y obtienen resultados incompatibles.

Otros experimentos (NOMAD, CHORUS) utilizan los neutrinos de alta energía producidos en el acelerador de protones SPS del CERN. En la colisión de protones de alta energía con un blanco fijo se producen mesones que se desintegran produciendo distintas variedades de neutrinos de distintas energías. Hay un gran número de reacciones de transmutación que pueden estudiarse con estos haces.

La interpretación no ambigua del conjunto de todos los resultados experimentales, algunos ciertamente contradictorios, es que, en determinadas circunstancias, el flujo de neutrinos electrónicos y muónicos producidos de forma natural (en el Sol o en la atmósfera) se reduce significativamente. Dado que los experimentos mencionados no son capaces de detectar, por razones cinemáticas o instrumentales, las tres variedades de neutrinos, no es posible asegurar si los neutrinos cambian de identidad y la desaparición de una variedad implica la aparición de otra o si los neutrinos se desintegran en partículas no detectables.

El método habitualmente utilizado para parametrizar las distintas observaciones experimentales se basa en el concepto de oscilaciones de neutrinos, introducido por B. Pontecorvo en 1958 en relación con el hipotético proceso $\nu_e \leftrightarrow \bar{\nu}_e$. Tras el descubrimiento del neutrino del muón, Maki, Nakagawa y Sakata adaptaron en 1962 este concepto a las transiciones entre distintas variedades de neutrinos.

La idea básica es asumir que, en analogía con lo que sucede en el sector de los quarks, los autoestados de sabor de los neutrinos (ν_α) que sienten la interacción débil son combinaciones lineales de los autoestados de masa (ν_i) que describen la propagación espacio-temporal del campo del neutrino. Bajo ciertas hipótesis puede derivarse que la probabilidad de transición $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ depende de L/E (L siendo la distancia a la que se detectan los neutrinos de energía E), de la diferencia de los cuadrados de las masas de las variedades de neutrinos $\Delta m_{ij}^2 = |m_i^2 - m_j^2|$ y de los ángulos de mezcla ($\sin^2(2\theta_{ij})$) que cuantifican la supersposición de los autoestados de masa.

En este esquema, bajo las distintas hipótesis de oscilaciones en el vacío o amplificadas al atravesar materia, se han realizado ajustes globales a los datos experimentales y obtenido valores para la diferencia de los cuadrados de las masas (Δm_{ij}^2) y para el seno de los ángulos de mezcla ($\sin^2(2\theta_{ij})$) entre las distintas variedades de neutrinos ($\nu_e - \nu_\mu$, $\nu_e - \nu_\tau$, $\nu_\mu - \nu_\tau$). La interpretación preliminar más sencilla de las distintas observaciones podría ser: $\sin^2(2\theta_{23})$ es máximo, $\Delta m_{atm}^2 \sim 3 \times 10^{-3} \text{eV}^2$, $\sin^2(2\theta_{12})$ es grande, $\Delta m_{solar}^2 \sim 3 \times 10^{-5} \text{eV}^2$, $\sin^2(2\theta_{13})$ es pequeño.

Existe un muy vasto y ambicioso programa de investigación que abarca el estudio de neutrinos solares (SNO en Canadá, Borexino, que ya ha obtenido primeros resultados de interés, y GNO en el Gran Sasso), atmosféricos (SuperKamiokande en Japón, Monolith en el Gran Sasso), producidos en reactores (KamLand en Japón) y en aceleradores. Tal vez la mayor y más diversificada actividad esté en esta última estrategia experimental. Hay un proyecto en marcha en Fermilab (MiniBooNE) para solventar la discrepancia entre las medidas de KARMEN y LSND y otro en Japón (K2K) para detectar, a 250 km de su fuente de producción, neutrinos creados en un haz de

protones de 12 GeV, y se preparan experimentos de larga distancia (~ 730 km) en Estados Unidos (MINOS en el haz Fermilab-Soudan) y Europa (OPERA e ICARUS en el haz CERN-Gran Sasso). Es evidente que la clarificación de las propiedades intrínsecas de los neutrinos y, en particular, establecer sin ambigüedad el fenómeno de las oscilaciones va a exigir conjuntos completos de medidas con haces de distinta energía y sabor y distintas distancias de detección. Hay multitud de ideas novedosas para la creación de superhaces y factorías de neutrinos y sistemas de detección ubicados en cavernas distantes varios miles de kilómetros. Uno de estos escenarios contempla una de las islas del archipiélago canario como posible ubicación. El objetivo es, en definitiva, medir la matriz de mezcla de neutrinos, propuesta por Maki, Nakagawa y Sakata, el alter ego de la matriz de Cabibbo, Kobayashi y Maskawa del sector de quarks.

Es oportuno hacer notar que, en paralelo, se está desarrollando un espectacular programa para estudiar las propiedades de neutrinos de muy alta energía procedentes del espacio exterior. Esta en marcha la construcción de grandes telescopios de neutrinos basados en la instrumentación óptico-electrónica de enormes masas de agua y hielo ($\sim 1 \text{ km}^3$). Es el caso del experimento ANTARES en una fosa del Mediterráneo y del experimento AMANDA en el Polo Sur.

En el inicio del siglo XXI quedan muchas y muy trascendentales cuestiones por dilucidar relacionadas con la física de los neutrinos. Desde el punto de vista de la instrumentación los desafíos son extraordinarios y llevará tiempo clarificar la situación.

El estudio detallado de los neutrinos puede abrir interesantes posibilidades y seguramente nos dará alguna sorpresa. En particular podría resolverse el problema de la masa oscura caliente y, a más largo plazo, evidenciar la existencia de violación de la simetría CP en el sector leptónico. Esto podría, a la postre, establecer que la leptogénesis, en lugar de la bariogénesis, ha sido el fenómeno que ha condicionado la evolución del Universo inmediatamente después del "*Big Bang*".

5. LA FÍSICA EN LA SOCIEDAD DEL SIGLO XXI

He creído conveniente dedicar algunos párrafos de este trabajo a hacer algunas consideraciones sobre la posible relevancia que la investigación en Física de Partículas pueda tener en el siglo que acabamos de estrenar y su relación con otras Ciencias.

He observado con cierto asombro y bastante escepticismo la artificiosa polémica entre Ciencia Básica y Ciencia Aplicada y escuchado con mayor inquietud algunas propuestas sobre la necesidad de priorizar la segunda en detrimento de la primera. Las argumentaciones esgrimidas difícilmente resistirían el más benévolo de los análisis y las lecciones aprendidas en el pasado. Razón tenía René Char cuando sentenciaba con demoledora clarividencia que *“Lo esencial está amenazado sin cesar por lo insignificante”*. Parece obvio, en cualquier caso, recalcar que al hablar de potenciar la Ciencia Aplicada se da por supuesto que se esté en posesión de conocimientos susceptibles de ser aplicados. Superada la edad inocente de la Ciencia Infusa, el único mecanismo que conocemos para adquirir esos conocimientos es haciendo Ciencia Básica.

El siglo XX nos ha dado una gran lección. Este siglo puede calificarse como el siglo de la Mecánica Cuántica, cuyos primeros cimientos fueron establecidos por Max Planck hace justamente cien años. Ya hemos indicado en este trabajo que la Mecánica Cuántica es el lenguaje que utilizamos en la descripción de lo infinitamente pequeño, pero también nos proporciona una explicación plausible de como se crean las grandes estructuras del Universo a partir de fluctuaciones mecano-cuánticas compatibles con el principio de incertidumbre.

La Mecánica Cuántica no es solamente un espléndido ejemplo de lo que la Ciencia Básica puede aportar al conocimiento racional del Mundo que nos rodea sino de sus enormes y frecuentemente imprevisibles retornos tecnológicos. Es necesario insistir que la Ciencia en general tiene una forma de producir resultados que desafía la intuición humana, ahí radica gran parte de su fascinación. Constataba L. Lederman recientemente que cerca del 25 % del Producto Interior Bruto de los Estados Unidos es consecuencia de desarrollos derivados de la Mecánica Cuántica. La sociedad moderna no es concebible sin energía de origen nuclear, sin las múltiples aplicaciones de la óptica y electrónica cuánticas o de la superconductividad, un fenómeno cuántico a escala macroscópica, por citar sólo algunas áreas paradigmáticas.

La Física de Partículas ha propiciado múltiples desarrollos tecnológicos que contribuyen a mejorar nuestra calidad de vida. Por razones de espacio

me concentraré en un número reducido pero significativo de ejemplos: los aceleradores, los sistemas de detección y las tecnologías de la información.

- **Los aceleradores**

Aunque los aceleradores de partículas fueron inventados por E.O. Lawrence hace setenta años para la investigación en física básica subatómica, en la actualidad sólo un 0.7 % de los cerca de 15.000 aceleradores que existen en el mundo se dedican a estos fines. La inmensa mayoría se dedican al análisis de muestras físicas, químicas y biológicas y a la modificación de las propiedades físicas, químicas y biológicas de la materia. Las aplicaciones de los análisis de muestras y procesos de modificación son numerosísimas y abarcan todos los campos imaginables. Desde la A (Arte) a la Z (Zoología) escribía recientemente U. Amaldi. El acelerador del Gran Louvre para la certificación de obras de arte centenarias es un ejemplo en la primera categoría. En biología, y más concretamente en el campo de la genómica estructural, la comprensión de las formas y modos de funcionamiento de proteínas codificadas por genes se va a beneficiar del estudio de la difracción de rayos X en proteínas cristalizadas. Los ciclotrones de nueva generación serán cada vez más necesarios para la producción de los isótopos que se utilizan en la tomografía por emisión de positrones (PET) y en la tomografía computerizada por emisión de fotones (SPECT). En el sector terapéutico la aplicación de los ciclotrones tiene una larga tradición. Más reciente es el auge de la hadroterapia y más concretamente la utilización de haces de iones ligeros. El trazado de micrometeoritos con microsondas de protones es un claro ejemplo de aplicación en planetología. En el campo de la zoología la luz producida en fuentes de radiación sincrotrón ha sido utilizada en el estudio de fibras musculares de distintos tipos de animales.

Las proyectadas fuentes de espalación de neutrones y los láseres de electrones libres, por restringirnos a casos bastante conocidos, confirman la importancia creciente de los aceleradores de partículas en arte, medicina, industria y ciencias no nucleares.

La posible aplicación de los aceleradores para la incineración de residuos radioactivos, basada en el método de tránsito adiabático de resonancias propuesto por C. Rubbia, y la producción de energía en procesos de fusión por confinamiento inercial son ejemplos adicionales de las potencialidades de estas tecnologías.

La construcción de los grandes aceleradores de partículas ha propiciado el desarrollo de numerosas tecnologías en multitud de campos. La superconductividad a baja temperatura ha dado un salto industrial espectacular gracias a su utilización en las redes magnéticas de los colisionadores. Las primeras aplicaciones de la superconductividad de

alta temperatura surgen en esta disciplina. Todo esto sin olvidar que las técnicas de resonancia magnética nuclear surgieron de la física de partículas.

- **Los sistemas de detección**

La invención de las cámaras proporcionales multihilos, las cámaras de deriva, las nuevas generaciones de detectores gaseosos y de estado sólido desarrollados por exigencias de la experimentación en física de altas energías han tenido un impacto considerable en la instrumentación médica. La muy superior resolución espacial ha convertido estos detectores en herramientas importantes de diagnóstico permitiendo reducir las dosis aplicadas a pacientes en tratamiento de radioterapia. La mejor localización de tumores, facilitada por esta nueva instrumentación, ha influenciado igualmente los tratamientos quirúrgicos.

Los contadores de centelleo desarrollados en física de altas energías tienen una creciente utilización en las industrias del petróleo, el carbón, la alimentación, la siderurgia y la medicina. A modo de ejemplo citemos que el centelleador germanato de bismuto (BGO), desarrollado por la colaboración L3 para la construcción del calorímetro electromagnético, se utiliza en la actualidad para la precisa reconstrucción de radiación en los PET de última generación.

- **Las tecnologías de la información**

La experimentación con cámaras de burbujas propició el desarrollo espectacular de las técnicas de reconocimiento de formas que ha tenido una masiva aplicación en numerosos campos, especialmente en el de la medicina. Esta primera aportación de la disciplina a las ciencias de la información se ha incrementado notablemente en las últimas décadas. Muchos son los ejemplos, pero quizá el más reconocido universalmente sea la invención del web en el CERN hace diez años.

El web fue inventado para satisfacer las necesidades, acceso de múltiples usuarios a información codificada dispersa, del colectivo de físicos e ingenieros trabajando con los aceleradores del CERN. La progresión ha sido excepcional y el potencial de crecimiento es inimaginable. La nueva iniciativa DATA GRID, surgida del mundo de la física de partículas, para el cálculo distribuido intensivo en datos va a tener una repercusión formidable en otros sectores de la Ciencias (la genómica y proteómica, el espacio, la meteorología, el medio ambiente, etc.) así como en el mundo de las comunicaciones, la bolsa, las finanzas y todo tipo de industrias necesitando tratamiento masivo de grandes conjuntos de datos con distribución geográfica muy dispersa.

Con independencia de los retornos mencionados, es apropiado añadir que la Investigación Básica en general y la Física de Partículas en particular aporta fundamentalmente CULTURA (con mayúsculas) a la Sociedad. En mi opinión, este es el aspecto esencial sobre el que es obligado insistir de forma rotunda, permanente e incansable. La Historia de la Humanidad está plagada de ejemplos que demuestran el valor cultural de la Ciencia. Multitud de tabues, prejuicios, miedos y oscurantismos de índole diversa han sido superados gracias al acopio de conocimiento científico.

Considero igualmente oportuno señalar la relevancia que desde el punto de vista de formación ha tenido la Investigación Básica y más concretamente la Física de Partículas. En España ha sido pionera en enseñar a numerosas generaciones de licenciados a desenvolverse en el contexto de grandes colaboraciones multinacionales y constituye un excelente ejemplo de las inmensas posibilidades de trabajar en equipo sin las artificiosas fronteras del lenguaje, la nacionalidad, la religión o la raza.

Toda actividad cultural y científica tiene su importancia; pero en el inicio del siglo XXI, en que se habla de la relevancia, por encima de todas las Ciencias, de la Biología como la gran disciplina científica del nuevo siglo, conviene romper una lanza en favor de la Física y recalcar que la Física seguirá siendo esencial para el futuro de la sociedad. La Física es una componente fascinante de la cultura humana y solo ella puede dar respuesta científica a algunas de las grandes cuestiones de nuestro tiempo. ¿Por qué encontramos

orden en la naturaleza? ¿Cual es la posición del hombre en el cosmos? ¿Qué es la materia y como podemos entender el origen y desarrollo del Universo? La respuesta a estas y muchas otras cuestiones, proporcionadas por la Física Moderna, han configurado nuestra concepción del mundo.

En este inicio de siglo las fronteras de la Física progresan en tres direcciones, a cual más fascinante. La comprensión del mundo microscópico de las partículas elementales y las fuerzas fundamentales, tema sobre el que ha versado este trabajo; la comprensión del mundo macroscópico (la estructura, composición y evolución del Universo); y la comprensión de la complejidad (física de la materia condensada, caos determinístico). En todas estas áreas, los comienzos del siglo XXI serán testigos de importantísimos descubrimientos. Sus repercusiones, parcialmente imprevisibles, serán, sin duda, excepcionales.

La Tecnología del mañana es, ineludiblemente, la Ciencia Básica de hoy. Nuestro actual modelo de vida tiene su fundamento en una revolución industrial basada en la Física Básica. Para mantener estos niveles de confort y bienestar y mejorar los existentes en los países en vías de industrialización, en el nuevo siglo seguiremos necesitando a la Física: para resolver problemas energéticos, medioambientales, informáticos y de supercomputación. Sin olvidar la incidencia en el área de las comunicaciones y en el campo de las aplicaciones médicas: diagnosis y terapias.

La Física es una aventura intelectual que configura nuestra forma de pensar explorando lo desconocido. A pesar de los grandes avances realizados en estas últimas décadas, siguen vigentes y no contestadas múltiples cuestiones fundamentales y hay un gran territorio desconocido frente a nosotros. Como ha ocurrido tantas veces en el pasado, nuevos descubrimientos fundamentales conducirán, inevitablemente, a saltos tecnológicos cualitativos. Parece, en consecuencia, obvio que la sociedad siga apoyando la Investigación Básica, independientemente de otros acuciantes problemas como el desempleo, el déficit público o el hambre en los países subdesarrollados. Solo si se asegura este apoyo podrá garantizarse la competitividad de nuestra sociedad e incluso, a largo plazo, su supervivencia.

6. EPÍLOGO

*“Hermosa fue la vida cuando el cuerpo era joven,
y el deseo, la costumbre inicial de cada hora”*

Fernando Brines, Las Brasas

*“Hay un momento en el que la vida para cada hombre es una derrota
aceptada”*

Marguerite Yourcenar, Adriano

“Anteponer al pesimismo de la razón el optimismo de la voluntad”

Antonio Gramsci

Me ha parecido hasta cierto punto apropiado terminar mi discurso de investidura en esta Real Academia con estas tres reflexiones que, desde hace años, tengo grabadas en mis cuadernos de trabajo. La llegada a esta prestigiosa Corporación es, tal vez, momento oportuno para hacer un mínimo balance del camino recorrido y para, con espíritu cauteloso, tratar de escudriñar el futuro.

Con el paso de los años me siento inclinado a hacer mía la nostálgica constatación tan bien expresada por el poeta español y la escritora francesa y asumir, sin excesivas melancolías, que, en definitiva, todos los amaneceres del mundo son sin retorno.

Aunque a lo largo de todos estos años creo haber ido matizando mi visión optimista acerca del papel de la Ciencia y de los científicos en la sociedad actual, y en su defensa no podría apropiarme de la sentencia gritada por Victor Hugo *“Et s’il n’en reste qu’un je serais celui-là”*, sigo convencido del valor intrínseco de la Ciencia como mecanismo liberador, de progreso y de adquisición de conocimiento, y he procurado adoptar sin mayores reservas el talante positivo del pensador italiano. Comparto, en gran medida, lo que hace unos años escribió V. F. Weisskopf *“La existencia de la Humanidad depende de la compasión y el conocimiento. El conocimiento sin compasión es inhumano; la compasión sin conocimiento inútil”* y de ahí mi perseverancia en el quehacer científico.

Mi compromiso al llegar a esta Real Academia es seguir haciendo lo que he hecho a lo largo de toda mi vida profesional, en definitiva de toda mi vida:

contribuir en la medida de mis posibilidades a que en España se haga BUENA CIENCIA.

Muchas gracias.

Discurso de contestación en el ingreso a la Real Academia de Ciencias
de D. Manuel Aguilar Benítez de Lugo

Algunos parámetros básicos de la física

Francisco J. Ynduráin Muñoz

Excmo. Sr. Presidente, Excmos. Sres. Académicos, Señoras, Señores:

Nuestra Corporación acoge hoy en su seno a D. Manuel Aguilar Benítez de Lugo; algo que me produce satisfacción por partida doble: primero, porque siempre es grato recibir en esta Institución a una persona de su elevado nivel científico; y, en segundo lugar, porque con él me une una sincera y larga amistad. Con Manuel Aguilar he compartido fatigas, alegrías y, también, decepciones en nuestro común interés por desarrollar la física de altas energías en nuestro país durante muchos años. Quiero por ello expresar mi agradecimiento a la nuestra Institución por haberme designado para contestar al nuevo académico, a quien ya desde ahora doy la más cordial bienvenida a la casa, en nombre de todos.

Como es habitual, empezaré por presentar al beneficiario, para pasar más tarde a exponer algunas reflexiones motivadas tanto por la lectura de su discurso como, sobre todo, por su quehacer científico.

Encomium

Viene nuestro nuevo académico, D. Manuel Aguilar, a sustituir en la plaza de académico numerario a D. Joaquín Catalá de Alemany; y es motivo de alegría el que esto sea así. Desde luego, porque (en este caso) no ha sido la vacante debida al fallecimiento del predecesor: D. Joaquín Catalá goza de muy buena salud. Pero también porque podemos ver esta sustitución como una prueba de la vitalidad de la física experimental de altas energías, cuya presencia en España se debe, en buena parte, a los esfuerzos del Profesor Catalá, y a su Instituto de Física Corpuscular, el primero en esta disciplina en nuestro país, que comenzó a funcionar ahora hace poco más de cincuenta años. Es éste un relevo generacional en el que los indudables méritos del nuevo académico no deben hacernos olvidar que es uno de muchos, *primus inter pares*, de una brillante generación que ya ha producido otras más. Continuidad ésta que nos hacen mirar con razonable optimismo el futuro de la física experimental española de altas energías.

Sin embargo, los comienzos no fueron fáciles. Como ya hemos indicado, el primer grupo en España en hacer física de altas energías fue el de Valencia; el segundo se formó a través de la JEN (Junta de Energía Nuclear) creada en 1951. Aunque en aquella época estaba ya claro que los núcleos atómicos no son elementales, y por tanto la JEN no se ocupaba primordialmente de física de partículas, este organismo (imitando en ello a los análogos del mundo más desarrollado) estableció un pequeño grupo de física subnuclear. Especialmente, la incorporación de España al CERN (organismo europeo de investigación en física de partículas, localizado en Ginebra), cuyas relaciones con nuestro país se llevaban a cabo a través de la JEN, actuó de acicate para el desarrollo de este tipo de física. Pero el

grupo de la JEN, aunque llegó a contar con media docena de físicos de partículas, se limitó a en sus inicios a la parte teórica de dicha ciencia.

A mediados de los años sesenta del siglo pasado era evidente para algunos dirigentes de la JEN (entre los que podemos mencionar a Armando Durán y Carlos Sánchez del Río) que la situación era difícilmente sostenible, en especial en la relación con el CERN. En efecto, y por citar una fecha, en 1963 el contingente español en este laboratorio se reducía a dos físicos teóricos, tres experimentales y dos técnicos. De éstos, dos provenían del centro de Valencia y el resto de la Junta. Pero lo peor de la situación no estaba en lo reducido del grupo en el CERN, sino en que éste representaba cerca de la mitad del total de físicos de altas energías del país. Era necesario desarrollar esta física, para lo que las autoridades de la JEN organizaron en 1965-1966 un programa de formación, tanto para teóricos como para experimentales, y se puso en marcha un grupo experimental en el que se integraron físicos provenientes del extranjero y retornados del CERN.

El programa fue un éxito, y produjo la primera gran cosecha de físicos experimentales de partículas en nuestro país: entre ellos, nuestro flamante académico, Manuel Aguilar.

Pero no era Manuel Aguilar uno del montón, sino, según todos los que le conocieron, uno de los más brillantes de un grupo que comprendía casi una docena de los mejores jóvenes cerebros de la física de la época. Inmediatamente después de acabar el curso, Manuel Aguilar se dirigió al CERN, destino obvio de todo físico de partículas con ambiciones, integrándose en la División TC (Cámara de burbujas), entonces la perla de la corona del CERN. Allí coincidí con él, en 1968 y 1969, cuando estaba yo también de becario; en mi caso, en la división de teoría. El prestigio profesional que se había ganado ya en aquella época Manuel Aguilar era ciertamente extraordinario, en especial teniendo en cuenta la prevención con que trataban a los españoles en el CERN: no es fácil destacar en una disciplina experimental como las altas energías, en la que los equipos constan de muchas personas, sin tener el apoyo de un grupo sólido detrás, algo que en España estaba por crear. Sólo al final de los años setenta, y gracias en buena parte a la labor de Manuel Aguilar, pudo el grupo de la JEN codearse realmente con los más prestigiosos de más allá de nuestras fronteras.

Aparentemente, sin embargo, este aislamiento, este carecer de padrinos no le representó excesivo *handicap* a nuestro nuevo académico. Su labor en el CERN fue tan positiva que, después de algo más de dos años allí, fue contratado entre 1969 y 1971 por un grupo aún mejor, el formado alrededor de Samios en el laboratorio de Brookhaven en los EE UU.

También allí destacó Manuel Aguilar. Después de 28 meses de estancia en Brookhaven, se le ofreció continuar su trabajo allí; pero nuestro nuevo académico, por fortuna para la física experimental española, lo rechazó, regresando a nuestro país en 1972. Aquí, en la entonces JEN, se

afincó el nuevo académico; lo que, por otra parte, no le impidió realizar provechosas estancias en el extranjero, en especial en el CERN y, en 1982-1983, en el Collège de France.

No fue el momento del regreso de Manuel Aguilar un momento fácil. En efecto, en 1969 el gobierno español anunció su retirada del CERN, retirada que se materializó el año siguiente: lo que fue un rudo golpe para los grupos experimentales, los cuales dependían en buena manera de los datos obtenidos con los aceleradores del CERN para su subsistencia. Sin embargo, la situación pudo salvarse. Las vitales conexiones con el CERN se conservaron gracias a los esfuerzos de los científicos que habían retornado en los últimos años de este organismo, y al prestigio y la credibilidad que habían acumulado en el mismo personas como Manuel Aguilar. Y el grupo de la JEN no se limitó a vegetar, sino que dio muestras de notable pujanza. Entre otras cosas, una acción de una importancia capital consistió en ponerse al día en métodos experimentales electrónicos, lo que garantizó el futuro de la física de altas energías a nivel competitivo mundial. Esto fue posible por el golpe maestro de integrar a parte del grupo de la JEN¹ en las investigaciones en el laboratorio DESY de Hamburgo, específicamente en los experimentos dirigidos por el premio Nobel Sam Ting. Esto tenía dos importantes consecuencias. En primer lugar, rompía la dependencia del CERN, diversificando las colaboraciones del grupo. En segundo lugar, y algo mucho más importante, esta colaboración permitió formar a los jóvenes que se incorporaban a la JEN en las técnicas más avanzadas. Entre estos jóvenes se encuentran algunos como Fernando Barreiro o Enrique Fernández, hoy directores de dos importantes grupos experimentales, y discípulos directos de Manuel Aguilar.

En los años ochenta el grupo de física experimental de la JEN (que en tanto cambió su nombre a CIEMAT) estaba ya estabilizado y establecido, y nuestro nuevo académico reconocido internacionalmente como un físico de primera línea. De esta época (1981) data su incorporación al prestigioso *Particle Data Group*, editor de las *Particle Data Tables* (lo que ha contribuido a hacerle ser durante bastante tiempo el científico español más citado), y su nombramiento para el Comité de Experimentos del Supersincrotrón del CERN. Ya en los años 90, la figura científica de Manuel Aguilar sigue afirmándose, y pasa a ser Evaluador Externo del Proyecto ANTARES, y a participar en el Comité de Altas Energías de la Sociedad Europea de Física, encargado entre otras tareas de la organización de los grandes congresos bienales europeos: y esto por citar unos pocos de sus

¹ No es este el lugar de hacer una lista de las personas del grupo de la JEN, además de nuestro nuevo académico, involucradas en estas actuaciones; pero, y aunque tal vez algo subjetivamente, por ser las personas con las que he colaborado científicamente, quiero citar también a Juan Antonio Rubio y a Marcos Cerrada.

puestos internacionales. Lo cual no quiere decir que no haya tenido reconocimiento en nuestro propio país. Aquí ha sido el primer presidente del grupo de física de altas energías de la Real Sociedad Española de Física y, entre una larga lista de honores, ha recibido la Medalla de esta Academia en 1980.

Quiero, para terminar, contar un par de anécdotas profesionales. Una de ellas se refiere a la calidad del trabajo de Manuel Aguilar. Refiriéndose a la capacidad informática de nuestro nuevo académico, un conocido científico, que fue su doctorando, la definía así: "A Manolo no le apasiona escribir programas de ordenador pero, cuando los escribe, puedes estar seguro que están bien". Quien conozca la gigantesca complejidad de los programas de cálculo al uso en la física de partículas elementales experimental podrá apreciar lo que esta frase representa.

La segunda anécdota concierne el análisis de correlaciones de espín en desintegraciones de partículas, a las que nuestro académico hizo importantes contribuciones en los años setenta (de hecho, Manuel Aguilar fue el primer experimental español en presentar una sesión monográfica, precisamente sobre ese tema, en una gran conferencia, la Bienal de 1973 de la Sociedad Europea de Física en Aix-en-Provence). El teórico francés Louis Michel y sus colaboradores habían desarrollado complicadísimos métodos de análisis, basados en consideraciones de las helicidades de las partículas. Pero Aguilar no tuvo que aplicarlos: se había dado cuenta de que, utilizando transversidad en lugar de helicidad, las complicadas construcciones teóricas se reducían a relaciones elementales.

Algunos parámetros básicos de la física

1. Introducción

El tema de este discurso de contestación ha sido elegido no sólo por su interés intrínseco, sino por otros dos motivos. Uno, por su conexión con nuestro nuevo académico: las prestigiosas *Tables of Particle Properties*, en las que, como ya se ha mencionado, Manuel Aguilar ha contribuido de forma importante, contienen una sección dedicada especialmente a las constantes básicas de la física. Y el otro, que la búsqueda de medidas y cálculos de precisión ha sido objeto de mi propio trabajo de investigación en los últimos años.

Antes de proseguir es conveniente discutir una cuestión, que es la de acotar lo que entendemos aquí por *constantes básicas*, para lo que consideraré unos ejemplos. El primero, la constante de Avogadro. ¿Debemos considerar a ésta como una constante básica? Y si es así, ¿en qué sentido? No cabe duda de que el número de Avogadro es una cantidad muy importante: nos dice cuántos átomos hay en un gramo de materia y, por tanto, nos permite relacionar el universo microscópico de átomos y moléculas con el nuestro, macroscópico, en el que medimos en gramos, centímetros y segundos. Pero no vamos a considerar aquí la constante de Avogadro como una cantidad básica: su valor depende no sólo del material que consideremos sino de la unidad (el gramo) macroscópica que utilicemos.

Existe otro tipo de constantes en la física que, aunque ciertamente básicas, no vamos a considerar aquí. Estas son la velocidad de la luz, c , y la constante de Planck, \hbar . Estas constantes, en cierto sentido, son triviales: únicamente nos dicen que cantidades físicas que creíamos distintas (tal el espacio y el tiempo) son, en realidad, aspectos distintos de una única realidad (el espaciotiempo). Aunque resultaría algo incómodo para la vida ordinaria, podríamos medir todas las distancias en unidades de tiempo, como se hace a veces en astronomía. Esta “trivialidad” hace que en muchos tratados de física se tomen unidades en las que estas constantes c y \hbar desaparecen. Por los mismos motivos tampoco consideraremos aquí básica la constante de Boltzmann que, “simplemente”, establece la relación entre calor y energía que, en realidad, son lo mismo.

Aquí no me voy a ocupar de este tipo de constantes. De hecho, cuando describa los valores de los parámetros (masas de partículas e intensidad de interacciones) que sí vamos a discutir, lo haré a veces en unidades en las que $c = \hbar = 1$. Las constantes que vamos a discutir, las masas de las partículas elementales (electrones, neutrinos y quarks) y la intensidad de las tres interacciones (débiles, electromagnéticas y fuertes) que actúan sobre ellas constituyen un conjunto de *parámetros* en términos de

los cuales pueden entenderse, al menos en principio, *todas* las interacciones y las estructuras que observamos en la naturaleza.

Un ejemplo distinto es la constante de gravitación universal de Newton. En la teoría de la gravitación de Einstein esta constante juega un papel fundamental, ya que proporciona el puente entre la geometría del espaciotiempo y la materia que éste contiene. Pero, ¿Es esta constante básica? No ha sido posible hasta ahora elaborar una teoría satisfactoria de la gravitación universal consistente con la mecánica cuántica y por tanto no sabemos si la constante de Newton es básica o derivada: no trataremos aquí la interacción gravitatoria por no existir una teoría coherente de ella a nivel microscópico.

Es cierto que algunas de las constantes que sí consideraremos aquí, como por ejemplo las masas de quarks, tal vez puedan, en una teoría futura que englobe al modelo estándar de partículas elementales, revelarse como cantidades derivables de otras más fundamentales. De hecho, no creo que esto sorprendiera a muchos físicos de altas energías; pero, hoy por hoy, tal extensión del modelo estándar ni se vislumbra. Nos creemos, por tanto, justificados en considerar como básicas aquellas constantes que lo son en el actualmente aceptado modelo estándar de interacciones fuertes, electromagnéticas y débiles.

La brillante intervención de nuestro nuevo compañero me va a permitir evitar tener que presentar una descripción detallada de este modelo de las interacciones básicas de la naturaleza. Simplemente quiero recordar que el modelo describe toda la naturaleza microscópica (y por ende, y al menos en principio, toda la naturaleza) en términos de las masas de tres tipos de neutrinos, tres tipos de electrones y seis tipos de quarks; y las intensidades de las interacciones que actúan en ellas. Tenemos la intensidad de la interacción electromagnética, que podemos identificar con la carga del electrón, la intensidad de la interacción débil y la de la interacción fuerte; esta última nos mide la intensidad de la interacción entre gluones y quarks. La lista de estas partículas elementales, que forman los *ladrillos* con los que, al parecer, todo el cosmos está construido, la presentamos en el cuadro adjunto.

$e; Q_e = -1$
$\nu_e; Q_{\nu_e} = 0$
$d; Q_d = \frac{-1}{3}$
$u; Q_u = \frac{2}{3}$

"Familia" 1

$\mu; Q_\mu = -1$
$\nu_\mu; Q_{\nu_\mu} = 0$
$s; Q_s = \frac{-1}{3}$
$c; Q_c = \frac{2}{3}$

"Familia" 2

$\tau; Q_\tau = -1$
$\nu_\tau; Q_{\nu_\tau} = 0$
$b; Q_b = \frac{-1}{3}$
$t; Q_t = \frac{2}{3}$

"Familia" 3

Todas las partículas elementales, agrupadas en "familias". Junto a cada partícula mostramos su carga eléctrica (Q), en unidades de la del protón.

No son estos los únicos parámetros que nos describen el modelo estándar. Además de ellos tenemos la masa de las partículas W y Z , intermediadoras de la interacción débil, y la masa de la (todavía hipotética) partícula de Higgs, así como los ángulos de mezcla entre las distintas partículas. Aunque los valores de las masas sí los mencionaré, no hablaré mucho ni de unas ni de otros; no porque tengan menor importancia que los demás parámetros, sino porque son peor entendidas que el resto. Por el mismo motivo excluiré a los neutrinos cuyas masas, alguna extraordinariamente pequeña, sólo han comenzado a medirse en años muy recientes. De manera que los parámetros cuya obtención constituirá el objeto del presente discurso son las masas reseñadas, de forma aproximada, en los siguientes cuadros:

$e : m_e = 0.51 \text{ MeV}/c^2$
$\mu : m_\mu = 106 \text{ MeV}/c^2$
$\tau : m_\tau = 1777 \text{ MeV}/c^2$

Masas de los electrones.

$d : m_d \approx 8 \text{ MeV}/c^2$
$s : m_s = 190 \text{ MeV}/c^2$
$b : m_b = 5000 \text{ MeV}/c^2$

Masas de los quarks de tipo d.

$u : m_u = 5 \text{ MeV}/c^2$
$c : m_c = 1700 \text{ MeV}/c^2$
$t : m_t = 175000 \text{ MeV}/c^2$

Masas de los quarks de tipo u.

Además de esto, y como hemos dicho, también discutiremos cómo se obtienen las intensidades de las tres interacciones; es decir, los valores de las constantes que miden estas intensidades:

$$\begin{aligned} \text{Interacción electromagnética:} \quad \alpha &\equiv \frac{e^2}{4\pi\hbar c} && \approx \frac{1}{137} \\ \text{Interacción fuerte:} \quad \alpha_s(M_Z^2) &\equiv \frac{g^2}{4\pi\hbar c} && \approx 0.117 \\ \text{Interacción débil:} \quad \alpha_W &\equiv \frac{g_W^2}{4\pi\hbar c} && \approx 0.034. \end{aligned}$$

Tradicionalmente, en física de partículas se utiliza la combinación conocida como *constante de estructura fina*, $\alpha = e^2/4\pi\hbar c$ en lugar de la carga del electrón, e , para medir la intensidad de la interacción electromagnética, y también se hace lo análogo para las demás interacciones.²

² Los valores dados en las tablas tanto para las masas como para las intensidades de las partículas son aproximados; más adelante veremos los números más precisos disponibles.

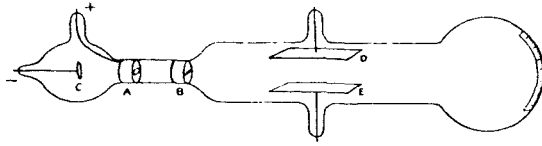


FIGURA 1. Esquema del tubo de Crookes.

2. Las masas y cargas de los electrones

2.1. La carga y masa del electrón ordinario

Cuando en 1897 Thomson descubrió el electrón intentó medir también su masa y su carga, sin conseguirlo. Thomson utilizó para el descubrimiento del electrón el tubo de rayos catódicos, inventado por Crookes pocos años antes. Con su dispositivo experimental (figura 1) Thomson podía medir la desviación del haz de electrones debido a los campos eléctricos o magnéticos que aplicaba a lo largo del recorrido de los electrones por el tubo. Pero esto, esta desviación de los electrones, depende únicamente del cociente de la carga (e) por la masa, e/m_e . El valor de este cociente fue importante, en particular en la identificación de los rayos *beta* producidos en las desintegraciones radiactivas por, entre otros, Chadwick, que midió la curvatura de estas radiaciones al aplicarles campos magnéticos. Pero no proporciona los valores de las dos cantidades por separado: hacían falta experimentos independientes.

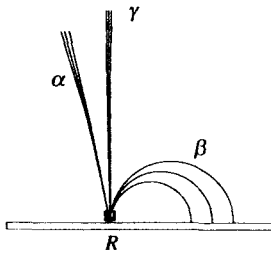


FIGURA 2. Efecto del campo magnético sobre las radiaciones α y β , lo que permite identificar sus constituyentes y medir sus energías. (Según dibujo de Chadwick, 1921)

Thomson intentó medir la carga del electrón estudiando la cantidad de carga depositada en el ánodo (a la derecha de la figura) pero su resolución no era suficiente para encontrar un valor fiable. Hubo que esperar a que, unos años más tarde, Millikan midiera independientemente el valor de e para obtener un valor para los dos parámetros, e y m_e .

El método de medir la curvatura de una partícula elemental al moverse en un campo magnético sigue proporcionando la medida más precisa del cociente de su carga por su masa; pero los valores de la carga eléctrica se obtienen, hoy en día, por procedimientos indirectos, mucho más exactos que los de Millikan. Estos métodos no siempre miden e , sino el cociente $\alpha = e^2/4\pi\hbar c$, la llamada constante de estructura fina. De entre ellos mencionamos dos métodos macroscópicos tradicionales, a saber, los basados en el efecto Josephson y el efecto Hall cuántico, que proporcionan los valores

$$\alpha = \frac{1}{137.035\,977\,0\ [77]} \quad [\text{Efecto Josephson}]$$

$$\alpha = \frac{1}{137.036\,003\,7\ [33]} \quad [\text{Efecto Hall cuántico}].$$

Pero el método más preciso lo proporciona la medida del momento magnético del electrón. Suele citarse, en lugar del propio momento magnético μ , lo que se diferencia éste porcentualmente del valor que se obtiene utilizando la ecuación de Dirac, pero sin tener en cuenta correcciones radiativas³ Es la llamada *anomalía magnética*, a . Para el electrón tenemos,

$$a(e) = (1\,159\,652\,188 \pm 3) \times 10^{-12} \quad [\text{Experimental}]$$

$$a(e) = (1\,159\,652\,140 \pm 27) \times 10^{-12} \quad [\text{Teórico}].$$

El primer valor es el valor experimental, y el segundo valor, *teórico*, es el obtenido de incorporar los efectos de correcciones radiativas. Este cálculo se realiza en una serie de potencias en la constante de estructura fina, α , habiéndose llegado en la actualidad hasta el cuarto orden. El cálculo teórico es tan preciso que el mayor error en él es el debido al error *experimental* en la constante α .

El fantástico acuerdo entre teoría y experimento, once cifras decimales, nos sugiere utilizarlo al revés, y deducir el valor de α del de $a(e)$. Si lo hacemos así, obtenemos el valor más exacto de esta última cantidad:

$$\alpha = \frac{1}{137.035\,999\,6\ [5]} \quad [\text{Deducida del momento magnético}],$$

casi seis veces más preciso que los basados en métodos macroscópicos.

Como un hecho interesante, relacionado con el tema que nos ocupa, podemos decir que este valor de α nos mide la intensidad de las interacciones electromagnéticas, pero a energía tendiendo hacia cero: Esto es, a energías mucho más pequeñas que la energía en reposo del electrón, medio millón de electrón-voltios. Las peculiaridades de la mecánica cuántica nos

³ Esto es, la posibilidad de emitir y absorber fotones y otras partículas.

indican que el valor de e , de hecho, depende de la energía a la que lo midamos y, por ejemplo, a la energía en reposo de la partícula Z se tiene,

$$\alpha(\text{a } 91.2 \text{ GeV}) = \frac{1}{128.965 [17]}.$$

La masa del electrón se deduce del valor encontrado para e , y del cociente de e/m_e obtenido de medidas de trazas de electrones:

$$m_e = 0.510\,999\,05 [15] \text{ MeV}/c^2.$$

Aquí, como es costumbre en el estudio del microcosmos, damos la masa en unidades de energía (MeV, o, en otros casos, GeV) dividido por la velocidad de la luz al cuadrado, utilizando la conocida fórmula de Einstein $E = mc^2$.

2.2. La carga y masa de los electrones pesados: muón y tau

Las cargas de los electrones pesados, μ y τ , se suponen idénticas a la del electrón ordinario. Podemos preguntarnos acerca de la precisión con la que sabemos esto. La respuesta es que depende de la precisión con que consideremos que la carga eléctrica se conserva. A su vez, la conservación de la carga eléctrica es exacta si la masa del fotón es exactamente cero, luego la igualdad de las cargas de los electrones es equivalente a las cotas sobre la masa del fotón. La mejor cota sobre esta masa se deduce del alcance de la interacción electromagnética: si la masa del fotón es cero, esta tiene alcance infinito, y recíprocamente.

El alcance de la interacción electromagnética es enorme: la mayor distancia a la que se ha medido es con el alcance del campo magnético de Júpiter, detectado a cientos de miles de kilómetros. Esto corresponde a una cota para la masa del fotón de

$$m_\gamma \leq 10^{-32} \text{ MeV}/c^2$$

(hemos tomado el alcance como 200 000 km). Claramente, el suponer que las cargas de los electrones son idénticas es una excelente aproximación.

Las masas de muón y tau se miden de manera muy diferente. La masa del tau puede calcularse de la posición del umbral para producción de estas partículas en aniquilaciones de electrones y positrones. En el acelerador de Pekín se han realizado las medidas más precisas, encontrándose el valor

$$m_\tau = 1777.03^{+0.30}_{-0.26} \text{ MeV}/c^2.$$

La masa del muón puede medirse como la del electrón, a través del cociente e/m_μ : a grandes energías, y gracias a la dilatación temporal relativista, el muón vive lo suficiente como para detectar la curvatura de su trayectoria. De esta manera se puede encontrar el valor

$$m_\mu = 105.658389 \pm 0.000034 \text{ MeV}/c^2.$$

Existe, sin embargo, un método indirecto y más preciso. Si consideramos un "átomo" en que el protón se ha reemplazado por un μ^+ , podemos

calcular con gran exactitud sus propiedades; en particular su *estructura hiperfina*. En Mega Herzios tenemos el valor teórico, utilizando la masa del muón obtenida directamente (como más arriba)

$$\Delta\nu = 4\,463\,303.11 \pm 2.6 \quad [\text{Teórico}]$$

a comparar con el valor experimental

$$\Delta\nu = 4\,463\,302.88 \pm 0.16 \quad [\text{Experimental}].$$

El error en el valor teórico depende casi exclusivamente del error experimental en m_μ . Podemos, por tanto, invertir el argumento y utilizar el valor *experimental* de la estructura hiperfina para obtener un valor de la masa del muón siete veces más precisa que la encontrada por medidas directas:

$$m_\mu = 105.658357 \pm 0.000005 \text{ MeV}/c^2.$$

3. La intensidad de la interacción fuerte y las masas de los quarks

3.1. La intensidad de la interacción fuerte

La intensidad de la interacción fuerte decrece con la energía; esta es la famosa propiedad conocida como *libertad asintótica*: a grandes energías, los quarks se comportan como si fuesen libres. Sin embargo, incluso a las energías más altas accesibles, el valor de la constante análoga a la de estructura fina, que se conoce como α_s , es todavía del orden de $1/10$: los cálculos en aproximaciones sucesivas no pueden, por tanto, alcanzar la exactitud de los correspondientes en interacciones electromagnéticas.⁴ En la actualidad estamos llegando a una precisión del orden del 1%, lo que ha requerido prodigios de cálculo teórico y un notable trabajo experimental.

Las fuentes de las que se obtienen medidas precisas de la interacción fuerte son, esencialmente, las cuatro siguientes, en las que los cálculos teóricos se han realizado hasta el tercer orden:

1. Desintegraciones hadrónicas del electrón pesado τ .
2. Desintegraciones hadrónicas de la partícula Z .
3. Aniquilaciones en hadrones de electrones y positrones.
4. Colisiones profundamente inelásticas de electrones o neutrinos con nucleones (protones y neutrones).

El cociente de la probabilidad de desintegración del τ en hadrones y la probabilidad de desintegración en leptones (Fig. 3) proporciona una medida de la intensidad de la interacción fuerte, que afecta a los primeros pero no a los últimos; y lo análogo ocurre para las desintegraciones de la partícula Z . También es similar el método basado en aniquilaciones en hadrones de electrones y positrones, que se comparan con las aniquilaciones

⁴ Además de ser mucho más difíciles debido a las autointeracciones de los gluones.

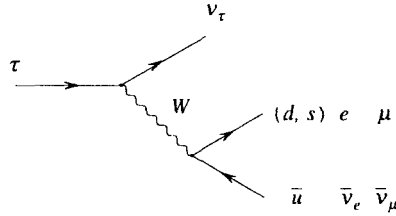


FIGURA 3. Esquema de la desintegración del leptón τ en leptones y quarks.

de las mismas partículas en electrones o muones. Por ejemplo, para este último caso, tenemos la fórmula, para aniquilación a energía $s^{1/2}$,

$$R(s) = 3 \sum_{f=1}^{n_f} Q_f^2 \left\{ 1 + \frac{\alpha_s(s)}{\pi} + r_2 \left(\frac{\alpha_s(s)}{\pi} \right)^2 + r_3 \left(\frac{\alpha_s(s)}{\pi} \right)^3 \right\} + O(\alpha_s^4),$$

donde R es el cociente entre la probabilidad de aniquilación en hadrones y la aniquilación en un par $\mu^+\mu^-$, y donde

$$r_2 = \frac{365}{24} - 11\zeta(3) + \left[\frac{2}{3}\zeta(3) - \frac{11}{12} \right] n_f \simeq 2.0 - 0.12n_f.$$

$$r_3 = -6.637 - 1.200n_f - 0.005n_f^2 - 1.240 \left(\sum_1^{n_f} Q_f \right)^2 \left(3 \sum_1^{n_f} Q_f^2 \right)^{-1}.$$

Q_f son las cargas de los quarks, y n_f el número de ellos.

Con respecto a las colisiones profundamente inelásticas (Fig. 4), lo que permite deducir la intensidad de la interacción fuerte es la dependencia con la energía de las funciones que especifican la estructura en términos de quarks de neutrones y protones. Debido a la propiedad de libertad asintótica, esta estructura se parece más y más a la que presentaría un grupo de partículas libres, y este ritmo de aproximación a una teoría libre permite deducir la variación de la intensidad de la interacción fuerte e, indirectamente, su valor absoluto. Existen dos tipos de métodos para realizar estos análisis: los que se basan en las llamadas *reglas de suma*, en

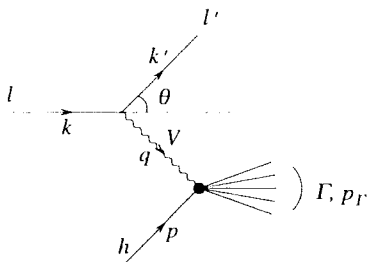


FIGURA 4. Esquema de colisiones profundamente inelásticas. l, l' son leptones y h denota a un protón o neutrón. La partícula virtual V puede ser un fotón, W o Z .

particular la de Gross-Llewellyn Smith y la de Bjorken, y los que utilizan la evolución de los momentos de las funciones de estructura.

Como hemos mencionado, los cálculos teóricos se han realizado, en los tres tipos de procesos, al tercer orden en aproximaciones sucesivas en α_s . Algunos de estos cálculos son extraordinariamente difíciles; por ejemplo, los de colisiones profundamente inelásticas han requerido los esfuerzos de nueve grupos teóricos, trabajando a lo largo de veintiséis años: el primer cálculo, a primer orden, es de 1974 y el de tercer orden, que citamos aquí, se ha completado en el 2001, utilizando en particular resultados obtenidos este mismo año por el grupo de Vermaseren en Holanda.

Los resultados que se obtienen están resumidos en la tabla de la página siguiente. En ella es notable la coincidencia entre valores hallados desde energías poco superiores al GeV, y las de la desintegración de la partícula Z , casi cien GeV. El valor medio universal y el correspondiente error son

$$\alpha_s(M_Z^2) = 0.1173 \pm 0.0011.$$

Es notable la lenta pero importante mejora de esta cantidad, desde que la libertad asintótica fue postulada en 1973 por Gross y Wilczek y por Politzer, desde un mero orden de magnitud en los 70 hasta un 10% en los ochenta, para pasar al 1% actual.

Proceso	Promedio Q^2 o recorrido de Q^2 [GeV] ²		$\alpha_s(M_Z^2)$
DIS; ν , Bj	1.58		$0.121^{+0.005}_{-0.009}$
DIS; ν , GLS	3		0.112 ± 0.010
Desintegración del τ	$(1.777)^2$		0.1181 ± 0.0031
$e^+e^- \rightarrow$ hadrones	100	– 1600	0.128 ± 0.025
$Z \rightarrow$ hadrones; F_Z	$(91.2)^2$		0.1230 ± 0.0038
$Z \rightarrow$ had.; ‘Grand LEP’	$(91.2)^2$		0.1185 ± 0.0030
Colisiones inelást. (νN)	8	– 120	0.1153 ± 0.0041
Colisiones inelást. (ep)	3.5	– 230	0.1166 ± 0.0014

Determinaciones de α_s . Q^2 es proporcional a la energía del proceso.
 ‘DIS’ se refiere a colisiones profundamente inelásticas.

3.2. La masa del quark t

El quark t fue predicho, en primer lugar, por consideraciones de consistencia teórica en 1974 por Kobayashi y Maskawa que se dieron cuenta de que, únicamente si existía una tercera familia de partículas, resulta posible entender, dentro del modelo estándar, el fenómeno de violación de invariancia bajo inversión temporal. En 1977, Veltman mostró que las medidas de parámetros de las interacciones débiles sólo se podían hacer consistentes si se suponía que la masa del quark t era inferior a unos 300 GeV/ c^2 . Al irse refinando las medidas de estos parámetros se fue mejorando la predicción acerca de la masa del quark t . Cuando este se descubrió, la predicción teórica tenía ya una precisión del 10%. En la actualidad, disponemos de dos valores para la masa del quark t . La deducida indirectamente, por cálculos teóricos, es de

$$m_t = 168.2^{+9.6}_{-7.4} \text{ GeV}/c^2 \quad [\text{Correcc. radiativas}]$$

mientras que la masa obtenida experimentalmente por medidas directas en el Tevatron de Fermilab, en Illinois, durante casi siete años es, de

$$m_t = 174.3 \pm 5.1 \text{ GeV}/c^2 \quad [\text{Tevatron}].$$

El acuerdo es más impresionante si se tiene en cuenta que parte del error teórico se debe a que no conocemos la masa de la partícula de Higgs.

3.3. Las masas de los quarks b y c

Los quarks están *confinados*; es decir, es imposible producir un quark aislado. Esto hace difícil no ya calcular, sino ni siquiera *definir* su masa. Suelen darse dos tipos de definiciones: lo que se llama la *masa polo*, que es la masa que tendría el quark si pudiera liberarse, y la llamada masa $\overline{\text{MS}}$, que no explicaremos. Se denota la primera por m y la segunda por \bar{m} ; para el quark t dimos la masa polo. Para los quarks b, c daremos las dos masas; para los quarks ligeros la masa polo no tiene sentido, y daremos únicamente la masa $\overline{\text{MS}}$.

Los métodos de determinación más precisos de las masas de los quarks b, c son los análisis de estados ligados de partículas conteniéndolos, en especial la J/ψ para el quark c , y la Υ para el b . Los correspondientes cálculos teóricos se han llevado a cabo incluyendo efectos de orden α_s^4 e incluso los dominantes de orden α_s^5 , y efectos dominantes y subdominantes no-perturbativos, que se han tenido en cuenta para la determinación de la masa del quark b . Los resultados son⁵

$$m_b = 5\,022 \pm 58 \text{ MeV}/c^2; \quad \bar{m}_b = 4\,285 \pm 36 \text{ MeV}/c^2,$$

$$m_c = 1\,866_{-133}^{+215} \text{ MeV}/c^2; \quad \bar{m}_c = 1\,542_{-104}^{+163} \text{ MeV}/c^2.$$

El valor de la masa del quark b puede obtenerse también de las desintegraciones $Z \rightarrow \bar{b}b + \text{jet}$, aunque esta determinación es menos precisa que las anteriores. El error que damos para el quark c está, sin duda, subestimado (en especial, la masa $\overline{\text{MS}}$); su masa no es lo suficientemente grande como para conseguir un control de los métodos de cálculo utilizados para obtenerla. De hecho, no está claro que el valor citado arriba, obtenido en un cálculo a dos lazos (orden α_s^4) sea más preciso que el obtenido a un lazo, respectivamente,

$$m_c = 1\,570 \pm 160 \text{ MeV}/c^2; \quad \bar{m}_c = 1\,306 \pm 120 \text{ MeV}/c^2.$$

Existen otros métodos que se han utilizado para estimar la masa de los quarks b, c : reglas de suma, cálculos en el retículo o producción de partículas con charm en colisiones e^+e^- . Todos ellos dan valores compatibles con los citados. Un método de interés histórico es estudio de las desintegraciones débiles de partículas extrañas sin intercambio de carga, que permitió a Glashow, Iliopoulos y Maiani predecir la existencia del quark c , y estimar su masa entre 1 y 2 GeV/c^2 , cuatro años antes de que se encontraran experimentalmente partículas conteniendo este quark.

Antes de acabar con los quarks b, c vamos a dar algún detalle suplementario acerca de como se obtienen, utilizando el método de estados ligados, sus masas. El motivo es lo interesante y complicado del método.

⁵ Como cuestión técnica, digamos que las masas $\overline{\text{MS}}$ de b y c se calculan sobre las propias masas $\overline{\text{MS}}$.

que requiere un alto grado de ingenio, y que produce números, en principio, con la mayor precisión de los determinados en teoría de quarks y gluones.

El problema que tenemos que resolver es que no somos capaces, con un nivel razonable de exactitud, de realizar cálculos excepto en teoría de aproximaciones: mientras que los estados ligados de quark y antiquark, conocidos como *quarkonio*, son claramente un fenómeno no-perturbativo. Es pues necesario utilizar métodos indirectos. La manera de tratar el problema (que sólo es válida para quarks pesados) es darse cuenta de que, en el límite no-relativista, es decir, cuando los quarks se mueven a velocidades medias v mucho menores que la de la luz, es válida una descripción en términos de *potenciales*. Por otra parte, los potenciales, de nuevo en el límite no-relativista, pueden obtenerse como la transformada de Fourier de la amplitud de colisión al orden mas bajo en teoría de perturbaciones. De esta manera se obtiene una primera aproximación: el estado del quarkonio satisface una ecuación de tipo Schrödinger,

$$H^{(0)}\Psi_E = E\Psi_E$$

con un hamiltoniano parecido al del positronio (o el átomo de hidrógeno),

$$H^{(0)} = -\frac{1}{m}\Delta - C_F\frac{\alpha_s}{r}.$$

El factor $C_F = 4/3$ se debe a la estructura de color de los quarks; en esta discusión utilizamos unidades con $\hbar = c = 1$.

Este primer paso nos proporciona el espectro de energías de los estados ligados, similar a la serie de Balmer, con una precisión de orden α_s^2 . Una vez resuelto este problema, podemos incorporar, en aproximaciones sucesivas, correcciones relativistas de orden v^2/c^2 que, debido a que el valor medio de la velocidad es del orden de la intensidad de la interacción, resultan ser de orden α_s^4 ; correcciones radiativas, de las que se conocen también efectos hasta orden α_s^4 ; y correcciones mixtas, que aparecen debido al caracter no-abeliano de las interacciones fuertes. El correspondiente hamiltoniano puede escribirse como

$$H = \tilde{H}^{(0)} + H_1$$

donde $\tilde{H}^{(0)}$ y H_1 resumen las correcciones mencionadas:

$$\begin{aligned} \tilde{H}^{(0)} = & 2m + \frac{-1}{m}\Delta - \frac{C_F\tilde{\alpha}_s(\mu^2)}{r}, \\ \tilde{\alpha}_s(\mu^2) = & \alpha_s(\mu^2) \left\{ 1 + \left(a_1 + \frac{\gamma_E\beta_0}{2} \right) \frac{\alpha_s(\mu^2)}{\pi} \right. \\ & \left. + \left[\gamma_E \left(a_1\beta_0 + \frac{\beta_1}{8} \right) + \left(\frac{\pi^2}{12} + \gamma_E^2 \right) \frac{\beta_0^2}{4} + b_1 \right] \frac{\alpha_s^2}{\pi^2} \right\}. \end{aligned}$$

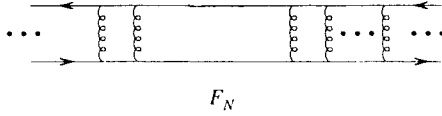


FIGURA 5. “Escaleras” infinitas a ambos lados del núcleo F_N , calculado a orden finito N en perturbaciones, en estados ligados $\bar{q}q$.

Este trozo del hamiltoniano puede de hecho resolverse exactamente. El resto, H_1 , es como sigue:

$$H_1 = V_{\text{tree}} + V_1^{(L)} + V_2^{(L)} + V^{(LL)} + V_{\text{s.rel}} + V_{\text{spin}},$$

donde

$$\begin{aligned} V_{\text{tree}} &= \frac{-1}{4m^3} \Delta^2 + \frac{C_F \alpha_s}{m^2 r} \Delta, \\ V_1^{(L)} &= \frac{-C_F \beta_0 \alpha_s (\mu^2)^2 \log r \mu}{2\pi r}, \\ V_2^{(L)} &= \frac{-C_F \alpha_s^3}{\pi^2} \left(a_1 \beta_0 + \frac{\beta_1}{8} + \frac{\gamma_E \beta_0^2}{2} \right) \frac{\log r \mu}{r}, \\ V^{(LL)} &= \frac{-C_F \beta_0^2 \alpha_s^3 \log^2 r \mu}{4\pi^2 r}, \\ V_{\text{s.rel}} &= \frac{C_F a_2 \alpha_s^2}{2m r^2}, \\ V_{\text{spin}} &= \frac{4\pi C_F \alpha_s}{3m^2} s(s+1) \delta(\mathbf{r}). \end{aligned}$$

El efecto de H_1 debe calcularse a segundo orden de aproximación. (Los valores de las constantes que intervienen en las fórmulas de más arriba se obtienen de complicados cálculos perturbativos). Esto nos produce los niveles energéticos, E_{nl}^s , dependiendo del número cuántico principal, n , del momento angular, l , y del espín, s .

Es interesante mencionar que el proceso es equivalente a un arreglo de la teoría de perturbaciones, en el que, a cada orden, se añade el intercambio de infinitos gluones en las “patas” externas, como se indica gráficamente en la figura 5 adjunta.

El cálculo descrito no es bastante preciso; es necesario añadir efectos no-perturbativos, lo que se hace gracias a un método introducido por

Leutwyler y Voloshin, que consiste en tener en cuenta que los quarks avanzan en un vacío que contiene infinitos gluones de energía cero. Esto produce un desplazamiento de los niveles energéticos de

$$\delta_{\text{NP}} E_{nl} = m \frac{\epsilon_{nl} n^6 \pi \langle \alpha_s G^2 \rangle}{(m C_F \tilde{\alpha}_s)^4};$$

$$\epsilon_{10} = \frac{1872}{1275}, \quad \epsilon_{20} = \frac{2102}{1326}, \quad \epsilon_{21} = \frac{9929}{9945}, \dots$$

Aquí la cantidad $\langle \alpha_s G^2 \rangle$, conocida como el “condensado de gluones”, mide la densidad de estas partículas en el vacío y puede tomarse de cálculos en el retículo o de otras cantidades medibles que lo contengan.

El método puede utilizarse para calcular las masas de los estados ligados ψ, Υ en función de las masas de los quarks o, como hemos hecho aquí, para deducir las masas de b y c de los valores observados del espectro de charmonio y bottomio. La estabilidad y fiabilidad de los resultados para las masas de los quarks viene confirmada por las correcciones de orden superior que se conocen: las dominantes inducidas en teoría de perturbaciones a orden α_s^5 , evaluadas por Brambilla, Pineda, Soto y Vairo, y las no-perturbativas subdominantes que, para el quark b , resultan ser pequeñas; pero no así para el c : por ello hemos dicho que los errores en la masa del quark c están subestimados.

3.4. Las masas de los quarks ligeros: u, d, s

Las masas de los quarks ligeros son inferiores al parámetro típico de las interacciones fuertes, $\Lambda \simeq 300$ MeV. No es por tanto evidente cómo utilizar teoría de aproximaciones sucesivas para obtener estas masas de datos experimentales. Los métodos que se han ideado son las llamadas reglas de suma quirales, que proporcionan *cotas* y, mediante la utilización de modelos, valores para $\bar{m}_u, \bar{m}_d, \bar{m}_s$. La masa del quark s puede también obtenerse de manera fiable de desintegraciones del τ . Así se encuentran las cotas

$$\bar{m}_d + \bar{m}_u \geq 9 \text{ MeV}/c^2, \quad \bar{m}_d - \bar{m}_u \geq 3 \text{ MeV}/c^2, \quad \bar{m}_s \geq 150 \text{ MeV}/c^2$$

y las estimaciones

$$\bar{m}_d + \bar{m}_u = 13 \pm 4 \text{ MeV}/c^2,$$

$$\bar{m}_s = 200 \pm 50 \text{ MeV}/c^2, \quad \bar{m}_d = 8.9 \pm 4.3 \text{ MeV}/c^2, \quad \bar{m}_u = 4.2 \pm 2 \text{ MeV}/c^2,$$

todas ellas con reglas de suma. De desintegraciones del τ obtenemos, para el quark s ,

$$m_s(1 \text{ GeV}) = 235_{-42}^{+35} \text{ MeV}/c^2,$$

resultado esencialmente equivalente al obtenido con el método anterior.

4. Masas y cargas en las interacciones débiles

4.1. La intensidad de la interacción débil y las masas de las partículas W y Z . La partícula de Higgs

La intensidad de la interacción débil puede medirse con gran precisión en dos procesos muy distintos: la desintegración débil del muón (en la que la energía efectiva es de unos 100 MeV) o las desintegraciones de las partículas W , Z , con energías cercanas a los 100 GeV, es decir, mil veces superiores. El acuerdo entre ambas medidas representa uno de los éxitos más impresionantes del modelo estándar. Suele darse, en vez de la intensidad de la interacción, α_W , la constante de Fermi, G_F , relacionada con ella, a primer orden, por la expresión

$$G_F = \frac{\pi}{\sqrt{2}M_W^2} \alpha_W.$$

Efectivamente, las masas de las partículas W y Z están ligadas a la intensidad de la interacción efectiva a pequeñas energías, medida por la constante de Fermi, cuyo valor experimental es

$$G_F = 1.16639[1] \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}.$$

Las medidas de los valores de las masas de los “bosones intermedios”, W , Z , proporcionaron uno de las más importantes éxitos de la teoría estándar de interacciones electrodébiles, al ser predichos con más de diez años de anticipación a su descubrimiento experimental. Según las *Tables of Particle Properties*, las famosas Tablas a las que tanto ha contribuido nuestro nuevo académico, tenemos

$$M_W = 80.419 \pm 0.056 \text{ GeV}/c^2,$$

$$M_Z = 91.1882 \pm 0.0022 \text{ GeV}/c^2.$$

La precisión, tanto teórica como experimental, en interacciones débiles, llega a unas cuatro o cinco cifras significativas.

De hecho, la precisión de este sector del modelo estándar es tal que ha permitido predecir partículas antes de ser encontradas, por sus efectos indirectos a través de correcciones radiativas. Ya hemos comentado los casos de los quarks c y t , y de las partículas W y Z . La última partícula que queda por descubrir para completar el modelo estándar, la partícula de Higgs (responsable, en el modelo, de la generación de masas de todas las demás) es también objeto de una predicción. La consistencia del modelo sólo es posible si la masa de esta partícula tiene el valor

$$M_H = 107_{-38}^{+56} \text{ GeV}/c^2 \quad [\text{Correcc. radiativas}].$$

Este es el valor deducido utilizando el recientemente encontrado para α sobre la Z , que mencionamos al final de la sección 2.1.

Poco antes de cerrarse el acelerador LEP, en el CERN, y en unos experimentos en los que participó Manuel Aguilar, se encontraron indicaciones de la existencia de la partícula de Higgs, con una masa de $115 \text{ GeV}/c^2$. Las indicaciones no son totalmente convincentes, pero el hecho de que esta masa caiga justo donde se espera teóricamente nos hace pensar a muchos que es muy probable que esté ahí.

5. Otras medidas de precisión

Las cantidades que hemos mencionado proporcionan los valores de los parámetros básicos de la física. La consistencia de sus distintas determinaciones nos suministra importantes verificaciones de la validez y exactitud del modelo estándar de las interacciones fundamentales; pero estas determinaciones no son, por supuesto, las únicas que proporcionan tests de precisión del modelo. Una lista de ellas llenaría, literalmente, libros; las *Tables of Particle Properties*, por ejemplo, ocupan casi ochocientas páginas. Pero no puedo por menos de mencionar explícitamente una que, en mi opinión, constituye una verificación asombrosamente precisa de la estructura de electrones, neutrinos y quarks en familias que mencionábamos al principio de este discurso. Decíamos que las partículas de una y otra familia sólo se diferencian en su masa; y podemos preguntarnos con qué precisión hemos comprobado esto.

Una verificación impactante de esta identidad de propiedades, masa aparte, entre electrón ligero (el de Thomson) y muón viene dada por su momento magnético. Ya hemos discutido al principio el fantástico acuerdo entre el momento magnético experimental del electrón y el obtenido por cálculos teóricos. Pues bien, si repetimos estos cálculos (que involucran interacciones electromagnéticas, débiles y fuertes), cambiando únicamente la masa del electrón por la del muón, encontramos para la correspondiente anomalía el valor

$$a_\mu = (116591849 \pm 72) \times 10^{-11} \quad [\text{Teoría}].$$

El valor experimental más preciso, obtenido en 2001 en Brookhaven, es de

$$a_\mu = (116592030 \pm 150) \times 10^{-11} \quad [\text{Experimento}].$$

Esto comprueba el modelo estándar y, en particular, muestra la identidad (salvo masa) entre electrones y muones, al orden de nueve decimales exactas. Algo que es también muy impresionante de la maravilla de los métodos experimentales utilizados es el haber determinado, con estas nueve decimales exactas, propiedades de una partícula, el muón, que tan sólo vive una millonésima de segundo.

Reflexiones finales

La labor de realizar medidas y cálculos de precisión y la de sistematizar y ordenar los correspondientes resultados es una de las básicas de la ciencia. En dos de los últimos aspectos ha destacado nuestro nuevo académico; lo que no le ha impedido participar, también, en experimentos al límite de nuestro conocimiento, como el citado de detección de la partícula de Higgs o de antimateria primigenia, que se lleva a cabo en el espacio exterior. Esta feliz combinación de lo puntero y lo tradicional es una de las admirables características de nuestro nuevo compañero. No cabe duda de que las altas cualificaciones profesionales y personales de Manuel Aguilar le harán de gran utilidad para nuestra Institución, como lo ha sido ya para la ciencia española. De nuevo, enhorabuena, tanto a él como a la Academia.

He dicho.

Madrid, 9 Enero 2002.

Agradecimientos

Quiero expresar mi agradecimiento a las personas que han colaborado conmigo en la obtención de algunos de los resultados mencionados en este discurso: K. Adel, C. Becchi, J. Fernández de Trocóniz, A. González Arroyo, C. López, S. Narison, E. de Rafael, S. Titard, A. Pineda, y J. Santiago.

Quiero, además, agradecer a P. Langacker y M. Grünwald la información sobre los más recientes valores de las masas del quark t y de la partícula de Higgs.

Referencias

Los valores de m_e , m_μ , m_τ , M_W , M_Z y G_F citados se encuentran en la última edición de las *Tables of Particle Properties* [Particle Data Group: D. E. GROOM ET AL., *Eur. Phys. J.*, **C15**, 1 (2000)]. Los de α y a_e son de la puesta a punto de V. W. HUGHES y T. KINOSHITA, *Rev. Mod. Phys.*, **71**, S133 (1999). La intensidad de la interacción electromagnética sobre la Z y el momento magnético del muón están tomadas de J. F. DE TROCÓNIZ y F. J. YNDURÁIN, *Proc. Europhysics Conference*, Budapest, 2001 (hep-ph/0111258). El valor de la estructura hiperfina del átomo muónico es el citado en el libro de T. KINOSHITA ET AL., *Quantum Electrodynamics*, World Scientific, 1990. Las masas de los quarks ligeros u , d , s (valores y cotas) se discuten en el texto del autor *The Theory of Quark and Gluon Interactions*, 3rd. ed., Springer Verlag, 1999; especialmente la Sec. 10.4. Para los b , c , los resultados más precisos se encuentran en A. PINEDA y F. J. YNDURÁIN, *Phys. Rev.*, **D61**, 077505 (2000) y en el artículo del autor *Improved Determination of the b Quark Mass from Spectroscopy*, Proc. 11 Int. Seminar on High Energy Physics "Quarks-2000", Pushkin, Rusia (hep-ph/0002237). Finalmente, las distintas determinaciones de la intensidad de la interacción fuerte las he tomado de la recopilación de S. BETHKE, *J. Phys.*, **G26**, R27 (2000) y de J. SANTIAGO y F. J. YNDURÁIN, *Nucl. Phys.*, **B611**, 447 (2001).