

Mecánica cuántica y física de partículas elementales



FRANCISCO J. YNDURÁIN

1. Introducción.

El principio de incertidumbre

Sólo hay una hipótesis que sea tomada más por descontada que la mecánica cuántica en física de partículas elementales, y es la relatividad. Prácticamente todos los libros de partículas elementales utilizan de forma tan rutinaria ambas que, sistemáticamente, se escogen unidades en las que la velocidad de la luz, c , y la constante de Planck reducida, \hbar , son unidades de velocidad y acción: casi la primera frase de estos textos es la de advertir que se tomarán unidades con $c = \hbar = 1$. En los artículos sobre física de partículas, esta elección se considera tan evidente que ni siquiera se menciona. Y es que, efectivamente, física de partículas y relatividad y mecánica cuántica están tan indisolublemente unidas que los progresos de una cualquiera de ellas no pueden entenderse sin las otras dos. En este artículo describiremos algunos de los más espectaculares entre ellos.

No es fácil ponerse de acuerdo en la fecha que deba tomarse como marcando el nacimiento de la mecánica cuántica. Puede escogerse el año 1900, en el que se hizo la primera hipótesis cuántica (por Planck, para explicar las propiedades de la radiación del cuerpo negro); y puede también citarse el año de 1930, fecha de aparición del libro de Dirac *The Principles of Quantum Mechanics* como aquella en la que la mecánica cuántica fue formulada por primera vez con completitud y precisión, en una forma que, esencialmente, no ha cambiado hasta la fecha: poco hay que añadir al libro de Dirac para poderlo utilizar como libro de texto aún hoy en día.

Tampoco es fácil decidir cuál es la característica más destacable de la mecánica cuántica. Así, Russell concede el carácter revolucionario de esta disciplina, y menciona como su mayor diferencia con la mecánica no-cuántica (relativista o Newtoniana) el que en la cuántica las transiciones no siempre se realizan de forma continua, sino a saltos. A Einstein, según la famosa frase, lo que más le molestaba de la disciplina era su carácter aleatorio; no le parecía creíble un dios que jugase a los dados. En el libro de Schweber¹ se menciona el principio de superposición como la característica tal vez más fundamental de la mecánica cuántica.

Finalmente, el sentido distinto de localidad en mecánica clásica y cuántica, aparente de forma espectacular en las desigualdades de Bell, y que también irritó a Einstein, representa un alejamiento total de la mecánica cuántica con respecto a las nociones de localidad (y probabilidad) de las correspondientes nociones clásicas; tan drástico que quizás implique este alejamiento una lógica distinta de la tradicional Aristotélica.

Estas propiedades son, sin duda, sorprendentes; y varias de ellas aparecerán ampliamente en este artículo. Pero, si hay que quedarse con una, personalmente yo me apunto al principio de indeterminación, coincidiendo así, en cierto modo, con la idea de Einstein. Por ello voy a comenzar este artículo con una breve recapitulación de este principio.² No sólo por su importancia epistemológica, sino sobre todo por sus implicaciones para el tema que nos interesa aquí.

El principio de incertidumbre posición-impulso nos dice que, si conocemos la posición de una partícula con una precisión Δx , entonces su impulso está indeterminado en la cantidad

$$\Delta p = \hbar / \Delta x. \quad (1.1a)$$

Aquí, $\hbar = 1.05 \times 10^{-34}$ julios segundo es la constante de Planck (reducida). El principio de incertidumbre energía-tiempo nos dice que la energía de un sistema puede fluctuar una cantidad ΔE , con tal que esta fluctuación sólo dure un tiempo

$$\Delta t = \hbar / \Delta E. \quad (1.1b)$$

Nótese que no sólo decimos que, p.ej., el impulso no pueda ser medido con mayor precisión que Δp , sino que esta indeterminación es real: el impulso *puede* tener cualquier valor en el intervalo Δp , y las consecuencias experimentales que saquemos tienen que ser independientes del valor del impulso que escojamos, dentro del intervalo de indeterminación.

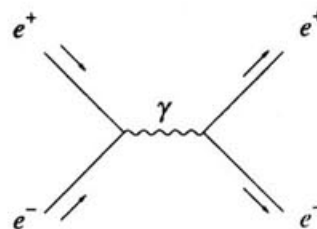


Figura 1.1. Aniquilación de un par electrón-positrón en un fotón, y posterior materialización de este en otro par electrón-positrón.

Como una aplicación muy importante para nosotros de este principio consideramos las llamadas "correcciones radiativas". Tomemos un sistema, tal un estado ligado de electrón-positrón (llamado *positronio*). Su energía es la suma

¹S. S. Schweber, *Introduction to Relativistic Quantum Mechanics*, Row, Peterson, 1961.

²Las dos expresiones, "principio de incertidumbre" y "principio de indeterminación" se utilizan sinónimamente. La formulación de este principio se debe a Heisenberg, para la indeterminación posición-impulso; la extensión a la incertidumbre energía-tiempo es de Bohr.

de la de las masas en reposo de electrón y positrón, menos la de ligadura. Si llamamos a esta B , tenemos pues

$$E = 2m_e c^2 - B \simeq 1 \text{ MeV.}$$

Si suponemos el positronio en reposo, el trimomento se anula: $\mathbf{p} \simeq 0$.

El hamiltoniano de interacción entre electrones e^- y positrones e^+ con la radiación electromagnética tiene un término que permite la aniquilación $e^- + e^+ \rightarrow \gamma$ donde γ representa a un fotón. Pero el proceso de aniquilación de un electrón y un positrón en un fotón es imposible, porque debería ser $E_\gamma = E$, y $\mathbf{p}_\gamma = \mathbf{p} = 0$ lo que contradice la relación entre el momento y la energía de un fotón, $c^2 \mathbf{p}_\gamma^2 = E_\gamma^2$. Sin embargo, el principio de incertidumbre nos permite tener el proceso (Fig. 1.1)

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma \rightarrow e^- + e^+ \quad (1.2)$$

con tal que el tiempo, y el lugar, en que vive el fotón estén limitados por la incertidumbre permitida; por ejemplo, si el tiempo en el que se realiza el proceso (1.2) es inferior a $\hbar/2m_e c^2 \simeq 6.60 \times 10^{-22}$ segundos. A este tipo de procesos que tienen lugar en tiempos infinitesimales se les conoce como "procesos virtuales". El espín del fotón es 1; de los dos estados de más baja energía del positronio uno (llamado *ortopositronio*) tiene espín 1, y otro (*parapositronio*) tiene espín cero. Por tanto, el proceso (1.2) sólo es posible cuando el estado del positronio es *orto*; si el estado es *para*, el proceso de la Fig. 1.1 no puede darse, ni virtualmente. En particular, esto tiene influencia sobre las energías de estos estados; el cálculo fue realizado por primera vez por Pirenne con el resultado de que la presencia virtual del proceso (1.2) da una diferencia de energías de

$$E_{\text{orto}} - E_{\text{para}} \Big|_{\text{Proceso (1.2)}} = \frac{7}{16} m_e c^2 \alpha^4 \simeq 2.11 \text{ eV (teoría),}$$

a comparar con la correspondiente cantidad, medida experimentalmente,

$$E_{\text{orto}} - E_{\text{para}} \Big|_{\text{Proceso (1.2)}} \simeq 2.10 \text{ eV (exp.)}$$

Aquí $\alpha = e^2/\hbar c \simeq 1/137.036$ es la constante de estructura fina (como veremos, la precisión del acuerdo de la teoría con los experimentos es mucho mayor de lo que esta somera comparación indica). Es interesante notar que la corrección también puede escribirse como

$$E_{\text{orto}} - E_{\text{para}} \Big|_{\text{Proceso (1.2)}} = \frac{7}{2} \frac{\pi e^2 \hbar^2}{m_e^2 c^2} |\Psi(0)|^2$$

donde Ψ es la función de onda del positronio obtenida resolviendo la ecuación de Schrödinger no-relativista en la que, por tanto, se desprecian, en particular, los procesos de creación y aniquilación de partículas. El carácter cuántico y relativista de la corrección son aparentes aquí en los factores \hbar^2 en el numerador y c^2 en el denominador.

Un segundo tipo de correcciones que aparecen cuando se tiene en cuenta el principio de incertidumbre, junto con la posibilidad relativista de crear partículas gastando energía, son las llamadas *correcciones radiativas*. En ellas una partícula (por ejemplo, un electrón) emite otra (por ejemplo, un fotón) de energía ΔE_γ . Este fotón sólo vive un tiempo $\Delta t = \hbar/\Delta E_\gamma$, después del cual es reabsorbido.

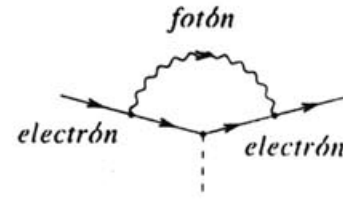


Figura 1.2. Emisión y absorción de un fotón

Esto se muestra gráficamente en la Fig. 1.2, en la que se representa un electrón que emite y luego reabsorbe un fotón, interaccionando en el intervalo con un campo externo representado por la línea de puntos en la figura. Es evidente que la posibilidad de tales sucesos modifican las propiedades de las partículas. Por ejemplo, y según se sigue de la ecuación de Dirac, el electrón tiene un momento magnético de valor $\mu_e = e\hbar/2mc$. Pero esto es así sin tener en cuenta la creación y absorción virtuales de fotones, lo que cambia μ en el factor $1 + a$, donde a se le llama la *anomalía*, o *g-2*, lo segundo por razones que no son del caso. Así, el proceso ejemplificado en la Fig. 1.2, que es el más importante,³ fue calculado por Schwinger en 1948 y nos da $a_{\text{Fig. 1.2}} = \frac{1}{2}\alpha/\pi \simeq 1.16 \times 10^{-3}$ mientras que, experimentalmente, $a_{\text{exp.}} \simeq 1.159 \times 10^{-3}$.

El éxito cuantitativo en ambos casos es un ejemplo de acuerdo entre la teoría y el experimento en la mecánica cuántica relativista; éxito que, como veremos, no se limita a explicaciones de datos experimentales, sino a *predicciones* confirmadas a posteriori, y en muchos casos de forma espectacular: el principio de incertidumbre nos ha permitido muchas veces ir bastante más allá de las energías alcanzables en el laboratorio.

2. Partículas y fuerzas; el modelo estandar

Antes de realizar un estudio detallado de las implicaciones de la mecánica cuántica en física de partículas elementales es conveniente presentar, así sea someramente, la teoría actual, conocida por razones históricas como *modelo estandar*, que describe los bloques constituyentes de la materia, y las fuerzas que actúan entre ellos, con una capacidad predictiva nunca antes alcanzada en la historia de la física, o de ninguna otra ciencia.⁴

En primer lugar, tenemos los cuatro (o seis, según cómo se cuente) constituyentes fundamentales de la materia que nos rodea, representados en la tabla adjunta. Con la excepción de algún raro rayo cósmico y, tal vez, de ocasionales neutrinos de tipo *mu* o *tau*, la tierra y el sol, los planetas y

³Más adelante presentaremos una lista comparando teoría y experimento para interacciones electromagnéticas con una precisión muy superior a la obtenida con el cálculo pionero de Schwinger.

⁴Penrose, en algún ensayo, contraponen a la precisión de la mecánica cuántica relativista la de la teoría no-cuántica de la gravitación. Pero, aunque indudablemente la exactitud de los cálculos de la precesión del periastró de una serie de cuerpos celestes llega a las 10-12 cifras decimales, comparable con las de la electrodinámica cuántica, esta precisión se refiere a un sólo proceso, quedando muchos otros, en particular los relacionados con campos gravitatorios intensos, completamente al margen de verificación experimental.

las estrellas, hasta las más alejadas galaxias, están compuestas de electrones, neutrinos, y quarks de los tipos *u* y *d*. A estos pueden añadirse fotones y gluones, los que a veces no son considerados como “ladrillos” sino como “cemento” en la constitución de la materia. En la Tabla 1 presentamos los símbolos bajo los que se conocen a las partículas seguidas de sus cargas eléctricas, en unidades de la carga del protón.

Tabla 1. Símbolos bajo los que se conocen a las partículas seguidas de sus cargas eléctricas, denotadas por el símbolo Q , en unidades de la carga del protón

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

La identificación de estos componentes no fue sencilla. Después del descubrimiento del electrón por J. J. Thompson, cuyo centenario celebramos hace un par de años, se propuso el modelo de Rutherford del átomo, modelo que hoy sabemos ser el correcto, en el que las cargas positivas se concentran en una pequeña región, el núcleo atómico, de un tamaño aproximado de 10^{-13} centímetros; disponiéndose los electrones en una nube a distancia relativamente grande del núcleo (10^{-8} cm), un poco como los planetas se disponen alrededor del Sol; ligándose unos y otros por la primera interacción en ser estudiada en detalle, la interacción electromagnética.

Pronto los núcleos se revelaron compuestos de protones y de otras partículas neutras, los neutrones, efectivamente identificados y aislados por Chadwick. Pero este modelo del núcleo que se seguía de los experimentos de Rutherford, compuesto de protones y neutrones, implicaba la existencia de unas nuevas fuerzas distintas de las electromagnéticas, y además mucho más intensas que éstas para poder compensar la repulsión entre los protones del núcleo. Efectivamente, en los experimentos citados el equipo de Rutherford encontró evidencia de dichas fuerzas, conocidas por su intensidad como *interacciones fuertes*.

También al filo del cambio de siglo (de hecho algo antes, en 1896) Becquerel había descubierto la radiactividad natural, y con ella la tercera fuerza que opera en el mundo microscópico, llamada posteriormente *interacción débil* por ser mucho menos intensa que la electromagnética. Tanto la estructura de la interacción débil como de la fuerte tardaron mucho tiempo en ser descifradas. La interacción débil tuvo que esperar a los trabajos de (entre otros) Pauli, Fermi, Glashow, Weinberg y Salam, culminados con la demostración de la consistencia de la teoría por 't Hooft en 1971: y su confirmación experimental al descubrirse las corrientes neutras y las partículas *W* y *Z* a lo largo de la siguiente docena de años. La interacción fuerte requirió el reconocimiento por Gell-Mann de que los neutrones y protones no son partículas elementales sino que están formados

por otras más fundamentales, los quarks⁵ de tipo *u* y *d*, y el desarrollo de la teoría⁶ de las interacciones de estos últimos y de las partículas que los “cementan” (los *gluones*) en el año 1973.

Las tres interacciones, fuertes, electromagnéticas y débiles, son transmitidas, respectivamente, por gluones, fotones y partículas *W*, *Z*. De todas ellas daremos más detalles en próximas secciones; por ahora nos contentamos con mencionar un hecho extraordinariamente curioso, y cuya explicación se nos escapa completamente; y es que, por cada una de las partículas mencionadas en la Tabla 1, existen otras dos con propiedades idénticas excepto por la masa, que es muy superior. Estas partículas se desintegran rápidamente y, por ser muy masivas (excepto los neutrinos) sólo pueden crearse a las enormes energías disponibles en los grandes aceleradores actuales, o en rayos cósmicos excepcionalmente energéticos. Así, la Tabla 1 debe completarse con otras dos tablas, quedando el elenco de partículas elementales como sigue:

Tabla 1

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

Tabla 2

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

Tabla 3

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

Otras propiedades de estas partículas, notablemente algunas de sus masas, las discutiremos más adelante. El hecho de que, aparte de su masa, las partículas μ y τ tengan propiedades idénticas al electrón ha hecho que a veces se las conozca como “electrones pesados”. Globalmente, se conoce a electrones (ligero o pesados) y neutrinos como *leptones*, por ser más ligeros que los quarks; a los quarks, y a las partículas compuestas de ellos, se las conoce como *hadrones* por participar en las interacciones fuertes (del griego “leptos”, ligero y “hadros”, fuerte).

3. Renormalizabilidad.

El modelo electrodébil. “QCD”

La construcción de teorías incorporando relatividad (restringida; aún hoy no se conoce ninguna teoría que incluya mecánica cuántica y relatividad general) y mecánica cuántica no fue trivial; y de hecho, algunos científicos de primera fila, tal Penrose, no han sido capaces de asimilar estas teorías.⁷ El problema más importante, además del de identificar cuáles de las teorías posibles describen la realidad experimental, es el de consistencia de estas teorías. En efecto, si calculamos ingenuamente las amplitudes de probabilidad que nos describen un proceso involucrando correcciones radiativas, el resultado es infinito (más precisamente, indeterminado); por ejemplo, éste es el resultado del cálculo de la corrección radiativa descrita por la figura 1.2 para la

⁵Cada quark tiene tres posibles estados, y cada gluón ocho, caracterizados por un número cuántico que, por razones históricas, se conoce como “color”, aunque, por supuesto, no tiene nada que ver con el color ordinario.

⁶La teoría se conoce como “QCD”, iniciales en inglés de “cromodinámica cuántica” debido la existencia del número cuántico interno de *color*.

⁷En su libro “La Nueva mente del Emperador” Penrose, en efecto, afirma que no existen teorías consistentes de mecánica cuántica relativista. Claro que Penrose, un gran matemático y especialista en teoría no-cuántica de la gravitación, dista de ser un experto en teoría de partículas elementales.

carga eléctrica del electrón. De hecho, si la corrección radiativa involucra un número creciente de lazos⁸ el orden de la infinitud crece con el número de éstos con lo que parece que los cálculos no tuviesen sentido. Es interesante hacer notar que, si en los cálculos guardamos explícitamente la constante \hbar , observaremos que un proceso con N lazos es de orden \hbar^N , es decir, cuanto más cuántica es una predicción menos sentido parece tener.

Sin embargo es posible dar un sentido a los cálculos a cualquier orden en el número de lazos para una cierta clase de teorías, conocidas como *teorías renormalizables*. La manera de hacerlo es, precisamente, tomarse en serio la mecánica cuántica, en especial uno de sus principios que manifiesta que algo que no se puede medir no tiene por qué tener sentido físico. Ahora bien: un desarrollo en el número de lazos involucra a la vez un desarrollo en potencias de la intensidad de la interacción, *medida esta intensidad en ausencia de interacción*; y lo mismo pasa con la masa de las partículas que aparecen en las fórmulas: son las masas que tendrían las partículas si no interaccionasen. Si admitimos que estas cantidades, que (para electrones y la interacción electromagnética denotamos convenientemente por e_0, m_0) no tienen sentido físico, y lo que sí lo tiene son las intensidades y masas e, m en presencia de interacción; y por tanto reexpresamos las cantidades observables (energías de estados ligados, p. ej.) en términos de e, m , entonces resulta que los infinitos se cancelan y obtenemos resultados perfectamente finitos a todos los órdenes.

Esta remarcable propiedad se conoce como *renormalizabilidad*; y no todas las teorías posibles la satisfacen. De hecho, no se conocen teorías renormalizables que involucren partículas de espín $3/2$ o superior; y entre las de espín 1 (tales gluones, fotones y partículas W, Z) y espín $1/2$ (electrones, neutrinos y quarks) únicamente las conocidas como “teorías de tipo gauge” son renormalizables. Es notable que no existan en la naturaleza partículas elementales de espines elevados, y que las teorías que describen las tres interacciones electromagnética, débil y fuerte (QCD), y que detallaremos algo más en capítulos posteriores, sean, precisamente, de tipo gauge. Sólo existe una excepción a esta regla: la interacción gravitatoria involucra partículas de espín 2, los gravitones, y su interacción, descrita con el lagrangiano de Hilbert–Einstein, no parece ser renormalizable. Esta, por supuesto, es una de las razones más importantes que hacen que no hayamos sido capaces de construir una teoría satisfactoria de la gravedad cuántica.

4. Electrodinámica cuántica: la precisión inhumana de la mecánica cuántica relativista

Al final de los años 20, Dirac escribió una ecuación cuántica e invariante relativista que describía la interacción de un electrón con un campo externo. Entre otras predicciones, esta ecuación implicaba la existencia de antipartículas, es decir, para cada partícula otra con idénticas propiedades (tales como masa, espín, momento magnético ...) pero carga, en particular carga eléctrica, opuesta. Así se predecía la existencia de “positrones”, denotados con

el símbolo e^+ , partículas con con carga opuesta a la de los electrones (e^-).

La verificación experimental de existencia de positrones fue una brillante confirmación de lo correcto de la teoría de Dirac. Otra también muy importante es que esta ecuación implica el valor (en unidades naturales)

$$\mu(e) = \frac{e}{2m} \tag{4.1}$$

para el momento magnético del electrón. Experimentalmente el valor encontrado era muy próximo a este, pero no exactamente igual. Como ya hemos mencionado, es costumbre definir la llamada *anomalía*, $a(e)$, como lo que se separa, en términos relativos, el momento magnético del valor predicho por la teoría de Dirac: escribimos pues,

$$\mu(e) = [1 + a(e)] \frac{e}{2m}.$$

El valor experimental es $a(e) = 0.001\,159\,652\,188\,4$: la teoría de Dirac funciona al 1‰, pero claramente hay correcciones suplementarias de las que la teoría no da cuenta. Algo parecido ocurre en el átomo de hidrógeno: en una serie de brillantes experimentos, Lamb y Retherford mostraron que los estados denotados por $2S_{1/2}$ y $2P_{1/2}$ que, según los cálculos basados en la ecuación de Dirac, tendrían que tener la misma energía, se diferenciaban energéticamente en

$$E(2S_{1/2}) - E(2P_{1/2}) = 1\,057.851 \text{ megaherzios}$$

(efecto Lamb). Esta cantidad es muy pequeña en comparación con las energías de estos estados, de una parte en un millón, pero nos proporciona otra indicación de que la teoría es incompleta.

¿Cuál es el ingrediente que falta? El problema es que la ecuación de Dirac describe una partícula en un potencial, y los argumentos muy generales de mecánica cuántica y relatividad que ya mencionamos con anterioridad en algún detalle, implican que hay que considerar teorías con número variable de partículas: lo que se llama una teoría de campos cuánticos. En particular, para cada proceso tenemos que considerar las correcciones radiativas, esto es, la posibilidad de que se emitan (virtualmente) partículas que luego se materializarán en otras, o serán reabsorbidas.

Esta posibilidad de emitir y absorber radiación cambia las propiedades del electrón, en particular los niveles energéticos en el átomo de hidrógeno, y el momento magnético. El primer cálculo, semirelativista, del efecto Lamb lo llevó a cabo Bethe en 1947: y el primer cálculo relativista de correcciones radiativas, al orden más bajo en la interacción con la radiación, fue el de la anomalía en el momento magnético realizado por Schwinger que ya mencionamos antes.

A la teoría que incorpora completamente los requisitos de la relatividad y mecánica cuántica para interacciones *electromagnéticas*, incluyendo correcciones radiativas, se la conoce como *electrodinámica cuántica* (o *QED*, de sus iniciales en inglés: quantum electrodynamics) y fue desarrollada en los años cuarenta – cincuenta por Stückelberg,

⁸Hablando de forma aproximada, llamamos proceso con un lazo a un proceso en el que una partícula se emite virtualmente y se absorbe una vez. Si esto ocurre dos veces, decimos que tenemos dos lazos, si ocurre tres, tres lazos, etc. Así, el proceso descrito en la Fig. 1.1 es un proceso a cero lazos, y el de la Fig. 1.2 es un proceso a un lazo.

Schwinger, Tomonaga, Feynman y Dyson (entre otros). Como ya hemos mencionado, es una de las pocas teorías renormalizables que existen; de hecho, es la única posible entre electrones y fotones. Podemos por tanto, y al menos en principio, hacer cálculos a todos los órdenes de la interacción. Como la intensidad de esta viene medida por la constante de estructura fina y $\alpha \sim 10^{-2}$, nos resulta que, *grosso modo*, un cálculo a orden N tendrá una precisión de $2N$ cifras decimales.



Paul A. M. Dirac

Volvamos al momento magnético del electrón. El valor calculado por Schwinger aproxima bastante bien el experimental que se conocía en su tiempo; pero, según los experimentos han ido mejorando, ha sido necesario realizar cálculos más precisos, tanto para $a(e)$ como para muchas otras cantidades. Unas veces yendo por delante del experimento, y otras la teoría, tenemos en la actualidad una serie de impresionantes tests de ésta, con acuerdos entre teoría y experimento que en algunos casos llegan a diez y más decimales, con una precisión que J. Horgan ha denominado *inhumana*. A continuación presentamos unos ejemplos de comparación de teoría y experimento (algunos involucrando muones) tomados del libro de Kinoshita et al.⁹ Sólo consideramos de momento tests de precisión a bajas energías; algunas de las importantes verificaciones a grandes energías, hasta las realizados a 200 GeV con el colisionador LEP de electrones y positrones, las discutiremos después.

1) Momentos magnéticos de electrón (e^-), positrón (e^+) y muones μ^+ , μ^- . La teoría predice que los momentos magnéticos de electron y positrón deben ser iguales, y lo mismo para μ^+ , μ^- . Además permite calcular los valores de dichas cantidades, en serie de potencias en α . Experimentalmente,

$$\begin{aligned} a(e^+) &= (1\ 159\ 652\ 187.9 \pm 4.3) \times 10^{-12} \\ a(e^-) &= (1\ 159\ 652\ 188.4 \pm 4.3) \times 10^{-12}; \\ a(\mu^+) &= (1\ 165\ 911 \pm 11) \times 10^{-9} \\ a(\mu^-) &= (1\ 165\ 937 \pm 12) \times 10^{-9}. \end{aligned} \tag{4.2a}$$

Hemos presentado los valores de la anomalía, como es costumbre: que el primer orden viene dado por la teoría de

Dirac es algo que va de *soi*. Los cálculos teóricos dan,

$$\begin{aligned} a(e^\pm) &= (1\ 159\ 652\ 140 \pm 27) \times 10^{-12} \\ a(\mu^\pm) &= (1\ 165\ 919.18 \pm 1.91) \times 10^{-9}. \end{aligned}$$

La mayor parte del error teórico (que incluye efectos de octavo orden en la carga del electrón) para electrones viene del error *experimental* en la cantidad α ; de hecho, el cálculo teórico es tan preciso que se puede utilizar para obtener el más exacto valor de esta cantidad. La precisión del cálculo para muones es tal que es sensible a interacciones fuertes. Aunque el muón no tiene, directamente, interacciones fuertes, estas intervienen porque el fotón que se emite y absorbe en las correcciones radiativas (recordar la Fig. 1.2) puede, en el camino, materializarse en hadrones que después se aniquilan en un fotón, como en la Fig. 4.1. Si no incluyésemos este efecto, habríamos obtenido un resultado inferior al valor observado,

$$\begin{aligned} &[\text{sin hadrones virtuales}]; a(\mu^\pm) = \\ &= (1\ 165\ 919.18 - 71) \times 10^{-9} = (1\ 165\ 848) \times 10^{-9}. \end{aligned}$$

El cálculo teórico estaría en desacuerdo con el resultado experimental en una cantidad medible, $\sim 71 \times 10^{-9}$.

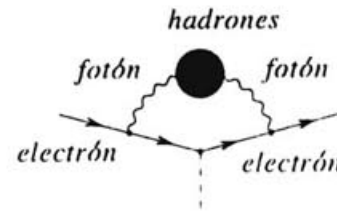


Figura 4.1. Emisión de un fotón que, antes de ser absorbido, se materializa en hadrones (quarks) que después se aniquilan en un nuevo fotón, que posteriormente es también absorbido.

2) Para el efecto Lamb tenemos,

$$\begin{aligned} \text{experimento: } \Delta E(2S_{\frac{1}{2}} - 2P_{\frac{1}{2}}) &= 1\ 057\ 851 \pm 20 \text{ kHz} \\ \text{teoría: } \Delta E(2S_{\frac{1}{2}} - 2P_{\frac{1}{2}}) &= 1\ 057\ 862 \pm 30 \text{ kHz}. \end{aligned} \tag{4.3}$$

3) La estructura hiperfina del hidrógeno es, posiblemente, el número mejor conocido en la naturaleza. Experimentalmente,

$$\Delta\nu(\text{hidrógeno}) = 1\ 420.405\ 751\ 766\ 7 \pm 0.000\ 000\ 000\ 9 \text{ MHz},$$

pero, desgraciadamente, la precisión del cálculo teórico "sólo" llega al nivel de una parte en un millón debido a que intervienen efectos de estructura del protón, que no son muy bien conocidos.

El muonio es un estado ligado de electrón y μ^+ , similar al átomo de hidrógeno, y en que el muón juega el papel del protón. Tiene la ventaja sobre el átomo de hidrógeno que la estructura del muón puede calcularse teóricamente con mucha mayor precisión que la del protón. El valor experimental y el teórico para la estructura hiperfina son en este caso, y también en MHz,

$$\begin{aligned} \Delta\nu(\text{muonium exp.}) &= 4\ 463\ 302.88 \pm 0.16 \\ \Delta\nu(\text{muonium teor.}) &= 4\ 463\ 303.11 \pm 2.6; \end{aligned} \tag{4.4}$$

⁹T. Kinoshita et al., "Quantum Electrodynamics", World Scientific, 1990.

la medida experimental es, sin embargo, mucho menos precisa que para el hidrógeno. La mayor parte del error teórico viene del error *experimental* en la medida de la masa del muón.

4) Los desplazamientos de los niveles energéticos en el positronio (estado ligado de electrón y positrón) proporcionan también impresionantes tests de la teoría. Con algunos de ellos acabamos esta sección:

	$\Delta E(2^3S_1 - 2^3P_0)$	$\Delta E(2^3S_1 - 2^3P_1)$	$\Delta E(2^3S_1 - 2^3P_2)$
experimento	$18\,504.1 \pm 10$	$13\,001.3 \pm 3.9$	$8\,619.6 \pm 2.7$
teoría	18 496.1	13 010.9	8 624.2.

(4.5)

Las unidades son Mega Hertz (MHz), y utilizamos notación espectroscópica; los errores teóricos son de unos 10 MHz. Para la estructura hiperfina del positronio,

$$\begin{aligned} \Delta\nu(\text{experimento}) &= 203\,389.1 \pm 0.74 \\ \Delta\nu(\text{teoría}) &= 203\,404.5 \pm 9.3. \end{aligned}$$

El fantástico grado de precisión a que hemos llegado en nuestra comprensión de la electrodinámica cuántica es más evidente si consideramos que los números que estamos citando son *correcciones* a los niveles energéticos, los que, al orden más bajo, vienen dados por la ecuación de Schrödinger, con correcciones relativistas dadas por la ecuación de Dirac. Es decir, los números de las ecuaciones de más arriba deben ser comparados con el *Rydberg*, energía del estado fundamental de átomos hidrogenoides, de valor

$$1 \text{ Ry} \cong 3\,8423.289 \times 10^9 \text{ MHz} :$$

tanto para los momentos magnéticos como para las energías de los estados ligados, la precisión es pues del orden de una parte en 10^{11} o incluso 10^{13} (!).

5. Cuando las correcciones cuánticas hacen a las constantes variables. Libertad asintótica. Confinamiento. El vacío de QCD

En la mecánica newtoniana, pre-relativista y pre-cuántica, la interacción entre dos cuerpos se entendía como una “acción a distancia”; un concepto éste que repugnaba al propio Newton, que lo soslayaba con el *caveat* de “las cosas ocurren como si...”, y que Descartes intentó obviar inventando una teoría alternativa de vórtices. En mecánica cuántica relativista la acción a distancia desaparece. Así, la interacción entre dos partículas que se aproximan (representadas por las líneas continuas de la Fig. 5.1) se consideran debidas al intercambio de una partícula virtual, que constituye el *quantum* de la correspondiente interacción, y que hemos representado por una línea ondulada en la figura. Así, si la interacción es electromagnética, la línea ondulada representará un fotón; si la fuerte, un gluón, y si la débil, una partícula *W* o *Z*.

Feynman ha mostrado como a cada uno de los diagramas como el de la Fig. 5.1, u otros similares que hemos visto (y veremos) se le pueden asociar unas ciertas reglas que permiten calcular los procesos correspondientes. Con ellas no es difícil ver que, para la interacción electromagnética, se obtiene un potencial de tipo coulombiano; para, p. ej., electrón y protón, el potencial

$$-hc \frac{\alpha(0)}{r}, \tag{5.1}$$

y hemos denotado or $\alpha(0)$ a la constante de estructura fina, medida a grandes distancias,

$$\alpha(0) \simeq 1/137.035989.$$

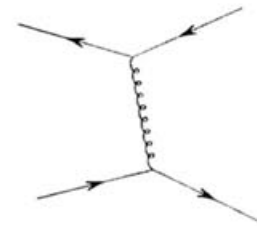


Figura 5.1. La interacción entre dos partículas se entiende, en mecánica cuántica relativista, a través del intercambio de la partícula correspondiente a la interacción: La línea ondulada representa el intercambio de un gluón, fotón o partícula *W*, *Z*.

Sin embargo, la Fig. 5.1 no proporciona la interacción exacta. A distancias del orden de la longitud de onda de Compton del electrón, $\lambda_e = \hbar/m_e c \simeq 3.8 \times 10^{-11}$ cm, las correcciones radiativas comienzan a ser importantes y tenemos que añadir procesos en los que se crean y aniquilan virtualmente fotones y pares electrón-positrón, algunos de los cuales están representados en la Fig. 5.2. Estos nuevos términos alteran el valor de la intensidad de la interacción; y debemos pues admitir que el valor de α depende de la distancia (o, debido al principio de incertidumbre, de la energía) a la que es medida. Debemos pues escribir $\alpha(E)$; el valor dado hasta ahora es el de la constante a grandes distancias, o pequeñas energías: $\alpha(0) = \alpha(E = 0)$.

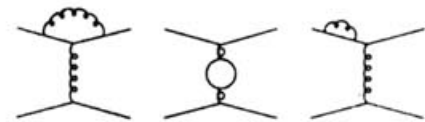


Figura 5.2. Algunas de las correcciones radiativas a la interacción mostrada en la Fig. 5.1.

El valor de $\alpha(E)$ para grandes energías puede calcularse evaluando diagramas como los de la Fig. 5.2. A distancias del orden del radio de Bohr, esta variación de α proporciona la mayor parte del efecto Lamb, al que ya nos hemos referido. A las energías del acelerador LEP, sobre la masa de la partícula *Z*, tanto las medidas experimentales como los cálculos teóricos indican que

$$\alpha(E = M_Z c^2 \simeq 91.2 \text{ GeV}) = 1/(128.88 \pm 0.09).$$

Aunque espectaculares, como una muestra más de la precisión inhumana de la teoría de la electrodinámica cuántica, un error de menos de una parte en mil entre el cálculo y el experimento a 91.2 GeV para una teoría deducida esencialmente de física atómica (a energías del orden de unos pocos electrón-voltios) estos fenómenos no son, en mi opinión, tan extraordinarios como los que ocurren en el caso de las interacciones fuertes. El hecho de que, en este caso, las partículas que transportan las fuerzas (los gluones) tengan autointeracciones producen dos efectos notables y completamente nuevos, la llamada *libertad asintótica* y el *confinamiento* de los quarks, que pasamos a discutir.

Si definimos para las interacciones fuertes lo análogo de la constante de estructura fina, $\alpha_s(E)$ (s por *strong*), el cálculo de diagramas como el de la Fig. 5.1 indica que, a muy cortas distancias, la interacción (p. ej., entre un quark y un antiquark pesados) es parecida a la coulombiana, con un potencial

$$-\frac{4}{3} \hbar c \frac{\alpha_s(E)}{r};$$

pero la dependencia en E es opuesta a la de las interacciones electromagnéticas. Debido que ahora los gluones, a diferencia de los fotones, tienen autointeracciones se obtiene una dependencia en la energía, que a primer orden (un lazo), es

$$\alpha_s(E) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_q) \log(E/\Lambda)^2}, \quad (5.2)$$

donde Λ es una constante, del orden de 200 MeV, y n_q es el número de quarks.

La fórmula (5.2) es notable. Implica que, a grandes energías (pequeñas distancias) los quarks se comportan como si fueran libres (*libertad asintótica*); mientras que, cuando E se aproxima a Λ ("grandes" distancias¹⁰) la fuerza de la interacción crece indefinidamente, de manera que los quarks, y los gluones, están confinados en una región con radio R

$$R \sim \hbar c/\Lambda \sim 10^{-13} \text{ cm.}$$

Estas propiedades fueron establecidas teóricamente en 1973; posteriormente, la correspondiente disciplina, conocida como ya hemos dicho por cromodinámica cuántica (QCD) ha continuado desarrollándose, tanto en la vertiente teórica como en la de comparación con datos experimentales. Con respecto a esto último, terminaremos este capítulo mencionando algunos ejemplos particularmente significativos.

La cantidad $\alpha_s(E)$ puede medirse en las desintegraciones hadrónicas de la partícula τ , obteniéndose el valor

$$\alpha_s^{\text{exp.}}(E = m_\tau c^2 = 1.78 \text{ GeV}) = 0.330 \pm 0.030, \quad (5.3)$$

o en desintegraciones hadrónicas de la partícula Z , y entonces

$$\alpha_s^{\text{exp.}}(E = M_Z c^2 = 91.2 \text{ GeV}) = 0.119 \pm 0.006 \pm 0.030. \quad (5.4)$$

Pero, por otra parte, podríamos haber *deducido* el valor de, p. ej., $\alpha_s(E = m_\tau c^2 = 1.78 \text{ GeV})$ a partir del valor experimental a 91.2 GeV, utilizando la fórmula (5.2). Si hacemos esto, e incluimos correcciones radiativas de orden superior (de las que en la actualidad se conocen hasta cuatro lazos) obtenemos el resultado

$$\alpha_s^{\text{teoría}}(E = m_\tau c^2 = 1.78 \text{ GeV}) = 0.320 \pm 0.050; \quad (5.5)$$

el acuerdo entre esto y el valor experimental (5.3), después de una extrapolación de casi 90 GeV es impresionante.

Con respecto al confinamiento, la mejor demostración (un tanto brutal) de esta propiedad es que, incluso haciendo chocar protones a las energías del Tevatron, en Fermilab, de casi dosmil GeV, no ha sido posible liberar quarks aislados; pero una consecuencia más sutil y, en mi opinión,

más impactante, se da en la estructura que el confinamiento implica para el vacío de la cromodinámica cuántica. En mecánica clásica (relativista o no relativista) el estado con mínima energía es aquel que no contiene nada: ni partículas ni radiación.¹¹ Sin embargo, en mecánica cuántica pueden darse fluctuaciones de creación-aniquilación de partículas. Si estas partículas son fotones, como no interactúan entre sí, el correspondiente estado tiene energía positiva, ΔE , y sólo vive un tiempo $\Delta t \sim \hbar/\Delta E$. En cromodinámica cuántica, sin embargo, los gluones tienen autointeracciones de manera que el valor ΔE puede compensarse con la energía de interacción, que es negativa. De esta manera, el estado con varios gluones tiene energía inferior a la del estado sin partículas, y el vacío (definido operativamente como el estado con mínima energía) no es simplemente la "nada". Lo que es más, debido al confinamiento en un radio $R \sim \hbar c/\Lambda$, este "vacío" no puede desparramarse. Como consecuencia, obtenemos que los quarks se mueven, no en la "nada", sino en un vacío que es en realidad una sopa de gluones. (Teniendo en cuenta análisis más refinados obtenemos que la sopa contiene también pares de quarks-antiquarks ligeros, u , d y, en menor medida, s).

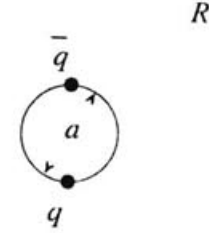


Figura 5.3. Debido a las peculiaridades del vacío cuántico, el par quark-antiquark se mueve en una "sopa" de quarks y gluones.

Consideremos como ejemplo un par de quarks pesados (que son para los que es más fiable un análisis teórico), b anti- b , formando el estado ligado conocido como partícula Υ . El movimiento del par (designado por \bar{q} , q en la figura 5.3) se realiza, según esto, en la sopa de gluones tal como se muestra allí, lo que modifica las propiedades que tendría si el vacío fuese la "nada". Si calculamos la probabilidad de desintegración de la partícula Υ en un par electrón-positrón, *teniendo en cuenta las peculiares propiedades del vacío*, obtenemos el resultado, para la anchura de desintegración,

$$\Gamma(\Upsilon \rightarrow e^+e^-) = 1.1 \pm 0.3 \text{ KeV},$$

en buen acuerdo con el resultado experimental, $\Gamma^{\text{exp.}}(\Upsilon \rightarrow e^+e^-) = 1.32 \pm 0.04 \text{ KeV}$. Nótese que el cálculo teórico es muy difícil y, de momento, sólo ha podido ser realizado con correcciones radiativas de un lazo, lo que explica en parte el tamaño del error teórico. Si hubiéramos realizado el cálculo suponiendo que el vacío es la nada, esto es, no contiene gluones, hubiéramos encontrado

$$\Gamma^{\text{"vacío = nada"}}(\Upsilon \rightarrow e^+e^-) = 0.7 \pm 0.2 \text{ KeV}$$

en claro desacuerdo con el resultado experimental.

¹⁰Grandes en comparación con las distancias a las que es válida la interacción de tipo coulombiano.

¹¹Exceptuamos la teoría de la gravedad, donde el vacío puede contener campo gravitatorio.

6. Teoría electrodébil. Corrientes neutras. Predicción de las partículas W, Z

Sólo las partículas dotadas de carga eléctrica (electrones y quarks) interactúan, directamente, electromagnéticamente; y sólo los quarks lo hacen fuertemente. Sin embargo, todas las partículas de las Tablas 1-3 participan en la llamada interacción débil. Las partículas que transmiten esta interacción son las W^\pm , de cargas eléctricas iguales a ± 1 , en unidades de la carga del protón, y la partícula Z , eléctricamente neutra. Las interacciones son parecidas a las electromagnéticas, que como es sabido se realizan a través del fotón, que interactúa con la corriente eléctrica: por este motivo a las interacciones que involucran a W^\pm se les conoce como *corrientes cargadas*, y a las realizadas a través de la Z , *corrientes neutras*.

Las interacciones involucrando corrientes cargadas fueron descubiertas por Becquerel a finales del siglo pasado en la radiactividad natural: un fenómeno típicamente cuántico, sin contrapartida clásica. En él se observaba que algunos núcleos se desintegran produciendo radiaciones. Estas radiaciones son de tres tipos que se denominaron con las letras griegas α , β , y γ . Muy pronto se identificó la radiación α como núcleos de helio, la γ como fotones y la β se vio que estaba constituida por electrones. Además de estas partículas se producen también neutrinos los que, por su escasa interacción, no fueron detectados hasta mucho después¹².

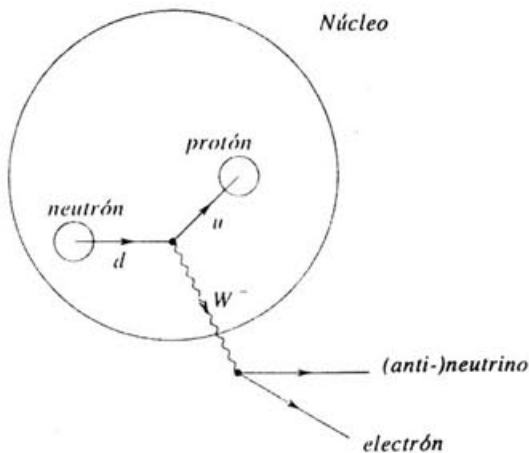
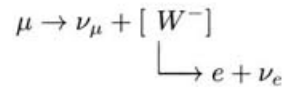


Figura 6.1. Esquema de la desintegración beta. El núcleo resultante es en general inestable, y se rompe (fisión natural) emitiendo, en general, partículas alfa y energía suplementaria en forma de radiación electromagnética (rayos γ).

El proceso elemental que explica la radiactividad es el siguiente. Un quark de tipo d en uno de los neutrones del núcleo se convierte en un quark de tipo u , emitiendo un W^- virtual, con lo que el neutrón se convierte en un protón. El W^- virtual se materializa en un par e^- -neutrino (de hecho, lo que realmente se crea es un antineutrino, $\bar{\nu}_e$). El núcleo resultante, con un neutrón menos y un protón más, resulta ser inestable y se desintegra, en especial emitiendo partículas alfa, y radiación electromagnética (γ). El proceso viene descrito gráficamente en la Fig. 6.1.

Las interacciones asociadas con la Z (corrientes neutras) tardaron mucho tiempo en ser descubiertas; las discutiremos al final de esta sección, después de haber dado un breve repaso a la historia del establecimiento de una teoría satisfactoria de las interacciones débiles.

En efecto, las interacciones débiles del electrón (y neutrinos, y quarks) tienen una larga historia. En el año 1934, Fermi escribió la primera teoría de interacciones involucrando corrientes *cargadas*. En esta teoría no aparecían las partículas W^\pm , y la interacción, por ejemplo entre electrones, neutrinos y muones, se suponía que sólo tenía lugar si las partículas se encontraban en el mismo punto (interacción de *contacto*). La descripción de los datos experimentales, en especial en desintegraciones de neutrones (o, más generalmente, de núcleos) eran razonablemente buenas, pero las de la desintegración del muón, que lo hace débilmente según el esquema



(por supuesto, la W^- , que es virtual, no era conocida y se omitía en los cálculos de la época) no eran descritas igual de bien.

En 1954, Lee y Yang sugirieron que la *paridad*, la simetría que nos pasa de la mano derecha a la izquierda, podía ser violada por las interacciones débiles.¹³ Inmediatamente, Wu realizó un experimento corroborando las predicciones de Lee y Yang y muy pronto después Marshak y Sudarshan y, de forma independiente, Feynman y Gell-Mann, sugirieron una modificación de la interacción de Fermi que tuviera la violación de la paridad en cuenta. Esta modificación se conoce como "teoría $V - A$ " porque la interacción mezcla vectores y vectores axiales.



Enrico Fermi

En 1961 Glashow propuso una teoría que incluía unas partículas mediadoras, las W^\pm , y además una unificación parcial con el electromagnetismo. Para que esta teoría tuviese sentido era necesario que existiesen no sólo las partículas W^\pm , sino una partícula neutra Z , de masa similar a ellas.

¹²La necesidad de que se produjera alguna partícula además de las α , β , y γ se dedujo teóricamente de la falta de balance entre la energía y el momento del núcleo emisor, y los productos de la desintegración que eran observables. Pauli postuló en 1930 la existencia del neutrino, inobservable con los medios de la época, pero que permitía arreglar las cuentas.

¹³Es interesante precisar que la paridad es necesariamente conservada en mecánica cuántica no-relativista.

La teoría de Glashow se reducía a la de Fermi – Feynman – Gell-Mann si las partículas W , Z eran *muy* pesadas: del orden de docenas de veces la masa del protón, lo que implicaba energías de muchos GeV para producirlas: muchísimo más que las energías disponibles. En efecto, las máximas energías alcanzadas en aquella época en experimentos con interacciones débiles eran de uno o dos GeV. Por este motivo la teoría de Glashow no fue particularmente popular. Otro motivo de impopularidad de la teoría era su *inconsistencia*. En efecto, el hecho de que las partículas W , Z tuviesen masa implicaba que se rompía la llamada simetría gauge no-abeliana (en lo que no entraremos). Esto tenía como consecuencia que los cálculos a órdenes altos en teoría de perturbaciones producían resultados *infinitos* a órdenes cuánticos elevados: la teoría de Glashow era no-renormalizable. En 1967 Weinberg, y algo después Salam (en colaboración con Ward) sugirieron introducir las masas por medio del llamado “mecanismo de rotura espontánea” de la simetría gauge, lo cual podría hacer finitos los cálculos a órdenes elevados.

Weinberg y Salam no fueron capaces de demostrar esta propiedad, y durante cuatro años más la teoría quedó como una curiosidad: no se disponía de energía para comprobarla experimentalmente, y no se podían hacer cálculos con ella más allá del orden más bajo. En 1971, sin embargo, una serie de trabajos comenzados por Veltman y culminados por 't Hooft no sólo probaron que la interacción de Glashow con las masas introducidas por el mecanismo de ruptura espontánea era consistente, sino que mostraron cómo hacer los cálculos a órdenes superiores: es decir, demostraron la consistencia de la teoría a todos los órdenes cuánticos.

El interés en ésta teoría explotó a partir de estos trabajos. Los laboratorios experimentales comenzaron una búsqueda de interacciones mediadas por la Z , lo que no es tarea fácil. El motivo es que, a diferencia de las corrientes cargadas que producen procesos que, si estas interacciones no existiesen, serían imposibles, las interacciones con la Z son muy parecidas a las que se obtienen intercambiando fotones. Y a las energías disponibles hasta los años setenta, las interacciones involucrando a la Z son mucho menos intensas que las electromagnéticas. Había pues dos posibilidades. O considerar interacciones involucrando neutrinos los cuales, al no tener carga eléctrica, no presentan interacciones electromagnéticas que enmascaren las inducidas por la Z ; o considerar efectos de interferencia cuántica entre interacciones involucrando fotones y Z que dieran efectos no producibles con fotones únicamente, por ejemplo violaciones de paridad en interacciones entre protones y electrones. El problema con respecto al primer método es que el neutrino es muy difícil de detectar, y de hecho lo que se detecta son las demás partículas; el neutrino se reconstruye de conservación de energía y momento. Así es como se encontró el primer suceso de corriente neutra, en la cámara de burbujas Gargamelle en el CERN, en 1973. En el suceso observado, el neutrino golpea a uno de los electrones de un átomo en la cámara, y lo lanza con gran energía: el electrón muy energético es la señal de la interacción con la corriente neutra. El proceso viene representado esquemáticamente en la Fig. 6.2.

Todavía se tardaron tres años más en encontrar señales de interacciones entre electrones y protones (esto es, sin neutrinos) mediadas por la Z , en unos importantes experimentos realizados en SLAC en colisiones ep , y en estudios

de violaciones de paridad en física atómica liderados por los Bouchiat, entre otros.

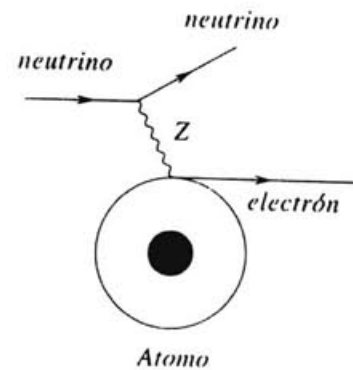


Figura 6.2. El neutrino “golpea” a uno de los electrones del átomo, a través del intercambio de una partícula Z virtual, saliendo el electrón emitido a gran energía.

Los cálculos teóricos con la interacción de Glashow – Weinberg – Salam, mas las interacciones electromagnéticas correspondientes, producen resultados en fantástico acuerdo con la experiencia. Un ejemplo de esto es la predicción teórica de la masa del quark t , que veremos más adelante; otro, tal vez más espectacular, son la *predicción* de las masas de las partículas W , Z con enorme precisión y mucho antes de ser encontradas experimentalmente, que discutimos en la próxima sección.

7. Predicciones de alta energía basadas en cálculos (y medidas) de precisión a bajas energías

I. Las partículas W y Z

Lo más interesante desde el punto de vista que hemos tomado aquí, con respecto a las partículas W y Z , es que sus propiedades (incluidas sus masas) eran conocidas con todo detalle mucho antes de haberse construido aceleradores con energía suficiente para producirlas. Por consistencia interna, el modelo de Glashow-Weinberg-Salam predijo la existencia de estas partículas, con masas de orden de los 100 GeV, cuando las energías más grandes a las que se había llegado con interacciones débiles, en los experimentos de Brookhaven y el CERN, alrededor de 1962, era de poco más de *tres* GeV (en el centro de masas). Las masas y propiedades se conocían con detalle, incluyendo correcciones radiativas, desde los años 75-77, y esto con la ayuda de energías inferiores a los *diez* GeV. Cuando las partículas se descubrieron, en el colisionador del CERN en 1982-83, todas sus propiedades coincidían con las predichas teóricamente. Coincidencia que en la actualidad llega a una extraordinaria precisión. Según la teoría electrodébil, se tiene la relación entre constante de acoplo g_W y la carga del electrón $e = g_W \sin \theta_W$, y las masas de las partículas W , Z están en una relación parecida: $M_Z/M_W = \cos \theta_W$. θ_W es el ángulo de mezcla electrodébil; experimentalmente $\sin^2 \theta_W = 0.23156 \pm 0.000019$. El cociente de las dos determinaciones de este ángulo es una medida de la consistencia de la teoría; este cociente coincida con la unidad con un error inferior al experimental, de menos de uno por mil.

II. El quark c

También el quark c fue predicho (aunque con mucha menor precisión en su masa que las partículas W , Z) mucho antes de ser descubierto. Hara, en 1964 lo postuló para explicar la inexistencia de las desintegraciones¹⁴

$$K^0 \rightarrow \text{pión mas leptones} \quad (7.1)$$

(por ejemplo). Sin embargo, este tipo de procesos no son imposibles, sino sólo improbables. De hecho, procesos similares a (7.1) ocurren con una probabilidad del orden de uno en 10^9 . En 1970, Glashow, Iliopoulos y Maiani se dieron cuenta de que estos procesos sólo podían producirse intercambiando un quark c virtualmente, y que la probabilidad era del orden del cociente $[\alpha m_c^2/M_W^2]^2$. Dado que $M_W \sim 100$ GeV se seguía, del resultado experimental para estas desintegraciones del kaón, que el quark c tenía que tener una masa del orden de 1500 MeV. Esta fue la masa encontrada experimentalmente al descubrirse el quark en 1974-5. En la actualidad los resultados más precisos nos dan $m_c = 1866_{-133}^{+215}$ MeV.

III. El quark top

En las colisiones e^+e^- en el acelerador LEP del CERN, se producen partículas Z . Estas, antes de desintegrarse, pueden materializarse virtualmente en un par quark-antiquark, de manera similar al mecanismo antes descrito¹⁵ en la Fig. 1.1, por ejemplo a través de la secuencia

$$e^+e^- \rightarrow [Z] \rightarrow [t\bar{t}] \rightarrow [Z] \rightarrow \mu^+\mu^-.$$

La energía en reposo de la Z es de unos 91.2 GeV, mientras que la del par $t\bar{t}$ es de unos 350 GeV. El efecto es muy pequeño, del orden de una parte en cien: sin embargo el acuerdo entre teoría y experimento es tal que, antes de haberse descubierto experimentalmente, se sabía que la consistencia entre ambos, teoría y experimento, sólo era posible si la masa del quark t era de $m_t = 170 \pm 20$ GeV. Este es el valor confirmado en los últimos años por el hallazgo experimental del quark en Fermilab, cerca de Chicago, primeramente detectado en 1995. De hecho, incluso ahora (después de casi cinco años de medidas directas de la masa del t) la precisión obtenida con este método, $m_t^{\text{exp}} = 173.8 \pm 4.0$ GeV es apenas mayor que la obtenida indirectamente de correcciones cuánticas, $m_t^{\text{LEP}} = 160 \pm 11$ GeV.

IV. La anomalía triangular

Aunque de carácter muy técnico, una discusión de los efectos cuánticos en física de partículas no estaría completa sin unas palabras sobre la *anomalía triangular*. Ruego disculpas por una discusión que tal vez pueda parecer incomprensible al profano, y excesivamente simplificada al experto.

En esencia la situación es como sigue. Consideremos el operador que representa una corriente como la electromagnética, pero vector axial. Clásicamente, esta corriente está conservada, en el límite en que las partículas con los números cuánticos de la divergencia de esta corriente no

tienen masa. Ahora bien: si escogemos la corriente apropiadamente, ésta partícula resulta ser el pión neutro (π^0) cuya masa no se anula, pero es mucho más pequeña que las de las otras, por ejemplo los protones. Esperamos, por tanto, que la ruptura de la conservación de la corriente correspondiente sea proporcional al cociente $m_{\pi^0}^2/m_p^2 \sim 1/50$, esto es, muy pequeño. Veltman y Sutherland, en 1967, demostraron que es posible expresar la probabilidad de desintegración del π^0 en términos, precisamente, de esta misma cantidad: lo que era una catástrofe, ya que salía una vida media para el π^0 unas treinta o cincuenta veces demasiado pequeña. Bell y Jackiw e independientemente Adler, en 1969, se dieron cuenta de que las correcciones cuánticas producen términos extra, que rompen la conservación de la corriente axial. Esto es la llamada *anomalía triangular*, porque los gráficos de Feynman responsables de la ruptura tienen forma de triángulo. Cuando se tiene esto en cuenta, la predicción teórica y el valor experimental para la desintegración del π^0 están en perfecto acuerdo.

La historia no acaba aquí. Si uno acopla partículas elementales a una corriente axial con anomalía, entonces ésta implica que la teoría deja de ser renormalizable. En el modelo de las interacciones electrodébiles de Weinberg - Salam, las partículas Z se acoplan a tales corrientes, luego parece que las anomalías estropean su consistencia. Sin embargo, es posible evitar el problema si las contribuciones de los leptones (e , ν_e) se cancelan con las de los quarks (u , d). Para ello hace falta que la suma de las cargas se compense exactamente. Para los leptones, $\sum_{e, \nu_e} Q = -1$: para los quarks (teniendo en cuenta el número cuántico interno llamado color) $\sum_{u, d} Q = +1$. De una manera que parece poco menos que milagrosa, la anomalía se cancela para las partículas de la primera generación; y lo mismo para las de la segunda: $\sum_{\mu, \nu_\mu} Q + \sum_{c, s} Q = 0$. Por este motivo, cuando Perl en 1975 descubrió el leptón τ , los físicos estaban convencidos de que tenía que haber también una tercera familia de quarks. En este sentido, podemos decir que la consistencia de la teoría bajo correcciones cuánticas llevó a la predicción de los quarks b , t ya desde mediados de los 70.

8. Conclusión: precisión de los tests; dominio de validez de la mecánica cuántica. Problemas con la relatividad general; teorías de cuerdas

De cuando en cuando (cada vez menos, es verdad) aparecen artículos de física en los que se intentan explicar propiedades de los sistemas microscópicos sin invocar la mecánica cuántica. Por ejemplo, en los que se explica la serie de Balmer de niveles energéticos del átomo de hidrógeno, $E_n = mc^2\alpha^2/2n^2$, por métodos distintos de la ecuación de Schrödinger. Quienes esto hacen demuestran sólo su ignorancia; como hemos visto aquí, los cálculos cuánticos no sólo proporcionan la serie de Balmer sino correcciones a la misma: incluidos los desdoblamientos de niveles energéticos para los que hay que ir a correcciones cuánticas de orden muy elevado. No sólo eso; la precisión de los cálculos cuántico-relativistas sigue inalterada a las energías de LEP

¹⁴El kaon, denotado por el símbolo K , es una partícula con propiedades no muy distintas del pión, pero en cuya composición entra un quark de tipo s .

¹⁵Pero, naturalmente, reemplazando el fotón por la partícula Z y luego por el par $t\bar{t}$.

o del Tevatrón, hasta el orden de cientos e incluso miles de GeV: como hemos mostrado en secciones anteriores.

Por supuesto esta precisión no garantiza que no pueda haber modificaciones a la mecánica cuántica: las teorías científicas no son verdad revelada sino que, simplemente, proporcionan modelos de la realidad. En este sentido, y en lo que respecta a la mecánica cuántica, no podemos asegurar con certeza que siga siendo válida más allá de la región que hemos explorado experimentalmente: podría perfectamente fallar a precisiones más elevadas que las doce cifras decimales, o a energías muy superiores a los mil GeV. De hecho, hay especulaciones sobre posibles desviaciones del principio de superposición a niveles de las 18 ó 20 decimales, como una posible solución a los problemas epistemológicos de la mecánica cuántica, específicamente, al problema de la medida. Indudablemente serán necesarias modificaciones de la mecánica cuántica o la relatividad (probablemente las dos) a energías del orden de la de Planck, 10^{19} GeV, donde los efectos *cuántico-gravitatorios* son importantes. Así, y para acabar este artículo con el principio de incertidumbre con el que se comenzó, podemos citar que las populares (aunque desgraciadamente poco predictivas) teorías de cuerdas indican que hay que modificar la relación de

Heisenberg (1.1a). Se tiene, en efecto,

$$\Delta p = [\hbar + a^2(\Delta p)^2/\hbar]/\Delta x$$

donde a es una longitud fundamental (relacionada a la *tensión* de la cuerda) del orden de la longitud de Planck, $a \simeq 10^{-32}$ cm. Por supuesto no hay, ni va a haber en muchos años, manera de verificar esta predicción de modificación de la mecánica cuántica. Aunque es arriesgado hacer de profeta, el que esto escribe está convencido de que no aparecerán indicaciones *experimentales* que nos obliguen a revisar los postulados de la mecánica cuántica relativista en el futuro previsible: digamos, en una docena de años, probablemente bastante más.

F. J. Ynduráin

está en el Dpto. de Física Teórica, C-XI,
Universidad Autónoma de Madrid
e-mail: f jy delta.ft.uam.es

Congreso Internacional PHYTEB (Physics Teacher Education Beyond 2000)



Barcelona, 27 de Agosto al 1 de Septiembre del 2000.

Organización:

Dra. Roser Pintó
Dpto. de Didáctica de la Ciencia
Universitat Autònoma de Barcelona

Dr. Santiago Suriñach
Dpto. de Física / Física de Materials II
Edifici Cc C3-226
Universitat Autònoma de Barcelona

Mas información:

Tel. 93 581 16 57
Fax. 93 581 21 55

Http://www.blues.uab.es/phyteb
E-mail: Santiago.Suriñach@uab.es