

0364

T
1973

UNIVERSIDAD DEL VALLE DE GUATEMALA
FACULTAD DE CIENCIAS Y HUMANIDADES



PARTICULAS ELEMENTALES

Trabajo elaborado por Edgardo René Alvarez López
para su Examen General previo a optar al grado de Licen-
ciado en Física.

Director de Estudio: Dr. Richard Burkel

Guatemala, C. A.

Agosto 1973

INTRODUCCION

Este trabajo tiene dos propósitos; el primero dar a conocer el desarrollo histórico del estudio de la Física de partículas elementales y sus aplicaciones al progreso de nuestra civilización; el segundo, mostrar los métodos utilizados para la investigación experimental en partículas y algunas teorías creadas para explicar su comportamiento.

Para lograr los propósitos he dividido el trabajo en seis capítulos; en el primero hago una descripción somera del desarrollo histórico, sin profundizar en los conceptos teóricos y experimentales; en el segundo describo un pequeño estudio de la cinemática de la relatividad, mecánica cuántica y sistemas de referencia (de laboratorio y centro de masa). El tercer capítulo trata los aparatos para producción y detección de partículas; en el cuarto expongo principios de simetría y las cantidades que se conservan en interacciones de partículas; en el siguiente capítulo doy una descripción más detallada de las propiedades y características individuales de las partículas "más conocidas", así como los experimentos realizados para detectarlas; en la sexta parte describo con algún detalle teorías como la del camino óctuple que explican y predicen algunas maneras del comportamiento de partículas; al final del trabajo doy unas pequeñas conclusiones que he sacado sobre las teorías que se ocupan de este campo de la Física.

Los dibujos que se mencionan en el texto, están al final del mismo, así como las referencias.

CAPITULO I

A. INTRODUCCION

Desde el tiempo de los griegos (hace más o menos 2,400 años) y quizá en civilizaciones anteriores, el hombre se ha preguntado, si la materia es infinitamente divisible o si por el contrario existen constituyentes básicos, indivisibles y de ser así, cuales son.

En nuestra época se cree que toda la materia está formada por partículas elementales, tan pequeñas que no pueden verse ni tocarse en forma individual, pues, aunque contamos con potentes microscopios, ellos sólo nos ayudan a ver objetos un poco mayores que la longitud de onda de la luz visible (alrededor de 10^{-6} m), mientras que, las partículas que creemos constituyen la materia son del orden de 10^{-15} m.

Por lo tanto se han ideado para obtener información sobre ellas aparatos como: las cámaras de burbujas, niebla y chispa, contadores Geiger, contadores de centelleo, emulsiones fotográficas, etc. Estos aparatos pueden detectar las partículas y sus interacciones.

El estudio de las partículas elementales nos ha ayudado a comprender fenómenos que la física clásica no nos podía explicar; esta falta de explicación se debe a que la física clásica describe con bastante precisión fenómenos que tienen lugar en nuestro mundo macroscópico y a relativamente bajas velocidades; por ejemplo, el comportamiento de resortes, poleas, elasticidad, movimiento planetario, caída libre, flúidos, gases y muchos más, siempre que demos materiales con alguna constante como densidad, deformación unitaria, constante de gravitación universal, etc. Pero no nos dice, porqué la densidad es como es, porqué las constantes elásticas se comportan como lo hacen, por qué los vapores de sodio emiten luz amarilla, porqué brilla el sol, porqué pueden hacerse imanes permanentes de acero, etc.

La física moderna toma en cuenta fenómenos que ocurren en sistemas muy pequeños (átomos, núcleos, partículas elementales), en los cuales las velocidades pueden ser muy grandes, cercanas a la velocidad de la luz en el vacío. De teorías hechas en física moderna se deducen como casos particulares de leyes generales, las leyes de la física clásica (Principio de correspondencia, enunciado por Niels Bohr). (ref. 14).

Los sistemas macroscópicos se componen de un gran número de partículas, por lo tanto, si conocemos las leyes que rigen el comportamiento de esas partículas, podemos, en principio, predecir el comportamiento de sistemas macroscópicos.

B. DESARROLLO HISTORICO DEL CONOCIMIENTO E INVESTIGACIONES QUE NOS HAN CONDU-
CIDO AL CAMPO DE PARTICULAS ELEMENTALES.

Los modelos que describen nuestro mundo se basan en la idea de que todas las cosas están formadas por los mismos bloques y que su diferencia se debe únicamente al orden de colocación de esos bloques.

Los griegos, que no podían dividir la materia más allá de lo que su vista permitía, crearon un modelo dando como bloques cuatro elementos: agua, aire, fuego y tierra; y cuatro esencias: mojado, seco, calor y frío; este modelo lo describe Empédocles hace aproximadamente 2,400 años (ref. 1).

A primera vista este modelo parece ingenuo, pero si se le analiza un poco más, se ve que es bastante profundo. El agua que ellos mencionan no es el agua que comúnmente usamos sino, el ideal platónico de agua. Ordinariamente el agua consiste de la idea de agua más aire y tierra, como prueba de ello, consideraban el hecho de que al agregarle calor se observa aire que sale y al agregarle frío queda como tierra; de igual manera consideraban que el fuego en la tierra tiene aire y tierra.

Desde la época del modelo anterior hasta más o menos 1650 años d.c. se creyó en modelos similares. La mayoría de pensadores creían que las "verdades principales de las cosas" eran cualidades como liquidez y combustibilidad; esto permite a los alquimistas pensar en forma razonable pero vana que una forma de materia puede transformarse en otra, con solo variar las proporciones de las cualidades que en ella participan. Por ejemplo, para ellos el azufre participa mayormente de combustibilidad y el agua de liquidez.

Robert Boyle (1626-1691) fue el primero en rechazar esas ideas; para él, los elementos son los constitutivos irresolubles de los cuerpos.

La palabra molécula aparece cuando Bernoulli enuncia su teoría cinética de los gases (1738); aunque su significado es todavía vago. Este significado se aclara al estudiar las razones en que los elementos se combinan; aquí, surge la "hipótesis atómica" que sugiere: la materia está formada por moléculas.

Los principales investigadores en este campo son:

- a) Lavoisier (Francia, 1743-1794), quien hace una lista de 33 elementos y establece que: "El peso de un compuesto es igual a la suma de los pesos de los componentes", ejemplo: $W(18g \text{ de } H_2O) = W(16g \text{ de } O) + W(2g \text{ de } H)$.
- b) Richter (Alemania, 1762-1807), da su ley de números proporcionales (NP) ó equivalente químico. "Los números proporcionales indican los pasos según los cuales se combinan los átomos entre sí".

	peso atómico
NP	valencia

Ejemplo: NP del O = $16/2 = 8$ y NP del H = $1/1 = 1$

por lo tanto 8g de O se combinan con 1g de H.

- c) Dalton (Inglaterra, 1766-1844), desarrolla y publica su teoría según la cual, los elementos están constituidos por átomos homogéneos y de peso constante y los cuerpos compuestos están constituidos por átomos de diversos elementos, según proporciones numéricas sencillas.

Estos investigadores empiezan a hacer la lista de los elementos químicos que Mendeleev (Rusia, 1834-1917), clasifica, en 1872, en la tabla periódica; que en nuestros días se basa en propiedades atómicas.

En los principios del siglo XIX Prout sugiere que los aparentes e individuales átomos de la química están compuestos de partículas más pequeñas y propone como unidad del átomo de H, por lo tanto la masa de todos los elementos debe ser un múltiplo entero de la masa del H; pero, durante ese siglo y a principios del XX se hacen numerosas y variadas mediciones de las masas de los elementos, encontrándose que ellas son cercanas a múltiplos de la del H, pero no exactamente. Durante esa época se realizan experimentos sobre electrólisis y de ellos, Faraday en 1834 enuncia su ley que abreviadamente dice: "Por cada valencia de un átomo cargado se transporta un átomo de electricidad". Físicos como Plücker, Hittorf y Thompson experimentan en ese campo; el último de ellos logra descubrir ese "átomo" de electricidad, encontrando el valor de la relación e/m ; en 1909 Millikan determina el valor para e y se establece que los rayos catódicos están formados por electrones que son partículas de masa $m = 9.1 \times 10^{-31} \text{Kg}$ y carga $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{Cb}$.

En 1910 Rutherford y sus colaboradores Geiger y Marsden encuentran que partículas alfa (núcleos de helio) son dispersados por una lámina delgada de oro llegando a ángulos de casi 180° ; esto no se esperaba, pues debido a que la partícula alfa (α) es muy grande la dispersión se debería al efecto de un sin número de pequeñas dispersiones. En palabras de Rutherford: "Casi tan increíble como si ustedes dispararan una granada de 15 pulgadas a un pedazo de papel y ésta retrocediera y golpeará a ustedes, en consecuencia me dí cuenta de que aquella desviación hacia atrás debería ser el resultado de una única colisión", aquí se le ocurre la idea de un átomo con un centro pequeño, con

masa y carga. El 6 de marzo de 1913 Niels Bohr le envía la descripción de su modelo (Modelo Atómico de Bohr) el cual semeja un pequeño sistema planetario con electrones en órbita y un núcleo positivo. Este modelo describe ya muchos fenómenos químicos y físicos usando sólo dos partículas, protones y electrones. Por ejemplo, para el sodio se creía que tenía 11 electrones en órbita, 23 protones y 12 electrones en el núcleo. Años después las experiencias realizadas para detectar momentum angular y momento magnético en el núcleo demuestran que en él no pueden existir electrones.

En 1930 Bothe y Becker encuentran que algunos elementos ligeros, como el berilio, emiten radiación cuando se bombardean con partículas alfa; esta radiación es estudiada también por F. Joliot y su esposa Irene Curie, quienes creen que la radiación está formada por fotones (γ , cuantos de luz); pero, en 1932 J. Chadwick encuentra correctamente que es una radiación de neutrones que son partículas con una masa 1838.65 veces la del electrón y con carga cero, esto nos lleva a considerar el átomo formado por electrones en órbita, protones y neutrones en el núcleo; con ayuda de la ecuación $E = mc^2$, que relaciona energía con masa, encontrada por A. Einstein en 1905, puede explicarse porqué falla la hipótesis de Prout al considerar como unidad al átomo de H y que trae como consecuencia el descubrimiento de los isótopos; éstos son átomos de un mismo elemento que tienen el mismo número de protones y electrones (por lo tanto las mismas propiedades químicas) pero en el núcleo contienen diferente número de neutrones.

En 1900 M. Planck cuantiza la luz al ser emitida, para explicar la radiación de cuerpo negro; esta idea la utiliza y amplía A. Einstein para explicar el efecto fotoeléctrico, lo que origina el cuanto de energía electromagnética o fotón. (ref. 25).

Con estas cuatro partículas, (e,p,n, γ) podemos explicar muchos fenómenos, entre ellos, porqué brilla el sol, porqué vapores de sodio emiten luz amarilla, etc.

En 1935 H. Yukawa postula los mesones π (que en 1947 Lattes, Occhialini y Powel, detectan) para explicar las fuerzas nucleares.

En 1931 Pauli predice una partícula con carga y masa cero, (motivo por el que se le llamó neutrino), para explicar conservación de energía y momentum cuando un núcleo emite electrones, (decaimiento β) que detectan en 1957, Cowan y Reines. A partir de 1932 el número de partículas ha crecido enormemente; en este período se han detectado algunas cuya razón de ser se desconoce.

C. ¿QUE ES UNA PARTICULA ELEMENTAL?

El problema de definir una partícula elemental no es simple, por lo tanto, unicamente diremos, en forma tentativa, que una partícula elemental es, en algún sentido, un objeto coherente, individual, que tiene una entidad definida y que puede ser localizada en una región del espacio en un tiempo dado.

D. APLICACIONES DE ALGUNAS PARTICULAS PARA EL PROGRESO DE NUESTRA CIVILIZACION;

El hecho de conocer los componentes del núcleo atómico nos ha llevado a crear modelos y aparatos útiles a la tecnología. Por ejemplo:

- a) Bombardeando uranio con neutrones lentos se ha logrado la fisión de este elemento, la cual libera una cantidad de energía superior a la obtenida por otros medios hasta hoy utilizados; estos generadores se utilizan en submarinos, buques, obtención de energía eléctrica a nivel comercial, etc.
- b) Se han creado isótopos radiactivos que se utilizan en medicina (curación de tumores), agricultura (mejora y estudio de plantas), industria (detectores de defectos en piezas sólidas), etc.

Una de las partículas más usadas es el electrón cuya teoría y comportamiento nos permite hacer electrónica (comunicaciones por radio, microondas, televisión, etc.).

El rayo laser (siglas en inglés de "amplificación de la luz por radiación electromagnética estimulada"); se basa en la emisión estimulada de radiación de luz perfectamente monocromática; se utiliza en la industria como fino cuchillo, como borrador que vaporiza la tinta, producción de hologramas (fotografías en tres dimensiones); medidor de distancias y algunos otros usos.

Actualmente se investiga el fenómeno de fusión que libera más energía que la obtenida por fisión.

Pese a que la mayoría de fenómenos en partículas elementales se desconocen y nuestro entendimiento acerca de ellas es poco, su estudio nos ha llevado a una mejor comprensión de nuestro universo; esperamos que nuevos descubrimientos en este campo amplíen aun más nuestra visión.

CAPITULO II

CINEMATICA RELATIVISTA, MECANICA CUANTICA Y SISTEMAS DE REFERENCIA

En física de partículas elementales, se trabaja con partículas que viajan con velocidades cercanas a la de la luz, por lo que las correcciones relativistas son muy importantes. En esta parte trataré con cierta profundidad: la cinemática de la relatividad, mecánica cuántica y sistemas de referencia; al final del párrafo dedicado a la cinemática relativista trataré algo de la mecánica relativista por ser de importancia en la física de partículas.

A. CINEMATICA RELATIVISTA

1. La Transformación de Lorentz.

Por estudios elementales de la relatividad especial sabemos que ésta se basa en los dos postulados siguientes:

- i) Principio de Equivalencia. Las leyes de los fenómenos físicos son iguales cuando se establecen en dos sistemas de referencia que se trasladan con movimiento uniforme relativo uno a otro.
- ii) Constancia de la velocidad de la luz. La velocidad de la luz en el vacío es constante, independiente no sólo de la dirección de propagación, sino, de la velocidad relativa de la fuente y el observador.

Usando estos postulados se han encontrado las transformaciones de Lorentz entre dos sistemas de referencia $S(x,y,z,t)$ y $S'(x',y',z',t')$, orientados de manera que la velocidad v de S' con respecto a S es $\vec{v} = v\hat{x}$

Las transformaciones mencionadas son:

$$x' = \beta (x-vt); \quad y' = y; \quad z' = z, \quad t' = \beta (t - \frac{vx}{c^2})$$

donde $\beta = (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-1/2}$

La solución algebraica directa de estas ecuaciones da

$$x = \beta (x' + vt'); \quad y = y'; \quad z = z'$$

$$t = \beta (t' + \frac{vx'}{c^2})$$

Lo que demuestra que la transformación desde S' a S es también una transformación de Lorentz ya que únicamente se ha sustituido v por -v.

Consideremos ahora una segunda transformación de Lorentz de S' a S'' que tiene velocidad $\vec{v}'' = v''\hat{x}$ entonces:

$$x'' = \beta'' (x' - v''t'); \quad y'' = y'; \quad z'' = z'$$

$$t'' = \beta'' (t' - \frac{v''x'}{c^2}) \text{ donde } \beta'' = (1 - \frac{v''^2}{c^2})^{-1/2}$$

sustituyendo los valores de x', y', z', t' en función de x, y, z, t obtenemos:

$$x'' = \beta\beta'' x(1 + \frac{vv''}{c^2}) - t(v-v'') \quad ; \quad y'' = y; \quad z'' = z$$

$$t'' = \beta\beta'' t(1 - \frac{vv''}{c^2}) - \frac{x(v+v'')}{c^2}$$

Notamos que:

$$\beta\beta''(1 + \frac{vv''}{c^2}) = \frac{1 + \frac{vv''}{c^2}}{\left[(1 - \frac{v^2}{c^2}) (1 - \frac{v''^2}{c^2}) \right]^{1/2}} =$$

$$= \frac{1 + \frac{vv''}{c^2}}{\left[1 - \frac{v^2}{c^2} - \frac{v''^2}{c^2} + \frac{v^2v''^2}{c^4} \right]^{1/2}}$$

$$= \frac{1 + \frac{vv''}{c^2}}{\left[(1 + \frac{2v''v}{c^2} - \frac{v^2v''^2}{c^4}) - (\frac{v^2}{c^2} - \frac{2v''v}{c^2} - \frac{v''^2}{c^2}) \right]^{1/2}}$$

$$= \frac{1 + \frac{vv''}{c^2}}{\left[(1 + \frac{v''v}{c^2})^2 - \frac{1}{c^2} (v'' + v)^2 \right]^{1/2}} = \frac{1}{\left[1 - \frac{(v'' + v)^2}{c^2(1 + \frac{v''v}{c^2})^2} \right]^{1/2}}$$

$$= \frac{1}{\left(1 - \frac{v'^2}{c^2}\right)^{1/2}} = \beta''$$

donde $v'' = \frac{v' + v}{1 + \frac{v'v}{c^2}}$

y por lo tanto tenemos que:

$$x'' = \beta'' (x - v''t); \quad y'' = y; \quad z'' = z$$

$$t'' = \beta'' \left(t - \frac{v''x}{c^2}\right)$$

Por lo que:

a) Si $v = 0$, entonces $x = x'$, $t = t'$, $y = y'$, $z = z'$; i.e.

tenemos la transformación idéntica.

b) Dos transformaciones de Lorentz sucesivas dan otra transformación de Lorentz.

c) Sean T , T' y T'' transformaciones de Lorentz, entonces:

$$T [T'(T'')] = [T(T')] (T'')$$

d) A la transformación con parámetro v le corresponde una transformación inversa con parámetro $-v$.

Por los incisos anteriores tenemos que las transformaciones de Lorentz forman un grupo uniparamétrico cuyo parámetro es v .

2. Contracción de Lorentz-Fitzgerald y la Dilatación del Tiempo

Consideremos una varilla de longitud L_0 , fija en un sistema S' que se mueve con velocidad $\vec{v} = v\hat{x}$ con respecto a un sistema S . Si la varilla está paralela al eje X y sus extremos en el sistema S' están dados por $x_1^{t'}$ y $x_2^{t'}$ en el instante t , entonces para encontrar la longitud mL medida en el sistema S ,

$$\begin{aligned} \text{procedemos así: } L_0 = x_2^t - x_1^t &= \beta[(x_2 - vt) - (x_1 - vt)] \\ &= \beta(x_2 - x_1) = \beta L \end{aligned}$$

Por lo tanto la longitud de un cuerpo rígido que se mueve con velocidad uniforme se reduce en β en la dirección de su movimiento. Este cambio en dimensiones es la llamada contracción de Lorentz-Fitzgerald.

Consideremos ahora que t_1' y t_2' son los tiempos marcados por un reloj fijo en un sistema S' y que t_1 y t_2 los tiempos marcados por un reloj fijo en el sistema S . Sean $\Delta t_0' = t_2' - t_1'$ y $\Delta t = t_2 - t_1$

los intervalos medidos en cada sistema, entonces aplicando las transformaciones de Lorentz para el tiempo tenemos que:

$$\begin{aligned} \Delta t = t_2 - t_1 &= \beta \left[\left(t_2' + \frac{vx_2'}{c^2} \right) - \left(t_1' + \frac{vx_1'}{c^2} \right) \right] \\ &= \beta (t_2' - t_1') = \beta \Delta t_0' \end{aligned}$$

Notamos que para un observador fijo en un sistema S , el intervalo de tiempo que marca un reloj que se mueve con velocidad uniforme con respecto a él, está aumentado en un factor β , i.e. un reloj en movimiento parece que se retrasa. Este fenómeno generalmente se denomina "dilatación del tiempo".

3. Composición de Velocidades

Consideremos un punto P de coordenadas (x, y, z) y (x', y', z') que se mueve con velocidad (u, v, w) y (u', v', w') ; donde las primas se refieren al sistema S' que se mueve con velocidad $\vec{v} = v \hat{x}$ con respecto a un sistema S .

Diferenciando:

$$\begin{aligned} x &= \beta (x' + vt'); & y &= y'; & z &= z'; \\ t &= \beta (t' + vx'/c^2) \end{aligned}$$

obtengo:

$$\begin{aligned} dx &= \beta (dx' + vdt'); & dy &= dy'; & dz &= dz'; \\ dt &= \beta (dt' + vdx'/c^2) \end{aligned}$$

Se sabe que:

$$u = dx/dt; \quad v = dy/dt; \quad w = dz/dt;$$

$$u' = dx'/dt'; \quad v' = dy'/dt'; \quad w' = dz'/dt'$$

Y para relacionar (u, v, w) con (u', v', w') utilizo los diferenciales anteriores así:

$$u = \frac{dx' + v dt'}{dt' + v dx'/c^2} = \frac{u' + v}{1 + vu'/c^2};$$

$$v = \frac{dy'}{\beta (dt' + v dx'/c^2)} = \frac{v'}{\beta (1 + vu'/c^2)};$$

$$w = \frac{dz'}{\beta (dt' + v dx'/c^2)} = \frac{w'}{\beta (1 + vu'/c^2)}$$

en forma análoga:

$$u' = \frac{u - v}{1 - uv/c^2}; \quad v' = \frac{v}{\beta (1 - vu/c^2)};$$

$$w' = \frac{w}{\beta (1 - vu/c^2)}$$

Notamos que las velocidades perpendiculares a v son alteradas y que en el caso de v' y v que tienen la misma dirección se componen como:

$$v'' = \frac{v + v'}{1 + vv'/c^2}$$

utilizando estas relaciones obtenemos:

$$\begin{aligned} 1 - v''/c &= 1 - \frac{v + v'}{c(1 + vv'/c^2)} = \\ &= \frac{1 + vv'/c^2 - v/c - v'/c}{1 + vv'/c^2} = \frac{(1 - v/c)(1 - v'/c)}{1 + vv'/c^2} \end{aligned}$$

donde puede verse que:

$$\text{si } 0 < v \text{ y } v' < c \Rightarrow v \text{ y } v' < v'' < c$$

aplicando sucesivamente esta regla a cualquier número de velocidades podemos acercarnos a una velocidad tan cercana a la de la luz como querramos, pero siempre menor que ella. Ahora bien, si $v' = c$ entonces $v'' = c$, lo que demuestra que la adición de cualquier velocidad a la velocidad de la luz siempre reproduce la velocidad de la luz, lo cual confirma el principio que dice: la velocidad de la luz es la misma para todos los observadores que se mueven con velocidad constante respecto de ellos.

4. Aceleración

Sean $\vec{a} = (a, \dot{v}, \dot{w})$ y $\vec{a}' = (a', \dot{v}', \dot{w}')$ las aceleraciones de P en S y S' respectivamente. Para encontrar la relación entre \vec{a} y \vec{a}' trataré únicamente el caso en que P esté instantáneamente en reposo en S'; entonces diferenciando:

$$u = \frac{u' + v}{1 + vu'/c^2}; \quad v = \frac{v'}{(1 + vu'/c^2)}$$

$$y \quad w = \frac{w'}{\beta (1 + vu'/c^2)}$$

y haciendo $u' = v' = w' = 0$ después de la diferenciación se obtiene:

$$du = \beta^{-1} du'; \quad dt = \beta^{-1} dt'; \quad dw = \beta^{-1} dw'$$

Utilizando $dt = \beta dt'$ (cuando $u' = 0$) se encuentra:

$$\dot{u} = du/dt = \frac{\beta^{-1} du'}{\beta dt'} = \dot{u}'/\beta^2$$

$$\dot{v} = dv/dt = \frac{\beta^{-1} dv'}{\beta dt'} = \dot{v}'/\beta^2$$

$$\dot{w} = dw/dt = \frac{\beta^{-1} dw'}{\beta dt'} = \dot{w}'/\beta^2$$

B. MECANICA RELATIVISTA

Haciendo uso de las transformaciones de Lorentz se encuentra que la masa de un cuerpo no es constante sino que depende de la velocidad v con que se mueve; para determinar la relación entre la masa y la velocidad, se procede así: Al considerar dos sistemas de referencia S y S' donde S' se mueve con velocidad $\vec{v} = v \hat{x}$ con respecto a S , el momentum lineal de una partícula libre debe conservarse en cualquiera de ellos; esto se cumple si la componente en dirección Y del momentum lineal es independiente de \vec{v} .

Si la rapidez de la partícula en dirección Y es $v = \Delta y / \Delta t$, se tiene que no es independiente del sistema de referencia, pues aunque Δy lo es, Δt no es independiente. En todos los sistemas se encontrará que el tiempo $\Delta \zeta$ que la partícula tarda en recorrer Δy , medido en su propio sistema, es el mismo, ya que $\Delta t = \beta \Delta \zeta$ y por lo tanto $\Delta y / \Delta \zeta$ es el mismo en S y S' ; entonces:

$$\Delta y / \Delta \zeta = (\Delta y / \Delta t) (\Delta t / \Delta \zeta) = \beta \Delta y / \Delta t = \beta v$$

que es independiente del sistema de referencia. Siguiendo un proceso similar podemos considerar las otras componentes y encontrar relaciones similares, lo cual nos lleva a definir el momentum lineal así:

$$\vec{P} = \beta m_0 \vec{v}$$

donde m_0 es la masa de la partícula medida en un sistema en el cual está en reposo; de esta relación se deduce que:

$$m(v) = m_0 \beta$$

aquí es de notar que si $v \rightarrow 0 \Rightarrow m \rightarrow m_0$; esta variación de la masa hace que la energía cinética del cuerpo quede así:

$$K = mc^2 - m_0 c^2 = m_0 c^2 (\beta - 1)$$

$$K = mc^2 - m_0c^2 = m_0c^2(\beta - 1)$$

como $\beta = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ tenemos para velocidades $v \ll c$ que:

$$K = m_0c^2 \left((1 - v^2/c^2)^{-1/2} - 1 \right) \approx m_0c^2 (1 + v^2/2c^2 - 1)$$

$$K = \frac{1}{2} m_0v^2$$

donde he utilizado la aproximación $(1 - x)^{-1/2} \approx 1 + \frac{x}{2}$ para $x \ll 1$.

Esta relación es la familiar fórmula clásica para la energía cinética.

Utilizando la famosa relación encontrada por A. Einstein (ref. 4, 8 y 9),

$E = mc^2$, donde E es la energía total, podemos escribir la energía cinética de

la siguiente forma: $K = E - m_0c^2$, donde m_0c^2 es la energía en reposo; si además

más de energía cinética, la partícula tiene energía potencial V, la energía

total está dada por: $E = K + m_0c^2 + V$.

En algunos casos es más importante y útil dar la energía en función del momen-

tum. Esta relación la encontramos de la siguiente forma:

de ecuaciones anteriores (para P y E)

$$p^2 = m_0^2 v^2 \beta^2 \quad \text{y} \quad E^2 = m_0^2 c^4 \beta^2$$

además: $\beta^2 - (v^2/c^2)\beta^2 = 1$

Multiplicando esta última relación por $m_0^2 c^4$, que es invariante ante transfor-

maciones de Lorentz, (pues es una constante), se tiene:

$$m_0^2 c^4 = m_0^2 c^4 \beta^2 - v^2 m_0^2 c^2 \beta^2 = m_0^2 c^4 = E^2 - p^2 c^2$$

y por lo tanto la ecuación de la energía total en función del momentum es:

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}$$

Finalmente trataré las transformaciones de energía y momentum de un sistema S

a un sistema S', por ser muy usadas en problemas de colisiones.

Sea u la velocidad de una partícula, medida en el sistema fijo S y u' su velo-

cidad en el sistema S' que se mueve con velocidad $\vec{v} = v \hat{x}$ con respecto a S.

Si $\vec{u} = u \hat{x}$, entonces las relaciones

$$\begin{aligned}
 p_x &= \frac{m_0 u}{(1 - u^2/c^2)^{\frac{1}{2}}} ; & p_y &= 0; & p_z &= 0; \\
 E &= \frac{m_0 c^2}{(1 - u^2/c^2)^{\frac{1}{2}}} ; & p'_x &= \frac{m_0 u'}{(1 - u'^2/c^2)^{\frac{1}{2}}} ; \\
 p'_y &= p'_z = 0 ; & E' &= \frac{m_0 c^2}{(1 - u'^2/c^2)^{\frac{1}{2}}}
 \end{aligned}$$

y las transformaciones de Lorentz para velocidad, pueden combinarse algebraicamente para dar las relaciones entre el momentum y la energía en ambos sistemas, de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
 p'_x &= \frac{(u - v) m_0}{1 - vu/c^2} \\
 &= \sqrt{1 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{u - v}{1 - vu/c^2} \right)^2} \\
 &= \frac{m_0 (u - v)}{\sqrt{(1 - vu/c^2)^2 - (u-v)^2/c^2}} \\
 &= \frac{m_0 (u - v)}{\sqrt{1 + (vu)^2/c^4 - u^2/c^2 - v^2/c^2}} \\
 &= \frac{m_0 (u - v)}{\sqrt{(1 - u^2/c^2)(1 - v^2/c^2)}} \\
 &= \frac{\frac{m_0 u}{(1 - u^2/c^2)^{\frac{1}{2}}} - \frac{m_0 v}{(1 - u^2/c^2)^{\frac{1}{2}}}}{(1 - v^2/c^2)^{\frac{1}{2}}}
 \end{aligned}$$

$$p'_x = \beta (p_x - vE/c^2); \quad p'_y = p_y; \quad p'_z = p_z$$

Para relacionar P'_x con E' procedo de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
 E' &= \frac{m_0 c^2}{(1 - u^2/c^2)^{\frac{1}{2}}} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - (c^{-2})} \frac{u - v}{1 - uv/c^2}^2} \\
 &= \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{u^2 - 2uv + v^2}{c^2 - 2uv + v^2 u^2/c^2}}} \\
 &= \frac{m_0 c^2}{\sqrt{\frac{c^2 - 2uv + v^2 u^2/c^2 - u^2 + 2uv - v^2}{c^2 - 2uv + v^2 u^2/c^2}}} \\
 &= \frac{m_0 c^2}{\sqrt{\frac{c^2 (u^2 v^2/c^4 - u^2/c^2 - v^2/c^2 + 1)}{c^2 (1 - 2uv/c^2 + v^2 u^2/c^4)}}} \\
 &= \frac{m_0 c^2}{\sqrt{\frac{(1 - u^2/c^2) (1 - v^2/c^2)}{(1 - uv/c^2)^2}}} \\
 &= \frac{m_0 c^2 - m_0 uv}{(1 - u^2/c^2)^{\frac{1}{2}} (1 - v^2/c^2)^{\frac{1}{2}}}
 \end{aligned}$$

$$E' = \beta (E - p_x v)$$

En estos resultados debe notarse que las transformaciones de Lorentz para momentum y energía dan como resultado su conservación en cualquier sistema inercial de referencia.

La teoría especial de la relatividad nos dá como una de sus consecuencias que la energía total de un sistema de partículas se conserva en cualquier desintegración o choque aislado.

C. MECANICA CUANTICA

1. Postulados y Ecuación de Schrödinger

Uno de los problemas más importantes en la física, es la naturaleza dual onda-partícula que pudo explicarse gracias a ideas y experimentos desarrollados después de 1924.

Luis de DeBroglie postuló: (ref. 7)

- a) El movimiento de una partícula de momentum P está guiado por una onda cuya longitud de onda λ está dada por:

$$\lambda = h/P$$

donde h es la constante de Planck.

- b) El cuadrado de la amplitud de onda de longitud de onda λ es proporcional a la probabilidad de determinar una partícula de momentum $P = h/\lambda$.

Estos postulados fueron confirmados experimentalmente por C.S. Davisson y L. H. Germer en 1927 y por C.P. Thompson en 1928. Ellos mostraron que el scattering y difracción de electrones es idéntico al de las ondas electromagnéticas. Basándose en la naturaleza dual de la materia se construyó una estructura matemática llamada Mecánica Cuántica ó Mecánica Ondulatoria que desarrolló E. Schrödinger (1926); al mismo tiempo M. Born, W. Heisenberg y P. Jordán desarrollaron la Mecánica Matricial. Ambas teorías dan el mismo resultado. La mecánica cuántica basada en la ecuación de onda de Schrödinger describe la amplitud de una onda material como función de onda del estado de un sistema

$\Psi(x,y,z,t)$. Si el estado de un sistema es estacionario la función de onda debe ser independiente del tiempo y se denota por $\Psi(x,y,z)$.

Los postulados en que esta teoría se basa son:

a) La función de onda ψ que describe un sistema debe ser univaluada, continua y satisfacer las condiciones de límite, que ψ y su derivada ψ' deben ser continuas en cualquier parte, además $\int \psi^* \psi dx dy dz$ debe tener un valor constante y finito.

Si $N \int \psi^* \psi dx dy dz = 1$ se dice que la función está normalizada en todo el espacio y que N es la constante de normalización.

De acuerdo con M. Born $\psi^* \psi dx dy dz$ es la probabilidad de determinar una partícula en un volumen infinitesimal $dx dy dz$.

b) A todo observable corresponde un operador escogido de manera arbitraria.

Por ejemplo a los observables P (momentum) y E (energía) se les asocia respectivamente, los operadores:

$$\bar{P} = i \hbar \nabla \quad \text{y} \quad \bar{E} = i \hbar \frac{\partial}{\partial t}$$

donde $\hbar = h/2\pi =$ constante de Dirac.

La ecuación de eigenvalor para el momentum es:

$$\bar{P} \psi = -i \hbar \nabla \psi = \vec{P} \psi$$

cuya solución es:

$$\psi = \exp(i \vec{P} \cdot \vec{r} / \hbar)$$

lo cual indica que los eigenvalores deben ser valores experimentales que operen sobre una función .

c) Si un sistema físico está en un estado representado por la función $\psi(x,y,z)$ el valor promedio de un observable o, cuyo correspondiente operador es \bar{O} está dado por:

$$\langle o \rangle = \frac{\int \psi^* \bar{O} \psi dx dy dz}{\int \psi^* \psi dx dy dz}$$

donde la integración es en todo el espacio ó en una región de él.

Como ejemplo del uso de la ecuación de Schrödinger consideraré una partícula de masa m que se mueve en un sistema de coordenadas x, y, z con una velocidad v y energía potencial $V(x, y, z, t)$ y de energía total E dada por:

$$E = \frac{1}{2} m v^2 + V \quad \text{donde } v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$$

Si la partícula tiene momentum \vec{P} , entonces la energía puede expresarse así:

$$E = \frac{P^2}{2m} + V$$

En esta ecuación podemos sustituir los observables \vec{P} y E por sus respectivos operadores, de lo cual obtenemos:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + V\Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} \quad \hat{H} \Psi = E \Psi$$

donde $P^2 \rightarrow -\hbar^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) = -\hbar^2 \nabla^2$ y \hat{H} es el operador

Hamiltoniano definido así:

$$\hat{H} = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \right) \nabla^2 + V(x, y, z, t)$$

La ecuación anterior es la ecuación de Schrödinger para una partícula.

2. EL HAMILTONIANO Y LA CONSERVACION DE UNA VARIABLE DINAMICA.

El operador \hat{H} puede representarse como la matriz de Hermite H . En esta forma matricial de la mecánica cuántica, la función de estado se representa por un vector de estado. Utilizando los ket y bra de la notación de Dirac se tiene:

$$\begin{aligned} \Psi &\longrightarrow |\alpha\rangle \\ \Psi &\longrightarrow \langle \alpha| \end{aligned}$$

donde Ψ^+ es el estado adjunto de Ψ ; de esta manera el producto de dos vectores de estado se escribe así:

$$\Psi_1^+ \Psi_2 = \langle \alpha_1 | \alpha_2 \rangle$$

A esta expresión se le llama bracket y es un número; considerando un operador matricial (de Hermite) A que actúa sobre los ket y bra se tiene:

$$A |b\rangle = |b'\rangle$$

$$\langle a|A = \langle a'| \quad y$$

el elemento de la matriz A entre estados a y b se escriben de las tres maneras (equivalentes) siguientes:

$$A_{ab} = \langle a | b' \rangle = \langle a' | b \rangle = \langle a | A | b \rangle$$

Es de hacer notar que los elementos diagonales de un operador matricial, que es diagonal, son los eigenvalores de ese operador.

Para investigar el cambio respecto del tiempo de un elemento matricial de una variable dinámica representada por A , se escribe la ecuación de Schrödinger así:

$$i\hbar \frac{d}{dt} | \alpha (t) \rangle = H | \alpha (t) \rangle$$

y su ecuación de movimiento adjunta como:

$$-i\hbar \frac{d}{dt} \langle \alpha (t) | = \langle \alpha (t) | H^+ = \langle \alpha (t) | H$$

Se usa la derivada total, con respecto al tiempo, porque la dependencia del ket o bra no aparece explícitamente y $H^+ = H$, porque H es de Hermite.

Utilizando ambas ecuaciones:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle a(t) | A | b(t) \rangle &= \left[\frac{d}{dt} \langle a(t) | \right] A | b(t) \rangle \\ &+ \langle a(t) | \frac{\partial A}{\partial t} | b(t) \rangle + \langle a(t) | A \left[\frac{d}{dt} | b(t) \rangle \right] \\ &= \langle a(t) | \frac{\partial A}{\partial t} | b(t) \rangle + 1/i\hbar \langle a(t) | (AH - HA) | b(t) \rangle \end{aligned}$$

El primer término es una parte del cambio en el elemento matricial que se origina por cualquier dependencia explícita de A con el tiempo, mientras que el segundo se debe al cambio de los vectores de estado en el tiempo,

aquí el operador

$$AH - HA = [A, H] \text{ es llamado conmutador.}$$

En esta ecuación se nota que si A no tiene dependencia explícita del tiempo y sí conmuta con H, entonces todos los elementos matriciales de A son independientes del tiempo y por lo tanto la variable dinámica representada por A es llamada "constante del movimiento".

Este resultado es de gran importancia para encontrar y demostrar la conservación de variables dinámicas en física y será utilizado en el capítulo IV, de este trabajo; dicho capítulo trata las leyes de conservación en partículas elementales.

D. SISTEMAS DE REFERENCIA. (Laboratorio y Centro de Masa).

Un conjunto de coordenadas cartesianas o rectangulares en un punto dado del espacio constituye un sistema de referencia. Si el sistema está fijo en nuestro laboratorio diremos que es un sistema de coordenadas de laboratorio (SCL). Este sistema tiene algunas ventajas para el estudio de reacciones nucleares, pero desde el punto de vista teórico es conveniente usar otro sistema cuyas relaciones matemáticas se simplifiquen; generalmente se utiliza un sistema de coordenadas fijo en el centro de masa (SCM); su ventaja reside en el hecho de los cálculos se simplifican, porque en él el momentum lineal total es cero.

Como ejemplo explicaré la dinámica de una reacción nuclear en el sistema de laboratorio y en el sistema del centro de masa para concluir con relaciones entre ambos sistemas.

Reacción Nuclear en el SCL.

Una reacción nuclear puede escribirse así:



donde x es la partícula proyectil y X la partícula blanco, Y es el núcleo en retroceso y y una partícula emitida, aunque en muchos casos pueden emitirse varias partículas de diferentes clases.

Si asumimos que x y X están muy lejos, no se ejercen fuerzas mutuas y por lo tanto la energía potencial será nula. Sean entonces m_x y M_X sus masas en reposo y K_x y K_X sus energías cinéticas respectivamente, por lo tanto la energía total al inicio es:

$$E_i = K_x + m_x c^2 + K_X + M_X c^2$$

La energía final es entonces:

$$E_f = K_y + m_y c^2 + K_Y + M_Y c^2$$

Como no actúan fuerzas externas al sistema

$$E_i = E_f \quad \delta$$

$$K_x + m_x c^2 + K_X + M_X c^2 = K_y + m_y c^2 + K_Y + M_Y c^2$$

de donde obtenemos:

$$(K_Y + K_y) - (K_x + K_X) = (M_X + m_x) c^2 - (M_Y + m_y) c^2 = Q$$

El valor Q es llamado energía de desintegración.

Si $Q > 0$ la reacción es llamada exoérgica, mientras que si $Q < 0$ se le llama reacción endoérgica.

En la mayoría de experimentos X está fijo y el valor Q queda:

$$(K_Y + K_y) - K_x = Q = (M_X + m_x) c^2 - (M_Y + m_y) c^2$$

Por ser difícil la medida de K_Y , buscaremos, a partir de conservación de momentum una expresión de $Q \neq Q(K_Y)$.

Consideremos que m_x viaja con una velocidad v_x y que interactúa con X (en reposo). Después de la reacción nuclear, el núcleo Y en retroceso forma un ángulo ϕ con la dirección inicial de m_x y la partícula "y" forma un ángulo θ con esa dirección (ver figura la.), Y viaja con una velocidad V_Y y "y" con v_y .

Por conservación de momentum tenemos:

$$m_x v_x = m_y v_y \cos \theta + M_Y V_Y \cos \phi$$

$$0 = m_y v_y \sin \theta - M_Y V_Y \sin \phi$$

transponiendo términos, elevando al cuadrado y sumando obtenemos:

$$m_x^2 v_x^2 + m_y^2 v_y^2 \cos^2 \theta - 2 m_x v_x m_y v_y \cos \theta + m_y^2 v_y^2 \sin^2 \theta$$

$$= M_Y^2 V_Y^2 \cos^2 \phi + M_Y^2 V_Y^2 \sin^2 \phi$$

$$m_x^2 v_x^2 + m_y^2 v_y^2 - 2 m_x v_x m_y v_y \cos \theta = M_Y^2 V_Y^2 = 2 K_Y M_Y$$

$$2 K_x m_x + 2 K_y m_y - 4(m_x m_y K_x K_y)^{1/2} \cos \theta = 2 K_Y M_Y$$

$$K_Y = K_x m_x / M_Y + K_y m_y / M_Y - 2 / M_Y (m_x m_y K_x K_y)^{1/2} \cos \theta$$

Nuestra intención es encontrar el valor Q, para ello sustituiré K_Y en

$$Q = (K_Y + K_y) - K_x \quad \text{donde } K_x = 0 \quad \text{obteniendo:}$$

$$Q = K_x (m_x / M_Y - 1) + K_y (m_y / M_Y + 1) - 2 / M_Y (m_x m_y K_x K_y)^{1/2} \cos \theta$$

En esta ecuación notamos que:

- i) No se incluye K_Y



ii) Si M_X es grande, también lo será M_Y y cuando

$$M_Y \rightarrow \infty \Rightarrow 2/M_Y (m_x m_y K_x K_y) 1/2 \cos \theta \rightarrow 0$$

Si queremos investigar las reacciones endoérgicas ó exoérgicas desde el punto de vista de la partícula incidente, podemos escribir la ecuación anterior así:

$$K_x m_x - K_x M_Y + K_y m_y + K_y M_Y - 2 (m_x m_y K_x K_y) 1/2 \cos \theta - Q M_Y = 0$$

$$(m_y + M_Y) K_y - 2 (m_x m_y K_x) 1/2 \cos \theta \quad \sqrt{K_y} + K_x (m_x - M_Y) - Q M_Y = 0$$

cuya solución para $(K_y) 1/2$ es:

$$\sqrt{K_y} = \frac{2(m_x m_y K_x) 1/2 \cos \theta + \sqrt{4 m_x m_y K_x \cos^2 \theta - (m_y + M_Y)^2}}{2(m_y + M_Y)}$$

$$\dots \left[\frac{K_x (m_x - M_Y) - Q M_Y}{m_y + M_Y} \right] 1/2$$

$$= \frac{(m_x m_y K_x) 1/2 \cos \theta + \sqrt{m_x m_y K_x \cos^2 \theta - (m_y + M_Y)^2}}{m_y + M_Y}$$

$$\left[\frac{K_x (m_x - M_Y) - Q M_Y}{m_y + M_Y} \right] 1/2$$

Si la reacción se inicia con la captura de electrones térmicos $K_x \doteq 0$ y

$$K_y = \frac{(m_y + M_Y) Q M_Y}{(m_y + M_Y)^2} = \frac{Q M_Y}{m_y + M_Y}$$

Para $Q > 0$

Esta ecuación es independiente de $\cos \theta$, por lo tanto K_y es la misma para todos los ángulos i.e. es isotrópica, ello se debe a que el momentum total en

el sistema SCL es cero.

Si $K_y \neq K_y(\theta)$; tiene un máximo valor para $\theta = 0$ y un valor mínimo para $\theta = \pi$ y $\theta = \pi/2$ entonces:

$$K_y = \frac{K_x (M_Y - m_x) + M_Y Q}{m_y + M_Y}$$

En la ecuación para $\sqrt{K_y}$ tenemos dos soluciones pero se espera que $K_y < 0$

0 no corresponde a una situación física.

Reacción Nuclear en el SCCM. (ver figura 1b).

Si una partícula de masa m_x y velocidad v_x va a colisionar con otra partícula M_X que se encuentra en reposo, la rapidez del centro de masa v_c en el SCL está dada por:

$$v_c = \frac{m_x v_x}{m_x + M_X}, \text{ donde } v_x \text{ es la rapidez de } m_x \text{ en el SCL}$$

Consideremos que v_x^i es la rapidez de m_x en el SCCM y que V_x^i es la rapidez de M_X en el mismo sistema, entonces:

$$v_x^i = v_x - v_c = v_x - \frac{m_x v_x}{m_x + M_X} = v_x \left(1 - \frac{m_x}{m_x + M_X}\right) \therefore$$

$$v_x^i = \frac{M_X}{m_x + M_X} v_x$$

$$y \quad V_x^i = 0 - v_c = - \frac{m_x v_x}{m_x + M_X}$$

Por lo tanto la energía cinética en el SCCM es K_X^i para m_X y K_X^i para M_X y está dada por:

$$K_X^i = \frac{1}{2} m_X v_X^i{}^2 = \frac{1}{2} m_X \left(\frac{M_X}{m_X} + M_X \right)^2 v_X^2$$

$$= K_X \left(\frac{M_X}{m_X + M_X} \right)^2$$

donde $\frac{1}{2} m_X v_X^2 = K_X$ es la energía cinética de m_X en el SCL.

$$K_X^i = \frac{1}{2} M_X V_X^i{}^2 = \frac{1}{2} M_X \left(\frac{m_X}{m_X + M_X} \right)^2 v_X^2$$

$$= \frac{1}{2} m_X v_X^2 \frac{M_X m_X}{(m_X + M_X)^2}$$

$$K_X^i = \frac{M_X m_X}{(m_X + M_X)^2} K_X$$

La energía cinética total inicial K_o^i en el SCCM es:

$$K_o^i = K_X^i + K_X^i = K_X \left\{ \left(\frac{M_X}{m_X + M_X} \right)^2 + \frac{M_X m_X}{(m_X + M_X)^2} \right\}$$

$$= K_X \frac{\frac{M_X^2}{m_X + M_X} + m_X M_X}{(m_X + M_X)^2} = \frac{M_X (m_X + M_X)}{(m_X + M_X)^2} K_X$$

$$K_o^i = \frac{M_X}{m_X + M_X} K_X$$

Cuando ya ha ocurrido la colisión, consideremos que m_y tiene rapidez v_y^i y que M_Y tiene rapidez V_Y^i , ambas medidas en el SCCM.

Utilizando el principio de conservación de momentum tenemos que $m_y v_y^i = M_Y V_Y^i$ y sus respectivas energías cinéticas son:

$$K_y^i = \frac{1}{2} m_y v_y^i{}^2 \quad y$$

$$K_Y^i = \frac{1}{2} M_Y V_Y^i{}^2 = \frac{1}{2} M_Y \left(\frac{m_y v_y^i}{M_Y} \right)^2$$

$$= \frac{1}{2} m_y v_y'^2 = \frac{m_y}{M_Y} K_y'$$

Por lo tanto la energía cinética total al final es:

$$K_f' = K_y' + K_Y' = K_y' + \frac{m_y}{M_Y} K_y' = \left(1 + \frac{m_y}{M_Y}\right) K_y'$$

$$= \frac{M_Y + m_y}{M_Y} K_y'$$

Para encontrar el valor Q procedemos así:

$$Q = K_f' - K_o' = \frac{M_Y + m_y}{M_Y} K_y' - \frac{M_X}{m_x + M_X} K_x'$$

Esta ecuación es independiente de K_Y' .

Si queremos encontrar K_y' y K_Y'

en función de K_x' y Q procedemos así:

$$Q = \frac{(M_Y + m_y) K_y'}{M_Y} - \frac{M_X}{m_x + M_X} K_x'$$

$$K_y' = \left(Q + \frac{M_X}{m_x + M_X} K_x' \right) \frac{M_Y}{M_Y + m_y}$$

$$K_Y' = \left(\frac{m_y}{M_Y} \right) K_y' = \left(Q + \frac{M_X}{m_x + M_X} K_x' \right) \frac{m_y}{M_Y + m_y}$$

La relación entre ángulos en el SCL y el SCCM puede determinarse de la siguiente manera:

Sea θ_c el ángulo formado por la trayectoria de la partícula m_y , antes de la colisión y su trayectoria después de la colisión en el SCCM. Sea θ el ángulo correspondiente en el SCL. En la figura 1c (suponiendo que la colisión es elástica) notamos que para transformar la velocidad \vec{v}_y' de m_y después de la colisión en el SCCM, en la velocidad \vec{v}_y de m_y en el SCL utilizamos únicamente la ecuación

$$\vec{v}_y = \vec{v}_c + \vec{v}_y'$$

que en componentes rectangulares nos da:

$$v_y \cos \theta = v_c + v'_y \cos \theta_c$$

$$v_y \sin \theta = v'_y \sin \theta_c$$

dividiendo ambas ecuaciones obtenemos:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \theta &= \frac{v'_y \sin \theta_c}{v_c + v'_y \cos \theta_c} = \\ &= \frac{\sin \theta_c}{\gamma + \cos \theta_c} \dots \textcircled{A} \end{aligned}$$

donde: $\gamma = v_c / v'_y = m_x / M_X$

porque: $v_c = \frac{m_x}{M_X + m_x} v_x$ y $v'_y = \frac{M_X}{m_x + M_X} v_x$

Si conocemos γ que tiene un valor característico para cada reacción nuclear, podemos determinar la relación entre θ_c y θ utilizando la ecuación \textcircled{A} que es válida para colisiones elásticas e inelásticas.

Finalmente notamos que:

i) $\gamma = 0 \Rightarrow \operatorname{tg} \theta = \operatorname{tg} \theta_c \therefore \theta = \theta_c$

ii) $\gamma = 1 \Rightarrow \operatorname{tg} \theta = \sin \theta_c / (1 + \cos \theta_c) \therefore \theta = \frac{\theta_c}{2}$

(ref. 7 pp. 79)

Para otros valores de γ la relación entre ambos ángulos no es tan simple.

CAPITULO III

En esta parte de mi trabajo describiré en forma general, aparatos para detectar y producir partículas. No entraré en demasiados detalles debido a la naturaleza del mismo. Puede ampliarse el conocimiento del tema viendo referencias 4 a 7.

A. APARATOS PARA DETECTAR PARTICULAS

El uso de estos aparatos depende del experimento que necesitemos realizar; entre otras cosas debe tenerse muy en cuenta el tipo de radiación presente y el tipo de datos que se deseen.

Los aparatos más fáciles de obtener y que ofrecen buenos resultados son los siguientes:

1. Cámara de Niebla.

Fue inventada por C.T.R. Wilson en 1912 como resultado del estudio de iones en gases. La cámara se basa en que vapor sobresaturado se condensa sobre partículas cargadas. (Ver figura 2).

El cilindro interior se llena con aire y vapor de agua saturada a temperatura ambiente T_0 ; supongamos que la presión del vapor es P_0 su masa en moles N y el volumen de la mezcla V_0 . Podemos aquí aplicar la ecuación de gases ideales $P V = N R T$, con $R = \text{cte. universal de los gases} = 8.314 \text{ Joule/Kg mol K}$. Si rápidamente dejamos caer el pistón, el volumen de la mezcla aumentará a V mientras que temperatura y presión disminuirán a T y P_f respectivamente; T puede calcularse de la ecuación adiabática.

$$T_0 V_0^{\gamma-1} = T V^{\gamma-1} \quad \text{con} \quad \gamma = c_p/c_v = \text{rel. de calores}$$

$$\text{Si no hay condensación tenemos: } P_f V_f = N R T$$

La presión de saturación P , a la temperatura T , será menor que P_f ; por lo tanto tenemos sobresaturación (mezcla inestable). Si tenemos condiciones favorables la presión disminuirá hasta P debido a que el vapor se condensará (gas ó líquido). Sea m la masa en moles de vapor que queda; si el cambio en temperatura es despreciable tendremos

$$P V_f = m R T$$

Al pasar partículas en esa mezcla la ionizarán y las moléculas de vapor se condensarán sobre ellas formando gotas. La magnitud que determina el tamaño de las gotas se llama relación de sobresaturación

$$S = \frac{\text{densidad del vapor que existe}}{\text{densidad del vapor que existiría si estuviera en equilibrio estable}}$$

de ecuaciones anteriores:
$$S = \frac{N/V_f}{m/V_f}$$

$$y \quad S = \frac{P_f V_f / RT}{P V_f / RT} = P_f / P$$

La relación de P_f con el radio r de la gota, está dada por la ecuación:

$$\ln (P_f / P) = (R T \rho)^{-1} \left[2 (L / r) - \frac{e^2}{8 \pi K r^2} \right]$$

Desarrollada por J.J. Thompson y Lord Kelvin, donde ρ es densidad del líquido; L = tensión superficial del líquido; K = constante dieléctrica; e = carga de la partícula.

Experimentalmente se ha encontrado que la condensación es posible para un ión negativo si la razón de expansión $E = V_f / V_0$ está entre 1.25 y 1.31 (sólo para iones negativos); para iones negativos y positivos E debe estar entre 1.31 y 1.38. Si $E = 1.38$ habrá condensación aunque no existan iones.

Para usar nuevamente la cámara, se limpia de iones aplicándole un campo eléctrico.

2. Cámara de Burbujas

Fue inventada por Donald Glaser en 1952 y se basa en lo siguiente:

cuando se aumenta la presión de un líquido su punto de ebullición sube.

La cámara se llena con un líquido, H, He ó xenón, la temperatura es de -246°C para H, de -20°C para Xe; y una presión alrededor de 20 at.

Si súbitamente se baja la presión, el punto de ebullición bajará y las partículas al entrar ionizarán átomos a cuyos electrones entregan energía cinética que se convierte en calor y origina burbujas en el líquido; en ese instante se dispara una cámara fotográfica que luego mostrará las trazas dejadas por las partículas en su recorrido. La figura 3 es el esquema de una cámara de burbujas de 72 pulgadas.

3. Cámara de Chispa

Construida por S. Fukui & S. Miyamoto en 1959.

Consiste en una serie de placas conductoras rodeadas de un gas inerte generalmente 90% de Neón y 10% de He a una atmósfera de presión; la distancia entre placas es de 2 a 20 mm.

Las placas son de 1 mm. de ancho aproximadamente c/u y de 1 m. por lado; se usan de 25 a 128 placas.

Se conecta a las placas un potencial alternante que varía entre 10 Kev a 15 Kev. Cuando entra una partícula cargada un detector externo (Ver figura 4) conecta el alto voltaje y abre el obturador de la cámara fotográfica.

La partícula cargada produce iones en su camino, los cuales hacen que

salten chispas entre las placas (de cargas opuestas) dando por resultado una ruta visible.

Pueden colocarse dos cámaras fotográficas enfocadas en diferente ángulo para obtener fotografías estereoscópicas.

4. Emulsiones Fotográficas.

Cuando una partícula ionizante ó un fotón atraviesan una película ó emulsión fotográfica, los granos de bromuro de plata se ven afectados de manera que, al revelar la emulsión aparecen como granos negros de plata. Entonces allí ha quedado una imagen del camino de la partícula que puede verse en microscopio, debido al tamaño.

Por lo regular se usan para partículas de alta energía; debido a que la densidad de la placa es mayor que la de los elementos usados en cámaras de burbujas o niebla, el recorrido de la partícula será menor.

El grueso de las placas varía de 20 a 600 micrones. Se usa por lo general una pila de 80 a 100 de esas placas para obtener mayores datos.

5. Contador de Geiger-Muller.

Este contador lleva el nombre de sus inventores y consiste en un tubo (Ver figura 5) de cobre sin bases con un alambre delgado de wolframio en su eje central y colocado en un tubo de vidrio delgado, el cual contiene una mezcla de Argón 90% y 10% de algún vapor orgánico (alcohol etílico) ó algún halógeno (Cl_2 ó Br_2) a una presión de más ó menos 10 cm. de Hg.

Entre el alambre central y el cilindro de cobre se aplica una diferencia de potencial de unos 1,000 V. Cuando una partícula entra al tubo de vidrio ioniza átomos de Ar, cuyos electrones van hacia el alambre cargado positivamente y en su camino hacia él ionizan más átomos, por lo que al alambre

llega una avalancha de electrones que producen un pequeño impulso de corriente que es intensificado por un amplificador; la señal amplificada puede operar un dispositivo de recuento, ó un alta voz.

El vapor orgánico le entrega electrones a los iones positivos para que así no formen otra avalancha de electrones al chocar con el cilindro de cobre.

Además de estos instrumentos para detectar partículas, existen otros como son: cámaras de ionización, electros copios, contador proporcional, cámaras de difusión, contador de centelleo, detectores de estado sólido, detectores Cerenkov, etc. (ref. 7).

B. APARATOS PARA PRODUCIR PARTICULAS

Aceleradores de Partículas

El estudio de partículas elementales se basa en la exploración de la estructura nuclear de la materia. Ello se logra bombardeando núcleos con partículas altamente energéticas. Antes de la década de 1930 se utilizaron radiaciones naturales de algunos elementos y rayos cósmicos, pero la necesidad de tener fuentes seguras de partículas con rangos de energía constante, y disponible en cualquier momento originó la creación, por parte de los físicos, de aparatos capaces de producirlas; estos aparatos pueden agruparse en cuatro categorías, dependiendo del principio en que se basan:

- 1) Aceleradores de voltaje directo.
- 2) Aceleradores de resonancia.
- 3) Aceleradores sincronizados
- 4) Aceleradores de gradiente alterno

El único acelerador que no se incluye en ninguna de estas cuatro categorías es el betatrón.

En los párrafos siguientes discutiré cada una de las categorías y las máquinas que en ellas se incluyen.

1. Aceleradores de Voltaje Directo

Este tipo de aceleradores es el más numeroso, esencialmente está formado de tres partes:

- i) Una fuente de partículas que pueden construirse de dos maneras:
 - a) Un tubo de descarga con un pequeño agujero en el cátodo, a través del cual se obtiene un haz de iones positivos.
 - b) Una fuente termoiónica cuyo filamento produce un haz de electrones.
- ii) Un tubo al vacío, a través del cual las partículas son aceleradas; al final de este tubo se coloca el blanco que se ha de bombardear.
- iii) Una fuente de alto voltaje.

La energía cinética K que cada partícula adquiere está dada por $K = qV = eZV$, donde e y Z es el producto de la magnitud de la carga del electrón con el número atómico; para obtener un haz monoenergético, generalmente se usa un enfoque magnético que selecciona energías.

Los aceleradores de voltaje directo más utilizados son:

- a) Generador de Cockcroft-Walton
- b) Acelerador de Van de Graaff
- c) Acelerador Tandem de Van de Graaff

a. Generador de Cockcroft-Walton

Este aparato usa como fuente de una gran diferencia de potencial un circuito multiplicador en el que los capacitores se cargan en paralelo y se descargan en serie, alternativamente, para multiplicar el voltaje.

El circuito consiste de dos grupos de capacitores conectados en serie C_1, C_3, C_5, \dots y C_2, C_4, C_6, \dots (Ver figura 6) y un conjunto de rectificadores R_1, R_2, R_3, \dots que conectan los dos grupos de capacitores. Como resultado del pico de voltaje V en el secundario del transformador el capacitor C_1 se carga a un potencial V a través de R_1 . El voltaje a través de R_1 varía de 0 a $2V$, este voltaje se aplica al circuito $R_2 - C_2$, por lo que C_2 se carga a una diferencia de potencial de $2V$; este proceso continúa de la misma manera, duplicando así el valor del voltaje en cada capacitor de subíndice par.

El límite para seguir multiplicando el voltaje se debe a las descargas que se producen entre el aparato y el aire. Con este acelerador se ha logrado deuterones de más de 4×10^2 Kev.

b. Acelerador de Van de Graaff.

Este aparato es el primero en producir energías mayores que un Mev, con haces de intensidad de unos cuantos miliampers y de energía bastante homogénea.

Para su construcción se ha tomado como base el principio electrostático que dice: "en un conductor cargado las cargas siempre se acumulan en su superficie externa, sin importar el voltaje".

Una cáscara esférica conductora se carga por medio de una correa móvil, B , (Ver figura 7) que pasa por dos poleas R_1 y R_2 .

Una corona de puntas S se conecta a una diferencia de potencial controlable P_1 . Las puntas causan ionización del aire, lo cual repele los iones positivos que son colectados por la correa y depositados en el colector de pun-

tas C, de allí las cargas pasan a la cáscara esférica conductora.

Usando otra corona de puntas S' con voltaje inverso que el de S y proporcionado por una fuente P₂, se dobla la capacidad de la correa. El proceso puede continuarse hasta que la pérdida de carga de la esfera es igual a la proporcionada por la correa.

Llenando el tanque con aire ó nitrógeno a altas presiones y usando aisladores pequeños para sostener la esfera de alto voltaje, se ha logrado acelerar protones arriba de 8 Mev y corriente de más ó menos 10² amp.

Este aparato es una modificación del anterior; con él se ha logrado acelerar protones alrededor de 14 Mev y corrientes del orden de 1.5 amp.

Consiste en dos columnas aisladas en un tanque de presión (Ver figura 8); la terminal de alto voltaje común se carga de la misma manera que el anterior. Se usa una fuente de iones negativos, que se obtiene agregándole electrones a iones positivos, antes de entrar al tanque. Los iones negativos se aceleran hasta la terminal positiva de alto voltaje, donde son despojados de su carga y, como iones positivos son acelerados a través de la segunda columna.

2. Aceleradores de Resonancia.

La dificultad que, en los aceleradores de voltaje directo, presentan las descargas eléctricas, se evitó usando un principio diferente para acelerar las partículas. Las partículas se aceleran por pasos, usando resonancia, por aplicaciones sucesivas de un pequeño voltaje. Este proceso originó dos tipos de aceleradores:

- a) Ciclotrón ó acelerador cíclico
- b) Acelerador lineal

a. Ciclotrón

En la figura 9 puede apreciarse el diagrama de un ciclotrón. Una fuente, S, de partículas se coloca en el espacio vacío entre dos cajas conductoras llamadas "dees" por tener la forma de una D. Las "dees" están dentro de una cámara de vacío y conectadas a un voltaje alterno de alta frecuencia que produce un campo eléctrico alterno en el espacio vacío entre las "dees". Las "dees" están completamente aisladas y colocadas en un intenso campo magnético perpendicular a sus caras.

Supongamos que en un instante cualquiera un ión positivo sale de la fuente S, si D es positiva y D' negativa, el ión se dirige hacia D'. Una vez dentro de D' el ión no sufre ninguna influencia de campo eléctrico, porque dentro de un conductor con cargas en reposo éste es nulo, sin embargo, debido al campo magnético describirá una trayectoria circular. Si la frecuencia del voltaje alterno, es tal, que cuando el ión llega al espacio vacío entre las dees, D' es positiva, el ión es acelerado hacia D; siguiendo este proceso de aceleración se pueden obtener iones altamente energéticos que al final se extraen usando una pequeña deflexión magnética. La frecuencia

f de oscilación se obtiene así:

consideremos un ión de masa m y carga q que se mueve con velocidad v en un campo B. La fuerza que actúa sobre él es q v B; esta fuerza tiene la misma magnitud que la fuerza centrípeta, $m(v^2/r)$, donde r es el radio de la trayectoria circular, por lo tanto:

$$qvB = m(v^2/r) \quad \text{utilizando} \quad \omega r = v$$

$$\text{obtenemos: } qB = m \omega \therefore \omega = qB/m \Rightarrow f = qB/2\pi m$$

Notamos que f es independiente de la velocidad y el radio de la trayectoria (siempre que $v \ll c$).

La condición requerida para que el ion sea acelerado es que la frecuencia natural de resonancia dada por la ecuación anterior.

La máxima energía cinética que puede proporcionársele a las partículas es:

$$K_{\max} = 1/2 m v_{\max}^2 = 1/2 (qB r_{\max})^2 / m, \text{ pero } r_{\max} = R$$

$$K_{\max} = (1/2m) q^2 B^2 R^2$$

El límite para esta energía lo imponen las condiciones relativistas para la masa, porque a velocidades muy altas la frecuencia y la energía tienen, respectivamente, las siguientes expresiones:

$$f = \frac{qB}{2\pi m_0} \sqrt{1 - v^2/c^2}; \quad K = \frac{q^2 B^2 R^2}{2 m_0} \sqrt{1 - v^2/c^2}$$

donde m_0 es la masa medida por un observador en reposo con respecto a ella.

Un ciclotrón típico tiene una frecuencia de más o menos 1.1×10^7 c.p.s. y alrededor de 2×10^5 volts; el diámetro de las dees puede ser mayor de 8 pies; una densidad de flujo de 17 que se produce por un par de electroimanes con un peso aproximado de 400 toneladas. Se obtienen en estos aceleradores haces de: protones entre 1.2 Mev y 22 Mev, deuterones de 20 Mev y partículas alfa de 40 Mev.

El ciclotrón no puede usarse para acelerar electrones, debido a que, para una energía dada la velocidad de un electrón es mayor que la de partículas más pesadas y por lo tanto el incremento en masa es considerable.

b. Acelerador Lineal

Este aparato acelera partículas en trayectorias rectilíneas, usando el principio de resonancia. Debido a la gran diferencia de masas entre el protón y el electrón, la construcción de un acelerador de protones es diferente de la

de un acelerador de electrones.

i) Acelerador de Protones. (Ver figura 10).

Este acelerador está formado por un tanque de vacío largo en cuyo eje se colocan tubos cilíndricos conductores. Los tubos pares se conectan a una terminal de un oscilador de radio frecuencia y los impares al otro.

Supongamos que cuando un haz de iones positivos abandona el tubo 1, el tubo 2 es negativo. En el espacio entre esos dos tubos los iones son acelerados y dentro del tubo los iones viajan con velocidad constante, porque dentro de un conductor el campo es cero. La frecuencia del oscilador debe ser tal que al salir el haz del tubo 2, el tubo 3 sea negativo y así sucesivamente. Como la frecuencia del oscilador es constante, debe aumentarse la longitud de cada tubo para que el tiempo que el haz tarda en recorrer cada uno sea constante también, debido a que cuanto más alejado del tubo 1 se encuentre, su velocidad será mayor.

Sea v_n la velocidad en el n ésimo tubo. La frecuencia del oscilador es f , correspondiéndole un período τ y una longitud de onda λ . La longitud L_n del n ésimo tubo debe ser:

$$L_n = v_n (\tau / 2) = v_n (1/2f) = v_n \lambda / 2c = (v_n / c) (\lambda / 2)$$

Si el voltaje aplicado es V , que es ligeramente menor que el voltaje de salida del oscilador, la velocidad del protón se obtiene de:

$$1/2 M v_n^2 = neV \quad v_n = (2neV/M)^{1/2}$$

Combinando la segunda ecuación con la primera ecuación obtenemos:

$$L_n = (neV/2Mc^2)^{1/2} \lambda$$

Cuando los protones tienen velocidades muy grandes deben tomarse en cuenta

efectos relativistas.

El enfoque del haz se logra poniendo rejillas en la entrada de cada tubo ó con enfoque magnético en cada tubo.

ii) Acelerador de Electrones. (Ver figura 11).

La construcción de un acelerador lineal de electrones se basa en el recorrido de una onda que viaja dentro de cavidades resonantes. Los tubos usados en el acelerador lineal de protones son completamente eliminados y se utiliza en su lugar discos metálicos que actúan como guías circulares de onda y separados una tercera parte de la longitud de onda.

Esta construcción es diferente a la anterior, porque electrones de 2 Mev alcanzan una velocidad de $0.98c$. La aceleración que se logra es casi constante utilizando un oscilador de radio frecuencia con rangos entre 1.2×10^3 megahertz y 2.855×10^3 megahertz.

3. ACELERADORES SINCRONIZADOS

Estos aceleradores se utilizan para obtener mayores energías que los anteriores y están limitados por el incremento relativista de masa. Cuando se aumenta la energía de las partículas, en aceleradores de resonancia, la aceleración que se les proporciona es menor y llegan al espacio vacío cuando el potencial acelerador disminuye, perdiendo así energía. Este proceso se repite unas cuantas veces, hasta que la pérdida de masa disminuye a un valor tal que la velocidad de la partícula es la necesaria para estar en resonancia con la frecuencia aplicada.

Para evitar lo anterior se utiliza el principio de estabilidad de fase:

"La energía tiende a oscilar alrededor del valor correcto".

Este principio que se utiliza en los aceleradores sincronizados, se logra disminuyendo suavemente la frecuencia del voltaje aplicado ó incrementado el campo magnético de manera que sea satisfecha la ecuación:

$$f = \frac{qB}{2\pi m}$$

Basándose en este principio se han desarrollado dos tipos de máquinas:

- a) Sincro-ciclotrón ó ciclotrón de frecuencia modulada en el que B es constante y f variable.
- b) Sincrotrón en que f es constante y B variable, para electrones.

En sincrotrones de protones ambos son variables.

a. Sincro-ciclotrón.

Es en esencia un ciclotrón al cual se le aplica una frecuencia modulada que empieza a descender cuando el incremento en masa de las partículas es considerable, para efectos relativistas de aceleración; el descenso de frecuencia evita que las partículas se queden en órbitas circulares de radio fijo (Ver figura 12).

El haz aparece en forma de pulsos de más ó menos 60 ciclos por segundo, de unos cuantos microampers y alrededor de 350 Mev.

b. Sincrotrón

Debido a la gran diferencia en masa de protones y electrones, la construcción de sus respectivos sincrotrones es considerablemente diferente.

i) Sincrotrón de Electrones.

Un haz de electrones es pre acelerado (alrededor de 2 Mev) y se coloca en órbita circular de radio fijo.

El imán utilizado tiene la forma de un anillo y para minimizar las corrientes de eddy se utilizan láminas de hierro.

Como los electrones son acelerados usando una fuente de radio frecuencia, la intensidad del campo magnético es cíclicamente modulada de un valor bajo a uno alto, de manera que la órbita mantenga el radio constante.

La frecuencia aplicada depende del radio deseado y se obtiene utilizando la relación $f = c/2\pi r$ donde c es la velocidad de la luz en el vacío. Cuando los electrones pasan por la mitad del ciclo positivo del campo eléctrico ganan energía y en la otra mitad pierden energía; si un electrón cruza el espacio vacío con exceso de energía, tomará más tiempo en regresar a él, ya que su órbita será mayor y recibirá menos energía. Para que los electrones sean acelerados en forma correcta debe aplicarse el principio de estabilidad de fase.

La energía máxima que puede dársele al haz de electrones está limitada por la pérdida en radiación. No pueden acelerarse más cuando la energía entregada es igual a la pérdida por radiación.

Se han construido sincrotrones de electrones que producen haces de energía de 50 Mev a ~~~~~ 1.2 Bev.

Por ejemplo el sincrotrón de electrones del Instituto de Tecnología de California, Pasadena, tiene un radio de 3.76 m y produce electrones de 1.2 Bev.

ii) Sincrotrón de Protones. (Ver figura 12).

Debido a que la masa de los protones es mucho mayor que la de los electrones, la pérdida de energía es apreciable hasta unos 10 Bev.

Aunque el principio es el mismo, su construcción es diferente a la del de electrones.

El electroimán es en forma de anillos y su potencia se varía cíclicamente de valores bajos a altos con pulsos de corriente, de manera que el campo aumente de un valor bajo cuando se inyectan los protones, a un valor alto cuando salen.

Los protones oscilan alrededor de una órbita de equilibrio en la cámara de vacío. Cuando ganan energía aumentan su velocidad y frecuencia, debido a que alcanzan velocidades cercanas a la de la luz a muy altas energías (0.98c para $\approx 2 \times 10^3$ Mev). La frecuencia entonces se varía en un factor de 10, $f_o = c/2 \pi r$ a $f_f = 10c/2 \pi r$, durante la aceleración.

La frecuencia orbital debe igualarse con la frecuencia aplicada para que se aplique al principio de estabilidad de fase, por ello los protones deben ser acelerados cuando el campo magnético se está incrementando. Esto requiere una gran precisión para determinar la frecuencia.

4. Aceleradores de enfoque de gradiente alterno. Estos aceleradores reciben el nombre de sincrotrón.

Este sincrotrón usa una secuencia de electroimanes colocados de manera que el gradiente de campo magnético es muy fuerte en un lado y débil en el otro. Las partículas cargadas deben tener trayectorias que convergen en el gradiente "positivo" y que divergen en el gradiente "negativo"; allí se colocan regiones de enfoque y desenfoque, cuyo efecto neto es enfocar fuertemente las partículas en las direcciones transversales; este enfoque hace que las partículas oscilen muy poco alrededor de la órbita de equilibrio. Esto permite que los imanes y cámaras de vacío tengan una sección transversal mucho menor que la necesaria para construir ciclotrones con la capacidad de estos aceleradores.

Con aceleradores de gradiente alterno, pueden acelerarse protones hasta 30 Bev.

En el diagrama No. 12 se ve un sincrotrón que acelera protones preacelerados por un acelerador lineal de 124 tubos que les proporciona una energía de 50 Mev.

BETATRON

Este aparato es un acelerador de electrones, que utiliza el principio de inducción electromagnética. (Ver figura 13). En el betatrón los electrones se inyectan en una cámara de alto vacío, en forma anular, que se encuentra entre los polos de un electroimán. La corriente se envía en forma de pulsos, de manera que el flujo magnético varíe. Los electrones son acelerados por el campo eléctrico inducido por el cambio de flujo magnético en la órbita. Para que el radio de la órbita se mantenga constante es necesario que la guía de campo magnético tenga una forma especial; la relación entre el flujo magnético ϕ y el campo \vec{B} se obtiene así:

El campo eléctrico está dado por $\oint \vec{E} \cdot (d\vec{l}) = -d\phi / dt$. . .

$$E = (d\phi / dt) (1/2) \pi R \quad E \cdot dl =$$

donde R es el radio de la órbita.

La fuerza eléctrica es:

$$F = dP/dt = eE = (e/2 \pi R) (d\phi / dt) \quad . . .$$

$$P = e/2 \pi R (\phi_2 - \phi_1)$$

El campo magnético que produce una órbita circular es:

$$B = mv/Re \quad \text{por} \quad mv^2/R = evB \quad . . .$$

$$P = mv = BRE$$

Combinando las dos ecuaciones anteriores tengo que:

$$\phi_2 - \phi_1 = 2 \pi R^2 B$$

Esta es la condición del betatrón.

Los electrones entran al tubo justamente cuando el campo empieza a crecer. Este cambio de campo aumenta el potencial que a su vez incrementa la energía de los electrones. Los electrones se sacan cuando el campo está en su valor máximo.

Generalmente un betatrón acelera electrones hasta 300 Mev.; aunque su uso no está muy generalizado.

CAPITULO IV

PRINCIPIOS DE SIMETRÍA Y LEYES DE CONSERVACION

Sabemos que el espacio-tiempo es homogéneo (i.e. se puede elegir el origen arbitrariamente) e isótropo (i.e. no existe dirección privilegiada), lo cual significa que los resultados de un experimento deberán ser los mismos sin importar lugar y fecha, siempre que las condiciones experimentales sean las mismas. Lo que significa que a un sistema de coordenadas podemos trasladarlo ó rotarlo sin alterar por ello los resultados experimentales. Decimos entonces que el sistema es invariante ante esas transformaciones. Las transformaciones mencionadas (rotación y traslación) forman un grupo continuo de simetría y según el teorema de Noether, todo grupo continuo de simetría implica una ley de conservación.

En mecánica cuántica no sólo las simetrías continuas implican leyes de conservación, también lo hacen las simetrías discretas.

A pesar de las demostraciones en favor de lo anterior, estas leyes son experimentales y válidas mientras no se demuestre lo contrario.

En mecánica cuántica las cantidades conservadas aparecen como número cuánticos.

Daré una breve descripción de las simetrías que originan las leyes de conservación más conocidas:

1. Conservación de Energía y Momentum

La descripción de un proceso físico es invariante respecto a desplazamientos de tiempo, lo cual da como resultado la conservación de energía total.

La invariancia de un sistema físico respecto a la traslación en cualquier dirección origina la conservación de momentum lineal total y de la misma manera la invariancia respecto a la rotación origina la conservación del momentum angular (ref. 12 pp. 188). i.e. $[H,P] = 0$ y $[H,J] = 0$

2. Conservación de Carga

La transformación de carga está relacionada con las transformaciones de medida, que son desplazamientos en los ceros de potenciales electromagnéticos, escalar y vectorial V y \vec{A} respectivamente.

Las transformaciones de medida no afectan a $\vec{E} = -\nabla V$ y $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ puesto que se obtienen derivando los potenciales y esta invariancia lleva a la conservación de carga.

La carga del electrón ha sido verificada en una parte en 10^{17} y las clases de carga se producen en igual cantidad.

La ley de conservación de carga establece que la cantidad de carga antes de una reacción es igual a la cantidad de carga después de ella. (ref. 7 pp. 590).

3. Conservación de Paridad

Otro importante principio de invariancia, en mecánica cuántica, es el de simetría sobre reflexión en el espacio, el cual origina la paridad, que es un número cuántico útil.

De acuerdo a este principio, la imagen de un objeto en un espejo también existe en la naturaleza.

La paridad es una cantidad, que es invariante cuando la naturaleza no hace distinción entre izquierda y derecha.

Para dar un pequeño argumento en favor de la paridad consideremos un problema elemental.

Sea \bar{H} el hamiltoniano en tres dimensiones. Supongamos que $\bar{H} = \bar{H}(\vec{r})$ y es simétrico bajo reflexiones de espacio, i.e. $\bar{H}(\vec{r}) = \bar{H}(-\vec{r})$.

El desarrollo de un sistema físico se describe por medio de la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo; por ello:

$$\bar{H}(\vec{r}) \psi(r, t) = i(\partial \psi(r, t) / \partial t)$$

si reemplazamos \vec{r} por $-\vec{r}$ obtenemos:

$$\bar{H}(-\vec{r}) \Psi(-\vec{r}, t) = i(\partial \Psi(-\vec{r}, t) / \partial t)$$

usando la simetría de H tenemos:

$$\bar{H}(\vec{r}) \Psi(\vec{r}, t) = i(\partial \Psi(\vec{r}, t) / \partial t)$$

por lo tanto:

$$\Psi(\vec{r}, t) \quad \text{y} \quad \Psi(-\vec{r}, t)$$

son soluciones de la misma ecuación diferencial y podemos decir que:

$$\Psi(\vec{r}, t) = P \Psi(-\vec{r}, t)$$

donde $P = \pm 1$ es llamado paridad.

Cuando usamos el signo + decimos que tenemos paridad par, de lo contrario diremos que es paridad impar ($P = -1$).

4. Conservación de número Bariónico (B)

El número bariónico se define como el número de nucleones "escondidos" en la partícula (ref. 3) ó como el número de protones que aparecen en su último decaimiento. Por ello algunas veces se le llama carga nuclear.

La única propiedad conocida de el número bariónico es que satisface una ley de conservación y el hecho de que B se conserve, explica porqué algunas reacciones son prohibidas, a pesar que ninguna de las otras leyes conocidas, como la conservación de energía, momentum lineal, momentum angular o paridad, lo prohíben. Tal es el caso del protón que no puede decaer en un positrón y un rayo gamma, ó el de los protones que al interactuar entre sí, dan como resultado su estado final que está compuesto únicamente por piones. En esta última reacción, hipotética, tendríamos al inicio $B = 2$, (a un protón se le asigna $B = 1$) y al final $B = 0$ (a los piones se les asigna $B = 0$).

La simetría que dá origen a esta ley de conservación, se desconoce pero, experimentalmente, se ha encontrado que; en todos los acompañamientos el número

muónico y el número leptónico, también aquí las simetrías que las originan son desconocidas.

5. Conservación de Spin Isotópico T.

Este número cuántico se originó en física nuclear de bajas energías. Originalmente se introduce para explicar, con buena aproximación, el hecho de que las fuerzas nucleares son iguales para neutrón-neutrón, protón-protón y neutrón-protón.

Puede crearse, a partir de lo anterior, una descripción fenomenológica de las fuerzas nucleares, aunque esta descripción no es exacta por las correcciones que producen los efectos electromagnéticos.

Asumiendo que las interacciones nucleares son independientes de la carga y que la pequeña diferencia (1.3 Mev) de masa entre protón y neutrón, se debe a que 1.3 Mev están asociados al campo electromagnético que rodea al protón, podemos considerar que el protón y el neutrón son estados diferentes de la misma partícula.

Para distinguir el estado de neutrón y el estado de protón, le asignamos como variable dinámica su carga, que tiene únicamente dos valores. Sea

η_+ el estado de protón y η_- el estado de neutrón.

Podemos decir, cuándo una partícula es neutrón ó protón operando su función de onda con un operador $\overline{\sigma}_3$ que es, matemáticamente, análogo al operador $\overline{\sigma}_z$ en la teoría del spin del electrón (ref. 12 pp. 371), este operador se define así:

$$\overline{\sigma}_3 \eta_+ = \eta_+$$

$$\overline{\sigma}_3 \eta_- = -\eta_-$$

Es conveniente introducir, como en la teoría del spin del electrón, un operador que transforme protón en neutrón y viceversa, este operador es:

$$\begin{aligned} \bar{\tau}_1 \eta_+ &= \eta_- \\ \bar{\tau}_1 \eta_- &= \eta_+ \end{aligned}$$

Escogiendo η_+ y η_- como vectores base, introduzco la representación matricial para los operadores $\bar{\tau}_1$ y $\bar{\tau}_3$.

Esta representación es idéntica a las matrices $\bar{\sigma}_x$ y $\bar{\sigma}_z$.

$$\bar{\tau}_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} ; \quad \bar{\tau}_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

Para completar el álgebra del espacio de spin isotópico, introduzco:

$$\bar{\tau}_2 = -i \bar{\tau}_3 \bar{\tau}_1 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$$

Estas son las matrices de Pauli y por lo tanto cumplen:

i) $\bar{\tau}_k \bar{\tau}_l = -\bar{\tau}_l \bar{\tau}_k = i \bar{\tau}_m$ (k,l,m, cíclicos)

ii) $\bar{\tau}_k^2 = 1$

Las matrices $\bar{\tau}_k$ pueden usarse para representar el operador vectorial

$$\vec{T} = (\bar{\tau}_1, \bar{\tau}_2, \bar{\tau}_3)$$

en el espacio de carga y el vector $\vec{T} = 1/2 \vec{\tau}$ es llamado spin isotópico en analogía al spin \vec{S} .

Para N nucleones tengo que: $\vec{T} = \sum_{i=1}^N \vec{T}_i$

y la carga total del sistema se representa por el operador $\bar{Q} = e(1/2N + T_3)$

donde T_3 es la tercera componente del spin isotópico total. (ref. 14 pp.621)

Notamos, también, que si el operador hamiltoniano H es independiente de las variables de carga, (ref. 14 pp. 628), entonces conmuta con las tres componentes del spin isotópico total i.e. $[H, T] = 0$

Y como la matemática para el espacio de spin isotópico y las rotaciones en el espacio son iguales que la matemática para el espacio de spin, podemos concluir que el spin isotópico total $T \rightarrow$ se conserva.

La conservación de $T \rightarrow$ nos explica algunos fenómenos de interacciones fuertes en las cuales la carga del sistema nuclear no se conserva, por ejemplo en el decaimiento β .

En este trabajo me he basado en el nucleón, pero el spin isotópico es válido para todas las partículas. Y el número de estados de carga de una partícula está dado por $2T + 1$; al conjunto de estos estados se le llama el multiplete de la partícula.

Finalmente tenemos que el espacio de spin isotópico es tridimensional, mientras que el de spin es bidimensional.

6. Conservación de Extrañeza S

En física de altas energías algunas partículas como los kaones e hiperones (ver tabla 1) se consideraron extrañas, debido a que no se conoce su función en el universo y por su comportamiento diferente a las partículas mejor conocidas (por ejemplo piones y nucleones).

El nombre de partículas extrañas aún se utiliza para referirse a ellas.

Pueden obtenerse partículas extrañas por colisiones del tipo $\pi + N$, donde

N =nucleón. Las reacciones que ocurren son:



No se ha observado nunca una reacción que dé como resultado una partícula extraña y un pion.

Desde un punto de vista fenomenológico, puede describirse la situación introduciendo un nuevo número cuántico que supuestamente se conserva. Este número cuántico se define igual a cero para piones y nucleones y diferente de cero para partículas extrañas y es llamado extrañeza.

Como ejemplo para asignar el número de extrañezas consideraré las reacciones anteriores (ref. 23 y 1).

En la primera ecuación el número de extrañeza de Λ más el número de extrañeza de K deben sumar cero, por lo tanto definimos para Λ extrañeza -1 y por lo consiguiente 1 para K . En la segunda reacción tenemos que $S = 1$ para K y como la suma de extrañeza de Σ y K debe ser cero, Σ tendrá $S = -1$.

Se ha supuesto que S es una nueva forma de carga tal como la de nucleones y piones. Y que esta carga no puede ser creada ni destruida en interacciones fuertes, aunque en interacciones débiles S no necesariamente se conserva. Finalmente tenemos que:

Gell Mann y Nishijima sugieren: "La extrañeza S es dos veces el promedio de carga eléctrica de cada multiplete, menos la carga nucleónica B ", i.e.

(ref. 16) $2T+1$

$$\langle Q \rangle = \frac{Q/e}{2T+1} \langle \delta \rangle \quad Q = \frac{\sum_{i=1}^{2T+1} Q_i}{(2T+1)e}$$

donde e es la carga eléctrica del electrón.

Por lo anterior:

$$S = 2 \langle Q \rangle - B$$

7. Conservación de Hipercarga Y.

Las interacciones fuertes son independientes de la carga eléctrica, a quien se debe la diferencia de masa en los miembros de un multiplete; ahora bien, cuando se forman supermultipletes esperamos que la gran diferencia de masa entre miembros del supermultiplete se debe a que las interacciones fuertes responden a una supercarga, de la misma manera que las interacciones electromagnéticas responden a la carga eléctrica.

A esta supercarga se le ha llamado hipercarga y que esencialmente es el doble de la carga media del multiplete $\langle Q \rangle$, i.e.

$$Y = 2 \langle Q \rangle$$

Para encontrar una relación de hipercarga con los números cuánticos T_3 , S y B consideremos la carga Q de varias partículas, midiéndola en unidades de carga electrónica.

a) Para los mesones π

$$Q = \frac{T_3}{3}; \quad S = 0 \quad \text{y} \quad B = 0$$

b) Para el doblete de K^+ (en el espacio de spin isotópico)

$$Q = \frac{1}{2} + T_3; \quad S = 1 \quad \text{y} \quad B = 0$$

c) Para el doblete de K^- (en el espacio de spin isotópico)

$$Q = -\frac{1}{2} + T_3; \quad S = -1 \quad \text{y} \quad B = 0$$

Notamos que en a, b y c podemos expresar Q utilizando la siguiente fórmula:

$$Q = T_3 + S/2$$

Esta ecuación es válida para piones y kaones pero no para nucleones.

d) Para nucleones

$$Q = \frac{1}{2} + T_3; \quad S = 0 \quad \text{y} \quad B = 1$$

e) Para bariones Ξ

$$Q = -1/2 + T_3; \quad S = -2 \quad \text{y} \quad B = 1$$

f) Para bariones Σ

$$Q = T_3; \quad S = -1 \quad \text{y} \quad B = 1$$

Para que la ecuación de los tres primeros incisos pueda aplicarse a todos los anteriores (y a todas las partículas extrañas), podemos reescribirla así:

$$Q = T_3 + (S + B)/2 = T_3 + Y/2$$

Por la ecuación $S = 2 \langle Q \rangle - B$ se tiene que $Y = S + B$.

Finalmente tenemos que la invariancia con respecto a las transformaciones del grupo SU(2) implica la conservación de hipercarga en las interacciones fuertes.

8. Conservación de Paridad G.

Se describe la operación \bar{G} como conjugación de carga (ref. 23 pp. 316), seguida de una rotación de 180° alrededor del eje T_1 , en el espacio de spin isotópico. El eigenvalor del operador \bar{G} es llamado paridad G.* La paridad G se ha determinado únicamente en mesones, cuya hipercarga es cero.

Cualquier hamiltoniano es invariante ante rotaciones de 180° y ante conjugación de carga en el espacio de spin isotópico, por lo tanto será también invariante ante la conjugación de la paridad G y como consecuencia tenemos que G es un número cuántico que se conserva en todas las interacciones fuertes.

Para obtener datos sobre el comportamiento de partículas elementales, es necesario que ellas interactúen con el medio que las rodea. Esta interac-

ción produce cambios en ellas; quizá hasta en su naturaleza original. Las leyes de conservación proporcionan medios para obtener datos de algunas cualidades que no cambian en esas interacciones, lo cual nos permite obtener conocimiento sobre su comportamiento.

CAPITULO V

En este capítulo daré las propiedades mejor conocidas de algunas partículas y, en algunos casos, su manera de comportarse al interactuar con la materia.

Empezaré por las partículas más conocidas para llegar a las menos conocidas.

1. ELECTRON, POSITRON Y FOTON

a) Electrón - Positrón

La primera partícula que se identificó fue el electrón. En 1897 J.J. Thompson encuentra el valor de la relación (e/m) de partículas que van de un cátodo a un ánodo (rayos catódicos en tubos Geissler) y en 1909 Millikan determina el valor de e y se establece que los electrones tienen masa $m = 9.1 \times 10^{-31}$ Kg y carga $e = 1.6 \times 10^{-19}$ Cb.

Hasta el momento el electrón es la partícula mejor conocida. Debido a que se comporta como un pequeño imán, puede decirse, haciendo analogía con objetos macroscópicos, que tiene una rotación (spin) alrededor de un eje que pasa por su centro de masa que origina el momentum angular de spin \vec{S} y su momento magnético \vec{M} .

Una representación grosera de la teoría propuesta por P. A. M. Dirac para el electrón y que predice la existencia de su antipartícula, el positrón, puede hacerse así:

La energía total de una partícula de masa en reposo M_0 y momentum P está dada por:

$$E = \pm \sqrt{M_0^2 c^4 + P^2 c^2}$$

lo que da dos valores para E , y por lo tanto, según Dirac, puede ser que:

$$E \geq M_0 c^2 \quad \text{ó} \quad E \leq -M_0 c^2$$

lo cual significa que un electrón puede tener energía entre los valores del siguiente intervalo:

$$(-\infty, -M_0 c^2] \cup [M_0 c^2, +\infty)$$

Como todos los sistemas tienden a ocupar los estados de mínima energía, la razón por la cual encontramos sólo electrones negativos, es que todos los estados de energía negativa están ocupados (por el principio de exclusión de Pauli: no puede existir más de un electrón en un estado). Pero, si a un electrón de energía negativa puede entregársele una energía mayor que $2 M_0 c^2$ (por medio de un fotón) éste podrá subir a un estado de energía positiva, dejando un "agujero" en la región de energía negativa que se comportará como un electrón con carga positiva (positrón).

Un modelo que no toma en cuenta el concepto de estados de energía negativa totalmente ocupados, fue sugerido por E. Stuedkelberg (Helv. Phys. Acta., 14, p. 588, 1941; 15, p. 23, 1942) y desarrollado por R. Feynman (Phys. Rev., 76, p. 749, 1949), dice que el positrón es un electrón que retrocede en el tiempo.

En 1932, Anderson obtiene en cámara de niebla una fotografía (analizando rayos cósmicos), que muestra una partícula con carga eléctrica positiva ó negativa (no se sabe en que parte de la cámara entra la partícula) y con una masa igual a la del electrón. En el centro de la cámara de niebla se colocó una placa para poder identificar el signo de la carga. (fig.14). Al pasar por la placa la partícula pierde energía y su velocidad debe ser menor; por lo tanto, el radio de curvatura también disminuye. Observando

el dibujo vemos que la partícula debió entrar en la parte de arriba y su curvatura corresponde a una carga positiva; el flujo magnético entra en el papel. Este experimento confirma la existencia del positrón.

b. Fotón

Un átomo emite energía en forma discreta. A las cantidades mínimas de energía emitida, les llamamos cuantos de energía o fotones, que a su vez llevan cuantos de momentum lineal y angular.

La radiación de energía electromagnética está compuesta por fotones, que se comportan como onda algunas veces y otras como partículas. Tienen energía $E = h\nu$ y momentum $P = E/c$.

Los fotones interactúan con la materia de varias maneras, entre ellas:

- i) Efecto fotoeléctrico nuclear; un fotón de alta energía es absorbido por un núcleo, el cual emite un nucleón.
- ii) Resonancia nuclear por scattering; el núcleo es excitado por la absorción de un fotón que tiene energía igual a la diferencia de energía entre dos estados del núcleo.
- iii) Efecto fotoeléctrico; un fotón es absorbido por uno de los electrones de un átomo; el electrón sale del átomo con una energía cinética $K_e = h\nu - E_b$; donde E_b es la energía de enlace del electrón. Estos electrones no son emitidos isotrópicamente, sino en direcciones preferenciales, en dirección del vector eléctrico del fotón incidente. La distribución depende de la rapidez y de los electrones emitidos (fig. 15). La distancia r del origen a la curva, da la probabilidad de emisión de un fotoelectrón en dirección. θ

iv) Efecto Compton: un fotón choca con un electrón. El electrón absorbe al fotón incidente y emite otro fotón; el cambio en longitud de onda del fotón incidente y el emitido, bajo un ángulo θ es:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta)$$

donde λ' es la longitud de onda del fotón emitido y λ es la longitud de onda del fotón incidente. (fig. 16)

v) Producción de pares. (fig. 17) Cuando un fotón choca con una lámina de alto Z, el fotón desaparece y en su lugar aparece un par positrón - electrón. Este proceso ocurre solamente cuando el fotón tiene una energía mayor que

$$2 m_0 c^2 = 1.02 \text{ Mev}$$

Pues por conservación de energía tenemos que:

$$h\nu = 2 m_0 c^2 + K_e^- + K_e^+ + K(\text{de retroceso del núcleo})$$

2. PROTON Y ANTIPROTON

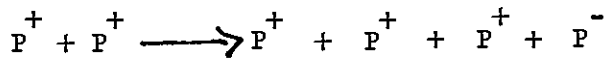
La idea del protón toma forma en el modelo atómico de Bohr quien envía sus modelos atómicos a E. Rutherford, después que éste y colaboradores han logrado dispersiones de 180° de partículas alfa por núcleos de oro. El protón puede estudiarse fácilmente, ya que está disponible como núcleo de hidrógeno. Su masa es 1836.12 veces mayor que la del electrón, pero de signo contrario y spin 1/2.

Después del descubrimiento del positrón se pensó que también debía existir una antipartícula para el protón, debido a que puede construirse para él, una teoría similar a la del electrón.

Por ser alta la energía necesaria para obtener antiprotones, no se tuvo evidencia de su existencia hasta 1955, año en que O. Chamberlain, E.

Segré, C. Wiegand y T. Ypsilantis en Berkeley, trabajaron para obtenerlo. Un artículo sobre su trabajo se publicó en Scientific American, junio de 1956, pp 37.

Consideraron la reacción:



Aquí es fácil de suponer que la creación del par $P^+ - P^-$ necesita una energía de $2 m_p = 1876 \text{ Mev}$; pero debemos tomar en cuenta que las partículas resultantes no quedan en reposo y que por lo tanto la energía debe ser mayor. Para determinar la energía mínima necesaria del protón incidente consideremos el siguiente proceso:

El momentum lineal antes del choque en el sistema del centro de masa para ambos protones será igual pero de sentido contrario y después del choque podemos considerar a las partículas en reposo; por lo tanto en el sistema de laboratorio las cuatro deben tener igual momentum, de valor $P_i = P_o/4$, donde P_o es el momentum del protón incidente; sus energías E_i serán también iguales. Para el protón blanco:

$E_b = m_p^2 c^2$; donde m_p es la masa en reposo del protón; para cada partícula resultante.

$$E_i = (P_o^2 c^2 / 16 + m_p^2 c^4)^{1/2}$$

y como $\Delta E = 0$ tenemos que:

$$(P_o^2 c^2 + m_p^2 c^4)^{1/2} + m_p^2 c^2 = 4 (P_o^2 c^2 / 16 + m_p^2 c^4)^{1/2}$$

resolviendo esta ecuación encontramos que:

$$P_o c = 4 (3)^{1/2} m_p c^2 \quad \text{entonces} \quad E_o = 7 m_p c^2$$

$$K = E_o - m_p c^2 = 6 m_p c^2 = 5628 \text{ Mev.}$$

Esta energía se pudo obtener en el betatrón del laboratorio de radiación de la Universidad de California en Berkeley. O. Chamberlain y sus colaboradores, se basaron en el hecho que los antiprotones serían muy raros y que por lo tanto tendrían que seleccionarlos de un haz de partículas negativas como: electrones, muones, piones y kaones. Los seleccionaron por medio de campos magnéticos (filtro de momentum) y midiendo su velocidad determinaron su masa.

El experimento lo realizaron de la siguiente manera: (fig. 18).

La distancia entre los contadores S_1 y S_2 es de 12 m, el momentum del haz de antiprotones es de 1.19 Bev/c; con este momentum los piones negativos tienen una velocidad de 0.99c mientras que los antiprotones viajan a 0.78c; por lo tanto el tiempo de vuelo entre los contadores S_1 y S_2 es de 4.0×10^{-8} s y 5.1×10^{-8} s, respectivamente.

Cuando un antiprotón pasa por S_1 emite un pulso y 5.1×10^{-8} s después lo emitirá S_2 ; para que estén en coincidencia puede construirse un circuito de manera que los dos pulsos lleguen a determinado punto al mismo tiempo y se obtenga así una sola señal. Es posible que exista coincidencia accidental, i.e. dos mesones pueden chocar con los contadores exactamente a los 5.1×10^{-8} s. Para evitar esta clase de coincidencia se colocaron dos contadores Cerenkov (C_1 y C_2).

El contador C_1 contenía un líquido cuyo índice de refracción era 1.276, cualquier partícula con $v/c < 1/1.276 = 0.785$ no emite radiación Cerenkov, mientras que cualquier partícula con $v/c > 0.785$ si emite esta radiación. El pulso resultante puede actuar con anticoincidencia en el circuito o desplazar la señal en la pantalla de un osciloscopio; es evidente que las partículas que emiten radiación Cerenkov en el contador C_1 no son antiprotones,

pues éstos tienen $v = 0.780c$.

Para mayor seguridad el contador C_2 emite pulsos cuando pasa una partícula con $0.75 < v/c < 0.78$ (en este punto la velocidad del protón se ha reducido a $v = 0.765c$).

El pulso emitido por C_3 se usa para asegurarse que la partícula ha atravesado C_1 y C_2 .

En un osciloscopio se obtuvieron pulsos hacia arriba de S_1 y S_2 , mientras que para C_1 pulsos hacia abajo. (fig. 19).

En la figura 19a aparece un pulso de anticoincidencia y la separación entre los pulsos de S_1 y S_2 es equivalente a 4×10^{-8} s, de ello concluimos que es un mesón pi negativo el que ha pasado.

En la figura 19b no existe pulso de anticoincidencia y la separación entre pulsos es equivalente a 5.1×10^{-8} s, lo que significa que allí pasó un antiprotón.

En la figura 19c aparece un ejemplo de coincidencia accidental en que pasaron dos muones por C_1 ; uno de ellos 5.1×10^{-8} s después que el primero pasó por S_1 .

Chamberlain y sus colaboradores variaron el campo magnético de manera que la masa aceptada por el sistema fuera menor, igual ó mayor que la del antiprotón; obtuvieron resultados sólo cuando la masa era igual a la esperada para el antiprotón, es decir 938.2 Mev.

En su reporte publicado en Phys. Rev. 100, 947 (1955) incluyeron, después de muchos chequeos, sesenta eventos garantizados como antiprotones.

Un experimento similar, pero más sofisticado para medir sección eficaz fue realizado y publicado por R. Armenteros en Phys. Rev. 119, 2068

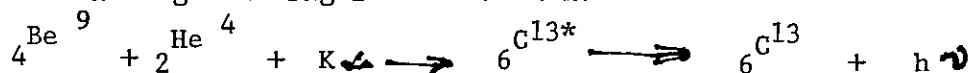
(1960) en el que obtuvo: ~ 100 mb para 1 Bev; ~ 20 mb para 1.25 Bev.

y 25 mb para 2 Bev.

3. NEUTRON Y ANTINEUTRON

En 1930 W. Bothe y H. Becker, encuentran que cuando se bombardean ciertos elementos, como berilio y boro, con partículas alfa de fuentes radiactivas naturales (por ejemplo polonio), emiten radiación, con un gran poder de penetración; esta radiación no es afectada por campos eléctricos ó magnéticos y no causa mucha ionización. Por las propiedades mencionadas se pensó que se trataba de una radiación de fotones de alta energía.

Cuando partículas alfa de polonio (de 5.3 Mev) interactúan con ${}^9_4\text{Be}$ se suponía que tenía lugar la siguiente reacción:



donde K = Energía cinética de la partícula alfa = 5.3 Mev y * significa que el ${}^{13}_6\text{C}$ está excitado.

Usando diferencias de masas podemos calcular la energía del fotón:

$$\begin{aligned} M({}^9_4\text{Be}) + M({}^4_2\text{He}) - M({}^{13}_6\text{C}) &= \Delta M \\ &= 9.01505 + 4.00387 - 13.00748 \\ &= 0.01144 \text{ amu} = (0.01144) (931.4) \text{ Mev} \\ &= 10.7 \text{ Mev} \end{aligned}$$

La energía disponible es entonces:

$$E = \Delta M + K = 10.7 + 5.3 = 16 \text{ Mev}$$

La energía de retroceso del ${}^{13}_6\text{C}$ es alrededor de 2 Mev por lo que la energía del fotón será de 14 Mev como máximo.

No se ha detectado en la radiación natural ningún fotón de esa energía.

En Francia I. Curie y F. Joliot, notan que cuando la radiación choca con material hidrogenado como la parafina, emite protones, que pueden ser detectados.

En otros experimentos se usó cámara de niebla, y otros materiales (en lugar de parafina) especialmente nitrógeno.

El máximo de energía de los protones y núcleos de N detectados en la cámara de niebla es de 5.7 Mev respectivamente.

Usando el efecto Compton para colisiones de un fotón con un núcleo de masa m encontramos la energía de la radiación incidente, $h\nu$.

Sea $h\nu'$ la energía del fotón emitido y θ el ángulo entre la dirección inicial y la del fotón emitido, entonces: la energía del núcleo de masa m debe ser:

$$h\nu - h\nu' = h\nu - \frac{h\nu}{1 + h(\nu/mc^2)(1 - \cos\theta)}$$

la energía máxima del núcleo se obtiene cuando:

$$\theta = 180^\circ \Rightarrow \cos\theta = -1$$

$$h\nu - h\nu' = h\nu \left(1 - \frac{1}{1 + 2h\nu/mc^2} \right)$$
$$= \frac{2h^2\nu^2}{mc^2 + 2h\nu}$$

Conocemos la energía K_N del núcleo, por lo tanto podemos conocer la energía $h\nu$ del fotón incidente.

$$h\nu - h\nu' = K_N \therefore$$

$$K_N = \frac{2h^2\nu^2}{mc^2 + 2h\nu} \Rightarrow$$

$$h\nu^2 - K_N h\nu - 1/2 K_N mc^2 = 0 \dots$$

$$h\nu = \frac{K_N \pm \sqrt{K_N^2 + 2 K_N mc^2}}{2}$$

Por lo tanto para experimentos donde se usa parafina tenemos que:

$$h\nu = \frac{5.7 \pm \sqrt{(5.7)^2 + 2 \times 5.7 \times 9.375}}{2}$$

$$= \frac{5.7 \pm 103.5}{2}$$

Usando sólo el signo positivo:

$$h\nu = 54.6 \text{ Mev}$$

y para experimentos en que se usa substancia nitrogenada

$$h\nu = 94.6 \text{ Mev}$$

Pero hemos visto que la energía disponible es como máximo 14 Mev, lo cual significa que la radiación no está formada por fotones.

En 1932 Chadwick propone que la radiación está formada por partículas sin carga eléctrica, pero con masa. La masa puede ser calculada a partir de los principios de conservación de energía y momentum así:

Consideremos una partícula de masa m_1 , y velocidad v , que choca central y elásticamente con una partícula de masa m_2 que está en reposo, entonces:

$$m_1 v_1 = m_1 u_1 + m_2 u_2 \quad \text{y} \quad m_1 v_1^2 = m_1 u_1^2 + m_2 u_2^2$$

donde u_1 y u_2 son las velocidades de las partículas de masa m_1 y m_2 , respectivamente, después del choque.

De la primera ecuación
$$u_1 = \frac{m_1 v_1 - m_2 u_2}{m_1}$$

y sustituyendo en la segunda ecuación queda:

$$\begin{aligned}
 m_1 v_1^2 &= (m_1 v_1^2 - 2 m_1 v_1 m_2 u_2 + m_2^2 u_2^2) / m_1 + m_2 u_2^2 \\
 &= m_1 v_1^2 - 2 m_2 v_1 u_2 + u_2^2 (m_2^2 / m_1 + m_2) \\
 - 2 v_1 u_2 + u_2^2 (m_2 / m_1 + 1) &= 0 \\
 u_2 &= 2 m_1 v_1 / (m_2 + m_1)
 \end{aligned}$$

Usando este resultado tanto para el Nitrógeno como para el protón obtenemos (los subíndices p, N y n indican masas y velocidades de protón, nitrógeno y neutrón, respectivamente).

$$u_p = 2 m_n v_n / (m_n + 1) \quad \text{y} \quad u_N = 2 m_n v_n / (m_n + 14)$$

$$u_p / u_N = (m_n + 14) / (m_n + 1)$$

$$m_n = (14 u_N - u_p) / (u_p - u_N) = (u_p - 14 u_N) / (u_N - u_p)$$

u_p y u_n pueden calcularse usando la fórmula relativista

$$u = c \sqrt{1 - 1 / (1 + K/m_0 c^2)}$$

y se obtienen los valores:

$$u_N = 4.7 \times 10^6 \text{ m/s} \quad \text{y} \quad u_p = 3.3 \times 10^7 \text{ m/s,}$$

por lo tanto $m_n = 1.156 \text{ uma.}$

Experimentalmente se ha encontrado que el valor de m_n está entre 1.005 y 1.008 uma.

Strominger, D. J. M. Hollander y G.T. Seaborg (Revs. Mod. Phys., 30, pp 585 (1958) encuentran que $m_n = 1.008982$ (3) uma.

Los neutrones no son afectados por campos magnéticos ó eléctricos, por lo tanto se concluye que su carga eléctrica es nula.

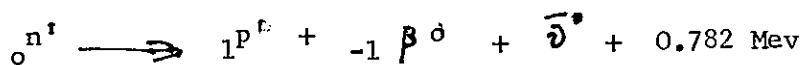
En la cámara de niebla recorre algunos metros produciendo uno ó dos pares de iones solamente.

Es una partícula de Fermi, de spin 1/2. Además, tiene un momento magnético

μ_n con un valor de $1.9135 \mu_N$ ($\mu_N =$ magnetón nuclear $= 5.0502 \times 10^{-24}$ erg/gauss) con igual dirección a la del spin pero de sentido opuesto.

El neutrón como todas las partículas tiene propiedades de onda; aunque no tiene carga eléctrica, si tiene momento magnético y debido a ello cuando un haz de neutrones pasa por un fuerte campo magnético muestra efectos de polarización.

Debido a que la masa del neutrón es ligeramente mayor que la del protón, energéticamente es posible la siguiente reacción:



De acuerdo a medidas experimentales se ha comprobado que el neutrón libre decae con una vida media de 12 (1.5) minutos (Frisch O. R., Progress in nuclear Physics, Vol. II, Oxford; Pergamon Press Ltd., 1952).

Para el electrón y protón sus antipartículas son idénticas a ellas pero con carga opuesta; para el neutrón que no tiene carga. La naturaleza de su antipartícula no es obvia y por lo tanto detectarla es difícil.

Sin embargo el neutrón tiene un momento magnético μ_n y éste depende

más de la corriente eléctrica que de la carga, por lo tanto se cree que el neutrón tiene una distribución interna de carga que da una carga neta igual a cero y que el antineutrón tiene una distribución interna de carga opuesta a la del neutrón; un ejemplo puede verse en la fig. 20.

La existencia de antineutrones es confirmada por B. Cork, G.R. Lamberton, O. Piccioni y W. Wenzel, quienes publican un artículo titulado "Antineutrons produced from antiprotons in charge-exchange collisions" en Phys. Rev. 104, 1193 (1956); ellos usaron una cámara de burbujas con propano. En ella entra un antiprotón que interactúa con un protón, formando un par neutrón-antineutrón; este par, a su vez, se aniquila, formando una estrella (partículas que se emiten en todas direcciones). La conclusión de que se había formado un par $n-\bar{n}$, la sacaron al observar que cuando pasaba un antineutrón, se formaban partículas neutras con masa similar a la del protón, y debería ser un par $n-\bar{n}$, debido a que se aniquilaban entre sí.

4. NEUTRINO Y ANTINEUTRINO

Los núcleos que decaen por emisión β^- o β^+ tienen espectros continuos con las características siguientes:

- i) Tienen un máximo de distribución y su correspondiente energía depende del tipo de núcleo usado.
- ii) Tienen una energía final que casi siempre es igual a la energía disponible. El punto de energía final es función del núcleo que decae.
- iii) El espectro continuo para la emisión de β^- y β^+ se observa tanto en el decaimiento natural como en el artificial.

Como la energía de las partículas beta es diferente, es conveniente usar energía promedio definida como:

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{E_0} N(E) E dE}{\int_0^{E_0} N(E) dE}$$

donde $N(E)$ es el número de partículas con energía entre E y $E + dE$, E_0 es la energía final. En la mayoría de los casos \bar{E} ES la tercera parte de la energía disponible.

El núcleo inicial y final tienen estados de energía definidos y la energía disponible es igual a la diferencia entre esos dos estados. La energía de retroceso del núcleo final es pequeña y por lo tanto puede despreciarse.

Ahora bien: ¿Qué pasa con los otros dos tercios de energía disponible?. Aparentemente no hay conservación de energía. Para explicar esto se han probado diferentes hipótesis pero la más afortunada es la del neutrino.

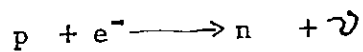
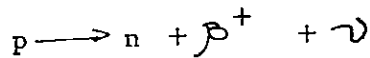
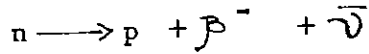
De acuerdo al modelo del núcleo, protón-neutrón, si allí hay A nucleones, su spin debe ser entero ó semientero y para que el momentum angular se conserve el cambio de spin debe ser entero. En la emisión beta el número de nucleones no cambia, pero el electrón tiene spin $\frac{1}{2}$ por lo tanto el momentum angular no se conserva. Estas dificultades y la no conservación de momentum lineal se evitaron cuando Pauli en 1934 sugirió que también se emite con el electrón una partícula llamada neutrino (ν), al cual se le asignan las siguientes propiedades:

- i) Carga cero; pues la carga se conserva sin necesidad de él.
- ii) Masa cero; por ello viaja a la velocidad de la luz.
- iii) la conservación de momentum angular requiere spin $\frac{1}{2}$.
- iv) El neutrino no causa ionización apreciable, lo cual significa que interactúa débilmente con la materia.
- v) Tiene momento magnético pequeño ó cero.

vi) Es creado en el momento del decaimiento y no puede estar dentro del núcleo.

Según lo anterior existe interacción entre nucleones, electrones y neutrinos.

Esta interacción está dada por:



donde $\bar{\nu}$ es la antipartícula del neutrino, i.e. el antineutrino. Debido a una ley de conservación (conservación de número leptónico) podemos adoptar la siguiente hipótesis: "cuando se crea una partícula debe, simultáneamente, crearse una antipartícula.

La diferencia entre un neutrino y un antineutrino es la siguiente:

El antineutrino tiene su vector de spin \vec{S} paralelo con su vector de momento lineal \vec{P} ; mientras que el neutrino tiene su vector de spin \vec{S} ; para simplificar se define la helicidad ó espiralidad como el coseno del ángulo entre \vec{S} y \vec{P} , por lo tanto la espiralidad del neutrino es -1 y la del antineutrino es 1 . (fig. 21).

a) Medida de la Masa del Neutrino

Para determinar la masa del neutrino se comparará la energía máxima de los rayos beta con la energía disponible. En la emisión de una partícula beta, ésta puede tener una energía máxima E_{\max} .

Sea ΔM la diferencia de masa de el núcleo inicial y de el núcleo final, y m_{ν_0} la masa en reposo del neutrino.

La relación para E_{\max} de un electrón se obtiene utilizando el principio de conservación de energía así:

$$E_0 = M_0 c^2 \quad \text{y} \quad E_f = (M_f + m_e) c^2 + K_f + K_e$$

donde m_e es la masa en reposo del electrón, K_e su energía cinética y K_f energía cinética del núcleo resultante.

El valor Q es:

$$Q = K_f + K_e = (M_o - M_f - m_e)c^2$$

Para obtener Q en función de M(Z) se utilizan las masas atómicas y se desprecian las pequeñas energías de enlace, de la siguiente manera:

$$M(Z) = M_o + Z m_e ; \quad M(Z + 1) = M_f + (Z + 1)m_e \dots$$

$$M_o = M(Z) - Z m_e \quad \text{y} \quad M_f = M(Z + 1) - (Z + 1)m_e \implies$$

$$Q = (M(Z) - M(Z + 1)) c^2$$

Si tomamos en cuenta al neutrino tenemos que:

$$Q = (M(Z) - M(Z + 1) - m_\nu) c^2 \quad (\Delta M - m_\nu) c^2$$

Es de notar que si:

$$K_f = 0 \quad K_e = E_{\max} = (M - m) c^2$$

Para la emisión de un positrón tenemos

$$Q = K_f + K_e (M_o - M_f - m_e)c^2$$

Nuevamente usamos masas atómicas

$$M(Z) = M_o + Z m_e \quad \text{y} \quad M(Z - 1) = M_f + (Z - 1)m_e \dots$$

$$M_o = M(Z) - Z m_e \quad \text{y} \quad M_f = M(Z - 1) - (Z - 1)m_e \implies$$

$$Q = [M(Z) - M(Z - 1) - 2 m_e] c^2 \approx (\Delta M - 2 m_e) c^2$$

Sin despreciar la masa del neutrino

$$Q = (\Delta M - 2 m_e - m_\nu) c^2$$

$$\text{haciendo } K_f = 0 \implies K_e = E_{\max} = (\Delta M - 2 m_e - m_\nu) c^2$$

En esta ecuación se conoce m_e y ΔM se obtiene midiendo experimentalmente el valor Q; E_{\max} también se mide experimentalmente.

Los mejores resultados para m_ν se han obtenido combinando las reacciones (p,n) y (n,p); con emisión de positrón y electrón respectivamente; como ejemplo consideremos:

La reacción $C^{13}(p,n)N^{13}$ (endotérmica) con $Q = -3.003(3)$ Mev, es una forma de obtener N^{13} para luego desintegrarse así: $N^{13} \longrightarrow C^{13} + e^+ + \nu$

Para la primera reacción:

$$(\Delta M + m_n - m_p)c^2 = 3.003 \text{ Mev}$$

donde $(m_n - m_p)c^2 = 0.780 \text{ Mev}$ es la diferencia de masa del neutrón y del átomo de hidrógeno, por lo tanto:

$$\Delta M c^2 = 2.223 \text{ Mev}$$

Y para la siguiente reacción se encuentra, experimentalmente, que $E_{\text{max}} = 1.200 \text{ (3) Mev}$, de donde resulta que:

$$m_{\nu} c^2 = (\Delta M - 2 m_e)c^2 - E_{\text{max}} = - 0.001 \text{ Mev}$$

$$m_{\nu} = - 1.77 \times 10^{-33} \text{ Kg} = - 1.95 \times 10^{-3} m_e$$

Otra reacción endotérmica usada para determinar la masa del neutrino es:

$$H^3(p,n) H_e^3 \quad \text{con } Q = - 0.764 \text{ (1) Mev y } E_{\text{max}} = 0.018 \text{ (2) Mev.}$$

De la reacción inicial

$$Q = (M_H + m_p)c^2 - (M_{He} + m_n)c^2 = - 0.764$$

$$= (\Delta M - (m_n - m_p)) c^2$$

$$\Delta M c^2 = 0.780 - 0.764 = 0.016 \text{ Mev}$$

Por lo tanto:

$$E_{\text{max}} = 0.018 = 0.016 - m_{\nu} c^2$$

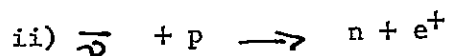
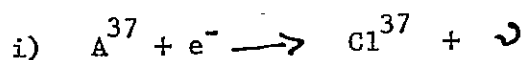
$$m_{\nu} = 0.00 \text{ (3) } m_e$$

Los experimentos indican que $m_{\nu} < 10^{-3} m_e$ y en experimentos más refinados con la ayuda de la teoría de Fermi para el decaimiento beta se concluye que

$$m_{\nu} \leq 5 \times 10^{-4} m_e.$$

A pesar de obtenerse valores (aunque pequeños) para la masa en reposo del neutrino, se supone que ésta debe ser cero. Para confirmar la existencia del neutrino se han ideado experimentos en los cuales puede medirse el retroceso del núcleo en emisión beta. Se basan en la conservación de energía y momentum en forma simultánea. Debido a que la masa del núcleo emisor es muy grande, se presentan serias dificultades para medir su velocidad de retroceso.

La existencia del neutrino se ha confirmado en muchos experimentos, en la mayoría de los cuales se han utilizado las reacciones



La primera la utilizaron G. Rodeback y J. Allen (Phys. Rev. 86, 446 -1952-); la segunda F. Reines y C. Cowman, Jr. quienes determinaron que la sección eficaz para estas reacciones es de $1.1 (2.6) \times 10^{-43} \text{ cm}^2$; lo cual significa que para reducir el flujo incidente de neutrinos a una tercera parte, debería atravesar plomo cuyo espesor fuera de 92 años luz.

5. MESONES PI

En 1933 Heisenberg para explicar las fuerzas nucleares sugiere que debe haber; un intercambio de alguna partícula en forma análoga al intercambio de fotones en la teoría electromagnética. Por supuesto que este intercambio no debe considerarse como el intercambio clásico de pelotas, pues el significado de él es que la misma ecuación de onda que describe la propagación de piones libres (ó fotones), también describe fuerzas en las que intervienen piones (ó fotones). En 1935 H. Yukawa propone una teoría al respecto (ver cap. VI) en la que propone el intercambio de mesones pi ó piones entre nucleones, para explicar las fuerzas nucleares. Los piones se han detectado en tres estados de carga: π^{+} , π^{-} y π^{0} ; los primeros dos son considerados partícula y antipartícula, mientras que el tercero es su propia antipartícula.

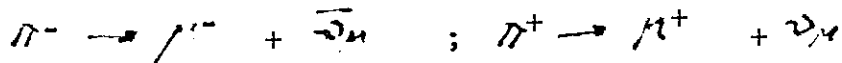
Las masas de los piones son las siguientes:

$$m(\pi^{+}) = m(\pi^{-}) = 140 \text{ Mev} \quad \text{y} \quad m(\pi^{0}) = 135 \text{ Mev}$$

Todas tienen spin 0 y no cumplen el principio de exclusión de Pauli y por lo tanto son bosones.

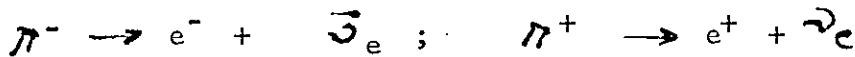
En el proceso para su producción intervienen generalmente interacciones fuertes y su decaimiento lo hacen vía interacción débil los piones cargados, mientras que el pion neutro vía interacción electromagnética. (Ver interacciones en cap. VI).

i) Decaimiento de piones cargados; generalmente decaen así:



(las partículas μ y $\bar{\nu}_\mu$ se discuten adelante).

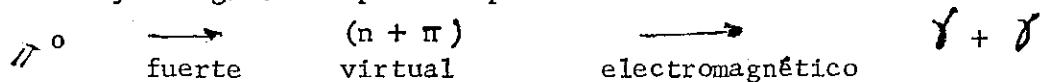
Un modo alternativo, con una probabilidad de un evento en diez mil es el siguiente:



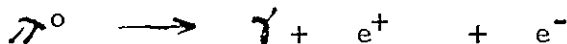
Entre fermiones siempre se ha observado interacción débil, pero no entre bosones. El decaimiento de piones se explica si el proceso pasa por un estado virtual. Para tiempos muy pequeños, tales que pueda satisfacerse el principio de incertidumbre de Heisenberg la energía puede ser, momentáneamente, suficiente para que exista un par de nucleones, por ejemplo:



ii) Decaimiento del pion neutro; el π^0 no tiene ni carga ni momento magnético y por lo tanto debe ser independiente del campo electromagnético; en su decaimiento también debe intervenir un proceso virtual. El π^0 está fuertemente acoplado en el campo nuclear y en un tiempo demasiado pequeño puede existir como un par de nucleones, los cuales se desintegran conservando momentum y energía. El proceso puede ser así:



En 80 decaimientos puede encontrarse esta otra forma:



siempre considerando el proceso virtual anterior.

A este par de electrones se les llama par de Dalitz por ser él quien calculó por primera vez este proceso.

6. MESONES MU (MUONES).

En 1937 S. Neddermeyer y C. Anderson en el Instituto de Tecnología de California, se encontraban estudiando rayos cósmicos en una cámara de niebla; allí detectaron partículas que ionizan menos que los protones y tienen menos energía que los electrones. Independientemente J. Street y E. Stevenson, en la Universidad de Harvard, hicieron experimentos similares con resultados iguales. Se observó que unas partículas tienen carga positiva y otras negativa. Su masa es menor que la del protón pero mayor que la del electrón, alrededor de $200 m_e$. Por mucho tiempo se pensó que eran las partículas de Yukawa pero las detectadas interactuaban débilmente mientras que para interactuar en el núcleo y en el tiempo del orden de 10^{-23} deberían interactuar fuertemente. En 1947 al descubrirse los piones se despejó la duda anterior. Fermi designó a estas partículas con el nombre de muones.

A continuación se discutirá una manera de determinar la masa del muón.

Para cualquier partícula elemental de masa m , carga q y de un momentum angular intrínseco \vec{S} puede encontrarse que cualquier momento magnético asociado $\vec{\mu}$ está relacionada con \vec{S} de la forma siguiente:

$$\vec{\mu} = (g q/2 m) \vec{S}$$

g es una constante (adimensional) de proporcionalidad llamada factor g ; el hecho de dividirla por 2 es convencional.

Si se tienen datos de dos ó más partículas podríamos formar razones de la siguiente manera:

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{(g_1 q_1 / 2 m_1) S_1}{(g_2 q_2 / 2 m_2) S_2} = \frac{q_1 g_1 S_1 m_2}{q_2 g_2 S_2 m_1} \quad \therefore$$

$$m_2/m_1 = (g_2 q_2 S_2 / g_1 q_1 S_1) M_1 / M_2$$

Para el caso del electrón y el muón negativo la carga y el spin son iguales y por lo tanto la relación anterior queda así:

$$m_\mu / m_e = (g_\mu M_e / g_e M_\mu)$$

La masa del electrón es muy bien conocida:

$$(m_e = 0.5110041 (16)).$$

En abril de 1972 Arthur Rich y John C. Wesley (ref. 20), publican un trabajo en el cual dan los siguientes valores para las anomalías del electrón a_e y del muón a_μ (la anomalía se define como $a = (|g| - 2 / 2)$).

$a_e = (1159655.3 (2.5)) \times 10^{-9}$ con una precisión de 1.9 partes por millón y

$a_\mu = (1165878 (17)) \times 10^{-9}$ con una precisión de 15 partes por millón.

Ambos valores son teóricos. Por lo tanto se obtienen g_e y g_μ con los valores siguientes:

$$g_e = 2.0023193106 (5) \quad \text{y} \quad g_\mu = 2.002331756 (34)$$

En mayo de 1972 en un trabajo publicado por K. M. Crowe y sus colaboradores (ref. 18), determinan que el momento magnético del muón es: $M_\mu = (3.1833467 (82)) M_p$ con una exactitud de 2.6 p.p.m. donde M_p es el momento magnético del protón.

Con estos resultados se obtiene un valor de 105.6594 (4) Mev para la masa del muón.

7. NEUTRINO Y ANTINEUTRINO ASOCIADO CON MESONES.

El electrón y el muón aparentemente son idénticos, salvo que el muón es ~207 veces más masivo que el electrón. En la emisión beta toman lugar las reacciones: (Tipo A)

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

$$p \longrightarrow n + e^+ + \nu_e$$

$$p + e^- \longrightarrow n + \nu_e$$

y en el decaimiento de mesones: (Tipo B)

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

$$\mu^\pm \longrightarrow e^\pm + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$$

Para que se cumplan las leyes de conservación de energía y momentum en el decaimiento de π y μ debe existir una partícula neutra, casi sin masa y de spin $\frac{1}{2}$. Los neutrinos en el tipo de decaimiento A deben ser diferentes de los que intervienen en el tipo B, porque de lo contrario en el proceso:

$$\mu^- \longrightarrow e^- + (\bar{\nu} + \nu)_{\text{virtual}} \longrightarrow e^- + \gamma$$

ducedería que: $\bar{\nu} + \nu \longrightarrow e^- + e^+ \longrightarrow \gamma$

lo cual no se ha observado nunca. Debido a que el neutrino no es afectado por el campo electromagnético y los rayos gamma no responden a interacciones débiles, los neutrinos formarían un par e^-, e^+ que daría como resultado un fotón. Para confirmar la hipótesis de las dos clases de neutrinos, se diseñó un experimento usando el ciclotrón de 30 Bev de Brookheaven; este acelerador produce un haz intenso de piones y de ellos se originan muones y neutrinos. Por ser conveniente se usa la reacción inversa:

$$\nu_\mu + n \longrightarrow p + \mu^-$$

$$\bar{\nu}_\mu + p \longrightarrow n + \mu^+$$

Si los neutrinos son iguales, la reacción siguiente debe tener la misma probabilidad de suceder:

$$\nu_\mu + n \longrightarrow p + e^-$$

$$\bar{\nu}_\mu + p \longrightarrow n + e^+$$

El experimento se llevó a cabo de septiembre de 1961 a junio de 1962 y pasaron por la cámara 10^{14} neutrinos; se lograron 25 reacciones esperadas. Además, se tomaron 5×10^3 fotografías, de las cuales 51 muestran colisiones con neutrinos, 29 muestran huellas de muones y 22 de mesones μ y π u otros tipos. Se observan unas cuantas huellas de electrones como resultado de otras reacciones. Las huellas de los muones son rectas, mientras que las de los electrones son erráticas. En el experimento se observaron mesones pero ningún electrón producido por el flujo de neutrinos; lo cual comprueba que éstos son de dos tipos, uno para las reacciones del tipo A y otro para las reacciones del tipo B.

8. PARTICULAS EXTRAÑAS

Hace algunos años (1947) se descubrieron, en rayos cósmicos, nuevas partículas fuertemente acopladas. C. Butler y G. Rochester (Natura 160, p. 855, 1947), en la Universidad de Manchester, encuentran decaimientos como el mostrado en la figura 22.

En la figura 22a ocurre un decaimiento: $\Lambda^0 \longrightarrow p^+ + \pi^-$ y en la figura 22b: $\Sigma^+ \longrightarrow n + \pi^+$

Estas partículas no se esperaban, no eran necesarias y no se entendieron en absoluto. Sus propiedades eran confusas e inexplicables por las teorías existentes. Se producen copiosamente; por lo tanto su creación se debe a interacciones fuertes, pero, su decaimiento es del orden de 10^{-10} s, lo cual indica que decaen por interacciones débiles. Se sabe que si una partícula se produce por interacciones fuertes, debe decaer por interacciones fuertes, (principio de reversibilidad). El hecho de que no obedezcan este principio, les valió el nombre de "partículas extrañas".

Algunas de ellas son: lambda (Λ^0), sigma (Σ^+ , Σ^- , Σ^0), xi (Ξ^- , Ξ^0) llamadas hiperones, por ser más pesadas que los nucleones y kaones,

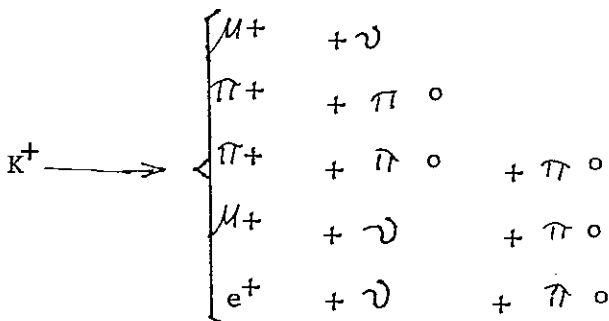
(K^+ , K^- , K^0 , \bar{K}^0), mesones pesados con masa mayor que los piones, pero, menor que la de los nucleones.

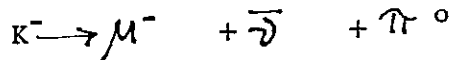
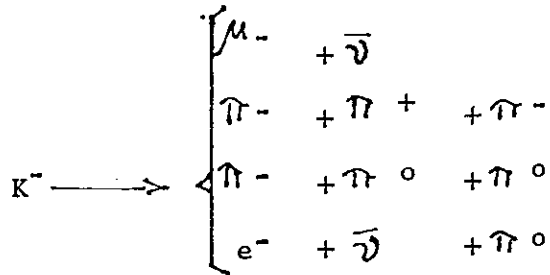
A. Pais (Phys. Rev. 86, p. 513 -1952-) y otros dicen que las partículas extrañas se producen en grupos de dos o más; este concepto se conoce como producción asociada. Por ejemplo, un kaón debe producirse con su antipartícula o con un hiperón y un antikaón debe producirse con un antihiperón. El principio de reversibilidad se cumple en estos procesos, debido a que su naturaleza impide que sea reversible, ya que no tienen suficiente energía; y por lo tanto deben decaer en interacciones débiles.

Se cree que en partículas todos los procesos no prohibidos por alguna ley, necesariamente deben ocurrir; Gell-Mann dice: "lo que no es prohibido es obligatorio."

A. Mesones K

En la década de 1940, se observaron nuevas partículas cuando se estudiaban interacciones nucleares fuertes en intervalos muy cortos de tiempo. Los resultados de estos experimentos no se comprendieron; (la mayoría se llevó a cabo con rayos cósmicos). Al inicio se les llamó a estas partículas, partículas V, debido a que las trazas dejadas por ellas en cámara de niebla, semejaban una letra V. En 1949 C. Powell y colaboradores, descubren las partículas K^+ en emulsiones fotográficas; determinaron que su masa es de $964 m_e$, spin cero, paridad impar, spin isotópico $\frac{1}{2}$ y una vida media de $1.240 (3) \times 10^{-8}$ s. Después se encontró su antipartícula K^- , que es diferente de K^+ , únicamente en carga y número de extrañeza. Tienen varias formas de decaimiento, entre ellas están:

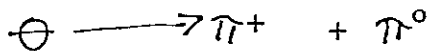




A mediados de 1950 se originó el fenómeno llamado paradoja theta-tau; cuya solución le dió el premio novel a Lee y Kang. Se detectó el kaón neutro, observándose que decaía así:



algunas veces y otras así:



Se creyó que se trataba de dos partículas diferentes.

La masa de la partícula τ se midió en las trazas dejadas por los piones y, con mucha dificultad (debido a que π^0 no deja traza) se encontró la masa de que resultó ser igual a la de τ .

La forma en que se producían ambas partículas, el tiempo de vida, entre otras características, es igual, por lo tanto τ y θ deberían ser la misma partícula que tiene dos formas de decaimiento. Sin embargo, la paradoja está en que el mesón π tiene paridad impar y en el decaimiento θ los dos piones salen en direcciones opuestas, por lo tanto con momentum angular relativo igual a cero. La paridad de una función que describe momentum angular relativo 0,2,4,6,... es par y para momentum angular relativo 1,3,5,7,... es impar.

Por ello la paridad de nuestro sistema (π^+, π^0) debe ser par y en virtud de la ley de conservación de paridad, la partícula θ debe tener paridad par. Para el decaimiento de τ debe tomarse en cuenta la distribución geométrica del momentum angular relativo de las tres partículas; un análisis cuidadoso nos lleva a la conclusión de que τ tiene paridad impar.

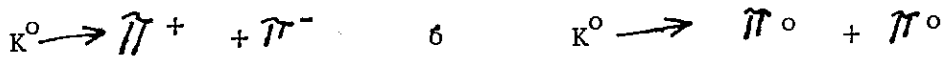
¿Cómo es posible que una partícula tenga paridad par y también paridad impar?

La solución dada por Lee y Yang es que en interacciones débiles no hay conservación de paridad.

La producción de mesones K con hiperones se explicó en términos de la conservación de extrañeza S.

K^0 se encuentra con extrañeza positiva y negativa.

En interacciones débiles S no se conserva y K^0 puede decaer así:



mientras que su antipartícula $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$

Los productos de decaimiento son idénticos y por lo tanto K^0 y \bar{K}^0 , deben ser idénticas; pero durante su creación tienen extrañeza con signo contrario.

Pais y Gell-Mann predicen que K^0 y \bar{K}^0 pueden describirse, en su decaimiento, como estados con igual probabilidad de ser K^0 con $S = 1$ y \bar{K}^0 con $S = -1$.

Esto lo describe la mecánica cuántica como dos estados que consisten de dos términos que pueden enlazarse como una suma ó una diferencia. Cuando existe

interferencia constructiva, se dice que el estado de decaimiento es K_1^0 y dá como resultado un decaimiento en π^+ y π^- en 0.7×10^{-10} s; si hay in-

terferencia destructiva tenemos el estado K_2^0 y no puede existir decaimiento.

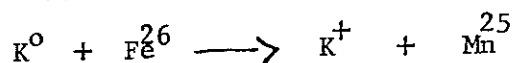
La probabilidad de que K^0 ó \bar{K}^0 pueda decaer en 0.7×10^{-10} s es de 50%. Un haz de kaones neutros puede cambiar rápidamente de estado K_2^0 al K_1^0 y decaer en dos piones.

Ninguno de los dos estados K_1^0 y K_2^0 tienen extrañeza definida, pero ambas combinaciones de estados pueden describirse como K^0 y \bar{K}^0 . Este comportamiento extraño se ha confirmado experimentalmente.

Consideremos un ejemplo simple: (fig. 23)

Un haz de K^0 viaja con $v = 0.9c$, en su trayectoria se coloca un trozo de hierro,

algunos kaones reaccionan con el hierro formando otras partículas, (kaones positivos); este intercambio de carga puede escribirse así:



Ahora el trozo de hierro se corre unos cuantos centímetros, siempre sobre la trayectoria de los kaones y se observa que el proceso de intercambio de carga no ocurre; pero, si de nuevo corremos el trozo de hierro unos cuantos centímetros más, el proceso vuelve a ocurrir.

Este experimento confirma el hecho que el mesón K^0 es la mezcla de dos estados con igual probabilidad de existencia y que el haz en un intervalo de tiempo estará en un estado y en el siguiente intervalo estará en otro.

Los mesones K^0 se producen siempre asociados con una partícula llamada Λ^0 con extrañeza negativa y que más adelante se describe.

B. Hiperones

Los hiperones en términos de spin isotópico se clasifican como: un singlete (lambda), un triplete (sigma), un doblete (xi) y un singlete (omega menos); éste último se clasifica a veces como resonancia (las resonancias se discuten adelante).

Todos los hiperones parece que estuvieran compuestos por nucleones y mesones. Casi siempre se producen en compañía de kaones. Por ser partículas extrañas deben decaer por medio de interacciones débiles, con excepción de Σ^0 que decae por interacción electromagnética. Tienen extrañeza negativa; sus antipartículas extrañeza positiva y todas tienen spin $\frac{1}{2}$.

El descubrimiento de estas partículas no se debe a una sola persona, aunque la mayoría fueron postuladas independientemente por M. Gell-Mann (Phys. Rev. 92. p. 833, -1953) y K. Nishijima (Prog. Theor. Phys. (Japón), 12. p. 107, -1954-; 13. p. 285, -1954-).

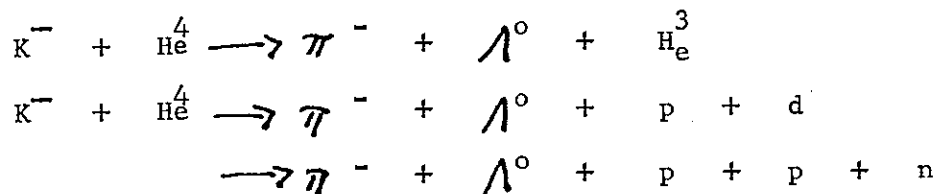
Seguidamente se discuten algunas características de los hiperones:

La partícula Λ^0 se produce en laboratorio en 1953, por W. Fowler, R. Shutt y A. Thorndike, (Phys. Rev. 91. p. 1287 -1953-); un haz de mesones pi de 1.5 Bev entran en una cámara de niebla llena con hidrógeno a 18 atm. colocada en un campo magnético de 1.1×10^4 gauss. Un pion interactúa con un protón, produciendo un hiperón y un kaón, i.e.: $\pi^- + p \longrightarrow \Lambda^0 + K^0$

Por conservación de energía y momentum se determinó que Λ^0 tenía una energía de 1.26 Bev y antes de decaer en un protón y un pion recorrió 0.65 cm.

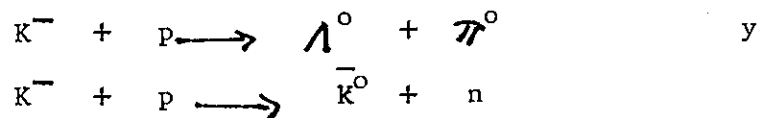
Se determinó que Λ^0 y su antipartícula $\bar{\Lambda}^0$ tienen una vida media de 2×10^{-10} s y masa $M_{\Lambda} = 1115.4$ Mev.

En marzo de 1972, L. G. Hyman, K. O. Bunnell, M. Derrick, P. Katz y G. Keyes, (ref. 17) usando hiperones Λ^0 producidos por kaones negativos en una cámara de burbujas con helio, miden la masa de Λ^0 - las reacciones que usaron son:



Obtuvieron como resultado que $M = 1115.59$ (3) Mev.

En septiembre de 1972 A.J. Van Horn, R.P. Ely y J. Louie en E.O. Lawrence Berkeley Laboratory, University of California; investigando reacciones de la forma:

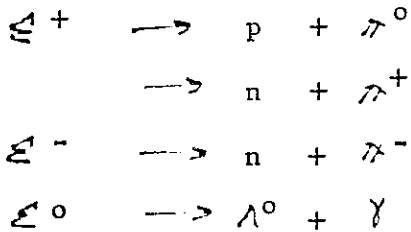


para determinar secciones eficaces, distribuciones angulares y polarización, en 3950 eventos, calcularon que la vida media de Λ^0 es de 2.51×10^{-10} s. (ref.17)

ii) De los hiperones sigma, existen tres tipos: positivos (Σ^+), negativos (Σ^-) y neutros (Σ^0), que tienen masas aproximadas de 1189.4 Mev, 1196

Mev y 1191.5 Mev respectivamente; sus respectivas vidas medias son $\sim 0.8 \times 10^{-10}$ s, $\sim 1.6 \times 10^{-10}$ s y menor que 0.1×10^{-10} s.

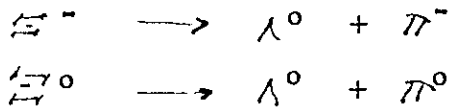
Se ha encontrado que decaen así:



La masa y vida media de sus antipartículas es igual.

iii) Los hiperones xi (Ξ), existen en dos tipos: negativo (Ξ^-) y neutro (Ξ^0); ninguna teoría predice la existencia de un xi positivo y tampoco se ha detectado.

La masa y vida media de Ξ^- es ~ 1311 Mev y 1.5×10^{-10} s, para Ξ^0 es 1318.4 Mev y 1.3×10^{-10} s; decaen así:

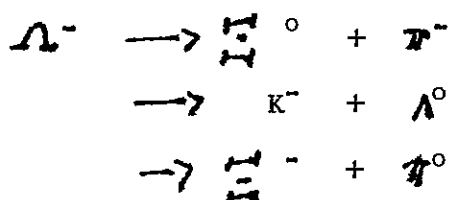


Gell-Mann y Nishijima predicen la existencia de la antipartícula de Ξ^- a la cual se le ha llamado antixi-más (Ξ^+); la cual se detectó en 1962 en Estados Unidos, usando el betatrón de Brookhaven y en Europa usando el acelerador en CERN. Ξ^- es creado junto con Ξ^+ en la colisión de un antiprotón de alta velocidad con un protón. Ξ^+ decae después de más o menos 10^{-9} s. (fig. 24). La última partícula extraña esperada es Ξ^0 que, en 1963, se detectó por un grupo de trece físicos en Yale y Brookhaven (C. Baltay, J. Sandweiss y H.D. Taft, et. al. Phys. Rev.Lett. 11. p. 165, -1963-); usaron el ciclotrón de 30Bev de Brookhaven para producir un haz de antiprotones con energía de 3.69 Bev. Se usó como detector y blanco una cámara de burbujas de 20 pulgadas, llena con hidrógeno. La interacción de \bar{p} y p produce un antixi-cero que casi inmediatamente

decae en un Λ^0 y un π^0 ; ambos procesos no dejan traza, lo cual hace difícil su detección, pero el Λ^0 decae en un \bar{p} y un π^+ que si pueden observarse. (fig. 25). De 3×10^5 fotografías tomadas de septiembre de 1961 hasta principios de 1963, sólo 3 eventos muestran la rara $\bar{\Lambda}^0$, pero de ellos concluye el grupo de Yale que ha sido detectada.

Uno de los triunfos de la teoría de camino óctuple es la predicción de la existencia de la partícula omega menos, que más adelante será discutida. Gell-Mann y Susumu Okubo, de la Universidad de Rochester, predicen que su masa debe estar entre 1676 y 1680 Mev.

El grupo de Brookhaven usó un haz de protones de 33 Bev, emitido cada 2.5 s, los que chocaban en un blanco de tungsteno, produciendo kaones y piones negativos; los K^- se separaron usando 450 pies de imanes de enfoque, colimadores y separadores; para luego entrar en una cámara de burbujas de 80 pulgadas, llena de hidrógeno; cada 2.5 s entraban alrededor de 10^7 K^- a la cámara. Se esperaba que al producirse una omega menos decaería así:



Usando 1×10^5 fotografías, la primera reacción se encontró en enero de 1964, la segunda en febrero y la tercera en noviembre del mismo año.

Se determinó su masa como $M_\Lambda = 1686$ (12) Mev y una vida media de 0.7×10^{-10} s.

En marzo de 1972 Gerald Rosen de la Universidad de Drexel, Filadelfia, informa que ha observado que la masa de octetos y de cupletos en bariones (hiperones y nucleones) está dada por la fórmula semiteórica:

$$M = M_p (1 + L + 2 S/5)^{\frac{1}{2}} f$$

donde: P = paridad, $M_p = 1135$ Mev, $M_n = 1014$ Mev (estos valores son experimentales), L = momentum angular orbital, S= momentum angular de spin, (el momentum

angular total está dado como $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ y f es la función de rompimiento de hipercarga-isospín, que se define así:

$$f = 1 - a Q_0 + b (\vec{Q} \cdot \vec{Q} - Q_0^2)$$

en términos de la hipercarga $Y = Q_0/e$ y del spin isotópico δ isospín, $\vec{Q} = 2e\vec{T}$; los coeficientes a y b tienen los valores experimentales dados en las tablas I y II (al final de las figuras).

Para obtener el valor observado en el singlete lambda, se usa la ecuación:

$$M = M_p (1 + 3L/5 + 2(S + L S/S)/5)^{1/2}$$

que se reduce a la anterior si $J = L + S$; i.e. $\vec{L} \cdot \vec{S} = LS$ y $Y = I = 0$.

9. RESONANCIAS

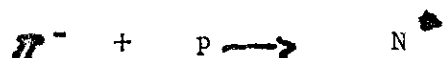
Se creyó que con el descubrimiento de los hiperones se habían encontrado todas las partículas elementales, sin embargo, al investigar sección eficaz total para colisiones del tipo $\pi^- - p$ y $\pi^+ - p$ se encontraron los resultados que se muestran en la fig. 26.

El pico mayor se encuentra más o menos en 1238 Bev (en el SCCM), que corresponde a una energía de alrededor de 195 Mev en el sistema de laboratorio, en el cual el protón está en reposo.

También en un experimento de scattering de $p-p$ que se llevó a cabo de la siguiente manera (fig. 27):

A un ángulo particular θ , los protones son detectados por los contadores C_0 y C_1 , mientras que su momentum se analiza en el campo magnético. Para una energía dada, el momentum a un ángulo θ debe tener un solo valor. Los contadores C_0 y C_1 se quedaron fijos y se varió suavemente la intensidad de campo magnético, obteniéndose los resultados de la figura 28.

En ambos experimentos los resultados son análogos a los obtenidos en el experimento de Frank-Hertz para demostrar la existencia de niveles de energía en átomos; por lo tanto podemos suponer que hemos obtenido estados excitados de partículas; por ejemplo en el primer experimento



obtenemos un neutrón en estado excitado.

La incertidumbre en energía de estos estados es el ancho del pico; su masa será el máximo de él; su tiempo de vida media podemos encontrarlo usando el principio de incertidumbre de Heisenberg $\Delta t \sim h / \Delta E$.

Para N^* tenemos que $\Delta E \approx 60 \text{ Mev}$.

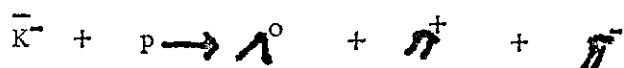
$$\Delta t \approx 6.9 \times 10^{-23} \text{ s}$$

10^{-23} s es el orden de todos los estados excitados, a los cuales se les ha llamado resonancias (podría ser que ellas no sean estados excitados, sino partículas individuales); el orden de su vida media nos indica que su existencia se debe a interacciones fuertes. En este tiempo el máximo recorrido que pueden tener es de $10^{-23} \times 3 \times 10^8 = 3 \times 10^{-15} \text{ m}$; en ninguno de nuestros aparatos podemos observar un recorrido de esta magnitud. Los granos de una emulsión fotográfica no pueden hacerse más pequeños que 10^{-4} cm y éste es el límite de resolución de un microscopio común.

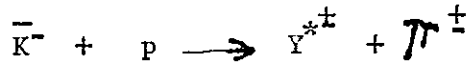
Hasta el momento se han descubierto muchas resonancias; como ejemplo discutiré brevemente Y^* y N^* .

A. Resonancia Y^*

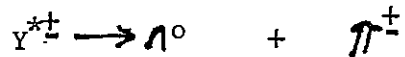
En 1960 L. Alvarez, P. Eberhard, M. Good, W. Graziano, H. Ticho y S. Wojcicki, usando un haz de \bar{K}^- de alta energía que entraba en una cámara de burbujas llena con hidrógeno observaron la reacción:



Con ayuda de computadores, analizaron el momentum y energía de las trazas dejadas por los piones. En unas cuantas fotografías observaron que un pion retrocede algo más que las otras dos partículas; por lo tanto la reacción debe ocurrir así:



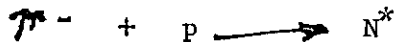
seguida de:



En análisis del computador indicó un ancho de energía de 60 Mev y un tiempo de vida del orden de 10^{-23} s. Cálculos de energía y momentum indicaron que la masa de Y^* es de 1384 Mev.

B. Resonancia N^*

En 1952 E. Fermi y colaboradores en la Universidad de Chicago y después un grupo de Carnegie Institute of Technology, obtienen los resultados ya descritos para la reacción:



Se ha establecido que la masa de N^* es de 1237 Mev y que su vida media es ligeramente menor que la de Y^* .

CAPITULO VI

En el capítulo anterior se trató a cada partícula individualmente. En éste se verá la clasificación en grupos, dependiendo de sus características similares.

Para finalizar discutiré brevemente teorías que actualmente explican gran parte del comportamiento de partículas elementales.

1. INTERACCIONES

Por lo general el concepto de fuerza se expresa como interacción entre partículas.

Hablamos de fuerzas moleculares, químicas, musculares, eléctricas, de resortes, gravitacionales, etc., pero, todas ellas pueden clasificarse como ejemplos de las cuatro interacciones básicas: gravitacional, débil, electromagnética y nuclear.

A. Interacción Gravitacional

Es la primera que el hombre descubre. Es la que mantiene girando la Luna alrededor de la Tierra, a los planetas alrededor del Sol y en general la estructura de billones de estrellas en las galaxias.

Newton en 1666 propone su bien conocida fórmula:

$$F = G \frac{mM}{r^2}$$

la cual nos indica que la fuerza gravitacional que en un cuerpo experimenta es proporcional a la primera potencia de su masa inercial. La interacción gravitacional es siempre de atracción, no depende del color, forma, carga eléctrica ó cualquier otra condición; únicamente depende de su inercia.

Einstein en su teoría de la relatividad general, da la equivalencia entre masa gravitacional y masa inercial; esta equivalencia puede mostrarse con el experi-

mento de Galileo (todos los cuerpos caen al mismo tiempo si se sueltan desde iguales alturas).

Consideremos dos cuerpos (1 y 2), que se sueltan a la misma altura; sea M = masa gravitacional y m = masa inercial.

La fuerza con que la Tierra atrae a los dos cuerpos es:

$$\left. \begin{aligned} F_1 &= G M_1 M_T / r^2 \\ F_2 &= G M_2 M_T / r^2 \end{aligned} \right\} \Rightarrow$$

$$F_1 / F_2 = M_1 / M_2$$

es de notar que si $F_1 < F_2$, M_1 caería después que M_2 , pero $M_2 > M_1$.

Sus respectivas aceleraciones son:

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= F_1 / m_1 \\ a_2 &= F_2 / m_2 \end{aligned} \right\} \Rightarrow$$

$$a_1 / a_2 = (F_1 / F_2) (m_2 / m_1) = (M_1 / M_2) (m_2 / m_1)$$

Para que los dos cuerpos caigan al mismo tiempo, $a_1 = a_2$; entonces (M_1 / M_2)

$$(m_2 / m_1) = 1, \text{ i.e. } M_1 / M_2 = m_1 / m_2.$$

La fuerza entre dos nucleones es:

$$F_g = 2.0 \times 10^{-34} \text{ Nt.}$$

La gravitación puede ser explicada en términos de intercambio de gravitones (aún no han sido detectados), los cuales debido al largo alcance de la fuerza gravitacional, deberán tener masa cero y por lo tanto $v = c$.

Deben interactuar muy débilmente con la materia y por ello su detección será extremadamente difícil.

B. Interacción Electromagnética

Todas las interacciones químicas ó biológicas, entre otras, son electromagnéticas; este es el origen de las fuerzas que mantienen como unidades a los átomos y moléculas. En estas interacciones se incluye todo el espectro radiante, ondas de radio, televisión, rayos X, etc.

Se usa el término combinado de electromagnetismo, debido a que electricidad y magnetismo son partes de un mismo fenómeno.

La interacción electrostática es desde algunos puntos similar a la interacción gravitacional, pero en otros es bastante diferente. Su ley (para cargas puntuales) es:

$$F_e = K_e \frac{q_1 q_2}{r^2}$$

aquí la constante depende no sólo de las unidades usadas (como en la interacción gravitacional), sino, también, de la naturaleza del espacio entre ambas cargas.

La carga toma aquí el lugar que tomaba la masa en el caso anterior, pero, q no determina la resistencia a la aceleración; además q puede ser positiva, negativa ó nula, lo cual significa que la fuerza electromagnética puede ser de atracción, repulsión ó cero.

Cuando una carga está en movimiento origina la interacción magnética que aproximadamente es:

$$F_{\text{mag}} = v^2 \frac{F_e}{c^2}$$

con v = velocidad de la carga y c = velocidad de la luz.

Para comparar la fuerza eléctrica con las otras interacciones, se calculará entre dos protones:

$$F_e = 2.3 \times 10^2 \text{ Nt} - 10^{36} F_g$$

La interacción electromagnética puede describirse matemáticamente como el intercambio de fotones emitidos y absorbidos por las cargas, lo cual establece entre ellas un campo electromagnético; si no existe disturbio en la fuente, los fotones no se pierden; sin embargo si la fuente es acelerada los fotones se pierden, i.e. existe radiación.

C. Interacción Fuerte

Es la interacción más fuerte que conocemos. Es aproximadamente $137 F_e$. Sabemos que en el núcleo existen protones y neutrones y que la naturaleza de la interacción que los mantiene unidos es la misma para ambos.

El alcance de esta fuerza es del orden de 10^{-15} m, es decir que actúa a distancias muy cortas. La idea surge al pensar que si dos protones están separados una distancia de 10^{-15} m, la interacción electromagnética es de repulsión y tiene valor de 2.3×10^2 Nt y por lo tanto tenderían a separarse con una aceleración de 1.4×10^{29} m/s²; esta aceleración es más o menos 10^{28} veces mayor que g, pero sabemos que los nucleones se mantienen unidos y por lo tanto debe existir otra fuerza mayor de atracción que los mantenga unidos. Esta fuerza es la fuerza nuclear o interacción fuerte. Se caracteriza porque actúa sobre las partículas en un intervalo de tiempo muy corto, alrededor de 10^{-23} s.

Una teoría que explica esta interacción es la propuesta por H. Yukawa, en 1935, en la cual postula que las fuerzas nucleares se deben a un intercambio constante de partículas (mesones) entre los nucleones, por lo tanto cada nucleón debería estar rodeado de una capa de uno o más mesones. Entonces la composición de sus capas sería la causante de que el nucleón tenga dos estados (protón y neutrón).

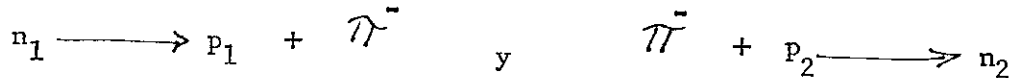
Se ha asociado con los nucleones un campo que causa la fuerza entre ellos por el intercambio de un quantum. Esta analogía con el comportamiento de partículas cargadas, conduce a pensar que el quantum de campo nuclear debe tener masa diferente de cero; según la electrodinámica cuántica el fotón debe tener masa cero, para poder explicar el largo alcance de las fuerzas de Coulomb. Se ha observado que el alcance de las fuerzas nucleares es alrededor de 1.7×10^{-15} m; es por ello que la masa de los mesones debe ser diferente de cero.

El proceso es el siguiente:

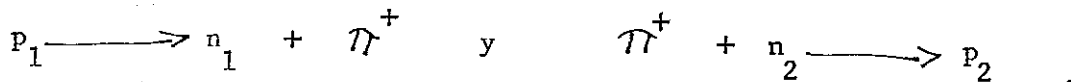
i) Cuando la interacción es n-p no hay intercambio de carga y se representa en la figura 29, en donde se llevan a cabo las reacciones siguientes:



ii) Cuando hay intercambio de carga (fig. 30):



iii) El inciso ii puede explicarse también así:



De acuerdo con la mecánica relativista

$$E^2 - P^2 c^2 - m_\pi^2 c^4 = 0$$

donde m_π es la masa del mesón.

Para transformar esa expresión a una equivalente en mecánica cuántica sustituimos E y \vec{P} por sus respectivos operadores y consideramos que actúan sobre la función $\phi(\vec{r}, t)$.

Obtenemos entonces:

$$-\hbar^2 \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \right) + \hbar^2 c^2 \nabla^2 \phi - m_\pi^2 c^4 \phi = 0$$

que es similar a:

$$\nabla^2 \phi - c^{-2} (\partial^2 \phi / \partial t^2) = (m_{\pi}^2 c^2 / \hbar^2) \phi$$

llamada ecuación de Klein-Gordon.

Una onda puede representar el estado dinámico de un estado (cuando las leyes de conservación del número de partículas se cumplen) y se le asocia en cada instante una función de onda que en nuestro caso es $\phi(\vec{r}, t)$.

Para un campo independiente del tiempo la ecuación de Klein-Gordon queda así:

$$(\nabla^2 - m_{\pi}^2 c^2 / \hbar^2) \phi = 0$$

donde $\phi = \phi(\vec{r})$ depende únicamente de $r = (x_1^2 + x_2^2 + x_3^2)^{1/2}$

Notamos que:

$$\partial r / \partial x_1 = x_1 / r \quad \text{y además}$$

$$\partial \phi(r) / \partial x_1 = (d \phi(r) / dr) \partial r / \partial x_1 = (x_1 / r) d \phi(r) / dr$$

Diferenciando nuevamente con respecto a x_1 tenemos:

$$\partial^2 \phi / \partial x_1^2 = \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{x_1}{r} \frac{d \phi(r)}{dr} \right) = r^{-1} d \phi / dr + \frac{x_1}{r} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{d \phi}{dr} \right)$$

$$= \frac{1}{r} \frac{d \phi}{dr} + \frac{x_1}{r} \frac{d}{dr} (r^{-1} d \phi / dr) \partial r / \partial x_1$$

$$= r^{-1} d \phi / dr + \frac{x_1^2}{r} \frac{d}{dr} (r^{-1} d \phi / dr)$$

De la misma forma obtenemos:

$$\partial^2 \phi / \partial x_2^2 = r^{-1} d \phi / dr + \frac{x_2^2}{r} \frac{d}{dr} (r^{-1} d \phi / dr) \quad \text{y}$$

$$\partial^2 \phi / \partial x_3^2 = r^{-1} d \phi / dr + \frac{x_3^2}{r} \frac{d}{dr} (r^{-1} d \phi / dr)$$

$$\begin{aligned} \nabla^2 \phi &= 3r^{-1} \frac{d\phi}{dr} + r \frac{d}{dr} (r^{-1} \frac{d\phi}{dr}) \\ &= 3r^{-1} \frac{d\phi}{dr} - r^{-1} \frac{d\phi}{dr} + d^2 \phi / dr^2 \end{aligned}$$

Vemos que: $r^{-2} \frac{d}{dr} (r^2 \frac{d\phi}{dr}) = 2r^{-1} \frac{d\phi}{dr} + d^2 \phi / dr^2$

por lo tanto $\nabla^2 \phi = r^{-2} \frac{d}{dr} (r^2 \frac{d\phi}{dr})$;

lo cual hace que nuestra ecuación diferencial quede así:

$$r^{-2} \frac{d}{dr} (r^2 \frac{d\phi}{dr}) = (m_{\pi}^2 c^2 / \hbar^2) \phi$$

que sólo depende de r y que tiene las dos siguientes soluciones linealmente independientes:

$$\phi_1 = r^{-1} \exp(-m_{\pi} cr / \hbar) \quad \text{y} \quad \phi_2 = r^{-1} \exp(m_{\pi} cr / \hbar)$$

ϕ_2 se incrementa cuando r crece, pero las fuerzas nucleares disminuyen cuando r es grande; por lo tanto ϕ_2 no es físicamente posible. Una de las condiciones de límite que ϕ debe cumplir es que la solución no debe incrementarse indefinidamente al infinito.

Haciendo el potencial proporcional a ϕ_1 y asumiendo que las fuerzas nucleares son centrales podemos poner un potencial $V \propto e^{-r/\alpha} / r$ (que originarían la fuerza $F = - \frac{\partial V}{\partial r}$) donde α = alcance de la fuerza.

Supongamos que se crea un mesón de masa m_{π} , ello significa un consumo de energía igual a $m_{\pi} c^2$ puesto que el mesón tendrá cierta energía cinética, entonces en un tiempo t podrá recorrer una distancia que es el alcance de la fuerza. El tiempo t es como mínimo α/c ; después de ese tiempo lo más probable es que el mesón sea absorbido. Por el principio de incertidumbre:

$$\Delta E \Delta t \sim \hbar \quad \text{y} \quad \Delta E = m_{\pi} c^2 \quad \therefore \quad m_{\pi} c^2 \alpha / c \sim \hbar \quad \therefore$$

$\alpha = \hbar / m \pi c \Rightarrow m \pi = \hbar / \alpha c = 227 m_e$, con m_e = masa del electrón.

Si observamos el proceso $p \rightarrow n + \pi^+$ notamos que aparentemente no hay conservación de energía puesto que la masa disponible (la del protón) es 938.26 Mev y la de las partículas resultantes es aproximadamente $939.55 + 140 = 1079.55$ Mev, lo que indica una creación de masa que contradice la ley de conservación de energía. Tomando en cuenta el principio de incertidumbre y que $\Delta E \approx 140$ Mev, vemos que

$$\Delta t \approx \hbar / \Delta E \approx 4.7 \times 10^{-24} \text{ s.}$$

El tiempo en el que se debe llevar a cabo este intercambio de partículas es del orden de 10^{-24} s. Estos procesos reciben el nombre de virtuales, debido a que se alude a la violación virtual de energía.

D. Interacción Débil

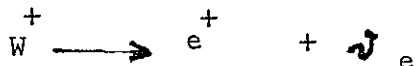
Hemos notado que algunas partículas decaen en un tiempo muy grande (en la escala de tiempo de las partículas), alrededor de 10^{-8} a 10^{-10} s. Se sabe que no pueden intervenir aquí interacciones fuertes, pues ello significaría que el tiempo de decaimiento debería ser del orden de 10^{-23} s y no puede ser interacción electromagnética, porque el tiempo utilizado sería alrededor de 10^2 veces mayor que el de la interacción fuerte y, más aun, debería ser 10^{35} veces mayor para la interacción gravitacional.

Fermi para explicar decaimiento beta sugiere que debe tratarse de otra clase de interacción, a la cual llamó interacción débil.

Por causa del tiempo utilizado se concluyó que esta interacción debería ser 10^{13} veces menor que la interacción fuerte.

Hasta el momento no se conoce bastante acerca de ella, pero, haciendo analogía con las otras tres interacciones, podemos pensar que se debe al intercambio de

una partícula, a la cual se le ha llamado W ó mesón vectorial cargado intermedio. Si el spin de un mesón es cero se le llama mesón escalar, pero si es uno, se le llama mesón vectorial. Quizá la vida media de W sea menor que 10^{-17} s, su masa superior a 800 Mev y talvez su decaimiento sea así:



En 1963 se realizó un experimento para detectarlo en el Centro Europeo de Investigaciones Nucleares en Génova. Un neutrino de alta energía (originado en el decaimiento de un mesón pi y por lo tanto ν_π) choca con un protón, el cual produce un muon y una partícula intermedia que luego se desintegra en un e^+ y un ν_e . Los datos obtenidos indican que W existe y que su masa debe ser mayor que la de un nucleón.

En enero de 1972 K.O. Mikaelian (ref. 17) publica su trabajo titulado "Inelastic Photoproduction of Spin One W^+ Bosons in Quark-Parton Model"; determina aquí la distribución de energía, la sección eficaz total y distribuciones angulares del bosón.

2. CLASIFICACION DE PARTICULAS

Al inicio, cuando se conocían unicamente 32 partículas elementales, se clasificaron en cuatro grupos:

i) Bariones

Partículas con masa mayor ó igual que la de los nucleones y momentum angular semientero (un entero más un medio). Ellas son: nucleones, sigma, xi, lambda y sus antipartículas.

ii) Mesones

Tienen masa mayor ó igual que la de los piones, pero, menor que la de los nucleones y momentum angular entero. Ellas son: piones, kaones y sus antipartículas.

iii) Leptones

Tienen masa menor que la de los piones, momentum angular semientero y entre ellas están: electrón, muones, los dos tipos de neutrinos y sus antipartículas.

iv) Fotones

Tienen masa cero, momentum angular entero y hasta ahora el único en este grupo es el fotón.

Desde 1964 se han encontrado muchas partículas más, lo que hace necesaria una nueva clasificación.

Las leyes que deben cumplirse en las interacciones fuertes son: conservación de B, J, P, T y Y (no necesariamente deben cumplirse en interacciones débiles);

esto sugiere una clasificación de partículas en grupos cuyos miembros tengan igual T, Y y B (las resonancias pueden muy bien incluirse en estos grupos).

A cada miembro ó estado, se le rotula así: $A(M, J, P)$, donde A es el símbolo del grupo, M la masa de la partícula, J su momentum angular total y P su paridad; su multiplicidad es $2T + 1$.

Este esquema da dos grupos, uno con cuatro familias y otro con seis familias.

Las primeras cuatro tienen $B = 0$ (mesones), a las que se les llamó: eta (η), pi (π), kappa (k) y antikappa (\bar{k}).

Las otras seis familias tienen $B = 1$ (bariones) y se les llamó: lambda (Λ), sigma (Σ), xi (Ξ), omega (Ω), delta (Δ) y ene (N).

Los valores para Y y T están dados en las tablas III y IV. Este esquema fue propuesto por Geoffrey Chew, Murray Gell-Mann y Arthur Rosenfel, quienes lo publicaron en Scientific American en febrero de 1964.

El nombre de cada familia para un grupo de partículas con un valor particular para T, Y y B es el del miembro que tiene el estado más bajo de energía.

3. TEORIAS PARA EXPLICAR COMPORTAMIENTO DE PARTICULAS

A. Grupo de Simetría

La simetría del hamiltoniano con respecto a permutaciones, rotaciones, traslaciones e inversiones, implica la existencia de un grupo de transformaciones en los vectores de estado de una partícula y por ello en sus funciones de estado $\Psi(\vec{r})$.

En partículas elementales, estos grupos deben ser unitarios (sus elementos son matrices unitarias U, i.e. $UU^+ = U^+U = 1$, donde U^+ es la matriz de hermite adjunta de U, si $A = B^+$ entonces $A_{ij} = B_{ji}$) para conservar probabilidad y normalización; los operadores U actuando sobre un vector de un subespacio irreducible deben originar otro vector de estado del mismo subespacio irreducible.

Un multiplete es considerado un subespacio invariante irreducible.

Se espera poder clasificar las partículas desde el rompimiento de un multiplete de algún grupo de simetría, pero se desconoce el grupo original y la naturaleza de interacción que origina su rompimiento. Intentos de esta naturaleza son los grupos unitarios especializados: SU(2), SU(3) y SU(6). Se les llama especializados debido a que existe una condición que reduce sus n componentes a n - 1. La teoría del SU(3) muestra cómo las partículas pueden ser consideradas como miembros de supermultipletes si ellas son parecidas en spin y varían en hipercarga y spin isotópico.

La simetría del SU(3) es sólo una simetría aproximada de interacciones fuertes; si suponemos que sólo una parte de las interacciones fuertes son invariantes ante las transformaciones de este grupo, es posible obtener la fórmula de masa para el octeto y decuplete de bariones; Gell-Mann y Okubo obtuvieron:

$$\frac{1}{2}M_N + \frac{1}{2}M_{\Delta} = 3M_{\Lambda} / 4 + M_{\Sigma} / 4$$

que se cumple casi exactamente.

La invariancia respecto al SU(3) (simetría unitaria) conduce a muchas predicciones que están de acuerdo con hechos experimentales para interacción fuerte, electromagnética y débil.

Las ocho componentes del SU(3) son el spin isotópico (T_3, T_+, T_-), la hipercarga Y (una sola componente) y cuatro componentes más; dos de ellas cambian Y en una unidad (hacia abajo ó arriba) sin cambiar carga eléctrica; las otras dos cambian Y y carga en una unidad.

Esta teoría ha tenido sus triunfos, pero también sus desacuerdos con el experimento; por ejemplo predice una partícula con masa de 925 Mev y $J^P = 1^-$; la partícula se detectó pero con masa de 782 Mev.

A pesar de todo es una de las teorías que explica con mayor claridad el comportamiento de partículas elementales.

Ultimamente ha aparecido la teoría del SU(6) que se basa en la idea de que la fuerza dentro del núcleo puede ser independiente del spin de los componentes nucleares.

La teoría del SU(3) trata todas las partículas elementales como compuestos de tres quarks (partículas fundamentales), mientras que la teoría del SU(6) supone dos estados para cada quark, lo que hace que sus partículas fundamentales sean seis.

B. Camino Octuple

Esta teoría fue propuesta y desarrollada, en 1961, independientemente, por M. Gell-Mann y Y. Ne'eman. La teoría relaciona partículas con pequeñas diferencias en masa, igual J y P, pero diferente Y y T.

Se cree que la diferencia de masa entre protón y neutrón, se debe a la no conservación de T en interacciones electromagnéticas. Si la violación de $\Delta T = 0$

causa diferencia de masa en un multiplete, entonces, puede ser que la no conservación de otro número cuántico cause la diferencia de masa de un supermultiplete (aquí la diferencia de masa será mayor, debido a que en estos procesos interviene interacción fuerte); quizá, puede decirse que esto se debe a diferente Y.

En una dimensión pueden hacerse diagramas para multipletes; el nucleón N y Y el multiplete sigma se representan en la figura 31. Las transformaciones de simetría del SU(2) intercambian las componentes del multiplete a lo largo del eje horizontal.

Para construir diagramas de un supermultiplete, debemos tomar partículas con masas cercanas. Por ejemplo con $J^P = (1/2)^+$, encontramos a Σ , Ξ , N y Λ ; su correspondiente diagrama se ve en la figura 32.

En esa figura existe simetría con respecto a tres direcciones que forman un ángulo de 60° entre sí. Una figura similar obtenemos para los mesones (fig. 33). Si continuamos con nuestro análisis llegaremos al gráfico de la figura 34, que obviamente no es simétrica, a menos que agreguemos una partícula con $T_3 = 0$, $Y = -2$, $J^P = (3/2)^+$ y $Q = -1$; podemos predecir su masa así:

notamos que $M_{\Sigma^*} - M_{\Lambda} = 149$ Mev; $M_{\Xi} - M_{\Sigma^*} = 145$ Mev; por lo tanto debe suceder que $M_{\Omega^-} = 145$ Mev + $M_{\Xi^*} = 145 + 1530 = 1675$ Mev.

Gell-Mann llamó a esta nueva partícula Ω^- , que luego se descubrió con las propiedades requeridas. Al agregar omega menos, se obtiene el diagrama 35 que es simétrico.

Notamos que las figuras 32 a 35 están compuestas por un triángulo base; si asociamos a él un perímetro 1, observamos que la 32 y 33 tienen perímetro 2 y la 35 tiene perímetro 3, por lo tanto la siguiente figura debe tener perímetro 4 (fig. 36). Esta deberá ser la última figura, ya que no es posible construir

una figura simétrica con 15 lados. i.e. perímetro 5.

Si suponemos que todas las partículas están "hechas" a base de la simetría de estos dibujos, podemos hacer lo siguiente:

suponer las figuras 32, 33 y 35 como se ve en la figura 37.

Se nota que cada multiplete está inscrito en una circunferencia con centro en el origen y nuestro triángulo base puede "hacer" partículas si lo inscribimos en una circunferencia de radio $r = L(3)^{-1/2}$, donde L es el lado del triángulo (conocido); nuestro triángulo quedará como se ve en la figura 38. Tiene un doblete con $T = 1/2$ y un singlete con $T = 0$; el doblete tiene $Y = 1/3$, cargas $(2/3)e$ y $(-1/3)e$; mientras que el singlete tiene $Y = -2/3$ y carga $(-1/3)e$.

Su posible realidad física, fue examinada independientemente por Gell-Mann y Zweig. Gell-Mann los llamó quarks.

Han demostrado que si se le asocia a los quarks el número bariónico $B = 1/3$, es posible construir a partir de ellos todos los bariones con tres quarks y con pares de ellos todos los mesones.

Deben tener masa del orden de 3 Gev y aún no se han detectado; de hacerlo, el problema sería explicar el mecanismo que los liga en bariones y mesones.

C. Algunas Ideas Elementales sobre Teoría Cuántica de Campo

Esta teoría usa intercambio de partículas que forman los cuantos de campo, para entender la interacción de partículas, en lugar de fuerzas. Se supone que dos partículas (clásicamente) se ejercen mutuamente una fuerza; en mecánica cuántica la idea corresponde a la interacción de sus respectivas ondas de De Broglie; una onda material influye en la propagación de otra onda material, i.e. el medio responde en forma no lineal, (en medios lineales una onda no influye en la propagación de otra). Esta forma de tratar las partículas no se interesa en el medio en que la onda se propaga, pues, no pensamos que algo

oscila. Se formulan ecuaciones de onda que puedan predecir fenómenos observables; esta formulación de ecuaciones y los fenómenos observables son los objetivos de la teoría cuántica de campo. Las ondas se describen como cuantos de campo.

En mecánica clásica cuando dos partículas interactúan, se dice que las fuerzas que actúan sobre las partículas dependen de la posición en un instante dado.

Por lo tanto, si la posición de una partícula cambia bruscamente, en el mismo instante cambiará la de la otra; ello significa que el cambio en la fuerza que actúa sobre la primera es detectado instantáneamente por la segunda.

Sabemos que ninguna señal puede viajar a mayor velocidad que la de la luz en el vacío.

Para evitar lo anterior, podemos introducir la idea clásica de campo, cada partícula posee un campo que se propaga en el espacio con $v < c$, donde c es la velocidad de la luz en el vacío.

Este campo puede influir sobre el campo de otra partícula, por ejemplo el cambio de posición de una de las partículas da como resultado un cambio en su campo, que influye en el campo de la otra, lo que origina su cambio de posición.

Si una partícula A interactúa con otra B en reposo (antes y después de la interacción), parte de la energía de A pasa al campo B, entonces B emite un cuanto de energía que se propaga hasta que interactúa con otra ó su campo.

En mecánica cuántica nos ayuda el concepto de dualidad onda-partícula, ya que una partícula presentará aspectos de onda y viceversa. Podemos entonces, tratar a las partículas como la base del campo.

Nuestra teoría de campo describe la propagación de ondas de campo (que son las ondas de De Broglie de las partículas) y su interacción; por lo tanto las fuerzas entre ellas. La existencia y naturaleza de las fuerzas está relacionada con

la existencia de las partículas.

Por ejemplo la electrodinámica cuántica describe las fuerzas entre electrones y positrones por medio de un campo electromagnético; cuando ellas interactúan, este campo emite cuantos (fotones).

Un campo de esta naturaleza es función compleja de la posición y del tiempo. Las soluciones de sus ecuaciones son ondas y éstas también pueden comportarse como partículas; describen interacción entre paquetes de onda.

Si su amplitud es pequeña son casi lineales, pero si en un instante se superponen, aparece su no linealidad, i.e. interacción de dos partículas.

En esta descripción se incluyen fenómenos de creación y aniquilación de partículas.

Para interacciones electromagnéticas R. Feynman y otros han desarrollado la electrodinámica cuántica.

Para las otras tres interacciones se han construido teorías similares, pero hasta el momento no se ha encontrado solución matemática a sus ecuaciones, lo cual impide decir si son válidas ó no.

RESUMEN

1. INTERACCIONES

A. Gravitacional

Depende de la masa; entre partículas es despreciable. Es siempre de atracción. No depende de la velocidad. Su agente es el gravitón (no detectado).

B. Débil

Es la responsable del decaimiento beta. Su tiempo de interacción es de alrededor de 10^{-15} s. Es 10^{-13} veces menor que la interacción fuerte. Su agente es el bosón vectorial W.

C. Electromagnética

Es la responsable de las fuerzas entre moléculas y átomos.

Depende de la carga (cuantizada), de la velocidad de la partícula y puede ser de atracción ó repulsión. Su agente es el fotón.

D. Fuerte

Es de corto alcance. No depende de la carga. Su agente es el pión.

2. REGLAS

Si es independiente de:	se conserva:
Traslación (espacio)	momentum
traslación (tiempo)	energía (masa)
rotación (espacio)	momentum angular
cero de potencial eléctrico	carga
inversión de espacio y carga	producto de paridad y reflexión de carga
retroceso en tiempo	paridad en el tiempo
?	número bariónico y leptónico

En interacciones electromagnéticas y fuertes, pero no en débiles,

si es independiente de: se conserva:

reflexión de espacioparidad

reflexión de cargaparidad de carga (T_3 y S)

En interacciones fuertes, pero no en débiles y electromagnéticas,

carga spin isotópico.

3. PARAMETROS

A. Spin

Una partícula puede existir en $2S + 1$ estados de energía; en un campo magnético.

B. Paridad

La función que describe un sistema de partículas puede cambiar sólo en signo, si se cambian todas sus coordenadas (reflexión de espacio). Si al cambiarlas cambia de signo, se dice que tiene paridad impar, de lo contrario tendrá paridad par.

C. Extrañeza

Los miembros de un multiplete de spin isotópico no tienen la misma carga. La extrañeza es la cantidad de este desplazamiento de los centros de carga.

D. Spin Isotópico

Las interacciones electromagnéticas separan las partículas de spin isotópico T en $2T + 1$ estados de carga.

E. Número Leptónico. Número Bariónico

A los leptones se les ha asignado un número 1 y a sus antipartículas -1. De la misma manera a los bariones el número 1 y a sus antipartículas -1. La carga eléctrica Q de bariones y mesones (1, 0 y -1) está relacionada con B, así:

$$Q = (T_3 + (B + S)/2)e; \text{ donde } e \text{ es la carga del electrón.}$$

F. Hipercarga

Es igual a dos veces el promedio de carga de un multiplete. $Y = S + B$

Hasta el momento casi todos los modelos y predicciones se han basado en las fuerzas que actúan entre partículas.

Se han usado conceptos de espacio-tiempo y materia, pero aún no es clara la idea de qué es la masa y carga de una partícula; el porqué de la cuantización, qué significan las nuevas leyes de conservación y si las partículas elementales son sólo estados excitados de unas cuantas partículas fundamentales ó todas ellas son básicas.

Los esquemas creados para su explicación relacionan propiedades de partículas, más que partículas.

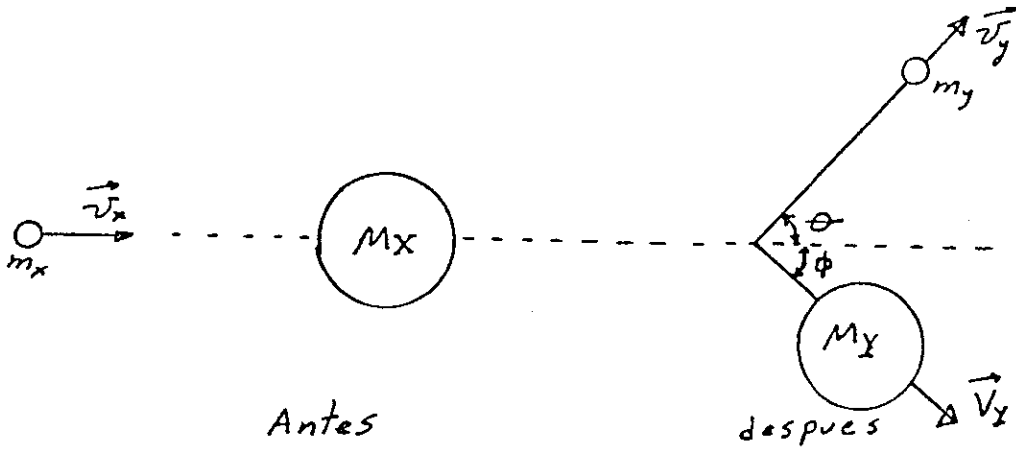
Quizá en el espacio-tiempo existe un campo de energía cuyo comportamiento es semejante al de las ondas materiales de De Broglie y que las partículas se originan cuando existe interacción de esas ondas de campo.

BIBLIOGRAFIA

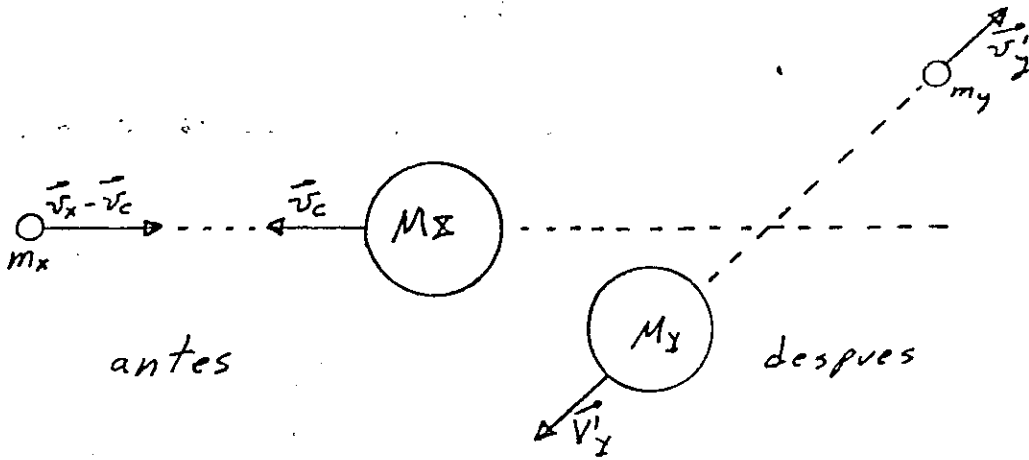
1. C. E. Swatz. The Fundamental Particles. Addison-Wesley. 1965.
2. D. H. Frisch y A. M. Thorndike. Elementary Particles. Van Nostrand Company, Inc. 1964.
3. R. P. Feynman. Theory of Fundamental Processes. W.A. Benjamin., Publishers. Octubre de 1962.
4. D. Halliday. Introducción a la Física Nuclear. Reverté, S.A. 1961.
5. O. Oldenberg. Introducción a la Física Atómica y Nuclear. Ediciones del Castillo. 1965.
6. H. E. White. Introducción a la Física Atómica y Nuclear. Alhambra. 1969. Primera edición española.
7. A. P. Arya. Fundamentals of Nuclear Physics. Allyn and Bacon, Inc. Boston 1970.
8. A. Beiser. Conceptos de Física Moderna. McGraw-Hill. 1965.
9. C. Kittel, W. D. Knight and M. A. Ruderman. Mechanics. Berkeley Physics Course, Vol I. McGraw-Hill. 1965.
10. E. H. Wichmann. Quantum Physics. Berkeley Physics Course. Vol IV. McGraw-Hill, 1971.
11. R. E. Lapp and H. L. Andrews. Nuclear Radiation Physics. Prentice-Hall. 1972.
12. L. I. Schiff. Quantum Mechanics. Third edition. McGraw-Hill. 1968.
13. K. Gottfried. Quantum Mechanics. Vol I. W.A. Benjamin, Inc. 1966.
14. A. Messiah. Quantum Mechanics. Vol I y II. North-Holland Publishing Company-Amsterdam. John Willey & Sons Inc.
15. H. Weyl. The Theory of Grups and Quantum Mechanics. Dover Publications, Inc.

16. I. Saavedra. Física de Partículas. Monografía publicada por Depto. de Asuntos Científicos de O.E.A. 1969.
17. Physical Review D. Volumen 5, números: 1, 3, 5, y 7, 9. Publicados por The American Physical Society by the American Institute of Physics. 1972.
18. Physical Review D. Volumen 6, números: 5, 9 y 11. 1972
19. Physical Review D. Volumen 7, números: 1, 3 y 5. 1973
20. Reviews of Modern Physics. Volumen 44. 1972
21. Physical Review Abstracts. Volumen 3. Publicado por The American Physical Society.
22. Applied Group Theory for Chemist. Physicists and Engineers. Allen Nussbaum. Prentice-Hall. 1971.
23. H. Vásquez B. Cinemática de la Relatividad Especial, U.T.E.H.A. 1965.
24. G. Källén. Elementary Particle Physics. Addison Wesley 1964.
25. R. D. Evans. The Atomic Nucleus. McGraw-Hill, 1955.

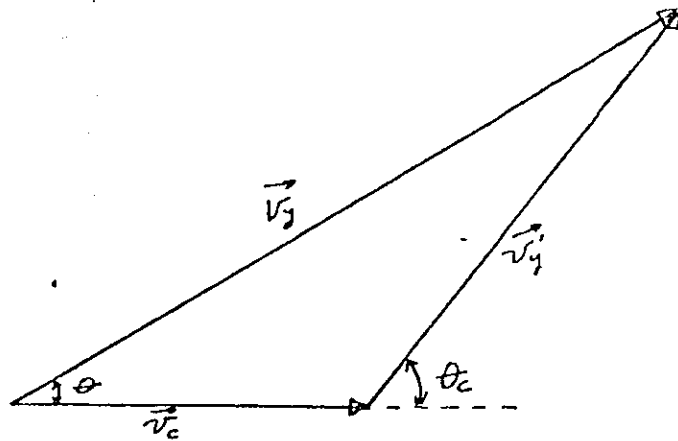
Figura 1



a SCL

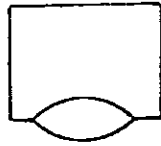


b SCCM

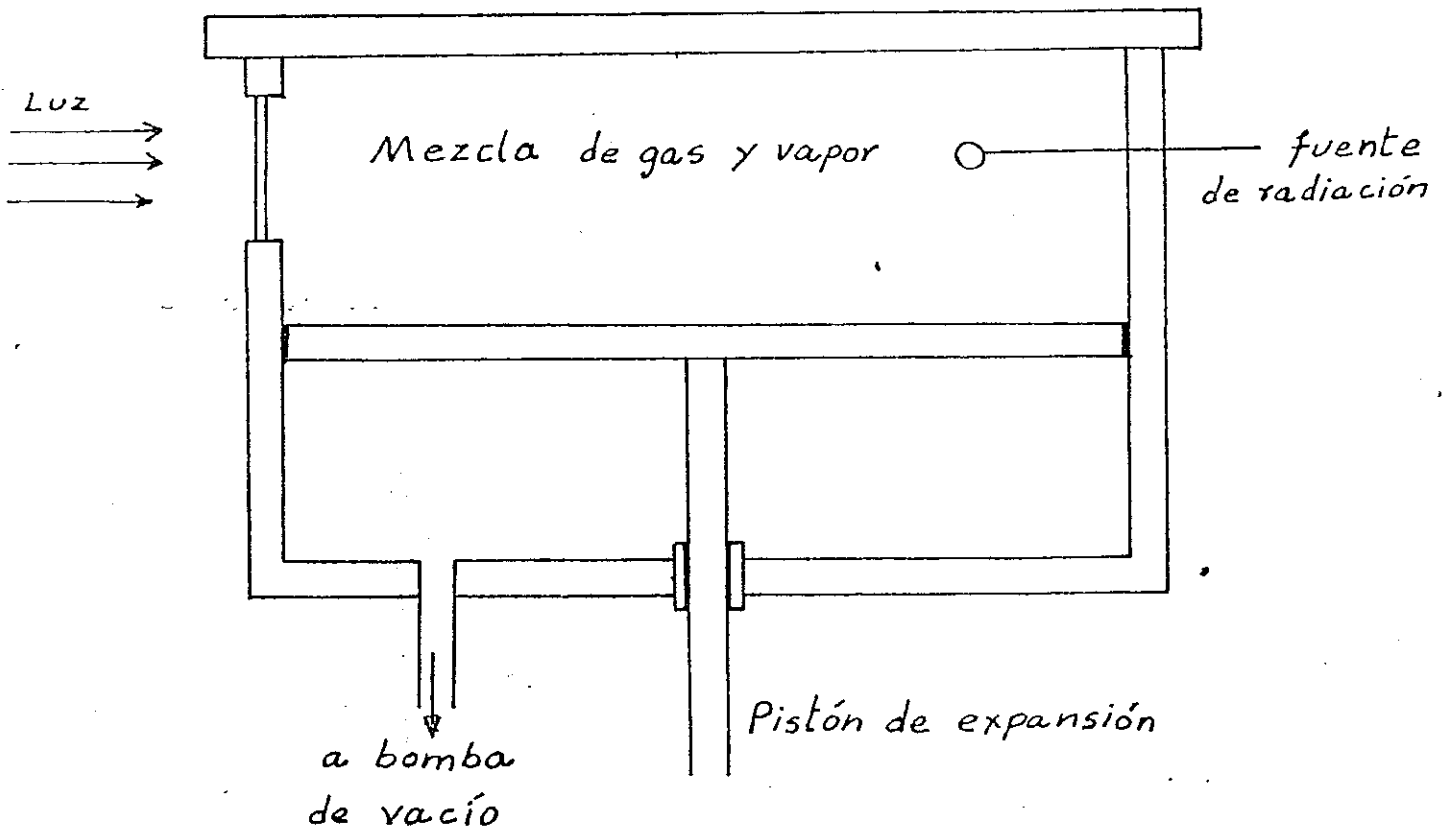


c

Figura 2

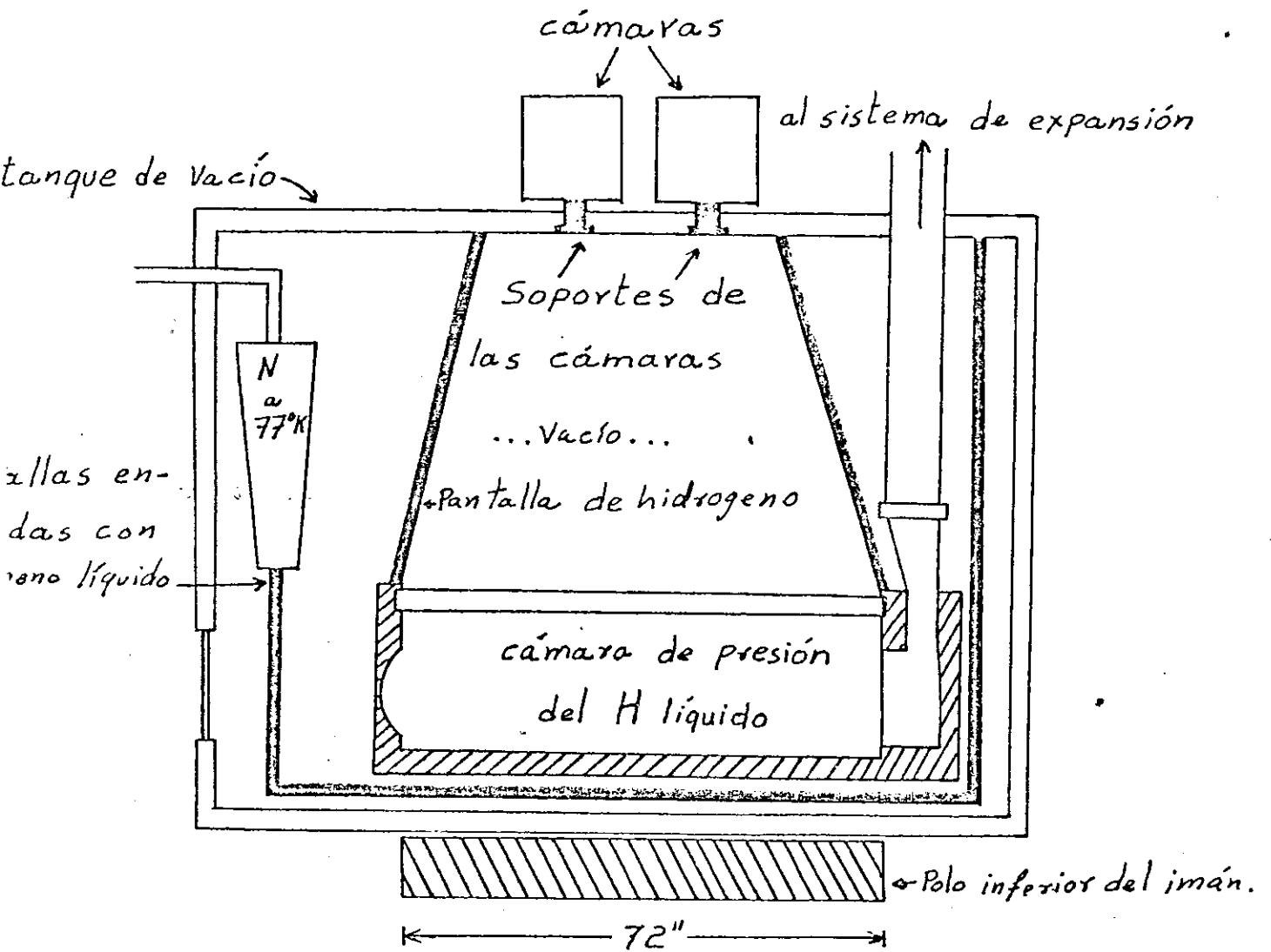


cámara fotográfica



Cámara de niebla

Figura 3



Cámara de Burbujas

Figura 4

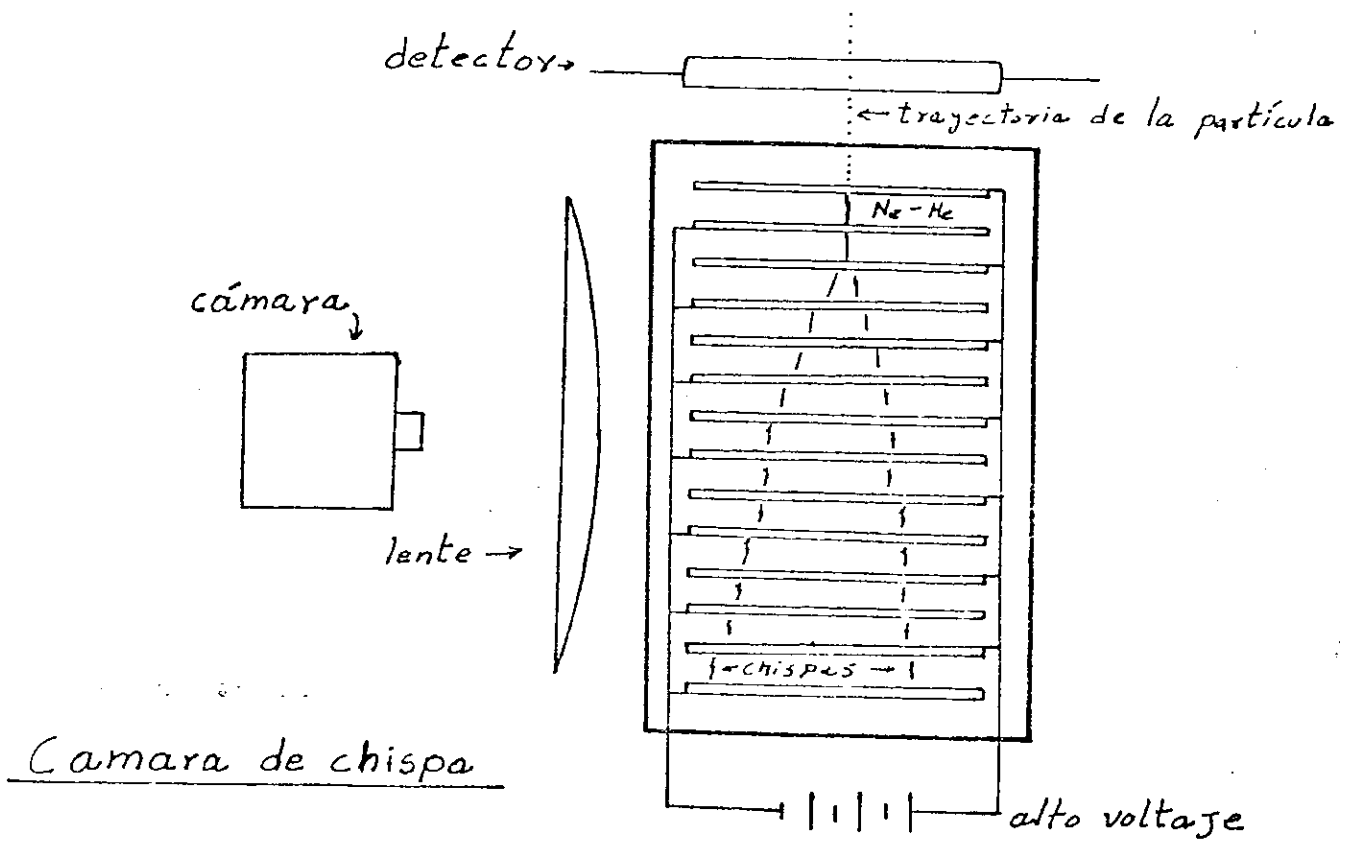
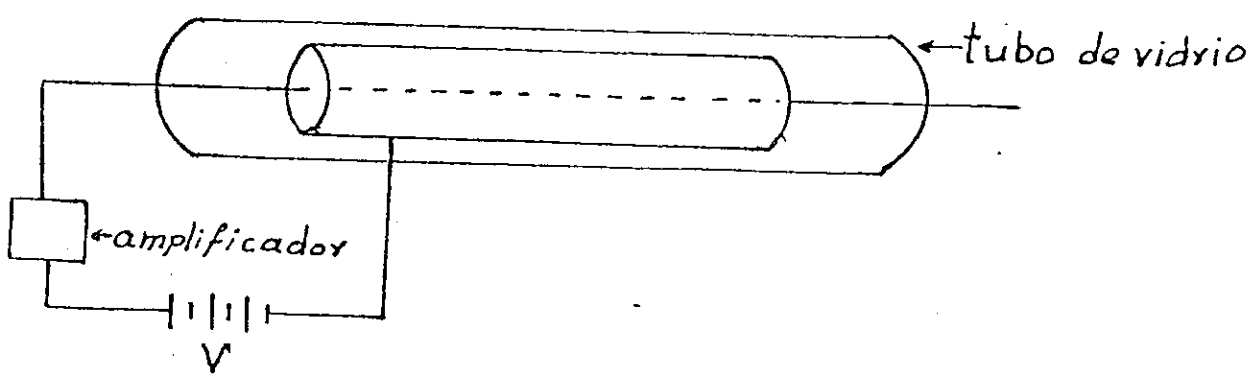
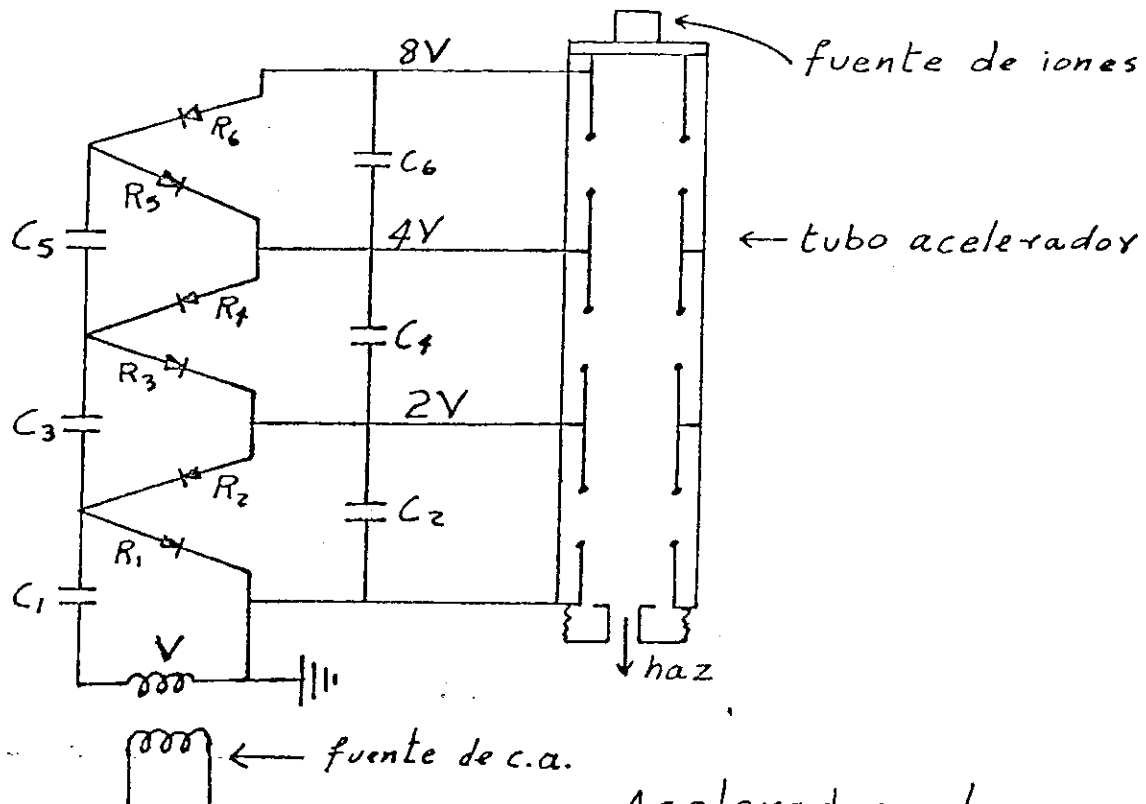


Figura 5



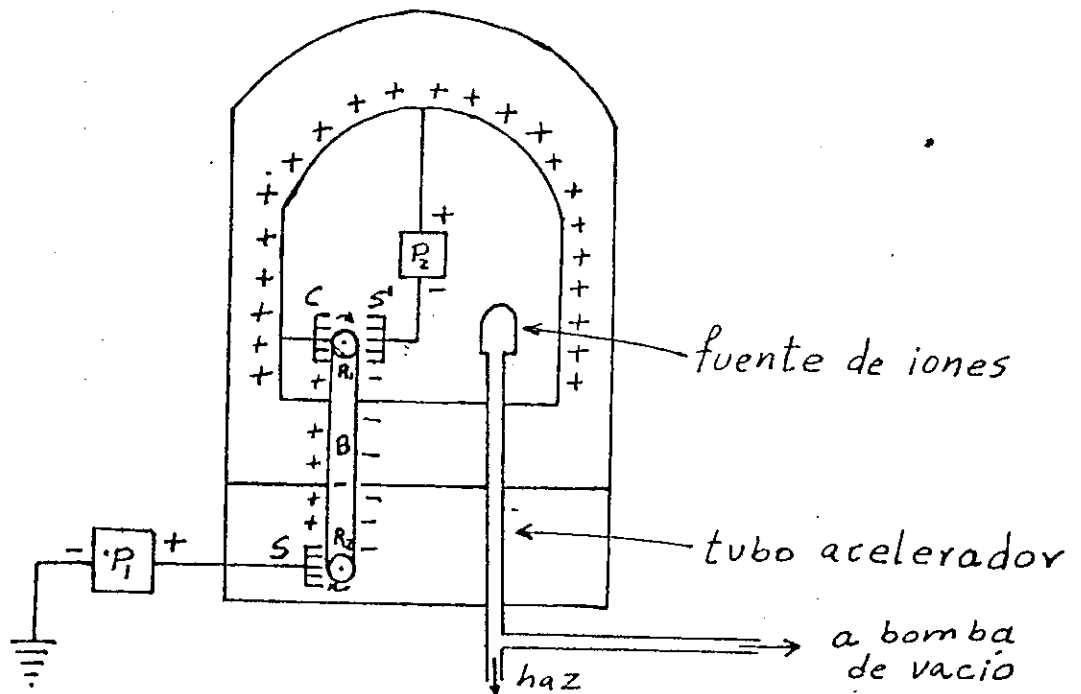
contador Beiger-Müller

Figura 6



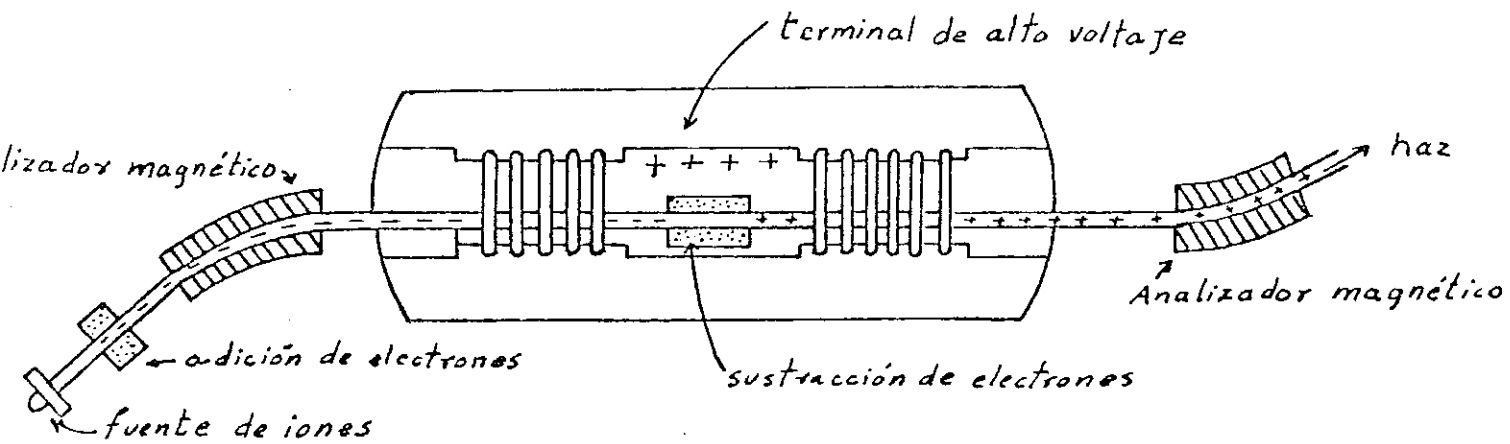
Acelerador de
Cockcroft-Walton

Figura 7



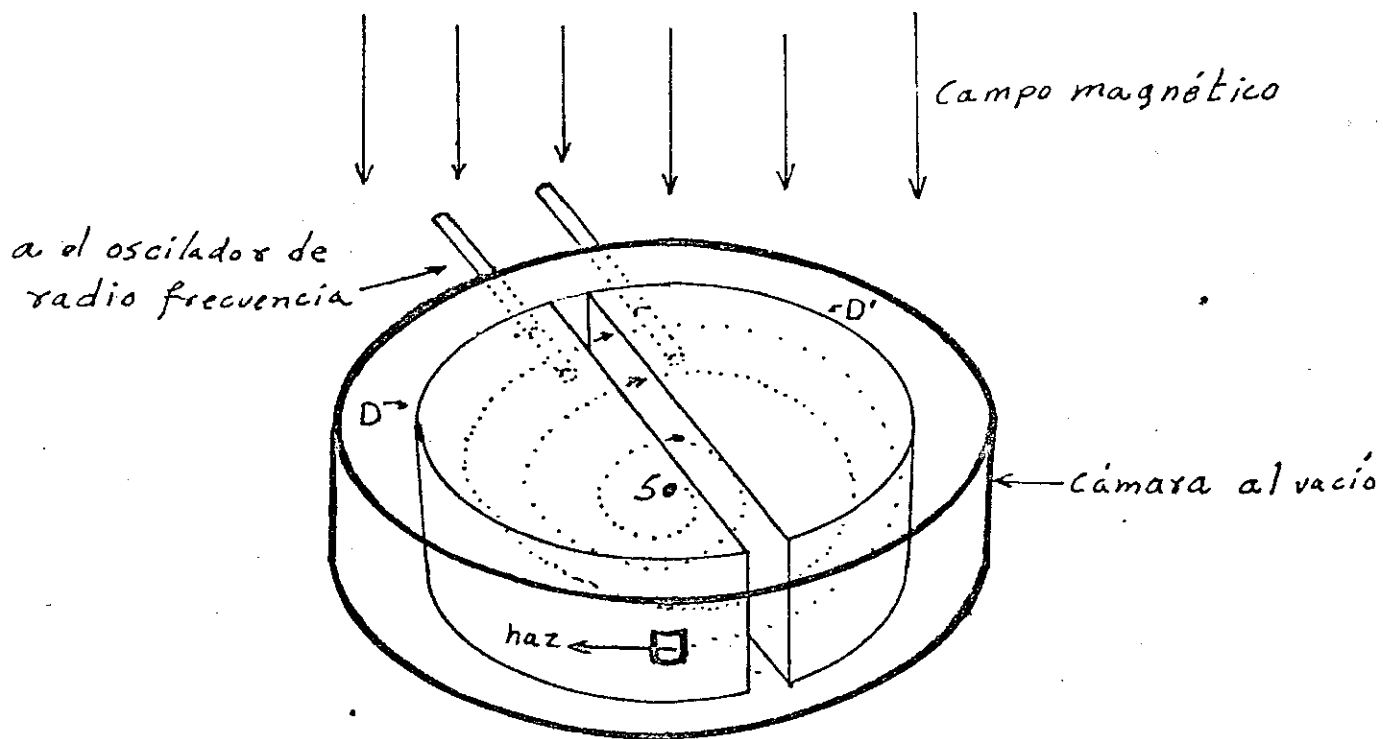
Acelerador de Van de Graaff

Figura 8



Tandem de Van de Graaff

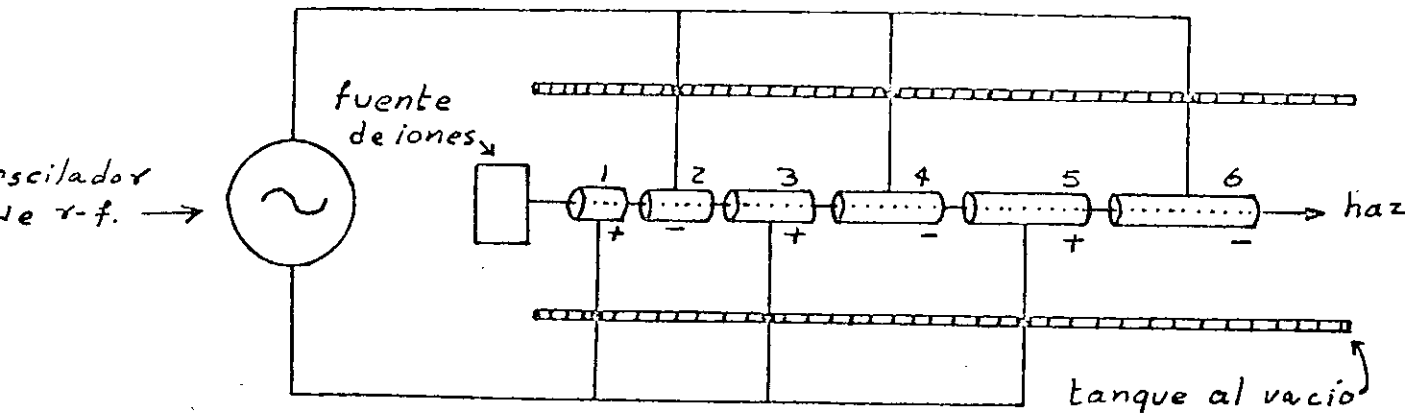
Figura 9



Ciclotrón

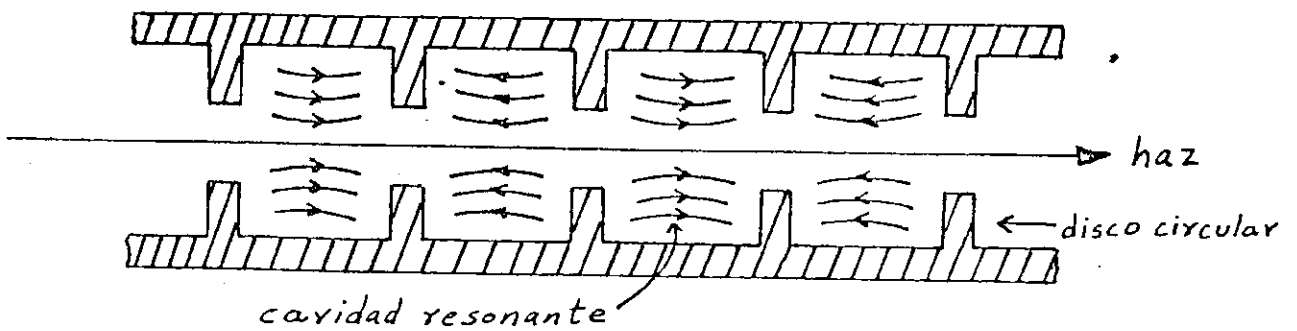


Figura 10



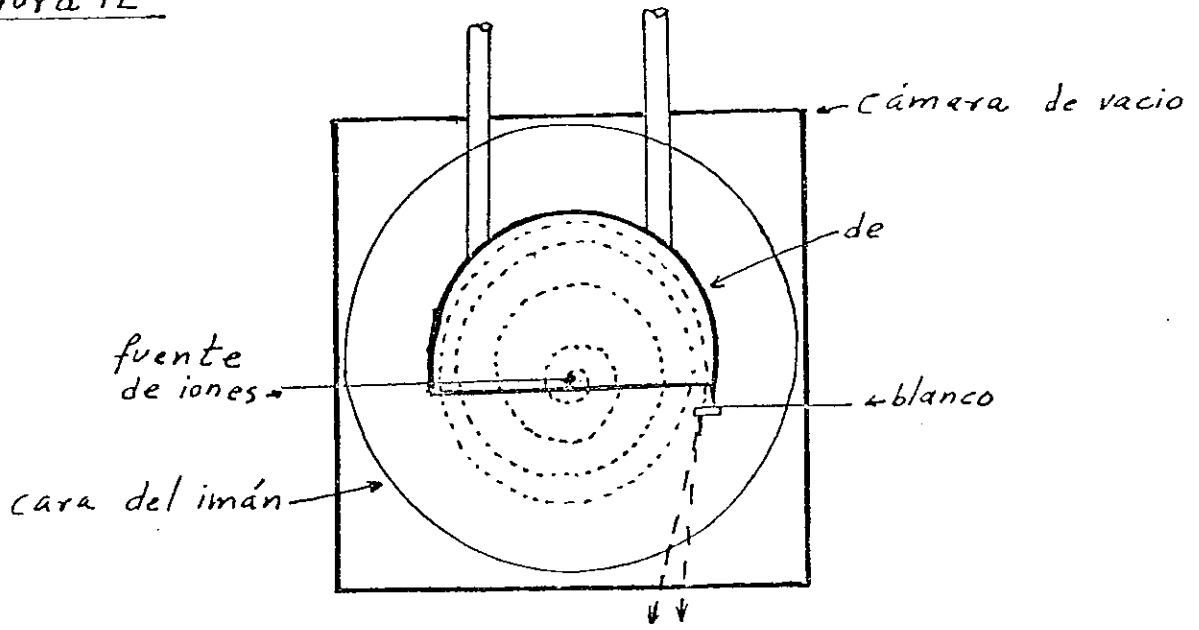
Acelerador lineal de Protones

Figura 11



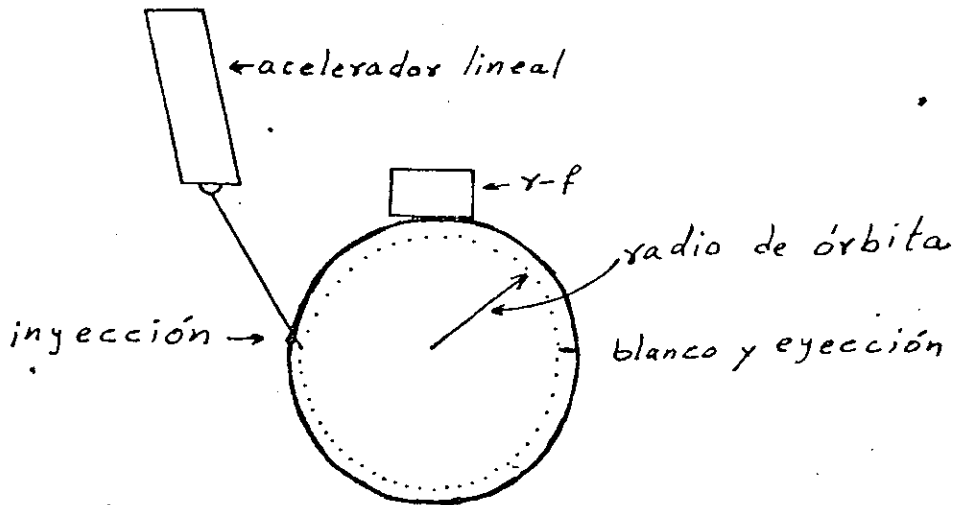
Acelerador lineal de electrones

Figura 12'



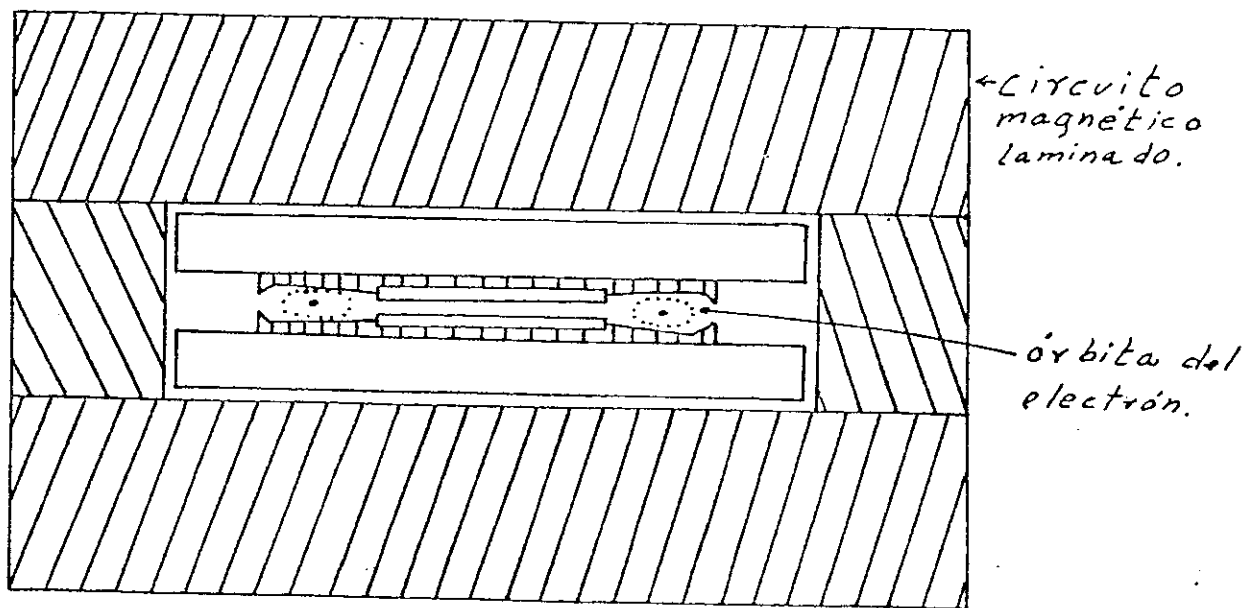
Sincro-ciclotrón

Figura 12



Sincrotrón de protones

Figura 13



Betatrón

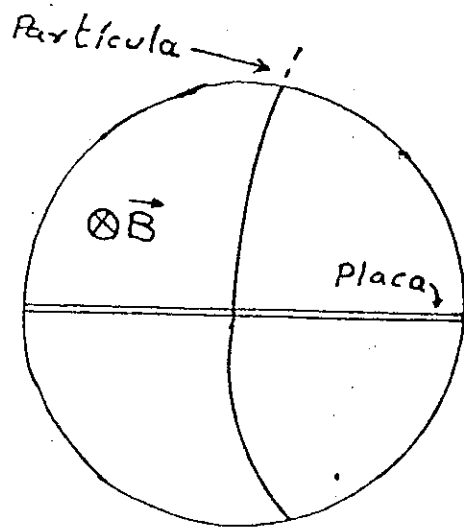


Figura 14

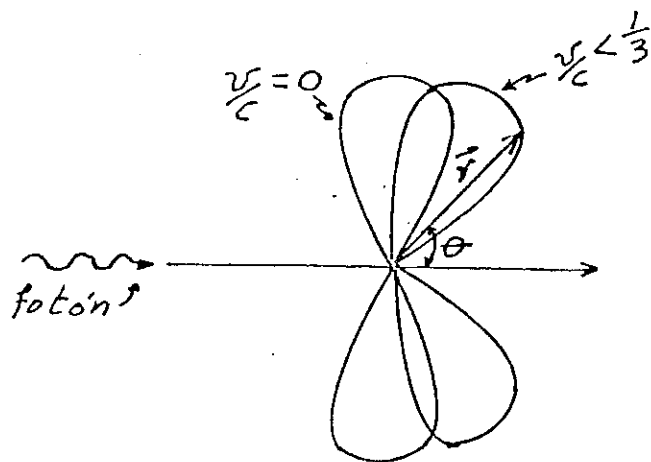


Figura 15

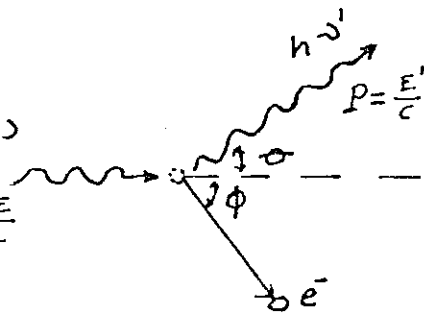


Figura 16

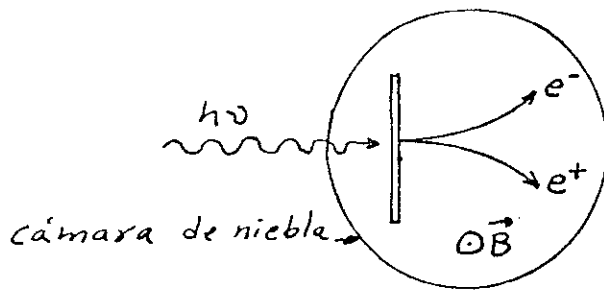


Figura 17

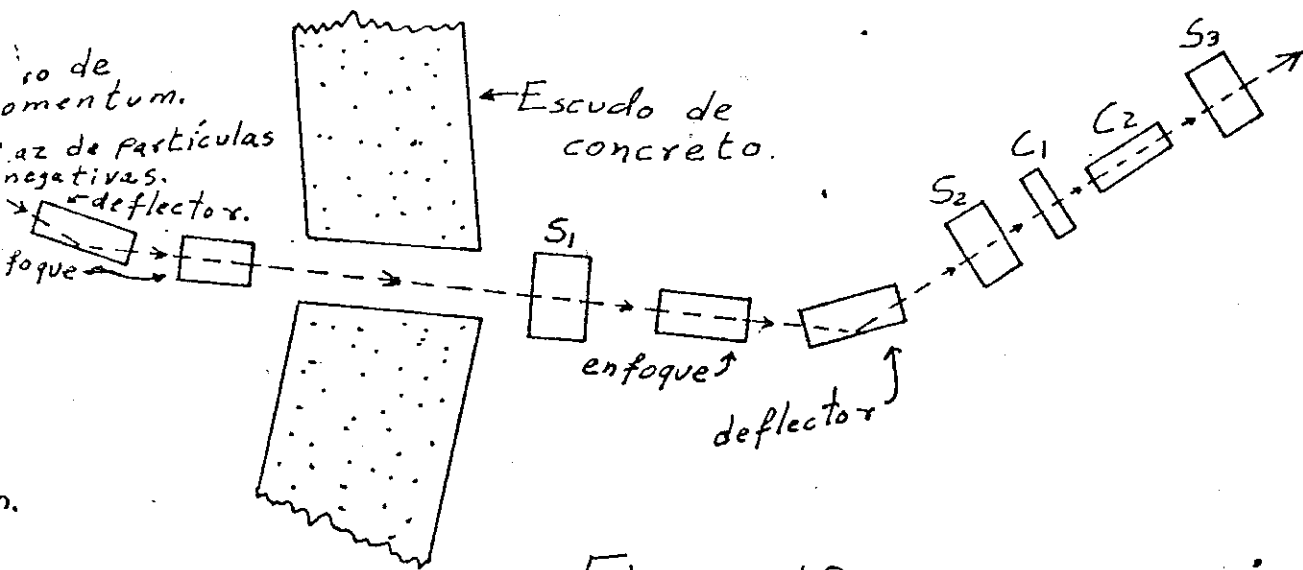


Figura 18

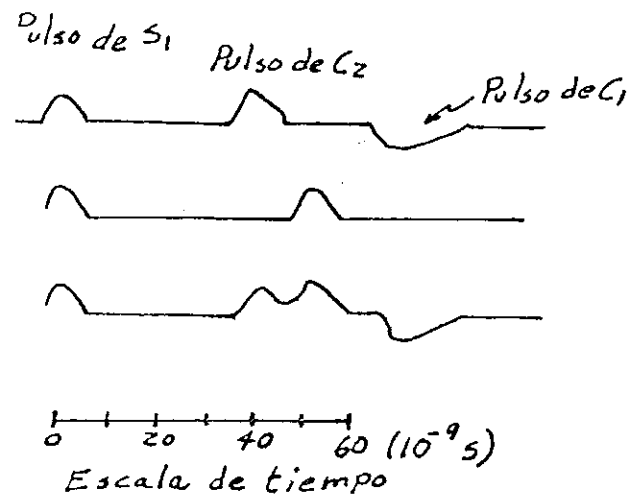


Figura 19

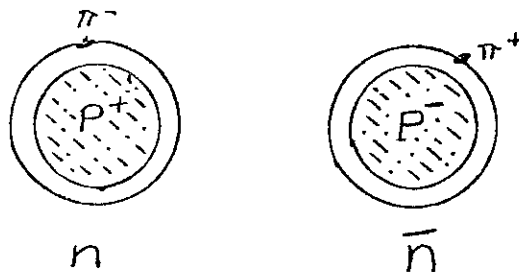


Figura 20

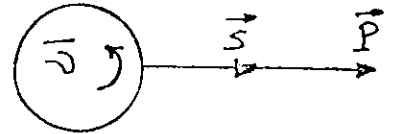
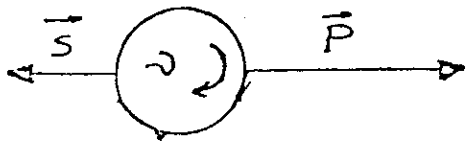


Figura 21

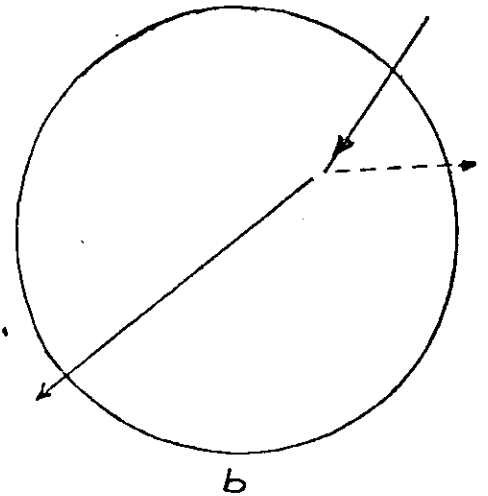
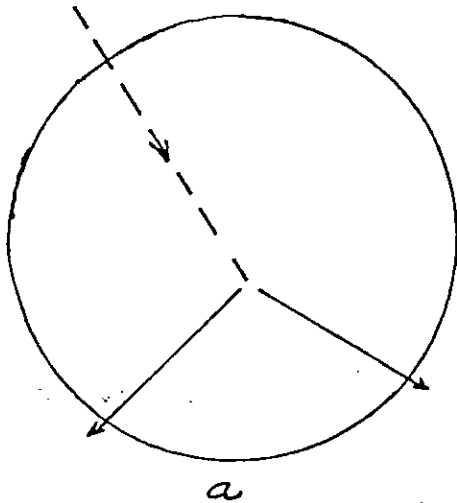
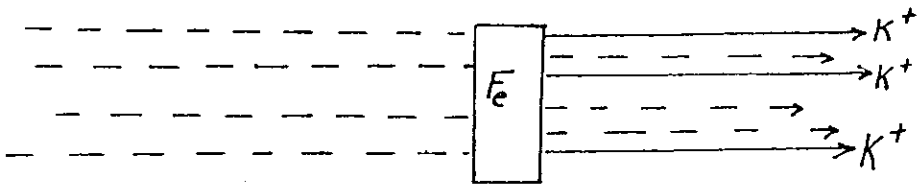
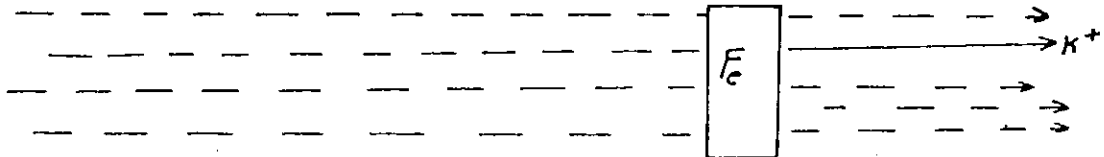


Figura 22

had
dc
 K^0



K^0



K^0



Figura 23

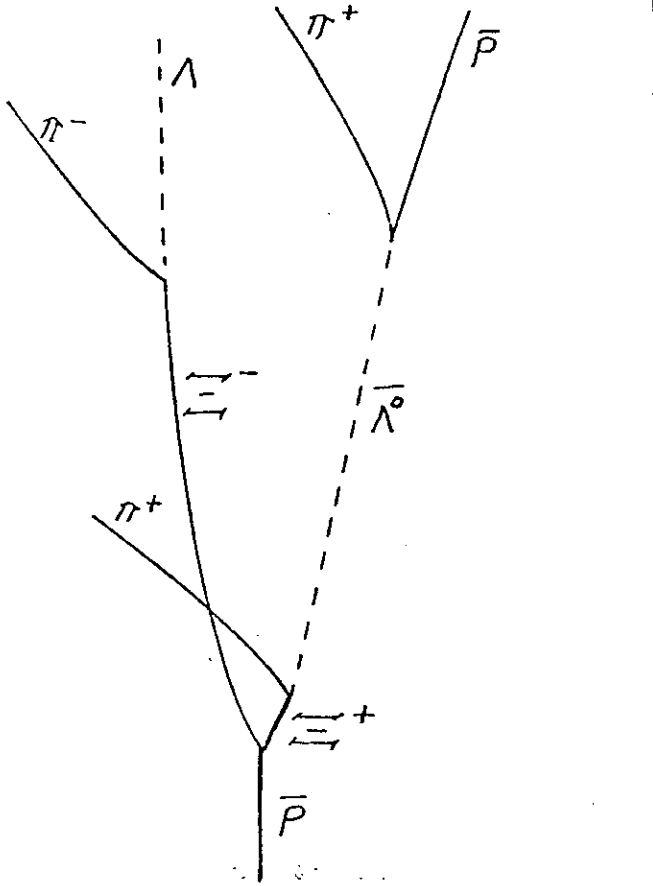


Figura 24

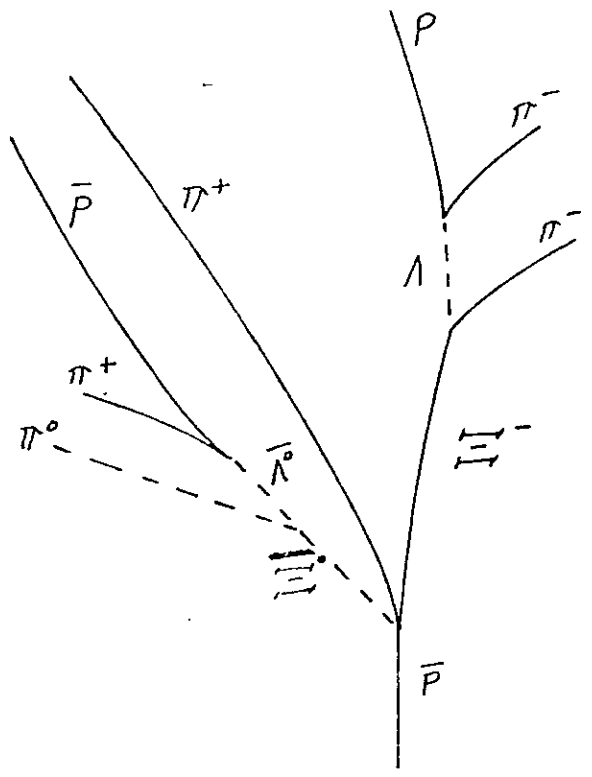


Figura 25

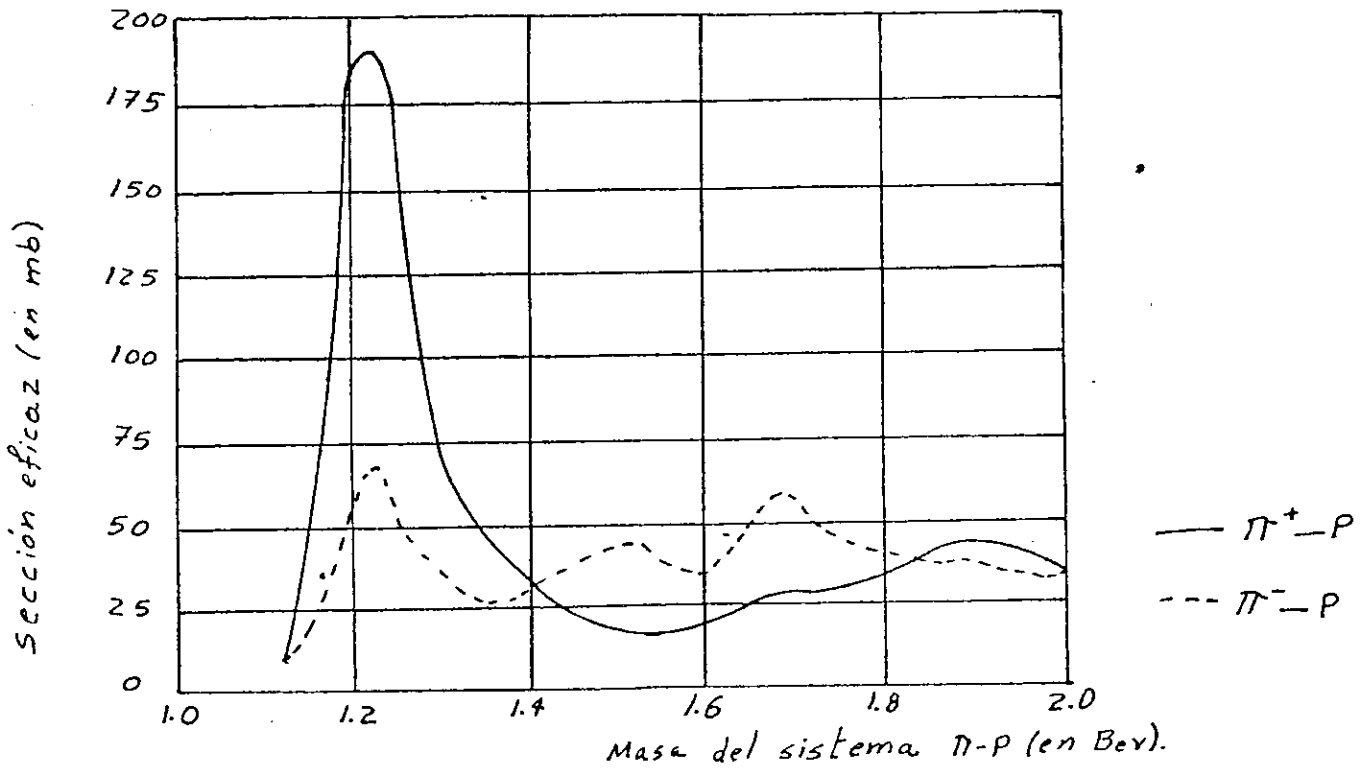


Figura 26

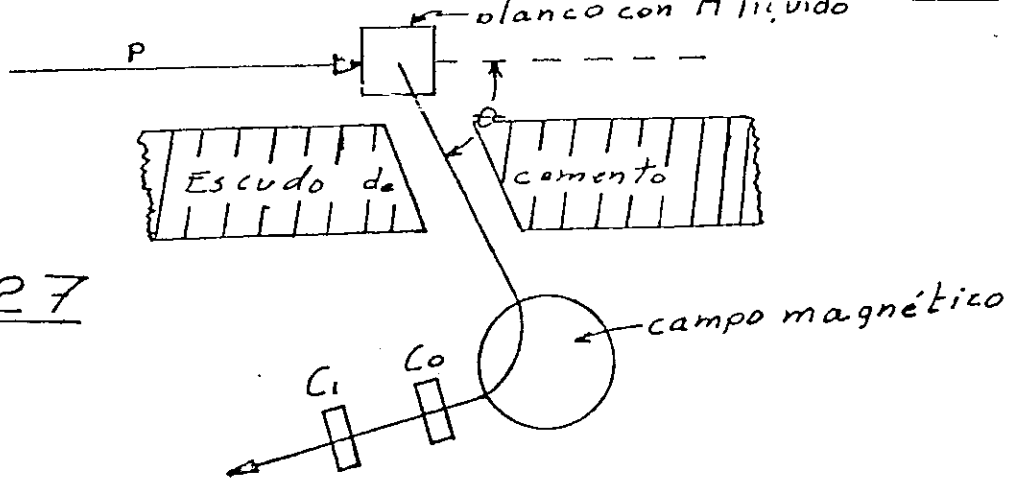


Figura 27

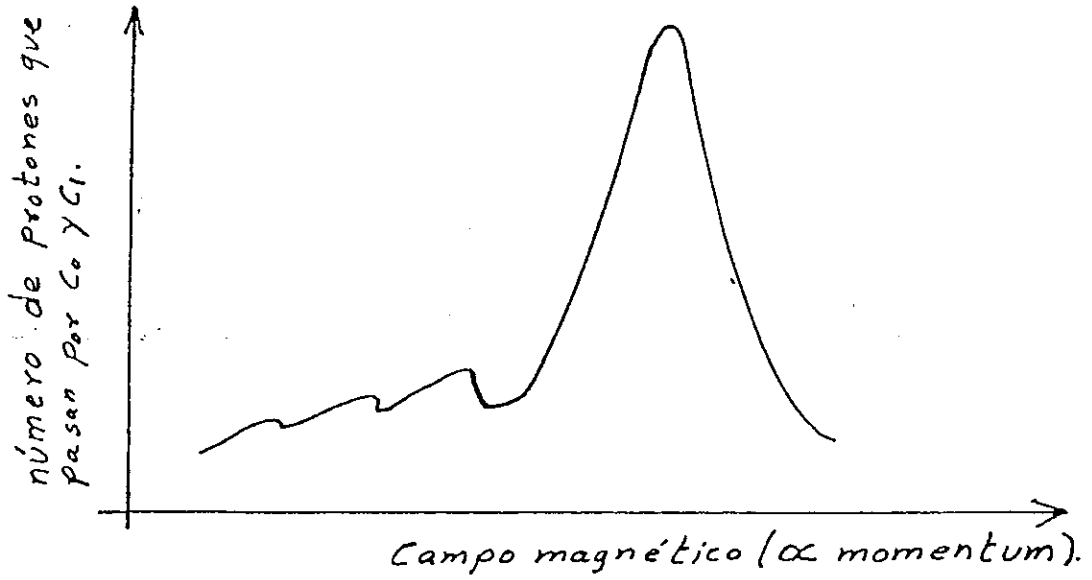


Figura 28

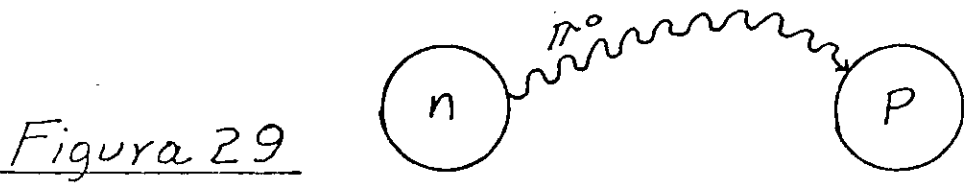


Figura 29

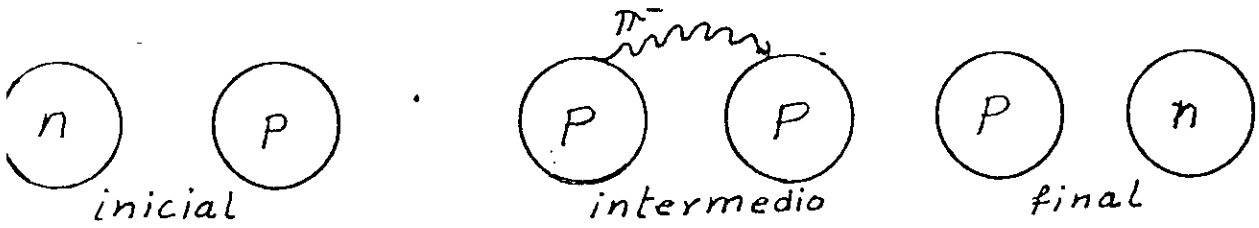


Figura 30

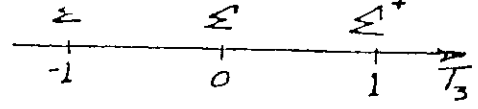
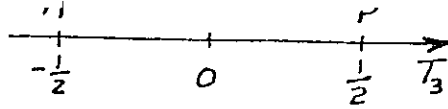


Figura 31

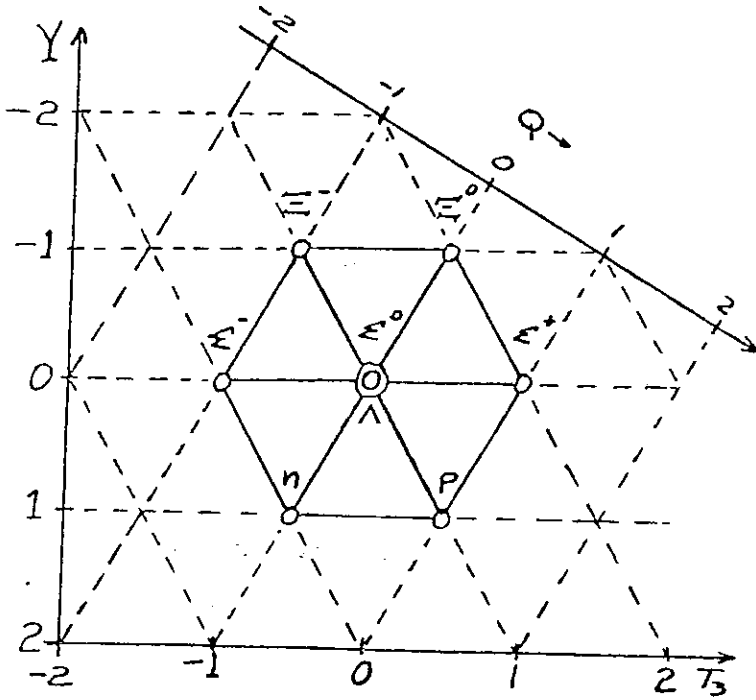


Figura 32

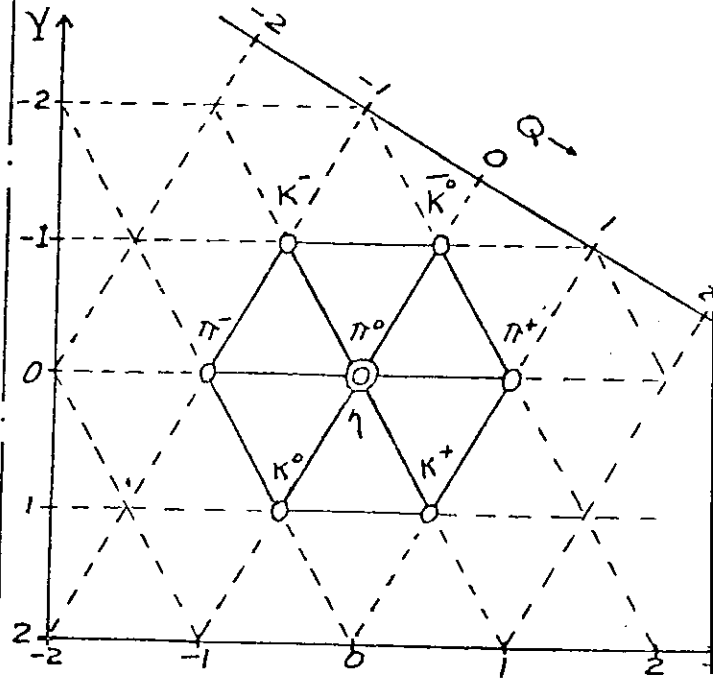


Figura 33

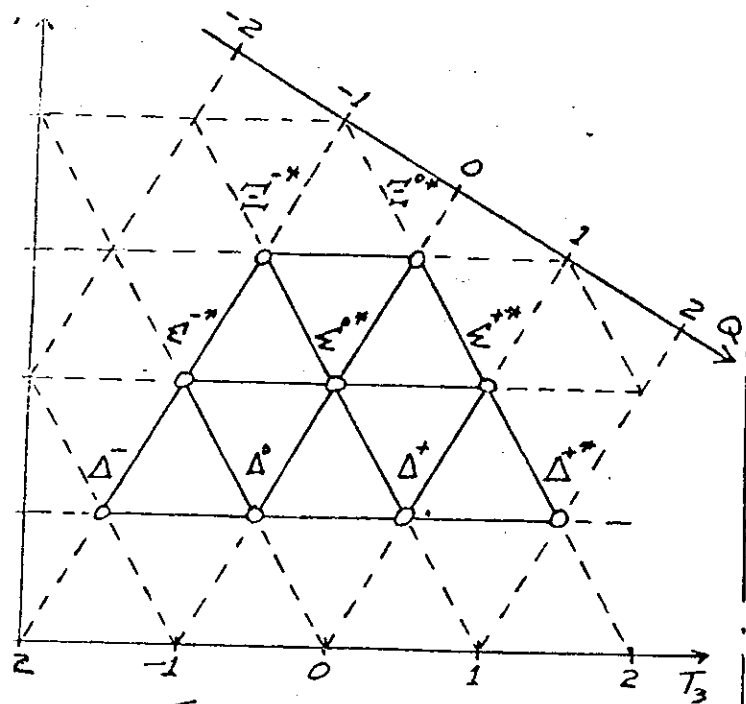


Figura 34

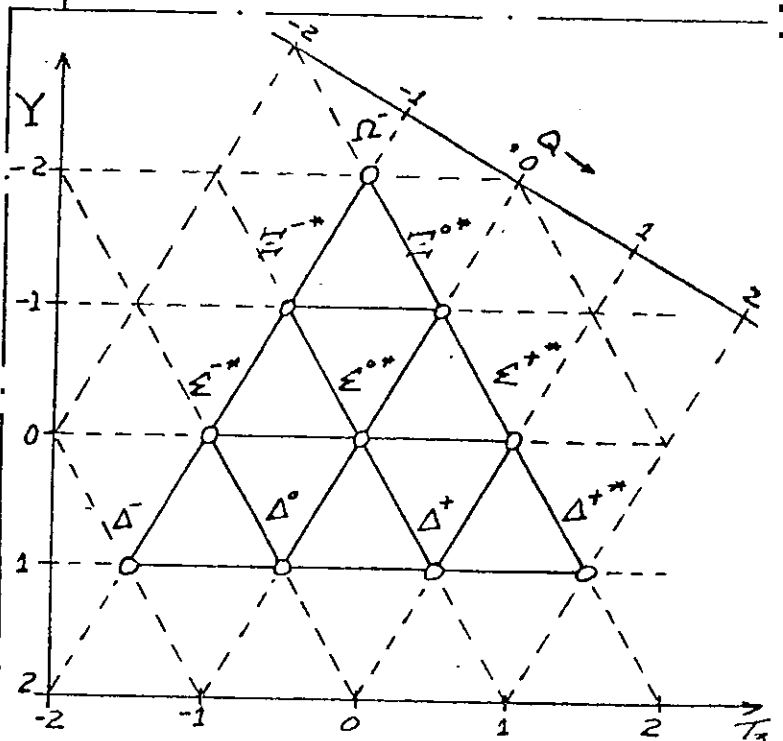


Figura 35

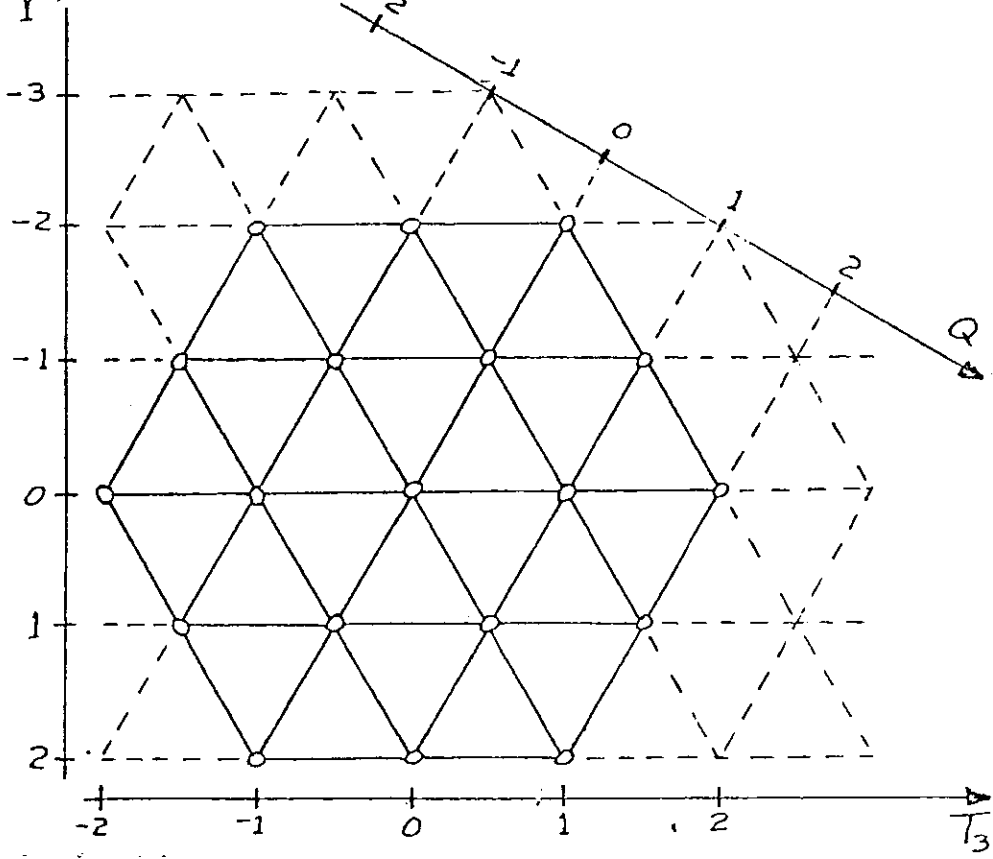


Figura 36

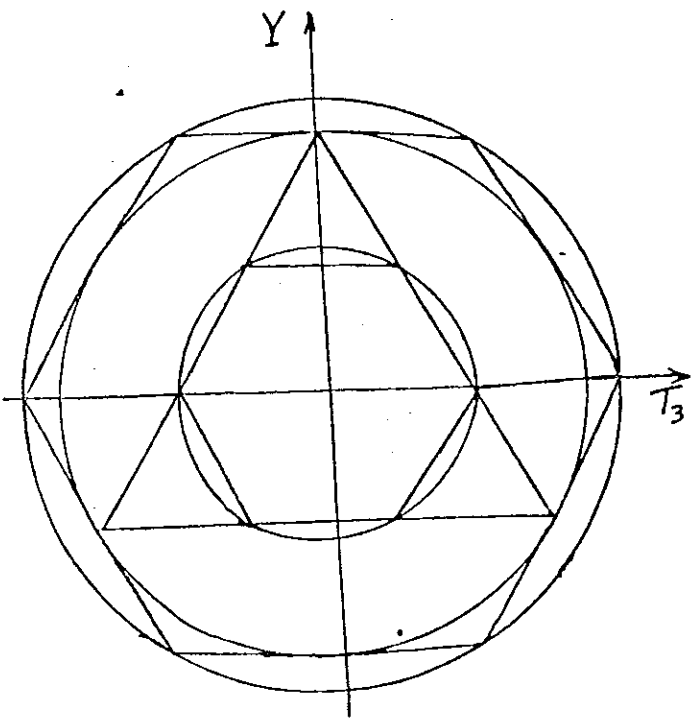


Figura 37

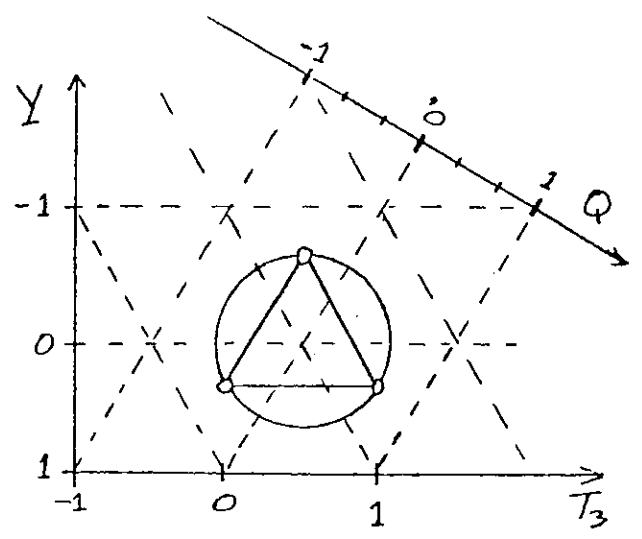


Figura 38

Tabla I

$J^P = (L+S)^+$	a	b
$\frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+$	2	$\frac{4}{3}$
$\frac{5}{2}^+, \frac{7}{2}^+$	1	1
$\frac{9}{2}^+, \frac{11}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
$\frac{13}{2}^+, \frac{15}{2}^+$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$
$\frac{17}{2}^+, \frac{19}{2}^+$	$\frac{2}{9}$	$\frac{1}{2}$

Tabla II

$J^P = (L+S)^-$	a	b
$\frac{3}{2}^-$	$\frac{10}{9}$	$-\frac{1}{9}$
$\frac{5}{2}^-, \frac{7}{2}^-$	$\frac{8}{9}$	$-\frac{5}{9}$
$J^P \neq (L+S)^P$	a	b
$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$	1	$\frac{2}{3}$
$\frac{3}{2}, \frac{7}{2}, \frac{11}{2}, \dots$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$

Tabla III

	\bar{K} $Y=-1; T=\frac{1}{2}$	π $Y=0; T=1$	η $Y=0; T=0$	K $Y=+1; T=\frac{1}{2}$
13			$\eta(1250, 2^+)$	
12				
11			$\eta(1020, 1^-)$	
10				
9	$\bar{K}(888, 1^-)$			$K(888, 1^-)$
8		$\pi(750, 1^-)$	$\eta(782, 1^-)$	
7				
6			$\eta(548, 0^-)$	
5	$\bar{K}(496, 0^-)$			$K(496, 0^-)$
4				
3				
2		$\pi(137, 0^-)$		
1				
0				

El simbolo entre círculo significa que la partícula es estable después del decaimiento nuclear. (En tablas III y IV).

Tabla IV

	<u>Ω</u> $Y=-2; T=0$	<u>Ξ</u> $Y=-1; T=\frac{1}{2}$	<u>Σ</u> $Y=0; T=1$	<u>Λ</u> $Y=0; T=0$	<u>N</u> $Y=1; T=\frac{1}{2}$	<u>Δ</u> $Y=1; T=\frac{3}{2}$
20						
19						$\Delta(1920, \frac{7}{2})$
18				$\Lambda(1815, \frac{5}{2})$		
17						
16	$\Omega(1676, \frac{3}{2}^+)$		$\Sigma(1660, \frac{3}{2})$		$N(1688, \frac{5}{2})$	
15		$\Xi(1530, \frac{3}{2}^+)$		$\Lambda(1520, \frac{3}{2}^-)$	$N(1512, \frac{3}{2})$	
14				$\Lambda(1405,)$		
13		$\Xi(1318, \frac{1}{2})$	$\Sigma(1385, \frac{3}{2}^+)$			
12						$\Delta(1238, \frac{3}{2}^+)$
11			$\Sigma(1193, \frac{1}{2}^+)$	$\Lambda(1115, \frac{1}{2}^+)$		
10						
9					$N(939, \frac{1}{2}^+)$	

Masa (en MeV $\times 10^3$)