

221

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

Facultad de Ciencias

DETERMINACION DE
SPIN Y PARIDAD
EN EL ESPECTRO DE
LOS BARIONES.

TESIS PROFESIONAL

J. Enrique Aguilar Ch.

Fac. de Ciencias - IFUNAM

Director de tesis: Dr. Clicerio Avilez

IFUNAM - U. de Guana juato.

1986



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

INDICE

Introducción	1
1. Espectros y partículas	3
Bosones de norma	4
Leptones	6
Mesones	7
Bariones	10
Notas	12
2. Espectroscopía de bariones	17
Bariones clasificados	20
Bariones no clasificados	22
Clasificación de la $\Xi(1820)$	25
Notas	26
3. Correlaciones angulares	28
Correlación angular para el decaimiento de la $\Xi(1820)$	42
Notas	50
4. Conclusión	52
Apéndice A: Modelo de quarks	55
Apéndice B: Clasificación de bariones	58
Tabla 1	68
Tabla 2	71

INTRODUCCION

La experiencia nos ha enseñado que si bien, el universo es abundante en formas y estructuras, es económico en sus constituyentes básicos. Así pues, hacia la década de los sesenta, el número cada vez mayor de hadrones "elementales" había llevado a los físicos a pensar que lo que se tenía enfrente era una rica espectroscopía similar a la atómica o a la nuclear.

Para dar una explicación a toda esta gama espectroscópica, Gell-Mann y Zweig propusieron la hipótesis de los quarks.

Con la introducción de los quarks se puso un poco de orden en toda esta diversidad de "partículas elementales". Sin embargo, persisten algunas cuestiones sin resolver. Una de ellas es la existencia de un déficit de partículas con extrañeza -2 y -3 .

Ante este hecho se ha propuesto que: 1) su inelasticidad es muy grande, 2) son muy difíciles de detectar, o bien, 3) no existen.

Esta tesis ha sido hecha con el propósito de estudiar un barión con dos unidades de extrañeza: $\Xi(1820)$, y verificar su spin asignado así como determinarle su paridad. Una vez determinadas sus propiedades, clasificarla dentro del modelo de $SU(6)$ y verificar si no hay inconsistencias en éste.

De esta forma, el estudio de la extrañeza nos permitirá conocer un poco más sobre la estructura de los hadrones y consiguientemente la validez del modelo de $SU(6)$.

El presente trabajo ha sido dividido en cuatro capítulos. Los tres primeros no están seriados y pueden leerse en forma independiente cada uno.

En el capítulo 1 se da una visión sobre la espectroscopía de partículas y una descripción global de éstas. En el capítulo 2, se propone una clasificación de los bariones de acuerdo al modelo de $SU(6)$, así como dificultades de esta clasificación. Se estudia particularmente la clasificación de la $\Xi(1820)$ de acuerdo a los datos publicados en "1986 Summary tables of particle properties". En el capítulo 3, se hace un estudio de las correlaciones angulares y su aplicación a los posibles decaimientos de la $\Xi(1820)$. Por último, en el capítulo 4, se discute la viabilidad de un análisis de datos de producción inclusiva de Ξ para aplicar las funciones de correlación obtenidas en el capítulo 3, y así verificar el spin y determinar la paridad de la $\Xi(1820)$.

Esta tesis forma parte de la infraestructura teórica para el análisis de datos del experimento E766 que se realizó en Brookhaven, N.Y. (USA), y que constituye la base del programa experimental de Altas Energías del IFUNAM.

1. ESPECTROS Y PARTICULAS

Es sabido que los constituyentes de la materia absorben y emiten energía en forma de cuantos. Los átomos y moléculas cuando son excitados, tienden a decaer a un estado de menor energía emitiendo uno o más cuantos.

Los estudios realizados por los espectroscopistas de tales emisiones, llevaron, en el primer cuarto de siglo a un entendimiento de la estructura del átomo. La teoría cuántica de Schrodinger y Heisenberg para la descripción de la estructura atómica, representa un logro en este sentido.

Cuando fue posible técnicamente, poder excitar el núcleo atómico, se encontró también que emite cuantos al decaer a estados menos energéticos. La cuestión era similar a la anterior del caso atómico sólo que aquí las emisiones no sólo eran de fotones altamente energéticos (γ) sino también pares de leptones (decaimiento β^+ , β^-). Análogamente, los estudios de tales emisiones han llevado a los físicos a proponer modelos sobre la estructura nuclear. El modelo de la gota líquida y el modelo de capas¹ representan también dos avances en este sentido.

Hacia la segunda mitad de este siglo, fueron desarrollados aceleradores de tal forma que al hacer incidir protones sobre protones, por ejemplo, se produjeron una gran cantidad de partículas hasta entonces desconocidas. Estas partículas decaían casi instantáneamente a formas más estables.

En un principio se pensó que toda esta gama de nuevas partículas, incluyendo al protón y al neutrón, venían a constituir lo que se llamó "partículas elementales". Sin embargo, en la década de los sesenta, se tenía ya una gama enorme de "partículas elementales". Esto gradualmente llevó a pensar que en realidad lo que los nuevos aceleradores habían descubierto no eran nuevas partículas, sino estados excitados de algún estado fundamental.

Cuando estos estados decaen a estados menos energéticos, emiten no sólo cuantos tales como fotones y pares de leptones, sino también una nueva clase de cuantos con una masa substancial: los mesones.

Los físicos de altas energías, sin embargo, frecuentemente se refieren a estos estados excitados como "nuevas partículas elementales" sólo por costumbre.

La tabla 1 presenta la lista de partículas estables² conocidas hasta hoy día, así como algunas de sus propiedades.

Las partículas se agrupan en cuatro familias conforme a su estadística y a la interacción dominante: a) bosones de norma, b) leptones (fermiones), c) mesones (bosones), y d) bariones (fermiones).

a) Bosones de norma

El fotón y las partículas W no son ni hadrones ni leptones. Tienen spin 1 y por lo tanto son bosones³. Obedecen la estadística de Bose-Einstein. Se les suele designar con el nombre de bosones vectoriales porque el campo que describe las partículas de spin 1 toma la forma de un cuadrivector.

El fotón (γ) es el cuanto del campo electromagnético cuya teoría correspondiente es una teoría $U(1)$. En sí mismo no posee carga, aunque transmite la fuerza del campo electromagnético entre cargas eléctricas, ya en forma de partícula virtual o como partícula real en el campo de radiación. Es estable y por ende no decae a ninguna otra partícula.

Las tres partículas W están asociadas con el campo débil cuya teoría correspondiente ya unida a la teoría $U(1)$, es una teoría $SU(2) \otimes U(1)$. Como la fuerza débil actúa sobre dobletes de partículas, las W median las transiciones entre cada doblete⁴, de tal forma que los dos miembros del doblete pueden transformarse entre sí. Las partículas mediadoras son la W^+ , con carga débil y carga eléctrica $+1$; la W^- , con carga débil y eléctrica -1 , y la W^0 , conocida como Z^0 , la cual es neutra con respecto a las fuerzas débiles y electromagnéticas.

La Z^0 , al igual que la γ , transmite una fuerza entre partículas cargadas pero no altera ninguna de sus propiedades eléctricas. Las W^\pm por el contrario, si transforman los sabores de las partículas⁵. La siguiente figura muestra esquemáticamente estas transformaciones.

	e^-	ν
e^-	γ, Z^0	W^-
ν	W^+	Z^0

$SU(2) \otimes U(1)$

Con la unificación del campo débil y electromagnético [$SU(2) \otimes U(1)$], la γ y las partículas W y Z^0 se pudieron explicar a partir de una misma teoría⁶.

Por analogía con la simetría de $U(1)$ del campo electromagnético, se propuso que la fuerza subyacente a esta teoría fuera también simétrica. Esto implicaba un problema ya que entonces la carga débil se conservaría y las partículas W y Z^0 carecerían de masa y su alcance sería infinito, siendo que la interacción débil es de corto alcance.

La respuesta que se tiene hoy día a este problema, es que en efecto la fuerza es simétrica, más la estructura del vacío rompe espontáneamente esta simetría, dando masa a los tres mediadores de las fuerzas débiles pero no al fotón.

b) Leptones

Tienen spin $\frac{1}{2}$ y por lo tanto son fermiones. Obedecen la estadística de Fermi-Dirac. Los leptones cargados son fuentes de interacción electromagnética y débil, los neutros sólo interactúan débilmente⁷.

Hasta hoy día, solo tres pares de leptones han sido identificados: el electrón (e^-) y su neutrino asociado (ν_e), el muón (μ) y su neutrino (ν_μ), y el tau⁸ (τ^-) con su neutrino (ν_τ), el cual suponemos que existe. Todos ellos tienen sus correspondientes antipartículas en concordancia con las predicciones de la mecánica cuántica relativista.

Los leptones μ y τ parecen ser idénticos al electrón en todas sus propiedades, salvo en la masa. Por su parte, los neutrinos,

aparentemente sin masa, presentan una sección eficaz muy pequeña (10^{-20} barns para decaimiento β -inverso), y correspondientemente un camino libre medio muy largo en comparación con las demás partículas, debido a que sólo interactúan débilmente.

Parece existir una ley de conservación de tipo leptónico: el número de e^- más el número de ν_e menos el número de las anti-partículas correspondientes e^+ y $\bar{\nu}_e$, se conserva; y similarmente para los leptones μ y τ . Estas leyes de conservación no se han podido asociar a ninguna simetría subyacente, la cual tal vez sea aproximada a algún nivel.

El patrón de masas para los leptones, la aparente carencia de masa de los neutrinos y la existencia de tres "generaciones" de leptones, no tiene todavía explicación⁹.

c) Mesones

Tienen spin entero y por lo tanto son bosones¹⁰. Obedecen la estadística de Bose-Einstein.

Su gran número, la facilidad con que se transforman entre ellos y el hecho de que puedan ser clasificados en multipletes, reminiscentes de los niveles de energía en átomos y moléculas sugiere, al igual que los bariones, que sean sistemas compuestos en contraste con los leptones quienes, a energías comúnmente accesibles, se comportan como partículas puntuales¹¹.

El modelo de quarks¹² propone que los mesones estén compuestos de un quark y un antiquark¹³. La creación de un mesón equivaldría a la creación de un par $q\bar{q}$ ¹⁴.

Las diferentes combinaciones de los tres tipos de quark u, d y

s en $q\bar{q}$, dan lugar a la mayoría de las clases de mesones extraños y no extraños observadas.

Combinando $u, \bar{u}, d, \bar{d}, s$ y \bar{s} tenemos:

combinación	mesón	Q	S	combinación	mesón	Q	S
$s \bar{u}$	K^-	-1	-1	$d \bar{u}$	π^-	-1	0
$s \bar{d}$	\bar{K}^0	0	-1	$u \bar{d}$	π^+	1	0
$d \bar{s}$	K^0	0	1	$d \bar{d}$	π^0, η^0	0	0
$u \bar{s}$	K^+	1	1	$u \bar{u}$	π^0, η^0	0	0

Introduciendo el encanto (c, \bar{c}) obtenemos los mesones encantados extraños y no extraños:

combinación	mesón	Q	S	combinación	mesón	Q	S
$c \bar{s}$	D_S^+	1	-1	$\bar{c} u$	\bar{D}^0	0	0
$\bar{c} s$	D_S^-	-1	1	$c \bar{d}$	D^+	1	0
$c \bar{u}$	D^0	0	0	$\bar{c} d$	D^-	-1	0

Finalmente, introduciendo el bottom (b, \bar{b}) tenemos los mesones bottom:

combinación	mesón	Q	S	combinación	mesón	Q	S
$b u$	B^+	1	0	$d \bar{b}$	B^0	0	0
$b \bar{u}$	B^-	-1	0	$\bar{d} b$	\bar{B}^0	0	0

La teoría de las interacciones fuertes que hoy prevalece, asume como su modelo directo la electrodinámica cuántica (QED).

La teoría se llama cromodinámica cuántica (QCD); "cromo-" significa que la fuerza actúa no entre las cargas eléctricas, sino entre las cargas de color¹⁵.

La mayor complejidad de la QCD con respecto a la QED reside en la multiplicidad de cargas de color (rojo, verde y azul).

Hay nueve transiciones posibles entre los colores de los quarks, definidos por una matriz de 3x3 (p.e. un quark rojo se puede transformar en uno azul, verde o rojo). Las tres transformaciones ($R \rightarrow R, V \rightarrow V, A \rightarrow A$) constituyen los elementos diagonales de la matriz. Así, podría parecer que deberían existir tres gluones neutros de color, uno por cada transformación identidad. Pero como hay sólo dos cargas de color independientes¹⁶ que son necesarias para especificar los tres colores de los quarks, existen sólo dos gluones que no cambian el color: G_1 y G_2 .

	rojo	verde	azul
rojo	$G_1 + G_2$	$G_{r \rightarrow v}$	$G_{r \rightarrow a}$
verde	$G_{v \rightarrow r}$	$G_1 + G_2$	$G_{v \rightarrow a}$
azul	$G_{a \rightarrow r}$	$G_{a \rightarrow v}$	$G_1 + G_2$

Por tanto, mientras que la QED tiene un único fotón sin masa, la QCD posee ocho partículas sin masa llamadas gluones¹⁷. Más aún, el fotón carece de carga eléctrica, a diferencia de los gluones quienes llevan carga de color. Esta presencia de carga en las partículas portadoras, altera de manera fundamental el carácter de la fuerza en cuestión¹⁸.

Dentro de este esquema, la interacción fuerte es una fuerza derivada de la fuerza de color¹⁹ (así como las fuerzas de van der Waals se derivan de la fuerza de Coulomb). A nivel de quarks, tenemos a los gluones como intermediarios de la fuerza de color, y a nivel de nucleones, a los mesones como los intermediarios de la interacción fuerte²⁰.

d) Bariones²¹

Tienen spin semientero y por lo tanto son fermiones. Obedecen la estadística de Fermi-Dirac.

El multiplete más bajo de bariones tiene spin $\frac{1}{2}$ y consta de ocho: 2 nucleones (N) con una masa media de 939 MeV, una partícula lambda (Λ) con una masa de 1116 MeV, 3 partículas sigma (Σ) con una masa media de 1193 MeV y 2 partículas csi (Ξ) con masa media de 1318 MeV.

El modelo de quarks propone que los bariones estén compuestos de tres quarks²², a diferencia de la composición $q\bar{q}$ para los mesones. Dados los quarks u, d y s podemos formar las siguientes combinaciones distintas:

combinación	barión	Q	S	combinación	barión	Q	S
s s s	Ω^-	-1	3	u d s	Σ^0, Λ^0	0	-1
d s s	Ξ^-	-1	-2	u u u	Δ^{++}	2	0
u s s	Ξ^0	0	-2	d d d	Δ^-	-1	0
d d s	Σ^-	-1	-1	u u d	p, Δ^+	1	0
u u s	Σ^+	1	-1	u d d	n, Δ^0	0	0

Introduciendo el charm (c) tenemos la lambda encantada no extraña (Λ_c):

combinación	barión	Q	S	C
u d c	Λ_c	1	0	1

Al igual que con los leptones, parece existir una ley de conservación de bariones: el número de bariones menos el número de antibariones es conservado en todas las interacciones observadas. La mejor evidencia para ésto es la estabilidad del barión más ligero, el protón. No se ha encontrado ningún principio responsable para esta ley de conservación. Esta ley junto con la de tipo leptónico pueden ser aproximadas.

A los mesones y bariones se les llama también con el nombre de hadrones²³, quienes interactúan fuertemente, a diferencia de los leptones.

Además de las partículas que aparecen en la tabla 1, se ha acumulado evidencia experimental que indica la existencia de partículas de vida muy corta denominadas resonancias. Sus vidas son tan cortas que no dejan traza reconocible en las cámaras de burbujas o de chispas²⁴.

Se las puede clasificar conforme al número bariónico, la hipercarga y el isospín, y se las designa con los mismos símbolos de los bariones que tienen los mismos números cuánticos que ellas. El número de estas resonancias es de alrededor de 180 (tabla 2).

Notas

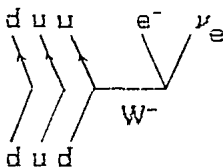
1. Existen otros modelos más sofisticados tales como el modelo óptico, el modelo colectivo, etc.; ver p.e. M.A.Preston *Physics of the nucleus*. Addison-Wesley. Mass., 1963. cap 12, 13 y 18.

2. Por estable o más bien dicho, relativamente estable, se entiende que la vida media de la partícula excede grandemente el tiempo requerido por la luz para atravesar una distancia igual al "diámetro" de la partícula. (Beiser Arthur. *Concepts of modern physics* International Student Edition. Second edition 1973, p.439 y 441).

3. Todos los bosones tienen un spin cero o entero y su función de onda es simétrica.

4. La carga débil depende de la helicidad de las partículas: las partículas levóginas y las antipartículas dextróginas forman dobletes en las interacciones débiles. Así tenemos p.e. los dobletes (e, ν_e) , (u, d) , $(e^+, \bar{\nu}_e)$, (\bar{u}, \bar{d}) con cargas débiles de $\frac{1}{2}$ y $-\frac{1}{2}$ respectivamente. Las partículas dextróginas y las antipartículas levóginas permanecen en singletes y carecen de carga débil, de suerte que no hay transiciones débiles entre ellas. (Georgi Howard. *Teoría unificada de las partículas elementales y las fuerzas*. Sc.Am. Junio 1981)

5. p.e. desintegración β^- :



6. La teoría se debe a Glashow, Weinberg y Salam.

7. El que no se hallen sometidos a las fuerzas fuertes, les distingue de las demás partículas subatómicas.

8. Tomado de la primera letra de la palabra griega τ ριτον, que significa "tercero". El nombre denota que tau es el tercer leptón cargado de una secuencia que empieza con el e^- y el μ . (Perl Martin & Kirk William *Leptones pesados*. Sc.Am. Mayo de 1978).

9. Gasiorowicz S. & Rosner J., Am.J.Phys. 49(10), Oct 1981. p.954.

10. Los hay escalares con $J^P = (0^+)$, pseudoescalares (0^-) , vectoriales (1^-) , pseudovectoriales (1^+) y tensoriales (≥ 1) .

11. Los descubrimientos del "electrón pesado" (μ) y de su neutrino (ν_μ), encierran quizá la primera prueba de una estructura interna. El μ se desintegra en una millonésima de segundo en un ν_μ y un par leptónico ordinario (e^-, ν_e). (Weisskopf V. *Las tres espectroscopias*. Sc.Am. Mayo de 1968).

12. Ver apéndice A.

13. Que un q y un \bar{q} se ligen vendría justificado por el principio de atracción de cargas opuestas. (Hooft Gerard. *Teorías Gauge de las fuerzas entre partículas elementales*. Sc.Am. Agosto de 1980)

14. Podría compararse a la emisión de pares de leptones, que es también creación simultánea de una partícula y una antipartícula.

15. El color es un número cuántico que se introdujo para reconciliar el modelo de quarks con el principio de exclusión de Pauli. (Glashow Sh. *Quarks con color y sabor*. Sc.Am. Octubre de 1975) Mientras que la simetría de $SU(3)$ de sabor es sólo aproximada, la simetría de $SU(3)$ de color es exacta.

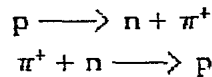
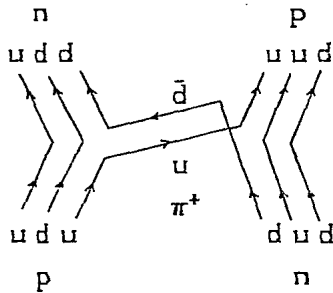
16. El hecho de que la suma de las tres cargas de color sea siempre nula, indica que una de las tres cargas no es independiente de las otras dos.

17. La invarianza de norma implica que los gluones tengan masa nula. Para salvar este problema se introdujo la "libertad asintótica" y la "esclavitud infraroja".

18. Esto tiene como consecuencia que la carga de color esté cuantificada. En el electromagnetismo, un fotón podría, en principio, ser emitido o absorbido por una partícula con cualquier carga eléctrica. Las partículas con carga de color pueden interaccionar intercambiando gluones, sólo si las cargas están separadas por intervalos que sean múltiplos de $\frac{1}{2}$.

19. El paso de un alcance infinito de la fuerza de color a un alcance finito de la fuerza fuerte, vendría a ser un poco análogo al paso de la fuerza de Coulomb (r^{-1}) a la fuerza de Van der Waals (r^{-6}).

20. En la siguiente figura se esquematiza un proceso de interacción fuerte en el que interviene un mesón π^+ como partícula mediadora:



21. Del griego *baryos*, pesado.

22. Para explicar el que los 3 quarks formen un estado ligado, se presupone que 3 cargas del mismo tipo se atraen.

23. Del griego *hadros*, vigoroso y fuerte.

24. El método de detección que se emplea es una aplicación del principio de indeterminación de Heisenberg. Consiste en buscar un incremento de la probabilidad de interacción entre partículas conocidas a una cierta energía. Al incremento se le da el nombre de resonancia. Hay una expresión del principio de indeterminación que relaciona la indeterminación de la energía a que se produce la

resonancia con la vida media de la partícula que se ha producido: a mayor indeterminación, mayor promedio de vida. (Rubbia C., Mann A. y Cline D. *La búsqueda de nuevas familias de partículas elementales*. Sc.Am. Octubre de 1976).

2. ESPECTROSCOPIA DE BARIONES

De acuerdo al modelo simétrico de quarks, el espectro de los bariones está contenido en los multipletes 56 y 70 de $SU(6) \supset SU(3) \otimes SU(2)$ y cuyo contenido es

$$\begin{aligned} \underline{56} &\supset \underline{8}_{1/2}, \underline{10}_{3/2} \\ \underline{70} &\supset \underline{8}_{3/2}, \underline{10}_{1/2}, \underline{8}_{1/2}, \underline{1}_{1/2} . \end{aligned}$$

Este mismo modelo incluye momento angular orbital relativo de los quarks. Haciendo l =momento angular del par q_1 - q_2 en su propio centro de masa y l' =momento angular de q_3 con respecto al total, tenemos $L=l+l'$. Acoplando la L al spin total del estado para obtener la J total del mismo, nos resultan los multipletes que se muestran abajo.

Hemos escrito cada estado de multiplete de $SU(6)$ como $[A_3 L P]_n$, donde A es 56, 70 o 20, L es el momento angular orbital total, n el número cuántico total, y la paridad $p=(-)^n$. Para especificar un multiplete de $SU(3)$ dentro de todo este espacio, agregamos $^d(\underline{B})_J$, donde \underline{B} es el multiplete de $SU(3)$ que debe ser 1, 8 o 10, d es la multiplicidad de spin (cuatro para spin total de $3/2$ y dos para spin total de $1/2$), y J es el momento angular total del estado. Más adelante añadiremos el nombre. Así por ejemplo, el neutrón es $N(938) \supset (\underline{8})_{1/2} [\underline{56}, 0^+]_0$.

Así pues, los multipletes considerados en este trabajo son:

$$\begin{aligned}
[\underline{56}, 0^+]_0 &: {}^4(\underline{10})_{3/2}, {}^2(\underline{8})_{1/2} \\
[\underline{70}, 1^-]_1 &: {}^4(\underline{8})_{5/2}, {}^4(\underline{8})_{3/2}, {}^4(\underline{8})_{1/2}, {}^2(\underline{10})_{3/2}, {}^2(\underline{10})_{1/2}, \\
& {}^2(\underline{8})_{3/2}, {}^2(\underline{8})_{1/2}, {}^2(\underline{1})_{3/2}, {}^2(\underline{1})_{1/2} \\
[\underline{56}, 2^+]_2 &: {}^2(\underline{8})_{5/2}, {}^2(\underline{8})_{3/2}, {}^4(\underline{10})_{7/2}, {}^4(\underline{10})_{5/2}, {}^4(\underline{10})_{3/2}, \\
& {}^2(\underline{10})_{1/2} \\
[\underline{56}, 0^+]_2 &: {}^4(\underline{10})_{3/2}, {}^2(\underline{8})_{1/2} \\
[\underline{70}, 0^+]_2 &: {}^4(\underline{8})_{3/2}, {}^2(\underline{10})_{1/2}, {}^2(\underline{8})_{1/2}, {}^2(\underline{1})_{1/2} \\
[\underline{70}, 2^+]_2 &: {}^4(\underline{8})_{1/2}, {}^4(\underline{8})_{3/2}, {}^4(\underline{8})_{5/2}, {}^4(\underline{8})_{7/2}, {}^2(\underline{10})_{3/2}, \\
& {}^2(\underline{10})_{5/2}, {}^2(\underline{8})_{3/2}, {}^2(\underline{8})_{5/2}, {}^2(\underline{1})_{3/2}, {}^2(\underline{1})_{5/2} \\
[\underline{20}, 1^+]_2 &: {}^2(\underline{8})_{3/2}, {}^2(\underline{8})_{1/2}, {}^4(\underline{1})_{5/2}, {}^4(\underline{1})_{3/2}, {}^4(\underline{1})_{1/2}
\end{aligned}$$

Los bariones conocidos actualmente se muestran en la tabla 2. En las figuras 3-8 del apéndice B se indica la colocación de los bariones correspondientes a los estados mencionados arriba.

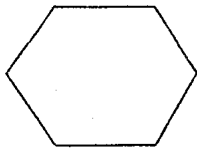
Los criterios que se siguieron para esta clasificación son:

a) Paridad. Según sea la paridad del barión, le corresponde su estado de multiplete de SU(6).

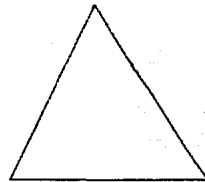
b) Momento angular total. Cada multiplete de SU(3) tiene un momento angular total especificado. Este debe corresponder con el del barión por clasificar.

c) Masa. Las diferencias de energía en las representaciones del estado base son

—
 ~ 125 MeV
 —
 ~ 250 MeV
 —



—
 ~ 142 MeV
 —
 ~ 145 MeV
 —
 ~ 153 MeV
 —



Los bariones a clasificar en los otros multipletes de $SU(3)$ guardan una diferencia de energía con los otros bariones del multiplete, un poco menor que la del estado base, lo cual se ha observado de manera empírica al analizar el espectro.

d) **Isospín.** Además de la masa, el saber a que multiplete de spin isotópico pertenece el barión, nos ayuda a ubicarlo en el lugar adecuado del singulete, octete o decuplete correspondiente.

e) **Onda parcial.** Todos los bariones de un mismo multiplete de $SU(3)$ tienen la misma onda parcial¹ asociada².

f) **Prominencias.** Si un barión de un multiplete dado de $SU(3)$ es prominente³, es concebible que los demás bariones del multiplete sean también prominentes.

g) **Excitación orbital.** Cuando el barión a clasificar pueda colocarse en dos multipletes de $SU(3)$ (${}^d(\underline{B})_J$ iguales) pertenecientes a dos estados distintos $[\underline{A}, L^P]_n$ y $[\underline{B}, L^P]_n$, se ha preferido al estado con mayor L ya que es más fácil excitar orbital que radialmente a un barión.

Bariones clasificados

1) N(939) P ₁₁	${}^2(\underline{8})_{1/2} [\underline{56}, 0^+]_0$	
2) N(1440) P ₁₁	${}^2(\underline{8})_{1/2} [\underline{56}, 0^+]_2$	
3) N(1520) D ₁₃	${}^2(\underline{8})_{3/2} [\underline{70}, 1^-]_1$	
4) N(1535) S ₁₁	${}^2(\underline{8})_{1/2} [\underline{70}, 1^-]_1$	
5) N(1650) S ₁₁	${}^4(\underline{8})_{1/2} [\underline{70}, 1^-]_1$	
6) N(1675) D ₁₅	${}^4(\underline{8})_{5/2} [\underline{70}, 1^-]_1$	
7) N(1680) F ₁₅	${}^2(\underline{8})_{5/2} [\underline{56}, 2^+]_2$	
8) N(1700) D ₁₃	${}^4(\underline{8})_{3/2} [\underline{70}, 1^-]_1$	
9) N(1710) P ₁₁	${}^4(\underline{8})_{1/2} [\underline{70}, 2^+]_2$	
10) N(1720) P ₁₃	${}^4(\underline{8})_{3/2} [\underline{70}, 2^+]_2$	6
	${}^4(\underline{8})_{3/2} [\underline{56}, 2^+]_2$	
11) Δ(1232) P ₃₃	${}^4(\underline{10})_{3/2} [\underline{56}, 0^+]_0$	
12) Δ(1600) P ₃₃	${}^4(\underline{10})_{3/2} [\underline{56}, 0^+]_2$	
13) Δ(1620) S ₃₁	${}^2(\underline{10})_{1/2} [\underline{70}, 1^-]_1$	
14) Δ(1700) D ₃₃	${}^2(\underline{10})_{3/2} [\underline{70}, 1^-]_1$	
15) Δ(1905) F ₃₅	${}^4(\underline{10})_{5/2} [\underline{56}, 2^+]_2$	6
	${}^2(\underline{10})_{5/2} [\underline{70}, 2^+]_2$	
16) Δ(1910) P ₃₁	${}^4(\underline{10})_{1/2} [\underline{56}, 2^+]_2$	6
17) Δ(1920) P ₃₃	${}^4(\underline{10})_{3/2} [\underline{56}, 2^+]_2$	6
	${}^2(\underline{10})_{3/2} [\underline{70}, 2^+]_2$	
18) Δ(1950) F ₃₇	${}^4(\underline{10})_{7/2} [\underline{56}, 2^+]_2$	

19) $\Lambda(1116) P_{01}$	${}^2(\underline{8})_{1/2} [\underline{56}, 0^+]_0$
20) $\Lambda(1405) S_{01}$	${}^2(\underline{1})_{1/2} [\underline{70}, 1^-]_1$
21) $\Lambda(1520) D_{03}$	${}^2(\underline{1})_{3/2} [\underline{70}, 1^-]_1$
22) $\Lambda(1600) P_{01}$	${}^2(\underline{8})_{1/2} [\underline{56}, 0^+]_2$
23) $\Lambda(1670) S_{01}$	${}^2(\underline{8})_{1/2} [\underline{70}, 1^-]_1$
24) $\Lambda(1690) D_{03}$	${}^2(\underline{8})_{3/2} [\underline{70}, 1^-]_1$
25) $\Lambda(1800) S_{01}$	${}^4(\underline{8})_{1/2} [\underline{70}, 1^-]_1$
26) $\Lambda(1800) P_{01}$	${}^4(\underline{8})_{1/2} [\underline{70}, 2^+]_2$
27) $\Lambda(1820) F_{05}$	${}^4(\underline{8})_{5/2} [\underline{70}, 2^+]_2$ 6
	${}^2(\underline{8})_{5/2} [\underline{56}, 2^+]_2$
28) $\Lambda(1830) D_{05}$	${}^4(\underline{8})_{5/2} [\underline{70}, 1^-]_2$
29) $\Lambda(1890) P_{03}$	${}^4(\underline{8})_{3/2} [\underline{70}, 2^+]_2$ 6
	${}^2(\underline{8})_{3/2} [\underline{56}, 2^+]_2$
30) $\Lambda(2110) F_{05}$	${}^4(\underline{1})_{5/2} [\underline{20}, 1^+]_2$ (4)
31) $\Sigma(1193) P_{11}$	${}^2(\underline{8})_{1/2} [\underline{56}, 0^+]_0$
32) $\Sigma(1385) P_{13}$	${}^4(\underline{10})_{3/2} [\underline{56}, 0^+]_0$
33) $\Sigma(1660) P_{11}$	${}^2(\underline{8})_{1/2} [\underline{56}, 0^+]_2$
34) $\Sigma(1670) D_{13}$	${}^2(\underline{8})_{3/2} [\underline{70}, 1^-]_1$
35) $\Sigma(1750) S_{11}$	${}^2(\underline{10})_{1/2} [\underline{70}, 1^-]_1$
36) $\Sigma(1775) D_{15}$	${}^4(\underline{8})_{5/2} [\underline{70}, 1^-]_1$
37) $\Sigma(1915) F_{15}$	${}^2(\underline{8})_{5/2} [\underline{56}, 2^+]_2$
38) $\Sigma(1940) D_{13}$	${}^4(\underline{8})_{3/2} [\underline{70}, 1^-]_1$
39) $\Sigma(2030) F_{17}$	${}^4(\underline{10})_{7/2} [\underline{56}, 2^+]_2$
40) $\Xi(1318) P_{11}$	${}^2(\underline{8})_{1/2} [\underline{56}, 0^+]_0$
41) $\Xi(1530) P_{13}$	${}^4(\underline{10})_{3/2} [\underline{56}, 0^+]_0$
42) $\Xi(1820) D_{13}$	${}^2(\underline{8})_{3/2} [\underline{70}, 1^-]_1$

Bariones no clasificados

(status⁵ **** y ***)

(† la masa de estos bariones está dentro de la escala de los bariones clasificados)

1) N(2190) G₁₇ (8)_{7/2} (-)

2) N(2220) H₁₉ (8)_{9/2} (+)

3) N(2250) G₁₉ (8)_{9/2} (-)

4) N(2600) I_{1 11} (8)_{11/2} (-)

† 5) Δ(1900) S₃₁ (10)_{1/2} (-)

† 6) Δ(1930) S₃₁ (10)_{5/2} (-)

7) Δ(2420) H_{3 11} (10)_{11/2} (**)

8) Λ(2100) G₀₇ ()_{7/2} (-) 9) Λ(2350) ()_{9/2} (**)

10) Σ(2250) 11) Ξ(2030)

Bariones no clasificados

(status ** y *)

(se subrayan las **)

† 1) N(1540) P₁₃

2) N(1960)

3) N(1990) F₁₇

4) N(2000) F₁₅

5) N(2080) D₁₃

6) N(2090) S₁₁

7) N(2100) P₁₁

8) N(2200) D₁₅

9) N(2700) K_{1 13}

† 10) $\Delta(1550) P_{31}$	15) $\underline{\Delta(2300) H_{39}}$	20) $\underline{\Delta(2950) K_{3\ 15}}$
11) $\Delta(1940) D_{33}$	16) $\underline{\Delta(2350) D_{35}}$	† 21) $\Lambda(2000)$
12) $\underline{\Delta(2000) F_{35}}$	17) $\Delta(2390) F_{37}$	† 22) $\Lambda(2020) F_{07}$
13) $\Delta(2150) S_{31}$	18) $\underline{\Delta(2400) G_{39}}$	23) $\Lambda(2325) D_{03}$
14) $\Delta(2200) G_{37}$	19) $\underline{\Delta(2750) I_{3\ 13}}$	24) $\underline{\Lambda(2585)}$
† 25) $\Sigma(1480)$	† 30) $\Sigma(1770) P_{11}$	36) $\Sigma(2100) G_{17}$
† 26) $\underline{\Sigma(1560)}$	† 31) $\Sigma(1840) P_{13}$	37) $\underline{\Sigma(2455)}$
† 27) $\underline{\Sigma(1580) D_{13}}$	† 32) $\underline{\Sigma(1880) P_{11}}$	38) $\underline{\Sigma(2620)}$
† 28) $\underline{\Sigma(1620) S_{11}}$	† 33) $\Sigma(2000) S_{11}$	39) $\Sigma(3000)$
† 29) $\underline{\Sigma(1690)}$	34) $\Sigma(2070) F_{15}$	40) $\Sigma(3170)$
	35) $\underline{\Sigma(2080) P_{13}}$	
† 41) $\Xi(1630)$	43) $\underline{\Xi(1940)}$	46) $\underline{\Xi(2370)}$
† 42) $\underline{\Xi(1680)}$	44) $\Xi(2120)$	47) $\Xi(2500)$
	45) $\underline{\Xi(2250)}$	

De la clasificación realizada, hay 11 bariones con status **** y *** que no pudieron acomodarse en los multipletes considerados en este trabajo. En particular, dos de ellos [$\Delta(1900), \Delta(1930)$], presentan energías del orden de las que tienen los bariones clasificados. Los ocho bariones restantes presentan energías superiores a las consideradas.

De los 24 bariones con status **, 23 no pudieron ser clasificados. Seis de ellos [$\Sigma(1560), \Sigma(1580)D_{13}, \Sigma(1620)S_{11}, \Sigma(1690), \Sigma(1880)P_{11}$ y $\Xi(1680)$], tienen energías del orden de las consideradas en la clasificación estudiada. Los restantes presentan energías mayores.

Por último, de los 24 bariones con status *,24 no pudieron ser clasificados. Seis de ellos [$\Delta(1550)P_{31}, \Sigma(1480), \Sigma(1770)P_{11}, \Sigma(1840)P_{13}, \Sigma(2000)S_{11}$ y $\Xi(1630)$], presentan energías del orden de la de los bariones clasificados. Los restantes tienen energías mayores.

Ante este hecho, se puede proponer como una primera explicación, el que:

1) Los datos son poco confiables. Conforme el número de estrellas en el status disminuía, eran más los bariones que no se podían clasificar.

2) Los bariones no clasificados pertenecen a estados $[\underline{A}, LP]_n$ con n mayor que la considerada en esta clasificación (i.e., $n=2$). Esto es sobre todo claro para los bariones con energías mayores a las de los bariones clasificados.

Sin embargo, los dos bariones con status *** : $\Delta(1900)$ y $\Delta(1930)$, y los 6 bariones con status **: $\Sigma(1560), \Sigma(1580), \Sigma(1620), \Sigma(1690), \Sigma(1880)$ y $\Xi(1680)$, constituyen una cuestión particularmente difícil de explicar ya que su status no es del todo débil y sus energías corresponden a las de los bariones clasificados.

Esto último nos lleva a pensar que el esquema presenta anomalías cuya justificación teórica quedaría por establecer.

Clasificación de la $\Xi(1820)$.

Peaslee, en comunicación privada (Septiembre 1985), propone clasificar la $\Xi(1820)$ en el octete de la resonancia Roper, i.e., ${}^2(8)_{1/2}[56,0^+]_2$. A este respecto consideramos que si bien el rompimiento de masa lo permite, la asignación (con status *******) de $J=3/2$ para la $\Xi(1820)$ publicada en "1986 Summary tables of particle properties", no hace permisible esta clasificación.

Ahora bien, dado que las resonancias prominentes son más fáciles de ver (presentan secciones más grandes) y que la $\Xi(1820)$ es una de las pocas Ξ que se han visto, pensamos que ésta debe ser prominente.

Así pues, una clasificación alternativa podría ser el decuplete adjunto, i.e., ${}^4(10)_{3/2}[56,0^+]_1$, donde el rompimiento de masa también lo permitiría. Sin embargo, dado que la $\Delta(1600)P_{33}$ perteneciente a este decuplete no es prominente, a diferencia de la $\Xi(1820)$ que si lo es, proponemos clasificar a la $\Xi(1820)$ en el octete ${}^2(8)_{3/2}[70,1^-]_1$ (criterio f), y consiguientemente asociarle una onda parcial D_{13} (criterio e).

Notas

1. La onda parcial es una expresión formal para la amplitud de dispersión. La función de onda e^{ikz} que describe un haz de partículas incidentes se puede escribir como una suma de funciones de onda de momento angular

$$\psi_{inc} = e^{ikz} = \sum_l \psi_l$$

donde cada ψ_l (llamada onda parcial) corresponde a un momento angular dado. Experimentalmente se ha observado que los estados excitados sólo se producen a una onda parcial determinada.

2. La onda parcial se denota con una letra: S(para $L=0$), P(para $L=1$), D(para $L=2$) y así sucesivamente. Generalmente se añaden dos subíndices a la onda parcial con el fin de identificar a la resonancia considerada. Los subíndices varían como sigue:

Para N: $L_{2I \cdot 2J}$

Para Δ : $L_{2I \cdot 2J}$

Para Λ : $L_{I \cdot 2J}$

Para Σ : $L_{I \cdot 2J}$

Para Ξ : $L_{2I \cdot 2J}$

Para Ω : $L_{2I \cdot 2J}$

donde I=isospín y J=momento angular total.

3. La denominación de prominente indica solamente que tiene una sección de dispersión mayor que los demás.

4. Se observó en las tablas (1984) que está producida únicamente por interacciones fuertes. Por razones de simetría, el 20 es

imposible de excitar por reacciones inducidas por leptones. Esta resonancia se ha observado en experimentos puramente hadrónicos.

5. El status se refiere a la confiabilidad de los datos experimentales:

- ★★★★ Buenos, claros y sin errores.
- ★★★ Buenos, pero necesitan clarificación o no absolutamente ciertos.
- ★★ No establecidos; necesitan confirmación.
- ★ Evidencia débil; podrían desaparecer.

3. CORRELACIONES ANGULARES

La literatura de correlaciones angulares es muy completa, en ella encontramos publicaciones comprensivas y rigurosas¹. En esta tesis sin embargo, no se intentará ser riguroso ni se tratará de presentar la teoría en su forma más elegante, por lo cual se seguirá básicamente a Rose², quien presenta una descripción sencilla y fácil de seguir.

La emisión de fotones por una muestra de átomos y núcleos orientados al azar, es isotrópica en las coordenadas del laboratorio. No hay dirección de emisión preferida para los fotones en la transición individual $I_a \rightarrow I_b$. Esto es válido también para emisión α , β o IC (conversión interna). Si la transición $I_a \rightarrow I_b$ es seguida por una segunda transición $I_b \rightarrow I_c$, las emisiones individuales de la segunda transición serán igualmente isotrópicas en las coordenadas del laboratorio.

Sin embargo, en una transición cascada de dos pasos tal como $I_a \rightarrow I_b \rightarrow I_c$, se presenta una correlación angular entre las direcciones de emisión de los dos fotones sucesivos emitidos. Esto es válido también para cualquier otro tipo de emisión.

La correlación angular se debe a que la dirección de la primera radiación está relacionada con la orientación del momento angular I_b del estado intermedio. Esta orientación puede ser expresada en términos de m_b , el número cuántico de proyección del momento angular, con respecto a alguna dirección en el laboratorio³.

En este trabajo se calcula la forma de la función de correlación como una función de θ para el decaimiento en cascada de un barión con dos unidades de extrañeza. Se hará uso de la teoría de perturbaciones sólo para hacer la discusión tan sencilla como sea posible.

Para el sistema de núcleo o fuente de radiación más el campo de radiación emitida, necesitamos considerar solamente el hamiltoniano H_0 de la fuente sola y la energía de interacción H_r responsable de la emisión. Así pues, para un vector de estado Ψ tenemos

$$i\dot{\Psi} = (H_0 + H_r)\Psi \quad (1)$$

donde se ha tomado $\hbar = 1$.

Consideramos tres estados especificados por los números cuánticos j, m y con amplitudes $a_1(t)$, $a_j(t)$ y $a_2(t)$ para los estados inicial, intermedio y final respectivamente. Podemos escribir la función de estado Ψ explícitamente como

$$\Psi = a_1(t)\psi_1 e^{-iE_1 t} + a_j(t)\psi_j e^{-iE_j t} + a_2(t)\psi_2 e^{-iE_2 t}, \quad (2)$$

$$\text{donde} \quad H_0\psi_i = E_i\psi_i \quad \text{con } i = 1, j, 2. \quad (3)$$

Sustituyendo (2) en (1) y haciendo uso de (3) obtenemos

$$i\dot{a}_1 = (\psi_1 | H_r | \psi_j) e^{i\omega_1 t} a_j, \quad (4)$$

$$i\dot{a}_j = (\psi_j | H_r | \psi_1) e^{-i\omega_1 t} a_1 + (\psi_j | H_r | \psi_2) e^{i\omega_2 t} a_2 \quad (5)$$

$$\text{y} \quad i\dot{a}_2 = (\psi_2 | H_r | \psi_j) e^{-i\omega_2 t} a_j, \quad (6)$$

donde $\omega_1 = E_1 - E_j$ y $\omega_2 = E_j - E_2$.

Aplicando las condiciones iniciales $a_1(0) = 1$; $a_j(0) = a_2(0) = 0$ en (5), nos da

$$a_j = (\psi_j | H_R | \psi_1) \frac{e^{-i\omega_1 t} - 1}{\omega_1},$$

de tal forma que (6) queda como

$$i\dot{a}_2 = (\psi_2 | H_R | \psi_j) (\psi_j | H_R | \psi_1 | \psi_1) \frac{e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} - e^{-i\omega_2 t}}{\omega_1}.$$

Integrando sobre t obtenemos

$$a_2 = (\psi_2 | H_R | \psi_j) (\psi_j | H_R | \psi_1) \frac{1}{\omega_1} \times \left[\frac{e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} - 1}{\omega_1 + \omega_2} - \frac{e^{-i\omega_2 t} - 1}{\omega_2} \right],$$

donde la constante de integración ha sido ajustada para tener $a_2(0) = 0$.

Así, $|a_2|^2$ nos da la probabilidad de que el núcleo se encuentre en el estado final, habiendo emitido radiaciones específicas.

La suma sobre todos los estados de energía final convierte el factor dependiente del tiempo en $2\pi t$, de tal forma que la razón de transición $d(\sum |a_2|^2)/dt$ es proporcional a

$$W = S \sum_{mm_1m_2} |(j_2 m_2 | H_R | j m) (j m | H_R | j_1 m_1)|^2, \quad (7)$$

donde el símbolo S denota la suma sobre todas las cantidades no observadas, como por ejemplo, los números cuánticos de polarización, si nuestro experimento no los detecta.

Por conveniencia, se rompe la función de correlación de la siguiente manera: Definimos la matriz

$$\Lambda_{mm'}^{(1)} = S_1 \sum_{m_1} (jm | H_r | j_1 m_1) (jm' | H_r | j_1 m_1)^* \quad (8)$$

que es característica de la primera radiación, y la matriz

$$\Lambda_{m'm}^{(2)} = S_2 \sum_{m_2} (j_2 m_2 | H_r | jm) (j_2 m_2 | H_r | jm')^* \quad (9)$$

para la segunda. Aquí S_1 y S_2 se refieren a sumas sobre variables no observadas de la primera y segunda radiación (i.e. $S = S_1 S_2$).

Por tanto, la función de correlación es

$$W = \sum_{mm'} \Lambda_{mm'}^{(1)} \Lambda_{m'm}^{(2)} = \text{traza } \Lambda^{(1)} \Lambda^{(2)}. \quad (10)$$

Si escogemos el eje de cuantización a lo largo de la dirección de propagación de una de las radiaciones, tenemos en lugar de (10):

$$W = \sum_m \Lambda_{mm}^{(1)} \Lambda_{mm}^{(2)}. \quad (11)$$

La conveniencia de separar la función de correlación en esta forma estriba en que cada transición puede ser estudiada separadamente.

Ahora bien, para determinar la forma de las matrices Λ , consideramos que la energía de interacción H_r es una invariante y debe ser de la forma⁴

$$H_r = \sum_L b_L \sum_{M=-L}^{(+)^M} A_{L,-M} T_{LM} \quad (12)$$

Aquí T_{LM} es un tensor de rango L en las coordenadas del núcleo. El tensor A_{LM} (también de rango L) se refiere al campo radiado. Las b_L son constantes pero de carácter irrelevante para nuestro propósito.

Si consideramos el caso de radiación emitida en una dirección arbitraria, podemos hacer una rotación del eje de cuantización desde la dirección f_1 hasta alguna dirección n haciendo un ángulo arbitrario con f_1 . Los tensores en los dos marcos de referencia quedan relacionados por

$$T'_{LM} = \sum_{\mu} T_{L\mu} D_{\mu M}^L(R_1)$$

donde R_1 denota colectivamente los ángulos de Euler de esta rotación. De esta forma la matriz $\Lambda_{mm'}^{(1)}$ queda como

$$\Lambda_{mm'}^{(1)} = S_1 \sum_{m_1} \sum_{LL'} \sum_{MM'} \sum_{\mu\mu'} (-)^{M+M'} \times$$

$$A_{L,-M} A_{L',-M'}^* D_{\mu M}^L D_{-\mu', -M'}^* (jm | T_{L\mu} | j_1 m_1) (jm | T_{L'\mu'} | j_1 m_1)^*$$

En donde se ha redefinido $A_{L,-M}$ de tal forma que incluya las constantes b_L en (12).

Usando la propiedad

$$D_{m',m}^{j*}(\alpha\beta\gamma) = (-)^{m'-m} D_{-m',-m}^j(\alpha\beta\gamma)$$

para las matrices de rotación $D^j(\alpha\beta\gamma)$, y el teorema de Wigner-Eckart:

$$\langle j'm' | T_{LM} | jm \rangle = C(jLj'; mMm') \langle j' || T_L || j \rangle \quad (13)$$

con $\Delta(jLj')$ y $m'=M+m$; podemos reescribir

$$\begin{aligned} \Lambda_{mm'}^{(1)} &= S_1 \sum_{m'} \sum_{LL', MM'} \sum_{\mu\mu'} (-)^{M-\mu'} \langle j' || T_L || j \rangle \langle j' || T_{L'} || j \rangle^* \times \\ &\times A_{L,-M} A_{L',-M'}^* D_{\mu M}^L D_{-\mu', -M'}^{L'} C(j_1 L j; m_1 \mu) C(j_1 L' j; m_1 \mu') \times \\ &\delta_{m_1+\mu, m} \delta_{m_1+\mu', m'}. \end{aligned}$$

Reemplazando el producto de las dos matrices D por su expresión equivalente

$$D_{\mu_1 m_1}^{j_1} D_{\mu_2 m_2}^{j_2} = \sum C(j_1 j_2 j; \mu_1 \mu_2) C(j_1 j_2 j; m_1 m_2) D_{\mu_1+\mu_2, m_1+m_2}^j$$

conocida como la serie de Clebsch-Gordan, y que simplemente es una regla de acoplamiento para las matrices D , obtenemos

$$\begin{aligned} \Lambda_{mm'}^{(1)} &= S_1 \sum_{m_1} \sum_{LL', MM'} \sum_{\mu\mu'} (-)^{M-m_1+m'} \langle j' || T_L || j \rangle \langle j' || T_{L'} || j \rangle^* \times \\ &A_{L,-M} A_{L',-M'}^* C(j_1 L j; m_1, m-M_1) C(j_1 L' j; m_1, m'-M_1) \times \\ &\sum C(LL' \nu; m-m_1, m_1-m') C(LL' \nu; M, -M') D_{m-m', M-M'}^{\nu} (R_1). \end{aligned}$$

donde se han realizado las sumas sobre μ y μ' .

La suma sobre m_1 puede ser llevada a cabo de la siguiente forma: En base a las relaciones de simetría para los coeficientes de Clebsch-Gordan

$$C(j_1 j_2 j_3; m_1 m_2 m_3) = (-)^{j_1 + j_2 - j_3} C(j_1 j_3; -m_1, -m_2, -m_3) \quad (14)$$

$$= (-)^{j_1 - m_1} \left[\frac{2j_3 + 1}{2j_2 + 1} \right]^{\frac{1}{2}} C(j_1 j_2 j_3; m_1, -m_3, -m_2), \quad (15)$$

escribimos

$$\begin{aligned} C(j_1 L j; m_1, m - m_1) &= (-)^{j_1 - m_1} (-)^{j_1 + j - L} \left[\frac{2j + 1}{2L + 1} \right]^{\frac{1}{2}} C(j_1 j L; -m_1, m) \\ &= (-)^{j_1 - m_1} \left[\frac{2j + 1}{2L + 1} \right]^{\frac{1}{2}} C(j j_1 L; m, -m_1). \end{aligned}$$

Ahora bien, considerando la relación

$$C(j_1 j_2 j'; m_1 m_2) C(j' j_3 j; m_1 + m_2, m_3) = \sum_{j''} [(2j'' + 1)(2j' + 1)]^{\frac{1}{2}} \times$$

$$W(j_1 j_2 j_3; j' j'') C(j_2 j_3 j''; m_2 m_3) C(j_1 j'' j; m_1, m_2 + m_3)$$

$$\text{donde } m = m_1 + m_2 + m_3,$$

la cual relaciona los coeficientes de Racah con los coeficientes de Clebsch-Gordan. Vemos que combinando con el primer coeficiente C en la suma ν , tenemos

$$C(j_1 L j; m_1, m-m_1) C(LL^\nu; m-m_1, m_1-m') = (-)^{j_1-m_1} (2j+1)^{\frac{1}{2}} \times \\ \sum_t (2t+1)^{\frac{1}{2}} C(j_1 L^t; -m_1, m_1-m') C(j t \nu; m, -m') W(j j_1 \nu L^t; Lt) .$$

Por lo tanto, la suma sobre m_1 es

$$\sum_{m_1} (-)^{M-m_1+m'} C(j_1 L j; m_1, m-m_1) C(j_1 L^j; m_1', m'-m_1) \times \\ C(LL^\nu; m-m_1, m_1-m') = \\ = (-)^{M+m'+j_1} (2j+1)^{\frac{1}{2}} \sum_t (2t+1)^{\frac{1}{2}} W(j j_1 \nu L^t; Lt) C(j t \nu; m, -m') \times \\ \sum_{m_1} C(j_1 L^t; -m_1, m_1-m') C(j_1 L^j; m_1', m'-m_1) . \\ = (-)^{M+m'-L'+j} (2j+1) W(j j_1 \nu L^j; L j) C(j j \nu; m, -m') \\ = (-)^{M+m'-L-L'+\nu+j_1} (2j+1) W(j j L^j; \nu j_1) C(j j \nu; m, -m') ,$$

donde usamos (16) otra vez para la primera igualdad, y posteriormente (14) en la suma m_1 , así como la relación de ortogonalidad para los coeficientes C :

$$\sum C(j_1 j_2 j; m_1, m-m_1) C(j_1 j_2 j'; m_1, m-m_1) = \delta_{j j'} .$$

La última igualdad proviene de aplicar la relación

$$W(abcd;ef) = (-)^{e+f-b-c} W(aefd;bc) ,$$

la cual reordena los argumentos en el coeficiente de Racah.

Haciendo ahora $M'=M+r$ y definiendo los parámetros

$$C_{\nu\tau}(LL') = S_1 \sum_M (-)^{L-M} A_{L,-M} A_{L',-M-\tau} C(LL';\nu;M,-M-\tau)$$

que son característicos de la radiación emitida y son independientes de las propiedades de los estados nucleares involucrados en la transición. En términos de estos parámetros tenemos

$$\Lambda_{mm'}^{(1)} = (2j+1) \sum_{LL'} \sum_{\nu\tau} (-)^{m'-L'+j_1+\nu} (j \| T_L \| j) (j \| T_{L'} \| j)^* \times \\ C_{\nu\tau} W(jjL'L';\nu j_1) C(jj\nu;m,-m') D_{m-m',-\tau}^{\nu}(R_1) \quad (17)$$

Vemos que τ debe ser cero (i.e., $M'=M$) donde solamente la dirección de propagación es observada; $\tau \neq 0$ se refiere a una observación de la polarización.

Luego, la correlación direccional nos queda

$$\Lambda_{mm'}^{(1)} = (2j+1) \sum_{LL'} \sum_{\nu} (j \| T_L \| j) (j \| T_{L'} \| j)^* (-)^{m'-L'+j_1+\nu} \times \\ C_{\nu 0} W(jjL'L';\nu j_1) C(jj\nu;m,-m') D_{m-m',0}^{\nu}(R_1) \quad (18)$$

Es de notar que tanto en (17) como en (18), $\Lambda_{mm'}^{(1)}$ depende solamente de los números cuánticos de proyección a través de $(-)^{m'} C(jj\nu;m,-m') D_{m-m',0}^{\nu}$. Así, podemos escribir

$$\Lambda_{mm'}^{(1)} = \sum (-)^{m'-j} C(jj\nu;m,-m') D_{m-m',0}^{\nu}(R_1) B_{\nu}(1) \\ \text{y} \\ \Lambda_{m'm}^{(2)} = \sum (-)^{m-j} C(jj\nu';m,-m') D_{m'-m,0}^{\nu'}(R_2) B_{\nu'}(2),$$

donde R_2 es la rotación que lleva f_2 en n . Los parámetros B_{ν} no dependen de los números cuánticos de proyección y están dados por

$$B_{\nu}(1) = (2j+1) \sum_{LL'} (j \| T_L \| j) (j \| T_{L'} \| j) {}^* C_{\nu 0} W(jjL'L; \nu j_1)$$

De esta forma, la función de correlación es

$$\begin{aligned} W &= \sum_{mm'} \Lambda_{mm}^{(1)} \Lambda_{m'm}^{(2)} \\ &= \sum_{\nu\nu'} \sum_m \sum_s (-)^s B_{\nu}(1) B_{\nu'}(2) C(jj\nu;m,s-m) C(jj\nu';m,s-m) \times \\ &\quad D_{s0}^{\nu}(R_1) D_{-s,0}^{\nu'}(R_2), \end{aligned}$$

donde $s=m-m'$.

Sumando ahora sobre m con s fija obtenemos $\delta_{\nu\nu'}$, es decir

$$W = \sum_{\nu} \sum_s (-)^s B_{\nu}(1) B_{\nu}(2) D_{s0}^{\nu}(R_1) D_{-s0}^{\nu}(R_2).$$

Pero por el hecho de que las matrices D son unitarias,

$$D_{-s0}^{\nu}(R_2) = D_{0,-s}^{\nu}(R_2^{-1}) = (-)^s D_{0s}^{\nu}(R_2^{-1}),$$

tenemos que la suma sobre s es

$$\sum_s D_{0s}^{\nu}(R_2^{-1}) D_{s0}^{\nu}(R_1) = D_{00}^{\nu}(R_2^{-1} R_1),$$

habiendo usado la regla de la multiplicación.

Ahora, $R_2^{-1} R_1$ es la rotación que lleva f_1 en n y luego n en f_2 , independientemente de la dirección arbitraria n . Esto muestra que la correlación solamente depende de $\cos\theta = f_1 \cdot f_2$. De hecho,

$$D_{00}^{\nu}(R_2^{-1} R_1) = P_{\nu}(\cos\theta)$$

y así finalmente tenemos

$$W = (2j+1) \sum_{L_1 L_1'} \sum_{L_2 L_2'} \sum_{\nu} (-)^{L_2' - L_1'} (j \| T_{L_1} \| j_1) (j \| T_{L_1} \| j_1)^* \times$$

$$(j \| T_{L_2} \| j_2) (j \| T_{L_2} \| j_2)^* C_{\nu 0}(L_1 L_1') C_{\nu 0}(L_2 L_2') \times$$

$$W(j j L_1 L_1'; \nu j_1) W(j j L_2 L_2'; \nu j_2) P_{\nu}(\cos \theta), \quad (19)$$

donde el valor de ν está limitado por las condiciones triangulares $\Delta(j j \nu)$, $\Delta(L_1 L_1' \nu)$ y $\Delta(L_2 L_2' \nu)$. La ecuación (19) es general ya que no se ha especificado nada sobre la naturaleza de las radiaciones.

La correlación γ - γ fue la primera aplicación de las correlaciones angulares y la podemos considerar como la mas significativa, ya que las demas correlaciones con otras partículas, se pueden obtener de ésta. Consideraremos por tanto la correlación γ - γ .

Para rayos γ tenemos que

$$A_{L,-M} = (2L+1)^{\frac{1}{2}} e^{i\phi}$$

donde $e^{i\phi}$ es un factor de fase que depende del carácter eléctrico o magnético de la radiación. Con ambos tipos de radiación:

$$\begin{aligned} C_{\nu 0}(LL') &= \sum_{M=+1} (-)^{L-M} [(2L+1)(2L'+1)]^{\frac{1}{2}} C(LL'; \nu; M, -M) \\ &= (-)^{L-1} [(2L+1)(2L'+1)]^{\frac{1}{2}} C(LL'; \nu; 1, -1) [1 + (-)^{L+L'-\nu}]. \end{aligned}$$

Hay que notar también que para ambas transiciones puras, los elementos de matriz reducidos son simples factores de escala⁵, de tal forma que en este caso, considerando esta última ecuación y el

hecho de que la conjugación hermitiana de los elementos de matriz reducidos introducen un factor $(-)^{J_1 J_2 + L}$, la función de correlación para radiaciones eléctricas o magnéticas puras, con el esquema de momento angular $j_1(L_1)j(L_2)j_2$, se puede escribir como

$$W = \sum_{\nu} A_{\nu}(1) A_{\nu}(2) P_{\nu}(\cos \theta) \quad (20)$$

con $A_{\nu}(1) = F_{\nu}(L_1 j_1 j)$

$$A_{\nu}(2) = F_{\nu}(L_2 j_2 j)$$

$$F_{\nu}(L_j j) = (-)^{j_1 j - 1} (2j+1)^{\frac{1}{2}} (2L+1) C(LL\nu; 1, -1) W(jjLL; \nu j_1)$$

$$y \nu_{\max} \leq \min(2j, 2L_1, 2L_2). \quad (21)$$

El propósito del procedimiento previo no relativista, fué el estudiar la estructura del proceso de correlación lo más simple posible.

Cuando se intenta extender este tratamiento clásico a interferencia coherente, se forza demasiado el modelo, ya que ésta depende de las fases, y al aproximar el límite clásico, la fase oscila rápidamente, de tal forma que el movimiento clásico proporciona la región de fase estacionaria. Por tanto, no podemos esperar encontrar algo particularmente satisfactorio desarrollando el modelo clásico.

Para el caso de transiciones mezcladas (interferencia coherente) involucrando rayos γ , la correlación aún toma la forma de la

ecuación (20), pero ahora los coeficientes A_{ν} constan de varios términos⁸.

Considerando la correlación mezclada con L_1 y L_1' interfiriendo coherentemente en la primera parte, y L_2 con L_2' en la segunda, denotamos esquemáticamente esto por

$$j_1 \begin{pmatrix} L_1 \\ , \\ L_1 \end{pmatrix} J \begin{pmatrix} L_2 \\ , \\ L_2 \end{pmatrix} j_2 .$$

El coeficiente $A_{\nu}(1)$ está dado ahora por

$$A_{\nu}(1) = F_{\nu}(L_1 j_1 J) + 2 \delta_1 F_{\nu}(L_1 L_1' j_1 J) + \delta_1^2 F_{\nu}(L_1' j_1 J)$$

y

$$A_{\nu}(2) = F_{\nu}(L_2 j_2 J) + 2 \delta_2 F_{\nu}(L_2 L_2' j_2 J) + \delta_2^2 F_{\nu}(L_2' j_2 J) ,$$

donde

$$F_{\nu}(LL' j_1 J) = (-)^{j_1 - j_1 - 1} [(2j_1 + 1)(2L + 1)(2L' + 1)]^{\frac{1}{2}} \times$$

$$C(LL'; 1, -1) W(JJLL'; \nu j_1) . \quad (22)$$

En general, la correlación es muy sensible a los parámetros de mezcla δ . Como estos parámetros son interpretados eventualmente en términos de un modelo nuclear, es esencial establecer explícitamente su definición en términos de los estados nucleares. Aquí, δ^2 es definida como una intensidad relativa, esto es,

$$\delta^2 = \frac{\text{Intensidad de la radiación } L'}{\text{Intensidad de la radiación } L}$$

$$= \left(\frac{(j_1 | L' | J)}{(j_1 | L | J)} \right)^2 ,$$

donde se ha tomado la razón de los elementos de matriz reducidos $(j_1 | L | J)$, los cuales están definidos explícitamente por la ecuación (13).

Cuando consideramos emisiones de partículas pesadas, es conveniente distinguir entre partículas sin spin y partículas con spin. Aquí nos referiremos solamente al primer caso.

Para obtener la correlación de partículas sin spin, se considera primero la correlación básica de rayos γ y se multiplica el coeficiente de $P_\nu(\cos\theta)$ de la correlación básica, por el parámetro apropiado a_ν de la partícula. El procedimiento se aplica para cada partícula sin spin involucrada.

Para transiciones puras, el parámetro para partículas sin spin está dado por⁹

$$a_\nu(LL) = \frac{2L(L+1)}{2L(L+1) - \nu(\nu+1)} \quad (23)$$

donde L denota el momento angular de la emisión.

Para transiciones mezcladas, la situación es similar, pero un poco más compleja en el caso de partículas cargadas. Los parámetros para partículas cargadas, con momentos angulares mezclados L y L' son (usando la teoría de reacciones nucleares de Wigner)¹⁰:

$$\begin{aligned} a_\nu(LL') &= a_\nu(L'L) \\ &= \cos(\xi_{L'} - \xi_L) \frac{2[L(L+1)L'(L'+1)]^{\frac{1}{2}}}{L(L+1) + L'(L'+1) - \nu(\nu+1)} \quad (24) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\text{para } j_1 = 1/2 & \quad 1/2 (1,2) 3/2 (1) 1/2 \\
\text{para } j_1 = 3/2 & \quad 3/2 (0,1,2,3) 3/2 (1) 1/2 \\
\text{para } j_1 = 5/2 & \quad 5/2 (4,3,2) 3/2 (1) 1/2 .
\end{aligned} \quad (26)$$

Ahora bien, como la resonancia $\Xi^{-}(1920)$ tiene una paridad bien definida, entonces, por conservación de paridad (ya que no se trata de una interacción débil), tenemos:

$$\begin{aligned}
P_{1920} &= (P_{1530}) (P_{\pi^-}) (-)^{L_1} \\
P_{1920} &= (+) (-) (-)^{L_1} ,
\end{aligned}$$

lo cual implica que el π^- puede salir o bien con momento angular orbital par (0,2,4,...), o con momento impar (1,3,..), pero no mezcla de ellos [p.e.(0,1) o (2,3) no serían aceptables]. Por lo tanto, (26) queda como:

$$\begin{aligned}
\text{para } j_1 = 1/2 & \quad \begin{cases} 1/2 (1) 3/2 (1) 1/2 \\ 1/2 (2) 3/2 (1) 1/2 \end{cases} \\
\text{para } j_1 = 3/2 & \quad \begin{cases} 3/2 (0,2) 3/2 (1) 1/2 \\ 3/2 (1,3) 3/2 (1) 1/2 \end{cases} \\
\text{para } j_1 = 5/2 & \quad \begin{cases} 5/2 (2,4) 3/2 (1) 1/2 \\ 5/2 (3) 3/2 (1) 1/2 . \end{cases}
\end{aligned} \quad (27)$$

De esta forma, podemos usar las ecuaciones (20-24) para obtener las siguientes correlaciones angulares:

A) Para $1/2 (1) 3/2 (1) 1/2$, $\nu=2$ y

$$W(\theta) = 1 + a_2(11) a_2(11) F_2(1^{1/2} 3/2) F_2(1^{1/2} 3/2) P_2(\cos\theta)$$

$$W(\theta) = 1 + 4(0.5000)(0.5000) P_2(\cos\theta)$$

$$W(\theta) = 1 + P_2(\cos\theta). \quad (\text{cfr. Gráfica 1})$$

B) Para $1/2 (2) 3/2 (1) 1/2$, $\nu=2$ y

$$W(\theta) = 1 + a_2(22) a_2(11) F_2(2^{1/2} 3/2) F_2(1^{1/2} 3/2) P_2(\cos\theta)$$

$$W(\theta) = 1 + (2)(-2)(-0.5000)(0.5000) P_2(\cos\theta)$$

$$W(\theta) = 1 + P_2(\cos\theta). \quad (\text{cfr. Gráfica 1})$$

C) Para $3/2 (0) 3/2 (1) 1/2$, $\nu=0$ y

$$W(\theta) = 0.$$

D) Para $3/2 (1) 3/2 (1) 1/2$, $\nu=2$ y

$$W(\theta) = 1 + a_2(11) a_2(11) F_2(1^{3/2} 3/2) F_2(1^{1/2} 3/2) P_2(\cos\theta)$$

$$W(\theta) = 1 + 4(-0.4000)(0.5000) P_2(\cos\theta)$$

$$W(\theta) = 1 - 0.8 P_2(\cos\theta). \quad (\text{cfr. Gráfica 2})$$

E) Para $3/2 (2) 3/2 (1) 1/2$, $\nu=2$ y

$$W(\theta) = 1 + a_2(22) a_2(11) F_2(2^{3/2} 3/2) F_2(1^{1/2} 3/2) P_2(\cos\theta)$$

$$W(\theta) = 1 + (2)(-2)(0)(0.5000) P_2(\cos\theta)$$

$$W(\theta) = 1. \quad (\text{cfr. Gráfica 3})$$

F) Para $3/2 (3) 3/2 (1) 1/2$, $\nu=2$ y

$$W(\theta) = 1 + a_2(33) a_2(11) F_2(3^{3/2} 3/2) F_2(1^{1/2} 3/2) P_2(\cos\theta)$$

$$W(\theta) = 1 + (1.3333)(-2)(-0.6000)(0.5000) P_2(\cos\theta)$$

$$W(\theta) = 1 + 0.8 P_2(\cos\theta). \quad (\text{cfr. Gráfica 4})$$

G) Para $5/2 (2) 3/2 (1) 1/2$, $\nu=2$ y

$$W(\theta) = 1 + a_2(22) a_2(11) F_2(2^{5/2} 3/2) F_2(1^{1/2} 3/2) P_2(\cos\theta)$$

$$W(\theta) = 1 + (2)(-2)(0.3571)(0.5000) P_2(\cos\theta)$$

$$W(\theta) = 1 - 0.7142 P_2(\cos\theta). \quad (\text{cfr. Gráfica 5})$$

H) Para $5/2 (4) 3/2 (1) 1/2$, $\nu=2$ y

$$W(\theta) = 1 + a_2(44) a_2(11) F_2(4^{5/2} 3/2) F_2(1^{1/2} 3/2) P_2(\cos\theta)$$

$$W(\theta) = 1 + (1.1755)(-2)(-0.6071)(0.5000) P_2(\cos\theta)$$

$$W(\theta) = 1 + 0.7142 P_2(\cos\theta). \quad (\text{cfr. Gráfica 6})$$

I) Para $3/2 (0,2) 3/2 (1) 1/2$, $\nu=0$ y

$$W(\theta) = 1. \quad (\text{cfr. Gráfica 3})$$

J) Para $3/2 (1,3) 3/2 (1) 1/2$, $\nu=2$ y

$$W(\theta) = 1 + \delta_1^2 + [a_2(11)F_2(1^{3/2} 3/2) + 2a_2(13)\delta_1 F_2(1^{3/2} 3/2)]$$

$$+ a_2(33)\delta_1^2 F_2(3^{3/2} 3/2)] a_2(11)F_2(1^{1/2} 3/2) P_2(\cos\theta)$$

$$W(\theta) = 1 + \delta_1^2 - [(-2)(-0.4000) + (2)\delta_1(1.2247)\cos(\xi_1 - \xi_3)(0.4899)$$

$$+ (1.3333)\delta_1^2(-0.6000)](0.5000)(-2) P_2(\cos\theta)$$

$$W(\theta) = 1 + \delta_1^2 - [0.8000 + 1.2000 \delta_1 \cos(\xi_1 - \xi_3) - 0.8000 \delta_1^2] P_2(\cos\theta)$$

K) Para $5/2 (2,4) 3/2 (1) 1/2$, $\nu=2$ y

$$W(\theta) = 1 + \delta_1^2 + [a_2(22)F_2(2^{5/2} 3/2) + 2a_2(24)\delta_1 F_2(2 \cdot 4^{5/2} 3/2) \\ + a_2(44)\delta_1^2 F_2(4^{5/2} 3/2)] a_2(11)F_2(1^{1/2} 3/2) P_2(\cos\theta)$$

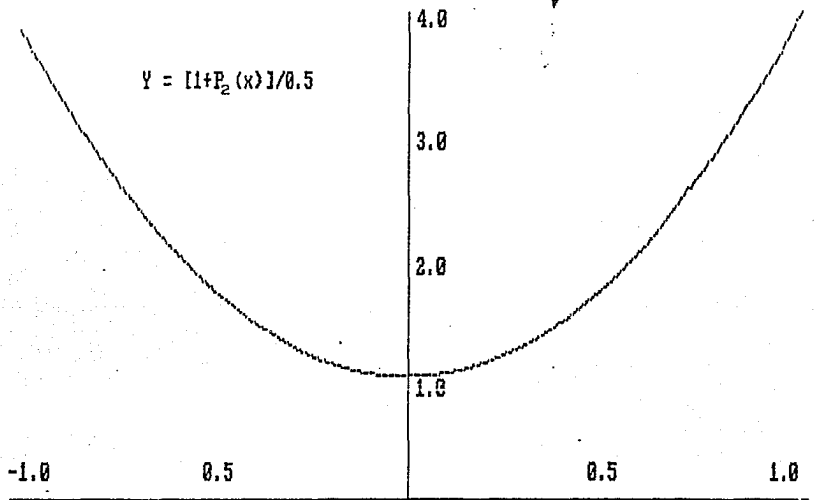
$$W(\theta) = 1 + \delta_1^2 + [(1)(0.3571) + 2\delta_1(1.0954)\cos(\xi_2 - \xi_4)(0.6389) \\ + (1.1765)\delta_1^2(-0.6071)] (-2)(0.5000) P_2(\cos\theta)$$

$$W(\theta) = 1 + \delta_1^2 - [0.3571 + 1.3996\delta_1\cos(\xi_2 - \xi_4) - 0.7142\delta_1^2] P_2(\cos\theta)$$

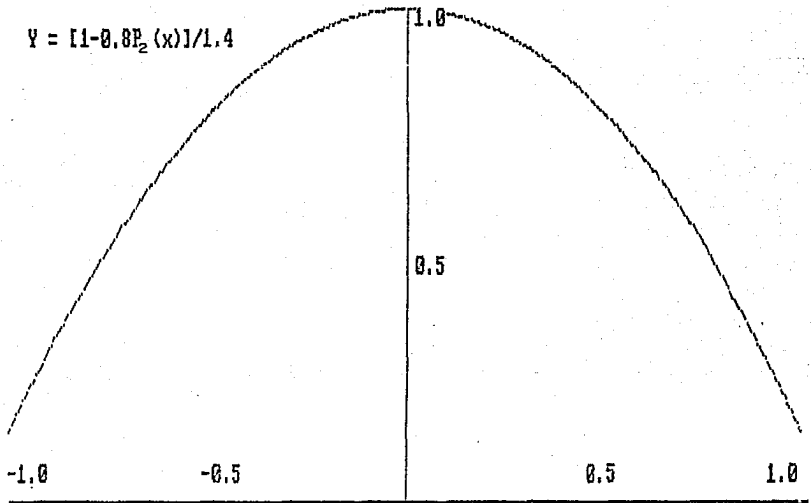
Con el fin de comparar estos valores teóricos con los valores experimentales, se ha graficado por conveniencia $y(x)$ contra x , donde $y(x)$ está dado por

$$y(x) = \frac{W(x)}{W(0)}$$

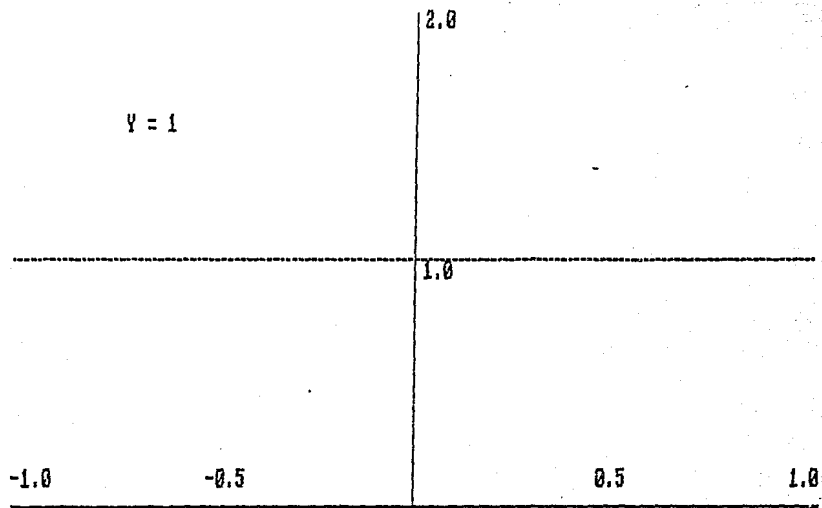
y x es igual a $\cos\theta$.



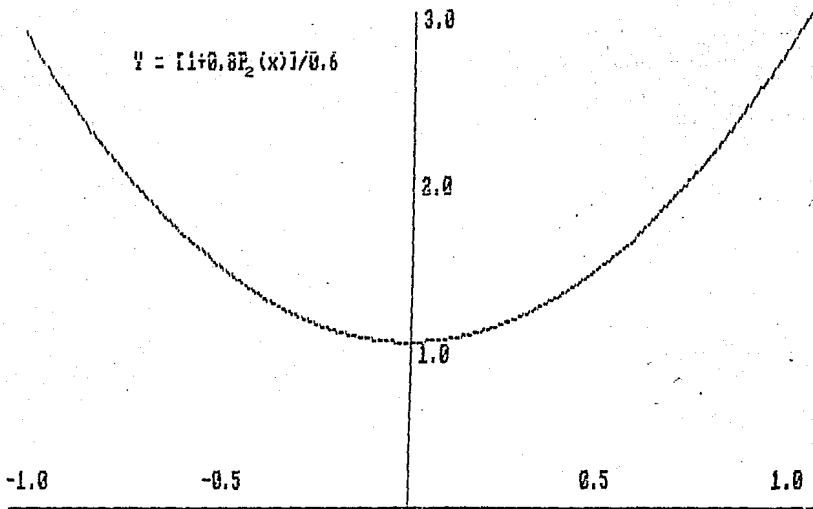
GRAFICA 1



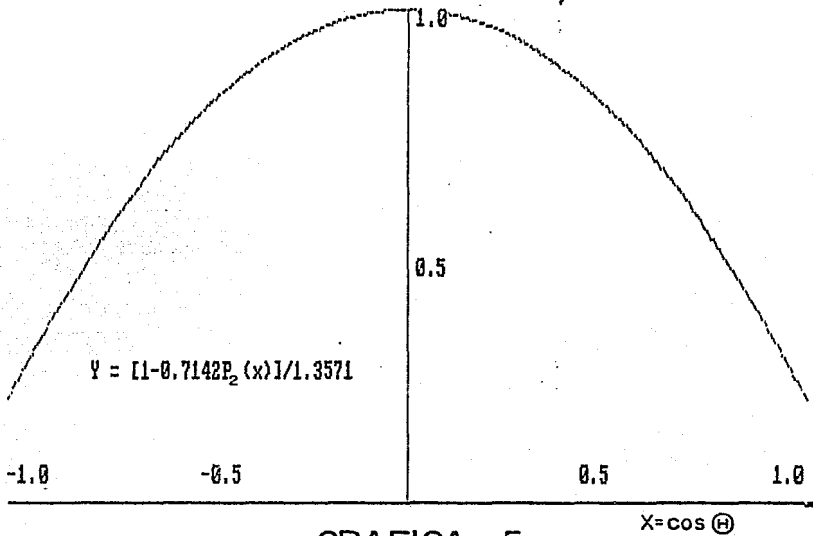
GRAFICA 2



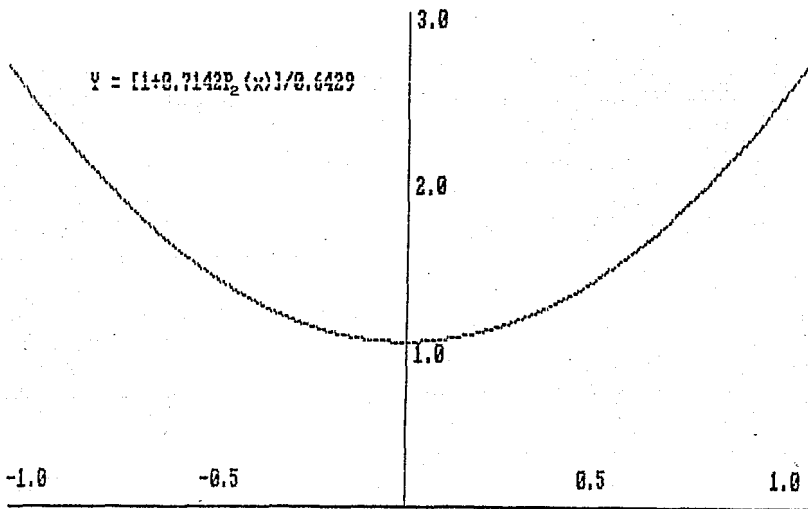
GRAFICA 3



GRAFICA 4



GRAFICA 5



GRAFICA 6

Notas

1. Por ejemplo, Biedenharn L.C., and Rose M.E., *Revs. Modern Phys.* 25, 729 (1953); Biedenharn L.C., *Angular Correlations in Nuclear Spectroscopy*. in "Nuclear Spectroscopy" part B, edited by Fay Ajzenberg-Selove. p. 732.; H. Fraunfelder, *Beta and Gamma Ray Spectroscopy*, North Holland Publishing Co., 1955, cap. 19.

2. Rose M.E., *Elementary theory of angular momentum*. John Wiley and sons, Inc. 1957. Cap. 10, sec. 33.

3. Evans R.D., *The atomic nucleus*. Mc Graw-Hill, 1955. Cap. 6, sec. 8.

4. Esta invariante se obtiene de contraer dos tensores del mismo rango, de acuerdo a la ley de multiplicación para tensores esféricos:

$$T_{LM}(A_1, A_2) = \sum C(L_1 L_2 L; M_1, M-M_1) T_{L_1 M_1}(A_1) T_{L_2, M-M_1}(A_2)$$

5. Los números j , L y j' cumplen el que $j' = j + L$, $j + L - 1, \dots, |j - L|$, es decir, forman un triángulo, de tal forma que esta relación se denota por $\Delta(j_1 j_2 j)$.

6. Biedenharn L.C., and Rose M.E.; *Revs. Modern Phys.* 25, 729 (1953).

7. *Ibid.*, p. 741.

8. Biedenharn L.C., *Angular Correlations in Nuclear Spectroscopy*
in "Nuclear Spectroscopy" part B, edited by Fay Ajzenberg-Selove.
p.771.

9. Ibid., p.774.

10. Ibid., p.775.

4. CONCLUSION

Como se mencionó al final del capítulo 2, Peaslee propone clasificar la $\Xi(1820)$ en el octete de la resonancia Roper, i.e., ${}^2(8)_{1/2}[\underline{56}, 0^+]_2$. A este respecto se mencionó como argumento en contra, la asignación con status *** de $J=3/2$ para la $\Xi(1820)$ en "Summary tables of particle properties 1985".

Las funciones de correlación obtenidas al final del capítulo 3 resultan importantes en esta identificación ya que las funciones para los decaimientos ${}^{1/2}(1) {}^{3/2}(1) {}^{1/2}(1)$ (caso A; proposición de Peaslee) y ${}^{3/2}(2) {}^{3/2}(1) {}^{1/2}(1)$ (caso E; nuestra proposición), son fácilmente distinguibles como se ve de observar las gráficas 1 y 3.

Por otro lado, la proposición alternativa de colocar a la $\Xi(1820)$ en el decuplete ${}^4(10)_{3/2}[\underline{56}, 0^+]_2$ i.e., asignarle un decaimiento ${}^{3/2}(1) {}^{3/2}(1) {}^{1/2}(1)$ (caso D), es distinguible de nuestra proposición ${}^{3/2}(2) {}^{3/2}(1) {}^{1/2}(1)$ (caso E; clasificación en el octete ${}^2(8)_{3/2}[\underline{70}, 1^-]_1$) ya que las funciones de correlación son distintas para ambos casos (ver gráficas 2 y 3).

Así pues, si consideramos como válida la asignación de $J=3/2$ para la $\Xi(1820)$, nos queda una posibilidad más: asociarle el decaimiento ${}^{3/2}(3) {}^{3/2}(1) {}^{1/2}(1)$ (caso F; gráfica 4). La función de correlación para este decaimiento es claramente distinto de las otras posibilidades con $J=3/2$ para el estado inicial. Solamente con la función asociada al decaimiento ${}^{3/2}(1) {}^{3/2}(1) {}^{1/2}(1)$ (caso A; grafica 1), no sería tan clara la distinción. Sin embargo, haciendo análisis de momentos de ordenes superiores de la distribución

para ambas funciones, es factible la identificación de cada una.

Los decaimientos con interferencia coherente ${}^3_2(0,2) {}^3_2(1) {}^1_2$ y ${}^3_2(1,3) {}^3_2(1) {}^1_2$, los hemos descartado ya que suponemos que la $\Xi(1820)$ tiene una onda parcial definida.

Por lo tanto, proponemos como viable un análisis de datos de producción inclusiva de Ξ para construir masas invariantes de $\Xi(1530)$ y con estas construir las masas invariantes de $\Xi(1820)$.

La producción inclusiva de Ξ^- la podemos escribir como

$$n + p \longrightarrow \Xi^- + X$$

$$\text{donde } X = K^+ K^+ p \pi^- (\pi^+ \pi^-)^n (K^+ K^-)^m \dots$$

Las partículas que entran dentro de X son tales que satisfacen las leyes de conservación (carga, extrañeza, número bariónico). Así, por ejemplo, los dos primeros K^+ nos dan conservación de carga y extrañeza. Las dos siguientes partículas $p \pi^-$ nos dan conservación del número bariónico. Los términos restantes deben ser neutros (p.e., pares de partícula-antipartícula).

De todas las partículas que forman el conjunto X , se escogerían aquellas que nos proporcionen la masa invariante de la $\Xi^0(1530)$, i.e.,

$$\begin{aligned} M^2[\Xi^0(1530)] &= P_\mu[\Xi^0(1530)] \\ &= \{P_\mu[\Xi^-(1318)] + P_\mu[\text{partícula apropiada}]\}^2 \quad (1) \end{aligned}$$

donde $P_\mu[A]$ es el cuadrimomento de la partícula A .

Las partículas que cumplen (1) resultan ser los π^+ . De esta forma la ecuación (1) queda como

$$M^2[\Xi^0(1530)] = \{P_{\mu}[\Xi^-(1318)] + P_{\mu}[\pi^+]\}^2$$

Posteriormente se escoge otra partícula del conjunto X para que agregada a la $\Xi^0(1530)$, obtengamos la masa invariante de la $\Xi^-(1820)$. La partícula adecuada resulta ser un π^- :

$$\begin{aligned} M^2[\Xi^-(1820)] &= P_{\mu}[\Xi^-(1820)] \\ &= \{P_{\mu}[\Xi^0(1530)] + P_{\mu}[\pi^-]\}^2 \end{aligned}$$

La correlación se haría con los piones que se utilizaron para construir estas masas invariantes.

APENDICE A

Modelo de quarks

El modelo de quarks de las partículas elementales permanece como un esquema de clasificación muy acertado. Se conocen más de 180 hadrones y todos encuentran su razón de ser en este modelo.

Del estudio de los hadrones, se ha concluido que éstos pueden ser objetos compuestos cuyas partículas constituyentes son denominados quarks. Se ha propuesto que cada barión esté constituido de tres quarks y cada antibarión por tres antiquarks. Los mesones estarían compuestos de quark-antiquark.

Como han sido descubiertos pocos bariones conteniendo c o quarks más pesados, restringiremos nuestra atención a bariones compuestos de quarks u, d y s .

Así pues, si consideramos que un barión está formado de tres objetos cada uno de ellos en un cierto estado, obtenemos que la función del sistema total presenta una de cuatro clases de simetría que denotamos como simétrica (S), mezcla de simetría (α, β), y antisimétrica (A):

$$|S\rangle = |xyz\rangle_S = \frac{1}{\sqrt{6}} (|xyz\rangle + |xzy\rangle + |yxz\rangle + |yzx\rangle + |zxy\rangle + |zyx\rangle),$$

$$|\alpha\rangle = |xyz\rangle_\alpha = \frac{1}{2\sqrt{3}} (|xyz\rangle + |xzy\rangle + |yxz\rangle + |yzx\rangle - 2|zxy\rangle - 2|zyx\rangle),$$

$$|\beta\rangle = |xyz\rangle_\beta = \frac{1}{2} (|xyz\rangle - |xzy\rangle + |yxz\rangle - |yzx\rangle),$$

$$|A\rangle = |xyz\rangle_A = \frac{1}{\sqrt{6}} (-|xyz\rangle + |xzy\rangle - |yzx\rangle + |yxz\rangle - |zxy\rangle + |zyx\rangle),$$

donde $|zxy\rangle$ significa que el primer objeto está en el estado z , el segundo en x , y el tercero en y .

Añadiendo spin $\frac{1}{2}$ o $-\frac{1}{2}$ a cada uno de los objetos x, y, z , encontramos que $|\rangle_S$ tiene spin $3/2$, $|\rangle_{\alpha, \beta}$ tienen spin $\frac{1}{2}$ y $|\rangle_A = 0$.

Si los objetos pueden tener uno de tres valores de spin unitario, tenemos entonces que $|\rangle_S$ es un decuplete $|\underline{10}\rangle_S$; α y β son octetes $|\underline{8}\rangle_\alpha$ y $|\underline{8}\rangle_\beta$; y $|\rangle$ es un singulete $|\underline{1}\rangle_A$, i.e.,

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 10_S \oplus 8_\alpha \oplus 8_\beta \oplus 1_A.$$

Combinando estos dos (spin y spin unitario) obtenemos los siguientes estados:

$$6 \otimes 6 \otimes 6 = 56_S \oplus 70_\alpha \oplus 70_\beta \oplus 20_A;$$

$$|56\rangle_S = {}^4(\underline{10})_S \oplus {}^2(\underline{8})_S;$$

$$|70\rangle_\alpha = {}^4(\underline{8})_\alpha \oplus {}^2(\underline{10})_\alpha \oplus {}^2(\underline{8})_\alpha \oplus {}^2(\underline{1})_\alpha;$$

$$|70\rangle_\beta = {}^4(\underline{8})_\beta \oplus {}^2(\underline{10})_\beta \oplus {}^2(\underline{8})_\alpha \oplus {}^2(\underline{1})_\beta;$$

$$|20\rangle_A = {}^4(\underline{1})_A \oplus {}^2(\underline{8})_A.$$

Finalmente, si combinamos estos estados de $SU(6)$ con estados de momento angular orbital para obtener estados totalmente simétricos y así tener una función de onda antisimétrica total:

$$|qqq\rangle_A = |\text{color}\rangle_A \times |\text{espacio, spin, sabor}\rangle_S,$$

obtenemos

N=0 estado base

$$|\underline{56}, 0\rangle = {}^4(\underline{10})_{3/2} \oplus {}^2(\underline{8})_{1/2}$$

N=1 primer estado excitado

$$|\underline{70}, 1\rangle = {}^4(\underline{8})_{5/2} \oplus {}^4(\underline{8})_{3/2} \oplus {}^4(\underline{8})_{1/2} \oplus {}^2(\underline{10})_{3/2} \oplus {}^2(\underline{10})_{1/2} \\ \oplus {}^2(\underline{8})_{3/2} \oplus {}^2(\underline{8})_{1/2} \oplus (\underline{1})_{3/2} \oplus {}^2(\underline{1})_{1/2}$$

y así sucesivamente.

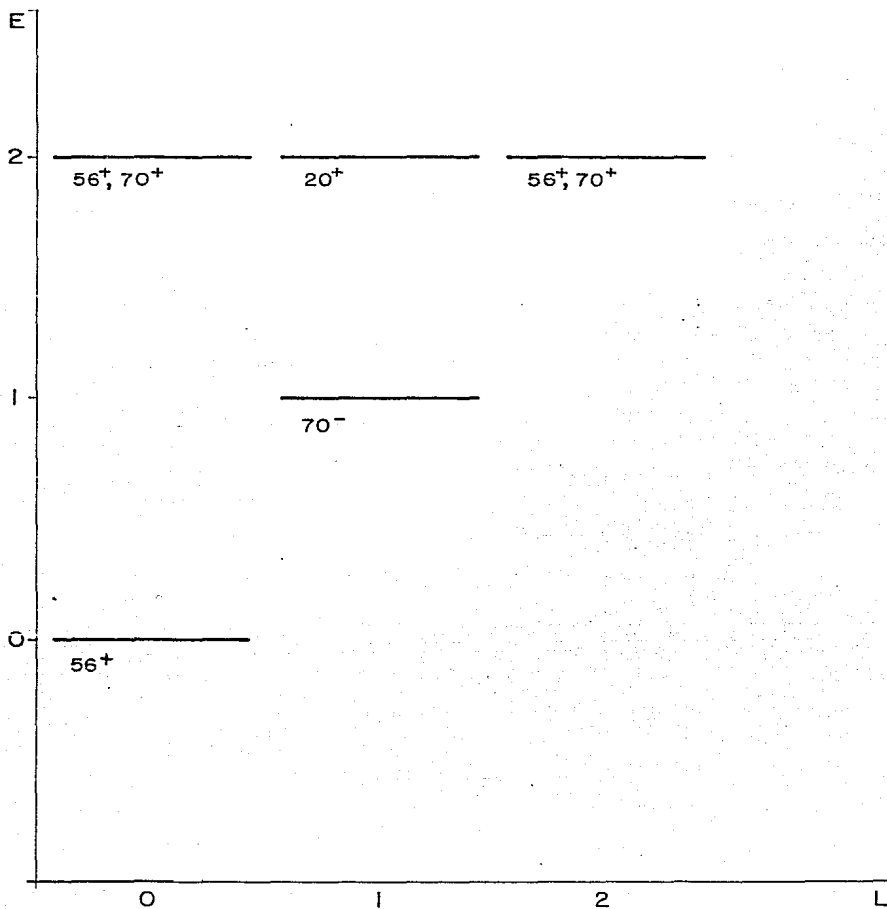
APENDICE B

Clasificación de bariones

En la figura 1 se muestran los estados más bajos de un sistema de tres quarks en un potencial de oscilador armónico. En la figura 2 se ha dibujado el supermultiplete más bajo y el más alto en energía de cada estado de los mencionados en la figura 1. En el eje vertical se ha puesto la energía en MeV para dar una idea sobre la separación entre los diferentes estados del sistema.

Es de notar que los estados $[70,0^+]_2$ y $[20,1^+]_2$ no se han considerado en esta figura. Esto se debe a que no se pudo clasificar ningún barión en el $[70,0^+]_2$ y sólo uno en el $[20,1^+]_2$.

Por último, en las figuras 3-8 se indica la clasificación de los bariones conocidos actualmente, en los diversos multipletes de los estados considerados en la figura 1.



ESTADOS DEL SISTEMA qqq EN UN POTENCIAL DE OSCILADOR ARMONICO.

fig. 1

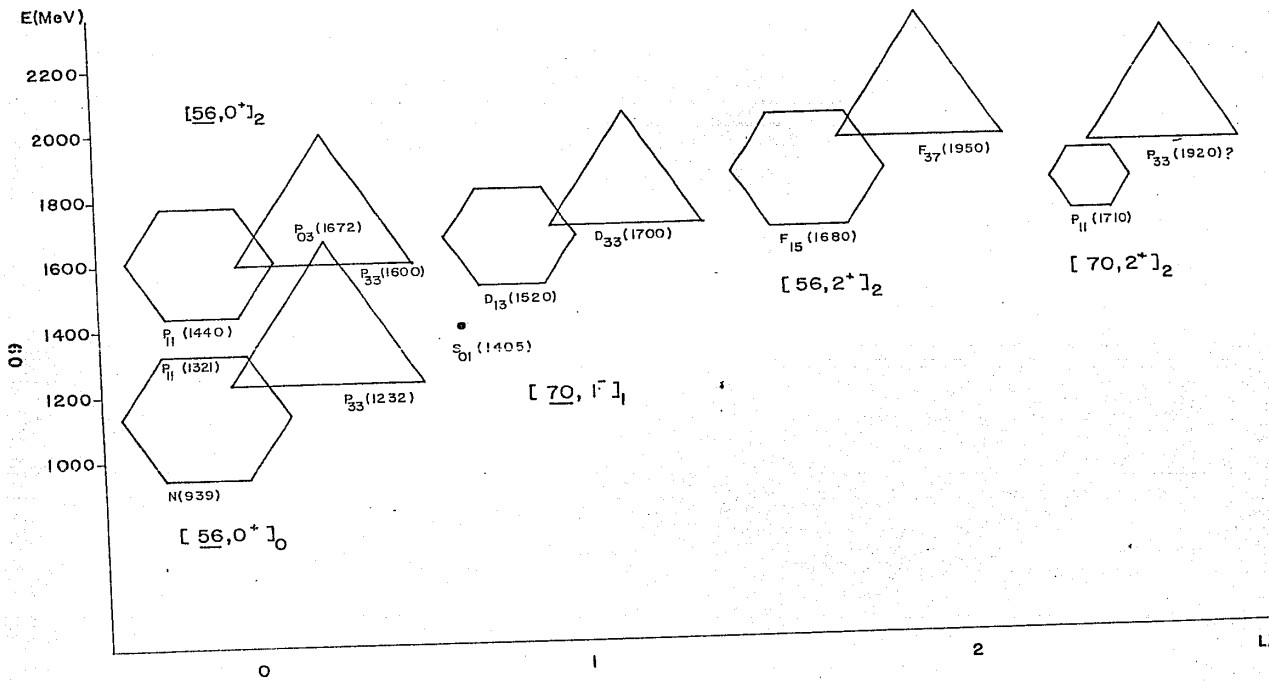
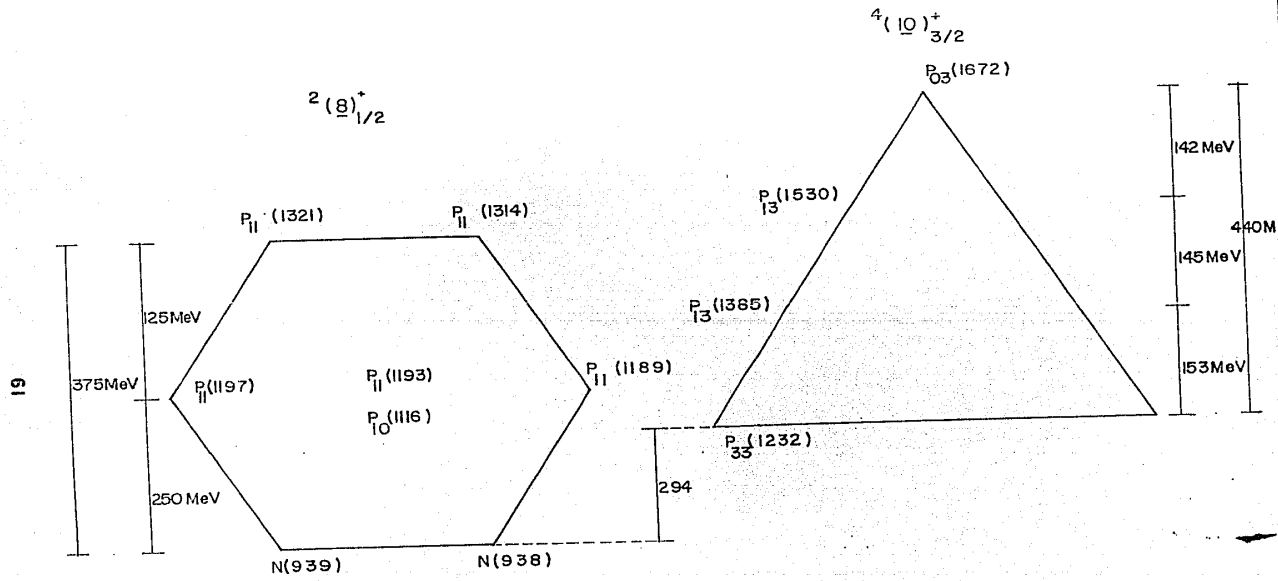


fig. 2



ESTADO BASE
 $[56, 0^+ 1_0]$

fig.3

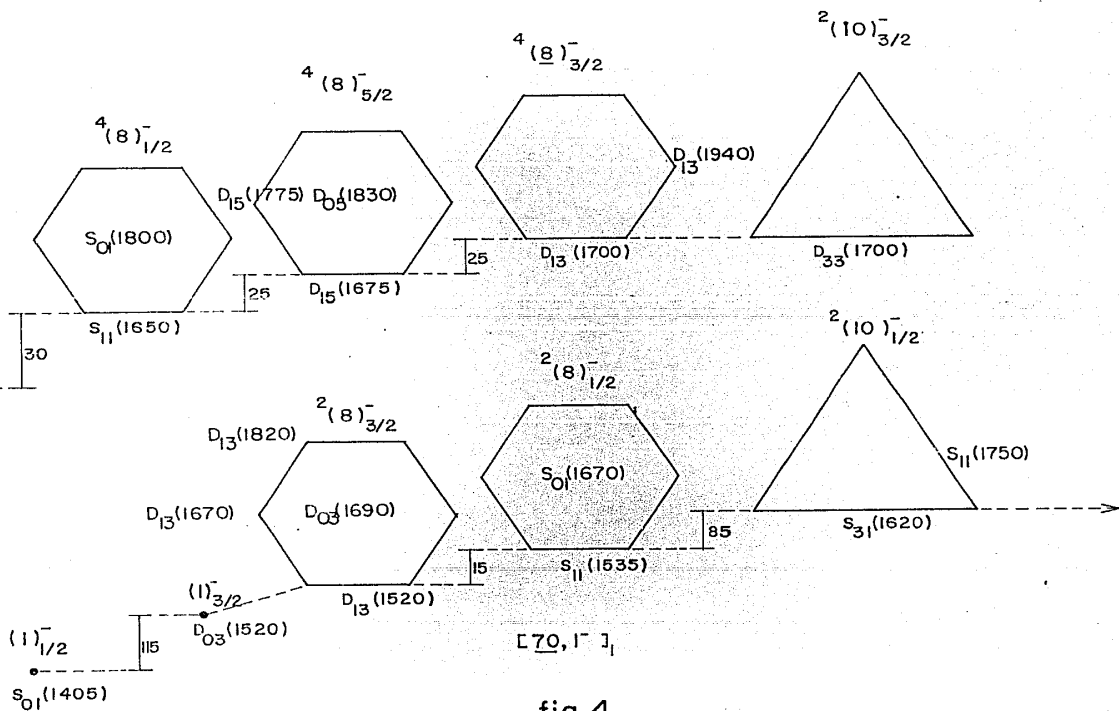


fig.4

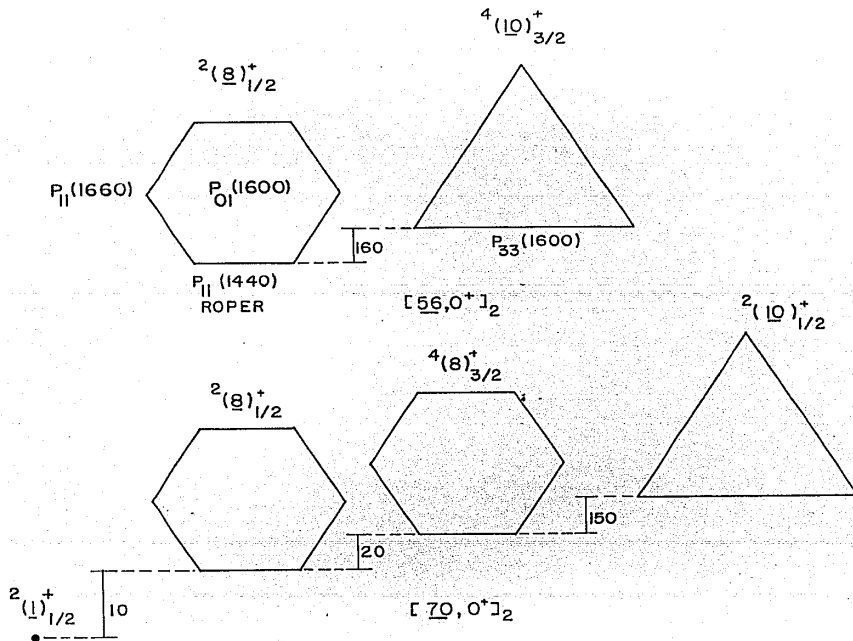


fig.5

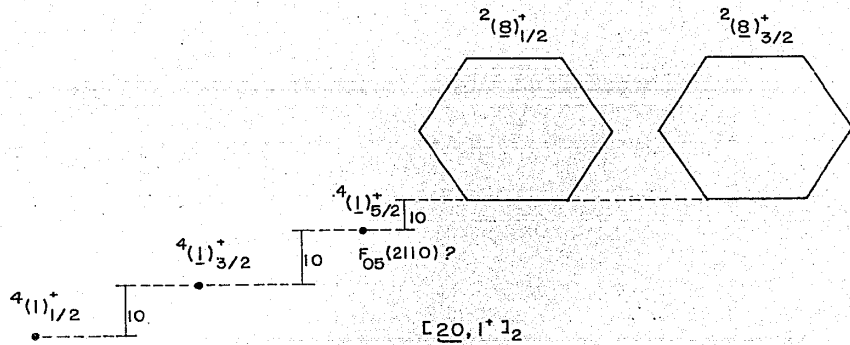


fig.6

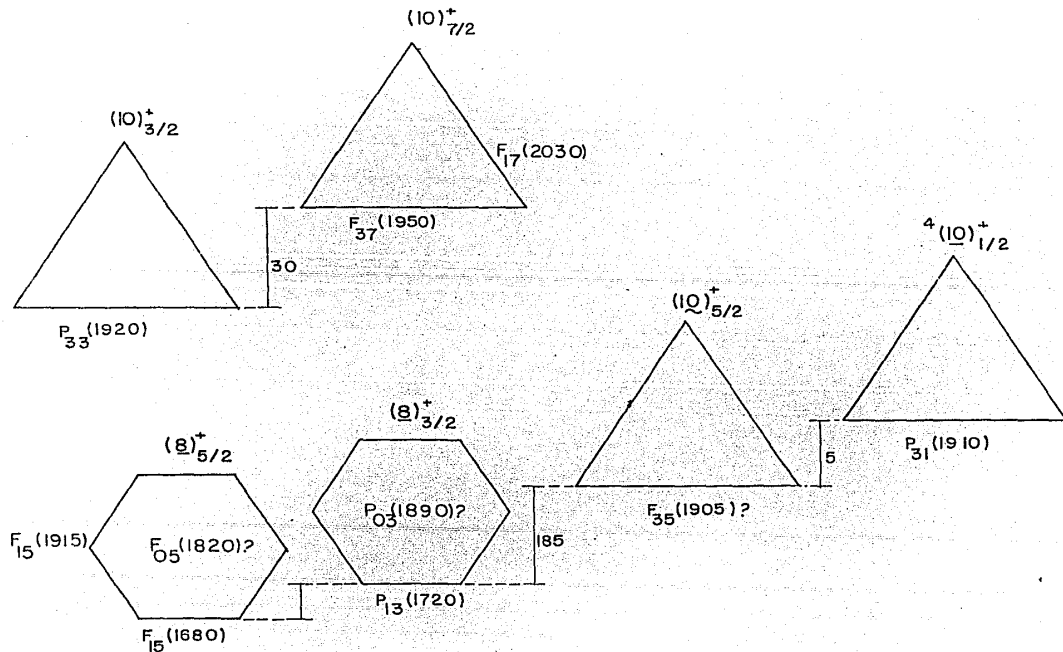
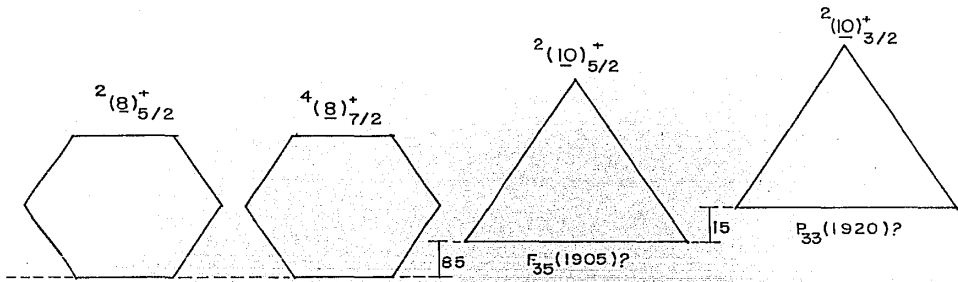
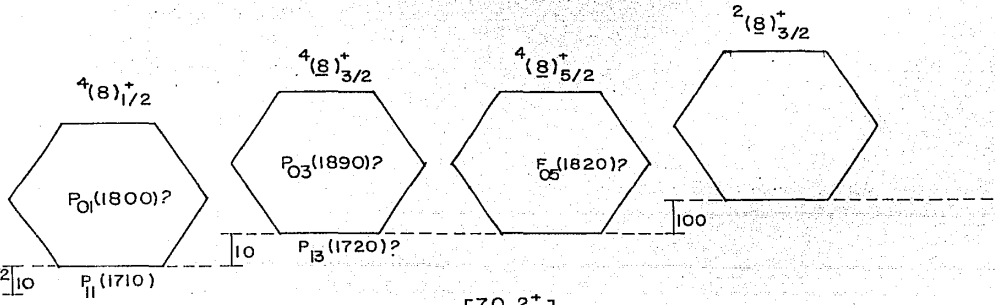

 $[56, 2^+]_2$

fig.7



99



$\Gamma_{70}, 2^+ 1_2$

fig: 8

TABLĀS

TABLĀS

SUMARIO DE PARTICULAS ESTABLES[†]
(estables bajo decaimiento fuerte)

Partícula	I(J ^P)	Masa (MeV)	Vida media (τ seg; ct cm)	Principales modos de decaimiento
BOSONES DE NORMA				
γ	0(1 ⁻)	<3×10 ⁻³³	-----	estable
W	J=1	81.8±1.5 GeV	Γ<6.5 GeV	eν, μν
Z		92.6±1.7 GeV	Γ<4.6 GeV	e ⁺ e ⁻ , μ ⁺ μ ⁻
LEPTONES				
ν _e	J=½	<46 eV	estable	estable
e	J=½	~0.511 MeV	estable	estable
ν _μ	J=½	<0.25	estable	estable
μ	J=½	~105.659	2.197×10 ⁻⁶	μ→e ⁻ νν 100%
ν _τ	J=½	<70		
τ	J=½	1784.2	3.3±0.4×10 ⁻¹³ στ=0.010	τ ⁻ →μ ⁻ ν̄ν 17.6% e ⁻ νν 17.4%
MESONES				
<i>LIGEROS</i>				
π ⁺	1(0 ⁻)	~139.568	2.603×10 ⁻⁸ στ=780.4	π ⁺ →μ ⁺ ν 100%
π ⁰	1(0 ⁻)	~134.954	0.87×10 ⁻¹⁶ στ=2.6×10 ⁻⁹	γγ 98.799% γe ⁺ e ⁻ 1.198%
η	0(0 ⁻)	584.8±0.6	Γ=1.05±0.15keV	γγ 38.9% 3π ⁰ 31.9% π ⁺ π ⁻ π ⁰ 23.7% π ⁺ π ⁻ γ 4.91%

tabla 1

Partícula	$I(J^P)$	Masa (MeV)	Vida media (τ seg; σ cm)	Principales modos de decaimiento
EXTRAÑOS				
K^+	$\frac{1}{2}(0^-)$	~ 493.667	1.237×10^{-8} $\sigma\tau = 370.9$	$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ 63.5% $\pi^+ \pi^0$ 21.1% $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ 5.6%
K^0 \overline{K}^0	$\frac{1}{2}(0^-)$	497.72 ± 0.07		
K^0_S	$\frac{1}{2}(0^-)$		0.892×10^{-10} $\sigma\tau = 2.675$	$\pi^+ \pi^-$ 68.61% $\pi^0 \pi^0$ 31.39%
K^0_L	$\frac{1}{2}(0^-)$		5.183×10^{-6} $\sigma\tau = 1554$	$\pi^+ \pi^+$ 38.7% $\pi^+ \mu^+ \nu$ 27.1% $3\pi^0$ 21.5%
ENCANTADOS				
D^+	$\frac{1}{2}(0^-)$	1869.3 ± 0.6	9.2×10^{-13} $\sigma\tau = 0.028$	$D^+ \rightarrow \overline{K}^0 \text{ anything} +$ $+ K^0 \text{ any}$ 48 \pm 15% $e^+ \text{ any}$ 18.2 \pm 1.7% $K^- \text{ anything}$ 16 \pm 4%
D^0 \overline{D}^0	$\frac{1}{2}(0^-)$	1864.6 ± 0.6	4.3×10^{-13} $\sigma\tau = 0.013$	$D^0 \rightarrow K^- \text{ anything} +$ 44 \pm 10% $\overline{K}^0 \text{ any} + K^0 \text{ anything}$ 33 \pm 10%
D^+_S	$0(0^-)$	1970.5 ± 2.5	2.8×10^{-13} $\sigma\tau = 0.008$	$D^+ \rightarrow \phi \pi^+$ seen $\phi \pi^+ \pi^+ \pi^-$ seen
BOTTOM				
B^+	$\frac{1}{2}(0^-)$	5271.2 ± 3.0		$B^+ \rightarrow D^*(2010)^- \pi^+ \pi^+$ 2.7 \pm 1.7% $\overline{D}^0 \pi^+$ 1.1 \pm 0.6%
B^0 \overline{B}^0	$\frac{1}{2}(0^-)$	5275.2 ± 2.8		$B^0 \rightarrow D^*(2010)^- \rho^+$ 8 \pm 7% $\overline{D}^0 \pi^+ \pi^-$ 7 \pm 5% $D^*(2010)^- \pi^+$ 1.7 \pm 0.7%

Particula	$I(J^P)$	Masa (MeV)	Vida media (τ seg; σ cm)	Principales modos de decaimiento
-----------	----------	---------------	--	-------------------------------------

BARIONES

NUCLEONES

p	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$	~938.2796	$>1.6 \times 10^{25}$ yr	
n	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$	~939.5731	898 ± 16	$p e^{-} \bar{\nu}$ 100%

B. CON EXTRANEZA -1

Λ	$0(\frac{1}{2}^+)$	1115.60 ± 0.05	2.632×10^{-10} $\sigma\tau = 7.89$	$p\pi^-$ 64.2 \pm 5.5% $n\pi^0$ 35.8 \pm 5.5%
Σ^+	$1(\frac{1}{2}^+)$	1189.37 ± 0.06	0.800×10^{-10} $\sigma\tau = 2.40$	$p\pi^0$ 51.64% $n\pi^+$ 48.36%
Σ^0	$1(\frac{1}{2}^+)$	1192.46 ± 0.08	5.8×10^{-20} $\sigma\tau = 1.7 \times 10^{-9}$	$\Lambda\gamma$ 100%
Σ^-	$1(\frac{1}{2}^+)$	1197.34 ± 0.05	1.482×10^{-10} $\sigma\tau = 4.44$	$n\pi^-$ 100%

B. CON EXTRANEZA -2

Ξ^0	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$	1314.9 ± 0.6	2.90×10^{-10} $\sigma\tau = 8.69$	$\Lambda\pi^0$ 100%
Ξ^-	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$	1321.32	1.642×10^{-10} $\sigma\tau = 4.92$	$\Lambda\pi^-$ 100%

B. CON EXTRANEZA -3

Ω^-	$0(\frac{3}{2}^+)$	1672.45 ± 0.29	0.822×10^{-10} $\sigma\tau = 2.46$	ΛK^- 67.8 $\pm 0.7\%$
------------	--------------------	--------------------	--	-----------------------------------

B ENCANTADO

Λ_c^+	$0(\frac{1}{2}^+)$	2281.2 ± 3.0	$2.3 \pm 7 \times 10^{-13}$ $\sigma\tau = 0.007$	$pK^-\pi^+$ 2.2 \pm 1.1% e^+ any 4.5 \pm 1.7%
---------------	--------------------	------------------	---	--

† Tomado de 1986 Summary tables of particle properties.

Baryon Summary Table

April 1986

The first, short table gives the name, the quantum numbers (where known), and the status of every entry in the Baryon Full Listings. Only the baryons with 3- or 4-star status are included in the main Baryon Summary Table. Due to insufficient data or uncertain interpretation, the other entries in the short table are not established as baryons.

<i>N</i> (939) <i>P</i> 11 ****	Δ (1232) <i>P</i> 33 ****	Z_0 (1780) <i>P</i> 01 *	Σ (1193) <i>P</i> 11 ****	Ξ (1318) <i>P</i> 11 ****
<i>N</i> (1440) <i>P</i> 11 ****	Δ (1550) <i>P</i> 31 *	Z_0 (1865) <i>D</i> 03 *	Σ (1385) <i>P</i> 13 ****	Ξ (1530) <i>P</i> 13 ****
<i>N</i> (1520) <i>D</i> 13 ****	Δ (1600) <i>P</i> 33 **	Z_1 (1725) <i>P</i> 11 *	Σ (1480) *	Ξ (1630) *
<i>N</i> (1535) <i>S</i> 11 ****	Δ (1620) <i>S</i> 31 ****	Z_1 (1900) <i>P</i> 13 *	Σ (1560) **	Ξ (1680) **
<i>N</i> (1540) <i>P</i> 13 *	Δ (1700) <i>D</i> 33 ****	Z_1 (2150) *	Σ (1580) <i>D</i> 13 **	Ξ (1820) 13 ***
<i>N</i> (1650) <i>S</i> 11 ****	Δ (1900) <i>S</i> 31 ***	Z_1 (2500) *	Σ (1620) <i>S</i> 11 **	Ξ (1940) **
<i>N</i> (1675) <i>D</i> 15 ****	Δ (1905) <i>F</i> 35 ****		Σ (1660) <i>P</i> 11 ***	Ξ (2030) 1 ***
<i>N</i> (1680) <i>F</i> 15 ****	Δ (1910) <i>P</i> 31 ****	Λ (1116) <i>P</i> 01 ****	Σ (1670) <i>D</i> 13 ****	Ξ (2120) *
<i>N</i> (1700) <i>D</i> 13 ****	Δ (1920) <i>P</i> 33 ****	Λ (1405) <i>S</i> 01 ****	Σ (1690) **	Ξ (2250) **
<i>N</i> (1710) <i>P</i> 11 ****	Δ (1930) <i>D</i> 35 ***	Λ (1520) <i>D</i> 03 ****	Σ (1750) <i>S</i> 11 ***	Ξ (2370) 1 **
<i>N</i> (1720) <i>P</i> 13 ****	Δ (1940) <i>D</i> 33 **	Λ (1600) <i>P</i> 01 ***	Σ (1770) <i>P</i> 11 *	Ξ (2500) *
<i>N</i> (1960) ?	Δ (1950) <i>F</i> 37 ****	Λ (1670) <i>S</i> 01 ****	Σ (1775) <i>D</i> 15 ****	
<i>N</i> (1990) <i>F</i> 17 **	Δ (2000) <i>F</i> 35 **	Λ (1690) <i>D</i> 03 ****	Σ (1840) <i>P</i> 13 *	Ω (1672) <i>P</i> 03 ****
<i>N</i> (2000) <i>F</i> 15 **	Δ (2150) <i>S</i> 31 *	Λ (1800) <i>S</i> 01 ***	Σ (1880) <i>P</i> 11 **	Λ_c (2281) ****
<i>N</i> (2080) <i>D</i> 13 **	Δ (2200) <i>G</i> 37 **	Λ (1800) <i>P</i> 01 **	Σ (1915) <i>F</i> 15 ****	Σ_c (2450) **
<i>N</i> (2090) <i>S</i> 11 *	Δ (2200) <i>H</i> 29 **	Λ (1820) <i>F</i> 03 ****	Z (1940) <i>D</i> 13 ***	Ξ_c (2460) *
<i>N</i> (2100) <i>P</i> 11 *	Δ (2350) <i>D</i> 35 *	Λ (1830) <i>D</i> 05 ****	Σ (2000) <i>S</i> 11 **	Ω_c (2740) *
<i>N</i> (2190) <i>G</i> 17 ****	Δ (2390) <i>F</i> 37 *	Λ (1890) <i>P</i> 03 ****	Σ (2030) <i>F</i> 17 ****	
<i>N</i> (2200) <i>D</i> 15 ****	Δ (2400) <i>G</i> 39 **	Λ (2000) *	Σ (2070) <i>F</i> 15 *	Λ_b (5500) *
<i>N</i> (2220) <i>H</i> 19 ****	Δ (2420) <i>H</i> 311 ****	Λ (2020) <i>F</i> 07 *	Σ (2080) <i>P</i> 13 **	
<i>N</i> (2250) <i>G</i> 19 ****	Δ (2750) <i>I</i> 313 **	Λ (2100) <i>G</i> 07 ****	Σ (2100) <i>G</i> 17 *	<u>Dibaryons</u>
<i>N</i> (2600) <i>I</i> 111 ****	Δ (2950) <i>K</i> 315 **	Λ (2110) <i>F</i> 05 **	Σ (2250) ***	<i>NN</i> (2170) 1 <i>D</i> 2**
<i>N</i> (2700) <i>K</i> 113 **	Δ (~3000)	Λ (2325) <i>D</i> 03 *	Σ (2455) **	<i>NN</i> (2250) 3 <i>F</i> 3**
<i>N</i> (~3000)		Λ (2350) *	Σ (2620) **	<i>NN</i> (7) *
		Λ (2585) **	Σ (3000) *	<i>AN</i> (2130) 3 <i>S</i> 1**
			Σ (3170) *	<i>EN</i> (?) *

- **** Good, clear, and unmistakable.
 *** Good, but in need of clarification or not absolutely certain.
 ** Not established; needs confirmation.
 * Evidence weak; likely to disappear.