

FISICA DE PARTICULAS

IGOR SAAVEDRA

FISICA DE PARTICULAS

por

IGOR SAAVEDRA

**Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas
Universidad de Chile
Santiago, Chile**

**Departamento de Asuntos Científicos
Unión Panamericana
Secretaría General de la
Organización de los Estados Americanos
Washington, D.C - 1969**

© Copyright 1969 by
The Pan American Union
Washington, D.C.

Derechos Reservados, 1969
Unión Panamericana
Washington, D.C.

Esta monografía ha sido preparada para su publicación en el
Departamento de Asuntos Científicos de la Unión Panamericana

Editora: Eva V. Chesneau
Asesor Técnico: Dr. José R. Fulco
Universidad de California, EE. UU.

*A M.,
como un intento
de explicarle mi oficio*

NOTA DE INTRODUCCION

La colección de monografías científicas forman parte de los programas generales de información y publicaciones del Departamento de Asuntos Científicos y tiene como finalidad principal difundir y presentar de manera sencilla los nuevos temas y métodos que surgen del rápido desarrollo de las ciencias y de la tecnología.

En la actualidad la colección consta de cuatro series, en español y portugués, sobre física, química, biología y matemática, pero se contempla la posibilidad de incluir otros ramos de las ciencias.

Desde su comienzo se destinó estas monografías a los profesores y estudiantes de ciencias de nivel secundario y universitario básico, no obstante se aspira a que encuentren también acogida entre los hombres de ciencias dedicados a la investigación especializada y el público en general que se interese en adquirir información o conocimientos sobre la materia.

En esta oportunidad, la Unión Panamericana agradece a la Agencia para el Desarrollo Internacional y a la Fundación Nacional de Ciencias de los Estados Unidos por la significativa ayuda económica recibida en apoyo de este programa, así como al Dr. Igor Saavedra, autor de la monografía.

Jesse D. Perkinson
Director

INDICE

	Página
Nota de Introducción	v
CAPITULO PRIMERO. ¿POR QUE FISICA DE PARTICULAS?	1
CAPITULO SEGUNDO. ALGUNAS IDEAS Y RESULTADOS DE LA TEORIA DE LA RELA- TIVIDAD ESPECIAL	9
CAPITULO TERCERO. ALGO ACERCA DE MECA- NICA CUANTICA	17
CAPITULO CUARTO. RELATIVIDAD ESPECIAL Y MECANICA CUANTICA: LA ANTIMATERIA	25
CAPITULO QUINTO. LAS LEYES "ABSOLUTAS" DE CONSERVACION	35
CAPITULO SEXTO. LA FAMILIA ATOMICA Y LA FAMILIA NUCLEAR	41
CAPITULO SEPTIMO. UNA FAMILIA EXTRAÑA	59
CAPITULO OCTAVO. ¿PARTICULAS O RESONAN- CIAS? ¿HAY PARTICULAS MAS ELEMENTALES QUE OTRAS?	71
CAPITULO NOVENO. EL CAMINO OCTUPLE	81
CAPITULO DECIMO. EPILOGO: ¿QUARKS?	93
Agradecimientos	98
Bibliografía	99

¿POR QUE FISICA DE PARTICULAS?

Supongamos que tomo un objeto cualquiera, un pedazo de papel, digamos, y lo divido en dos pedazos. Supongamos ahora que tomo uno de estos pedazos y lo subdivido en otros dos, y que repito este proceso otra, y otra, y otra vez. Una pregunta surge de inmediato. ¿Tiene un límite este proceso? o, por el contrario, ¿puedo repetirlo indefinidamente? En otras palabras, ¿hay constituyentes básicos, primarios, indivisibles, de la materia?

Esta es una pregunta muy antigua --ciertamente ya la hicieron los griegos, y muy probablemente la formularon voces de civilizaciones anteriores-- y refleja la angustia del hombre por entenderse a sí mismo y el medio que lo rodea.

En un sentido utilitario inmediato es también una pregunta inútil. Con la más absoluta seguridad, los esfuerzos que hagamos hoy por contestarla no nos permitirán mañana ni construir caminos, ni edificar casas, ni mejorar los problemas del transporte público en la ciudad en que vivimos. Pero, sin embargo, la naturaleza de las relaciones entre ciencia y tecnología es tal que si el mundo en que vivimos hoy es radicalmente distinto de aquél en que nacieron nuestros abuelos, ello se debe precisamente a que antes de ahora hubo personas que dedicaron sus vidas a contestar esta pregunta.

¿Qué hemos aprendido en este largo camino? Como en todas las esferas de la actividad humana en que prima el libre juego del pensamiento, con cada nuevo paso que hemos dado, con cada nuevo retazo de saber adquirido, hemos ampliado también el marco de nuestra ignorancia. Cada respuesta nos ha traído una nueva pregunta. En este sentido particular, entonces, cualquier momento es tan bueno o tan poco apropiado como cualquiera otro para hacer un balance. No hemos llegado al final del camino, es cierto. Pero tal vez no exista el final del camino.

Mi propósito primario al escribir una monografía sobre física de partículas no es, sin embargo, el hacer un balance. Para mí es más importante destacar los modos de pensar que hemos ad-

quirido, la actitud con que hemos aprendido a enfrentarnos con estos problemas. Esto es lo que pretendo hacer aquí.

INTRODUCCIÓN

Tal vez sea una aseveración válida la de que todo lo que entendemos sobre física de partículas, todas las ideas que hemos elaborado hasta ahora, están constituidas por dos ingredientes fundamentales: mecánica cuántica y relatividad especial. Estas son las dos teorías físicas más importantes construidas en este siglo. A todo el mundo le son familiares, por lo menos en un sentido general, las grandes teorías clásicas: la mecánica newtoniana y la electrodinámica. No ocurre lo mismo ni con las ideas básicas de relatividad especial ni con las de mecánica cuántica. Estas constituyen pues, necesariamente, el punto de partida de una discusión como ésta.

2 Una vez equipados con estas herramientas podremos tratar de entender con ellas estos entes que convendremos en llamar "partículas", y que hasta hace unos pocos años se designaban con el nombre menos modesto de "partículas elementales" (porque, en verdad, se es más modesto cuando se abandona el calificativo de "elementales" para referirse a ellas. De esta manera no se afirma *a priori* que estos entes posean la propiedad fundamental de ser los constituyentes primarios de la materia y de la energía; de ser los ladrillos indivisibles de que está construido el mundo físico que conocemos hoy). ¿Cuáles son estas partículas? La respuesta la da la larga lista presentada en forma conveniente para discusión posterior en los Cuadros 1, 2 y 3* que figuran al final de este capítulo.

(Los datos presentados en los Cuadros 1, 2 y 3 deben considerarse principalmente como ilustrativos de la complejidad del asunto, más bien que como los mejores valores experimentales de que se dispone en la actualidad. En particular, en los Cuadros 2 y 3 fue necesario hacer una cierta selección del material presentado, que no pretende ser la que describe mejor la situación experimental actual. Los conceptos, unidades, etc. que aparecen implícita o explícitamente en ellos, y que son propios de la física de partículas, se explicarán a lo largo de esta monografía.)

Después de examinar este "inventario", resulta difícil creer que todas estas partículas sean en verdad "elementales". De alguna manera, su gran variedad contradice nuestra noción intuitiva

* Los Cuadros 1, 2 y 3 están tomados de la Ref. (1).

tiva de lo elemental. Todavía más difícil resulta designar con este calificativo a entes que, al cabo de un cierto tiempo, característico de cada uno de ellos y, en general, corto en extremo, desaparecen para "convertirse" en otros. ¡Y en la lista encontramos sólo cinco partículas rotuladas *estable*!

¿Cómo se llegó al estado actual? En términos de partículas propiamente tales (¡en el sentido de hallarse en los cuadros citados!) la historia comienza con el descubrimiento del *electrón* por J. J. Thomson, en 1897, como resultado de indagaciones tendientes a esclarecer la naturaleza de la conducción de la electricidad a través de gases enrarecidos (descarga eléctrica en gases). Esquemáticamente, este fenómeno consiste en lo siguiente: supongamos en sendos extremos de un tubo de vidrio, dentro del cual hay un gas enrarecido, dos electrodos conectados a una batería (fuente de fuerza electromotriz continua). En el circuito exterior al tubo se observa circulación de corriente, aun cuando no hay conexión metálica a lo largo del tubo entre los dos electrodos. Thomson demostró, midiendo la razón de la carga a la masa, que el transporte de carga eléctrica se debe al movimiento de partículas cargadas de electricidad negativa y que estas partículas son siempre las mismas sea cual fuere el material de que está hecho el electrodo del que proceden; estas partículas son los electrones.

3

Aunque en rigor esta partícula fue introducida esencialmente por Planck en 1900, a fin de simplificar nuestra discusión diremos que el *fotón* --la partícula asociada a la radiación electromagnética (véase el capítulo 2)-- hace su aparición en física con la explicación dada por Einstein en 1905 del fenómeno fotoeléctrico. Este fenómeno, descubierto accidentalmente por Hertz, en 1887, mientras trataba de comprobar experimentalmente la predicción de Maxwell acerca de la existencia de ondas electromagnéticas, se puede describir hoy de esta manera: cuando radiación electromagnética, por ejemplo luz, incide sobre una superficie metálica convenientemente preparada, se observa experimentalmente que el metal emite electrones (es decir, emite las partículas descubiertas por Thomson). El estudio detallado de este fenómeno muestra que no es posible conciliar el breve lapso que va desde la incidencia de luz hasta la emisión de electrones con las predicciones correspondientes de la teoría ondulatoria de la luz (teoría de Maxwell). La explicación de esta discrepancia la dio Einstein abandonando, en cuanto a este experimento particular se refiere, la teoría ondulatoria y reemplazándola por la hipótesis de que la radiación electromagnética está compuesta de corpúsculos cuya energía es directamente proporcional a la frecuencia de la radiación (hipótesis de Planck): tales corpúsculos son los fotones.

El *protón* fue agregado a la lista por Rutherford (1911) como fruto de sus célebres experimentos que marcan el comienzo de la física nuclear. Su más cercano compañero de aventuras, el *neutrón*, fue descubierto por Chadwick en 1932. De ambas partículas, que llamaremos genéricamente *nucleones*, se hablará con cierto detalle en el capítulo 6.

La incorporación del neutrón a la lista de las partículas acarrea dificultades de inmediato, pues resulta que ésta no es una partícula *estable*, sino que *decae*, al cabo de alrededor de 1000 segundos (lapso muy, muy largo en física de partículas), en un protón y un electrón, más una nueva partícula llamada *neutrino*. La historia del neutrino es altamente instructiva y se trata también en el capítulo 6. Sólo diremos ahora que la existencia del neutrino se admitió como una hipótesis muchos años antes de que su presencia en el decaimiento del neutrón fuese demostrada en forma directa por Reines y Cowan, en 1956, y que, desde 1962, se sabe que no sólo hay un neutrino en la naturaleza, ¡sino dos!

4 Otra partícula importante también anticipada por vía teórica es el *mesón* π , o pión. En 1935, Yukawa, al elaborar su teoría de fuerzas nucleares, encontró conveniente postular una nueva partícula, con una masa intermedia entre la del electrón y la de los nucleones. La búsqueda de esta partícula no tuvo éxito sino hasta 1947 (gracias a Powell y colaboradores) y trajo como consecuencia otro descubrimiento inesperado, el del *muón* (que, en realidad, fue descubierto antes que el mesón π). El mesón π es también inestable y, como vemos en el Cuadro 1, decae al cabo de un tiempo del orden de 10^{-8} segundos. Lo sorprendente de este decaimiento es que el pión, por alguna razón hasta hoy ignorada, no se descompone (en la casi totalidad de los casos) directamente en electrones y neutrinos, ambas partículas estables, sino que lo hace por vía de una nueva partícula, el *muón*. Esta es también inestable, y después de transcurridos $2,2 \times 10^{-6}$ segundos (su "vida media") a partir de su formación, se desintegra finalmente en un electrón y neutrinos. ¿Por qué esta partícula? ¿Qué papel desempeña en este juego? Hasta hoy no lo sabemos.

Como se verá más adelante, hasta este momento todos los personajes que hemos presentado --con la excepción recién señalada-- tienen una razón de ser específica; se entiende, o se cree entender, su papel en la naturaleza. La situación cambia radicalmente a partir de 1947. En este año, Butler y Rochester obtienen los primeros indicios de otras partículas más --las llamadas *extrañas* en el Cuadro 1. El calificativo de "extrañas" parece aquí adecuado porque pone de relieve dos rasgos característicos de su aparición en la lista (véase, sin embargo, la verdadera razón de este adjetivo

en el capítulo 7): el hecho de no ser esperadas en absoluto (no había ninguna razón teórica o de otro tipo para inferir su existencia) y el hecho de no entender tampoco por qué existen. Esta última afirmación requiere de alguna calificación. Debe ser entendida en forma relativa; es cierto que, en extremo rigor, no "entendemos" la razón de ser de ninguna partícula. La afirmación última acentúa que todavía "entendemos" menos la razón de ser de las recién presentadas.

Nuestra ignorancia no implica, sin embargo, que no se pueda poner algún orden en el inventario de las partículas. Esto se hace en el capítulo 7, donde se dan las reglas por las que se rige esta extraña familia. Y esto es por cierto una forma de "entender" algo, de modo que tal vez podríamos recuperar la tranquilidad. No es éste el caso, sin embargo. A partir de 1961, otros entes, que en cierto sentido es difícil aun llamar partículas, hacen su aparición en física (esta vez, sin embargo, había razones teóricas para esperar dicha aparición). Los Cuadros 2 y 3 están compuestos en su mayor parte de ellos. Aquí el problema cambia un poco de nivel. Se están discutiendo entes inestables, caracterizados por vidas medias muy, muy cortas, del orden de 10^{-23} segundos. Es obvio que el enfrentarse con esta nueva situación obliga a revisar lo que se ha hecho, las ideas desarrolladas; obliga incluso a revisar si son adecuadas las palabras que se están utilizando para describir lo que se observa. Esto se hace en el capítulo 8.

En el capítulo 9 se demuestra que es posible todavía encontrar un orden básico, y se hace un esbozo de la teoría de Gell-Mann y Ne'eman y su éxito más notable: la predicción y el descubrimiento posterior (en 1964) de la partícula Ω^- .

Finalmente, en el epílogo se discute la posible existencia de "quarks". Al hacerlo nos guía la convicción de que serán descubiertos algún día. Nos interesa presentar aquí esta idea por una razón bien diferente: porque pone de relieve la afirmación de Einstein de que "una teoría no está determinada por los hechos de la naturaleza, sino que es una libre invención de la mente humana". El sentido preciso de esta afirmación se tratará de aclararlo a lo largo de las páginas de esta monografía.

Cuadro 1. PARTICULAS "ESTABLES"

Símbolo	Fam. lia	Nombre	Masa (MeV)	Paridad Spin, J^P ($\hbar = 1$)	Vida Media (segundos)	Decaimientos importantes		
						Modo Parcial	Fracción (%)	
γ		Fotón		1^-	Estable			
ν_e	Leptones	Neutrino (e)	$< 0,2$ KeV	$1/2$	Estable			
ν_μ		Neutrino (μ)	$< 2,1$ MeV	$1/2$	Estable			
e^-		Electrón	$0,51 \pm 0,000$	$1/2$	Estable			
μ^-		Muón	$105,66 \pm 0,002$	$1/2$	$2,2 \times 10^{-6} \pm 0,001$	$e^- \nu$	100	
π^+	Mesones	Mesón pi π^+	$139,59 \pm 0,01$	0^-	$2,6 \times 10^{-8} \pm 0,004$	$\mu^+ \nu$ $e^+ \nu$	≈ 0 $(1,24 \pm 0,03) \times 10^{-4}$	
π^0			Pión π^0	$134,47 \pm 0,02$	0^-	$0,89 \times 10^{-16} \pm 0,18$	$\gamma \gamma$ $\nu^+ e^-$	98,8 1,19 \pm 0,05
K^+		Meson K		$493,78 \pm 0,17$	0^-	$1,24 \times 10^{-10} \pm 0,003$	$\mu^+ \nu$ $\pi^+ \pi^0$	63,4 \pm 0,5 20,8 \pm 0,4
K^0			$497,82 \pm 0,25$	0^-	50% K_S 50% K_L			
K_S					$0,88 \times 10^{-10} \pm 0,02$	$\pi^+ \pi^-$ $\pi^0 \pi^0$	67,3 \pm 1,1 30,7 \pm 1,1	
K_L					$5,77 \times 10^{-12} \pm 0,59$	$3 \pi^+$ $2 \pi^+ \pi^0$	22,7 \pm 2,1 11,5 \pm 0,4	
						$\pi^+ \mu^+$ $\pi^0 \mu^+$	28,8 \pm 1,8 37,0 \pm 1,9	
η		Mesón eta	$548,6 \pm 0,4$	0^-	$\Gamma < 4$ MeV	$\nu \gamma$ $\pi^+ \gamma \nu$ $3 \pi^0$ $\pi^+ \pi^- \pi^0$	33,5 \pm 2,4 14,9 \pm 1,8 21,1 \pm 1,9 25,3 \pm 1,4	
p	Núcle- ones	Protón	$938,26 \pm 0,005$	$1/2^+$	Estable			
n		Neutrón	$939,55 \pm 0,005$	$1/2^+$	$1,01 \times 10^{-8} \pm 0,03$	$p e \nu$	100	
Λ	Bariones (Partículas Extrañas)	Lambda	$1115,63 \pm 0,05$	$1/2^+$	$2,53 \times 10^{-10} \pm 0,05$	$p \pi^-$ $n \pi^0$	66,3 \pm 1,4 33,6 \pm 1,4	
Σ^+		Sigma		$1189,53 \pm 0,08$	$1/2^+$	$0,81 \times 10^{-10} \pm 0,13$	$p \pi^0$ $n \pi^+$	52,8 \pm 1,5 47,2 \pm 1,5
Σ^0				$1192,2 \pm 0,2$	$1/2^+$	$< 1,6 \times 10^{-10}$	$\Delta \nu$	100
Σ^-				$1197,33 \pm 0,13$	$1/2^+$	$1,65 \times 10^{-10} \pm 0,03$	$n \pi^-$	100
Ξ^0		Xi		$1314,7 \pm 1,0$	$1/2^+$	$3,0 \times 10^{-10} \pm 0,5$	$\Delta \pi^0$	100
Ξ^-			$1321,2 \pm 0,2$	$1/2^+$	$1,75 \times 10^{-10} \pm 0,05$	$\Delta \pi^-$	100	
Ω^-		Omega	1674 ± 3	$3/2^+$ (??)	$1,5 \times 10^{-10} \pm 0,5$	$\Xi \pi$ $\Delta \bar{K}$? ?	

Nota. $\tau \sim \hbar/\Gamma$, donde τ es la vida media. Siendo $\hbar = 6,582 \times 10^{-22}$ MeV \cdot seg se obtiene que $\tau > 10^{-22}$ seg. Teóricamente se la considera del orden de 10^{-17} seg.

Cuadro 2. BARIONES

Partícula	Famili- a	Spin Isotópico	Masa (MeV)	Paridad Spin _z (S = 1)	Γ (MeV)	Decaimientos Importantes	
						Modo	Fración (%)
p			Véase Cuadro 1				
$N_{1/2}^+$ (1400)	N	$\frac{1}{2}$	~ 1400	$1/2^+$	~ 200	πN	~ 60
$N_{1/2}^{*+}$ (1570)			~ 1570	$1/2^+$	~ 130	πN $N\eta$	~ 30
$N_{1/2}^{*+}$ (1518)			~ 1518	$3/2^+$	~ 80	πN $\pi\pi$	~ 50
$N_{1/2}^{*+}$ (1700)			~ 1700	$1/2^+$	~ 240	πN ρN	~ 90
$N_{1/2}^{*+}$ (1688)			~ 1688	$5/2^+$	~ 150	$N\pi$ πK	~ 35
$N_{1/2}^{*+}$ (1688)			~ 1688	$5/2^+$	~ 145	πN $\pi\pi$	~ 50
$N_{1/2}^{*+}$ (2170)			~ 2190	$7/2^+$	200	πN $K\bar{K}$	30
$N_{1/2}^{*+}$ (2650)			2649 ± 10	$11/2^+ (??)$	~ 300	πN $K\pi$	~ 7
$N_{3/2}^+$ (1236)	S	$\frac{3}{2}$	$1236, 0 \pm 3, 65$	$3/2^+$	$120 \pm 2, 0$	πN	100
$N_{3/2}^+$ (1670)			~ 1670	$1/2^+$	~ 180	πN	~ 41
$N_{3/2}^+$ (1925)			~ 1920	$7/2^+$	~ 200	πN $K\pi$	~ 50
$N_{3/2}^+$ (2420)			2423 ± 10	$11/2^+ (??)$	~ 275	πN $K\bar{K}$	~ 10
$N_{3/2}^+$ (2450)			2850 ± 12	$15/2^+ (??)$	~ 300	πN	~ 3
Z_0^+ (1865)	Z_0	0	1803	$1/2^+ (??)$	150	$K\bar{N}$ $K\bar{K}$	~ 55
Λ			Véase Cuadro 1				
Y_0^+ (1405)	S	0	~ 1405	$1/2^+$	~ 35	$\bar{K}\pi$	100
Y_0^+ (1520)			$1518, 8 \pm 1, 5$	$3/2^+$	16 ± 2	$R\bar{N}$ $\Sigma\pi$ $\pi\pi^0$	29 ± 4 55 ± 7 16 ± 2
Y_0^+ (1679)			~ 1679	$1/2^+$	~ 18	$R\bar{N}$ $\eta\bar{K}$	
Y_0^+ (1815)			1815	$5/2^+$	~ 60	$R\bar{N}$ $\pi\bar{K}$	~ 75 ~ 9
Y_0^+ (2110)			2110	$7/2^+$	155	$R\bar{N}$ $\pi\bar{K}$	~ 32
Σ			Véase Cuadro 1				
Y_1^+ (1385)	S	1	1381 ± 1	$3/2^+$	40 ± 4	$\pi\pi$ $\Sigma\pi$	91 ± 2 9 ± 2
Y_1^+ (1660)			~ 1660	$3/2^+ (??)$	~ 50	$\Sigma\pi$ $\eta\pi\pi$	~ 30 ~ 30
Y_1^+ (1765)			1767 ± 4	$5/2^+$	84 ± 12	$R\bar{N}$ $Y_1^+(1520)\pi$	~ 50 15
Y_1^+ (1915)			~ 1915	$5/2^+ (??)$	~ 65	$\pi\pi$ NK	~ 12 ~ 16
Y_1^+ (2035)			2035	$7/2^+$	160	$\bar{K}\pi$ $R\bar{N}$	~ 20 ~ 20
Ξ			Véase Cuadro 1				
$\Xi_{1/2}^+$ (1330)	S	$\frac{1}{2}$	$1528, 7 \pm 1, 1$	$3/2^+$	$7, 3 \pm 1, 7$	$\pi\pi$	100
$\Xi_{1/2}^+$ (1820)			1815 ± 3	$3/2^+ (??)$	16 ± 8	$\bar{K}K$ $\Xi\pi\pi$	~ 65 ~ 20
$\Xi_{1/2}^+$ (1933)			1933 ± 16	$5/2^+ (??)$	140 ± 35	$\pi\pi$ $\bar{K}K$	
Ω^-	Ω	0 (??)	Véase Cuadro 1				

CUADRO 3. MESONES							
Partícula	Familia	Spin Isotópico	Masa (MeV)	Paridad Spin _{xy} ^z (h = 1)	Γ (MeV)	Decaimientos Importantes	
						Modo	Fración (%)
Véase Cuadro 1							
η	η	0	783,4 ± 0,9	1 ⁻	12,0 ± 1,5	$\pi^+ \pi^- \pi^0$	~ 90
η'			958,0 ± 0,9	0 ⁻	< 4	$\eta 2\pi$ $\rho \nu$	77 ± 4 23 ± 4
(KR _s)			1068 ± 10	0 ⁺	80 ± 15	$\pi\pi$ KR	< 70 > 30
ω			1018,6 ± 5	1 ⁻	3,6 ± 0,8	$K^+ K^-$ $\rho\pi + 3\pi$	47 ± 4 15 ± 5
f			1254 ± 12	2 ⁺	112 ± 8	$\pi\pi$	
D			1286 ± 6	1 ⁺	40 ± 10	KR $\pi\pi$	
f'			1500	2 ⁺	80	$\bar{K}K$ KR*	~ 60 ~ 40
Véase Cuadro 1							
η', η''	π	1	748,3 ± 2,8	1 ⁻	128,7 ± 7,7	2 π	100
ρ^0			756,4 ± 3,2	1 ⁻	115,5 ± 8,2	$\pi\gamma$	
A ₁			1080 ± 9	1 ⁺ (??)	125	$\rho\pi$	~ 100
B			1220	2 ⁺ (??)	125 ± 37	$\omega\pi$	~ 100
A ₂			1300 ± 9	2 ⁺ (??)	84 ± 7	$\rho\pi$	~ 90
Véase Cuadro 1							
K [±] , K ⁰	K	$\frac{1}{2}$	891,7 ± 0,7	1 ⁻	50 ± 1,4	K π	~ 100
K*			1331 ± 8	1 ⁺ (??)	54 ± 20	K* π K ρ	
(K π)			1415 ± 6	2 ⁺ (??)	96 ± 7	K π K* π	~ 50 ~ 50
(K π)			1827 ± 31	(??)	83 ± 13	K $\pi\pi$	

ALGUNAS IDEAS Y RESULTADOS DE LA TEORIA DE LA RELATIVIDAD ESPECIAL

La índole ondulatoria del campo electromagnético, es decir, el hecho que la radiación electromagnética, y en particular la luz, se propaga en forma de ondas, quedó (en apariencia) definitivamente establecida en la segunda mitad del siglo XIX al publicar Maxwell su famosa teoría del campo electromagnético (digamos, en 1873, año de publicación de su "Tratado Sobre Electricidad y Magnetismo"), y con la confirmación experimental de sus predicciones hecha por Hertz algún tiempo después. Tal supuesto, sin embargo, planteó automáticamente un nuevo problema. Para la mentalidad mecanicista de los físicos de la época (y esta mentalidad se aplica al propio Maxwell) no era concebible que una onda pudiera propagarse sin un medio material que le sirviera de soporte. ¿Cuál era tal medio en el caso de las ondas electromagnéticas? Como al parecer no lo había --por ejemplo, la luz procedente de las estrellas se propaga por el espacio interestelar, que es esencialmente vacío-- fue necesario inventarlo. Así apareció en física el hipotético éter, un medio elástico e imponderable de enorme rigidez, que llenaba todo el espacio y no tenía otra función que no fuese la de servir de soporte a las ondas electromagnéticas.

Esta definición del éter al parecer elimina toda posibilidad de detectar experimentalmente su presencia, pero en realidad no es así. Un poco de reflexión revela que si el éter existiera, tendría que tener la propiedad muy importante de constituir un sistema de coordenadas absoluto, respecto del cual se podría determinar la velocidad de cualquier otro sistema y, por lo tanto, *medir velocidades absolutas*.

El experimento decisivo al respecto es el llevado a cabo por Michelson y Morley (1887), diseñado para acusar con gran precisión el movimiento de la Tierra a través del éter, y que no se describirá aquí. Nos limitaremos simplemente a recordar que el resultado de él es negativo.

Esto creó graves problemas de interpretación, no resueltos total y satisfactoriamente sino hasta 1905, cuando Einstein formuló la Teoría de Relatividad Especial en su famoso trabajo titulado

"Sobre la Electrodinámica de los Cuerpos en Movimiento" (*Annalen der Physik*, 17, p. 891, 1905).

Esta teoría se basa en dos postulados: 1) Dos sistemas de coordenadas cualesquiera que se mueven el uno respecto del otro con velocidad relativa constante (sistemas inerciales), son equivalentes para la descripción de fenómenos físicos, y 2) la velocidad de la luz es independiente del movimiento relativo del observador y la fuente luminosa. El primer postulado pone así fin automáticamente a la hipótesis del éter y a la posibilidad de medir velocidades absolutas; el segundo está respaldado por todos los datos experimentales acumulados hasta hoy.

Una gran cantidad de importantes consecuencias y nuevos conceptos fluye de estos dos postulados, al enunciado de los cuales llegó Einstein tras una profunda revisión crítica de los conceptos de espacio y tiempo.

Por ejemplo, consideremos dos sistemas inerciales S y S' , que se mueven el uno respecto del otro a lo largo de un eje dado con velocidad v , tal como se indica en la figura 1.

10

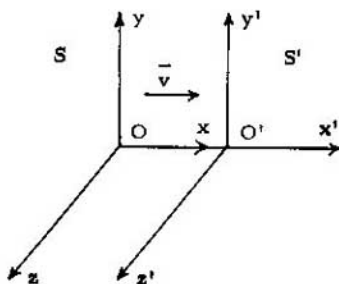


Fig. 1

El primer postulado establece que cualquier ley física referida al sistema S debe conservar su *forma* cuando se refiere al sistema S' . Se enuncia también esta propiedad diciendo que las leyes físicas son *covariantes* (invariantes de forma). Obsérvese que esta insistencia en la *invariancia* (en este caso de forma) está en la raíz de la Teoría de la Relatividad Especial. En lo sucesivo habrá muy a menudo ocasión de encontrarse con requerimientos semejantes.

Tratemos de precisar un poco más lo anterior. Se exige invariancia de forma de las leyes físicas. Es intuitivo que para poder establecer tal invariancia se necesita disponer de relaciones entre las coordenadas de los dos sistemas. Tales relaciones fluyen, en

efecto, de la aplicación de los postulados, pero cuando se las analiza en detalle nos encontramos con una sorpresa. Las relaciones en cuestión (para el caso la Fig. 1) son las siguientes:

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad [1]$$

$$y' = y, \quad z' = z, \quad [2]$$

$$t' = \frac{t - vx/c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad [3]$$

Se observa de inmediato una consecuencia importante: la velocidad v de un sistema de referencia respecto al otro nunca puede ser mayor que c , que es la velocidad de la luz en el espacio vacío, es decir, muy aproximadamente 300.000 km/seg, porque si así no sucediera los primeros miembros de las ecuaciones [1] y [3] perderían su significado físico (se convertirían en números imaginarios puros, en tanto que deben ser reales, porque son los resultados de mediciones hechas con nuestras reglas y relojes). En el caso límite $v = c$ los segundos miembros se hacen infinitos, y por lo tanto también las ecuaciones pierden su sentido en este caso. Debemos concluir, pues, que la velocidad máxima que ocurre en la naturaleza es la velocidad de la luz en el espacio vacío. Y como esta velocidad es finita (muy, muy grande, pero finita), se deduce de aquí que no hay en la naturaleza transmisión instantánea de información. Si se recibe una señal en un punto del espacio en un instante dado, como esa señal proviene de un punto distinto del de su recepción tuvo que haberse originado en un instante anterior. Se dice que entre ambos sucesos hay una relación de *causalidad*.

Estas ecuaciones de transformación de un sistema de coordenadas en otro equivalente (llamadas *transformaciones de Lorentz*) tienen otra consecuencia sorprendente; las coordenadas espaciales y el tiempo tienen propiedades similares, es decir, aparecen mezcladas en estas ecuaciones. En mecánica newtoniana el tiempo es siempre un parámetro en las ecuaciones de movimiento, y por lo tanto no cambia al pasar de un sistema de referencia a otro. Aquí, por el contrario, el tiempo aparece, *formalmente*, como una coordenada más. En otras palabras, ¡en cada sistema de referencia se mide un tiempo diferente del que se mide en cualquiera otro sistema equivalente!

Examinemos esto en detalle con un ejemplo significativo para nuestro tema. Del Cuadro 1 vemos que los mesones π decaen

en muones y neutrinos. Supóngase que respecto del sistema S de la figura 1 el laboratorio está en reposo, y que de alguna manera se ha producido en él un haz de mesones π . Considérese uno de ellos, y supóngase que se encuentra en el origen O cuando se desintegra. En otras palabras, lo que se está considerando es un muón que se crea en el punto O. Tómese como origen del tiempo ($t = 0$) el instante en que esto ocurre. Supóngase también que al instante $t = 0$ (origen del tiempo en el sistema S) los sistemas S y S' coinciden, es decir que, espacialmente, los puntos O y O' coinciden y que, además, se empieza a contar el tiempo t' también a partir del instante en que aparece la partícula. El muón, por lo tanto, ha sido creado en el punto O del sistema S en el tiempo $t = 0$ y en el punto O' del sistema S', en el tiempo $t' = 0$. Nótese el lenguaje que se está usando. Se está tratando de describir un *suceso* dado en un sistema de referencia; para poder hacerlo, se deben especificar sus coordenadas espaciales y el instante en que ocurre. En otras palabras, la "posición" de un suceso sólo queda determinada cuando se especifican cuatro números, uno por cada coordenada espacial (los números x, y, z), y el tiempo t .

Supóngase todavía que la velocidad con que se mueve el muón respecto del sistema S sea igual en valor absoluto, dirección y sentido a la velocidad v del sistema S' respecto de S. En otras palabras, se está suponiendo que el muón está ligado al sistema S', que se mueve con él, y por lo tanto que, respecto a S', está en reposo, es decir, que su velocidad relativa respecto de S' es nula. En estas condiciones, al cabo de un tiempo t medido en S el muón se encontrará a una distancia $x = vt$ del punto O. Pero el muón se mueve con el sistema S', y por lo tanto, en un reloj de S' el tiempo t' es distinto de t , y se puede calcular mediante la ecuación [3]. Reemplazado $x = vt$ en ella, resulta

$$t' = t \sqrt{1 - v^2/c^2},$$

y como la raíz $\sqrt{1 - v^2/c^2}$ es siempre menor que uno, t' es siempre menor que t . En otras palabras, el tiempo t que se mide en el reloj del laboratorio es siempre mayor que el tiempo t' que se mide en el reloj fijo en S'; la vida media del muón, medida desde el laboratorio, es mayor que su vida media medida en el sistema en el cual está en reposo.

Este fenómeno se conoce con el nombre de *dilatación del tiempo* y es una consecuencia prevista por la Teoría de la Relatividad Especial. Para poder aceptarlo como un hecho físico se debe tener prueba experimental de su realidad. El mismo muón proporciona un ejemplo de esta prueba. Se sabe que estas partículas llegan a la Tierra como componentes de la llamada radiación cósmica (la

Tierras bombardeada constantemente por partículas que se originan en el espacio exterior), y si bien no son componentes primarias de ella, se forman a una altura sobre la superficie terrestre que varía entre 10 y 20 km. La velocidad de estas partículas es siempre menor que c , la velocidad de la luz en el vacío, y como su vida media es de $2,2 \times 10^{-6}$ seg, resulta que antes de desintegrarse alcanzan a recorrer una distancia siempre menor que $c \cdot t = (3 \times 10^8) \times (2,2 \times 10^{-6}) = 0,66$ km, es decir, que en ningún caso podrían llegar a la Tierra. El hecho de ser detectadas en la superficie terrestre proporciona prueba experimental directa del mencionado fenómeno de dilatación del tiempo.

No sólo los resultados de la medida del tiempo son función del movimiento relativo de los sistemas de referencia; sino que también lo son las mediciones de las distancias espaciales. De la ecuación [1] se deduce que *las dimensiones longitudinales* medidas desde el sistema en reposo *se acortan en la dirección del movimiento*, fenómeno que recibe el nombre de "contracción de Fitzgerald-Lorentz", en honor de quienes lo señalaron por primera vez.

Véanse otra vez las ecuaciones [1], [2] y [3]. En un plano formal, nos dicen que el marco matemático más apropiado para discutir las leyes de los fenómenos físicos no es el espacio tridimensional de nuestra experiencia diaria, sino más bien un espacio abstracto, *de cuatro dimensiones*, que nos permitiría incluir el tiempo en la formulación matemática de tales leyes como una coordenada más. Es claro que el hacer esto permitiría tratar de la misma manera el tiempo y las coordenadas espaciales --algo que las transformaciones de Lorentz señalan que se debe hacer. A este continuo cuatridimensional se lo llama *espacio-tiempo*. Un punto en él describe entonces exactamente lo que se ha llamado un suceso.

Veamos ahora qué se puede decir acerca de la estructura del espacio-tiempo. Hay ciertas ideas básicas, que tal vez se podrían llamar "primeros principios", que se nos ocurren de inmediato. Por ejemplo, la intuición nos dice que los resultados obtenidos al hacer un experimento en el laboratorio de la universidad a una cierta hora de un cierto día deben ser iguales a los que se obtendrían al realizar el mismo experimento, *en las mismas condiciones*, en otra fecha y en otro laboratorio de cualquier país o lugar del mundo. Como la especificación del lugar y del tiempo determinan un punto en el espacio-tiempo, esto quiere decir que se tiene el privilegio de elegir un origen en él donde se quiera; en otras palabras, que la elección de origen del sistema en el continuo no afecta los resultados de las mediciones de objetos físicos.

En un lenguaje más preciso, esta propiedad dice que el continuo espacio-tiempo es *homogéneo*.

Hay otra propiedad que también aparece como un primer principio. Supongamos que se realiza un cierto experimento, y que luego se repite, tras haber hecho girar el montaje experimental un ángulo arbitrario. La intuición dice que el resultado de la medición es el mismo en ambos casos. Más estrictamente, la intuición dice que no puede haber en el espacio-tiempo direcciones privilegiadas, con propiedades especiales. Esto se expresa diciendo que el espacio-tiempo es *isótropo*. A pesar de que estas ideas son muy atractivas, su validez dependerá de la verificación experimental. Hasta ahora todos los experimentos realizados confirman ambas hipótesis.

Las dos propiedades anteriores son intuitivas. Lo que no lo es, es que, usando nuestro aparato matemático, se pueda relacionarlas con dos leyes físicas fundamentales que ha enseñado la experiencia: la de la conservación de energía-momentum, y la de la conservación del momentum angular total. Este es otro de los grandes éxitos de la relatividad especial: el de poder relacionar la estructura geométrica del espacio-tiempo con leyes de conservación. Volveremos a tratar esto en el capítulo 4.

14

Supongamos ahora que se aplica la ley de conservación de momentum al estudio de la cinemática del problema de una colisión entre dos puntos materiales. La conclusión a que se llega mediante la aplicación directa del proceso formal es también sorprendente: ¡la masa de una partícula es función de su velocidad! Específicamente, el resultado que se obtiene es el siguiente:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad [4]$$

donde m es la masa de la partícula cuando se mueve con la velocidad v , y m_0 es una constante característica de la partícula igual a su masa en su sistema en reposo (donde $v = 0$); se le llama la *masa en reposo*. Esta predicción teórica ha sido verificada por múltiples experimentos con un alto grado de precisión.

La fórmula [4] trae como consecuencia una ley física no existente en la mecánica newtoniana y de dramático alcance. A partir de ella, un cálculo casi trivial muestra que la masa y la energía -- consideradas durante siglos como entes físicos distintos -- no son sino manifestaciones equivalentes de una misma entidad física, y que están relacionadas por la ecuación

$$E = m c^2.$$

Como es sabido, a pesar de su aparente simplicidad matemática, éste es uno de los resultados de la física que más radicalmente han influido sobre el hombre y la sociedad contemporánea.

Para apreciar su significado, calcúlese la cantidad de energía liberada si se pudiese convertir un gramo-masa en energía. El resultado se aproxima a diez millones de kw/hr, es decir, energía suficiente para satisfacer (suponiendo que se trata sólo de energía eléctrica, a fin de fijar ideas) el consumo de una familia normal por cinco mil años! Estas cifras hacen innecesario todo otro comentario.

¿Por qué no se conocía experimentalmente estos resultados antes de ser formulada la relatividad especial? La pregunta es pertinente, ya que no es requisito necesario tener una teoría para medir fenómenos físicos. La respuesta es que todos estos efectos son muy, muy pequeños en relación con los fenómenos que nos son familiares, y las velocidades que aparecen en ellos son muy pequeñas comparadas con la velocidad de la luz. Por ejemplo, si se toma como velocidad típica la orbital de la Tierra, o sea la de su movimiento alrededor del Sol (30 km/seg), la razón v^2/c^2 , que aparece en casi todas las relaciones mencionadas, es del orden de 10^{-7} , que es muy pequeña respecto de la unidad y podrá desprejarse en la mayoría de los casos. No serán perceptibles entonces efectos relativistas, y las nuevas leyes se identificarán con las de la mecánica newtoniana. Sólo si la velocidad del objeto que nos interesa es una fracción apreciable de la velocidad de la luz serán apreciables también las correcciones impuestas por la mecánica de Einstein.

Esto nos lleva a una conclusión importante. La mecánica de Einstein contiene a la de Newton como un caso particular --el límite en que $v \ll c$. En otras palabras, es posible, en principio, construir primero la mecánica relativista, sin previo conocimiento de la mecánica de Newton, y obtener ésta como un caso particular de aquélla.

Por último, antes de cerrar este capítulo, procede acentuar algo que, aunque en ella básico, tal vez sólo quedase implícito en la discusión anterior: la importancia de tener siempre presente los límites de validez de las teorías, y la necesidad de estar dispuestos a revisar críticamente las hipótesis de partida cada vez que los hechos experimentales contradigan las predicciones teóricas.

ALGO ACERCA DE MECANICA CUANTICA

Conviene en este punto adoptar una convención de lenguaje; en lo sucesivo, al hablar de leyes de la física clásica se aludirá (en general) a las leyes de la mecánica de Newton o de Einstein, y de la electrodinámica de Maxwell. El calificativo "clásica" permitirá entonces distinguir estas leyes de otras, de las que se va a tratar ahora, que se llaman *cuánticas*, y que son específicas de fenómenos que ocurren entre entes de masa muy pequeña y situados a distancias muy pequeñas --electrones en un átomo, por ejemplo.

¿Por qué son necesarias nuevas leyes para describir el comportamiento de estos entes? En verdad, no se puede decir *a priori* que sean necesarias, así como tampoco se puede asegurar *a priori* que las leyes clásicas permitan dar una descripción adecuada de estos fenómenos. Se debe aplicar aquí la moraleja del capítulo anterior; para contestar la pregunta formulada se debe empezar por recordar cuál es el intervalo de validez de las leyes clásicas.

Esto se sabe bien. Estas leyes se basan en observaciones hechas sobre entes de los cuales se pueden *medir* directamente su energía, su masa, su posición, etc. Al hacer cada una de estas mediciones se comete un cierto error, pero este error puede ser estimado en cada caso y, más aún, cada vez se puede afinar los métodos experimentales tanto como sea necesario para reducir el error tanto como se quiera. Por lo tanto, si al hacer un experimento se puede afirmar que se satisfacen estas condiciones, se podrá afirmar también que se está dentro del campo o intervalo de validez de las leyes y, en consecuencia, se las podrá aplicar.

Sin embargo, el procedimiento más fácil de seguir en la mayoría de los casos es en cierta medida el recíproco del anterior. Por ejemplo, para el fin que nos interesa, el procedimiento más directo consiste en aplicar las leyes clásicas para discutir los fenómenos atómicos y en comparar luego las predicciones con el resultado de los experimentos que se hagan para verificarlas.

Siguiendo este camino, sin embargo, rápidamente se encuentran inconsistencias que, finalmente, llevarán a "inventar" una

física distinta, propia de los fenómenos atómicos; la física cuántica.

Por ejemplo, a partir de los experimentos de Rutherford de 1911, se sabe que el átomo se puede considerar como compuesto de un núcleo cargado positivamente y de un número suficiente de electrones para hacer del átomo un sistema eléctricamente neutro (es decir, de carga neta nula). Además, el núcleo contiene prácticamente toda la masa del átomo. La extensión espacial del átomo se caracteriza por una distancia del orden de 10^{-8} cm, entanto que la del núcleo es del orden de 10^{-12} cm. Para hacerse una idea del tamaño relativo del átomo y del núcleo, imagínese que una gotita de agua se agranda hasta adquirir el tamaño de la Tierra; en estas condiciones, el átomo tendría un "radio" del orden de un metro, entanto que el "radio" del núcleo mediría una centésima de centímetro. Como en el núcleo se concentra casi toda la masa del átomo, resulta así que el "volumen" ocupado por este átomo debe estar en esencia vacío. La manera más inmediata de distribuir los electrones en este espacio es asignarles órbitas --el equilibrio no puede ser estático, sino dinámico; de ahí la necesidad de las órbitas-- bien determinadas en torno al núcleo. Estas órbitas están determinadas por la dinámica del sistema atómico. Es muy importante notar aquí que la fuerza de que depende este equilibrio dinámico es *puramente eléctrica*; la ley de estas fuerzas es la ley de Coulomb.

18

Se llega así a un modelo del átomo en cierto modo parecido al sistema planetario, es decir, nos proponemos como hipótesis de trabajo (hipótesis, como hemos visto, sugerida por los datos experimentales y por las leyes de la mecánica) una noción del átomo que tiene cierta analogía con el sistema solar, con el núcleo en el papel del Sol y los electrones en el de los planetas. *

Esta es una hipótesis intelectualmente atractiva --un mismo modelo básico explicaría los fenómenos del macro y del microcosmos. Sin embargo, las predicciones que obtenemos de este modelo resultan estar en franca contradicción con la experiencia, pues la aplicación de las leyes de la electrodinámica lleva de inmediato a que el átomo así concebido sería inestable porque los electrones, en vez de mantenerse en sus órbitas, deberían "caer" hacia el núcleo, después de un tiempo medio del orden de 10^{-8} seg. Como de la ex-

* Este es el punto de partida de la teoría del átomo de Bohr, tal vez el paso más decisivo hacia la construcción de una nueva mecánica --la mecánica cuántica.

perencia diaria --el hecho mismo que el mundo que conocemos existe-- sabemos que los átomos son entidades físicas estables, este resultado nos lleva entonces a concluir que las leyes clásicas, a partir de las cuales se desarrolla el modelo, no son aplicables a este tipo de fenómeno (fenómenos atómicos). *

Esta conclusión es un poco precipitada, y conviene señalarlo así de inmediato; el punto importante es que el modelo considerado no es consecuencia de las leyes clásicas y de las pruebas experimentales de que se dispone. Es consecuente con ambas --es suficiente-- pero en principio nada impide imaginar otros modelos, también suficientes; en rigor, sólo después de haberlos estudiado todos se podría afirmar lo dicho en el párrafo anterior.

Sin embargo, hay muchos otros antecedentes experimentales (también relacionados con fenómenos del microcosmos) que conducen otra vez a la misma conclusión. Por ejemplo, se dijo al comienzo del capítulo 2 que "la naturaleza ondulatoria de la radiación electromagnética fue definitivamente establecida en las últimas décadas del siglo XIX", pero se puso especial cuidado en intercalar la frase "en apariencia" en el lugar adecuado. La razón es ésta: el efecto fotoeléctrico, por ejemplo, no puede explicarse a partir de las leyes de Maxwell. Como se sabe, el efecto fotoeléctrico consiste en la emisión de electrones por una superficie metálica convenientemente preparada al incidir sobre ella radiación electromagnética, en particular luz. A partir de las leyes de Maxwell, y de un modelo (atómico) del metal, es posible predecir la emisión de electrones en estas circunstancias, si bien en un tiempo muchísimo mayor que el observado experimentalmente, que es muy, muy breve (el tiempo calculado es el que demora el proceso de transferir suficiente energía de la onda al electrón para sustraerlo del metal, y por intuición se espera que éste sea un proceso lento); lo que no puede explicarse a partir de la teoría de Maxwell es pues la velocidad del proceso, no el proceso mismo.

La solución de este hecho la dio también Einstein, en otro trabajo también publicado en 1905, mediante una hipótesis contradictoria con lo que hemos llamado física clásica. Einstein supuso que la radiación electromagnética, *para los efectos de este fenómeno*, consiste no en ondas, sino en corpúsculos que se mueven con la velocidad de la luz y, por lo tanto, tienen masa nula (ecuación [4]).

* N. B. que se ha usado aquí física clásica en dos etapas: i) para formular el modelo, y ii) para obtener información física a partir de él. A ambas se hizo referencia en el texto al hablar de "desarrollar" el modelo.

cada uno de los cuales tiene, sin embargo, una energía que está relacionada con la frecuencia ν de la radiación (supuesta monocromática) por la expresión

$$E = h\nu \quad [6]$$

donde $h = 6,624 \times 10^{-27}$ erg. seg es la *constante de Planck*. * Los corpúsculos así introducidos se llaman fotones. Como se sabe, basándose en esta hipótesis, la discusión del efecto fotoeléctrico es elemental (véase cualquier texto de introducción a la física atómica).

Resulta de éste y otros ejemplos que se debe considerar la radiación electromagnética, dependiendo del fenómeno que se está estudiando, como un fenómeno ondulatorio o como un fenómeno corpuscular. Nótese bien este lenguaje. No se dice que la radiación electromagnética sea las dos cosas --onda y partícula-- lo que sería absurdo; lo que se dice es que se comporta, bien como onda o como partícula, de acuerdo con la situación experimental de que se trate en cada caso. En otras palabras, ¿que la respuesta que se obtenga en cada caso dependerá de cómo se formule la correspondiente pregunta!

20

Esta situación está fuera de los límites de la física clásica, en donde se trataría o de ondas o de partículas, independientemente de la situación experimental que se considere. Esta *dualidad onda-partícula* basta para forzar a buscar un nuevo marco teórico, a "inventar" una nueva física.

Para intuir cómo se debe proceder, considérese otra vez el modelo de átomo, ahora bajo la luz de lo que se acaba de decir. De inmediato se ve ahora que la hipótesis básica fue que el electrón es una partícula, en el sentido tradicional --por eso se pudo asignarle una trayectoria en torno al núcleo atómico. ¡Tal vez esta hipótesis sea incorrecta!

En efecto, en estricta analogía con el caso de la radiación electromagnética, se podría esperar ahora que el electrón se comportara también a veces como una onda, en circunstancias experimentales adecuadas, haciendo así universal la idea de la dualidad onda-partícula y restableciendo además la simetría entre ambos objetos.

* La relación (histórica o de otro tipo) con el estudio de la radiación del cuerpo negro (Planck, 1900) no atañe a esta discusión y por lo tanto se omitió.

Esta hipótesis la formuló por primera vez de Broglie, en 1924, quien supuso que todas las partículas deben, en determinadas circunstancias, comportarse como ondas, cuya longitud de onda asociada satisface la relación

$$\lambda = \frac{h}{p}, \quad [7]$$

en que p es el momentum o cantidad de movimiento de la partícula.* Esta es una de las relaciones más importantes de la física actual.

Si la relación de de Broglie, ecuación [7], es en efecto una ley de la naturaleza, entonces se debe esperar observar, bajo condiciones experimentales adecuadas, efectos tales como difracción (un fenómeno típicamente ondulatorio), por ejemplo, asociados con el comportamiento del electrón. Siguiendo la hipótesis de de Broglie, estos fenómenos fueron detectados por primera vez por Davisson y Germer en 1927; hoy constituyen la base de muchas técnicas rutinarias de laboratorio.

Desde cierto punto de vista, la relación de de Broglie explica la falla del modelo: si el electrón se comporta como una onda no tiene sentido el asignarle una trayectoria, puesto que las ondas no están localizadas en el espacio. En otras palabras, la validez de la ecuación [7] excluye la posibilidad de hablar de trayectorias del electrón.

Esto explica la falla del modelo atómico, pero, otra vez, al encontrar la solución de un problema se crearon otros. No hay nada en las teorías, por ejemplo, que nos impida asociar una trayectoria al electrón. Esto quiere decir entonces que se debe formular una nueva teoría, válida para fenómenos atómicos, que incorpore éste como un hecho fundamental. Veamos cómo se puede hacerlo.

En mecánica clásica, para determinar la trayectoria de una partícula basta especificar su posición (coordenadas) y su velocidad (cantidad de movimiento) en un instante arbitrario dado. La ecuación de Newton (caso no relativista) nos permite calcular luego la posición de la partícula en cualquier otro tiempo.

Pensemos un momento sobre qué se quiere decir cuando se habla de especificar las coordenadas y el momentum en un tiempo

* $p = m_0 v$, v = velocidad, para una partícula no relativista. Si se trata de una partícula relativista, $p = m_0 v / \sqrt{1 - v^2/c^2}$. En el caso de una partícula de masa nula ($v = c$), $p = E/c$.

$t = t_0$, arbitrario. Lo que se afirma con esto es en realidad que se puede medir, con precisión ilimitada, ambas cantidades a la vez; es decir, que si llamamos Δx y Δp_x a los errores que se cometen al medir una coordenada y el momentum asociado a ella, respectivamente, entonces se cumple, para cualquier t_0 ,

$$\Delta x]_{t=t_0} = \Delta p_x]_{t=t_0} = 0. \quad [8]$$

Por lo tanto, si se ha llegado a la conclusión de que se debe abandonar el concepto de trayectoria, lo que se está diciendo en verdad es que hay que introducir en la teoría algún principio que impida satisfacer simultáneamente las dos ecuaciones [8].

Tal vez la manera más simple de lograr esto sea igualar el producto $\Delta x \cdot \Delta p_x$ (se subentiende que ambas cantidades se miden al mismo tiempo) a una constante. De las dimensiones del primer miembro se deduce que la constante debe tener las dimensiones de una acción (energía \times tiempo), y por lo tanto el candidato más adecuado es un múltiplo de la constante de Planck. Tentativamente, se puede escribir entonces,

22

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \propto h,$$

donde el símbolo \propto significa "es proporcional a". Un análisis cuidadoso de las limitaciones intrínsecas a la medición por medio de un microscopio, por ejemplo, de la posición de un ente de dimensiones y masa muy pequeñas, lleva a establecer que la siguiente relación se verifica siempre en la naturaleza

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}, \quad [9]$$

donde $\hbar = h/2\pi$. Este es el *principio de incertidumbre* de Heisenberg, referido a las variables canónicas conjugadas x y p_x . Una relación análoga es aplicable a los pares de variables (y, p_y) y (z, p_z) . Pueden establecerse también relaciones del mismo tipo entre los pares de variables canónicas (ángulo, momentum angular) para los tres ejes y para el par (energía, tiempo), aunque con un significado que puede ser distinto del de la ecuación [9] en este último caso.

El principio de incertidumbre constituye la base de la mecánica cuántica. Es un poco curioso que sea así, puesto que es un principio negativo --dice lo que no se puede hacer, y no lo que se puede hacer.

La ecuación [9] establece (por construcción) que no se pueden medir simultáneamente x y p_x con absoluta precisión, es decir,

sin cometer error en ambas medidas. Porque, si se elige conocer con precisión la coordenada x de la partícula (es decir, $\Delta x = 0$), en virtud de la ecuación [9], Δp_x se hace infinito, a fin de que el segundo miembro siga siendo una constante no nula. Recíprocamente, si se elige conocer con absoluta precisión el momentum de la partícula, se pierde al mismo tiempo toda información respecto de su posición. El principio de Heisenberg excluye así por completo la posibilidad de definir la trayectoria de un objeto cuántico.

Es conveniente notar con atención esta característica singular del principio de incertidumbre. Cada vez que se toma una resolución (en este contexto), el principio hace que la resolución sea en verdad doble; se elige tener absoluta información sobre algo, y esta elección es nuestro privilegio, pero al hacerla se *elige al mismo tiempo* no tener información alguna sobre otro algo asociado al primero, y esta segunda elección se impone al que elige, no la hace él.

Importa también en este punto hacer una analogía entre el papel que desempeñan en física las constantes c (velocidad de la luz en el espacio vacío) y h . Ambas "limitan" las respectivas teorías en que aparecen. El que c sea menor que infinito hace que la mecánica relativista sea diferente de la de Newton; el que h sea distinta de cero hace necesaria la mecánica cuántica.

Finalmente,* conviene señalar aquí explícitamente la importancia del principio de incertidumbre para el concepto de medición: en mecánica cuántica, a diferencia de lo que se postula en la mecánica clásica, el rigor con que puede hacerse una medición no depende sólo del observador! Es más, resulta que siempre que se mide una propiedad de un sistema cuántico se cambia su estado, y este cambio ocurre de una manera que no puede ser controlada por el observador. Este último resultado proporciona pues un criterio para distinguir entre sistemas clásicos y sistemas cuánticos; éstos son siempre perturbados por la medición de sus variables dinámicas.

De lo anterior resulta también de inmediato que la descripción de un sistema cuántico es menos detallada que la que se puede dar

* Otras consideraciones importantes, aunque no directamente significativas para la discusión posterior, tales como implicaciones sobre determinismo, conexión con el principio de complementariedad, etc., se omitieron para atenerse a la extensión y propósito de esta monografía.

de un objeto no cuántico, puesto que el conocimiento del sistema cuántico será por fuerza más incompleto.

En efecto, lo que el aparato formal de mecánica cuántica permite calcular resulta ser sólo una *amplitud de probabilidad*, es decir, una cierta función, en general compleja, tal que el cuadrado de su módulo es la *densidad de probabilidad* de ocurrencia de un suceso (por ejemplo, la probabilidad de encontrar un electrón en un volumen unitario dado). Una representación particular de la teoría resulta ser especialmente útil: la representación de coordenadas. En esta representación la amplitud de probabilidad es solución de una ecuación diferencial lineal de segundo orden en las coordenadas espaciales, y de primer orden en el tiempo. Esta ecuación, llamada ecuación de Schrödinger, fue propuesta por éste en 1926, y representa en física cuántica el equivalente de la ecuación de Newton en física clásica. Nos referimos a la amplitud de probabilidad determinada por ella simplemente como la *función de onda* del sistema.

La mecánica cuántica, como se sabe, es la teoría que describe correctamente los fenómenos atómicos y moleculares. En la forma en que se ha presentado aquí, la teoría se mantuvo implícitamente en un nivel no relativista. La discusión de la ampliación de estas ideas al caso relativista --la teoría de Dirac-- se hará en el capítulo siguiente.

RELATIVIDAD ESPECIAL Y MECANICA CUANTICA LA ANTIMATERIA

Se dijo en la Introducción que las dos principales teorías físicas que se han construido en este siglo son la relatividad especial y la mecánica cuántica, y que por lo tanto era necesario comenzar por resumir algunas de sus ideas y resultados más importantes. Hecho ya esto, se verá ahora cómo, en un problema particular, la aplicación de ambas conduce a uno de los resultados más espectaculares de la física moderna --la predicción hecha por Dirac de la antimateria.

Ya se dijo (capítulo 2) que es posible relacionar cosas en apariencia tan disímiles como la estructura del espacio-tiempo y las leyes de conservación de energía-momentum y de momentum angular. Concisamente, el resultado aludido es éste: la homogeneidad del espacio-tiempo implica la conservación de energía-momentum; su isotropía, la conservación del momentum angular. Veamos qué significa esta proposición.

Sabemos que homogeneidad expresa la propiedad del espacio-tiempo de no tener un origen privilegiado; en términos físicos, que los resultados de cualquier experimento son independientes del lugar y fecha en que se realice siempre que se observen exactamente las mismas condiciones experimentales. En otras palabras, que habiendo elegido un sistema de coordenadas en el espacio-tiempo (y por lo tanto un origen), se tiene el privilegio de desplazar el origen a cualquier otro punto, sin que ello altere en nada la descripción que se dé del sistema físico que se considera. Dícese que el sistema es *invariante* respecto de esta transformación. Es claro que esta transformación --desplazamiento del origen-- es una transformación continua, es decir, el origen puede desplazarse en cantidades tan pequeñas como se quiera. En el sentido matemático, además, estas transformaciones forman un grupo. Se resume pues la situación diciendo que las traslaciones forman un grupo continuo de transformaciones que deja invariante el sistema físico, y se dice que el grupo es un *grupo continuo de simetría* del sistema.

Ahora bien, según un teorema matemático (el teorema de Noether) todo grupo continuo de simetría implica una ley de con-

servación. Una aplicación directa de este teorema conduce así entonces a las leyes de conservación de energía, como consecuencia de invariancia respecto de cambios del origen de tiempo, y de cantidad de movimiento, como consecuencia de invariancia respecto del desplazamiento del origen de nuestro sistema espacial de referencia.

Conviene hacer aquí una advertencia. Es muy fácil a esta altura del argumento dejarse envolver por su elegancia formal, y olvidarse de qué es lo que realmente se sabe. Lo que realmente se sabe no es que el espacio-tiempo sea homogéneo, sino que se conservan la energía y la cantidad de movimiento, y ésta es una ley experimental, cuya validez, por lo tanto, sólo se puede asegurar dentro de los marcos fijados por los propios experimentos que la han establecido. Esta observación implica, en particular, que si alguna vez un experimento llegara a probar que en alguna situación la energía, por ejemplo, no se conserva (una teoría cosmológica propone esto; naturalmente, la magnitud de la discrepancia con la ley de la conservación de energía que se propone es tal que no contradice la evidencia experimental presente), entonces habría que revisar las ideas acerca de la estructura del espacio-tiempo. Se discutirá la validez experimental de algunas leyes de conservación importantes en el capítulo siguiente.

26

Nos hemos dado cuenta, por tanto, de algo muy importante: que a cada simetría de un sistema físico es posible asociar una ley de conservación. Esta idea se explotará al máximo en lo que sigue de esta monografía.

Examinemos ahora la propiedad de isotropía del espacio-tiempo. Se dijo en el capítulo 2 que está de acuerdo con la intuición que el resultado de un experimento no puede variar cuando se hace girar en un ángulo arbitrario la disposición experimental. En otras palabras, que una rotación (espacial en este caso) del sistema de coordenadas no afecta el resultado de las mediciones. Se dice entonces que el sistema físico es invariante respecto del grupo (continuo) de rotaciones en el espacio de tres dimensiones.

Otra vez se puede aplicar ahora el teorema de Noether y obtener la correspondiente ley de conservación. Como ya se sabe, se obtiene en este caso la ley de conservación del momentum angular, pero, en el caso general (más precisamente: cuando se considera el caso de una partícula cualquiera), se encuentra una sorpresa: no es el momentum angular orbital* el que se conserva, sino la

* Por definición, el momentum angular orbital (momento cinético) de una partícula es el producto vectorial de su vector-posición por su cantidad de movimiento: $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$.

suma del momentum angular orbital más otro momentum angular, que es independiente de las coordenadas de la partícula. Este momentum angular intrínseco se llama *spin*.

Desde este punto de vista, pues, el spin de una partícula se puede definir como la cantidad de momentum angular que la partícula debe poseer intrínsecamente a fin de que su momentum angular *total* (definido, por ejemplo, a base del teorema de Noether) se conserve --en lenguaje técnico, sea una "constante de movimiento". La conservación del momentum angular total es, naturalmente, una ley experimental.

Históricamente, sin embargo (¡y ello no es sorprendente!), no fue así la manera como el spin hizo su aparición en la física. Después de los primeros éxitos de la mecánica cuántica, más en concreto, de la ecuación de Schrödinger, se vio empíricamente que era necesario atribuir al electrón un momentum angular intrínseco con el fin de poner de acuerdo la teoría con los hechos experimentales. Se introdujo así el spin, un poco como un parche, y por cierto como un algo extraño a la teoría.

En mecánica cuántica, el momentum angular en general, y por lo tanto el spin en particular, presentan una característica a primera vista muy extraña: es siempre un múltiplo entero o semientero de la constante de Planck dividida por 2π . Así, por ejemplo, el valor del spin del electrón es $\frac{1}{2}\hbar$, y el del fotón es \hbar . En otras palabras, ¡el momentum angular no es una variable continua en mecánica cuántica!

Sin embargo, recordando la ecuación [6], este resultado ya no debiera ser tan sorprendente; se ha aprendido antes que la energía no es necesariamente una variable continua. Estos resultados son característicos de la mecánica cuántica.

Otro ejemplo, tal vez más familiar, de una cantidad física que sólo puede aparecer, en analogía con el caso del momentum angular, como un múltiplo (en este caso, entero) de una unidad básica, es la carga eléctrica --la unidad básica es aquí la carga del electrón. A diferencia del caso del momentum angular, sin embargo, éste es un hecho experimental, llevado a la teoría como una hipótesis adicional ad hoc; se sabe que es así, pero no se sabe porqué.

* Un sistema cómodo de unidades es el llamado sistema *natural* de unidades, en que $\hbar = 1 = c$. Por tanto, en este sistema el spin del electrón es $\frac{1}{2}$, y el del fotón 1.

En general, si una partícula tiene un momentum angular j^* (en unidades de \hbar) posee también otro número cuántico asociado a j , que se llamará j_z (la "tercera componente" del momentum angular), y que puede tomar $2j + 1$ valores, que varían desde $-j$ hasta $+j$ en pasos unitarios, es decir, los valores posibles de j_z son: $-j, -j + 1, -j + 2, \dots, j - 2, j - 1, j$.

Para entender el significado físico de j_z , considérese otra vez el spin del electrón, es decir, tomemos $j = \frac{1}{2}\hbar$. Recordando que la existencia del spin (momentum angular) implica la presencia de un momento magnético, se concluye que el electrón reaccionará ante la acción de un campo magnético exterior; en particular, su spin tenderá a orientarse en la dirección de este campo magnético, que se conviene en llamar la dirección Z. La mecánica cuántica nos enseña que, en general, hay sólo $2j + 1$ direcciones de orientación posibles, en contraposición con el caso clásico, en que hay infinitas. Estas posiciones son las que simboliza el número j_z . En el caso del electrón, por ejemplo, hay sólo 2 posiciones posibles, dadas por $j_z = \pm \frac{1}{2}\hbar$: se dice que el spin del electrón sólo puede orientarse en las direcciones paralela y antiparalela a Z. El caso general está esquematizado por la figura 2, que representa un estado posible del sistema, simbolizado por los números cuánticos α y j (j = momentum angular; α = todos los demás números cuánticos necesarios para especificar el sistema), antes (a) y después (b) de conectar el campo magnético:

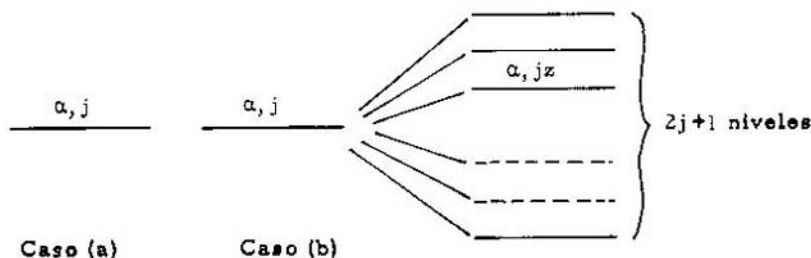


Fig. 2

* Aquí es necesario precisar el lenguaje empleado: el momentum angular en mecánica cuántica (tal como en mecánica clásica) es un *vector* -- más propiamente un *operador vectorial*; éste se designa por \vec{j} . Los valores posibles del momentum angular quedan especificados (éste es un resultado de la teoría) por un "número cuántico" -- un número -- que se llama j . En el lenguaje usual, se resume esta situación simplemente diciendo que "la partícula tiene momentum angular j ".

Se dice que el nivel j (α es constante en este proceso) se desdobra en $2j + 1$ niveles, cada uno rotulado por α y uno de los valores posibles de j_z . Estos $2j + 1$ niveles forman un multiplete. Se ve que el efecto de la interacción es separar los componentes del multiplete. Esta idea, que es familiar en espectroscopia, será de gran utilidad en los capítulos siguientes.

Volvamos ahora a la idea del párrafo inicial de este capítulo. Hemos señalado ya que la teoría (ecuación) de Schrödinger es no relativista. Esta situación no es una falta grave de la teoría en muchos casos, es decir, en muchos casos los fenómenos que interesan son esencialmente no relativistas, pero a todas luces sería más satisfactorio disponer de una teoría relativista. Esto es lo hecho por Dirac en 1928.

La clave de cómo esto debe hacerse se dio ya al describir la ecuación de Schrödinger en el capítulo anterior. Se dijo allí que esta ecuación es una ecuación diferencial lineal (lineal, para poder tener un principio de superposición) *de segundo orden en las coordenadas espaciales y de primer orden en el tiempo*. ¡Esto es justamente lo que la hace no relativista! Porque, como se ha aprendido antes, una de las consecuencias de la relatividad especial es que se deben tratar el tiempo y las coordenadas espaciales de la misma manera --el tiempo no es un parámetro, sino una coordenada más. Claramente, la ecuación de Schrödinger distingue, singulariza el tiempo; por eso no es relativista. Es claro también entonces el camino a seguir: se deben tratar todas las coordenadas de la misma manera, es decir, tanto las derivadas espaciales como las temporales deben ser del mismo orden. Este es el punto de partida.

Este fue el camino que siguió Dirac, y el que le permitió llegar en 1928 a una ecuación en la que se describe al electrón relativista. Hoy día se llama a esta fórmula la ecuación de Dirac.

Una vez obtenida esta ecuación, de inmediato se encontraron resultados totalmente inesperados. En primer lugar, resulta que la ecuación implica de hecho la existencia del spin del electrón. No hay nada en lo dicho, ni en la línea de razonamiento de Dirac, que hiciera prever que se llegaría a predecir el spin como una consecuencia de insistir en el carácter relativista de la ecuación que se buscaba. Esto constituye un triunfo notable de la ecuación de Dirac.

La relatividad impone también una conexión entre el spin de una partícula y el tipo de estadística a que ésta obedece. De esta manera resulta que las partículas se dividen en dos grandes categorías: *fermiones*, que son las partículas que tienen spin semientero

y obedecen a la llamada estadística de Fermi-Dirac (de ahí el nombre); y *bosones*, que son las partículas que tienen spin entero y obedecen a la estadística de Bose-Einstein. La conexión matemática entre spin y estadísticas es uno de los teoremas más fundamentales de la física cuántica.

Finalmente, la teoría reserva todavía una sorpresa aún más espectacular; como consecuencia de ella resulta que, necesariamente, cada partícula está asociada a otra partícula, que de modo convencional se llama su antipartícula. Veamos cómo resulta esto.

Un resultado de la teoría de la relatividad que es fácil de establecer (véase el capítulo 2) es el siguiente: la energía E de una partícula de masa en reposo m_0 que se mueve con momentum \vec{p} está determinada por las dos últimas cantidades mediante la relación

$$E^2 = c^2(m_0^2 c^2 + \vec{p}^2). \quad [10]$$

Se sigue de aquí que la energía, en el caso relativista, siempre tiene dos signos, uno positivo y el otro negativo. Las energías medibles son, por supuesto, las positivas. ¿Qué se hace con las negativas?

La respuesta no la da la ecuación de Dirac. Todavía más, esta pregunta se torna aquí más grave. En efecto, en el caso cuántico no es posible ignorar las soluciones de signo negativo de la ecuación [10] sin caer en serias inconsistencias matemáticas.

Dirac resolvió el problema de la manera a la vez más simple y más audaz posible, pues tomó igualmente en cuenta las dos soluciones. Por supuesto, el caso de energías negativas requiere de una reinterpretación, puesto que las energías observables son siempre positivas. Lo que Dirac sugirió está representado en forma esquemática en la figura 3.

Dirac supuso no sólo que los niveles de energía negativa eran posibles, sino que, además, estaban todos ocupados con electrones (de energía negativa) distribuidos de acuerdo con las reglas de la mecánica cuántica. Todavía más, estas mismas reglas impiden acomodar ningún otro electrón en estos niveles, es decir, impiden transiciones de la zona A a la zona B, figura 3. Esto es muy importante porque de otra manera, como la tendencia de la naturaleza es ocupar los niveles más bajos de energía

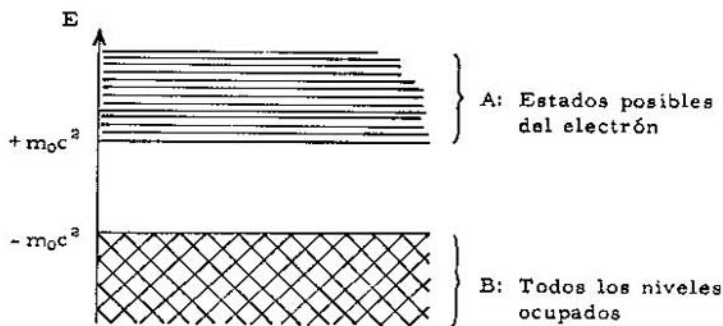


Fig. 3

la situación a que se llegaría finalmente sería tal que todos los electrones tendrían energías negativas. Esta hipótesis hace por tanto inobservables a los electrones de energía negativa.

¡Pero no completamente! Supóngase, por ejemplo, que en estas circunstancias un fotón de energía (positiva) $E = h\nu$ (ecuación [6]) "choca" con un electrón en un estado de energía negativa. Por efecto de la colisión, el fotón pasará toda su energía al electrón (desapareciendo en este proceso), que podrá de esta manera alcanzar un nivel de energía positiva, y aparecer entonces como un electrón real, medible --detectable por un experimentador. Mientras tanto, en la posición que este electrón ocupaba primitivamente --estado de energía negativa-- ha quedado un *hueco*, que denota la falta de este electrón, es decir, la falta de energía negativa y de carga negativa. Y aquí aparece la reinterpretación de que se había hablado: la falta de energía negativa puede interpretarse como energía positiva real, la falta de carga negativa puede interpretarse del mismo modo como carga positiva real. En otras palabras, el *hueco* aparece ahora como una *partícula*, con la misma carga del electrón, pero de signo contrario, y de energía positiva --es decir, también como un objeto físico medible, detectable por un experimentador. Esta nueva partícula se llama *antielectrón*, o *positrón*.

La figura 4 muestra la detección experimental de la partícula aludida: una partícula neutra, que supondremos es un fotón, que no deja trazas, da origen a un par electrón (e^-) - positrón (e^+), partículas que se distinguen entre sí porque un campo magnético ex-

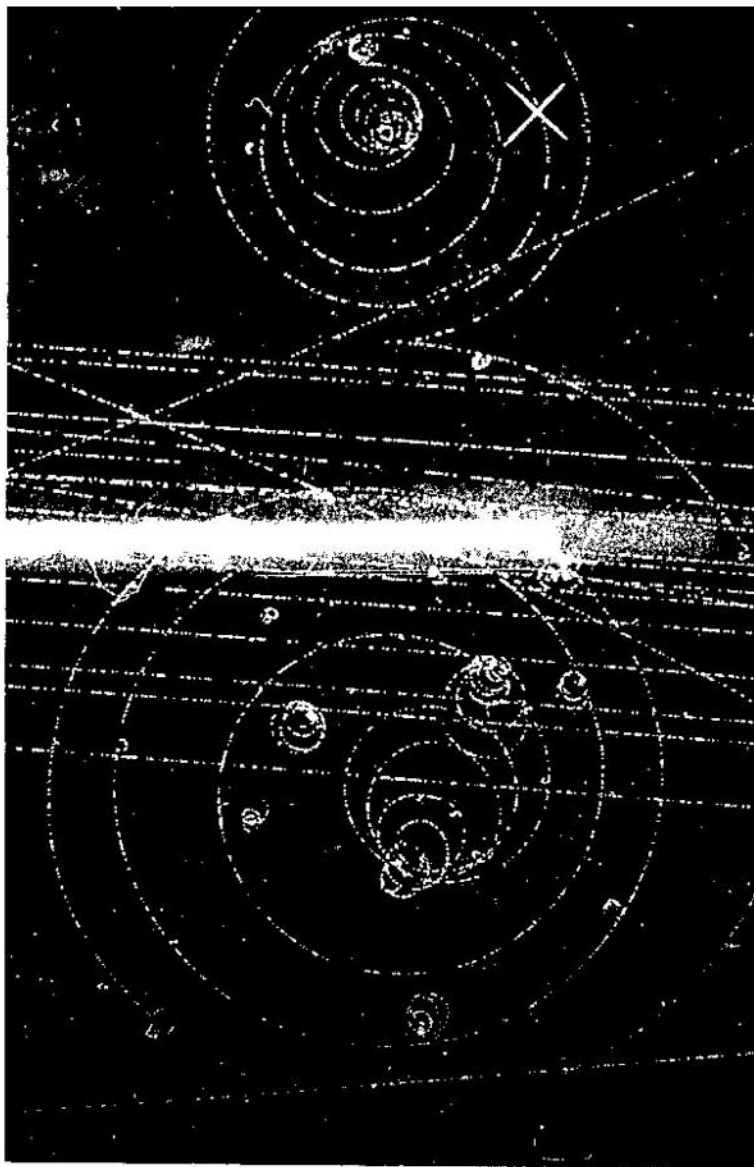


Fig. 4

terior hace que sus trazas se curven en sentidos opuestos, por efecto del signo opuesto de las cargas respectivas.*

El proceso recíproco es también posible, es decir, un electrón interactúa con un positrón y ambos se *aniquilan*, para dar origen, en la mayoría de los casos, a dos rayos γ (es decir, dos fotones). (Los fotones deben ser emitidos en direcciones opuestas para conservar momentum y tener la polarización respectiva --orientación del spin respecto del momentum-- adecuada a fin de conservar momentum angular; la energía de ambos debe ser la misma e igual a la mitad de la energía (masa) del sistema inicial electrón-positrón). La "vida media" de un proceso como éste es del orden de 10^{-8} seg.

Nótese que ambos procesos, tanto el de creación como el de aniquilación, constituyen una prueba más de la validez de la fórmula [5].

Las teorías de que se dispone hoy día hacen innecesario el discutir el significado de antimateria entérminos del "mar infinito de estados de energía negativa", mencionado por Dirac. Sin embargo, esta interpretación sigue siendo todavía la más directa e intuitiva.

Respecto de la audacia intelectual demostrada por Dirac al considerar los estados de energía negativa, se cuenta de él en Cambridge la siguiente anécdota, probablemente apócrifa.** Siendo un estudiante posgraduado, Dirac asistió una vez a una reunión organizada por la Sociedad de Matemática de los estudiantes. Se proponían en ella problemas que los asistentes debían resolver. Uno de estos fue el siguiente: tres pescadores hacen una gran redada en una noche de tempestad, pero el mal tiempo los obliga a refugiarse en una playa solitaria, donde deciden quedarse a dormir. Durante la noche, sin embargo, uno de los pescadores despierta, descubre que el mal tiempo ha amainado y decide marcharse. Sin despertar a sus amigos, divide la pesca en tres partes iguales y descubre que sobra un pescado. Lo arroja al mar y se marcha. Al cabo de un rato, despierta otro pescador y hace lo mismo; divide la pesca en tres porciones iguales, descubre que sobra un

* En esta monografía no discutimos las técnicas experimentales propias de la física de partículas. Hoy día éstas son tan complejas que su descripción requeriría una monografía aparte y ¡escrita por un experto, naturalmente!

** El autor se la oyó contar al Profesor Abdus Salam.

pescado, lo echa al mar y se marcha. Al cabo de un rato lo mismo hace el tercero. La pregunta es, ¿cuál es el número mínimo de pescados que puede subdividirse tres veces de esta manera?

Dirac, tras de pensarlo por unos momentos, contestó: "Menos dos (-2) pescados". La respuesta es correcta, por cuanto se puede dividir -2 pescados en tres grupos de -1 pescado y sobra +1 pescado. Se lanza éste último al mar, se lleva uno de los -1 pescados al marcharse, y lo que sobra es precisamente -2 pescados, ¡listos para ser subdivididos otra vez! Naturalmente, el aclarar qué significado tiene "menos dos pescados" era asunto que no preocupaba a Dirac en aquel momento.

Verdadera o apócrifa, la anécdota ilustra bien la audacia intelectual de Dirac, audacia que lo llevó a descubrir una de las simetrías más profundas de nuestro universo: la simetría denominada materia-antimateria.

En efecto, esta simetría no es exclusiva de los electrones, sino que alcanza a todas las partículas, y aún más, a todos los objetos físicos (átomos, moléculas, etc.) a que dan origen estas partículas. De esta manera, a cada uno de los "mundos" que nos son familiares debemos asociar un correspondiente "antimundo". Ideas como ésta han sido propuestas y discutidas con algún detalle en teorías cosmológicas recientes.

LAS LEYES "ABSOLUTAS" DE CONSERVACION

Ya se habló en el capítulo 2, primero, y en el capítulo 4 con más detalle, de las leyes de conservación de energía-momentum y de momentum angular. Estas leyes de conservación son válidas tanto en física clásica como en física cuántica, es decir, se pueden aplicar igualmente bien a la descripción del choque de bolas de billar, por ejemplo, o al movimiento de rotación de un trompo, o bien a la descripción de fenómenos que ocurren entre las partículas objeto de esta monografía.

Las leyes de conservación desempeñan en verdad un papel de primera importancia en física cuántica, y en especial en la física de partículas. En los capítulos que siguen se hará uso intensivo de leyes de este tipo, y es por esto por lo que ahora las estudiaremos brevemente aquí.

Un avance importante en física es el reconocer qué relación hay entre las leyes de conservación y las propiedades de simetría de un sistema en estudio. Aunque sorprenda un poco, este avance parece ser bastante reciente --del siglo XX-- aun cuando la importancia de las leyes de conservación fue reconocida mucho antes. La razón de esta demora quizá haya que encontrarla en el hecho que, si hay una ecuación (o ecuaciones) que especifique por completo un sistema físico, entonces las simetrías del sistema físico son las simetrías de esa ecuación, lo cual hace trivial la discusión *a posteriori* de las propiedades de simetría del sistema.

En un sistema cuántico, una simetría siempre implica una ley de conservación. Esto es también válido para un sistema clásico, siempre que la simetría sea continua, como se discutió en el capítulo anterior; una simetría discreta no implica una ley de conservación en mecánica clásica. En cambio, *en mecánica cuántica tanto las simetrías continuas como las discretas conducen a leyes de conservación.*

Cuando se habla de una simetría de un sistema, lo que se hace es referirse a un conjunto de transformaciones que no alteran, que no cambian la situación física que se está describiendo; se dice que

el sistema es *invariante* respecto de estas transformaciones. En este sentido, estos dos conceptos, simetría e invariancia, son por lo tanto equivalentes.

Volviendo a las leyes de conservación, diremos que su vigencia en mecánica cuántica siempre implica la existencia de *reglas de selección*. Una regla de selección establece que ciertos procesos solamente, y no otros, son posibles para un sistema dado. Este concepto se aclarará a medida que se lo utilice en los capítulos que siguen.

También en mecánica cuántica las leyes de conservación hacen posible introducir ciertos números, llamados *números cuánticos*, que especifican la cantidad conservada y que, a su vez, nos permiten definir (en el sentido de *rotular*) nuestras partículas. La carga eléctrica de una partícula (+1, 0, -1, en unidades de la carga del electrón --véase más adelante en este capítulo) es un ejemplo bien conocido de un número cuántico. En los cuadros del capítulo I se encuentran otros números cuánticos, un poco menos usuales, como el spin, por ejemplo, o completamente nuevos, como la paridad y el spin isotópico; éstos últimos se definirán en los capítulos siguientes.

36

Resumiendo la situación, la siguiente secuencia se cumple en mecánica cuántica: una invariancia, o simetría de un sistema, implica una ley de conservación, y ésta, a su vez, implica una regla de selección. La ley de conservación permite además introducir números cuánticos característicos del objeto físico estudiado, en términos de los cuales es posible expresar las reglas de selección obtenidas. Esta es la base del esquema de trabajo de todos los capítulos que siguen.

Se distinguirán en lo sucesivo dos grandes categorías de leyes de conservación: las leyes *absolutas* y las leyes *parciales*. Se llamarán absolutas a las leyes satisfechas en todos los procesos --como se dirá más adelante, por todas las interacciones; se llamarán parciales aquellas leyes que sólo son válidas en algunas clases de procesos (para algunas interacciones). Estas últimas se discutirán en los puntos en que proceda hacerlo; en este capítulo sólo nos preocuparemos de las leyes absolutas de conservación.

En este punto es importante poner otra vez de relieve la naturaleza *empírica* de estas leyes. Como se dijo en el capítulo anterior, estas leyes sólo son válidas dentro de los márgenes fijados por los datos experimentales, con entera independencia de cuán atractivos puedan ser los argumentos teóricos que se puedan alegar en favor de su validez.

Esta observación es particularmente significativa cuando la ley de conservación considerada es una ley perfectamente establecida para fenómenos macroscópicos; su extrapolación a la descripción de fenómenos atómicos o subatómicos es estrictamente un problema de naturaleza experimental.

Examinemos ahora cada una de las varias leyes absolutas de conservación conocidas en física de partículas. Empecemos por una de las más familiares: *la conservación de energía momentum*. Según ella en todos los procesos posibles entre partículas la energía total y el momentum total (separadamente) de los estados inicial y final deben ser rigurosamente iguales. Esto ha sido comprobado en miles de experimentos con un grado satisfactorio de precisión. Experimentos de aniquilación de partículas y antipartículas, como por ejemplo la aniquilación protón-antiprotón con emisión de mesones π nos brindan una confirmación sensacional de estas leyes, pero con un rango perfectamente delimitado de validez. En experimentos de este tipo el grado de precisión de las mediciones está comprendido entre una parte en 10^3 y una parte en 10^4 . El efecto Mössbauer* tal vez constituya la más reciente y precisa prueba de la validez de esta ley.

La ley de *conservación del momentum angular (total, véase el capítulo 4)* es otra ley también familiar de la física clásica. Su validez en física de partículas se funda sobre todo en análisis de experimentos en que su conservación implica resultados bien determinados --procesos que son prohibidos o permitidos, forma de distribuciones angulares, etc.-- y ha sido comprobada también con un grado satisfactorio de precisión.

La ley de *conservación de la carga eléctrica* es otra ley de la física clásica cuya validez subsiste en la física de partículas. En todas las reacciones entre partículas la carga total (suma algebraica de las cargas de todas las partículas envueltas) de los estados inicial y final es la misma. La prueba más directa de la validez de esta ley la proporciona, sin embargo, la estabilidad del electrón. Las leyes de conservación conocidas permiten, en efecto, que ocurran procesos como el "decaimiento" del electrón en un fotón y un neutrino (en el capítulo 6 se verá qué es un proceso de decaimiento), pero un proceso semejante no conservaría carga eléctrica. En consecuencia, una medición de la estabilidad del electrón es una verificación precisa de la validez de esta ley de conservación. Experimentos hechos en 1965 demuestran que la "vida" del electrón, T_e , satisface la desigualdad

*Para la descripción de este efecto, consultar la abundante literatura al respecto.

$$\tau_e > 2 \times 10^{21} \text{ años.} \quad [11]$$

Esto confirma la validez de la ley de conservación de carga eléctrica con un alto grado de precisión. Es posible también, dentro del marco de las teorías físicas actuales, deducir esta ley de conservación de un modo análogo a como se deducen las leyes de conservación de energía-momentum y de momentum angular. La interpretación geométrica intuitiva de éstas últimas no tiene, sin embargo, equivalente directo en este caso.

El resultado [11] lleva implícita la hipótesis de que la carga del electrón es una constante, en el sentido que no varía con el tiempo. Esta hipótesis ha sido recientemente (1968) confrontada con los datos experimentales disponibles, y se llega a la conclusión de que hace mil millones de años el valor de e^2 (e = carga del electrón) no era menor que entre uno y cinco diez milésimos de su valor actual.

Otro problema relacionado, aunque no se trata de una ley de conservación, es el de la *igualdad de cargas* de las partículas. En efecto, se sabe, en virtud de datos experimentales, que las cargas de todas las partículas, si son diferentes de cero, son iguales en valor absoluto a la carga del electrón, o a un múltiplo entero de ella. Teóricamente, no hay ninguna razón para esperar esta igualdad de cargas. Este es un hecho experimental que se incorpora, como tal, a la teoría. Si llamamos q_e , q_p y q_n a las cargas del electrón, protón y neutrón, respectivamente, mediciones recientes (1963) indican que se cumple que

$$y \quad |q_e - q_p| < 10^{-15} |q_e| \quad [12]$$

$$|q_n| < 2,4 \times 10^{-15} |q_e|. \quad [13]$$

El mismo experimento establece también un límite para la carga del neutrino. Suponiendo la validez de la ley de conservación de carga eléctrica en el decaimiento β (véase capítulo 6) se encuentra que

$$|q_{\bar{\nu}_e}| < 4 \times 10^{-17} |q_e| \quad [14]$$

donde el símbolo $\bar{\nu}_e$ indica el antineutrino asociado al electrón.

Volvamos a las leyes de conservación. Otra ley notable, y que no tiene equivalente en la física clásica, es la ley de *conservación de número bariónico*. Se llama *bariones* a todas las partículas de spin semientero y masa igual o mayor que la del protón (véase Cuadros 1 y 2). Las partículas de spin semientero y masa menor

que la del protón se llaman *leptones*. Las partículas de spin entero se llaman *mesones* (véase el Cuadro 1).

Ahora bien, en todas las reacciones entre partículas el número de bariones menos el número de antibariones que intervienen en una reacción es el mismo en los estados final e inicial.

Para aplicar esta ley se asignan números cuánticos adecuados a las diversas partículas; a los bariones se les asigna *número bariónico* $B = +1$; a los antibariones, $\bar{B} = -1$; a los mesones y leptones se les asigna número bariónico cero. Esta notación se usará en los capítulos siguientes.

Es importante recalcar que la conservación del número bariónico garantiza la estabilidad del protón (de hecho, éste fue el punto de partida de esta ley de conservación), que de otra manera podría decaer, por ejemplo, en un positrón y un par electrón-positrón, o un positrón y un mesón π neutro, etc. En consecuencia, tal como en el caso del electrón, la validez de esta ley de conservación puede verificarse midiendo la "vida" del protón, τ_p . Se ha encontrado así (1958) la cota inferior

$$\tau_p > 10^{23} \text{ años.} \quad [15]$$

Es claro que la estabilidad del protón es algo que nos concierne directamente; si el protón fuera inestable no podría haber materia organizada tal como la conocemos, ¡y por lo tanto tampoco existiríamos nosotros!

Una última ley absoluta de conservación es la de conservación de leptones. Aquí el asunto es, sin embargo, bastante menos claro, y nos limitaremos a decir que en todos los procesos conocidos en que intervienen leptones, el *número leptónico* (definido de manera análoga al número bariónico) se conserva estrictamente.

Finalmente, y aunque estos datos no se refieren de modo directo a una ley de conservación, interesa tener presente las cotas experimentales superiores, de que se dispone actualmente, de la carga y la masa del fotón que, de acuerdo con la teoría, deben ser nulas. Estas cotas máximas son

$$|q_\gamma| < 5 \times 10^{-17} |q_e| \quad [16]$$

y

$$|m_\gamma| < 10^{-47} \text{ gr,} \quad [17]$$

determinadas mediante el efecto Mössbauer y a partir de datos obtenidos por el satélite Explorer XII, en 1964, respectivamente.

LA FAMILIA ATOMICA Y LA FAMILIA NUCLEAR

Hagamos ahora un primer balance de lo dicho. Empecemos por recapitular las ideas acerca de física atómica, de *estructura atómica*, para ser más precisos, ya que es un problema de estructura, en último término, el que interesa -- recordemos que lo que interesa es aprender algo acerca de los componentes primarios de la materia.

Lo hecho ya ha sido "dividir" más y más la materia, y este proceso de división nos ha llevado desde los cuerpos macroscópicos hasta las moléculas y los átomos. Continuando con él, se han dividido los átomos en sus "constituyentes", los electrones y el núcleo, y se ha descubierto que, así como para explicar una gran cantidad de fenómenos químicos, bastó con considerar los átomos como indivisibles (y por lo tanto como partículas elementales), para explicar un gran número de fenómenos atómicos, basta con considerar como constituyentes básicos de la materia a los electrones y a los núcleos, sin preocuparse de saber si éstos son a su vez entes compuestos, susceptibles, en consecuencia, de subdivisión.

En esta etapa, pues, se puede considerar el núcleo como una "partícula elemental", especificando algunos de sus parámetros, como la masa, * por ejemplo, y, sobre todo, especificando la ley de fuerzas de su interacción con el electrón; esta fuerza es la *electromagnética*, como ya se dijo. Es muy importante darse cuenta del papel fundamental de la fuerza electromagnética en fenómenos atómicos y moleculares.

* Como la masa y la energía son equivalentes, es a veces conveniente expresar la masa de las partículas en unidades de energía. La unidad usual de energía es el electrón-voltio, abreviado eV, que es la energía adquirida por un electrón al pasar de un punto a otro de un campo eléctrico cuya diferencia de potencial es de un voltio, es decir, $1 \text{ eV} = 1,6 \times 10^{-19}$ julios. Las masas se expresan normalmente en MeV, $1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$.

Naturalmente, esta fuerza no pertenece exclusivamente a la esfera de la física cuántica, pues bien sabido es que su estudio en procesos macroscópicos se remonta al siglo XVII.

Nótese también que los efectos de la *fuerza gravitatoria*, fuerza que representa en mecánica celeste un papel decisivo, análogo al de la fuerza eléctrica en física atómica, resultan insignificantes por completo en la descripción de fenómenos atómicos, debido a la pequeñez de la masa de las partículas. Se dice que la fuerza gravitacional es mucho más "débil" que la electromagnética.

Empecemos por examinar el lenguaje con que hoy se describe la interacción electromagnética. Supóngase el caso muy simple de dos electrones que interactúan. Se sabe desde hace mucho tiempo que estos electrones se repelen (por tener cargas del mismo signo); hoy se expresa esto diciendo que uno de los electrones crea en la posición del otro un campo electromagnético, con el cual éste interactúa, y recíprocamente. A primera vista no se ha ganado nada con esto, aparte de hacer más obscuro el lenguaje. Pero no es así. Lo que se ha ganado es hacer intervenir el campo electromagnético, y por lo tanto la partícula asociada a él, el fotón, como agente intermediario, responsable de la interacción.

42

Gráficamente, lo dicho se representa por la figura 5.

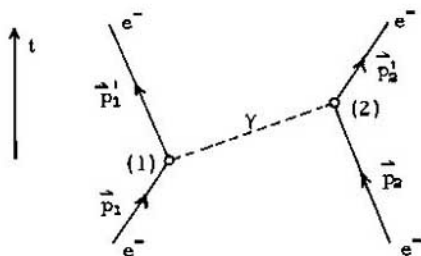


Fig. 5

Decimos que el electrón de momentum \vec{p}_1 "emite" un fotón en el tiempo $t = t_1$ (punto (1) de la figura) y este fotón es "absorbido" por el segundo electrón (de momentum inicial \vec{p}_2) en el tiempo $t = t_2$. Para satisfacer las leyes de conservación de energía y momentum, los momenta finales deben ser \vec{p}_1' y \vec{p}_2' .

Se transformó así la descripción de la interacción electromagnética en un proceso de intercambio de fotones;* en otras palabras, se ha descubierto que, *en vez de fuerzas, se puede en lo sucesivo hablar de un intercambio de partículas.* Estas partículas pueden ser emitidas o absorbidas --en lenguaje técnico, *creadas o aniquiladas*-- y este solo hecho implica que se ha salido del marco de la mecánica cuántica no relativista, donde estos procesos no son posibles en absoluto.

Para incorporar esta nueva idea, que representa en realidad un papel fundamental en lo que se entiende por fenómenos entre partículas y acerca de la estructura de las partículas mismas, hay, en consecuencia, que construir teorías más generales.

Un ejemplo lo constituye la Teoría Cuántica de Campos (más precisamente en este caso, la electrodinámica cuántica, que trata de las interacciones entre fotones y electrones), que a pesar de no ser una teoría completa es, indudablemente, la más satisfactoria de las teorías físicas aplicables a los fenómenos atómicos y subatómicos, donde se describen procesos como éstos por gráficos análogos al de la figura 5 (la dirección del tiempo no viene al caso en estos nuevos gráficos), llamados gráficos de Feynman, que tienen un significado bien preciso y que constituyen una de las técnicas de cálculo más poderosas desarrolladas hasta ahora en física de partículas.

Estos procesos se discutirán otra vez un poco más adelante al considerar el tema de las fuerzas nucleares.

Sin contar todavía ni con las matemáticas ni con la base física adecuadas, es sin embargo posible sacar intuitivamente algo más de información de procesos como el representado por la figura 5. Lo esencial aquí es el intercambio de partículas, el fotón que es "traspasado" (creado y absorbido) de un electrón a otro. Se puede hacer una analogía deportiva. Imagínense dos jugadores de rugby, que se mueven mientras se pasan la pelota el uno al otro. Si se mira desde suficiente distancia no se ve la pelota que cambia de manos continuamente; lo que se ve es que ambos jugadores se mueven siempre uno cerca del otro, como si algo, como si alguna "fuerza" los mantuviera ligados. Naturalmente, la distancia de separación de los jugadores dependerá del peso, de la *masa* de la pelota.

* Naturalmente, el gráfico 5 por sí solo no describe completamente la interacción entre estos electrones; hay muchos otros gráficos, semejantes a éste, que contribuyen al proceso, el que queda descrito por la suma de todos ellos. Véanse las observaciones que siguen en el texto.

Si ésta es muy grande, tendrán que mantenerse muy próximos; si es muy pequeña, si tiende a cero, podrán distanciarse cada vez más, hasta el infinito. El "alcance" de la "fuerza" que los une depende así de la masa del objeto que se intercambia --el alcance es inversamente proporcional a la masa.

Esta es sólo una analogía, y es siempre peligroso sacar conclusiones de ellas. Sin embargo, en este caso la analogía es, en general, correcta. Para el fotón, por ejemplo, que tiene masa nula, el alcance de la fuerza correspondiente --la fuerza eléctrica-- es, como sabemos, infinito. Un poco más adelante se encontrará un ejemplo en que las fuerzas son de alcance finito, y las partículas correspondientes tienen, en consecuencia, una masa distinta de cero.

44 Para seguir adelante en la investigación, se debe ahora aplicar otra vez el "principio de divisibilidad". El paso siguiente es dividir el núcleo, y se sabe ya que esto se puede hacer; se encuentra inicialmente que sus constituyentes --las nuevas partículas elementales-- son el protón y el neutrón (véase el capítulo I). El neutrón tiene una masa muy ligeramente superior a la del protón (véase el Cuadro I) y, al igual que éste, tiene spin $\frac{1}{2}$; por lo tanto ambas partículas son fermiones, como lo es también el electrón (el fotón, en cambio, tiene spin entero y es un bosón). El protón tiene la misma carga del electrón en valor absoluto, si bien es de signo contrario (es decir, tiene carga positiva); el neutrón, en cambio, tiene carga neta cero. Nótese bien que es la carga total del neutrón la que es nula; por supuesto, esto no implica que el neutrón no pueda tener una distribución de carga que no sea cero en todo su "volumen". De hecho, como lo han demostrado los experimentos de Hofstadter y otros, ambos, el neutrón y el protón, presentan una distribución espacial de carga; en otras palabras, no es correcto considerarlos como objetos puntuales, como "puntos materiales", sino que es necesario suponer que presentan una cierta "estructura", que ocupan un cierto "volumen" en el espacio.

De experimentos como los citados resulta, además, que en esencia el protón y el neutrón son dos aspectos de una misma entidad física, el *nucleón*. El agente que distingue ambas partículas es la carga eléctrica total. Se volverá sobre esto en un momento.

El descubrimiento de que el núcleo consta de protones y neutrones plantea de inmediato un problema: ¿Cómo es posible que los núcleos sean tan estables, dadas sus pequeñísimas dimensiones espaciales? Recuérdese al efecto que el "radio" del núcleo es del orden de 10^{-12} cm. En consecuencia, la fuerza eléctrica de repulsión entre protones (cargas iguales se repelen) es muy grande, y

por lo tanto el núcleo debería tender a "explotar"; es decir no podría haber núcleos estables. Por otra parte, ¿cuál es la fuerza que mantiene a los neutrones dentro del núcleo?, ¿qué los liga entre sí y a los protones? (La fuerza eléctrica no puede operar este caso.)

Dada la estabilidad de la materia, tal como la conocemos, se impone admitir que hay otra fuerza, de índole distinta de la eléctrica, que explica los fenómenos recién descritos. Esta fuerza la llamaremos por ahora *fuerza nuclear* --más adelante, y en forma más general, nos referiremos a este tipo de interacciones, como *interacciones fuertes*. De lo anterior se sigue que esta nueva fuerza debe ser más poderosa que la eléctrica, y debe tender a mantener juntos los protones y neutrones que constituyen un núcleo dado. Esta última observación es muy importante, porque implica que la fuerza nuclear no debe distinguir entre neutrones y protones, es decir, debe ser independiente de la carga eléctrica de la partícula (nucleón). Este hecho, llamado *independencia de carga* de las fuerzas nucleares, es un hecho fundamental establecido experimentalmente acerca de estas fuerzas; las fuerzas nucleares entre protones y protones, protones y neutrones, y neutrones y neutrones, son todas iguales entre sí.

Por otra parte, del hecho de no ser las fuerzas nucleares detectables fuera del núcleo, y de las dimensiones de éste, se deduce que las fuerzas nucleares son de corto alcance, del orden de 10^{-12} a 10^{-13} cm. Tratemos ahora de traducir estas características de las fuerzas nucleares al lenguaje de física de partículas.

Esto fue lo que hizo por primera vez Yukawa, en 1935. En este lenguaje, al igual que en el caso de las fuerzas electromagnéticas, se puede decir que debe haber una partícula, o partículas, que al ser "traspasada" de unos nucleones a otros da origen a la fuerza nuclear. Como la fuerza es de corto alcance, la analogía con los jugadores de rugby nos lleva a concluir que la partícula en cuestión no debe tener masa cero. En realidad, un cálculo elemental prueba que la masa debe ser aproximadamente 200 veces mayor que la masa del electrón, si el radio de acción de las fuerzas es igual a 2×10^{-13} cm. De ahí que esta partícula recibiera el nombre de *mesón*, por el hecho de que su masa está comprendida entre la del nucleón y la del electrón.

Recordemos ahora que el término nucleón se refiere en realidad a dos partículas, protón y neutrón, que difieren entre sí en el valor de su carga eléctrica, y que la carga eléctrica total se mantiene constante (capítulo 5) en los procesos físicos. ¿Es posible satisfacer este requerimiento con una sola partícula, con un solo mesón?

Tratemos de contestar esta pregunta analizando gráficos como el de la figura 5. Notemos que, en este caso, en cada vértice los estados inicial y final constaban de la misma carga eléctrica --la carga del electrón. En el problema actual los gráficos equivalentes, en consecuencia, son:

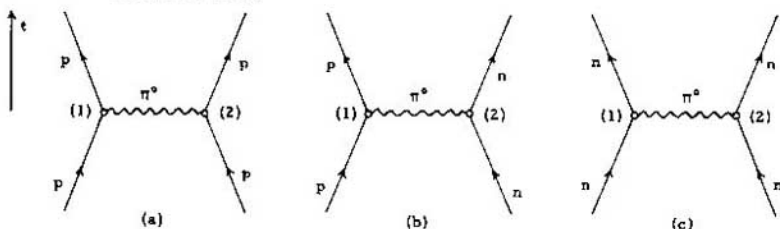


Fig. 6

(Nótese que en la Fig. 6 las letras (p, n) en las líneas de fermiones rotulan las partículas, y no los momentos como en la Fig. 5.) La partícula intercambiada se ha llamado π --mesón π , o pión-- y se ha representado por una línea ondulada (la línea de puntos se reserva para el fotón). Los gráficos (a), (b) y (c) muestran todos la propiedad de que en cada vértice ((1) y (2)) las líneas de fermiones conservan carga eléctrica separadamente; no hay intercambio de carga entre (1) y (2). Por lo tanto, la partícula traspasada (emitida y absorbida) debe ser eléctricamente neutra; se llama a esta partícula π^0 (el superíndice indica que su carga es nula).

Este no es el final de la historia, sin embargo. Aparte de los gráficos de la figura 6, hay otros posibles, como el de la figura 7, por ejemplo:

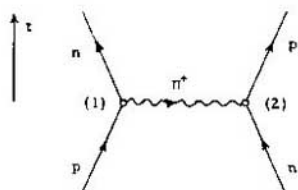


Fig. 7

En este gráfico hay ahora intercambio de carga en los vértices (1) y (2); por lo tanto, la partícula que se intercambia no puede ser eléctricamente neutra. De esta manera se concluye la necesidad de que haya un mesón π cargado, en este caso con carga positiva; lo llamamos π^+ .

Por último, se puede considerar, por ejemplo, un gráfico análogo al de la figura 7, con la diferencia de que todos los fermiones están reemplazados por sus correspondientes antipartículas. Se obtiene así (la barra indica la antipartícula),

Claramente un antiprotón tiene carga negativa. Por lo tanto la partícula intercambiada también debe tenerla; ésta se llama mesón π^- . Nótese que de aquí resulta que π^- es también la antipartícula de π^+ . (El mesón π^0 resulta ser idéntico a su antipartícula.)

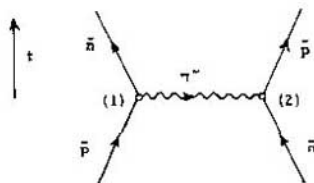


Fig. 8

Se concluye pues que para "explicar" las fuerzas nucleares se requieren tres nuevas partículas, π^+ , π^- y π^0 , de una masa intermedia entre los nucleones y el electrón. Esta fue la deducción de Yukawa, confirmada experimentalmente 12 años más tarde por Powell y sus colaboradores. Experimentalmente se observa que el mesón π tiene spin cero.

En este punto es necesario hacer una última observación, y muy importante: los procesos representados por los gráficos de las figuras 6 y 7 no tienen porqué ser *reales* (!) en el siguiente sentido.

Examinemos, por ejemplo, lo que sucede en el vértice (1) de la figura 7; un protón se transforma en un neutrón y en un mesón π^+ . Las leyes de conservación de carga eléctrica, spin, número bariónico, son todas satisfechas en este proceso. Pero, ¿qué pasa con la energía? Supóngase el protón en reposo; entonces su energía está dada simplemente por su masa, es decir (Cuadro 1), es aproximadamente de 938 MeV. Claro está esta energía no es suficiente para producir el neutrón y el pión (cuyas masas aproximadas son de 939 y 139 MeV, respectivamente) y por lo tanto el proceso es prohibido por conservación de energía, ¡y en consecuencia la teoría de fuerzas nucleares es incorrecta!

Sin embargo, lo incorrecto es el razonamiento; la teoría es posible, y esto es consecuencia directa del principio de incertidumbre (capítulo 3).

En efecto, entre la energía y el tiempo se puede escribir la relación de incertidumbre $\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$, donde el símbolo \sim significa "es del orden de". Ahora bien, para que el proceso de que se trata, que se simbolizará

$$p \rightarrow n + \pi^+, \quad [18]$$

pueda suceder, es necesario que haya una violación de energía de aproximadamente 140 MeV ($m_n + m_{\pi^+} - m_p$, sin considerar energías cinéticas). Escribiendo $\Delta E = 140 \text{ MeV}$, la relación $\Delta t \sim \hbar/\Delta E$

permite estimar entonces el lapso durante el cual el proceso [18] puede ocurrir. Recordando que $h = 1,055 \times 10^{-27}$ erg · seg $\approx 6,582 \times 10^{-22}$ MeV · seg, resulta $\Delta t \sim 5 \times 10^{-24}$ seg. Suponiendo ahora que el mesón π se mueve durante este tiempo con la velocidad máxima posible, para obtener una cota superior de la distancia que llega a recorrer, resulta que ésta es menor que o del orden de $c \cdot \Delta t = 1,5 \times 10^{-13}$ cm, ¡que es correctamente el orden del alcance de las fuerzas nucleares! Los procesos de este tipo se llaman *virtuales*; las fuerzas nucleares se explican así como el traspaso de *mesones π virtuales* entre nucleones (el calificativo de "virtual" alude como es natural a la violación virtual de energía asociada al proceso).

Nótese que en el proceso descrito por la figura 7 el protón y el neutrón *intercambian identidades* mediante este mecanismo, es decir, si uno se pudiera concentrar en uno de ellos, el protón, por ejemplo, el proceso recién descrito haría que se viese sucesivamente un protón, un neutrón, un protón, un neutrón, etc. A las fuerzas resultantes de este tipo de mecanismo se les llama *fuerzas de intercambio*. Los mesones que se discuten en los capítulos siguientes deben también tomar parte, aunque probablemente en menor grado, en este mecanismo de las fuerzas nucleares.

Supóngase ahora un nucleón aislado, un protón, para fijar ideas. El mismo proceso virtual (ecuación [18]) debe seguir ocurriendo; la única diferencia es que ahora no hay otro nucleón en la vecindad para absorber el pión. El único mecanismo posible, en consecuencia, es que el mismo proceso virtual ocurra "al revés", es decir, que la partícula reabsorba el mesón π y vuelva a convertirse en un protón, de acuerdo con la secuencia

$$\begin{aligned} \text{i)} & \quad p = n + \pi^+, \\ \text{ii)} & \quad n + \pi^+ = p, \end{aligned} \quad [19]$$

que se representa gráficamente en la figura 9.

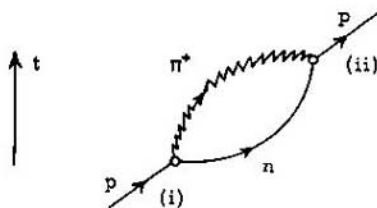


Fig. 9

Procesos virtuales como éste tienen una profunda repercusión en nuestras ideas acerca de la *estructura* de los nucleones; enseñan que el protón y el neutrón deben concebirse como provistos de una "nube" de mesones (fundamentalmente π), que son emitidos y reabsorbidos de un modo constante (a esto nos referimos

antes al hablar de la distribución espacial de los nucleones). Todavía más, la teoría nos enseña que la *masa* que se mide de una partícula es consecuencia de estos procesos; Desgraciadamente, no se dispone todavía de una teoría que permita *calcular* la masa de las partículas a partir de esta descripción!

En este punto tal vez se pueda empezar a sentirse satisfechos considerando que se ha elaborado un lenguaje, una manera de pensar, y que ésta parece estar de acuerdo con la realidad experimental. ¡Incluso se han podido predecir nuevas partículas! Aparentemente estamos en el camino hacia una teoría completa.

La historia no es tan simple, sin embargo. Lo que pasa es que todavía no la conocemos entera.

Hasta ahora se ha trabajado siempre con objetos estables, es decir, que fueron, son y seguirán siendo siempre la entidad descrita. Por lo menos esto es lo que implícitamente se ha supuesto hasta ahora. La realidad resulta diferente, sin embargo.

En efecto, volvamos atrás y consideremos otra vez el neutrón. Dijimos que el neutrón y el protón eran formas distintas de una misma partícula. Ahora bien, se sabe experimentalmente (capítulo 5) que el protón es estable; ¿se puede deducir de aquí que el neutrón también lo es?

La respuesta es no. Resulta experimentalmente (véase Cuadro 1) que al cabo de un tiempo ("vida media") de 10^3 seg un neutrón *aislado* (es decir, que no forma parte de un núcleo) *decae* en tres partículas: un protón, un electrón y un neutrino, partícula ésta última que se acaba de introducir. La palabra "decae" significa, lisa y llanamente, que la partícula en cuestión desaparece y aparecen en su lugar otras --los productos de su decaimiento.

Energéticamente, el neutrón aislado puede decaer porque su masa es ligeramente mayor que la del protón y por lo tanto el exceso de masa que resulta de la transformación neutrón \rightarrow protón como proceso *real*, puede transformarse en masa y energía cinética de los productos de decaimiento. Recuérdese que el protón es estable porque no hay otra partícula más liviana en que pueda decaer sin violar leyes de conservación.

Es muy importante recalcar que el neutrón que puede decaer es el neutrón libre, *no ligado* en un núcleo; en este último caso la fuerza atractiva que lo mantiene junto a los demás nucleones disminuye la energía del neutrón, y esto a su vez impide su decaimiento. ¡Por eso existen los núcleos!

Usando los símbolos del Cuadro I, el proceso de decaimiento del neutrón se representa por



Este proceso se conoce con el nombre de decaimiento β .

La historia del decaimiento β es bastante instructiva. En efecto, como el neutrino no tiene ni masa ni carga eléctrica, es una partícula muy difícil de detectar directamente. Por esta razón las primeras pruebas del decaimiento β parecían indicar que se trataba del proceso



es decir, que en apariencias se trataba de una reacción de dos cuerpos en el estado final. Una reacción de dos cuerpos implica, sin embargo, una distribución bien definida de la energía disponible para la reacción entre las partículas del estado final (véase capítulo 8), y esto aparecía en franca contradicción con el espectro continuo de energía observado para los electrones emitidos. Más aún, tampoco podía ser satisfecha la ley de conservación de momentum angular.

50

Se planteó entonces un problema grave: o las leyes de conservación de energía-momentum y de momentum angular no son válidas, o la reacción [20'] no puede ocurrir. Después de la discusión que se ha dado en los capítulos 2 y 4, debe ser claro que, desde el punto de vista de la teoría, es extremadamente duro el tener que sacrificar precisamente estas leyes.

Pauli, en 1933, sugirió un camino de salida a este dilema. Planteó que es posible suponer que la reacción [20'] no es correcta, y que la energía, momentum y momentum angular que se requieren para mantener las leyes de conservación correspondientes se puede suponer que se las lleva una tercera partícula, sin carga eléctrica, con masa muy pequeña, cero en primera aproximación, y con spin $\frac{1}{2} \hbar$. Basándose en esta hipótesis Fermi desarrolló a continuación una teoría satisfactoria de este proceso.*

Durante muchos años, hasta 1956 en realidad, cuando Reines y Cowan produjeron la primera evidencia experimental directa de

* Como la nueva partícula que se requería era neutra, y debía tener masa menor que el electrón, Fermi la denominó "neutrino", es decir, "neutroncito".

la existencia del neutrino, los físicos vivieron así con una partícula "teórica", ¡que en realidad sólo existía para preservar estas leyes de conservación! Esta es una impresionante demostración de fe en las ideas que los propios físicos habían inventado.

Esta situación, como dijimos, duró hasta 1956. Apenas un año más tarde, en 1957, el neutrino apareció envuelto en otro problema, justamente el opuesto al recién discutido; la *violación* ahora de una ley de conservación, hasta entonces supuesta sagrada. Esto se discutirá en el capítulo siguiente.

Por último, y para completar la historia del neutrino, digamos que hoy día, y desde 1962, se conocen dos neutrinos diferentes en la naturaleza (cada uno con su correspondiente antipartícula); uno asociado al electrón, llamado ν_e , y otro asociado al muón, ν_μ . (Incidentalmente, esto significa que en la ecuación [20] es necesario escribir $\bar{\nu}_e$ en vez de $\bar{\nu}$). Lo notable de este descubrimiento es que, aparte de ν_e , ésta es la primera partícula *estable* que se descubre desde hace más de 50 años -- desde el descubrimiento del protón. Sin embargo, el significado físico profundo de la existencia de dos neutrinos (por lo menos dos; podrían existir más) no se ha empezado siquiera a vislumbrar todavía.

Procesos de decaimiento como el representado por la ecuación [20] claramente traducen la existencia en la naturaleza de otro tipo de fuerzas, de otro tipo de interacciones, que no se había encontrado hasta ahora; a éstas se las llama *interacciones débiles*. El nombre proviene de que estas fuerzas son en realidad mucho más débiles que las fuerzas nucleares y que las electromagnéticas, lo que se infiere de los tiempos (vidas medias) muy largos -- en la escala de tiempos de procesos nucleares -- de los procesos determinados por ellas.

Para ilustrar este punto recuérdese aquí que la vida media característica de procesos de decaimiento que ocurren por vía de interacciones débiles es del orden de 10^{-10} seg (véase Cuadro 1), en tanto que el tiempo característico de un proceso nuclear (interacción fuerte) es del orden de 10^{-23} seg -- el tiempo mínimo en que puede propagarse información a través de un núcleo.

El mesón π , introducido como agente responsable de las fuerzas nucleares, resulta también ser una partícula inestable. A la luz de las consideraciones anteriores, esto no debe sorprender ya. Como todas las leyes de conservación lo permiten, se debe en efecto esperar que el pión decaiga en un electrón y un neutrino, es decir se esperan las reacciones

$$\pi(\pm) \rightarrow e(\pm) + \nu_e(\bar{\nu}_e). \quad [21]$$

Por muy sorprendente que resulte, no es esto, sin embargo, lo que sucede. Por alguna razón desconocida hasta hoy día, el mesón π se desintegra por vía de otra partícula, llamado muón, mediante las reacciones

$$\pi(\pm) \rightarrow \mu(\pm) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu). \quad [22]$$

La vida media del pión es del orden de 10^{-8} seg. Esto quiere decir que, después de transcurrido este lapso a partir del momento de su creación, el mesón π decae de acuerdo con la reacción [22]. A su vez, el muón así formado, al cabo de un lapso del orden de 10^{-6} seg, decae en electrones y neutrinos,

$$\mu(\pm) \rightarrow e(\pm) + \nu_e(\mu) + \bar{\nu}_\mu(e) \quad [23]$$

¡Solo uno de cada diez mil piones decae directamente en electrones y neutrinos de acuerdo con la ecuación [21]!

Aunque parece paradójico, el que esto sea así (es decir, que la razón entre las frecuencias de ocurrencia de los decaimientos [21] y [22] sea de 10^{-4}), se entiende bien de acuerdo con las ideas actualmente aceptadas sobre interacciones débiles. En otras palabras, una vez admitida la existencia del muón, el modo de decaimiento más probable del mesón π es el indicado por la ecuación [22].

Todos los datos experimentales de que se dispone hoy día indican que el muón se comporta exactamente como un electrón. Al igual que éste, no experimenta interacciones fuertes. La única diferencia aparente entre ambos (aparte del decaimiento [23]) es que la masa del muón es 207 veces mayor que la del electrón.

El misterio del muón dura ya más de veinte años. Fue descubierto antes que el mesón π , en experimentos diseñados para detectar este último. También, es la primera partícula cuya existencia no se "entiende" en absoluto. Hasta ahora, todas las partículas que han ido apareciendo han estado respaldadas por algún ingrediente de "racionalidad" --están ahí porque es "necesario" que estén. No sucede lo mismo con el muón, que está ahí, porque sí simplemente. ¡Talvez su misterio sea un indicio de que no se ha entendido nada de este juego!

Como contrapunto de la línea anterior, hagamos ahora un resumen parcial de lo aprendido en este capítulo. Lo más impor-

tante que se ha aprendido es que hay en la naturaleza, hasta donde hoy se sabe, cuatro fuerzas, cuatro interacciones básicas. En otras palabras, se aprendió a *clasificar* las reacciones entre partículas, y se ha descubierto que existen clases, tipos básicos de interacciones, y que éstas son sorprendentemente pocas* --sólo cuatro. La discusión que hemos dado está resumida en el Cuadro 4.

Cuadro 4

Tipo de Interacción	"Intensidad" Característica de la Interacción
1. Fuertes	10
2. Electromagnéticas	10^{-2}
3. Débiles	10^{-13}
4. Gravitatorias	10^{-38}

Ejemplos de interacciones fuertes son las fuerzas nucleares; las interacciones débiles son las causantes de los procesos de decaimiento. En los capítulos siguientes habrá ocasión de ver muchos otros ejemplos de estas interacciones.

La segunda columna del Cuadro 4 es muy instructiva; ella indica (no importa que no se entienda el significado absoluto de los números que aparecen en ella) la intensidad relativa de dos fuerzas cualesquiera de las que hay en la lista, simplemente obteniendo las razones respectivas. La conclusión inmediata de estas consideraciones es que las más "poderosas" de todas las interacciones son las denominadas *fuertes*, y que, en primera aproximación, todas las restantes son insignificantes comparadas con ellas. Este es claramente un razonamiento de tipo perturbativo, y por lo tanto de peligroso manejo.** Teniendo esto en mente, sin embargo, cabe aventurarse a explorar este camino.

* Para formarse una idea de cuán sorprendente es en realidad este resultado, basta con recordar que los cuadros dados en el capítulo 1 contienen más de 60 partículas; por otra parte, el número mínimo de las que puede implicar una interacción son dos; esto significa que, *a priori*, ¡cabría esperar más de 1770 tipos de interacciones!

** Teoría de perturbación consiste normalmente en, dada una función que depende de un parámetro pequeño (por ejemplo, los números del Cuadro 4 a partir del segundo), expandir la función en una serie de potencias del parámetro y argumentar que, dado cualquier orden de la expansión, el término siguiente es por necesidad menor que el considerado. El argumento puede ser falso, sin embargo, porque los coeficientes de la expansión pueden no ser finitos; esto sucede en efecto, por ejemplo, en el tratamiento perturbativo de electrodinámica cuántica.

Procedamos entonces de acuerdo con el siguiente esquema: "desconectemos" primero todas las interacciones, excepto las fuertes, y tratemos de entender la física del mundo resultante; una vez que se haya hecho esto, se puede conectar la interacción siguiente (en orden de "intensidad"), es decir, la electromagnética, y ver qué correcciones esto induce en los resultados previos, y así sucesivamente. En otras palabras, la idea es de aproximarse al mundo físico real por pasos sucesivos, "conectando" las interacciones una tras otra, de acuerdo con sus intensidades relativas.

Supóngase pues que sólo existe la interacción fuerte (o sea que todas las demás interacciones se suponen "desconectadas"). Veamos qué sucede con las partículas que conocemos.

En primer lugar, es inmediato que el fotón, el electrón, el muón y los neutrinos desaparecen en estas circunstancias, puesto que no tienen interacciones fuertes. Desaparecen además el protón y el neutrón como partículas individuales, puesto que la diferencia entre ellas sólo depende de la carga eléctrica, y las interacciones fuertes no la tienen en cuenta; las dos se reducen, en consecuencia, a una sola partícula, el nucleón (N). Por la misma razón, los tres piones π^+ , π^0 y π^- , se identifican en una sola partícula, que se puede llamar simplemente mesón π .

Este mundo simplificado consta así, en esta primera aproximación, de sólo dos partículas, N y π , que interactúan mediante interacciones fuertes y que son *estables*. Supóngase que ahora añadimos las interacciones electromagnéticas; las partículas N y π se "desdoblan" en (n, p) y (π^+ , π^0 , π^-), respectivamente. La situación está representada por la figura 10.

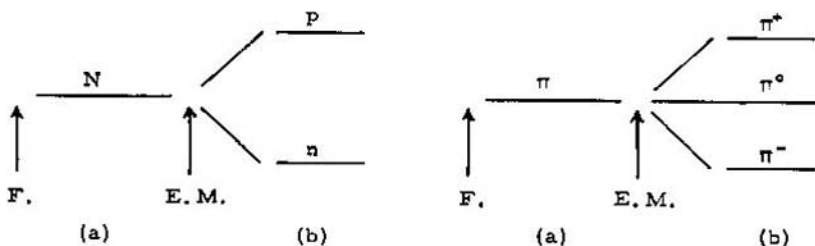


Fig. 10

(En esta figura F. y E. M. se refieren, respectivamente, a las interacciones fuertes y a las electromagnéticas.)

Compárense ahora los casos (a) y (b) de las dos situaciones representadas por la figura 10 con los casos (a) y (b) de la figura 2. ¡Se ve que formalmente ambas situaciones son idénticas! Esta observación da de inmediato una manera de describir las situaciones representadas por la figura 10; lo que se debe hacer es rotular cada estado inicial --el nucleón y el pión-- con un índice semejante a j , el momentum angular, de modo que dé origen a un número cuántico asociado, semejante a j_z , que permita rotular los "niveles" resultantes después de "reconectar" la interacción electromagnética. Para llevar la analogía hasta el lenguaje, se llama *spin isotópico*, I , al número cuántico semejante a j , y *tercera componente* del spin isotópico, I_z , al semejante a j_z . Por cada valor dado de I existen entonces $2I + 1$ valores de I_z , que varían desde $-I$ hasta $+I$ en pasos unitarios, es decir, I_z toma los valores (para I dado) $-I, -I+1, \dots, +I-1, +I$.

De esta manera se ha reducido el problema de describir las situaciones representadas por la figura 10 a un proceso puramente algebraico, *aritmético*, más propiamente. La asignación de spin isotópico a nucleones y piones es directa a partir de la figura. Los resultados correspondientes están contenidos en el Cuadro 5.

Cuadro 5

Partícula (Interacciones Fuertes)	Spin Isotópico I	Partícula (Interacciones Electro- magnéticas)	I_z
N	$\frac{1}{2}$	p	$+\frac{1}{2}$
		n	$-\frac{1}{2}$
π	1	π^+	+1
		π^0	0
		π^-	-1

Se introdujeron de esta manera *dos nuevos números cuánticos* que sirven para rotular las partículas, I e I_z . Sin preocuparse todavía de darles una interpretación, se puede comprender ahora para qué sirven, ¡simplemente haciendo aritmética!

Sin embargo, para poder hacer esta aritmética se necesita un conocimiento previo; se necesita saber sumar momenta angular en mecánica cuántica. Aceptemos esto por el momento como una

regla que algún día se aprenderá a demostrar; si \vec{j}_1 y \vec{j}_2 son dos momenta angular, entonces el momentum angular resultante, \vec{j}_3 , digamos, (suma vectorial de los dos primeros) puede tomar cualquiera de los siguientes valores: $j_1 + j_2$, $j_1 + j_2 - 1$, $j_1 + j_2 - 2, \dots$, $|j_1 - j_2|$. Así, porejemplo, si en un sistema físico el estado inicial consta de dos momenta angular, $j_1 = \frac{1}{2}$ y $j_2 = 1$, el estado final (el momentum angular total debe ser conservado) puede tener momentum angular $j_3 = \frac{3}{2}$ o $j_3 = \frac{1}{2}$. Con esto se puede ahora proseguir a hacer sólo aritmética (es claro que esta información era necesaria porque se ha supuesto que el spin isotópico tiene las características de un momentum angular).

Consideremos ahora los gráficos de las figuras 6, 7 y 8. Claramente, aplicando la regla de suma anterior, hay conservación de spin isotópico en cada vértice. Esta va a resultar ser una regla de conservación general: *las interacciones fuertes conservan spin isotópico*. Esto implica, en particular, que I_z también se debe conservar. Esto puede verificarse directamente con ayuda del Cuadro 5 y con la convención (para el gráfico de la figura 8) de que I_z cambia de signo si se refiere a las antipartículas.

56

Para estudiar el caso de las interacciones electromagnéticas, hay que recordar que en éstas se distingue la carga de las partículas. Empecemos, por lo tanto, por tratar de relacionar el spin isotópico con la carga eléctrica.

Esto resulta ser otra vez un simple ejercicio de aritmética. Se descubre así que para el sistema pión-nucleón se puede escribir la relación

$$Q = e(I_z + \frac{B}{2}), \quad [24]$$

donde Q es la carga de la partícula, e el valor absoluto de la carga del electrón (unidad de carga), I_z la tercera componente de spin isotópico y B el número bariónico de la partícula (recuérdese que $B = 0$ para los bosones).

Un experto deduce de aquí dos consecuencias inmediatas: primero, que el spin isotópico total, \vec{I} , no puede ser conservado en interacciones electromagnéticas; y, segundo, que I_z sí se conserva en estas interacciones. Este último resultado, desde el punto de vista de aritmética, es trivial si se parte de las leyes de conservación de Q y B y de la ecuación [24], pero no lo es cuando esta ecuación, válida para el sistema $\pi - N$, se generaliza al resto de las partículas. Esto se hace en el capítulo siguiente.

Aceptemos pues que, en general, sólo I_z se conserva en interacciones electromagnéticas; en estas interacciones no se conserva el spin isotópico (\vec{I}).

Para resumir, se satisfacen las siguientes reglas de selección:

a) Interacciones fuertes: $\Delta \vec{I} = 0, \Delta I_z = 0; \quad [25]$

b) Interacciones electromagnéticas: $\Delta I_z = 0, \Delta \vec{I} \neq 0, \quad [26]$

donde el símbolo Δ representa la diferencia entre los números cuánticos respectivos de los estados final e inicial.

Nótese que no es posible, en esta línea de razonamiento, introducir spin isotópico ni para los leptones ni para el fotón, puesto que estas partículas no tienen interacciones fuertes. La extrapolación de este concepto a estas partículas puede hacerse, sin embargo, pero en un contexto diferente. Este problema no se discutirá aquí.

Para concluir este capítulo, señalemos otra vez que la discusión de spin isotópico es sólo una versión pedestre de un formalismo matemático riguroso --lo hecho en realidad es discutir la invariancia del sistema pión-nucleón bajo las transformaciones generadas por el grupo SU (2). Dada la limitación del bagaje matemático que se presupone, sin embargo, en lo sucesivo se seguirá, en lo posible, tratando de recurrir sólo a la aritmética.

UNA FAMILIA EXTRAÑA

Se dijo en el capítulo 6 que los mesones π fueron detectados por vez primera en 1947, doce años después de su predicción teórica por Yukawa. Con su descubrimiento se completa al parecer el esquema básico necesario para entender, por lo menos cualitativamente, los fenómenos que ocurren en el plano subatómico --el mundo que se ha llamado de las "partículas elementales" (aunque la discusión dada acerca de la estructura de los nucleones en el capítulo anterior debe haber puesto ya de manifiesto que la palabra "elemental" no es un calificativo adecuado a estos objetos).

En ese año --1947-- los físicos tal vez pudiesen haberse dado por satisfechos con el trabajo realizado; los fenómenos atómicos estaban básicamente bien entendidos y la teoría desarrollada para explicarlos (mecánica cuántica) era altamente satisfactoria; las pruebas experimentales se ajustaban bien --;salvo las excepciones!-- con las ideas cualitativas o semicuantitativas de que se disponía acerca de los fenómenos nucleares; concepciones teóricas audaces, como las antipartículas de Dirac y los mesones de Yukawa, habían encontrado su necesaria confirmación experimental, etc. La situación recuerda en cierto modo a la que llevó a Lord Kelvin a pronunciar su célebre y antiprofético discurso: "Hemos descubierto todo lo que se puede descubrir en las ciencias físicas. Lo que queda ahora por hacer no son sino mediciones más y más refinadas", ¡justamente en el año en que Thomson descubrió el electrón!

59

No hubo un discurso equivalente en este caso, sin embargo, aunque tal vez sólo fuese porque no hubo tiempo de hacerlo. En efecto, el informe acerca del descubrimiento del mesón π apareció en el volumen 159 (año 1947) de la revista "Nature"; y en el volumen 160 de la misma revista, también en 1947, apareció un trabajo de Rochester y Butler, presentando pruebas de la existencia de *nuevas partículas inestables*. Estas son las partículas hoy día llamadas *extrañas* (véase Cuadro 1).

Estas nuevas partículas fueron detectadas, al igual que los mesones π , en experimentos realizados con radiación cósmica; la era de las grandes máquinas aceleradoras no había comenzado aún.

Rápidamente se acumularon datos experimentales acerca de estas nuevas partículas, las que se descubrió que se producen en forma abundante. Los datos de que hoy se dispone están contenidos en el Cuadro 1. Se ve en él que hay ocho partículas extrañas, seis bariones y dos mesones (sin contar las correspondientes antipartículas). Estas partículas son: Λ^0 , Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , Ξ^0 y Ξ^- , y K^+ y K^0 , respectivamente. ¿Qué es lo que tienen de "extraño" estas partículas?

El apelativo no proviene, como tal vez pudiese esperarse (véase capítulo 1) de que estas partículas no eran ni esperadas ni necesarias, ni fueron "entendidas" en absoluto. ¡En realidad, si este nombre tuviera alguna relación con nuestro "grado de entendimiento" de ellas, comparativamente hablando, lo más adecuado sería llamarlas partículas "normales"!

Estas partículas tienen la siguiente característica: se producen copiosamente, lo que implica que el mecanismo que causa su creación es una interacción fuerte, y sin embargo decaen con una vida media larga, del orden de 10^{-10} seg, lo que implica que el mecanismo causante de su decaimiento es un interacción débil. Lo "extraño" de ello es que no decaigan por vía de la interacción (fuerte) que las produce, lo que haría que el tiempo medio (vida media) característico del proceso fuese del orden de 10^{-23} seg (véase capítulo 6).

Nótese al respecto que el neutrón, que también tiene interacciones fuertes y sin embargo decae a través de interacciones débiles, *no puede* decaer por vía de interacciones fuertes, porque ello violaría la ley de conservación de energía, como ya se discutió en el capítulo anterior. Lo mismo sucede con el pión.

Hay un hecho implícito en esta línea de razonamiento que es necesario puntualizar explícitamente: la creencia de que *todos los procesos que no están prohibidos por alguna ley de conservación necesariamente ocurren*, con alguna probabilidad apreciable. Este es un principio que es satisfecho en física de partículas*.

Volvamos al Cuadro 1. La desintegración de la partícula Λ^0 , por ejemplo,



* El Profesor M. Gell-Mann ha comparado esta situación con la que debe caracterizar un estado totalitario perfecto; todo lo que no es prohibido, es obligatorio.

envuelve sólo partículas que tienen interacciones fuertes. Sin embargo ésta es una interacción débil, como lo indica la vida media de Λ^0 ($2,5 \times 10^{-10}$ seg); ¿por qué esta reacción no ocurre por vía de interacciones fuertes? De ahí procede el calificativo de "extrañas" que recibieron estas partículas.

De acuerdo con nuestra manera de pensar, entonces, si reacciones como la [27] no ocurren como interacciones fuertes es porque debe haber alguna ley de conservación, que aún no conocemos, que lo evita. Tiene sentido, en consecuencia, que se trate de asignar a las partículas extrañas un nuevo número cuántico que las caracterice y permita expresar de una manera cuantitativa la ley de conservación cuya existencia se supone.

El camino más inmediato de intentarlo es extender a este caso el esquema de conservación de spin isotópico en interacciones fuertes de que se trató al final del capítulo anterior, es decir, extrapolar la idea de *independencia de carga* a las interacciones fuertes de partículas extrañas.

Vimos en el caso del sistema pión-nucleón que al "conectar" las interacciones electromagnéticas aparecía la estructura de *multiplete* de estas partículas (véase Fig. 10). Esto significa, aunque no se señaló antes explícitamente, que se ha supuesto que las interacciones electromagnéticas son la causa de la diferencia de masa entre los miembros de un multiplete (si se "desconecta" la interacción electromagnética, desaparece la diferencia de masas y se tienen otra vez sólo dos partículas, pión y nucleón). Esta hipótesis se justifica porque las diferencias de masa dentro de un multiplete son relativamente pequeñas. Así, por ejemplo, para los piones la diferencia de masa $\Delta m_{\pi} \equiv m_{\pi^{\pm}} - m_{\pi^0} = 4,6$ MeV, es pequeña en comparación con la masa promedio del multiplete, $M_{\pi} = 138$ MeV (adoptando la convención que M designa la masa promedio del multiplete), y lo mismo sucede en el caso de los nucleones, en que $\Delta m_N = 1,3$ MeV y $M_N = 938,9$ MeV. Observemos incidentalmente que las masas M_{π} y M_N son muy diferentes, y en consecuencia es natural dentro de este esquema de razonamiento atribuir esta diferencia a las interacciones fuertes.

Para extender ahora el esquema de spin isotópico a las partículas extrañas se puede empezar entonces por buscar estructuras de multipletes en la nueva lista de partículas, y esto se puede hacer simplemente (en primera instancia) buscando entre partículas con el *mismo spin** aquéllas cuya diferencia de masa sea

* Y la misma *paridad*; por la definición correspondiente, véase más adelante en este capítulo.

relativamente pequeña. Se encuentra así como posibles candidatos un singlete, Λ^0 , un triplete, Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , y un doblete Ξ^0 , Ξ^- , respectivamente, entre los bariones, y un doblete K^+ , K^0 , entre los bosones, más los correspondientes multipletes para las antipartículas. Nótese que el anti- K^0 , \bar{K}^0 , no resulta ser idéntico a K^0 , como sucede en el caso de π^0 . Además, Σ^- no es la antipartícula de Σ^+ . Todas las diferencias de masa entre los miembros de estos posibles multipletes son del orden de magnitud de la diferencia de masa en el triplete del pión.

El paso siguiente es asignar spin isotópico a estas partículas, lo que en este caso es simple, puesto que se conoce el número de miembros de cada multiplete, y se sabe que este número debe ser igual a $(2I + 1)$, donde I es el spin isotópico del multiplete. Así, por ejemplo, para el caso de Λ^0 sabemos que $2I_{\Lambda} + 1 = 1$, y por lo tanto se concluye que $I_{\Lambda} = 0$; para las partículas Σ (la partícula Σ cuando "desconectamos" las interacciones electromagnéticas), $2I_{\Sigma} + 1 = 3$, es decir, $I_{\Sigma} = 1$, etc. Conocidos los valores de I , los valores posibles de I_z se obtienen a partir de la regla general. Aquí se encuentra un problema, sin embargo; dados los valores posibles de I_z , ¿cómo asignarlos a los miembros de un multiplete?

62

En el caso del sistema pión-nucleón esto fue fácil, y se halló que I_z estaba relacionado con la carga eléctrica mediante la expresión [24], es decir,

$$Q = e(I_z + \frac{B}{2}). \quad [28]$$

Tratemos de aplicar esta fórmula al caso más simple de todos, al de la partícula Λ^0 . Se sabe que para esta partícula $Q = 0$ y $B = +1$, y además $I_z = 0$ porque $I = 0$. Si se reemplazan estos valores en la relación [28], se obtiene, sin embargo, $0 = e(0 + \frac{1}{2})$. La relación [28] no es directamente aplicable a las partículas extrañas.

En este punto también es inmediata una manera de proseguir. Lo que se puede hacer es modificar la ecuación [28] agregando un nuevo número cuántico, de tal manera que la relación resultante sea válida para partículas extrañas. Este nuevo número cuántico (aditivo) debe anularse para las partículas no extrañas, π y N , de modo que se reobtena para ellas la ecuación [28], y por lo tanto puede servir para caracterizar las nuevas partículas; es natural entonces llamarlo *extrañeza*. Se le designará por la letra S . Nótese cómo de esta manera se ha hecho contacto nuevamente con la línea de razonamiento inicial, que llevó a concluir que se necesitaba asignar a las partículas extrañas un nuevo número cuántico, específico de ellas.

La fórmula [28] así generalizada pasa a ser la expresión siguiente:

$$Q = e(I_z + \frac{B+S}{2}). \quad [29]$$

Para el caso de Λ^0 , como se conoce I_z esta expresión determina de inmediato su *extrañeza*; resulta $S_{\Lambda} = -1$. Recordando que S caracteriza al multiplete, y no a cada miembro de él (que en la fórmula [29] está caracterizado por el valor de I_z) resulta inmediato comprobar que también hay una manera única de asignar valores de I_z a los miembros de cada multiplete (del cual se conoce I), y el valor correspondiente de S al multiplete total. Los resultados de este ejercicio están resumidos en el Cuadro 6.

Cuadro 6

Partícula (Interacciones Fuertes)	Spin Isotópico I	Partícula (Interacciones Electro- magnéticas)	I_z	Extrañeza S
Λ	0	Λ^0	0	-1
Σ	1	Σ^+	+1	-1
		Σ^0	0	
		Σ^-	-1	
Ξ	$\frac{1}{2}$	Ξ^0	$+\frac{1}{2}$	-2
		Ξ^-	$-\frac{1}{2}$	
K	$\frac{1}{2}$	K^+	$+\frac{1}{2}$	+1
		K^0	$-\frac{1}{2}$	

(El Cuadro 5 debe ser completado con una columna de extrañeza S para N y π , *cero para ambos*; $S = 0$ para partículas no extrañas.)

Recalcamos que la extrañeza, al igual que el spin isotópico, caracteriza al multiplete, no a sus componentes individuales. Por lo tanto S es un número cuántico definido por las interacciones fuertes.

Extiéndase ahora la idea de independencia de carga, es decir, de conservación de spin isotópico, \bar{I} , a las interacciones fuertes que envuelven partículas extrañas (es decir, adóptese la hipótesis de que las fuerzas entre estas partículas son las mismas que las

fuerzas nucleares que se estudiaron en el capítulo anterior). Esta hipótesis implica de inmediato la conservación de I_z , y por lo tanto de S , en interacciones fuertes. Se ha encontrado así la *regla de selección* (ley de conservación) que se buscaba: para que una reacción sea una interacción fuerte debe conservar extrañeza. Las interacciones fuertes se caracterizan entonces por los requerimientos:

$$\Delta I = 0; \quad \Delta I_z = 0; \quad \Delta S = 0. \quad [30]$$

Una consecuencia inmediata de la regla de selección [30] es que una partícula extraña no puede decaer rápidamente, es decir, por vía de interacciones fuertes, en partículas no extrañas, porque en ese caso no habría conservación de extrañeza. Esto contesta la pregunta relacionada con procesos como el de la reacción [27]. Otra consecuencia inmediata es que en todo proceso de creación de partículas no puede crearse *sólo una* partícula extraña; para poder satisfacer la regla $\Delta S = 0$ es necesario que, por lo menos, se creen dos de estas partículas simultáneamente. Este fenómeno se conoce con el nombre de *producción asociada*, y está también de acuerdo con hechos experimentales.

64

La regla $\Delta S = 0$ prohíbe una gran cantidad de procesos de producción de partículas extrañas, procesos que de otra manera serían posibles, es decir, que están permitidos por todas las leyes de conservación conocidas, excepto la de extrañeza; estos procesos nunca han sido observados. Estas son por lo tanto *predicciones* específicas de este esquema, en perfecto acuerdo con los datos experimentales.

Todavía más, cuando este esquema fue propuesto por primera vez en 1953 por Gell-Mann, e independiente y simultáneamente por Nishijima, no todos los miembros de los multipletes habían sido descubiertos. Así, por ejemplo, las partículas Σ^0 y Ξ^0 fueron predicciones del esquema primero, confirmadas más tarde por la experimentación.

Es instructivo recordar el tipo de razonamiento que llevó a Gell-Mann a inferir la existencia de Ξ^0 . Se conocían entonces alrededor de una docena de sucesos en que una partícula Ξ^- se desintegraba en un pión más un Λ^0 ,



pero ningún ejemplo de decaimiento como



que es más probable energéticamente. (Nótese que las partículas Λ^0 decaen a continuación de acuerdo con la reacción [27] en piones y nucleones, de manera que el proceso [31] aparece a primera vista como un paso intermedio para llegar a la situación [31']; de aquí que a la partícula Ξ se la bautizase también como *partícula cascada* -- "elige" decaer en cascada, en vez de hacerlo directamente.*) Gell-Mann supuso que procesos tales como [31'] no ocurren en absoluto. Esto implica que debe haber una regla de selección que los prohíbe, y esta regla debe expresar los cambios de extrañeza que son permitidos en una interacción débil. Las reacciones [27] y [31], por otra parte, enseñan que la extrañeza cambia en una unidad en estos decaimientos. La regla más simple que puede suponerse es entonces

$$|\Delta S| = 1, \quad [32]$$

que fija, en consecuencia, el valor de la extrañeza para la partícula Ξ^- a partir de la ecuación [31]. Resulta de esta manera $S_{\Xi^-} = -2$, y por lo tanto, a partir de la ecuación [29], $I_{\Xi^-} = \frac{1}{2}$, que a su vez implica la existencia de una segunda partícula, Ξ^0 , con carga nula.

La ecuación [32] describe así las interacciones débiles permitidas. Nótese que, a partir de la ecuación [29] esta relación implica la regla de selección correspondiente para los cambios posibles de I_z : $|\Delta I_z| = \frac{1}{2}$, lo que es consecuente con las ideas expresadas acerca de que el spin isotópico (\vec{I}) sólo se conserva en las interacciones fuertes.

Consideremos finalmente las interacciones electromagnéticas. Otra vez (para un experto) el hecho de que la carga sea una función lineal de I_z implica que el spin isotópico total (\vec{I}) no se conserva en estas interacciones. ¿Qué se puede decir acerca de I_z ? Esto ahora no es trivial, como en el caso del sistema π -N, porque la relación [29] ahora sólo establece una relación entre los cambios posibles de I_z y S: $|\Delta I_z| = |\Delta \frac{S}{2}|$. Mediante un argumento técnico, sin embargo, uno puede demostrar que I_z se conserva, y por lo tanto se conserva también S, es decir, las relaciones

$$\Delta \vec{I} \neq 0, \quad \Delta I_z = 0 = \Delta S, \quad [33]$$

caracterizan los procesos electromagnéticos. Con esto se completa el esquema.

* Ejercicio: la situación descrita recuerda el decaimiento del mesón π . ¿Por qué es esta analogía incorrecta?

Es necesario recalcar nuevamente que lo que se hizo fue tratar de hacer accesible una idea matemática bien precisa: la invariancia de las interacciones fuertes bajo el grupo de transformaciones SU(2). En otras palabras, la idea básica es que SU(2) es un grupo de simetría del sistema cuando se han "desconectado" todas las interacciones, excepto las fuertes. En este estado todas las partículas dentro de un multiplete dado tienen igual masa. Todas las partículas son, además, partículas estables. El mundo físico real se reobtiene "reconectando" sucesivamente las varias interacciones. Así, por ejemplo, la interacción electromagnética *rompe* la simetría SU(2) --sólo se conserva I_2 , no \bar{I} -- y este proceso es la causa del espectro de masas de cada multiplete. La "reconexión" de las interacciones débiles termina por romper completamente esta simetría.

En el capítulo 9 se verá que la aparición de nuevas partículas hace necesario agrandar el marco matemático donde se describieron las interacciones fuertes --en vez de usar el grupo SU(2), se verá que se debe usar el grupo SU(3). Esto se hace adecuadamente en función de dos números cuánticos aditivos que se conservan en las interacciones fuertes: I_2 e Y, la *hipercarga*. La hipercarga es simplemente una definición conveniente del otro parámetro (aparte de I_2) que aparece en la ecuación [29], es decir, se define

$$Y = B + S, \quad [34]$$

con lo cual, para cada componente de un multiplete, puede escribirse

$$Q_i = e \left[(I_2)_i + \frac{Y}{2} \right], \quad [35]$$

donde Q_i es la carga del miembro (i) del multiplete para el cual $I_2 = (I_2)_i$. La hipercarga aparece en la teoría como una cantidad más fundamental que la extrañeza.

Si nos detenemos en este punto a considerar las reglas de selección (ecuaciones [30], [32] y [33]) que se obtuvieron, se descubrirá una tendencia interesante: mientras más fuerte es la interacción, mayor es el número de leyes de conservación que satisface. * Esta tendencia, que se hace más marcada aún cuando se consideran las leyes de conservación que se discuten en lo que sigue, se puede tratar de expresar diciendo que mientras más

* En otras palabras, mientras más fuerte es el régimen a que está sometida, menos libertad tiene la partícula. Referida a nuestra vida diaria, ésta no es una situación novedosa.

fuerte es la interacción, más simétrica es. Nótese, sin embargo, que la primera proposición es una observación factual, en tanto que la segunda es una interpretación --posible y atrayente, pero no necesaria.

De la misma manera, es una observación empírica no entendida el hecho que una partícula, una vez que experimenta una de las cuatro posibles interacciones, también experimenta todas las interacciones que le siguen de acuerdo con el Cuadro 4. De esta observación resulta que mientras más fuerte es la interacción menor es el número de partículas que la experimentan (a lo sumo podría ser igual; de hecho, es menor).

Hay otra característica común a las leyes de conservación discutidas hasta ahora en este capítulo, y es que todas se refieren a simetrías (propiedades) "internas" de las partículas, independientes del espacio-tiempo. Investiguemos ahora la posibilidad de leyes de conservación relacionadas con propiedades espacio-temporales, y diferentes, por supuesto, de las leyes de conservación de energía-momentum y de momentum angular, ya consideradas.

Se señaló en el capítulo 4, al discutir estas leyes, que explícitamente se hacía uso de la propiedad de *continuidad* de las simetrías a las cuales están asociadas. Ahora bien, en el capítulo 5 se vio que en mecánica cuántica también se obtiene una regla de selección --ley de conservación-- a partir de simetrías discretas. Examinemos pues este tipo de transformaciones en el espacio-tiempo.

Una transformación de este tipo es la *inversión espacial*, que está definida por la operación

$$(x, y, z) \rightarrow (-x, -y, -z), \quad [36]$$

donde (x, y, z) son las coordenadas de un punto cualquiera en el espacio. Claramente esta transformación consiste en la inversión geométrica de la dirección de cada uno de los ejes de coordenadas, es decir, es una reflexión del sistema de coordenadas respecto al origen. También es claro que esta operación equivale al "intercambio de la mano derecha por la mano izquierda", es decir, a reflejar el sistema considerado en un espejo plano. ¿Cómo se relaciona una operación semejante con las leyes físicas?

La respuesta a esta pregunta proviene de los comentarios finales del capítulo 3; la función de onda (amplitud de probabilidad) de un sistema físico es una función de las coordenadas espaciales, y por lo tanto es afectada por la transformación [36]. Cuando es

posible asignar un número cuántico bien preciso al sistema como consecuencia de esta operación (inversión de coordenadas espaciales, llamada también "paridad" (P)), se dice que el sistema tiene una *paridad* bien definida. Basándose en este nuevo número cuántico, en analogía, por ejemplo, con lo que se acaba de hacer con la extrañeza, se puede entonces expresar nuevas reglas de selección que debe cumplir el sistema, dependiendo de si la paridad se conserva o no en el proceso que estudiamos.

Hasta que Lee y Yang la pusieron en duda en 1956, y puntualizaron que *no había base experimental* (!) para sustentarla en general, la ley de conservación de paridad fue tenida por sagrada en física. Como se expresara antes, la inversión espacial es exactamente equivalente a reflexión en un espejo. Conservación de paridad equivale entonces a establecer que un proceso físico visto en un espejo sigue siendo el mismo proceso. Además, desde que Wigner introdujo el concepto de paridad en física cuántica, en 1927, en conexión con transiciones electromagnéticas en los átomos, su conservación fue comprobada mediante numerosos datos experimentales, en estos fenómenos primero, y en fenómenos nucleares a continuación. La idea se hizo así "natural" en física y por esa causa se la aplicó también, sin soporte experimental alguno, como una ley exacta a los procesos de decaimiento, es decir, a las interacciones débiles. Lo que Lee y Yang hicieron fue precisamente señalar esta falta de base experimental en cuanto a las interacciones débiles se refería, y proponer posibles maneras de comprobar su validez. Hechos estos experimentos se comprobó en 1957 que las interacciones débiles no conservan paridad -- ¡la naturaleza distingue la mano derecha de la mano izquierda!

La desintegración β (ecuación [20]) es un ejemplo de interacción débil y por lo tanto no hay en ella conservación de paridad. Examinemos qué significa esto en lo que atañe al neutrino que interviene en el proceso.

Como el neutrino no tiene masa, no hay sistema de referencia respecto del cual esté en reposo; en otras palabras, su momento \vec{p} es siempre diferente de cero. Ahora bien, como el neutrino tiene spin ($\frac{1}{2}\hbar$), su spin (recuérdese que el spin es un momentum angular) y su momento definen un sentido de tornillo, izquierdo o derecho. Ambos sentidos de tornillo están conectados por una operación de paridad (ecuación [36]), puesto que ésta cambia el signo de \vec{p} , pero no afecta el sentido del spin; la paridad transforma un tornillo izquierdo en uno derecho, y viceversa. La no conservación de paridad hace por lo tanto que el neutrino pueda tener sólo uno de los dos sentidos del giro del tornillo, a la izquierda o a la derecha, pero sólo uno y siempre el mismo. Los experimen-

tos muestran que el sentido de tornillo del neutrino es *izquierdo*. No conservación de paridad significa entonces que si se mira un neutrino en un espejo no se verá su imagen, ¡ésta no existe! --en la naturaleza no hay neutrinos con helicidad (nombre técnico del sentido de tornillo) derecha.

No todas las interacciones débiles envuelven neutrinos, sin embargo, y por lo tanto los neutrinos no son la "causa" en general de la no conservación de paridad. Por el momento éste es simplemente otro hecho experimental con el cual hemos aprendido a vivir. Incidentalmente, obsérvese como también en este caso se cumple la ley empírica citada más arriba: las interacciones más fuertes --electromagnéticas y fuertes-- conservan paridad, son más simétricas que las débiles.

Sin embargo, el descubrimiento de la no conservación de paridad trajo una secuela interesante, que contribuyó a restituir, por lo menos en parte, la simetría perdida. Resultó que las interacciones débiles tampoco son invariantes respecto de la operación de intercambio de partículas en antipartículas, llamada *conjugación de carga* (C), y con respecto a la cual son invariantes las interacciones electromagnéticas y fuertes. Se descubrió muy pronto, además, que las interacciones débiles sí son invariantes bajo el efecto combinado de las operaciones paridad y conjugación de carga (el "producto" CP). *La operación CP apareció entonces como una nueva simetría en la física de partículas.*

69

A partir de la descripción del neutrino recién dada, esto significa ahora lo siguiente: tómesese el neutrino y búsquese su imagen en un espejo, pero, al mismo tiempo, cámbiese el neutrino por el correspondiente antineutrino. ¡Lo que se verá ahora en el espejo será el neutrino original!

De la conservación universal de CP, se deduce una consecuencia muy importante y es la *invariancia de todas las interacciones respecto de la operación inversión de tiempo*, T. Esta operación, que tiene un significado geométrico directo y por lo tanto es tan intuitiva como la de paridad, puede también formularse de una manera matemática precisa en física cuántica, y ha sido aceptada siempre como una simetría estricta de los sistemas físicos.

Ahora bien, uno de los teoremas más fundamentales de la física de partículas dice que los sistemas físicos son invariantes bajo la acción combinada de las tres operaciones: paridad, conjugación de carga e inversión temporal. Este teorema se conoce con el nombre de teorema TCP, y en esencia establece que, dado un proceso que de hecho ocurre, el proceso que se obtiene al apli-

carle la operación TCP (el orden de las operaciones no es importante) es también un proceso que ocurre en la naturaleza. Nótese que el proceso resultante no tiene porqué ser idéntico al inicial. Una consecuencia importante de este teorema es que la masa y la vida media de partículas y antipartículas deben ser idénticas.

A partir de invariancia TCP, entonces, invariancia CP implica invariancia con respecto a la operación T, lo que demuestra la proposición enunciada más arriba.

Una buena prueba experimental de la validez del teorema TCP la proporciona una medición precisa de la vida media del muón y del antimuón; los valores obtenidos son, respectivamente $(2,198 \pm \pm 0,002) \times 10^{-6}$ seg y $(2,197 \pm 0,002) \times 10^{-6}$ seg. Es posible demostrar, sin embargo, que basta suponer invariancia respecto a CP solamente para demostrar la igualdad de masa y vida media de partículas y antipartículas, de modo que este resultado podría considerarse alternativamente como prueba en favor de la conservación de CP.

70 Sin embargo, la supuesta validez universal de invariancia CP ha resultado falsa. En efecto, a partir de 1964 se ha acumulado evidencia experimental de que *hay violación de CP* en procesos de decaimiento de mesones K neutrales (K^0 , \bar{K}^0). El punto es demasiado técnico como para discutirlo aquí en detalle, pero el resultado final es que no hay conservación de CP. Las implicaciones de este descubrimiento en la teoría, la verificación de la validez experimental (directa) de la invariancia T, las posibles explicaciones del fenómeno observado destinadas a mantener la validez de invariancia CP, etc., son todos problemas en los cuales se trabaja activamente en este momento. En cuanto a este tipo de leyes se refiere, ésta es hoy la frontera del conocimiento.

¿PARTICULAS O RESONANCIAS?
¿HAY PARTICULAS MAS ELEMENTALES QUE OTRAS?

Las partículas extrañas presentadas en el capítulo anterior se descubrieron originalmente en experimentos con radiación cósmica, pero el estudio de sus propiedades, así como el descubrimiento de otras partículas con propiedades similares, sólo fue posible gracias a los "grandes" aceleradores de partículas --máquinas diseñadas para dar a las partículas en condiciones preestablecidas energías hasta en el rango de los miles de millones de electrón-voltios (GeV; 1 GeV = 10^9 eV). Toda la tecnología experimental fue consecuentemente afectada por estas nuevas máquinas; en particular, la *cámara de burbujas* se constituyó en el instrumento más adecuado de detección de partículas. La complejidad técnica asociada creció enormemente y fue necesario incorporar computadores electrónicos a los aparatos de medición para permitir el análisis de las decenas de miles de fotografías que son estudiadas en cada experimento. * Las máquinas más grandes en funcionamiento, en estos momentos, son las de Brookhaven National Laboratory, EE.UU., de 33 GeV; la de CERN, en Suiza, de 28 GeV; la de Argonne, EE.UU., de 12,5 GeV, y la de Dubna, en Rusia, de 10 GeV.

A propósito, conviene señalar aquí que, al parecer, se impone ya una nueva etapa de desarrollo de aceleradores, más potentes que los mencionados. Tanto los físicos teóricos como los experimentales (en física de partículas) están de acuerdo en que el único modo de seguir avanzando en el conocimiento es por medio de experimentos que requieren de máquinas aceleradoras con energías en el rango de hasta 10^{12} eV --1 000 GeV. Estas máquinas permitirían explorar la estructura de las partículas en distancias del orden de 10^{-13} cm, y estudiar procesos que ocurren con

* La primera reacción ante este impresionante despliegue tecnológico es hasta cierto punto de nostalgia por la sencillez, por el toque de artesanía, que caracterizó los experimentos de las primeras décadas del presente siglo. Naturalmente, esto no se ha perdido; sólo que ahora es menos ostensible de lo que fue antes.

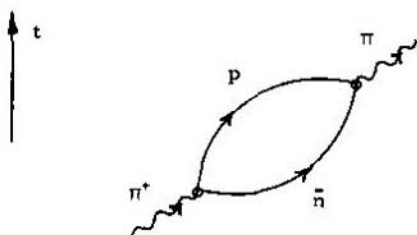
vidas medias características del orden de 10^{-25} seg --y por lo tanto poner a prueba las teorías diseñadas hasta ahora, así como dar respuesta a muchas preguntas que hoy sólo es posible formular, aparte de, sin ninguna duda, abrir todavía nuevas rutas de exploración, plantear nuevos problemas, ni siquiera sospechados hoy día.*

Nótese también que a esta altura se ha abandonado en cierto modo el "principio de divisibilidad" (véase el capítulo 6). Lo hecho hasta la aparición del mesón π fue "dividir" cada vez más la materia, a medida que se profundizaba el conocimiento; se llegó así, en etapas sucesivas, a los átomos, a los electrones y a los núcleos, a los neutrones y a los protones. Pero ahí, en apariencia al menos, se llegó al final del proceso. El mesón π no se obtuvo "dividiendo" nucleones; tampoco se obtuvieron las partículas extrañas por un proceso semejante.

Y sin embargo, el mesón π es en cierto modo un "constituyente" del nucleón, puesto que, en el capítulo 6 se vio que el protón, por ejemplo, debe imaginarse como envuelto en una nube de mesones π virtuales, nube de la cual debe también formar parte el mesón K , que de esta manera también aparece como "constituyente" de los nucleones. Todavía más, de acuerdo con la ecuación [19], por ejemplo, reescrita en la forma

$$\pi^+ \rightarrow p + \bar{n} \quad [37]$$

es posible considerar procesos tales como el de la figura 11 (compárese con el de la Fig. 9) que en el mismo sentido anterior conducen a pensar que, a su vez, el pión puede considerarse como



"compuesto" de nucleones. Naturalmente, el mismo razonamiento puede aplicarse a los mesones K , y también en todos estos procesos deben intervenir los bariones extraños.

Fig. 11

Es claro de todo esto que se debe ahora empezar a cambiar el lenguaje, a adaptarlo a lo que se ha aprendido; "división" no es una palabra adecuada para describir lo que se hace, ya que no se puede identificar con precisión qué está compuesto de

* Esto último, por supuesto, es una opinión personal.

qué. En este sentido se ha llegado al límite de la noción de divisibilidad --por lo menos en apariencia. Porque bien podría ser que los experimentos hechos no hayan sido los adecuados para continuar este proceso, que las energías con que se opera no sean suficientemente altas. Preguntas como éstas sólo se pueden por el momento contestar con conjeturas.

Sigamos ahora la narración cronológica. Alrededor de 1960 se hizo evidente la necesidad de más partículas que las hasta entonces conocidas para explicar algunos hechos experimentales --como los relacionados con la estructura del nucleón, por ejemplo--, por lo menos a partir de las teorías con que se cuenta actualmente. El detalle de estos argumentos es demasiado especializado para ser discutido aquí. De la misma manera, nuevos enfoques teóricos propuestos al mismo tiempo también requerían nuevas partículas.

No fue pues totalmente inesperado el verdadero diluvio de partículas que se precipitó a partir de 1961 y que todavía continúa. Estas partículas (véanse los cuadros del capítulo 1, en particular el 2 y el 3), como todos los hallazgos de la física, han permitido explicar algunas cosas y han planteado a la vez nuevos y numerosos problemas.

Un primer problema, no trivial en absoluto, aunque lo parezca, concierne la identidad misma de estos entes. Hasta ahora se trató con entes estables o de vida media relativamente larga (del orden de 10^{-10} seg en el caso de las partículas extrañas); los entes que ahora interesan se caracterizan por tener una vida media mucho más corta, del orden de magnitud que caracteriza los procesos nucleares, es decir, 10^{-25} seg. ¿En qué sentido se puede llamar "partículas" a entes semejantes?

Recuérdese la imagen del átomo, y considérese uno de sus electrones. En condiciones normales, este electrón ocupa el más bajo nivel de energía (estado fundamental) de todos los permitidos de acuerdo con las reglas de la mecánica cuántica. Es claro, sin embargo, que a un electrón en su estado fundamental se le puede comunicar energía (o excitarlo), y ponerlo así en otro nivel, en general con números cuánticos distintos y mayor energía. La mecánica cuántica enseña que, en casos como éste, el electrón volverá a su estado fundamental al cabo de un tiempo del orden de 10^{-9} seg, y que para que este proceso sea posible, el átomo tiene que emitir un fotón de energía igual a la diferencia energética entre el estado excitado y el fundamental.

Compárese ahora esto con la imagen que nos hemos formado de los nucleones. La nube de mesones de que se ha hablado re-

cuerda la distribución de electrones en un átomo. De inmediato surge la pregunta: ¿es posible hablar del equivalente de "estados excitados" en el caso de mesones, y si lo es, hay procesos equivalentes a la emisión de fotones que se acaba de describir, o sea, puede un nucleón "excitado" volver a su estado "fundamental" emitiendo en este caso un mesón? (Nótese que se ha usado aquí un lenguaje bien preciso en física atómica para describir *en forma vaga* un proceso que es esencialmente desconocido; la única justificación del procedimiento es que da una idea intuitiva de lo que se quiere decir.)

La respuesta experimental a esta pregunta es afirmativa. En efecto hay estados excitados del nucleón, definidos por números cuánticos tales como el spin, el isospin, la carga, la hipercarga, la energía. Sin embargo, a diferencia de los átomos excitados, estos estados decaen mediante interacciones fuertes --son inestables con respecto a las interacciones fuertes--, y por lo tanto "viven" por un tiempo muchísimo menor que los que decaen por vía de interacciones electromagnéticas. Sin embargo, a los átomos excitados no se los considera diferentes de los átomos en el estado fundamental; en consecuencia, ¿en qué sentido es legítimo considerar a estos entes como nuevas partículas?

74

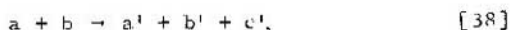
Tal vez la respuesta a esta oportuna pregunta es que el nombre "partícula" compromete menos. En efecto, cuando se habla de un átomo en su estado fundamental, uno se refiere a un objeto físico definible con precisión, cuyos parámetros se pueden calcular a partir de una teoría fundamental. No sucede así con las partículas; en este sentido, y sea cual fuere su vida media, tal vez lo más adecuado sea considerarlas a todas de la misma manera, mientras no se cuente con una teoría que permita precisar sus diferencias.

Otro nombre con que se designan por lo común a estos entes es el de *resonancias*. Aquí también hay un abuso de lenguaje, porque el término resonancia se ha definido con anterioridad en física en relación con un fenómeno bien determinado (aunque también demasiado técnico para describirlo aquí). Siguiendo la convención usual, se usarán en lo sucesivo ambos términos --partículas y resonancias-- como expresiones equivalentes.

Examinemos ahora el aspecto de la detección de estas partículas. Suponiendo que existen por tiempos del orden de 10^{-23} seg, entonces la distancia máxima que pueden recorrer desde su creación hasta su desintegración, es sólo del orden de 10^{-13} a 10^{-12} cm; por lo tanto en una fotografía de cámara de burbujas, por ejemplo, todo el proceso anterior se reduce a un punto --¿la partícula en apariencia no es detectable? Es instructivo comparar esto con

lo que sucede en el caso de las partículas extrañas; en este segundo caso la vida media es del orden de 10^{-10} seg, y por lo tanto la partícula alcanza a recorrer distancias del orden de algunos centímetros antes de desintegrarse. De ahí que estas partículas fueran encontradas sin que se las buscara, y de ahí también que las resonancias fueran descubiertas sólo después que se les buscó expresamente.

El problema puede plantearse de la siguiente manera: ¿es posible distinguir una reacción con *tres partículas* en el estado final, como por ejemplo



de una reacción con *dos partículas* en el estado final, tal como



en que la partícula d' decae en dos partículas,



en un tiempo menor que (o del orden de) 10^{-20} seg?

De acuerdo con las consideraciones anteriores, observando fotografías de los sucesos [39]-[40], se vería que las partículas a' , b' y c' son emitidas en el mismo punto, es decir, la situación aparecería como idéntica a la descrita por la reacción [38]. La *cinemática* de los dos procesos es, sin embargo, completamente diferente.

En efecto, si la reacción es de dos cuerpos en el estado final, entonces, por ejemplo, las leyes de conservación de energía y momentum imponen una distribución única de energías en una dirección determinada en el espacio, lo que no ocurre si hay tres cuerpos en el estado final, en cuyo caso lo que se obtiene es una distribución continua de energías. La situación está representada en la figura 12, en la que (i) representa las reacciones [39] y [40], en tanto que la (ii) representa la reacción [38].

Si la posición del detector (D) es fija, entonces el ángulo es fijo también y es inmediato que la conservación de energía-momentum se traduce en estas condiciones en un sistema de tres ecuaciones con tres incógnitas (el ángulo φ y los momentos de las partículas a' y d') para el caso (i), es decir, la energía de la partícula registrada por el detector es única. En cambio, en las mismas condiciones, se obtienen para la situación (ii) también tres

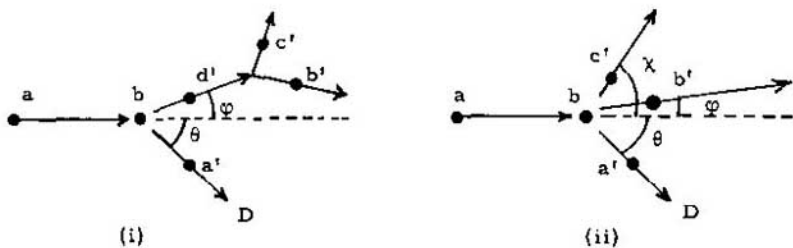


Fig. 12

ecuaciones, pero ahora éstas tienen cinco incógnitas (los tres momenta finales, más los ángulos φ y χ), de manera que la energía de la partícula que pasa por el detector no está ya determinada. La situación resultante se resume en la figura 13.

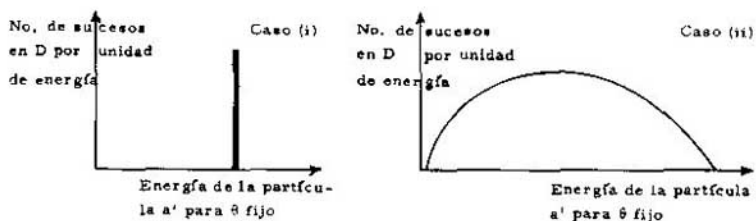


Fig. 13

Las reacciones [38] y [39]-[40] son de esta manera perfectamente distinguibles.

La discusión anterior sólo tuvo por objeto demostrar que análisis cinemáticos detallados permiten la detección experimental de partículas de vida media muy corta. En la práctica se usan métodos diferentes del descrito, dependientes naturalmente del proceso que se quiere estudiar.

Un método corriente de analizar reacciones con tres o más cuerpos en el estado final consiste en formar lo que se llama la "masa invariante" de un par de partículas (es decir, la masa del par en su sistema centro de masas) y hacer un gráfico del número de pares con una masa invariante dada como ordenada y la masa del par como abscisa. Si el par corresponde efectivamente al decaimiento de una resonancia, entonces la masa efectiva correspondiente aparecerá un mayor número de veces en el diagrama, que tendrá más o menos la forma siguiente:

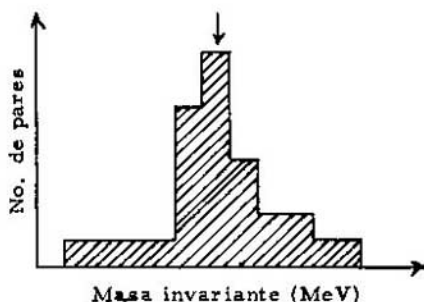


Fig. 14

La flecha indica la posición, esto es, la masa de la resonancia. El ancho de la resonancia, medido a la mitad del máximo, se designa con la letra Γ y es el parámetro que aparece en los Cuadros 2 y 3. Por supuesto, análisis como éstos sólo han sido posibles gracias a la aplicación de los computadores electrónicos a la tecnología de la física

de partículas. Es evidente también que en análisis de este tipo es posible, por ejemplo, interpretar fluctuaciones estadísticas como partículas u obtener resultados falsos debidos a coincidencias en la cinemática del proceso, etc., de manera que cuadros como los 2 y 3 del capítulo 1 no pueden considerarse ni como exhaustivos; con frecuencia hay que agregarles nuevas partículas y de cuando en cuando hay que borrarles algunas.

Veamos ahora cómo se puede tratar de "entender" estas nuevas partículas mediante la información obtenida experimentalmente. Aparte de la energía y del ancho Γ , que ya se ha descrito, el análisis de experimentos proporciona datos, entre otros, de los números cuánticos spin, paridad y spin isotópico. Estos parámetros definen entonces un conjunto de partículas que son producidas y decaen a través de interacciones fuertes. Esta observación sugiere de inmediato extender a estas partículas el esquema de spin isotópico desarrollado en los capítulos 6 y 7; esto se hace en el capítulo siguiente. La misma observación recuerda la discusión, dada en el capítulo 6, de las fuerzas nucleares; nucleones y piones poseen interacciones fuertes y por lo tanto son creados y pueden "decaer" virtualmente (véase, por ejemplo, ecuación [19]) por medio de procesos semejantes a los que experimentan las resonancias, las que pueden decaer, como proceso *real*, simplemente porque hay energía suficiente como para permitirlo. Así pues, desde este punto de vista, no hay en realidad ninguna diferencia fundamental entre las nuevas partículas y las que se han estudiado hasta ahora; la vida media muy corta de las primeras resulta así un hecho más bien circunstancial.

El punto esencial que conviene recordar aquí es la concepción desarrollada de las fuerzas entre partículas; estas fuerzas se deben al intercambio de partículas (véase en especial el capítulo 6). Sin embargo, hemos llegado, por otra parte, a concluir también

que la masa de las partículas se debe a las fuerzas ejercidas sobre ellas --a las interacciones a que están sometidas (véase capítulo 7). Ahora bien, como la masa es uno de los parámetros más importantes que definen una partícula, esto último es equivalente, en cierto sentido, a decir que las partículas se deben a las fuerzas; ¡pero se acaba de decir que las fuerzas se deben a las partículas!

Es evidente que hay muchas maneras de quebrar este aparente círculo vicioso en que nos metimos (porque quisimos hacerlo), pero tal vez la posibilidad más simple de todas (¡ ¡ sólo en principio!), y al mismo tiempo muy atractiva desde el punto de vista intelectual, la proporciona la hipótesis llamada de "Bootstrap", formulada por Chew y sus colaboradores.

"Bootstrap" significa, literalmente, cordón de zapato. En física de partículas se emplea con el significado de: "levantarse uno a sí mismo tirando de los cordones de sus propios zapatos". Esta frase sugiere una idea de autoconsistencia, y ésta es, precisamente, la idea esencial de esta teoría: hay partículas porque interactúan, y hay interacciones porque hay partículas; el conjunto partículas-interacciones se genera a sí mismo.

78

Puesto de una manera ligeramente más precisa, la hipótesis establece que todas las partículas (o por lo menos las que tienen interacciones fuertes) son entidades dinámicas compuestas las unas de las otras de tal manera que las fuerzas causantes de estos estados compuestos son a su vez producidas por el intercambio de las mismas partículas.

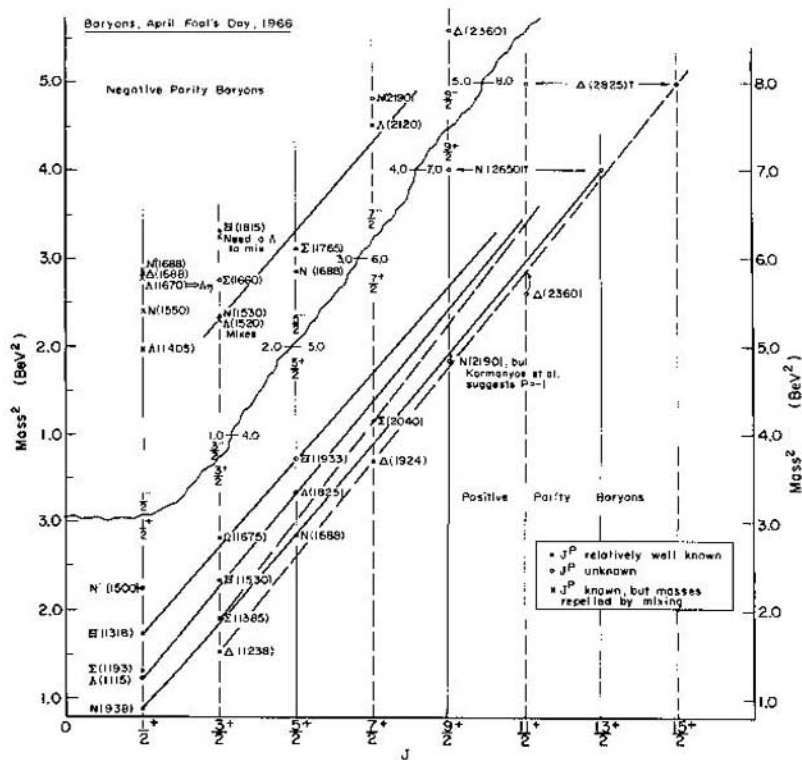
Nótese que de aquí resulta que todas las partículas, independientemente de su grado de estabilidad, son equivalentes las unas a las otras; que no hay una partícula, o grupo de partículas, que juegue un papel privilegiado respecto del resto. Chew ha llamado a esto "la democracia nuclear".

Esta hipótesis es, sin embargo, demasiado ambiciosa para permitir, en el estado actual de nuestro conocimiento de la física, expresar siquiera en forma cuantitativa el programa que encierra; en este momento es mucho más una idea, una esperanza, que una teoría*.

En un plano menos ambicioso, los esfuerzos por "entender" las partículas que tienen interacciones fuertes se han encaminado

* Varios autores han recordado a propósito de la hipótesis "bootstrap" el parlamento de El Rey Lear: "Nothing comes out of nothing; speak again!".

en los últimos años por dos caminos principales; uno es el estudio de las propiedades de simetría del sistema, que se hará en el capítulo 9, y el otro es el que se podría llamar teoría "à la Regge". Este último es un problema demasiado técnico como para poder discutirlo aquí con algún provecho. Diremos solamente que se trata de una hipótesis que pretende extrapolar, hasta ahora sin gran éxito, al dominio de física de partículas resultados de la teoría matemática de "scattering de potencial" (que son resultados rigurosos, obtenidos por primera vez por Regge; de ahí el nombre de la teoría). Se cita aquí, sin mayores comentarios, una de las predicciones que se obtiene a partir de esta extrapolación; todas las partículas *compuestas* que tienen la misma paridad y números cuánticos internos deben caer sobre una curva llamada "trayectoria de Regge" en un plano que, para estos propósitos, basta definir



como subtendido por los ejes ortogonales de "masa de las partículas al cuadrado" (ordenadas) y "spin de las partículas" (abscisas). Una de las predicciones de la teoría es que partículas sucesivas sobre una misma trayectoria (llamadas "recurrencias") deben estar separadas por dos unidades de momentum angular. Chew y Frautschi, al introducir la idea de que todas las partículas son compuestas, postularon que todas las partículas conocidas deben estar ubicadas en trayectorias de Regge. La validez experimental actual de esta hipótesis puede examinarse en la figura 15, reparada en la Conferencia de Berkeley de 1966 por Rosenfeld *et al.* (Ref. (1)).

EL CAMINO OCTUPLE*

Tratemos ahora de aplicar las ideas del capítulo 7 a las resonancias. Como la idea básica fue allí la de la conservación de spin isotópico en interacciones fuertes (independencia de carga de estas interacciones) se debe empezar por asignar spin isotópico a las nuevas partículas, y esto ya se aprendió a hacerlo. Hay que buscar estructuras de multipletes (o sea, partículas con diferencias de masas relativamente pequeñas) entre partículas de igual spin y paridad; la multiplicidad ($= 2I + 1$) determina entonces el spin isotópico correspondiente. ** El resultado de este análisis está contenido en los cuadros del capítulo 1 (¡para las partículas contenidas en tales cuadros, que no son todas las que se conocen!). En particular, obsérvese que el Cuadro 2 contiene un multiplete con spin isotópico $\frac{3}{2}$, es decir, el grupo correspondiente de partículas es un cuarteto --hasta ahora sólo se habían mencionado singletes, dobletes y tripletes.

Se sabe que el spin isotópico se conserva en interacciones fuertes, y se sabe también que, en consecuencia, la extrañeza y la hipercarga se conservan; las ecuaciones [29] y [35] permiten calcular sin más estas cantidades.

* Este es el nombre --"The Eightfold Way"-- dado por Gell-Mann a la teoría a la cual se refiere este capítulo. (La teoría fue propuesta, independientemente, por Gell-Mann y Ne'eman.) El nombre hace alusión al hecho de que *octetos* representan un papel central en la teoría, y está tomado de la doctrina Budista: las Cuatro Nobles Verdades son la noble verdad del dolor, la noble verdad de la causa del dolor, la noble verdad de la cesación del dolor; la cuarta noble verdad es el Camino Octuple, que conduce hacia las anteriores.

** Evidentemente ésta es una sobresimplificación de un proceso complicado. El asignar spin isotópico a una partícula exige un estudio detallado de las reacciones en que ésta interviene.

Nos encontramos así con un gran número de multipletes de spin isotópico; aun cuando sólo consideramos las interacciones fuertes (o sea, después de haber "desconectado" todas las demás interacciones) tenemos todavía demasiadas "partículas". ¿Es posible encontrar un orden entre ellas, es posible, por ejemplo, agrupar a su vez estos multipletes en multipletes más grandes --en supermultipletes?

Empecemos por recordar cómo se formaron los multipletes: la idea básica es que, dentro de cada multiplete, las diferencias de masa debenser lo suficientemente pequeñas como para hacer plausible la hipótesis de que son producidas por la "reconexión" de las interacciones electromagnéticas. En otras palabras, en presencia de sólo interacciones fuertes todas las masas de los componentes de un multiplete dado se suponen iguales; se dice que la simetría (invariancia con respecto a transformaciones de $SU(2)$) es *exacta* en este límite.

Para poder agrupar multipletes en supermultipletes, en consecuencia, se debería saber primero cuál es el límite en que las diferencias de masa entre los miembros de un supermultiplete se anulan, es decir, cuál es el límite de simetría exacta (cualquiera que sea esta simetría), y saber además cómo *romper* esa simetría --el proceso equivalente a "reconectar" las interacciones electromagnéticas en el caso anterior-- es decir, saber qué fuerza va a ser responsable por las diferencias de masa *observadas* entre los multipletes. Esto también indicaría cuáles son las diferencias de masa que se pueden permitir entre multipletes para poder considerarlos como miembros de un supermultiplete.

Ninguna de estas cosas se sabe, naturalmente. Ahí estriba, precisamente, la belleza de este juego. Lo que se tiene es una gran cantidad de hechos experimentales. ¿La teoría correspondiente hay que inventarla!

Esta tarea se hace más difícil aún si uno se ha propuesto limitarse a la aritmética. Veamos qué se puede hacer.

Recuérdese otra vez el origen de los multipletes --la independencia de carga de las interacciones fuertes. Las fuerzas nucleares no son sensibles a la carga eléctrica, no son afectadas por ella. Lo que se quiere hacer ahora es formar supermultipletes; un camino posible es encontrar una nueva carga, una "supercarga", tal que las nuevas fuerzas --las únicas que deberán actuar en el límite de simetría exacta-- no sean, por decirlo así, sensibles a ella. Las fuerzas nucleares deberán responder a esta supercarga, del mismo modo que las fuerzas eléctricas responden a la carga eléc-

trica, y por lo tanto quebrar esta simetría y ser causa entonces de las diferencias de masa entre los constituyentes del supermultiplete. Como éstas son interacciones fuertes, hay que esperar, además, que estas diferencias de masa sean grandes comparadas con las producidas por la interacción electromagnética entre los miembros de un multiplete.

Lo anterior constituye una ampliación directa de las ideas previas, pero tiene la desventaja de obligar a especificar una nueva fuerza, y ésta no se conoce. Una manera de decir lo mismo, y sin compromiso de presentar esta nueva fuerza, es referirse al límite de simetría exacta como el límite en que todas las *diferencias de masa* de los componentes de un supermultiplete se "desconectan". Para reobtener el mundo físico a partir de éste, simplemente se "reconectan" las diferencias de masa, quebrando de esta manera la simetría.

He ahí el plan de trabajo. Para implementarlo se debe empezar por buscar un candidato al puesto de "supercarga". La hipercarga (Y) es un buen candidato.

En efecto, de la relación [35] resulta que la hipercarga es esencialmente la *carga media* del multiplete, $\langle Q \rangle$, definida por

$$\langle Q \rangle = \frac{Q/e}{2I+1} = \frac{Y}{2}, \quad [41]$$

donde I es el spin isotópico del multiplete y Q su "contenido de carga", es decir, la suma de las cargas Q_i ($i = 1, 2, \dots, 2I+1$) de los $2I+1$ miembros del multiplete. Por lo tanto, Y caracteriza al multiplete, y no a sus miembros, que quedan caracterizados por su carga eléctrica Q_i . Por esto es un buen candidato: por ser un número cuántico que caracteriza al multiplete.

Para representar gráficamente los miembros de un multiplete basta un diagrama unidimensional --en una línea, que llamamos eje I_z , los miembros del multiplete son representados por puntos que corresponden a su valor de I_z . Por ejemplo, para los nucleones (N) y las partículas Σ se obtienen los gráficos

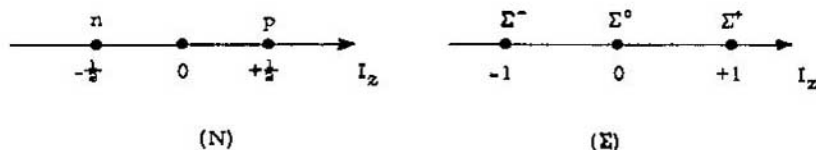


Fig. 16

Las transformaciones de la simetría (SU(2)) intercambian las componentes del multiplete a lo largo del eje I_z .

Sin embargo, basándose en las consideraciones anteriores, para representar los miembros (¡multipletes!) de un supermultiplete se necesitará ahora un diagrama bidimensional, un plano, donde se pueden marcar dos ejes ortogonales, I_z e Y . Los miembros de un supermultiplete quedarán representados por puntos en este plano.

Busquemos ahora en las listas de partículas candidatos a miembros de un supermultiplete. Recuérdese que éstos tendrán números cuánticos "internos" (I_z e Y) diferentes, y números cuánticos iguales en cuanto a propiedades espacio-temporales se refiere (spin-paridad; J^P). Esta es una condición que hay que respetar. Otra condición es que las diferencias de masa entre los varios miembros no deben ser ni demasiado diferentes entre sí ni demasiado grandes -- ¡aunque esta última propiedad no hay cómo definirla! La inspección de los cuadros del capítulo 1 dice que son candidatos posibles los siguientes: N , Σ , Λ , Ξ , es decir, todos los bariones conocidos hasta la introducción de las resonancias (y todos con $J^P = \frac{1}{2}^+$). Si se llevan estas partículas a nuestro gráfico, se obtiene el resultado siguiente:

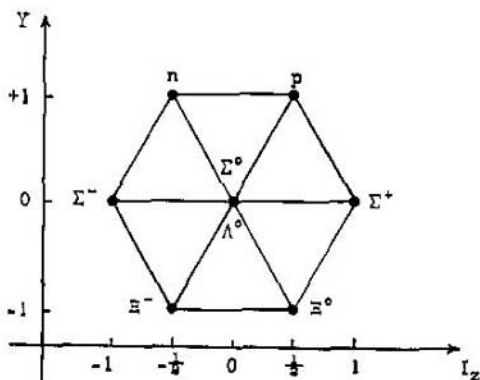


Fig. 17

Todos los bariones estables contra interacciones fuertes quedan dispuestos en un hexágono, que acomoda las ocho partículas de la manera indicada (¡he aquí el primer octeto!). La figura obtenida es demasiado simétrica para serlo sólo por accidente --podría serlo, como es natural, pero sugiere que en su simetría hay algo más que coincidencia. Tal vez se vaya por un buen camino.

¿Qué significa la figura 17? En ausencia de todas las otras interacciones, excepto la interacción hipotética que se ha introducido en el límite de simetría perfecta, las ocho partículas que componen este objeto forman un solo objeto físico, una sola "partícula", tal como, por ejemplo, en el límite de sólo interacciones fuertes el protón y el neutrón forman una sola partícula, el nucleón. Esto quiere decir que, en este límite, los componentes de un multiplete dado se transforman los unos en los otros, de acuerdo con las transformaciones permitidas por la simetría correspondiente. Geométricamente, en el caso de spin isotópico (Fig. 16), como ya se dijo, las transformaciones se hacen a lo largo del eje I_z --hay una sola "dirección de simetría" posible. En el caso de la figura 17, por otra parte, hay tres "direcciones" posibles, que forman entre sí un ángulo de 60° . ¡Aparece como si se tuvieran ahora tres "spin isotópicos" conservados independientemente! Las partículas pueden ahora intercambiarse a lo largo de cualquiera de las líneas marcadas en la figura.

Tratemos de hacer lo mismo con los mesones π y K . Nos encontramos con que éstos forman una figura idéntica a la figura 17, si bien con una sola partícula, π^0 , en lugar de dos (Σ^0 y Λ^0), en el punto de coordenadas $(0, 0)$. Si se tuviese alguna razón poderosa para creer que estos mesones deben formar una figura idéntica a la 17, se llegaría así a *predecir* la existencia de otro mesón, con $I_z = 0$ e $Y = 0$. Esto hicieron efectivamente Gell-Mann y Ne'eman en 1961 (¡porque tenían una teoría!), y la partícula correspondiente, el mesón η , fue descubierto en 1962. Tenemos así un octuplete de mesones de $J^P = 0^-$ (los mesones de spin cero se llaman "escalares"; cuando la paridad es $P = -1$, se llaman "pseudoescalares"), representado por la figura 18.

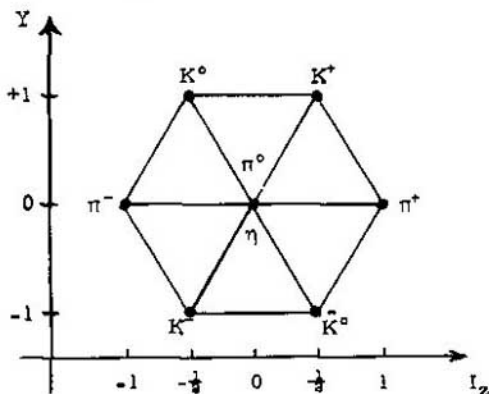


Fig. 18

Otra vez, en el límite de simetría exacta hay tres direcciones a 60° la una de la otra a lo largo de las cuales las partículas son equivalentes (es decir, son intercambiadas por la simetría).

A esta altura del ejercicio debe ser clara ya la elección de nombre para la teoría --el camino *octuple*. Pero hay más, sin embargo. En efecto, otra *predicción* de Gell-Mann y Ne'eman fue un octuplete *completo*, de mesones "vectoriales" (o sea, de spin 1) de paridad negativa ($J^P = 1^-$). Estos son los mesones (véase Cuadro 3) ω , η , ρ y K^* . Nótese que en este octeto hay nueve miembros (1), pero en este caso ello no crea problemas; la teoría da cuenta de la "mezcla ω - η " que aparece en el punto (0, 0).

Como un último ejemplo, analicemos ahora el caso de los bariones de spin $\frac{3}{2}$ (éstas son todas resonancias) y paridad positiva. En el Cuadro 2 se encuentra un cuarteto, Δ (1236), un triplete, Σ^* (1385), y un doblete, Ξ^* (1530). Estos quedan representados en la forma indicada en la figura 19.

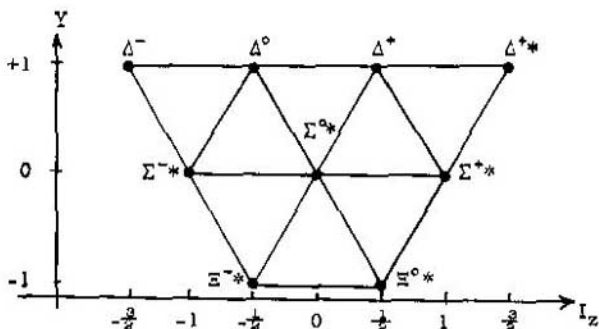


Fig. 19

Hay una obvia falta de simetría en esta figura. Parece incompleta. Por otra parte, si se la compara con las figuras 17 y 18, se verá que comparte con ellas el hecho de estar "compuesta" de una misma unidad básica --el triángulo equilátero, que se repite seis veces en el octuplete. Ahora bien, si se agrega *precisamente* este triángulo a la figura 19 debajo de las partículas Ξ^* , se formará otro triángulo equilátero, de lado igual a 3 veces el lado del triángulo inicial, recuperando así la simetría perdida. Esto se hizo en la figura 20.

La figura 20 lleva así a "*predecir*" una nueva partícula, que se ha designado por (?) en el gráfico. Conviene recalcar que la necesidad de su existencia sólo proviene del deseo de mantener la si-

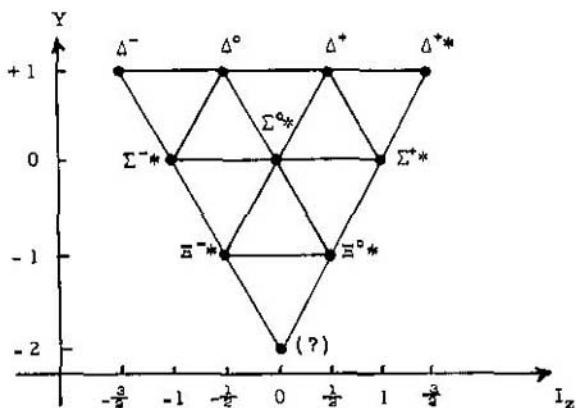


Fig. 20

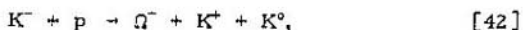
metría --no hay razones dinámicas para predecirla (éste es también el caso real; para que "el camino octuplete" tenga validez, es necesario que esta partícula exista).

A partir de la figura 20 es posible hacer de inmediato varias predicciones: esta partícula debe ser un barión, con $J^P = \frac{3}{2}^+$, spin isotópico cero (porque es un singlete) y carga eléctrica igual a la del electrón (signo negativo). Además, como $Y = -2$ y es un barión, $S = -3$, lo que indica que, si tiene una masa suficientemente grande, puede decaer, de acuerdo con la regla [32], *vía interacciones débiles* en $\Xi + \pi$, o en $\Lambda + K^-$, por ejemplo, y por lo tanto debe ser una partícula metaestable, con una vida media larga, del orden de 10^{-10} seg, ¡tal como las partículas extrañas!

Para diseñar experimentos adecuados para detectarla es necesario, sin embargo, tener alguna información acerca del valor de la masa de esta partícula. La teoría permite hacer esto con exactitud --fue hecho por Gell-Mann en 1962. Aquí también se puede hacer (por una casualidad afortunada) con exactitud usando la aritmética. En efecto, las diferencias de masa entre componentes consecutivos del decuplete resultan ser constantes: $m_{\Sigma^*} - m_{\Delta} = 149$ MeV; $m_{\Xi^*} - m_{\Sigma^*} \approx 145$ MeV. Esto lleva a "predecir" $m_{(?)}$ - $m_{\Xi^*} \approx 145$ MeV, es decir, $m_{(?)} \approx 1.675$ MeV.

Esta partícula fue bautizada Ω^- por Gell-Mann, y como su existencia ponía a prueba la teoría propuesta --en el sentido de que su no existencia sería una grave falla de la teoría-- fue buscada in-

tensamente en todos los grandes laboratorios del mundo. Su descubrimiento fue finalmente anunciado en 1964, por un grupo de 33 físicos experimentales que trabajaron en Brookhaven, y que después de examinar alrededor de 100.000 fotografías y una longitud aproximada de 300 km de trayectorias de mesones K^- , encontraron un suceso en la reacción



en que Ω^- decae después de un tiempo estimado de $0,7 \times 10^{-10}$ seg, de acuerdo con



El suceso observado se muestra en la figura 21.

La masa de esta partícula Ω^- resulta ser de 1.686 ± 12 MeV, en exacto acuerdo con la predicción. Este es el éxito más espectacular de "el camino octuple", y, en realidad, de toda la teoría de la física de partículas en los últimos años.

88

De esta manera, a partir sólo de la aritmética y mediante adivinanzas afortunadas, se ha podido recorrer un buen trecho del tramo inicial de este "camino octuple". Se podría aún avanzar algo más. Por ejemplo, se señaló hace un momento que las figuras geométricas obtenidas hasta ahora pueden considerarse como "compuestas" de una unidad básica --el triángulo equilátero que permitió pasar de la figura 19 a la 20. Tómese el perímetro de este triángulo como unidad. La inspección de las figuras 17, 18 y 20 enseña entonces que los perímetros del triángulo básico, del hexágono del octeto y del triángulo del decuplete están entre sí en las razones 1:2:3. Supóngase que ésta fuera una "ley de formación" de las figuras; se concluiría entonces que la figura (convexa) siguiente que se obtendría si se continuara con este juego debiera ser tal que su perímetro debería satisfacer las razones 1:2:3:4, es decir, su perímetro debería estar formado por 12 lados del triángulo básico. Se obtendría así una figura como la 22.

¡Esta es en efecto la siguiente figura que predice la teoría! Puede acomodar 27 partículas. La multiplicidad (dada por la teoría) está indicada por los círculos concéntricos en cada punto --naturalmente no la podemos predecir.

Se ve así que se pueden inventar reglas geométricas simples, que, aunque no se entienda su razón de ser, parecen dar resultados correctos. Se podría intentar a continuación inscribir o cir-

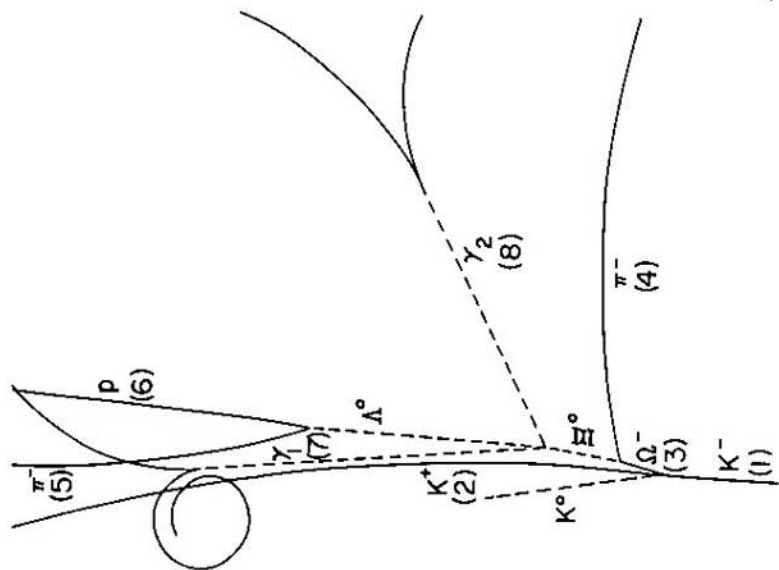
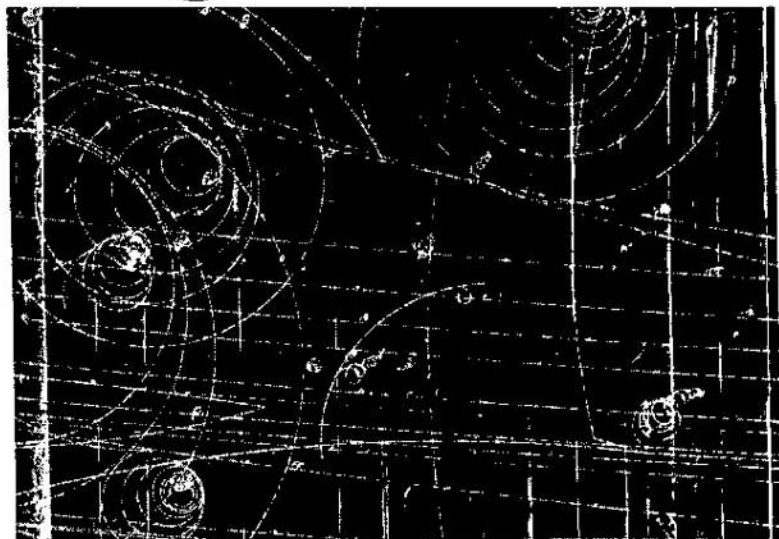


Fig. 21

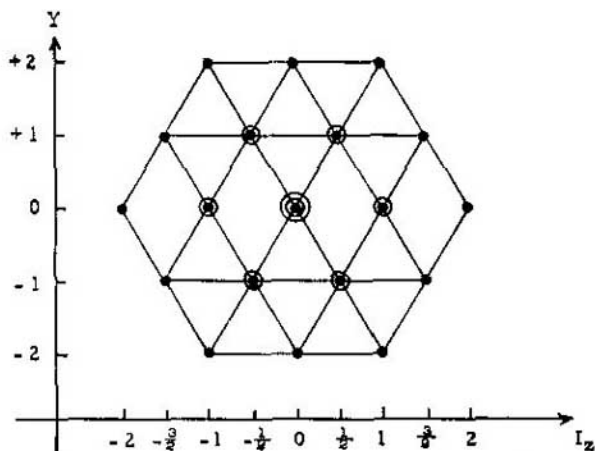


Fig. 22

cunscribir circunferencias a las figuras (véase capítulo 10) y comparar luego sus radios, etc. En una palabra, ¡estamos de vuelta a fines del siglo XVI, cuando Kepler, en su "*Mysterious Cosmographicum*" (1596), calculaba la distancia entre el Sol y los planetas ajustando sólidos regulares a sus esferas celestes!

90

Sin embargo, hay maneras más sistemáticas y, en nuestra época, más inteligentes de hacer esto. La teoría de grupos, en matemática, nos brinda todas las herramientas necesarias al efecto.

En el lenguaje de la teoría de grupos, la simetría "descubierta" es la invariancia de la teoría respecto del grupo llamado $SU(3)$ --éste es el grupo de transformaciones que produce los intercambios de partículas en los diagramas ya descritos. Diagramas como los dibujados reciben el nombre de *diagramas de peso* de las varias *representaciones* del grupo --asociar partículas a los diagramas (supermultipletes) equivale a adjudicar las partículas a *representaciones irreducibles* de $SU(3)$, en el lenguaje técnico. La *dimensión* de una representación equivale en este caso al número de partículas que puede acomodar el diagrama de peso respectivo. El nombre de la teoría proviene del uso que ésta hace de la representación de *dimensión* 8, a pesar de que ésta *no es* la representación irreducible de menor dimensionalidad del grupo (véase el capítulo siguiente). En el límite de simetría exacta, $SU(3)$ provee ocho cantidades conservadas (los generadores del álgebra de $SU(3)$)

--entre estas cantidades están, naturalmente, las tres componentes de spin isotópico, I_x , I_y , I_z (es decir, hay conservación de spin isotópico, \bar{I}) y la hipercarga Y . Invariancia bajo $SU(3)$ resulta efectivamente equivalente a invariancia bajo tres transformaciones del tipo de spin isotópico (una de ellas es naturalmente el spin isotópico), pero sólo dos de éstas resultan ser independientes --una puede obtenerse a partir de las otras dos.

La simetría $SU(3)$ es *ab initio* sólo una simetría aproximada de las interacciones fuertes --la simetría $SU(3)$ es una simetría "rota". Asumiendo un cierto mecanismo para este proceso (se supone que sólo una parte de las interacciones fuertes son invariantes ante transformaciones pertenecientes al grupo $SU(3)$) es posible deducir una *fórmula de masa* para los multipletes envueltos. Esta es la fórmula de Gell-Mann y Okubo, que predice, por ejemplo, igual espaciamiento entre los componentes del decuplete, y para el octuplete bariónico la relación

$$\frac{m_{\Lambda} + m_{\Xi}}{2} = \frac{3m_{\Sigma} + m_{\Xi}}{4}, \quad [44]$$

que también se cumple con gran exactitud.

91

La invariancia respecto del grupo $SU(3)$, llamada *simetría unitaria*, conduce a una gran cantidad de predicciones, no sólo en procesos de interacciones fuertes, sino también en conexión con interacciones electromagnéticas y débiles, en general en buen acuerdo con los hechos experimentales. Simetría unitaria es, en consecuencia, bastante más que un mero esquema de clasificación de partículas. Es bueno tener presente, sin embargo, que su validez no está aún definitivamente demostrada --para dar sólo un ejemplo, el spin y la paridad de la partícula Ω^- no han sido aún medidos-- y, aunque al parecer la teoría tiene en la actualidad mucho éxito, es necesario esperar todavía nuevos datos experimentales que la confirmen en definitiva, o que la desechen.

En todo caso, nótese finalmente que aunque el "Camino Octuplete" emerja finalmente como el adecuado, esto no representa de ninguna manera el final de nuestro viaje. La pregunta inicial --¿cuáles son, si los hay, los constituyentes primarios de la materia y de la energía?-- sigue aún sin respuesta. La ordenación impuesta por $SU(3)$ no la contesta, a pesar del gran avance que significa en los esfuerzos por desarrollar conceptos unificadores de lo que se sabe acerca de física de partículas. En particular, por ejemplo, la validez de $SU(3)$ no contradice la hipótesis de "bootstrap" --es perfectamente válido el concebir que $SU(3)$ sea una consecuencia

de ello, es decir, refleje el hecho de que no hay en verdad partículas más elementales que otras. Por otra parte, y en la misma línea de pensamiento, $SU(3)$ abre la posibilidad de que, después de todo, haya partículas más elementales que el resto, partículas a partir de las cuales todas las otras estén construidas. En el epílogo que sigue se discute brevemente esta posibilidad.

EPILOGO: ¿QUARKS?

Considérese otra vez la figura 22 --en el lenguaje usual de $SU(3)$, la "representación 27" (que acomoda 27 partículas); para nosotros, la figura que se obtuvo de aplicar la regla 1:2:3:4 a los perímetros de las figuras "permitidas". Recuérdese que se tomó como unidad en este caso el perímetro del triángulo equilátero básico, * a partir del cual se construyeron todas las figuras. Recuérdese además que las áreas de las cuatro figuras posibles son múltiplos enteros del área del triángulo fundamental. Todas estas características son evidentes por inspección de las figuras 17, 20 y 22.

De la misma inspección resulta también inmediata una característica curiosa de los fenómenos físicos de que se está tratando: ¡el triángulo fundamental no aparece asociado a la existencia de ninguna partícula! Ha sido básico en la construcción de supermultipletes y, sin embargo, ¡él mismo no representa un supermultiplete!

93

Hay dos actitudes posibles de tomar: una, la más conservadora, es aceptar simplemente que es una abstracción matemática útil para las construcciones que se han hecho, pero sin realidad física alguna; la otra, que es justamente la opuesta, consiste en asignarle en física el mismo papel fundamental en cuanto a la "construcción" de partículas que juega en cuanto a la construcción geométrica de los diagramas que representan tales partículas; en otras palabras, suponer que todas las partículas que conocemos están "hechas" a partir de estos objetos --que todas las partículas son *compuestas* de las partículas básicas representadas por el triángulo fundamental. Esta segunda alternativa es la que se va a explorar ahora.

* Incidentalmente, nótese que la serie de figuras regulares permitidas *termina* en la figura 22; si la regla fuera válida más allá de ésta, las razones 1:2:3:4:5 implicarían una próxima figura de perímetro 15 (en unidades del lado del triángulo básico); es fácil verificar que no hay una figura regular (convexa) semejante.

Una primera pregunta es ¿cómo ubicar el triángulo --de acuerdo con qué regla-- en el plano (I_z, Y) ? En los casos anteriores se conocían las coordenadas de los vértices, como en el caso de la figura 17 y parte de la 20, o se tenían razones de simetría para inferirlas, como en el caso del último vértice de la figura 20 y de la totalidad de la 22. En este caso no se tiene idea alguna acerca de las coordenadas de los vértices, porque no se conocen en absoluto las "partículas" que se va a acomodar en ellos, de manera que sólo se puede proceder a base de argumentos de simetría.

Para este efecto, empecemos por redibujar los tres diagramas de peso en una sola figura y busquemos alguna característica geométrica común a todos ellos que pueda ser útil. De inmediato se encuentra que los tres están *inscritos* en circunferencias concéntricas, de centro en el origen. Esto se representa en la figura 23, cuyos ejes (I_z, Y) se han dibujado con centro en el punto $(0, 0)$.

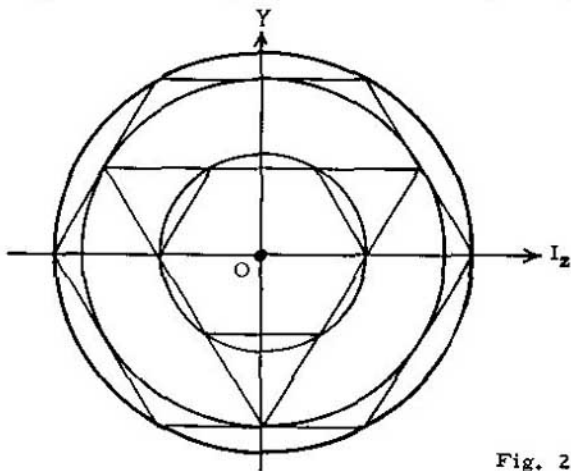


Fig. 23

De aquí es claro el procedimiento a seguir: se debe inscribir el triángulo fundamental en una circunferencia concéntrica con las anteriores. El hacer esto es inmediato, puesto que, como el triángulo es un dato, el radio de la circunferencia circunscrita también lo es. El resultado obtenido es la figura 24.

Los puntos indican coordenadas de partículas, pero la multiplicidad de cada punto no está indicada. Nótese que esta construcción no fija por completo la posición del triángulo básico (reticulado en la figura); el simétrico del mismo triángulo respecto del eje I_z es otra posición posible. Esta no es una situación nueva, sin em-

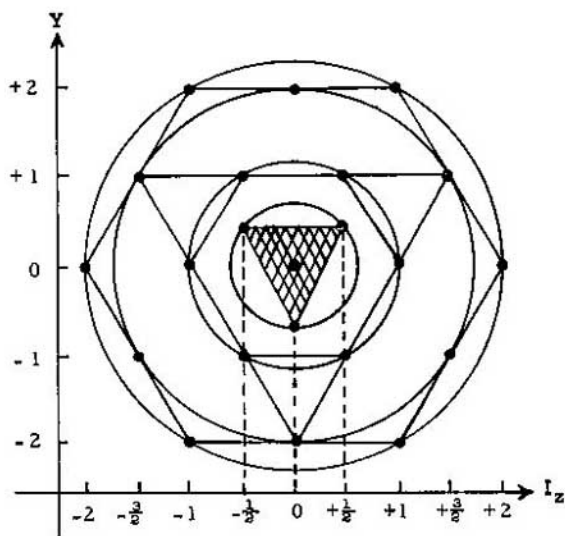


Fig. 24

bargo; la misma es válida para el triángulo de la "representación 10". Las figuras obtenidas por reflexión o simetría respecto del eje I_z (o sea, por la transformación $Y \rightarrow -Y$) se llaman *conjugadas* respecto de las originales, y se asocian a ellas las correspondientes antipartículas. Nótese que las "representaciones" 8 y 27 son *autoconjugadas*, o sea, invariantes respecto de esta reflexión; los antibariones correspondientes se transforman en esencia como los bariones respectivos.

Examínese ahora el supermultiplete "fundamental". Se ve que consta de un doblete ($I = \frac{1}{2}$) y un singlete ($I = 0$). Los valores de hipercarga correspondientes se obtienen de la figura mediante un cálculo elemental. Resulta $Y = \frac{1}{3}$, para el doblete, e $Y = -\frac{2}{3}$ para el singlete, es decir, ¡valores fraccionarios de la hipercarga! Estos resultados implican de inmediato, como consecuencia de la fórmula [35], que estas "partículas" tienen *carga eléctrica fraccionaria*, $+\frac{2}{3}$ y $-\frac{1}{3}$ para las componentes del doblete, y $-\frac{1}{3}$ para el singlete, respectivamente. Una de las más sagradas leyes físicas, la que establece que las cargas eléctricas son múltiplos enteros de la carga del electrón, no es respetada por estos objetos. ¡No es de extrañarse pues que haya la tendencia a considerarlos sólo como abstracciones matemáticas!

En términos de SU(3), la "representación 3" que se acaba de introducir es la representación irreducible de menor dimensiona-

lidad del grupo. Resulta difícil de entender entonces el hecho que se puedan asociar partículas a representaciones de mayor dimensionalidad, pero no a ésta. Una manera trivial de "resolver" este problema es insistir en que las cargas eléctricas no pueden ser fraccionarias, pero esto naturalmente no es resolver el problema, sino eludirlo.

La posible realidad física de estos entes fue examinada independientemente por Gell-Mann y Zweig, sin un grado elevado de compromiso. Gell-Mann los bautizó con el nombre de *quarks*, palabra ésta inventada por James Joyce.*

Es posible demostrar que si se asigna a los quarks *número bariónico fraccionario*, $B = \frac{1}{3}$, entonces es posible construir todos los bariones con tres quarks, y todos los mesones con pares quark-antiquark. Este modelo hace además un gran número de predicciones exitosas, particularmente a altas energías, aunque éstas en realidad no dependen necesariamente de la existencia de los quarks.

El problema fundamental es, naturalmente, detectar estas partículas, y se ha gastado en los últimos años en esta tarea una gran cantidad de esfuerzo y de ingenio, sin ningún éxito hasta el momento. La idea más aceptada es que los quarks, si existen, deben tener una masa grande, por lo menos del orden de 3 GeV, que es un límite inferior fijado en realidad por la energía máxima de los aceleradores actuales.

El problema de la existencia de estas partículas es pues, por el momento, una cuestión pendiente. Si las hay, serían los constituyentes básicos de todas las otras partículas conocidas hoy día, las que resultarían ser partículas compuestas, en tanto que los quarks serían las verdaderas y únicas partículas elementales. ¡En vez de cien o más "partículas", habría sólo tres!

Sin embargo, el problema no terminaría necesariamente ahí. Si los quarks resultan ser las únicas partículas elementales, el problema siguiente es explicar el mecanismo de las fuerzas que los ligan en bariones y mesones. ¿De dónde provienen estas fuerzas? ¿Hay algún agente responsable por ellas? Estas preguntas, aunque ahora en un nivel subquark, podrían muy bien llevarnos

* En su libro "Finnegan's Wake". La línea en que aparece esta palabra es: "Three quarks for Master Mark". De ahí probablemente el nombre.

de vuelta al equivalente de nuestro punto de partida en el nivel subatómico. El descubrimiento de los quarks podría así perfectamente bien convertirse en el equivalente del parlamento famoso de Jean Paul Sartre: "Volvamos a empezar".

AGRADECIMIENTOS

Esta monografía se escribió mientras el autor trabajaba en el Centro Internacional de Física Teórica de Trieste, Italia, en uso de su condición de Asociado del Centro. El autor desea agradecer a los Profesores Abdus Salam y Paolo Budini, tanto por la hospitalidad recibida, como por las excelentes condiciones de trabajo que se le ofrecieron en el Centro.

La fotografía de la portada, así como las 15 y 21, fueron gentilmente proporcionadas por el Laboratorio Nacional de Brookhaven, EE. UU., por lo cual el autor también desea expresar aquí su gratitud.

BIBLIOGRAFIA

Un libro particularmente recomendable a estudiantes de física e ingeniería es "The Fundamental Particles", de C. E. Swartz (Addison-Wesley, Nueva York, N. Y., 1965).

Un libro escrito para el público general, que no presupone conocimientos previos de física y matemática, es "The World of Elementary Particles", de K. W. Ford (Blaisdell Publ. Co., Waltham, Mass., 1963).

Los artículos de *Scientific American* sobre este tema sólo requieren conocimientos generales. Entre estos artículos podemos citar:

- "Resonance Particles", de Hill, enero de 1963;
- "Two Neutrino Experiment", de Lederman, marzo de 1963;
- "The Conservation Laws of Physics", de Feinberg y Goldhaber, octubre de 1963;
- "Strongly Interacting Particles", de Chew, Gell-Mann y Rosenfeld, febrero de 1964.

Nota. La referencia bibliográfica (1) que se menciona en el texto alude a los cuadros distribuidos durante la XIII Conferencia Internacional sobre Física de Alta Energía, Berkeley, California, agosto de 1966. (Son sus autores: A. H. Rosenfeld, Angela Barbaro-Gatieri, Janos Kirz, W. J. Podolsky, Matto Roos, W. J. Willis, C. G. Wohl.)

COLECCION DE MONOGRAFIAS CIENTIFICAS

Publicadas

Serie de matemática

- Nº 1. La Revolución en las Matemáticas Escolares, por el Consejo Nacional de Maestros de Matemáticas de los Estados Unidos de América.
- Nº 2. Espacios Vectoriales y Geometría Analítica, por Luis A. Santaló.
- Nº 3. Estructuras Algebraicas, por Enzo R. Gentile.
- Nº 4. Historia de las Ideas Modernas en la Matemática, por José Babini.
- Nº 5. Algebra Lineal, por Orlando Villamayor
- Nº 7. El Concepto de Número, por César A. Trejo.
- Nº 8. Funciones de Variable Compleja, por José I. Nieto.

Serie de física

- Nº 1. Concepto Moderno del Núcleo, por D. Allan Bromley.
- Nº 2. Panorama de la Astronomía Moderna, por Félix Cernuschi y Sayd Codina.
- Nº 3. La Estructura Electrónica de los Sólidos, por Leopoldo M. Falicov.
- Nº 4. Física de Partículas, por Igor Saavedra.

Serie de química

- Nº 1. Cinética Química Elemental, por Harold Behrens Le Bas.
- Nº 2. Bioenergética, por Isaias Raw y Walter Colli.
- Nº 3. Macromoléculas, por Alejandro Paladini y M. Burachik.
- Nº 4. Mecanismo de las Reacciones Orgánicas, por Jorge A. Brieux.
- Nº 5. Elementos Encadenados, por Jacobo Gómez Lara

Serie de biología

- Nº 1. La Genética y la Revolución en las Ciencias Biológicas, por José Luis Reissig.

- Nº 2. Bases Ecológicas de la Explotación Agropecuaria en la América Latina, por Guillermo Mann F.
Nº 3. La Taxonomía y la Revolución en las Ciencias Biológicas, por Elías R. de la Sota.
Nº 4. Principios Básicos para la Enseñanza de la Biología, por Oswaldo Frota-Pessoa.
Nº 5. A Vida da Célula, por Renato Basile.
Nº 6. Microorganismos, por J. M. Gutiérrez-Vázquez.

En preparación

Serie de matemática

- Algebra Linear e Geometria Euclidiana, por Alexandre Martins Rodrigues.
Funções Reais de Variável Real, por Djairo Guedes de Figueiredo.
Introducción a la Topología General, por Juan Horváth.

Serie de física

- Física Nuclear, por Mariano Bauer E. y Alfonso Mondragón.
Experimento, Razonamiento y Creación en Física, por Félix Cernuschi.
Fôrças Nucleares, por Oscar Sala y A. F. R. de Toledo Piza.

101

Serie de química

- Enseñanza de la Química Experimental, por Francisco Giral.
Complejos, por Manuel Madrazo Garamendi.

Serie de biología

- Hereditariade Humana, por P.H. Saldanha.

Nota. Las personas interesadas en adquirir estas obras deben dirigirse a la División de Ventas y Promoción, Unión Panamericana, Washington, D. C. 20006.