

UNIVERSIDAD DE SANTANDER

Facultad de Ciencias

ANALISIS DE LOS MECANISMOS DE EMISION Y DE LAS CORRELACIONES
ANGULARES DE LOS PRODUCTOS DE INTERACCION DEL 0-16 a 2,1 Gev/A
CON NUCLEOS DE EMULSION.

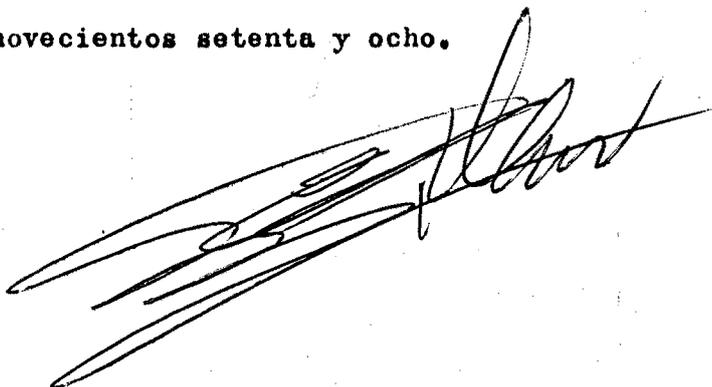
Memoria presentada por
Alberto Ruiz Jimeno, pa-
ra optar al Grado de Doc-
tor en Ciencias.
Sección de Físicas.

EUGENIO VILLAR GARCIA, Catedrático Director del Departamento de Física Fundamental de la Facultad de Ciencias de Santander

CERTIFICA:

Que la presente Memoria, "Análisis de los mecanismos de emisión y de las correlaciones angulares de los productos de interacción del 0-16.2,1 Gev/A con núcleos de emulsión", ha sido realizada bajo mi dirección en el Departamento de Física Fundamental de la Facultad de Ciencias de Santander, por el Licenciado en Ciencias Físicas D. Alberto Ruiz Jimeno y constituye su tesis para optar al grado de Doctor en Ciencias, sección de Físicas.

Y para que conste, en cumplimiento de la legislación vigente, presento ante la Facultad de Ciencias de la Universidad de Santander la referida Tesis Doctoral, firmando el presente certificado en Santander, a uno de abril de mil novecientos setenta y ocho.



Quiero dejar constancia de mi agradecimiento a las siguientes personas y entidades, que han cooperado de un modo importante a la realización de este trabajo:

Al profesor D. Eugenio Villar García, por su guía y dirección y los medios que ha puesto a mi disposición. Asimismo al resto de los componentes del equipo de Alta Energía, Ramón Niembro Bárcena, Laura Bravo y Alicia Lavín, por su constante ayuda y valiosas críticas.

De un modo muy especial quiero considerar la desinteresada ayuda de los Profesores C. Jacquot, J. N. Suren y D.Karamanoukian del SADVI del C.N.R.S. de Strasbourg, en cuyo centro he realizado una parte notable del trabajo y han sido puestos a mi disposición los medios necesarios para ello, tanto materiales como de discusión y planificación de trabajos.

Al Profesor Dr. Bo Jakobsson, de la Universidad de Lund (Suecia) y al Dr. E. Higón del IFIC de Valencia, con quienes he mantenido trabajos conjuntos de gran interés.

Al Departamento de Física Fundamental de la Facultad de Ciencias de Santander, al IFIC de la Universidad de Valencia y al SADVI del C.N.R.S. de Strasbourg, por los medios puestos a mi disposición para la realización del trabajo.

Al Ministerio de de Educación por la concesión de una Beca de Formación de Personal Investigador para llevar a cabo esta tarea. Asimismo a la Fundación Marcelino Botín por su aportación económica a los trabajos del grupo en que me encuadro.

Al equipo de microscopistas formado por las Srtas. Pilar Velloso y Milagros Martín por su paciente y valioso trabajo. Asimismo

v

mo quiero hacer constar la esmerada tarea de mecanografiado de la Srta. M^a Paz Ruiz y la ayuda en la confección de figuras de D. Alberto Ruiz y las Srta. Olga Acinas., y M^a Teresa Ruiz.

Santander, Abril de 1.978.

I N D I C E

	Página
INTRODUCCION	1
 CAPITULO I : Dispositivo y Método experimental	 6
Dispositivo experimental	
1. Experimento.	7
2. Medidas	7
Obtención de datos	
1. Scanning-Selección de sucesos	8
2. Geometría del suceso	11
3. Ionización..	17
Bibliografía	29
 CAPITULO II : Secciones eficaces de reacción	 30
II-1. Resultados experimentales	31
II-2. Análisis por modelos existentes	36
-Modelos geométricos	36
-Métodos derivados de la teoría de Glauber	38
Bibliografía	43
 CAPITULO III : Análisis de multiplicidades	 44
III-1. Introducción	45
III-2. Producción piónica	47
-Secciones eficaces individuales.	47
-Probabilidades de un n° de colisiones efectivas	52
-Formulación general	52
-Aproximación óptica	56
-Elección de Densidades y primeros resultados	59
-Cálculo del n° efectivo de colisiones	71
-Resultados y discusión	74
III-3. Análisis de trazas grises	85
III-4. Otros análisis de las multiplicidades. Comentarios	92
Bibliografía	96

	Página
CAPITULO IV : Distribuciones angulares.	98
IV-1. Distribuciones angulares en el espacio longitudinal	99
-Trazas blancas	100
-Trazas grises y negras	108
-Teoría de la evaporación nuclear. Partículas α "forward"	109
-Teorías hidrodinámicas	116
IV-2. Distribuciones angulares en el espacio transversal	123
-Generación del espacio-fase	124
-Análisis de resultados.	125
Bibliografía	134
CAPITULO V : Distribuciones angulares en espacio transversal (II)	135
-I. Adquisición de datos	137
-Medidas	139
-Errores	141
-II. Análisis	145
II-1. Función característica.	146
II-2. Espacio-fase	147
II-3. Sucesión señal	150
-III. Resultados	152
III-1. Test de coplanaridad	157
III-2. Estructura de las coplanaridades	158
-IV. Discusión teórica	166
Bibliografía	168
APENDICES	169
Apéndice 1: Características del Dispositivo experimental	170
Apéndice 2: Programa geometría	177
Apéndice 3: Densidad derivada del modelo a estructuras α	181
Apéndice 4: Funciones de onda y Elementos de matriz.	184
Apéndice 5: Programa GLAUB	188
Apéndice 6: Rapidity y pseudorapidity.	190
Apéndice 7: Programa SIGNAL.	193
Bibliografía	217
CONCLUSIONES	218

I N T R O D U C C I O N

El advenimiento de los potentes aceleradores de partículas y sus mejoras sucesivas, ha aportado durante los últimos años un medio importante para el estudio de las interacciones hadrónicas y toda la dinámica subyacente.

Anteriormente, el estudio de las interacciones hadrónicas se efectuaba mediante la observación y el análisis de los procesos provocados por la radiación cósmica, lo cual llevaba consigo la necesidad de utilizar métodos de discriminación, tanto de la carga como de la energía, de los iones incidentes.

Inicialmente, los aceleradores se programaron para la aceleración de partículas de carga unidad y posteriormente se introdujeron diversas mejoras, permitiendo la aceleración de iones cada vez más pesados.

Hoy en día, es posible la obtención de iones acelerados hasta 2,1 GeV/nucleón en un vasto dominio dentro de las masas de los iones y prioritariamente en aquellas cuya relación carga/masa es igual a $\frac{1}{4}$.

Diversas colaboraciones internacionales se fueron formando a raíz de esta situación para abordar de un modo sistemático el estudio de reacciones entre diferentes proyectiles y blancos, utilizando diversos métodos de detección entre los que cabe destacar la cámara de burbujas, la emulsión fotográfica y dispositivos electrónicos en conexión con contadores.

En nuestro laboratorio las interacciones hadrónicas se vienen investigando en tres campos diversificados, a saber:

-interacciones de protones y partículas relativistas de carga unidad con núcleos de emulsión (Ref. In-1)

-interacciones de iones pesados relativistas con núcleos de emulsión (Ref. V-1)

-interacciones de fotones con núcleos de emulsión, mediante un método mixto de detección: emulsión + OMEGA (Ref. In-3)

Si bien la emulsión tiene la desventaja, con respecto a otros métodos de detección, de su lentitud en el proceso de medición y la dificultad en la separación de blancos, tiene la ventaja de su gran poder de resolución geométrica, precisión en la observación de los productos de la reacción y detección de trayectoria de tiempos de vuelo muy cortos. Sin embargo, actualmente se vienen efectuando diversas modificaciones y experiencias en las técnicas de utilización, en una de las cuales estamos trabajando (Ref.V-1)

La característica fundamental de esta técnica es que presenta la ventaja de detectar partículas de corta vida (Ref. In-3) lo cual la coloca en un plano importantísimo con respecto al análisis de la dinámica subyacente en la propia estructura de las partículas conocidas y verificación de los modelos "parton".

En este trabajo analizamos las interacciones producidas por núcleos 0-16 acelerados a 2,1 Gev/nucleón en el acelerador de Berkeley (U.S.A.), con núcleos de emulsión.

Nos hemos propuesto, de una parte, el análisis fenomenológico de los sucesos en cuanto al estudio de las secciones eficaces de reacción y las multiplicidades, a la luz de las teorías que suponen el núcleo compuesto de nucleones que interactúan individualmente, y otros modelos colectivos que tienen en cuenta, bien sea la estructura en agregados, ó bien la interacción colectiva de la materia nuclear que el proyectil encuentra a su paso, habida cuenta de que el factor fundamental en estos modelos es el tiempo necesari-

rio para lograr el equilibrio asintótico tras la interacción simple, comparada con el tiempo de paso a través de la materia nuclear.

Este análisis lo hemos expuesto en los Capítulos II y III, dedicando el capítulo I a una explicación general sobre el proceso de experimentación y detección así como del proceso de medición.

Por otra parte hemos efectuado un estudio de las distribuciones angulares de los productos de la reacción y las correlaciones entre ellos. Esto supone la aportación más importante que puede suministrar el detector, dada la calidad geométrica del mismo y está directamente relacionada con la dinámica hadrónica. Hemos analizado de un modo particular el espacio transverso, dada la posibilidad de introducir un espacio-fase adecuado. Esto lo hemos expuesto en el Capítulo IV para el conjunto global de sucesos obtenidos. Por su parte, en el Capítulo V presentamos los resultados de un análisis efectuado con métodos más precisos, tanto de detección, como de cálculo, concluyendo asimismo en la necesidad de utilizar técnicas diferentes durante el proceso experimental que puedan complementar los cálculos efectuados.

Por último, hemos realizado una discusión de los resultados a la luz de los modelos "parton", basados en la idea de que los iones incidentes pueden considerarse como hadrones con número bariónico superior a 1, cuyos "partones" son los propios nucleones ó agregados de éstos.

Más detalles sobre los métodos de cálculo, los exponemos en una colección de Apéndices al final del texto.

BIBLIOGRAFIA

In-1: Col. Batavia . Lett. Nuov Cimento ,20,8,257,(1977).....

In-3: Proposal Bologna-Cern-.... col. CERN/SPSC/77-108,(1977)

Cap. I: DISPOSITIVO Y METODO EXPERIMENTAL

Dispositivo Experimental

1. Experimento
2. Medidas

Obtención de datos

1. Scanning-Selección de sucesos
2. Geometría del suceso
3. Ionización

Bibliografía

DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

1 Experimento

El dispositivo experimental se adecúa al siguiente esquema:

Haz: Iones de 0-16 acelerados a 2,1 Gev/nucleón.

Acelerador: Tandem formado por un acelerador lineal, el LINAC, y un Bevatron. El primero acelera hasta 5 Mev y ioniza completamente.

Detector: Emulsión nuclear Ilford K-5, distribuidas en apilamientos de capas de 600 μ de espesor inicial y con dimensiones de 3,5 x 10,5 cm².

La experiencia fué realizada en el LBL de la Universidad de Berkeley, en el primer semestre de 1.972, dentro del programa común de estudio de la fragmentación de inones pesados acelerados (ref: 1-4).

El flujo de partículas incidentes fué de alrededor de 10 partículas/cm², altamente colimadas (con una precisión del 2%) y con una contaminación en energía y otros iones, nunca superior al 10%.

Las placas fueron reveladas en el SADVI de Strasbourg (Francia) por el método de las dos temperaturas.

Colaboración científica: En un principio las emulsiones reveladas se repartieron entre los laboratorios de Strasbourg, Barcelona y Valencia, que habían establecido una colaboración para su estudio. Posteriormente los grupos de Barcelona, Valencia y Strasbourg, nos cedieron las placas que han servido de base para realizar la presente Memoria.

2 Medidas

Para la localización de las interacciones registradas en la emulsión se ha efectuado "scanning along the track", realizándose poste-

riormente el dibujo de las interacciones, así como la medida de su geometría y ionización de las trazas blancas y grises.

Para ello nos hemos valido de un equipo de microscopios de las siguientes características:

-microscopio Koristka M-53, con unidad adyacente de adquisición de datos "on line" sobre perforadora-impresora (ref.1-1)

-microscopio Vickers M-41

-microscopio Orthoplan, de Leitz-Wetzlar, con fotómetro incorporado MPV para medidas fotométricas de opacidad (ref.1-2)

A este último se le ha incorporado un goniómetro ocular de la misma marca, con precisión de 1', así como una pieza de profundidad provista de un nonius, que aprecia la décima de micra.

OBTENCION DE DATOS

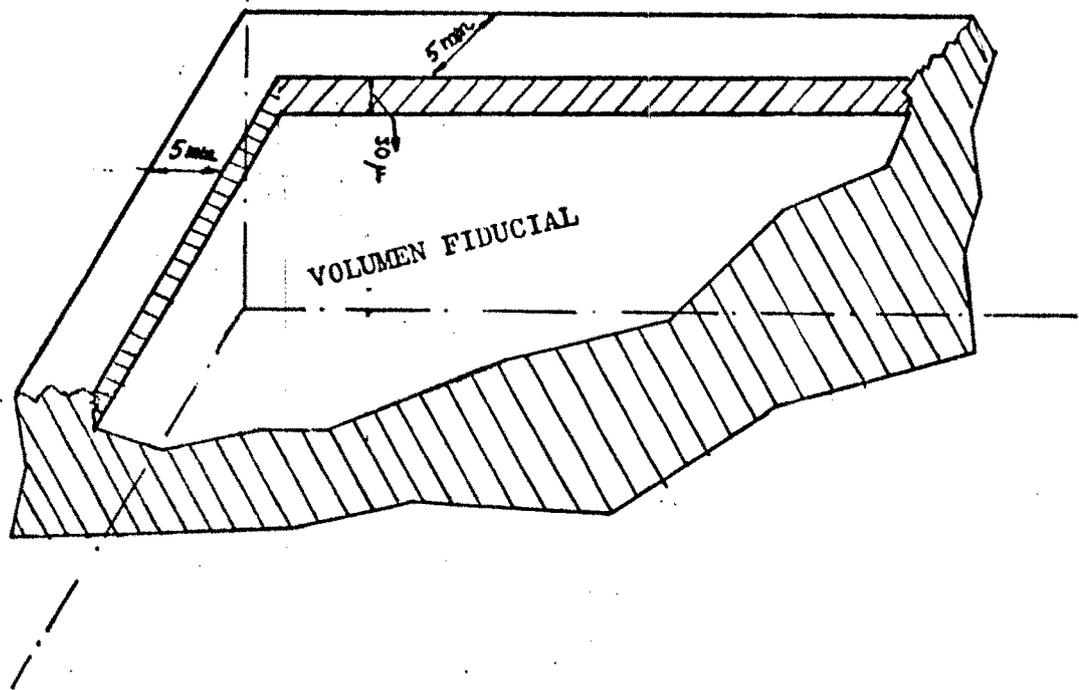
La obtención de datos se ha efectuado en varias fases: por una parte se ha realizado el "scanning" de las placas y dibujado las interacciones proyectadas en el plano de la emulsión. Posteriormente se han efectuado medidas de la geometría del suceso, así como de la ionización y alcance de las trazas secundarias.

1-Scanning - Selección de sucesos

El "scanning" se ha realizado "along the track", es decir, siguiendo traza por traza hasta que escapa de la emulsión ó sufre una interacción.

Este método presenta considerables ventajas en cuanto a la obtención del recorrido libre medio y la sección eficaz de reacción.

En el proceso seguido se han eliminado las zonas de la placa más expuestas a distorsión, y, por tanto, a errores en la determinación de los observables experimentales, de acuerdo con la fig. 1.



El recorrido libre medio de los iones de 0-16, puede relacionarse directamente con la longitud total seguida y el número de interacciones encontrada si se admite la hipótesis de que todas las trazas de estos iones del Haz, poseen el mismo recorrido dentro de la emulsión (ref. 1-3).

Por tanto, el error engendrado en el cálculo de este observable a partir de nuestras medidas estará relacionado con la homogeneidad de la emulsión.

En nuestro trabajo hemos realizado el estudio del recorrido libre medio en zonas diferentes de las placas, así como en placas diferentes, obteniendo los siguientes resultados:

TABLA I.1: Recorrido Libre Medio

Placa	Zona	λ (recorrido libre medio)	ϵ_λ
23	1ª	14.7 cm.	2.0 cm.
	2ª	18.0 "	3.2 "
	3ª	12.9 "	2.2 "
24	1ª	16.2 "	2.0 "
	2ª	13.2 "	0.9 "
Res. global		14.2 "	0.7 " (1)
		14.5 "	0.7 " (2)

=====

TABLA I.2: Datos recorrido libre medio (diversos laboratorios)

Laboratorio	Recorrido libre medio	Referencia
Valencia	14.0 0.5 cm.	I.3
Col. Bar-Str.- Val.	13.4 1.2 "	I.6
Lund *	12.3 1.3 "	I.7
Santander	14.2 0.7 "	este trabajo

* Emulsión Ilford K2

- =====
- (1) Calculado, de acuerdo con las expresiones II.5 y II. 6 de ref. I.3
- (2) Calculado teniendo en cuenta la dispersión de los valores, en las diversas zonas de la placa, con un peso estadístico igual a la inversa de los errores individuales.

Se han seguido 1.222 trazas obteniéndose 422 interacciones en un recorrido global de 5.098 cm.

Como puede observarse de la tabla I.1, la influencia de la composición de la emulsión puede ser importante, aunque todos los resultados caigan dentro de los márgenes de error.

Es interesante también comparar nuestros resultados con los de otros laboratorios, cuando se toman resultados globales promediados a todas las placas; presentamos los valores en la tabla I.2

Como puede observarse, los resultados de los diversos laboratorios están de acuerdo y podremos utilizar nuestros resultados en el cálculo de las secciones eficaces de reacción.

2-Geometría del suceso

La emulsión, como detector, tiene una ventaja importante con respecto a otros detectores que es su capacidad de registro temporal de todos los secundarios procedentes de una interacción, que sean cargados, con una alta precisión geométrica, por lo que las medidas angulares han de ser lo más finas posibles.

Sin embargo, la precisión en la toma de las medidas angulares, es inversa al tiempo necesario para tomarlas y en consecuencia habrá de buscarse una solución eficaz, de acuerdo con las características específicas del estudio que se pretenda realizar.

En nuestro trabajo, hemos tomado una muestra standard de aproximadamente 300 interacciones, a las que hemos analizado por dos métodos angulares, el goniométrico y el método de las 4 coordenadas, que detallaremos a continuación. Sin embargo, y como explicaremos en la 2ª parte de esta Tesis, nos vimos obligados a realizar análisis más precisos, y por ello más costosos en el tiempo, en otra muestra

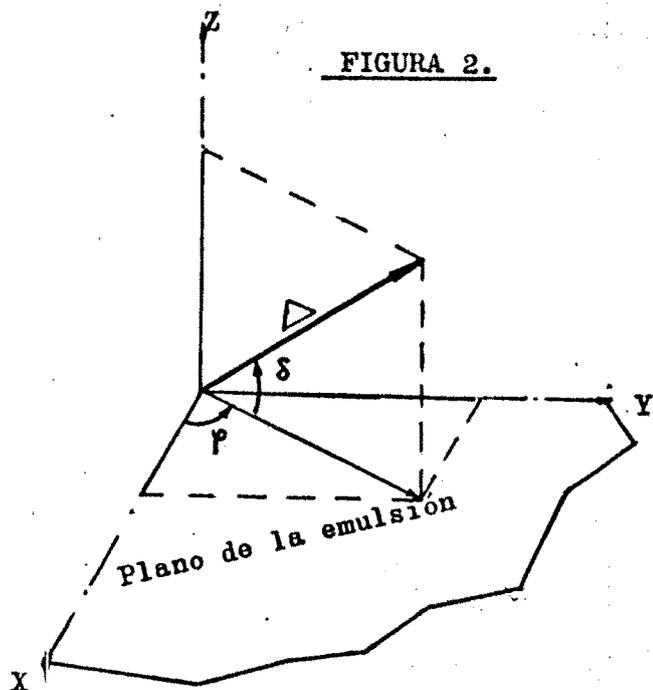
de interacciones, más pequeña estadísticamente pero suficientemente válida en el estudio que se pretendía, basado en el análisis sobre cada interacción aisladamente.

Método goniométrico.- Consiste en tomar independientemente las medidas del ángulo azimutal, en el plano de la emulsión, y de "dip" en un plano perpendicular a ella, para el primario y para cada una de las trazas secundarias cargadas.

El ángulo azimutal se realizó con un goniómetro ocular graduado en unidades de $(1/4)^\circ$.

Por su parte, el "dip" se obtuvo midiendo para cada traza la diferencia de cota entre dos puntos, uno cercano al centro de la interacción y otro a una distancia corta, de unas 50 micras. Primeramente se calculó el factor de contracción en dicho punto, tomando la diferencia en profundidad entre la superficie y el vidrio, y dividiendo por el espesor inicial de la placa utilizada.

Ello nos permite obtener los cosenos directores del primario y de cada una de las trazas, según la expresión (Fig. 2)



$$COX = \cos \delta \cdot \cos \varphi /$$

$$COY = \cos \delta \cdot \sin \varphi /$$

$$COZ = \sin \delta /$$

$$\Delta = \sqrt{COX^2 + COY^2 + COZ^2}$$

En la expresión del error para el ángulo real α interviene $\sin \alpha$ en el denominador, con lo cual las trazas muy "forward", vienen afectadas por barras de error importantes.

Con el fin de limitar sus errores, se realizó la medida de estas trazas por un método diferente.

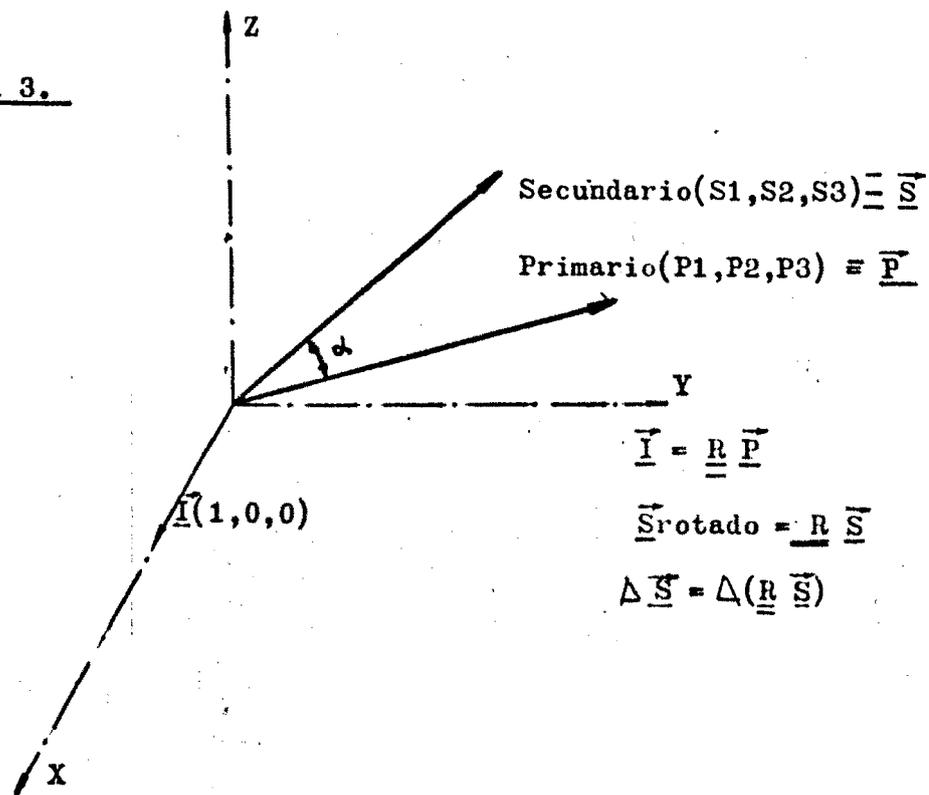
Método de las 4 coordenadas

Consiste en determinar las coordenadas X,Y,Z, de cuatro puntos del primario y cuatro puntos de cada uno de los secundarios, tomando uno de los puntos próximos al centro de la estrella y los restantes a intervalos regulares de 200μ .

Posteriormente se ajustaba espacialmente a una recta, el conjunto de los 4 puntos, mediante un método de mínimos cuadrados aplicado a los 3 planos ortogonales del espacio y tomando como resultados la intersección de los dos que dieran mayor bondad de ajuste.

Una vez obtenidos los cosenos directores para el primario y cada uno de los secundarios, se calcula la matriz rotación $\underline{\underline{R}}$ que permite llevar al primario sobre el eje OX, y se rotan los secundarios.

FIGURA 3.



De este modo, puede calcularse el ángulo real

$$\alpha = \text{arc.cos.}(S_{\text{rotado}})$$

$$\Delta \alpha = \Delta S_{\text{rotado}} / \sqrt{1 - S_{\text{rotado}}^2}$$

El cálculo se ha efectuado mediante el programa GEOM que exponemos en el Apéndice II.

En consecuencia, en las trazas muy "forward", se han efectuado medidas según los dos métodos. Creemos interesante constatar las diferencias observadas entre las diferentes mediciones y comparado con los resultados teóricos de los errores calculados por ambos métodos. Para ello presentamos los histogramas I, II y III.

Presentamos también en el histograma I el resultado teórico de conjugar los histogramas 2 y 3, presumiendo que los errores dan la desviación standard en una distribución normal para los valores obtenidos del ángulo centradas en su auténtico valor. Es válido el hacerlo siempre y cuando la gama de ángulos estudiados, no sea muy variable y en nuestro caso, éste se refiere a trazas "forward"

Para un valor σ_1 obtenido sobre el H II, la probabilidad de obtener una diferencia $r_1 = x - u$ entre el valor del ángulo medido X y su auténtico valor u es

$$P(x-u) = \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{r_1^2}{2\sigma_1^2}\right)$$

Asimismo para sus valores σ_2, r_2 sobre el H III

$$P(y-u) = \frac{1}{\sigma_2 \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{r_2^2}{2\sigma_2^2}\right)$$

Por tanto, si $d = |x-y| = |(x-u)-(y-u)| = |r_1-r_2|$

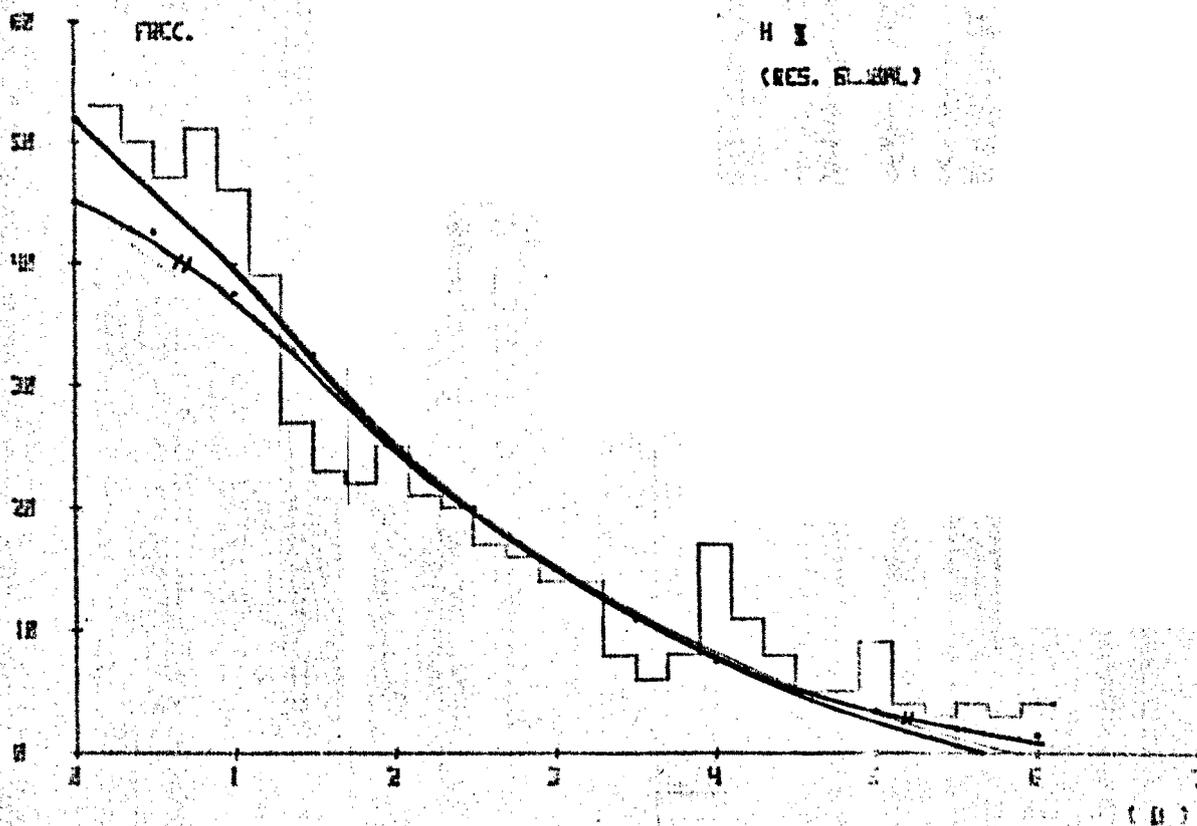
$$P(d, \sigma_1, \sigma_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P(r_1) P(r_2) (d - |r_1 - r_2|) dr_1 dr_2 =$$

$$= \frac{2}{\sqrt{\pi(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)}} \exp\left(-\frac{d^2}{2(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)}\right)$$

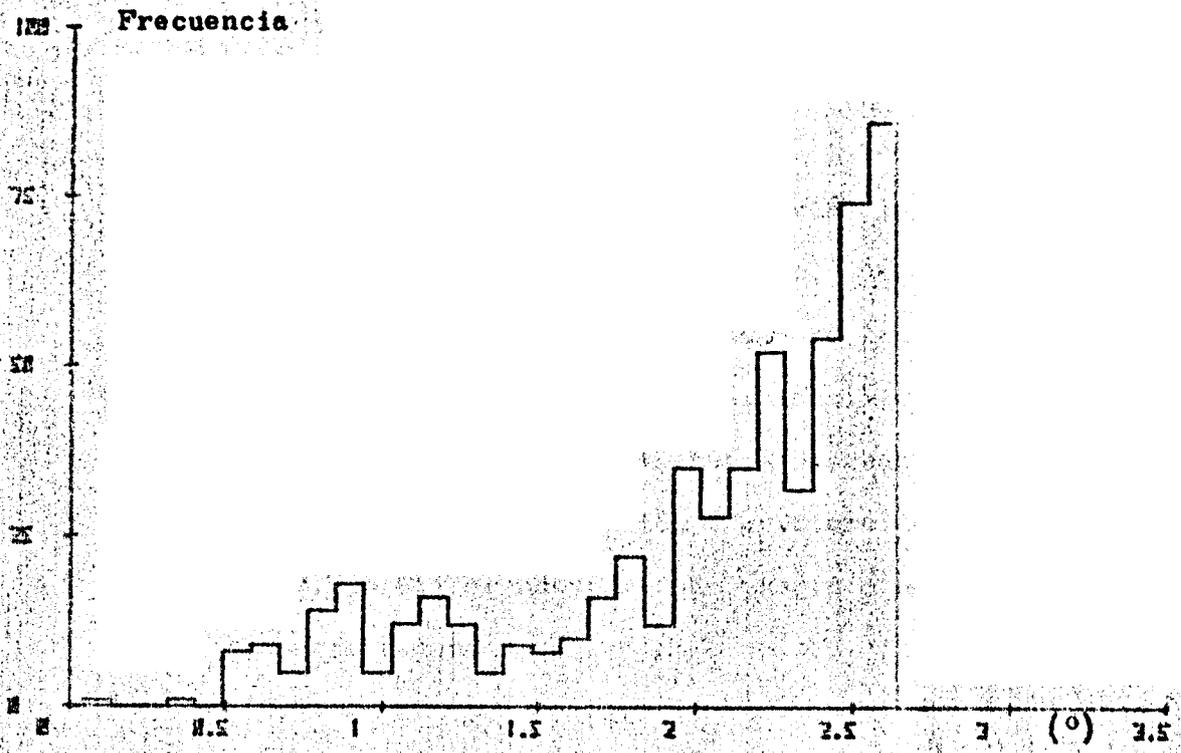
En consecuencia:

$$P(d) = \sum_{\sigma_1} \sum_{\sigma_2} P(d, \sigma_1, \sigma_2) P(\sigma_1) P(\sigma_2) \Delta\sigma_1 \Delta\sigma_2$$

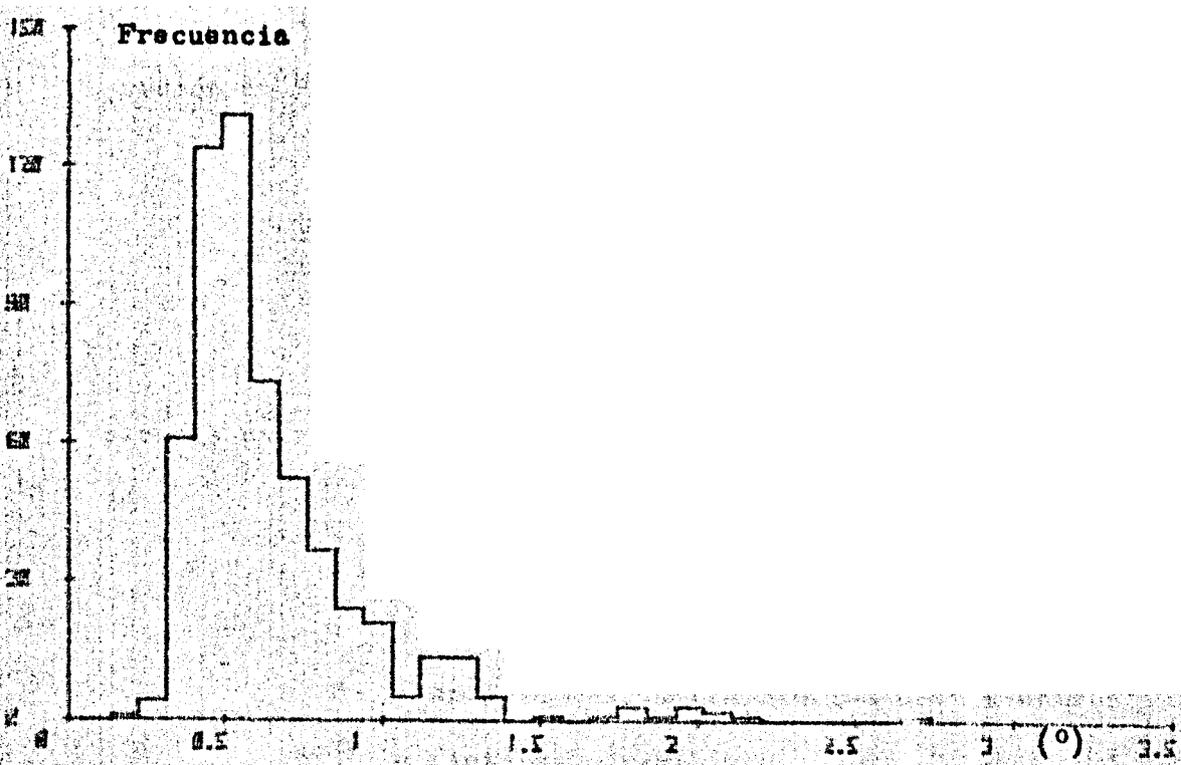
dándonos la curva teórica del H.III.



HISTOGRAMA I: Histograma de diferencias encontradas entre los dos tipos de mediciones y curva teórica de conjugar los H II y III.



HISTOGRAMA II: Errores cometidos en el método goniométrico.



HISTOGRAMA III: Errores cometidos en método coordenado.

Podemos observar, de acuerdo con el H I I, que los resultados se corresponden con la precisión estimada de las medidas, si bien el método coordinado suministra para las trazas "forward" un sistema de medida mucho más preciso por lo cual lo hemos aceptado.

Sin embargo, en un proceso de estudio, suceso por suceso, donde tanto la precisión como la fiabilidad de las medidas individuales deba ser considerada, habrá que emplear métodos en los cuales los estativos mecánicos de los aparatos jueguen un papel mínimo y donde los efectos por distorsión, curvatura de campo,.... sean considerados. De ahí el nuevo método puesto a punto que explicaremos en la parte segunda.

3 Ionización

Suficientemente conocido es el hecho de que las partículas cargadas atraviesan la emulsión perdiendo energía que emplean en la ionización de los átomos de bromuro de plata, de acuerdo con la expresión de Bethe:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi n_e e^4 z^2}{m c^2 \beta^2} \left(\ln \frac{(2mc^2 \beta^2 \gamma^2) T}{W^2} - 2\beta^2 - \delta - U \right)$$

para la energía perdida por unidad de longitud del recorrido, siendo

n_e = n^2 electrones por unidad de volumen

w = potencial medio electrónico

T = energía máxima transferida a un electrón

γ, β = factores cinemáticos

e = carga del electrón

δ, U = términos correctivos debidos, respectivamente, a la polarización del medio (efecto de densidad) y a la no participación de las capas internas atómicas. (ref. 1-8)

Cuando un electrón, recibe, de este modo, energía suficiente, puede tener un rango capaz de ser observable tras el proceso de revelado, lo cual depende, entre otros factores, de la composición química de la emulsión. En tal caso, se denomina a tal traza, un rayo

En el proceso de pérdida energética por efectos ionizantes hay que considerar dos aspectos diferentes en cuanto a la formación de imagen latente: la densidad de grano primaria y la densidad de grano secundaria.

a) Densidad de grano primaria

Se refiere al corazón de la traza, imagen latente del recorrido de la partícula ionizante producida por la cesión de energía a los fotoelectrones insuficiente para que éstos adquirieran un recorrido necesario para ser considerados como rayos δ .

En el proceso, altamente estocástico, intervienen tres factores para que el acto sea autosuficiente en cuanto a la revelabilidad:

- la sensibilidad local
- la expresión efectiva de la pérdida de energía, calculable de la curva espectral de sensibilidad obtenida al medir la sensibilidad de la emulsión para fotones de todas las energías.
- el elemento de longitud recorrido.

b) Densidad secundaria

Si los rayos δ están comprendidos dentro de una gama de ener-

gías del orden de 2 Kev a 22 Kev, pueden producir granos secundarios que forman parte de la traza. Cuando la densidad de tales rayos δ es muy grande, contribuyen al efecto de espesor de la traza.

De acuerdo con la fórmula de Bethe, la densidad de rayos δ crece con el cuadrado de la carga de la partícula.

Medida

Volviendo a la expresión de Bethe observamos que es una función complicada de la velocidad, resultando necesario hacer un calibrado para emulsiones "standard" de la variación de la ionización relativa g^* definida por la relación existente entre la densidad de grano primaria y el mínimo para una partícula de carga unidad (ref,1-9) (fig. 4)

Pues bien, basándonos en la ionización relativa podemos dividir las trazas observables en la emulsión en tres grupos característicos:

trazas blancas: $g^* < 1,65$

trazas grises: $1,65 < g^* < 8$

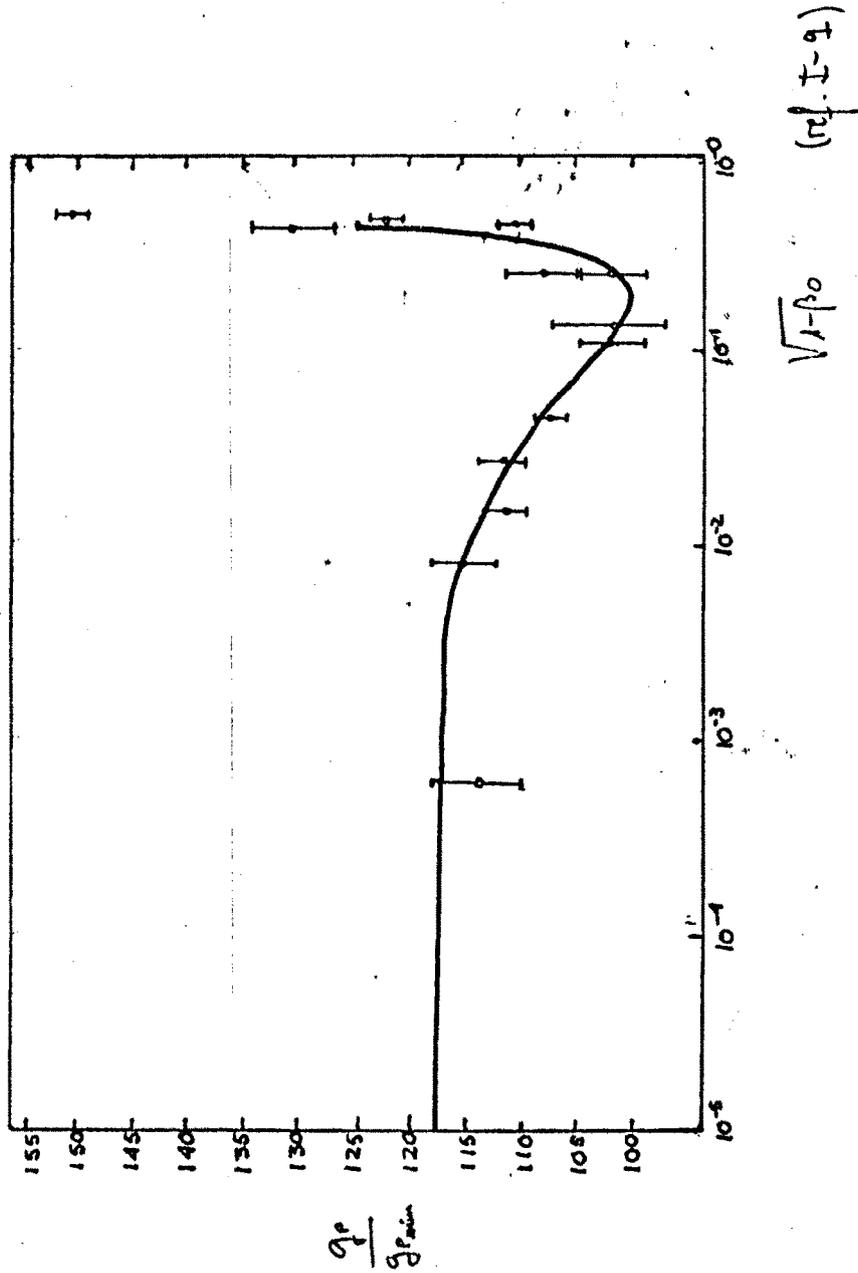
trazas negras: $g^* < 8$

Bien entendido que la ionización mínima $g_{\min} \sim 1,18 g_p$ siendo g_p la ionización "plateau", que corresponde a las trazas ultrarelativistas de carga unidad, que hemos preferido no adoptar como parámetro comparativo dado que no constituye un verdadero "plateau", sino que a energías ultrarelativistas crece y está sometido a muy ligeras fluctuaciones.

Trazas blancas

Las trazas blancas corresponden a partículas relativistas de carga unidad; en nuestra experiencia las velocidades características son del orden de $\beta \sim 0,95 c$, que está en el entorno de la ionización mínima. En tales casos el contaje de granos puede hacerse directa-

FIGURA 4: Curvas ionización-energía



mente, dado que las formaciones de grupos de granos es escasa y visible en cualquier caso. En consecuencia, hemos efectuado medidas de la densidad de granos primarios para trazas con un ángulo de salida muy pequeño en las interacciones, correspondientes, como luego observaremos, a protones de desintegración del núcleo proyectil, con ionización mínima.

Dado que la ionización depende de factores locales, consecuencia de la sensibilidad de la emulsión y el proceso de revelado, hemos construido una curva de calibrado, ajustando por mínimos cuadrados la nube de puntos que nos da la variación de la ionización mínima en función de la profundidad. Ello lo hemos efectuado para cada una de las placas objeto de estudio y exponemos en la Fig. 5 el resultado para una de ellas.

Trazas grises

En este caso no es siempre posible la determinación directa de g , y se recurre al contaje del n° medio de agrupaciones de granos, ó "blobs", por unidad de longitud, ó bien de agujeros ó "gaps" entre agrupaciones, H .

Este valor está relacionado con la densidad de granos primaria g , mediante la expresión

$$H = g \exp(-g(\alpha + 1))$$

siendo α , el diámetro medio de grano

l , la longitud mínima a considerar para existencia de gap.

En consecuencia, es necesaria la determinación de α , que hemos obtenido por los métodos clásicos (ref. 1-3), resultando

$$\alpha = 0,40 \pm 0,08 \mu.$$

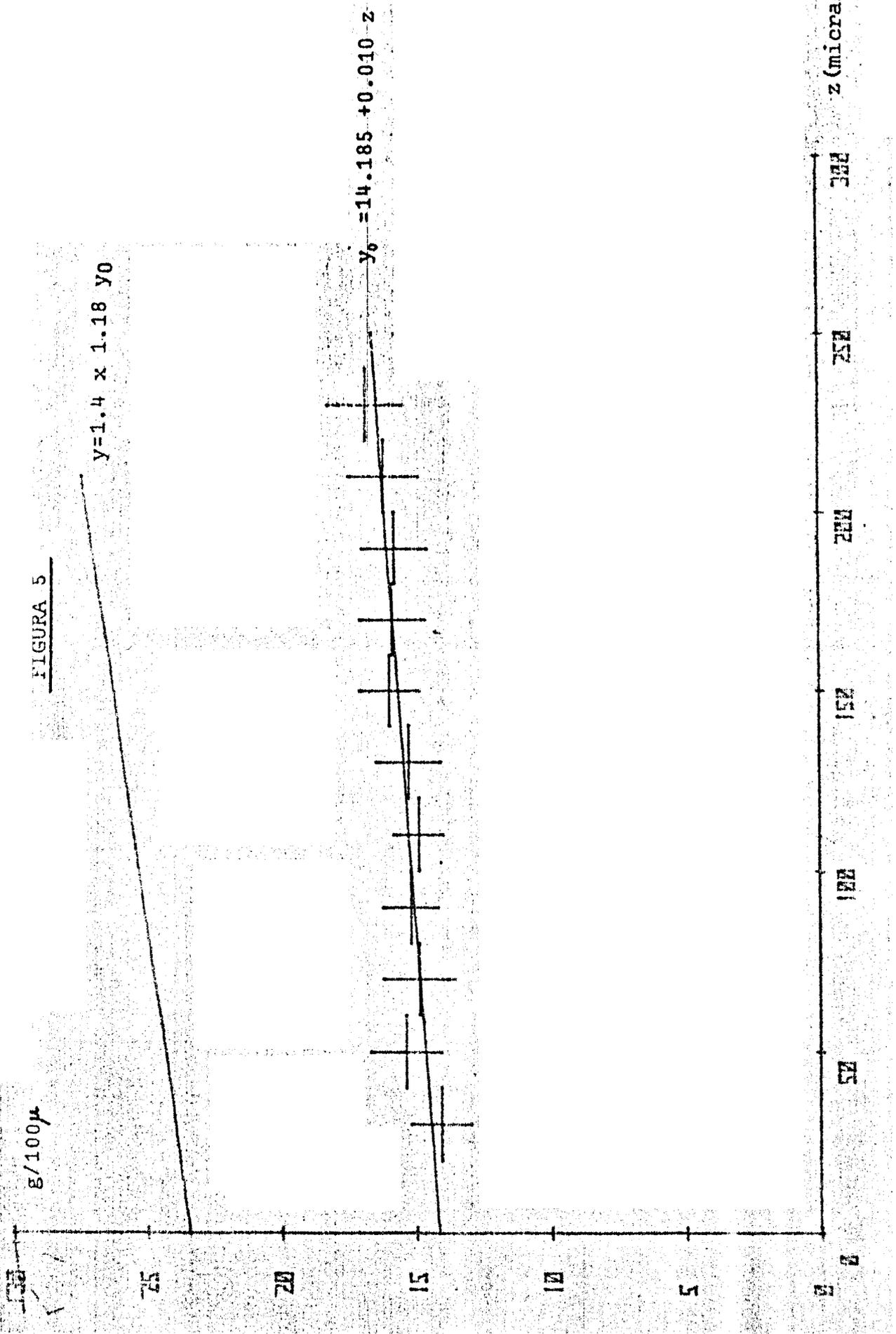
FIGURA 5

$E/100\mu$

$y = 1.4 \times 1.18 y_0$

$y_0 = 14.185 + 0.010 z$

z (micras)



Trazas negras: Opacidad

En el caso de las trazas negras no sirve ninguno de los dos métodos anteriormente expuestos, dado que la densidad de grano primaria alcanza su máximo y la influencia de la carga y velocidad se manifiesta en la densidad secundaria.

Para ello, la anchura de la traza es la magnitud a determinar, por un método indirecto, cual es el análisis de la opacidad ó disminución del flujo luminoso que atraviesa una rendija cuando la traza se coloca en su centro, con respecto a la intensidad cuando no existía la traza.

En el proceso de medida hay que tener en cuenta la influencia de factores externos e internos a la traza, como son la profundidad, el dip, la sensibilidad y el ruido de fondo, en general no homogéneo.

Se define la opacidad como la diferencia de las intensidades lumínicas, antes definidas

$$O_p = I_0 - I$$

Para la medida se utiliza un fotomultiplicador alimentado por una fuente altamente estabilizada, y que dará una respuesta lineal en función de la anchura de la traza

Se verifica (ref. I-9, I-2)

$$O_p (Z, \beta) = K Z^x f(\beta)$$

siendo Z la carga de la partícula y β su velocidad y x un parámetro a determinar independiente de la partícula y que resulta determinable a partir de las medidas de opacidad de partículas de carga y velocidad β conocidas.

Tomamos el valor $x=0.7 \pm 0.04$ (ref. I-3)

Las medidas se efectúan para cada traza en diversos puntos a lo

largo de su recorrido y han de eliminarse todas aquellas medidas que se separen mucho del valor medio, consecuencia del ruido de fondo no homogéneo y la proximidad de otras trazas.

Para evitar los efectos de superficie y fondo solamente se han efectuado medidas de opacidad en aquellas trazas separadas más de 50μ de ambas partes.

Asimismo, para tener en cuenta tanto el efecto de gradiente de revelado, ya observado en el análisis de la densidad de grano, como la difusión de la luz, se ha efectuado un análisis de opacidades para iones incidentes a diversas profundidades y hemos realizado un ajuste por mínimos cuadrados, obteniendo los resultados de la Fig. 6.

Las opacidades de las trazas producto de una interacción, estarán relacionadas con la carga, por las expresiones

$$\log \langle 0_p \rangle_{Z_p} \cdot \log \langle 0_p \rangle_{Z_{sec}} = x(\log Z_p - \log Z_s)$$

$$\frac{\Delta Z_s}{Z_s} = \frac{1}{x} \left(\left(\frac{\Delta \langle 0_p \rangle_{Z_p}}{\langle 0_p \rangle_{Z_p}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \langle 0_p \rangle_{Z_s}}{\langle 0_p \rangle_{Z_s}} \right)^2 \right)^{1/2}$$

4 Otras medidas

Otro tipo de medidas interesantes que hemos efectuado, en orden a la discriminación del tipo de partículas, para el caso de trazas grises, es la variación de la ionización en función del recorrido residual dentro de la emulsión.

Hemos observado anteriormente, cómo la ionización primaria, responde a la expresión

$$I_a = \frac{n_e Z^2}{\beta} F(W, \beta) = \left| \frac{dE}{dx} \right|$$

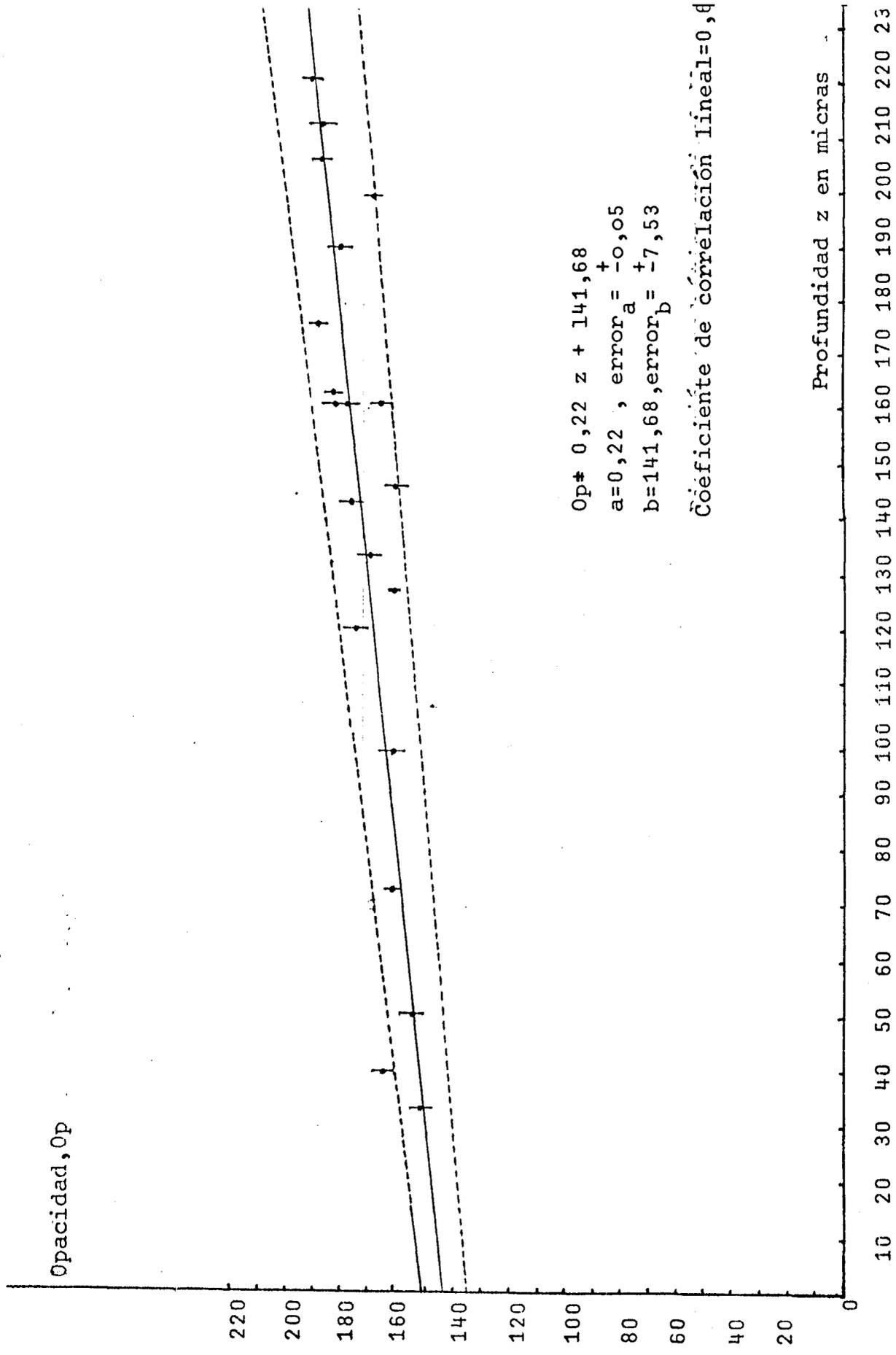


FIGURA 6

por si misma incapaz de determinar la identidad de la partícula.

Como consecuencia de esta pérdida energética, la partícula tendrá un rango residual hasta quedar frenada, que vendrá determinado por:

$$R = \int_E^0 \frac{dE}{|dE/dx|} \equiv \frac{M}{n_e Z^2} \int_{\beta}^0 F_1(W, \beta) d\beta \equiv$$

$$\equiv \frac{M}{Z^2} F_2(\beta)$$

Al ir disminuyendo su velocidad, la ionización va aumentando y pueden obtenerse unas curvas teóricas que nos den la variación de la ionización con el alcance.

Hemos hecho uso de esta situación mediante las curvas de la Fig. 7, que representan la variación de g con el recorrido a partir de la interacción para partículas con una ionización inicial igual a 4 veces la ionización "plateau", correspondiente a partículas α relativistas ó bien a partículas de carga unidad con energía cinética de 80 Mev.

De este modo podemos identificar las partículas α relativistas, midiendo su ionización en puntos diferentes, a distancia perfectamente conocidas.

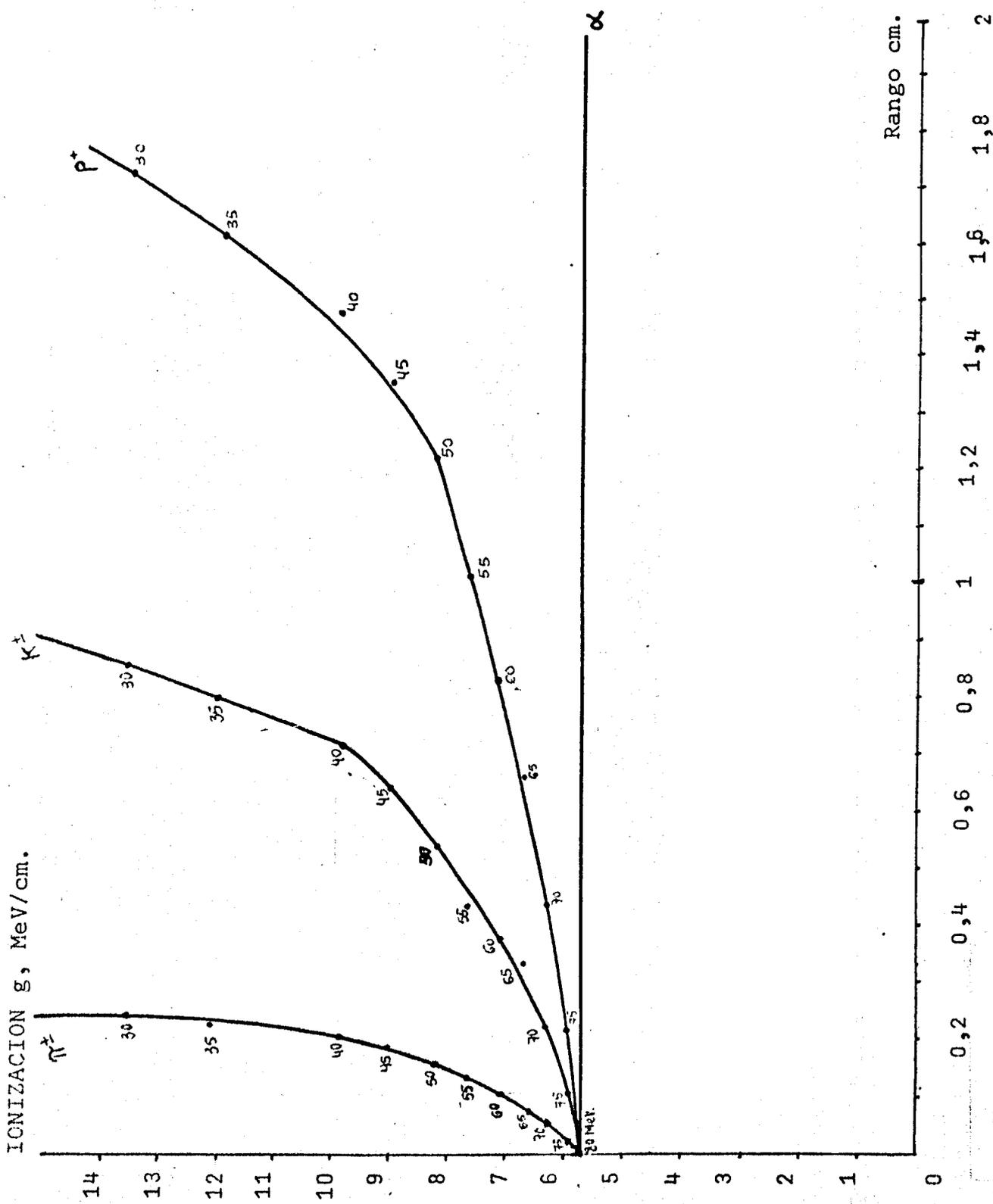


FIGURA 7

IONIZACION g, NeV/cm.

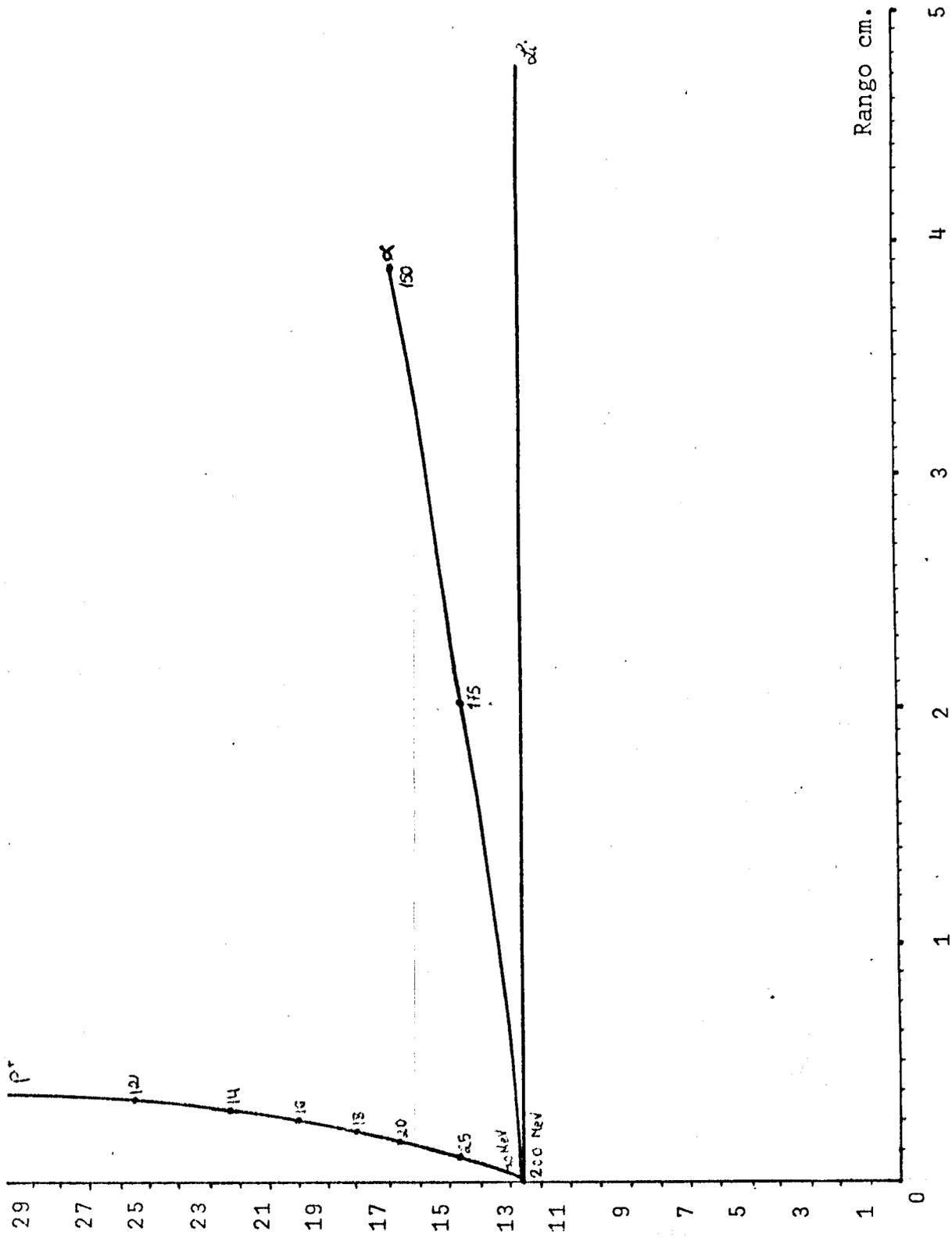


FIGURA 8

BIBLIOGRAFIA

- I-1: J. Amorós. Tesis doctoral (IFIC), Valencia, (1.972)
- I-2: L. Bravo. Tesina licenciatura (Univ. Santander), (1.976)
- I-3: E. Higón. Tesis doctoral (IFIC), Valencia, (1.977)
Tesina licenciatura (IFIC), Valencia, (1.974)
- I-4: H. Heckman: Proposal for Bevatrón experiment LBL(U. Berkeley)
USA, (1.971)
- I-5: A. Durá. Tesis doctoral (LFC, Univ. Autónoma de Barcelona)(1.973)
- I-6: Col. Barcelona-Strasbourg-Valencia: Proceedings of 5th Int. Conf.
on High-Energy and Nuclear Structure (UPPSALA), (1.973)
- I-7: B. Jakobsson et al. LUIP- CR-75-14, (1.975)
- I-8: U. Fano. Ann. Rev. of Nucl. Science, pag. 1-67, (1.963)
- I-9: Barkas, W. H. Nuclear Research Emulsions. Academic Press, (1.963)

Cap. II: SECCIONES EFICACES DE REACCION

II-I. Resultados experimentales

II-II. Análisis por modelos existentes

- Modelos geométricos

- Métodos derivados de la teoría
de Glauber.

BIBLIOGRAFIA

II-1 Resultados experimentales

Analizamos en este capítulo las secciones eficaces obtenidas para colisión de núcleos de 0-16 a 2,1 Gev/nucleón, con los distintos tipos de núcleos que conforman la emulsión, a partir de nuestros resultados experimentales de los recorridos libres medios expresados en el Capítulo anterior.

Exponemos, en primer lugar, los criterios adoptados en el cálculo efectuado, a partir de datos experimentales, de un modo rápido, ya que coinciden con los criterios utilizados por la mayor parte de los autores en interacciones de iones relativistas con emulsión (ref. I-7, I-3, II-1, II-2, I-1).

Primeramente, las secciones eficaces de reacción pueden obtenerse a partir de los resultados de los recorridos libres medios λ_i , mediante la sencilla expresión

$$\sigma_i = \frac{1}{\lambda_i N_i} \quad (1.1)$$

donde $N_i \equiv$ concentración de núcleos del grupo i en el contenido de la emulsión

Nuestros resultados dan, para la sección eficaz de reacción total

$$\sigma_R = \frac{1}{\lambda N_{tot.}} = \frac{1}{14.5 \text{ cm.} \times 7.898 \times 10^2 \frac{\text{at.}}{\text{cc.}}} = 87 \pm 4 \text{ fm.}^2$$

Esta sección eficaz se reparte entre los diferentes tipos de núcleos de la emulsión, de modo que

$$\sigma_R N_T = \sum_{i=1}^3 \sigma_i N_{Ti} \quad (1.2)$$

donde N_{Ti} son las concentraciones de cada uno de los 3 grupos componentes.

Para el cálculo de las proporciones de interacciones asociadas a cada uno de los grupos, hemos utilizado el método clásico de discriminación por construcción gráfica del histograma de frecuencias para sucesos con un n^2 determinado de ramas pesadas (grises ó negras) (ref II-1, I-3, I-1)

En la Fig. 1 exponemos los resultados.

Ajustando por el método de mínimos cuadrados a las 3 rectas que aparecen en la figura, obtenemos los resultados siguientes:

$$\text{recta 1: } y = 98,80 - 7,45x \quad r^2 \text{ (factor de ajuste)} = 0,99$$

$$\text{recta 2: } y = 57,55 - 1,88x \quad r^2 = 0,99$$

$$\text{recta 3: } y = 50,15 - 1,3x \quad r^2 = 0,98$$

donde los cambios de pendiente se han escogido, de modo que la bondad del ajuste sea máxima. Así, el primer cambio corresponde, como debería esperarse a un $N_{II} = 8$, límite de fragmentación de iones blancos ligeros.

En la misma figura presentamos los resultados obtenidos al restar de cada curva la siguiente correspondiente a la suposición de que pueden extrapolarse los resultados obtenidos para cada una de ellas a valores de N_{II} más pequeños.

Ello corresponde a la hipótesis de que cada recta responde a una situación dinámica diferente y así, mientras 1 dé las interacciones con iones ligeros en emulsión, 2 y 3 corresponden a interacciones con iones pesados, diferenciándose en que la última corresponde a colisiones centrales, mientras 2 corresponde a colisiones más periféricas.

De este modo obtenemos las siguientes proporciones para las interacciones

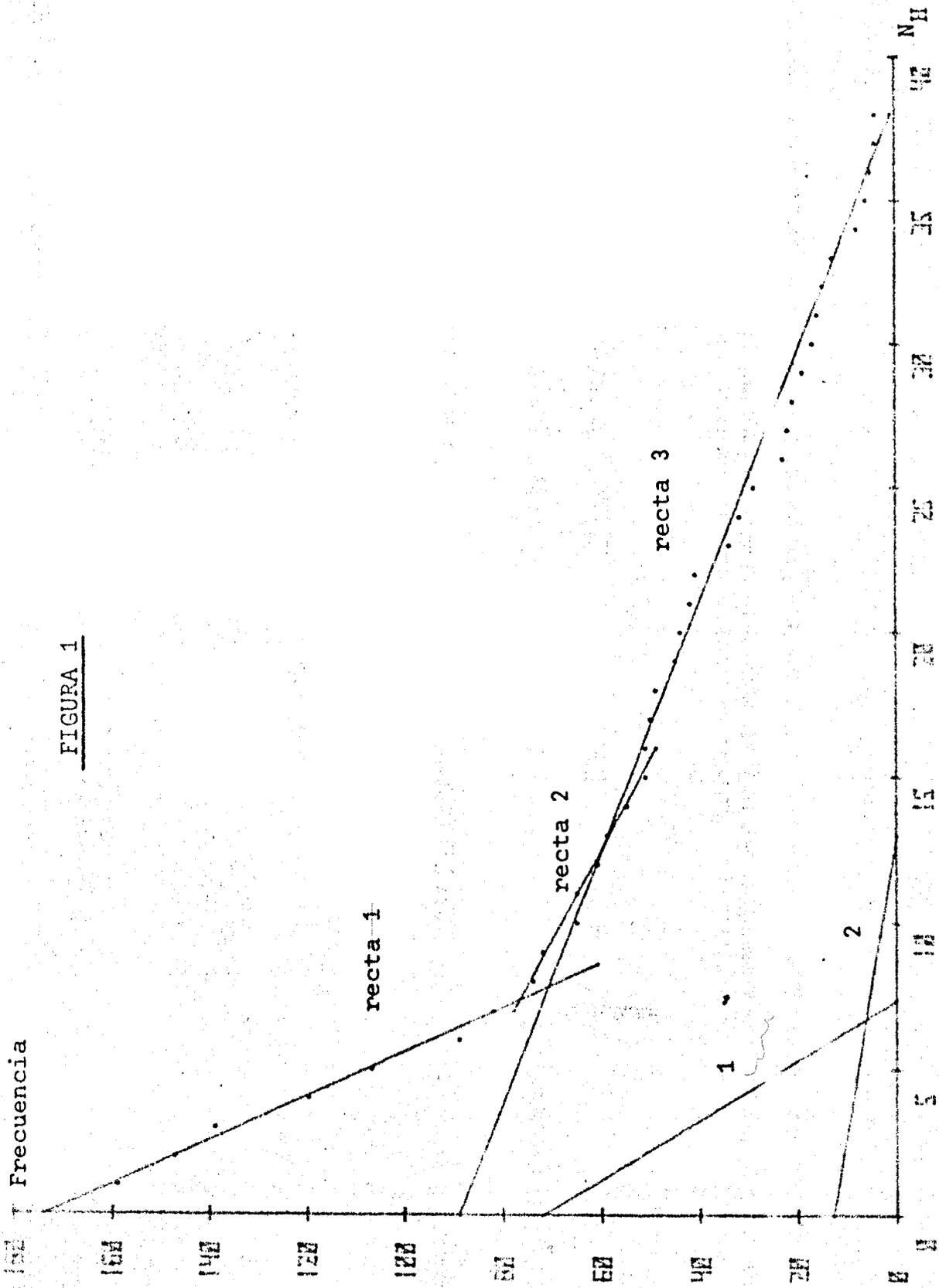


FIGURA 1

Núcleos blanco ligeros + H : 41,4%

Núcleos blanco pesados : 58,6%

En cuanto a la discriminación experimental en los sucesos observados, hemos adoptado el criterio de Barkas (ref. I-9) puesto a punto en experiencias similares con otros autores (ref. I-3 , I-7) y que exponemos rápidamente

(N'_H = número de trazas grises + negras-productos de fragmentación del proyectil)

Colisiones con núcleos ligeros

- a) $N'_H \leq 7$
- b) No existen "recoils"; trazas de alcance $R \lesssim 10$ que suelen producirse en las interacciones periféricas con núcleos pesados.
- c) No existen electrones lentos
- d) Hay probabilidad de encontrar ramas con R comprendido entre 10 y 50
- e) Si $N'_H \leq 1$, además, la colisión suponemos que se produce con H.

El resto corresponde a colisiones con núcleos pesados.

Estas condiciones surgen de la consideración de conservación de la carga, de una parte y del hecho de que las barreras de potencial en los núcleos pesados son muy grandes atenuando fuertemente el número de partículas lentas. Asimismo, los electrones lentos aparecen asociados a los reajustes electrónicos ó a las desintegraciones de los núcleos pesados.

De este modo, en nuestros sucesos, hemos obtenido los porcentajes siguientes:

Interacciones con núcleos pesados: 56% \pm 7%
 Interacciones con núcleos ligeros: 29% \pm 5%

Interacciones con núcleos H : $15\% \pm 4\%$

que observamos ajustan bastante bien a los resultados obtenidos en la discriminación gráfica.

Con estos datos podemos evaluar las secciones eficaces individuales, a partir de las expresiones

$$\sigma_j = \frac{1}{\lambda_j N_{Tj}} \quad \text{con} \quad \lambda_j = \frac{\lambda}{\text{Proporción de inter. } j} \quad (1.3)$$

resultando los valores que exponemos en la tabla II-1

TABLA II.1

Laboratorio	Blanco	Sección eficaz de reacción(mb)	
Barcelona	CON H Ag Br Emulsión	----- ----- -----	(ref I-5)
		910 ± 80	
Lund	CON H Ag Br Emulsión	1010 ± 180 340 ± 70 2180 ± 270 1030 ± 110	(ref I-7)
Valencia	CON H Ag Br Emulsión	780 ± 90 190 ± 40 2200 ± 200 910 ± 70	(ref I-3)
Santander	CON H Ag Br Emulsión	750 ± 130 320 ± 90 1920 ± 260 870 ± 40	(este trabajo)

Hemos comparado nuestros resultados con los de otros autores y observamos un acuerdo en general salvo en el caso del H. En principio, los criterios adoptados en la valoración de los blancos presentan su punto más débil en este caso. Sucesos con $N_H \leq 1$ bien pueden presentarse en interacciones con núcleos ligeros (ó incluso pesados) muy periféricas. En consecuencia, en los análisis posteriores y comparación con los modelos solo distinguiremos interacciones con núcleos pesados y (ligeros + H)

II.- Análisis por los modelos existentes

Vamos a analizar en esta sección los valores de las secciones eficaces de reacción, a la luz de dos clases genéricas de modelos: los modelos geométricos, con el formalismo de Bradt y Peters (ref. II-3) y los modelos basados en el cálculo de Glauber de primer orden, con una distribución nuclear adecuada.

II-1 Modelos geométricos

Desde un punto de vista meramente geométrico, la sección eficaz para la interacción de dos núcleos de pesos atómicos A y A' de radios:

$$\begin{aligned} R_A &= r_0 A^{1/3} \\ R_{A'} &= r_0 A'^{1/3} \end{aligned} \quad \text{donde } r_0 \text{ es el radio de Fermi}$$

$$\text{es: } \sigma_{\text{geom}} = \pi (R_1 + R_2)^2 = \pi r_0^2 (A^{1/3} + A'^{1/3})^2 \quad (2.1)$$

resultando los valores de la tabla siguiente para proyectil 0-16

Blanco	r_o (fm.)	geom (fm. ²)
C ¹²	1.07	83.2
	1.18	101.2
O ¹⁶	1.07	91.4
	1.18	111.1
N ¹⁴	1.07	87.5
	1.18	106.3
Br ⁸⁰	1.07	167.7
	1.18	204.0
Ag ¹⁰⁸	1.07	190.7
	1.18	232.0

Los resultados son bastante buenos, si se toma un radio de Fermi de 1,07 fm. Sin embargo, es más adecuado el valor 1,18, correspondiente a la sección eficaz experimental observada para la interacción nucleón-nucleón.

Es por esto que Bradt y Peters propusieron la introducción de un radio efectivo que tenga en cuenta el efecto de transparencia observado, suponiendo que la colisión tiene lugar con un solapamiento entre los núcleos.

En tal situación

$$\sigma^+ = \pi r_o^2 (A^{1/3} + A'^{1/3} - b)^2 \quad (2.2)$$

De aquí obtenemos los valores experimentales observados de b, para cada blanco.

Es curioso destacar como b disminuye, a medida que aumenta el peso atómico del blanco, dando cuenta de efectos colectivos que disminuyen la transparencia nuclear.

II-2 Análisis por métodos derivados de la teoría de Glauber

Como veremos, de un modo más detallado, en el Capítulo siguiente, la teoría de Glauber nos proporciona un marco adecuado para el análisis de la interacción núcleo-núcleo conocidas las variables de la interacción en sucesos similares para colisión entre subestructuras de blanco y proyectil, en particular nucleones.

La aproximación óptica, consistente en abordar el problema mediante el primer término del desarrollo en serie de Glauber para el defasaje, da una sencilla idea y a la vez con un sentido físico apropiado, que está en conexión bastante directa con los métodos geométricos, por lo cual la adoptaremos para nuestros cálculos.

De acuerdo con Karol (ref. II-4) la sección eficaz total de reacción responde a la expresión

$$\sigma_R = 2\pi \int_0^{\infty} (1-T(b))b \, db \quad (2.3)$$

donde

$$T(b) = \exp\left(-\int_{-\infty}^{\infty} Q(b,z) \, dz\right) \quad (2.4)$$

y

$$Q(b,z) = \bar{\sigma} \rho_{\text{blanco}}(b,z) \rho_{\text{proyectil}}(b,z) \quad (2.5)$$

siendo $\bar{\sigma}$ la sección eficaz nucleón-nucleón a la energía de incidencia.

La función $Q(b,z)$ es la función "delgadez" y representa el solapamiento de materia nuclear de blanco y proyectil, en el curso de la interacción, siendo b el parámetro de impacto y OZ el eje de recorrido del núcleo proyectil.

La densidad de materia nuclear es por tanto, crucial en el cálculo.

Hemos considerado, en primer lugar, densidades de tipo gaussiano para los núcleos ligeros

$$\rho(r) = \rho(0) e^{-r^2/b^2} = \frac{A}{(a\sqrt{\pi})^3} e^{-r^2/a^2} \quad a=R_{\text{r.cuad.medio}}\sqrt{2/3}$$

siendo A la masa atómica del proyectil

Y densidades tipo Fermi para los núcleos pesados, que ajusten al scattering electrónico

$$\rho(r) = \rho_0(1 + \exp((r-c)/4.4t))^{-1}$$

En el capítulo siguiente, para el análisis de las multiplicidades desarrollaremos con más detalle los cálculos realizados, por lo cual nos limitaremos aquí a exponer los resultados obtenidos, en la 1ª columna de la tabla II-3.

Sin embargo, los iones ligeros muestran características de clusterización en agregados α , según se ha observado en diversas reacciones a más baja energía. Por ello vamos a analizar las densidades a partir de los modelos existentes de clusterización α (ref. II-5).

Para ello nos basamos en la idea de que las partículas α son estructuras muy estables (con una energía de enlace de 29 Mev) y que a las energías en estudio, como han observado diversos autores (ref. II-6) se han detectado partículas α a gran momento transversal no explicables por la teoría de la evaporación.

El modelo es muy aceptable para núcleos ligeros, dando cuenta de efectos superficiales en medios y pesados.

El estado fundamental para el 0-16 se supone constituido de 4 partículas α en estructura tetrahédrica, según muestra la Fig.2.

(Resultados secciones eficaces;Proyectil O-16 2.1 Gev/nucleón)

Blanco	$\sigma_R(\text{fm})$ (1)	$\sigma_R(\text{fm})$ (2)
C	98.5	83.3 ± 0.5
O	104.1	83.4 ± 0.6
N	105.2	116.8 ± 0.2
H	27.7	23.53 ± 0.08
Br	228.1	210 ± 6
Ag	258.2	241 ± 3
Emulsión	107.8	97 ± 5

(1) Densidades determinadas por el scattering electrónico

(2) Estructura en agregados alfa

Nota. : Hemos tomado la sección eficaz individual como:

$$\sigma(E) = \left(\left(\frac{Z_T}{A_T} \right) \left(\frac{Z_P}{A_P} \right) \pm \left(\frac{N_T}{A_T} \right) \left(\frac{N_P}{A_P} \right) \right) \sigma_{ii}(E) + \left(\left(\frac{N_P}{A_P} \right) \left(\frac{Z_T}{A_T} \right) \pm \left(\frac{N_T}{A_T} \right) \left(\frac{Z_P}{A_P} \right) \right) \sigma_{ij}(E)$$

siendo $Z_T(P), N_T(P), A_T(P)$, los números de protones, neutrones y masa atómica de blanco y proyectil, respectivamente.

Por su parte:

$$\begin{aligned} \sigma_{ii} &= \text{sección eficaz total p-p} = 44.9 \text{ mb (a 2.1 Gev)} \\ \sigma_{ij} &= \text{" " " p-n} = 43.1 \text{ " "} \end{aligned}$$

TABLA II.4 (Parámetros de la Fig.2)

	0-16 (tetraédrico)	C-12 (triangular)
d	1.5 fm.	2.4 fm.
b	1.5 fm.	1.45 fm.
R _{r.m.s.}	2.36 fm.	2.41 fm.

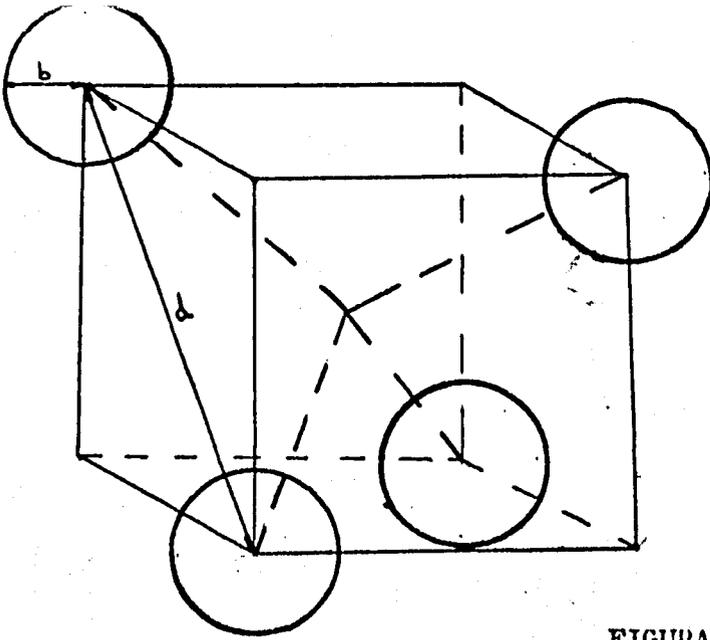
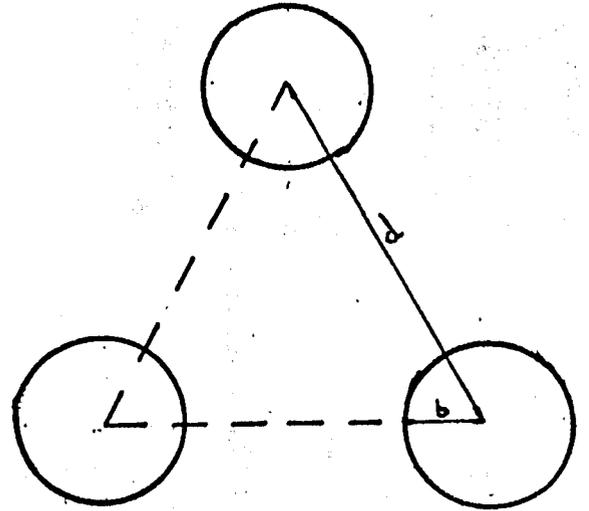


FIGURA 2

Estructura del 0-16
- (est. fundamental)



Estructura del C-12
(est. fundamental)

A su vez, el C se supone que adquiere una estructura triangular en su estado fundamental (ref. II-7)

En 1ª aproximación, se adopta una estructura gaussiana para la densidad interna de cada partícula α :

$$\rho_{\alpha_i}(\vec{r}_i) = \rho_{\alpha_i}(\vec{r} - \vec{R}_i) = A \exp(-r_i^2 / b^2) \quad (2.6)$$

siendo A una cte. de normalización y b un parámetro definido para ajustar el radio cuadrático medio de la partícula α

En principio, no consideramos ninguna dirección privilegiada, por lo cual la expresión anterior la promediamos a todas las posibles direcciones (el detalle de los cálculos, en Apéndice 3)

El caso del N^{14} lo analizamos mediante una estructura $C^{12} +$ deuterón mediante una distribución gaussiana para el deuterón y a una distancia del core que nos la suministren los datos del radio cuadrático medio del N^{14}

En definitiva adoptamos una distribución de densidad uniforme para el H con el radio cuadrático medio del nucleón, y una densidad tipo Fermi para los núcleos pesados.

Obtenemos, para núcleos ligeros, una expresión del tipo

$$(C,0) \quad \rho(R) = \frac{e^{2aR/b^2} - e^{-2aR/b^2}}{4\pi R^2 abR} e^{-(a^2 - R^2)/b^2} \quad (2.7)$$

$$(N) \quad \rho(R) = \frac{6}{7} \times \frac{\exp(-(a_1 - R)^2/b_1^2) - \exp(-(a_1 + R)^2/b_1^2)}{4\pi\sqrt{\pi} a_1 b_1 R} \\ + \frac{2}{14} \times \frac{\exp(-(a_2 - R)^2/b_2^2) - \exp(-(a_2 + R)^2/b_2^2)}{4\pi\sqrt{\pi} a_2 b_2 R} \quad (2.8)$$

donde a_1, b_1 son los parámetros asociados al "core" de C y a_2, b_2 los asociados al deuterón.

Con estas expresiones, y a partir de los valores de los parámetros, que exponemos en tabla II-4, para los núcleos en cuestión, hemos determinado las secciones eficaces de reacción, a partir de la expresión (2-3), que exponemos en la tabla II-3.

Observamos que los resultados experimentales concuerdan, dentro de los errores, con los obtenidos en la suposición de estructuras α . Ello conduce, una vez más, al pensamiento de que las estructuras en agregado, incluso desde un punto de vista estático, adquieren gran importancia en el análisis de las colisiones nucleares. Ello, aún a energías relativistas, en cuanto a aquellos factores donde adquiera importancia la constitución nuclear.

BIBLIOGRAFIA

- II-1: E. Villar et al. Nuclear Physics 82, 662, (1.966)
E. Villar et al. Anales de la R.S.E.F.Q., 62 (A), pág. 45,
núm. 1 (1.966)
Gómez Aleixandre. Tesis doctoral (IFIC), Valencia, (1.965)
- II-2: Barashenkov, V.S., et al. Nucl. Phys. 14, 522, (1.959)
- II-3: Bradt & Peters. Phys. Rev. 77, 54 (1.950)
- II-4: P.J. Karol. Phys. Rev. C, 11,4,1.203, (1.975)
- II-5: D. M. Brink. Proceedings of the Int. School of Physics. E. Fermi
(Acad. Press, N.Y.), (1.966)
- II-6: Otterlund et al. Arkiv for Fysik, Band 35, nr 10, 133,(1.967)
- II-7: Ch. Bargoltz. Nuclear Physics A243, 449, (1.975)

Cap. III: ANALISIS DE MULTIPLICIDADES

III.1 Introducción

III.2 Producción piónica

-Secciones eficaces individuales

-Probabilidades de un número de colisiones efectivas.

-Formulación general

-Aproximación óptica

-Elección de densidades y primeros resultados

-Cálculo del nº efectivo de colisiones.

-Resultados y discusión

III.3 Análisis de trazas grises

III.4 Otros análisis de las multiplicidades. Comentarios.

BIBLIOGRAFIA

III-1.- Introducción

El análisis de las diversas componentes de la gama total de los "productos" que resultan de las interacciones núcleo-núcleo y que se manifiestan en emulsión como trazas blancas, grises y negras, dan luz a la interpretación de la dinámica de la reacción y a la influencia de la entidad nuclear de ambos proyectiles, blanco e incidente, en el producto final.

En las colisiones núcleo-núcleo a energías del orden de los Gev y superiores, las trazas blancas en emulsión constituyen una componente que está directamente relacionada con la producción piónica, fundamentalmente, así como con la desintegración del núcleo proyectil, si bien ésta se distribuye en un agudo como "forward" del orden de 5° de magnitud.

La componente gris da cuenta, en un 85% aproximadamente, de los protones de retroceso que adquieren energía suficiente para superar el potencial nuclear durante el clásico proceso de cascada. El resto de los productos es fundamentalmente debido a piones lentos y a las partículas α de desintegración del proyectil, las cuales son caracterizables fácilmente por su ionización característica, 4 gmin, que es constante a lo largo del recorrido durante varios cm.

Por su parte, las trazas negras dan cuenta de los productos emitidos durante el proceso de "evaporación" del núcleo blanco, proceso definido clásicamente como aquél, más lento y posterior al proceso de cascada durante el cual el núcleo alcanza su equilibrio por emisión de nucleones y partículas más pesadas (α fundamentalmente) debido a la energía de excitación adquirida durante la cascada nuclear. Hay otra componente, minoritaria, debida a los fragmentos pe-

sados del proyectil, que son característicos por su emisión hacia adelante y medibles por procesos fotométricos (ref. III-1).

La producción mesónica ha sido analizada ampliamente a la luz de diversos modelos de interacción. Alexander y col. (Ref. III-2) ya estudiaron la multiplicidad piónica partiendo de un modelo de interacción como suma de interacciones nucleónicas individuales introduciendo un n° efectivo de nucleones colisionantes

$$N_{IT}(b) = \iiint \rho_I((x-b), y, z) (1 - \exp(-\sigma n_T(x, y))) dx dy dz$$

con
$$\sigma n_T(x, y) = \sigma \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_T(x, y, z) dz ,$$

definido como el número medio de colisiones hecho por un nucleón, con sección eficaz de reacción σ moviéndose en la dirección Z, donde b es el parámetro de impacto y donde I, T especifican incidente y blanco respectivamente. En aquel momento no se disponía más que de datos de radiación cósmica y ello conllevaba un problema de indeterminación tanto en la energía, como en la naturaleza del proyectil.

En la misma perspectiva de estudio, con radiación cósmica y a partir de las interacciones nucleón-núcleo, están los trabajos de Gagarin y col. (ref. III-3).

Posteriormente, y con el advenimiento de los potentes aceleradores, otras preguntas y motivaciones surgieron, tanto en el estudio de la influencia de los fenómenos colectivos en la producción piónica (ref. III-4), (III-5,.....), como en el marco de las interacciones nucleón-nucleón (ref. I-3, III-6, III-7). Asimismo en el análisis de la dinámica hadrónica surgieron conceptos como el scaling (ref. III-9), fragmentación límite y otros (ref. III-8, III-10, I-4)

Nos hemos propuesto el análisis de las multiplicidades a partir

de los resultados nucleón-nucleón a energías equivalentes, valiéndonos de formulaciones apropiadas como es la teoría de Glauber (ref-III-11) ó la aproximación óptica, equivalente a tomar el primer término del desarrollo en serie de Glauber. Continuamos y completamos, de este modo, un análisis iniciado con cálculos de Montecarlo (ref-III-7).

III-2. Producción piónica

III-2-1 Secciones eficaces individuales

Supondremos, en el análisis que vamos a llevar a cabo, que la interacción núcleo-núcleo, responde a las características de una suma de colisiones individuales nucleón-nucleón, lo cual puede admitirse con suficiente validez si tenemos en cuenta que la longitud de onda asociada a los nucleones proyectil, es del orden de 0,4 fm., mientras que la interacción nuclear es del orden de los fm.

El hecho de efectuar un análisis de este tipo está motivado también, en gran medida, por el conocimiento que actualmente se tiene sobre las interacciones nucleón-nucleón en un amplio rango energético (ref. III-12, III-13), en contraste con otro tipo de colisiones Cluster-nucleón ó cluster-cluster (ref. III-14), que podrían ser de gran interés en el análisis de fenómenos colectivos.

Presentamos, en la Fig. 1 y 2 los resultados más notables de las secciones eficaces individuales en todos aquellos canales de reacción con sección eficaz σ superior a 0,1 mb. en algún intervalo de energía. Los valores han sido obtenidos de las tablas existentes (Ref. III-12, III-13) y las curvas surgen como resultado de un ajuste a los valores individuales correspondientes. Las fluctuaciones estadísticas pueden llegar a ser importantes en la región inferior

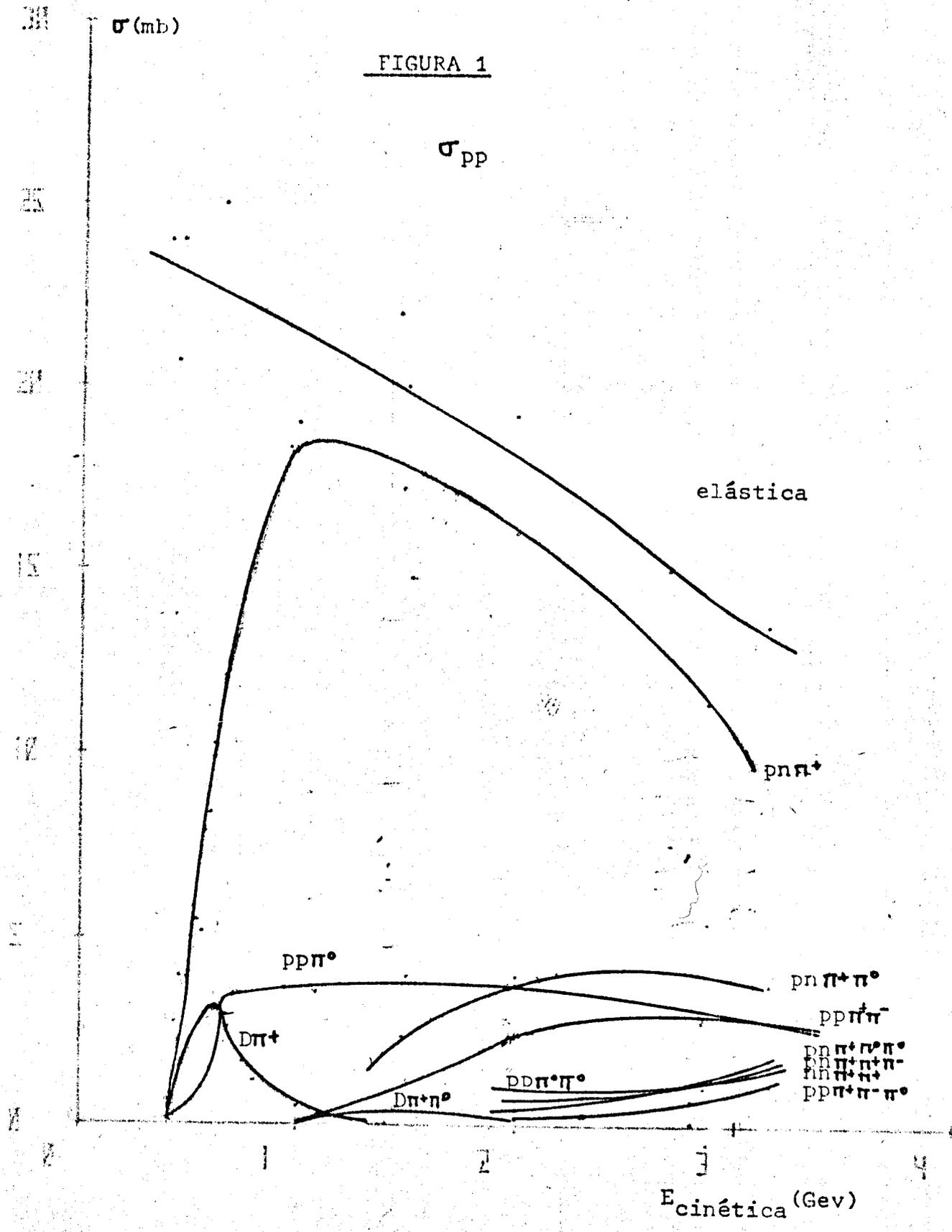
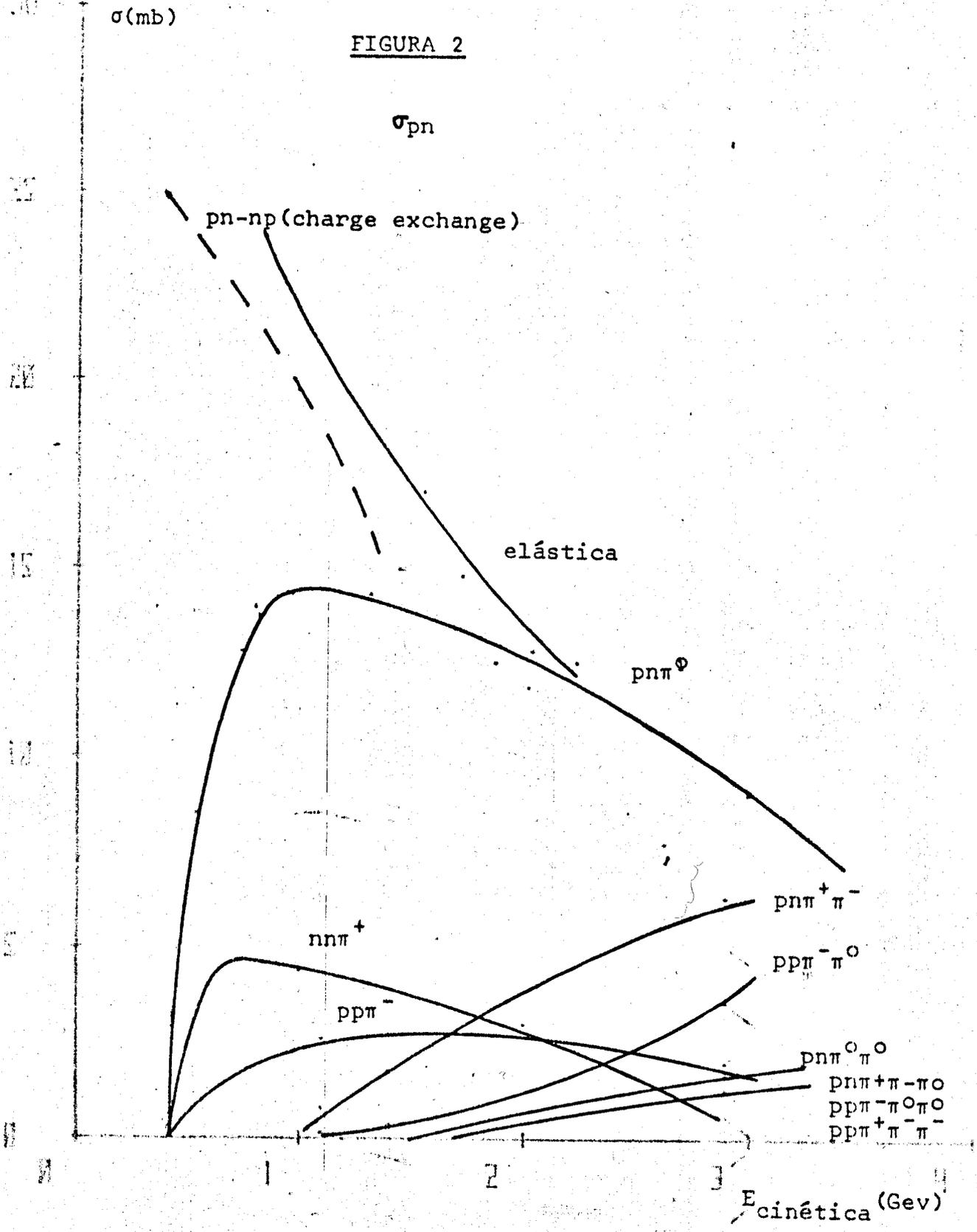


FIGURA 2



a 0,5 Gev para la sección eficaz elástica, pero ello no alterará de modo significativo nuestros resultados, debido a que en dicha zona la producción piónica es muy pequeña.

No se tienen datos de las secciones eficaces n-n pero puede admitirse que para este orden de energías son prácticamente semejantes a las correspondientes reacciones p-p.

A partir de estos datos podremos obtener las secciones eficaces de producción de un determinado nº de piones, si conocemos:

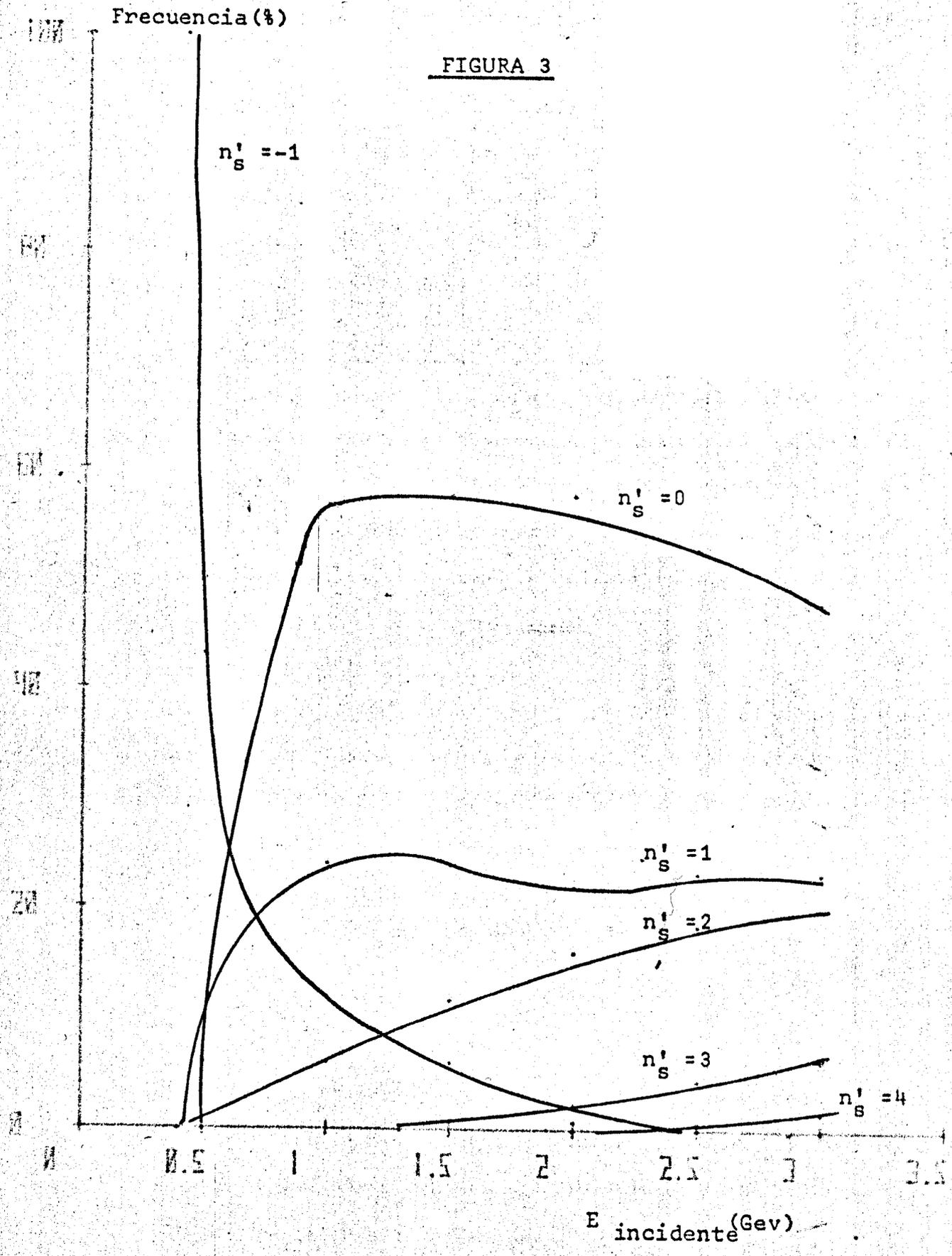
- a) la distribución energética de los nucleones en el seno del núcleo proyectil y blanco.
- b) la distribución de inelasticidades en las interacciones individuales, es decir, las energías adquiridas por las partículas tras la interacción.

Ambos procesos han sido tratados (ref. III-7) y nos limitaremos a exponer brevemente los criterios adoptados:

- en cuanto a la distribución energética, se supuso que los nucleones se mueven en una doble esfera de Fermi con radio de 235 Mev/c (ref. III-15)
- la distribución de inelasticidades se obtiene mediante un análisis de Montecarlo con el programa "FOWL" de la librería de programas del CERN, que genera aleatoriamente sucesos que respeten la cinemática, para los canales inelásticos. A su vez, para el canal elástico se utilizan las curvas experimentales $d\sigma/dt$ (ref. III-12)

De este modo, y habida cuenta de que en la emulsión se cumplen los siguientes requisitos:

- a) los piones con energías superiores a 60 Mev se registran como trazas blancas



b) los protones con energías superiores a 400 Mev se registran como trazas blancas,

podremos determinar las distribuciones de probabilidad de obtención de un determinado nº de piones cargados en emulsión.

Los resultados están expuestos en la Fig. 3, donde n'_s se refiere a la producción de un número n_s de partículas capaces de registrarse como trazas blancas en emulsión.

III-2-2 Probabilidades de un nº de colisiones efectivas

Aún queda por determinar cuántos nucleones del proyectil van a interactuar y cuántas colisiones van a producir cada uno de ellos.

Jakobsson y col. (ref. III-7) ha resuelto el problema mediante un análisis de Montecarlo. En este trabajo lo abordamos mediante una formulación teórica basada en el análisis del Scattering múltiple de Glauber.

III-2-2-i Formulación general

La base de la teoría de Glauber (ref. III-11), se encuentra en la aproximación eikonal donde la amplitud de dispersión para el scattering elástico de una partícula libre, desplazándose en la dirección del eje OZ, viene dada por la expresión

$$f(\vec{k}, \vec{k}') = \frac{ik}{2\pi} \int d^2 b e^{i\vec{q}\vec{b}} (1 - e^{i\chi(\vec{b})}) \quad (2.1)$$

donde:

\vec{b} es el vector parámetro de impacto; \vec{q} el vector transferencia de momento, \vec{k}, \vec{k}' los vectores de onda asociados a los estados inicial y final de la partícula, y $\chi(\vec{b})$ es la función defasaje que adopta la forma

$$\chi(\vec{b}) = \frac{-1}{v} \int_{-\infty}^{\infty} dz V(\vec{b}, z) \quad (2.2)$$

o la forma asociada, de la función perfil

$$T(\vec{b}) = 1 - e^{i\chi(\vec{b})} \quad (2.3)$$

siendo v la velocidad de la partícula y $V(\vec{b}, z)$ el potencial de interacción.

Aplicando el teorema óptico, podemos determinar la sección eficaz total, mediante la expresión

$$\sigma_{\text{tot.}} = \frac{4\pi}{k} \text{Im} f(\vec{k}, \vec{k}) = 2 \int d^2b (1 - \text{Re} e^{i\chi(\vec{b})}) \quad (2.4)$$

Y, a partir de la expresión para la sección eficaz de dispersión elástica:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{disp.}} &= \int d\Omega |f(\vec{q})|^2 && (\Omega : \text{ángulo sólido}) \\ &= \int d^2b |1 - e^{i\chi(\vec{b})}|^2 && (2.5) \end{aligned}$$

obtenemos la sección eficaz total de absorción, ó inelástica:

$$\sigma_{\text{abs.}} = \sigma_{\text{tot.}} - \sigma_{\text{disp.}} = \int d^2b (1 - |e^{i\chi(\vec{b})}|^2) \quad (2.6)$$

Glauber considera la interacción con un núcleo como una suma de interacciones individuales con los nucleones del blanco, en un símil con la teoría de la difracción óptica, como si la partícula

fuese una onda electromagnética atravesando diversos medios difractivos y absorbentes. De tal modo que entre la onda entrante y la saliente existe un defasaje calculable como suma de los defasajes individuales

$$\chi_{\text{tot.}}(\vec{b}; \vec{s}_1 \dots \vec{s}_A) = \sum_1^A \chi_N(\vec{b} - \vec{s}_i) \quad (2.7)$$

siendo \vec{S}_i las proyecciones en el plano paramétrico de impacto de los vectores posición de las partículas que componen el blanco.

En una generalización de la teoría, expresamos la amplitud de difusión (scattering) para procesos en que el sistema interactivo (núcleo incidente núcleo blanco) pasa de un estado inicial

$$|i\rangle = |\tau_{iT}, \tau_{iP}\rangle$$

a un estado final

$$|f\rangle = |\tau_{fT}, \tau_{fP}\rangle$$

como

$$F_{fi}(\vec{q}) = \frac{i k}{2\pi} \int e^{i\vec{q}\vec{b}} \langle f | \Gamma(\vec{b}; \vec{s}_1 \dots \vec{s}_A; \vec{s}'_1 \dots \vec{s}'_B) | i \rangle d^2b \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned} \Gamma(\vec{b}; \vec{s}_1 \dots \vec{s}_A; \vec{s}'_1 \dots \vec{s}'_B) &= 1 - e^{i\chi(\vec{b}; \vec{s}_i, \vec{s}'_j)} = \\ &= 1 - \prod_{j=1}^A \prod_{i=1}^B (1 - \Gamma_{ij}(\vec{b} - \vec{s}_i + \vec{s}'_j)) \end{aligned} \quad (2.9)$$

donde el significado de los diversos elementos que intervienen en la anterior expresión vienen clarificados en la Fig. 4

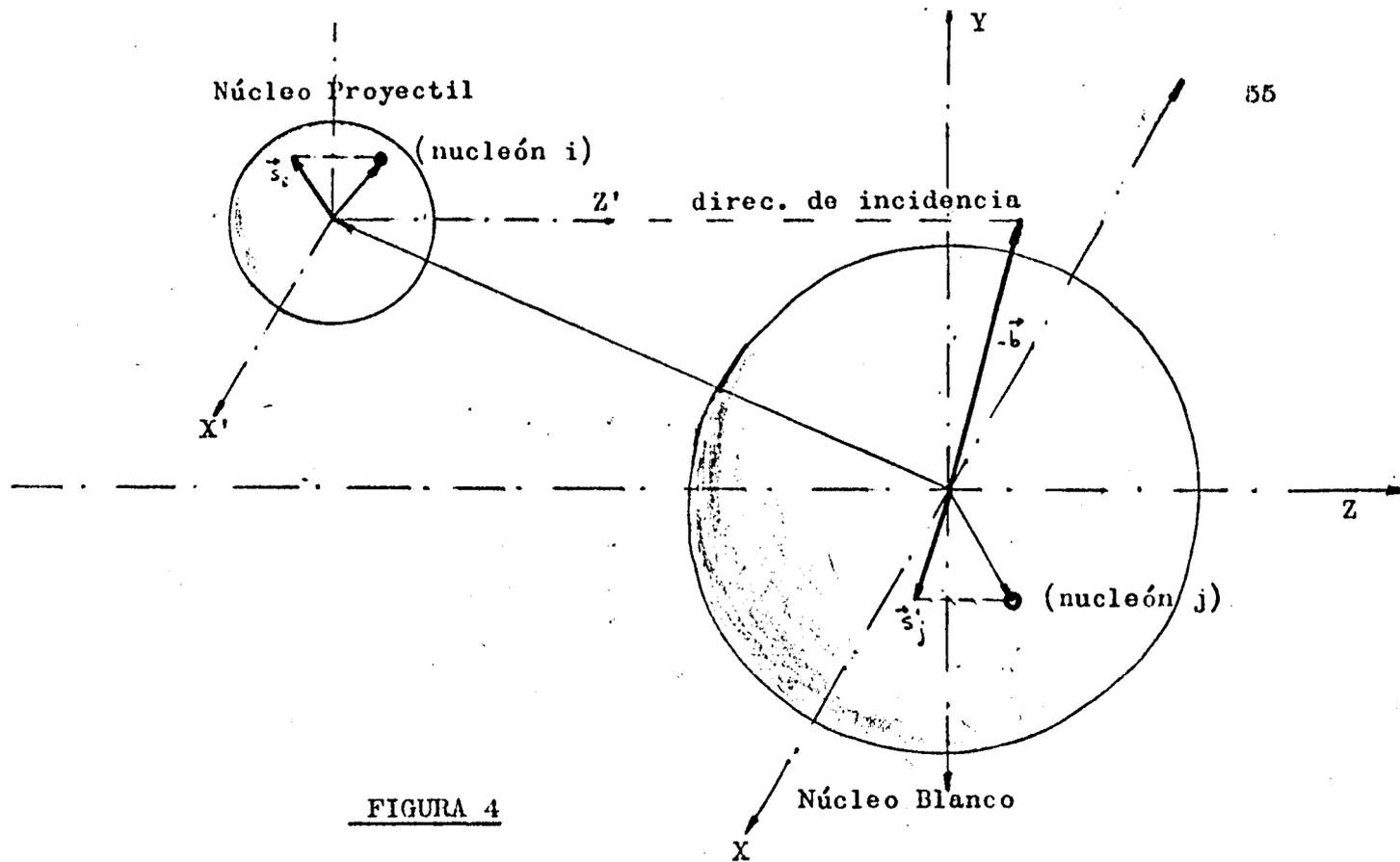


FIGURA 4

De este modo, la expresión final para la función perfil, será:

$$\Gamma(\vec{b}; \vec{s}_i; \vec{s}_j) = \sum_{n=1}^{AB} (-1)^{n+1} \Gamma^{(n)}$$

$$\Gamma^{(n)} = \sum_{(k_1, j_1) < (k_2, j_2) < \dots < (k_n, j_n)} \Gamma_{k_1 j_1} \Gamma_{k_2 j_2} \dots \Gamma_{k_n j_n} \quad (2.10)$$

donde (producto de perfiles individuales)

$$(k_i, j_i) < (k_1, j_1) \Rightarrow ((k_i \leq k_1) \wedge (j_i < j_1)) \vee ((k_i < k_1) \wedge (j_i \leq j_1))$$

El significado físico de la expresión (2.10) es claro, como suma de todos los términos correspondientes a difusión simple, doble, triple, de modo que la alternación de signos impide que las aportaciones de las regiones de solapamiento a 2, 3, nucleones sean considerados más de una vez.

En las expresiones (2.4) a (2.10) están encerradas, por tanto, todas las características dinámicas y estructurales que deberemos tener en cuenta en el cálculo de las probabilidades de co-

lisión de un cierto nº de nucleones:

- a) las características nucleares, por la expresión de las funciones de onda $|i\rangle$, $|f\rangle$ a partir de los nucleones que forman los núcleos interactuantes y su dinámica nuclear interna.
- b) las características dinámicas, que, en nuestro supuesto de interacciones independientes, están ligadas a la expresión de la función perfil individual

En los siguientes subcapítulos desarrollamos nuestros cálculos a la luz de estas teorías, primero mediante aproximación óptica y posteriormente con un análisis más severo de la estructura nuclear y de la interacción.

III-2-2-i-i Aproximación óptica

Supondremos, en primer lugar:

- ausencia de correlaciones nucleónicas y un modelo de partículas independientes para los núcleos interactuantes, así:

$$\begin{aligned} |\tau_A|^2 &= \prod_{j=1}^A \rho_{(A)j}(r_j^A) \\ |\tau_B|^2 &= \prod_{k=1}^B \rho_{(B)k}(r_k^B) \end{aligned} \quad (2.11)$$

producto de densidades nucleónicas individuales.

- límite óptico, aplicable en general al caso en que A y B son grandes, mientras la sección eficaz individual σ es pequeño, de modo que $AB\sigma \rightarrow \text{cte}$ (ref. III-16)

El conjunto de ambas hipótesis es viable, más que la consideración de cada una de ellas por separado (ref. III-17), ya que mutuamente se complementan, y en cualquier caso las discrepancias son más notorias, en el cálculo de secciones eficaces diferenciales.

En este marco, el resultado final para el defasaje experimental por una partícula que atraviesa un blanco de B nucleones a un parámetro de impacto \vec{b} , viene dado por la expresión (ref. III-16)

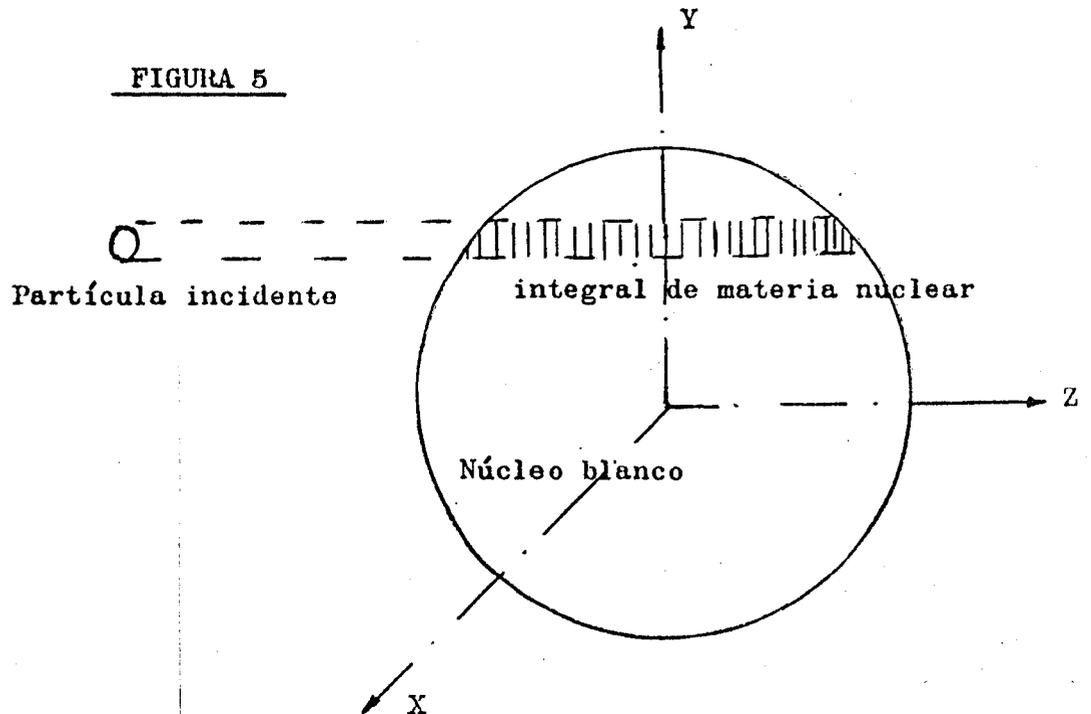
$$\chi(\vec{b}) = \frac{2\pi}{k} f(0) T(\vec{b}) \quad (2.12)$$

dando cuenta la función $T(\vec{b})$ de la integral de materia nuclear a lo largo del camino recorrido por el proyectil y $f(0)$ la amplitud de dispersión elástica individual nucleón-nucleón hacia adelante.

Considerando a todos los nucleones del blanco idénticos y determinando la densidad de materia nuclear por la función

$$\rho(\vec{r}) = \rho(\vec{b}, z) \text{ , normalizada a la unidad, tendremos:}$$

$$T(\vec{b}) = B \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\vec{b}, z) dz \quad (2.13)$$



Cuando un núcleo proyectil compuesto de A nucleones incide con parámetro de impacto \vec{b} sobre un núcleo blanco compuesto de B nucleones, si queremos estudiar la probabilidad para la interacción de n nucleones y ausencia de interacción de los (A-n) restantes, a la luz de las hipótesis expuestas y considerando indistinguibles e indiscernibles los nucleones tanto de blanco como de proyectil, tendremos, de acuerdo con la expresión (2-6)

$$P_n^A(\vec{b}) = \binom{A}{n} P_n(\vec{b}) (1 - P_{(A-n)}(\vec{b})) \quad (2.14)$$

$$P_1(\vec{b}) \propto 1 - e^{2\text{Re} i \chi_1(\vec{b})} ; P_n = (P_1)^n, \text{ al considerar independencia nucleónica.}$$

dónde adoptamos:

$$\chi_1(\vec{b}) = \frac{2\pi}{k} f(0) \langle T(\vec{b}) \rangle \quad (2.15)$$

$$\text{siendo } \langle T(\vec{b}) \rangle = \frac{\iint T(\vec{b} + \vec{s}) \rho_P(\vec{s}) d^2s}{\int \rho_P(\vec{s}) d^2s} \quad (2.16)$$

$$\rho_P(\vec{s}) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_P(\vec{s}, z) dz \quad (2.17)$$

y dónde, por aplicación del teorema óptico:

$$\bar{\sigma}_{\text{tot.}} = \frac{4\pi}{k} \text{Im} f(0)$$

$$2\text{Re} i \chi_1(\vec{b}) = -\bar{\sigma} \langle T(\vec{b}) \rangle \quad (2.18)$$

siendo $\bar{\sigma}$ la sección eficaz total nucleón-nucleón.

En consecuencia, nuestra expresión final para la probabilidad de interacción de n nucleones, integrada para todo parámetro de impacto será:

$$P_n = C \binom{A}{n} \int d^2b (e^{-\sigma \langle T(\vec{b}) \rangle})^{A-n} (1 - e^{-\sigma \langle T(\vec{b}) \rangle})^n \quad (2.19)$$

siendo C una constante de normalización, tal que $\sum_{n=1}^A P_n = 1$, sumando desde 1 porque nos interesa comparar resultados en que ya haya existido alguna interacción.

III-2-2-i-i-i Elección de densidades-primeros Resultados

Para el cálculo de la función $T(\bar{b})$ es necesaria la consideración de densidades de materia nuclear para los núcleos blanco y proyectil.

En nuestra experiencia, el núcleo proyectil es O-16, mientras que el blanco es la emulsión, compuesta fundamentalmente por iones ligeros (C,O,N) y iones pesados (Ag, Br) además de H.

Se ha tomado, en primera aproximación, densidades de tipo gaussiano, que ajusten a las colas de las distribuciones de densidad más realistas, adoptado como consecuencia de la influencia predominante de los efectos de superficie en el cálculo de las secciones eficaces (ref. III-18).

Resulta, de este modo:

$$\text{iones ligeros} \quad \rho(r) = \frac{1}{r_{cm}^3} \left(\frac{3\pi^3}{2} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{r}{r_{cm}} \sqrt{\frac{3}{2}}} \quad (2.20)$$

donde r_{cm} es el radio cuadrático medio observado experimentalmente.

$$\text{iones pesados} \quad \rho(r) = \rho(0) e^{-(R/a)^2} \quad (2.21)$$

,dónde $\rho(0)$ y a son parámetros que

ajustan a la densidad de tipo Fermi (ref. III-18)

La ventaja de tener este tipo de densidades estriba en la simplicidad de los cálculos para $\langle T(b) \rangle$, que puede efectuarse de modo analítico, Sin embargo, y como observaremos posteriormente, el

hecho de que la densidad para los iones pesados no esté normalizada y no ajuste en el "core" interno nuclear a las distribuciones realistas tiene una influencia considerable en el cálculo de las probabilidades de colisión de un cierto nº de nucleones y discrepa de los resultados más exactos. Un efecto de eclipsamiento que posteriormente discutiremos, introduciendo fundamentalmente en esta región central, puede obviar en parte dicha dificultad.

En un tratamiento más realista hemos efectuado el análisis con las densidades de carga obtenidas mediante experiencias de scattering electrónico, por Hofstädter y col. (ref. III-19). Consideramos para ello la aproximación de que las densidades nucleónicas son similares a las densidades de carga, criterio que no induce prácticamente ningún error en nuestros cálculos, dado que las fuerzas de carácter coulombiano apenas tienen influencia en el análisis de las probabilidades de colisión.

Las expresiones siguientes han sido adoptadas:

Iones ligeros: Densidades tipo oscilador armónico

$$\rho(r) = \frac{2}{\pi^{3/2} a_0^3 (2+3\alpha)} \left(1 + \alpha \frac{r^2}{a_0^2}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{a_0^2}\right) \quad (2.22)$$

con $a_0 = \left(\frac{\hbar^2}{M\epsilon}\right)$, siendo: M, la masa del protón

ϵ , el intervalo equidistante de energías entre niveles sucesivos del oscilador armónico.

$$\alpha = 1/3(Z-2)$$

Z = nº atómico del núcleo con capa p,

acomodado a nuestros núcleos C^{12} ($1s^2 1p^4$), O^{16} ($1s^2 1p^6$)

resultando los valores de la tabla 3-1

TABLA III.1

Núcleo	Config.	\dot{a}_0 (fm)	ϵ (Mev)	α
C^{12}	$1s^2 1p^4$	1.64	12.0	4/3
O^{16}	$1s^2 1p^6$	1.77	10.3	2

los coeficientes del polinomio de (2.22), corresponden a la normalización y obtención del radio cuadrático medio correcto.

Para núcleos más pesados se ha adoptado una densidad de tipo Fermi

$$\rho(r) = \rho_0 \left(1 + \exp\left(-\frac{r-c}{z_1} \right) \right)^{-1} \quad (2.23)$$

con:

$$c = 1.07 A^{1/3} \text{ fm.}$$

$$t = 4.4 z_1 = 2.4 \text{ fm.}$$

$$\rho_0 = 3 (4\pi c^3 (1 + (\pi^2 t^2 / 19.36 c^2))),$$

procedente de la normalización a la unidad.

Esta última expresión no es analíticamente integrable, por lo que la hemos ajustado a una función polinómico-exponencial de la forma

$$\rho(r) = \rho(0) \sum_{i=0}^n c_i r^{2i} \exp(-r/a)^2 \quad (2.24)$$

mediante una subrutina de ajuste que utiliza el algoritmo de Marquardt, investigando el gradiente en la lejanía de los valores óptimos y utilizando la extrapolación parabólica, aproximado con la linealización de la función de ajuste cerca de aquellos valores (ref. III-20, III-21)

Se obtienen los valores de la tabla 3-2

TABLA III-2

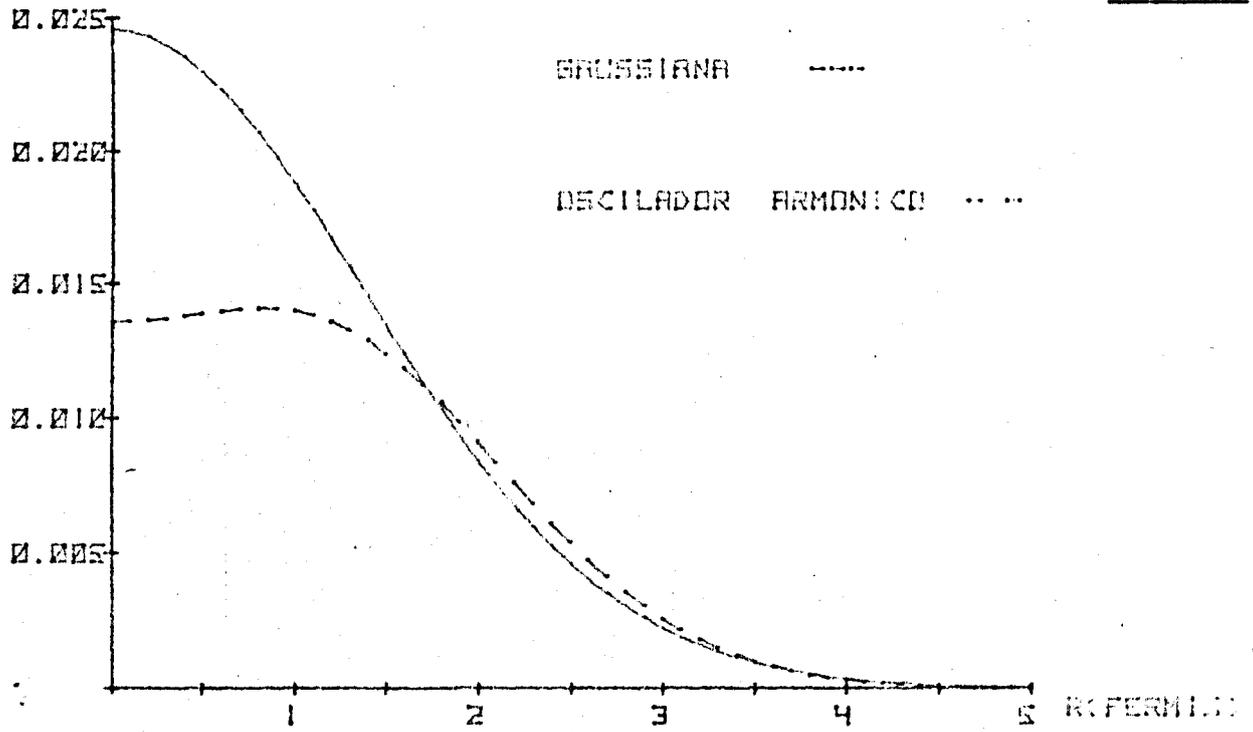
	$\rho(0)$	c_0	c_1	c_2	c_3	c_4	a
Ag	0.2254	0.763	0.172	-9.32x 10^{-3}	3.45x 10^{-3}	-4.11x 10^{-5}	2.314
Br	0.1638	1.076	0.0988	0.0352	1.39x 10^{-4}	-8.73x 10^{-6}	2.414

En las Fig. 6, 7, 8 y 9 exponemos las diversas densidades discutidas, para los núcleos de interés.

Asimismo, en las Fig. 10, 11 presentamos los resultados obtenidos, a partir de estas densidades, por aplicación de las expresiones (2.19) (ref. III-20).

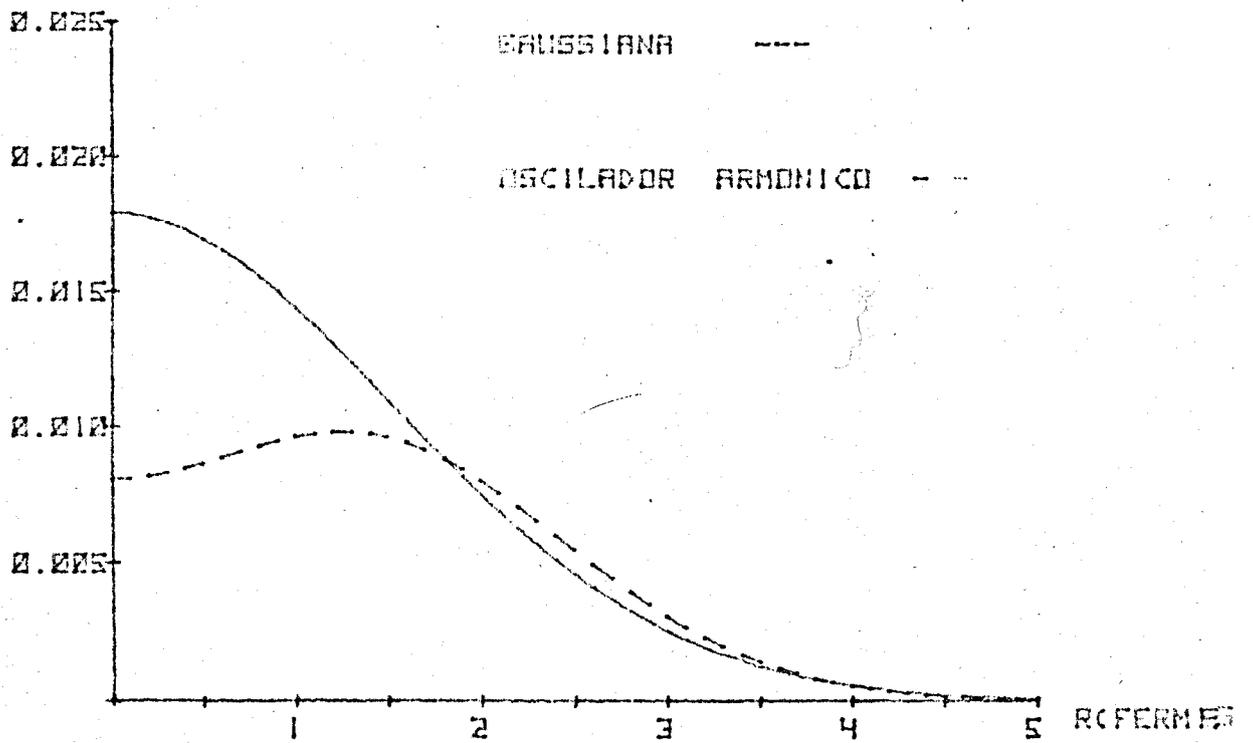
DENSIDADES PARA EL CEREBRO

FIGURA 6



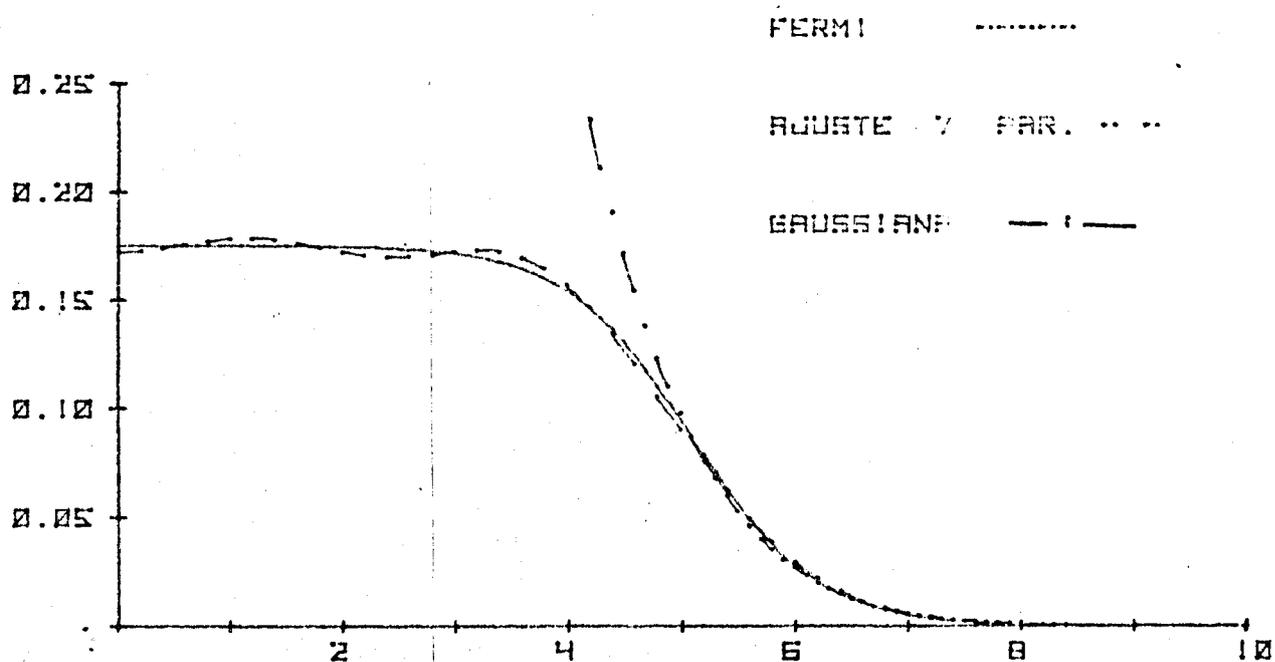
DENSIDADES PARA EL OXIGENO

FIGURA 7



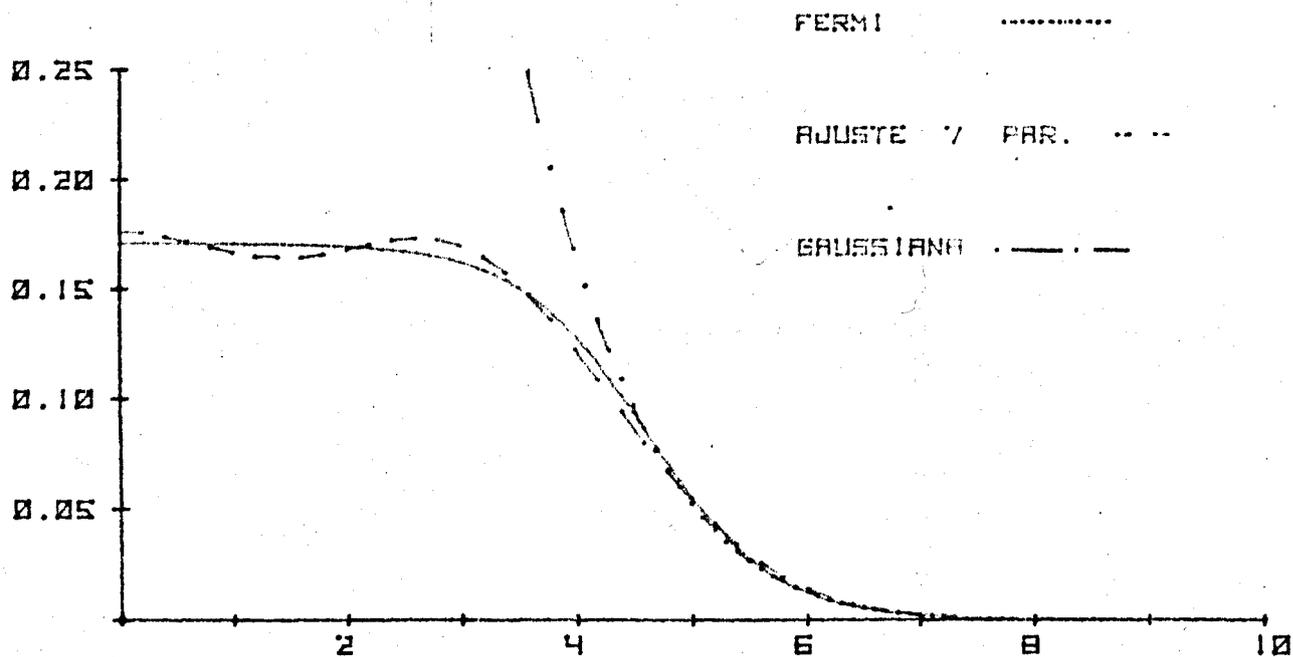
DENSIDADES PARA LA PLATA

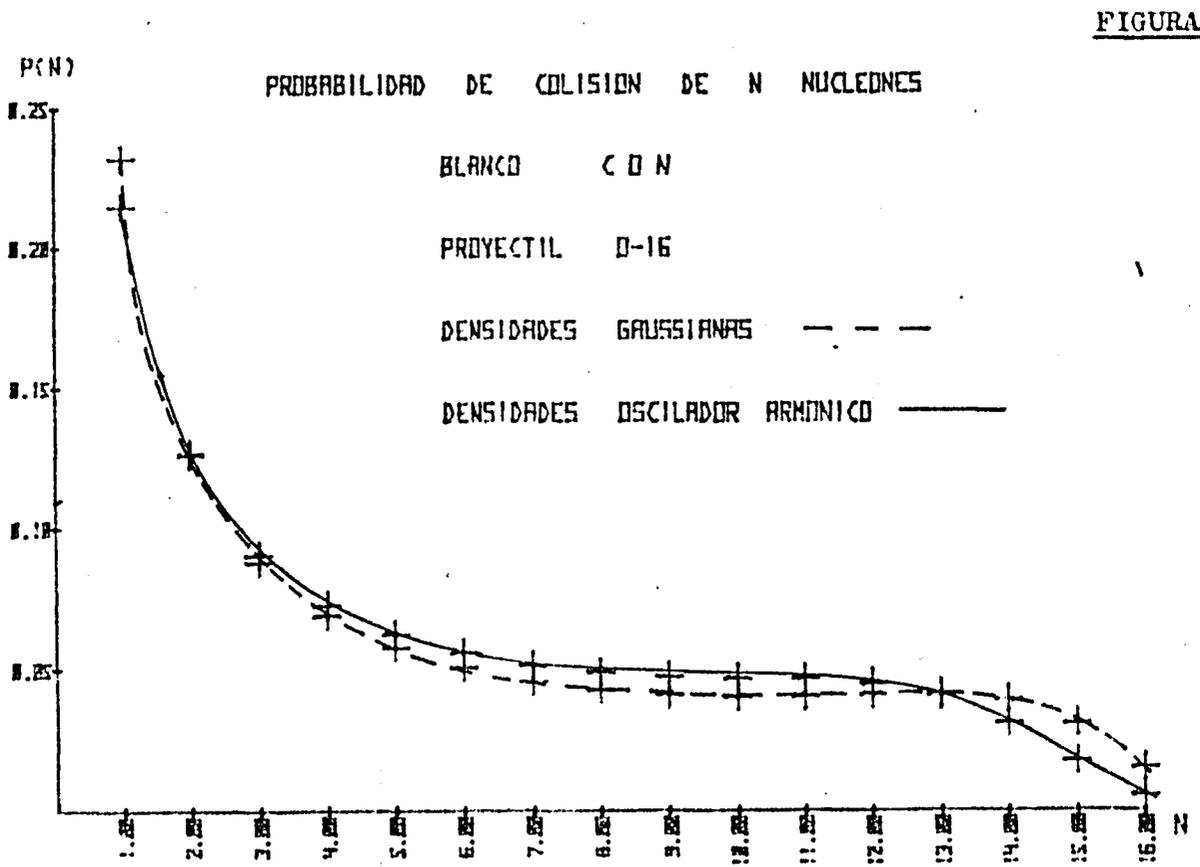
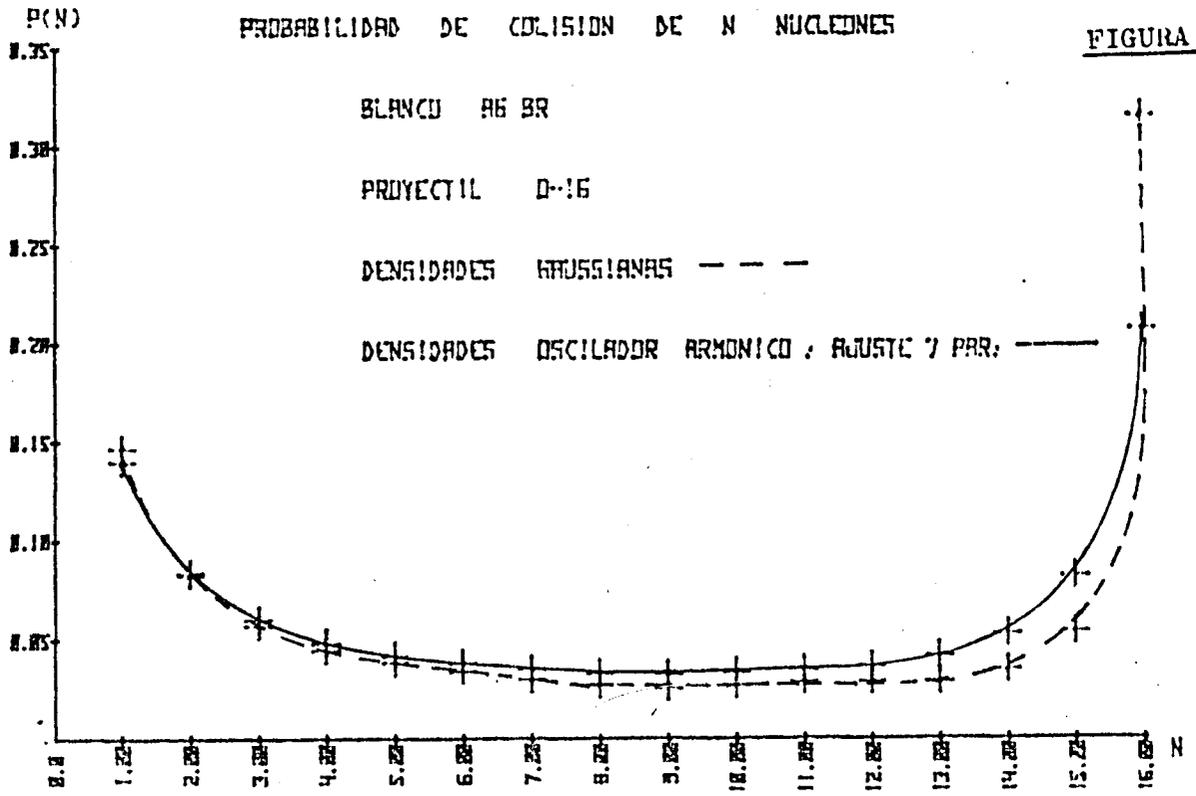
FIGURA 8



DENSIDADES PARA EL BROMO

FIGURA 9





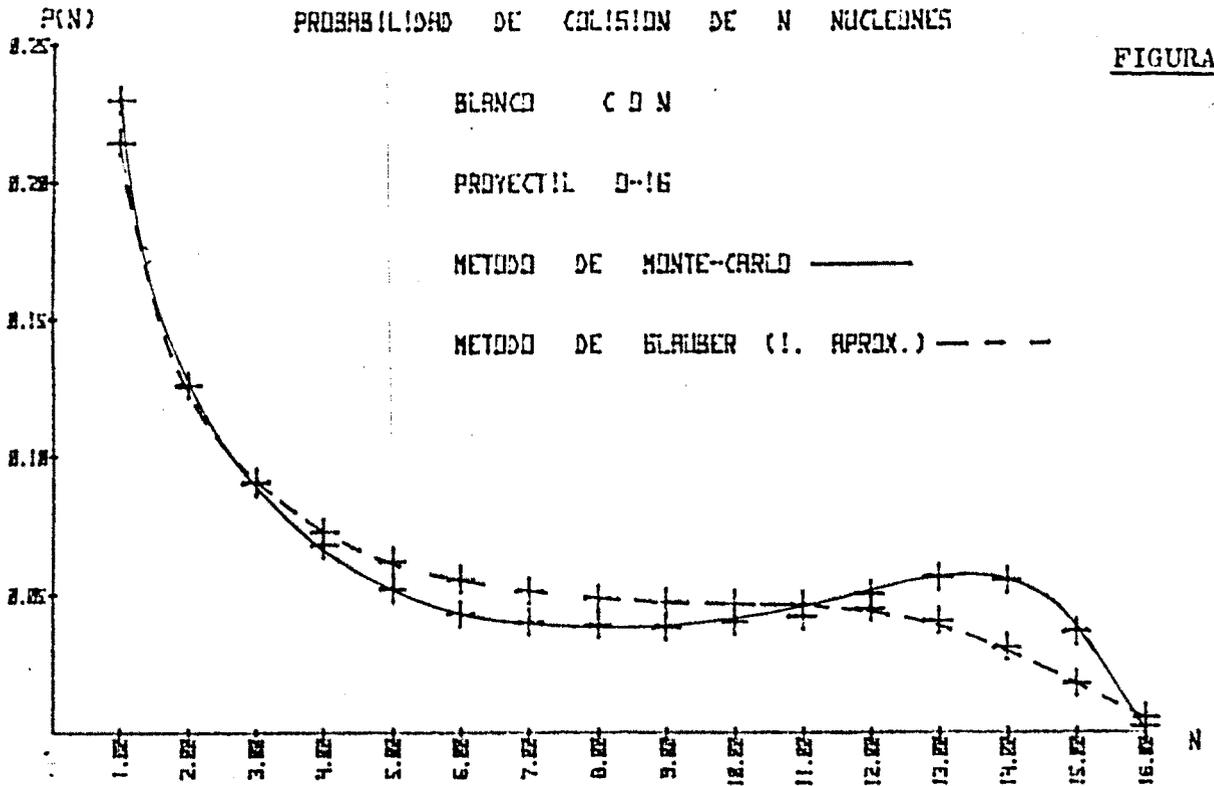
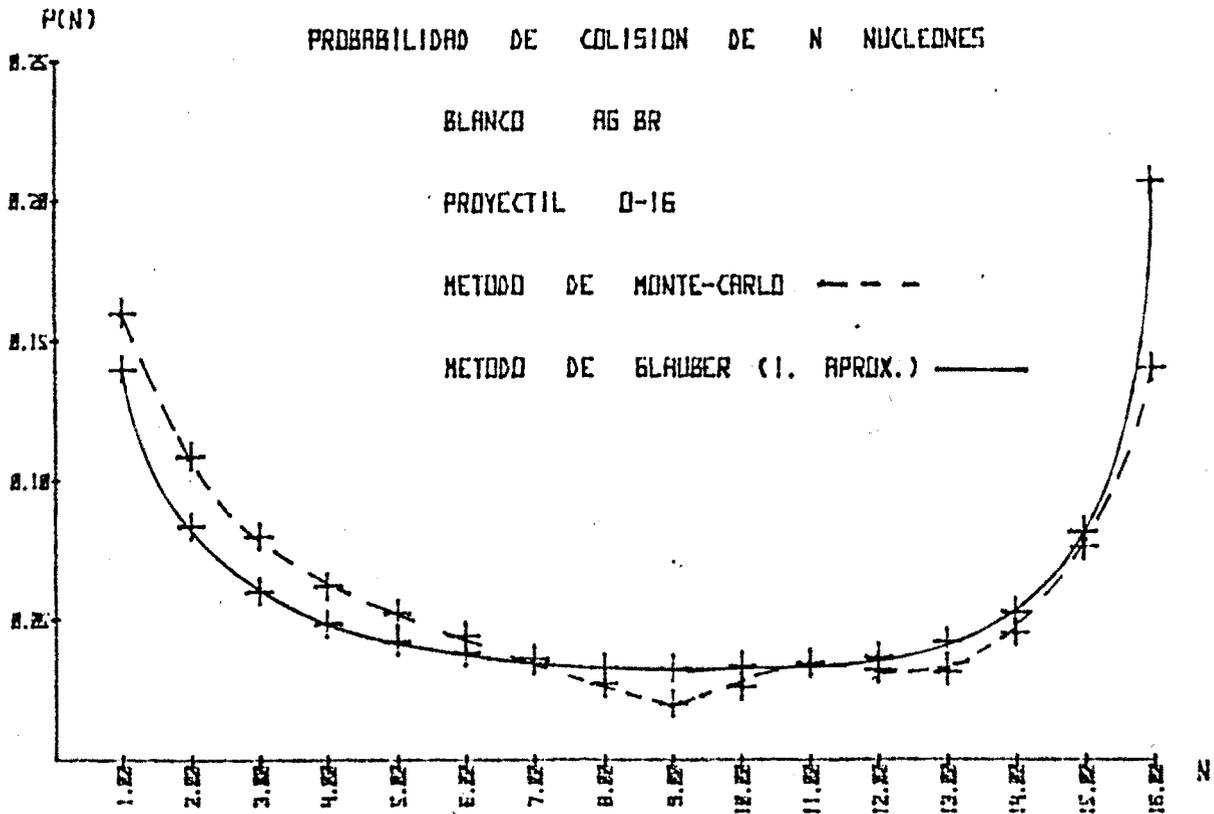


FIGURA 11b



Conjuntamente están los resultados obtenidos por aplicación de métodos de Monte-Carlo (ref. III-7) y comprobamos que éstos cálculos ajustan de un modo más exacto a las distribuciones de probabilidad para el caso de densidades realistas, sobre todo en las zonas de $N(n^2 \text{ nucleones que interactúan})$ grande.

Una primera corrección a estos cálculos, de carácter fundamentalmente cualitativo, sería la consideración del eclipsamiento que ejercen entre sí los nucleones que entran al mismo parámetro de impacto, como consecuencia del barrido que producen los primeros que llegan al blanco. Físicamente, ello constituye un proceso similar al que tendría lugar si la cantidad de materia nuclear atravesada por el nucleón proyectil estuviese disminuida ó análogamente, y por simetría, como si la densidad entrante disminuyera.

El grado en que esto disminuya depende del grado de eclipsamiento y vamos a hacer el tratamiento considerando eclipsamiento total. Por ello entendemos que solo la densidad de materia nuclear contribuida por las probabilidades individuales de encontrar un nucleón, interesa, y no las contribuciones del solapamiento a 2, 3,..... nucleones. Esto, entendido en el plano paramétrico de impacto (plano perpendicular a la trayectoria del ión incidente)

En tal caso, adoptaríamos una densidad efectiva

$$\rho_{\text{eff}} = \rho^{(1)} - \rho^{(2)} + \rho^{(3)} - \rho^{(4)} + \dots \quad (2.25)$$

donde el superíndice (n) indica solapamiento a n nucleones.

De modo que, en la superficie σ de interacción nucleón- nucleón, para el proyectil:

$$\sigma \rho_{\text{eff}}(\vec{s}) = \sigma \rho(\vec{s}) - \frac{A-1}{2} \sigma^2 \rho^2(\vec{s}) + \frac{(A-1)(A-2)}{6} \sigma^3 \rho^3(\vec{s}) - \dots \quad (2.26)$$

donde hemos mantenido el principio de independencia, y no considerado las correlaciones nucleónicas.

De este modo

$$\rho_{\text{eff}}(\vec{s}) = \sum_{i=1}^A (-1)^{i+1} \binom{A}{i} \frac{1}{A \sigma} (\sigma \rho(\vec{s}))^i \quad (2.27)$$

Y análogamente

$$T_{\text{eff}}(\vec{b}) = \sum_{i=1}^B (-1)^{i+1} \binom{B}{i} \frac{1}{\sigma} (\sigma t(\vec{b}))^i \quad (2.28)$$

con $t(\vec{b}) \equiv C T(\vec{b})$, donde C es una c^{te} de normalización a la unidad.

Para el caso de una densidad exponencial, estas expresiones conducen a

$$\langle T_{\text{ec}}(\vec{b}) \rangle_{\text{CON}} = \sum_{i=1}^B \sum_{j=1}^A (-1)^{i+j} \binom{B}{i} \binom{A}{j} \frac{1}{A \sigma^2} \left(\frac{\sigma}{\pi} \right)^{i+j} \alpha^i \alpha'^j \frac{\pi}{i\alpha + j\alpha'} \cdot$$

$$\cdot \exp(-ij\alpha\alpha' b^2 / (i\alpha + j\alpha')) \quad (2.29)$$

$$\langle T_{\text{ec}}(\vec{b}) \rangle_{\text{AgBr}} = \sum_{i=1}^B \sum_{j=1}^A (-1)^{i+j} \binom{B}{i} \binom{A}{j} \frac{1}{A \sigma^2} \frac{\sigma^{i+j} \alpha^i \alpha'^j}{\pi (j-1/2) B^i} \frac{\rho^i(0)}{a^i} \frac{\pi}{i\alpha + j\alpha'} \cdot$$

$$\cdot \exp(-ij\alpha\alpha' b^2 / (i\alpha + j\alpha')) \quad (2.30)$$

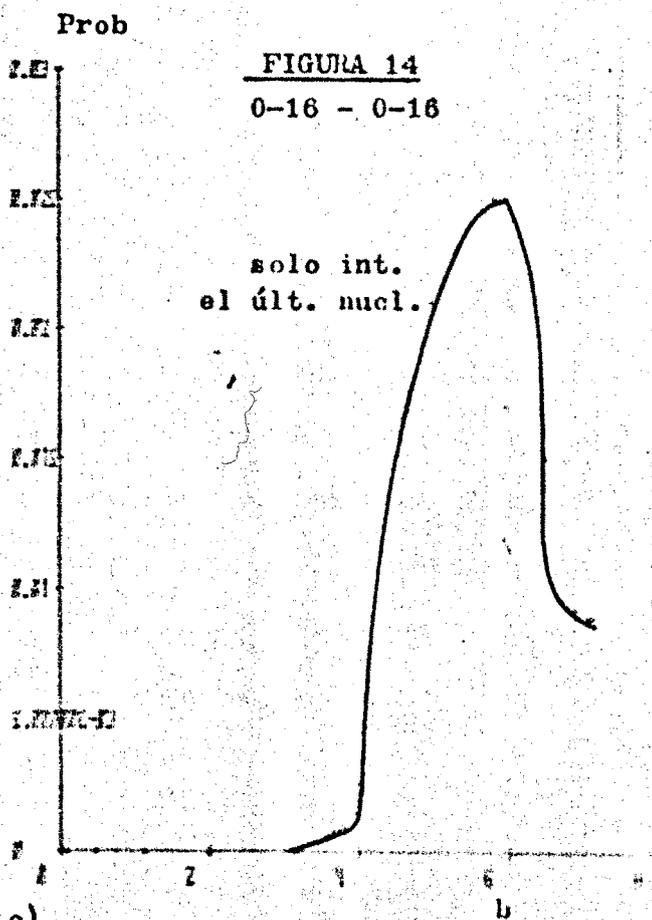
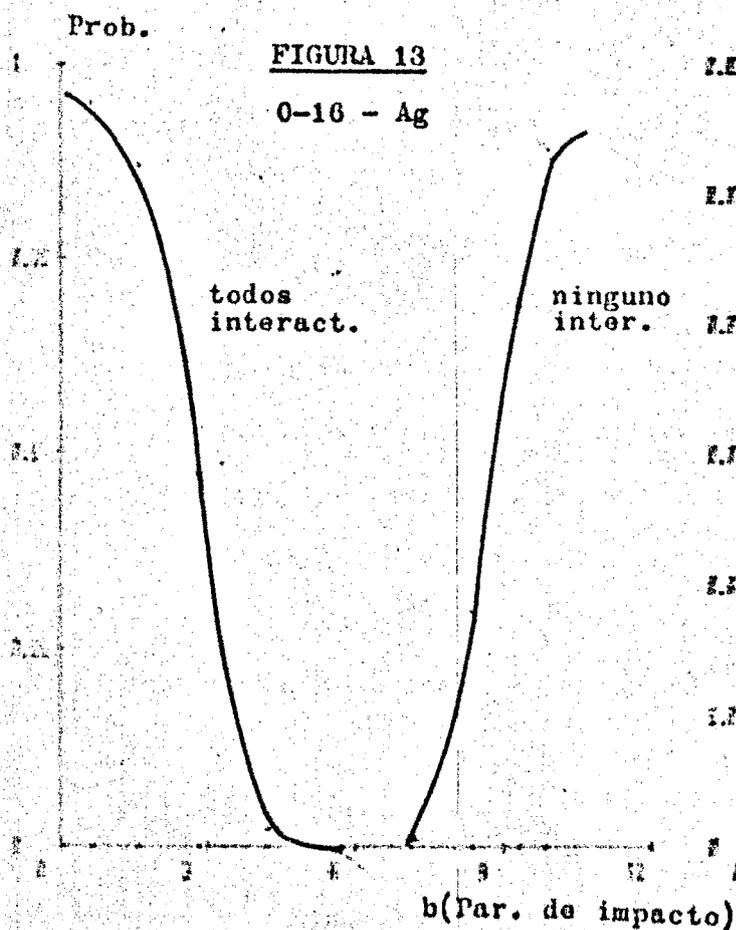
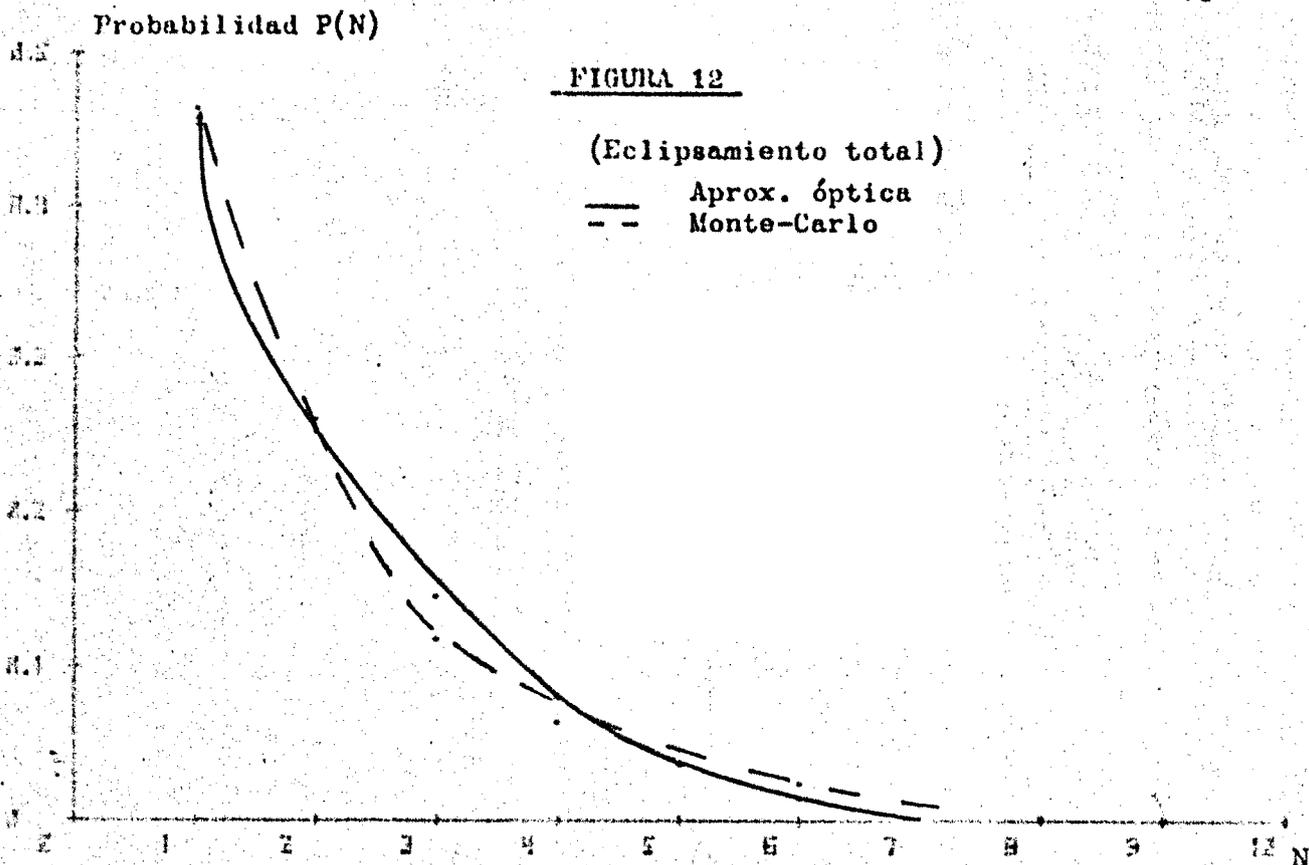
dónde :

$$\rho_{\text{CON}}(r) \equiv \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^{3/2} e^{-\alpha r^2}, \quad (\alpha \text{ correspondiente al blanco})$$

$$\rho_{\text{AgBr}}(r) \equiv \rho(0) e^{-r^2/a^2}, \quad (\alpha' \text{ " al proyectil})$$

Los resultados de estas expresiones para la probabilidad de colisión de un n^2 de nucleones los exponemos en la Fig. 12, conjuntamente con resultados obtenidos mediante un análisis cualitativo y por métodos de Monte-Carlo (ref. III-7).

Hay que observar que este resultado es un caso límite, ya que en la situación física, más realista, el eclipsamiento no es total, si bien los cálculos más exactos, incluyendo algún tipo de correlaciones nucleares, dan idea de la existencia de un cierto porcentaje de eclipsamiento, bajo a estas energías.



III-2-2-iV Cálculo del n^2 efectivo de colisiones

En los capítulos anteriores hemos desarrollado el cálculo de la probabilidad de que interactúen n nucleones del núcleo proyectil, sin considerar el n^2 de veces que cada nucleón interactúa.

Hemos efectuado, además, el cálculo, en la aproximación óptica y hemos despreciado las correlaciones nucleares.

En este capítulo tratamos el problema en una situación más realista.

En primer lugar, haremos uso de la expresión que nos fija la probabilidad de que un nucleón que incide sobre el blanco a un parámetro de impacto $\vec{b} + \vec{s}$ interactúe ν veces, a la luz del desarrollo del scattering múltiple de Glauber. (ref. III-22)

$$s_{\nu}(\vec{b} + \vec{s}) = \frac{1}{\nu!} (2 \operatorname{Re} i \chi(\vec{b} + \vec{s}))^{\nu} e^{-2 \operatorname{Re} i \chi(\vec{b} + \vec{s})} \quad (2.31)$$

donde, según la expresión (2.3)

$$\operatorname{Re} i \chi(\vec{b} + \vec{s}) = \operatorname{Re} \ln \langle \Upsilon_{\text{blanco}} | \prod_{j=1}^B (1 - \Upsilon_{nn}(\vec{b} + \vec{s} - \vec{s}_j)) | \Upsilon_{\text{blanco}} \rangle \quad (2.32)$$

con Υ_{nn} la "función perfil" individual nucleón-nucleón, y donde consideraremos que la función de onda que describe el núcleo blanco, y que nos determina la distribución de probabilidad de localización de nucleones blanco es prácticamente invariante en el curso de la interacción, aproximación válida a alta energía incidente.

En el proceso que estamos estudiando, inciden 16 nucleones, componentes del núcleo proyectil 0-16, de modo que asumiendo la independencia de las colisiones individuales tendremos:

$$P(\vec{b}; \vec{s}_1, \dots, \vec{s}_{16} | 1, 2, 3, \dots, 16; \nu_1, \nu_2, \nu_3, \dots, \nu_{16}) =$$

$$= \left(\frac{1}{\nu_1!} (2 \operatorname{Re} i\chi(\vec{b} + \vec{s}_1))^{\nu_1} e^{2 \operatorname{Re} i\chi(\vec{b} + \vec{s}_1)} \dots \right)$$

$$\frac{1}{\nu_{16}!} (2 \operatorname{Re} i\chi(\vec{b} + \vec{s}_{16}))^{\nu_{16}} e^{2 \operatorname{Re} i\chi(\vec{b} + \vec{s}_{16})} \quad (2.33)$$

para la probabilidad de que el nucleón i interactúe ν_i veces, $i = 1, \dots, 16$, y donde \vec{b} es el parámetro de impacto de la interacción de los dos núcleos.

En realidad, lo que nos interesa es describir que un nucleón interactúa ν_1 veces, otro ν_2 otro ν_{16} , sea cual sea cada uno de estos nucleones. Por otra parte, nos interesa también el valor esperado de la expresión (2.33), para un determinado parámetro de impacto \vec{b} , dada la función de onda asociada al núcleo proyectil, que consideramos también, en 1ª aproximación, invariante en el curso de la interacción.

$$P'_{\vec{b}} (1, \dots, 16; \nu_1, \dots, \nu_{16}) = \langle \uparrow_{\text{Pro}}(\vec{s}_1, \dots, \vec{s}_{16}) | P_{(\vec{b}, \vec{s}_1, \dots, \vec{s}_{16})} (1, \dots, 16; \nu_1, \dots, \nu_{16}) | \uparrow_{\text{Pro}}(\vec{s}_1, \dots, \vec{s}_{16}) \rangle \quad (2.34)$$

$$\text{con: } P_{(\vec{b}, \vec{s}_1, \dots, \vec{s}_{16})} \equiv \prod_{i=1}^{16} O_i(\vec{b} + \vec{s}_i) \quad (2.35)$$

de acuerdo con (2.33).

Construimos el operador:

$$O_{\nu_1, \nu_2, \dots, \nu_{16}} = \sum_{(\text{per})} P_{(\vec{b}, \vec{s}_1, \dots, \vec{s}_{16})} \quad (2.36)$$

con (per) \equiv todas las permutaciones de los ν_1, \dots, ν_{16}

Y de este modo obtenemos

$$P_{\vec{b}}^{\rightarrow}(1, \dots, 16; \nu_1, \dots, \nu_{16}) = \langle \Upsilon_{\text{pro}}(\vec{s}_1, \dots, \vec{s}_{16}) | 0_{\nu_1} \dots \nu_{16} | \Upsilon_{\text{pro}}(\vec{s}_1, \dots, \vec{s}_{16}) \rangle \quad (2.37)$$

donde no importa ya cual de los nucleones interactúa ν_i veces.

El operador (2.36) es un operador simétrico al intercambio entre nucleones y las funciones $|\Upsilon_{\text{pro}}\rangle$ son determinantes de Slater en las funciones de onda individuales de los nucleones $\varphi_i(\vec{s}_j)$. De este modo, habremos considerado las correlaciones definidas por el principio de exclusión de Pauli. Dada la simetría de (2.36), bastará antisimetrizar a uno de los dos lados en la expresión del 2º miembro de (2.37), resultando:

$$P_{\vec{b}}^{\rightarrow}(1, \dots, 16; \nu_1, \dots, \nu_{16}) = (16!)^{\frac{1}{2}} \left(\langle \prod_{i=1}^{16} \varphi_i(\vec{s}_i) | 0_{\nu_1, \dots, \nu_{16}} | \Upsilon_{\text{p}}(\text{det.Slater}) \rangle \right) \quad (2.38)$$

$$= \sum_{(\text{per})} \det \langle \varphi_i(\vec{s}_i) | 0_{\nu_i}(\vec{b} + \vec{s}_i) | \varphi_k(\vec{s}_i) \rangle \quad (2.39)$$

donde cada determinante es un producto de dos determinantes 8×8 análogos, correspondientes, respectivamente, a protones y neutrones, dado que los operadores 0_{ν_i} son independientes de la carga.

$$0_{\nu_i}(\vec{b} + \vec{s}_i) = \frac{1}{\nu_i!} (2 \text{ Re } i \chi(\vec{b} + \vec{s}_i))^{\nu_i} e^{2 \text{ Re } i \chi(\vec{b} + \vec{s}_i)} \quad (2.40)$$

Similarmente, en el cálculo de las expresiones (2.32) tendremos un det. de Slater para la función de onda del núcleo blanco y utilizaremos el mismo proceso de cálculo.

Funciones de onda

En el caso de iones ligeros, C y O, los nucleones ocupan las ca-

pas:

$$O^{16} : (s_{1/2}^2 \quad p_{3/2}^4 \quad p_{1/2}^2)$$

$$C^{12} : (s_{1/2}^2 \quad p_{3/2}^4)$$

cuyas funciones de onda asociadas, así como los valores de las expresiones

$$\langle \varphi_i(\vec{s}_i) | 1 - \Gamma(\vec{b} - \vec{s}_i) | \varphi_j(\vec{s}_i) \rangle$$

que intervienen en los cálculos de $\text{Re } i \chi(\vec{b})$, los desarrollamos en el Apéndice IV.

En el caso de iones pesados hemos adoptado una densidad tipo Fermi para los núcleos blanco, adaptadas a las experiencias de scattering electrónico (ref. III-19)

Los cálculos los hemos realizado mediante el programa GLAUB, del que exponemos un organigrama de los procesos seguidos.

En el Apéndice 5^a exponemos el listado del programa, que hemos procesado en el Ordenador UNIVAC 1100 del centro de Cálculo del "Centre des Recherches Nucleaires" de Strasbourg.

III-2-3 Resultados y discusión

A partir de las expresiones discutidas podemos obtener las probabilidades para interacción a un determinado parámetro de impacto \vec{b} . Para calcular las probabilidades totales realizamos una integración numérica en el plano paramétrico de impacto, mediante una subrutina "standard" QG9 que integra exactamente polinomios hasta de grado 18 mediante la fórmula de cuadratura de Gauss con 9 puntos (ref. III-23)

Hemos evaluado anteriormente la variación con b de nuestras probabilidades, y presentamos en las Fig. 13,14 algunos de los casos.

La integración introducirá un error muy pequeño, siempre y cuando introduzcamos un "cutt-off" al límite superior que hemos acordado del orden de 7 fm. para blanco ligero y de 10 fm. para blanco pes^ado, correspondientes, aproximadamente, a la región de posible interacción.

Los resultados globales para las probabilidades de colisión de M nucleones los exponemos en la Fig. 15, para los cuatro blancos de interés. Observamos, con respecto a los resultados obtenidos en la aproximación óptica, un equiparamiento global de las probabilidades, para los diversos M , correspondiente en gran medida a los efectos de correlación nuclear.

A partir de los resultados obtenidos del programa GLAUB, tenemos los valores de :

$P_{n_i}(\nu) \equiv$ probabilidad de que, interactuando n_i nucleones, lo hagan ν veces cada uno de ellos, por término medio.

En las tablas 3-3 exponemos dichos resultados para interacción con un blanco ligero y un blanco pesado, restringiendo ν a 2 en el primer caso, dado que las probabilidades globales de interacción más de 2 veces son despreciables. En el caso de blanco pesado, toma valores importantes entre 1 y 5.

En consecuencia, disponemos de las 3 distribuciones

$P(n_i) \equiv$ probabilidad de colisión de n_i nucleones

$P_{n_i}(\nu) \equiv$ " " colisionando n_i nucleones, cada uno sufra ν colisiones

$P_{\nu s}(n'_s)$ probabilidad de observar n'_s trazas blancas, en la ν^a colisión de un nucleón.

Por tanto, obtendremos

$$P(n'_s) = \int P(n_i) P_{n_i}(\nu) P_{\nu}(n'_s) \quad (2.41)$$

para la probabilidad de obtener n'_s trazas blancas, donde sumamos a todos los conjuntos de ν y n_i que den n'_s trazas y donde $P_\nu(n'_s)$ es la probabilidad de obtener n'_s trazas tras ν colisiones.

De este modo tenemos las distribuciones de probabilidad de obtener un determinado n'_s , que exponemos en la tabla 3-4 y en las Fig. 16 y 17.

TABLA III-3

n_i	ν	$P(\nu, n_i)$ (BL.ligero)	$P(\nu, n_i)$ (BL.pesado)
1	1	0.79	0.76
	2	0.21	0.11
	3		0.07
	4		0.04
	5		0.02
2	1	0.72	0.65
	2	0.28	0.17
	3		0.10
	4		0.05
	5		0.03
3	1	0.67	0.52
	2	0.33	0.25
	3		0.13
	4		0.07
	5		0.03
4	1	0.63	0.495
	2	0.37	0.267
	3		0.1333
	4		0.07
	5		0.035
5	1	0.61	0.49
	2	0.39	0.275
	3		0.13
	4		0.07
	5		0.03

(Sigue)

TABLA III-3 (Cont)

6	1	0.59	0.48
	2	0.41	0.29
	3		0.13
	4		0.07
	5		0.03
7	1	0.57	0.41
	2	0.43	0.33
	3		0.15
	4		0.07
	5		0.04
8	1	0.56	0.30
	2	0.44	0.38
	3		0.18
	4		0.09
	5		0.05
9	1	0.56	0.26
	2	0.44	0.39
	3		0.21
	4		0.09
	5		0.05
10	1	0.55	0.26
	2	0.45	0.38
	3		0.22
	4		0.09
	5		0.05
11	1	0.55	0.26
	2	0.45	0.36
	3		0.22
	4		0.10
	5		0.06
12	1	0.55	0.25
	2	0.45	0.34
	3		0.22
	4		0.115
	5		0.075
13	1	0.54	0.19
	2	0.46	0.34
	3		0.23
	4		0.14
	5		0.10

(Sigue)

TABLA III-3(Cont.)

14	1	0.54	0.12
	2	0.46	0.32
	3		0.26
	4		0.17
	5		0.13
15	1	0.54	0.09
	2	0.46	0.22
	3		0.28
	4		0.225
	5		0.185
16	1	0.54	0.05
	2	0.46	0.13
	3		0.30
	4		0.27
	5		0.25

(Resultados probabilidad de n's)

n's	P (n's, núcleo blanco ligero)	P (n's, núcleo blanco pesado)
-2	0.0006	0.0013
-1	0.018	0.016
0	0.247	0.163
1	0.173	0.121
2	0.166	0.1195
3	0.107	0.084
4	0.079	0.069
5	0.059	0.060
6	0.044	0.053
7	0.033	0.048
8	0.024	0.043
9	0.017	0.039
10	0.012	0.034
11	0.008	0.030
12	0.005	0.0255
13	0.003	0.022
14	0.002	0.018
15	0.001	0.0145
16	0.0007	0.011
17	0.0000	0.008
18	-	0.006
19	-	0.0044
20	-	0.003
21	-	0.002
22	-	0.0012
23	-	0.0008

Sigue ...

TABLA III.4 Cont.

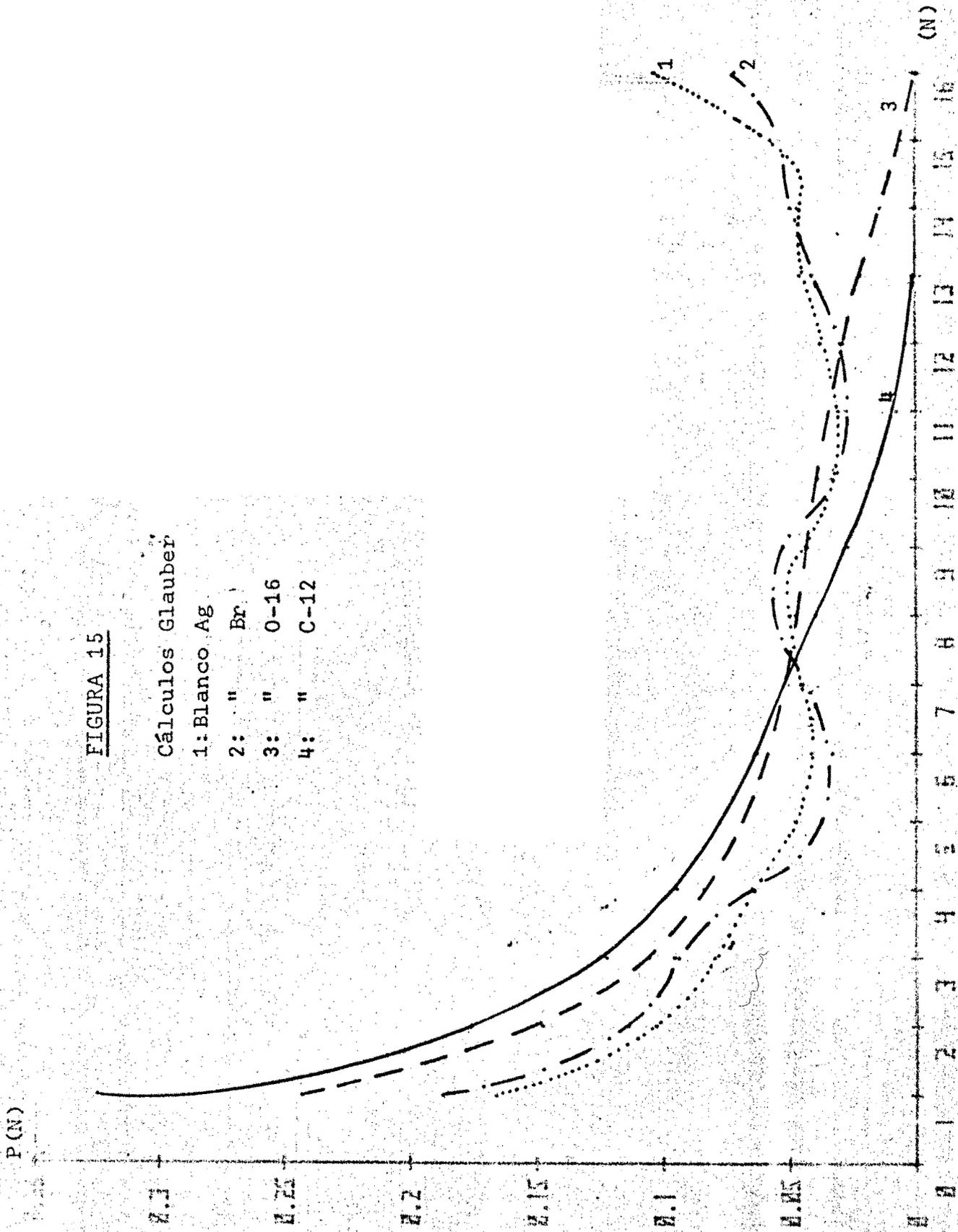
$\bar{n}'s$	P ($n's$, núcleo blanco ligero)	P ($n's$ núcleo blanco pesado)
24	0.0000	0.0003
25	-	0.0002
26	-	0.0001
27	-	0.0000
28	-	-
29	-	-
30	-	-

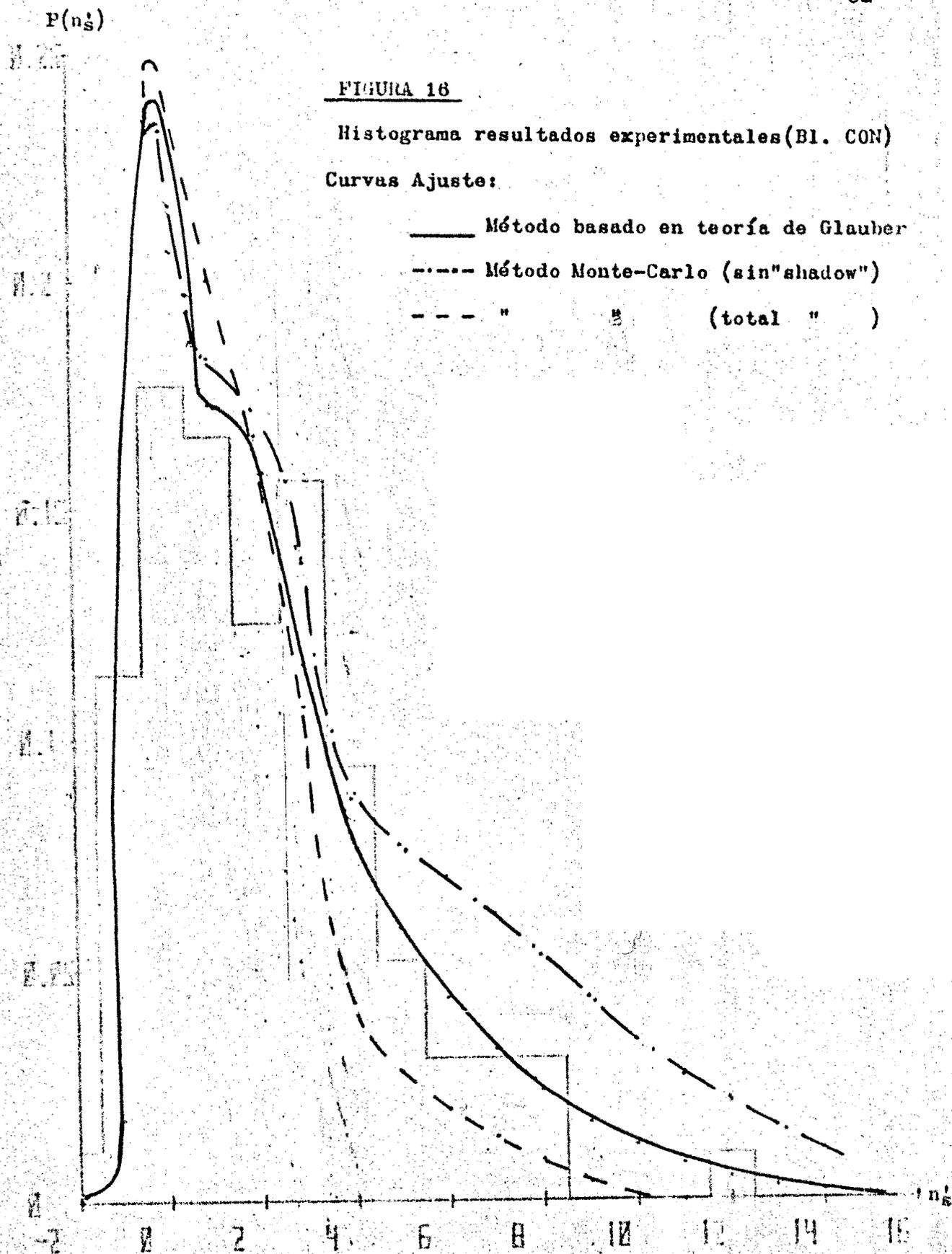
=====

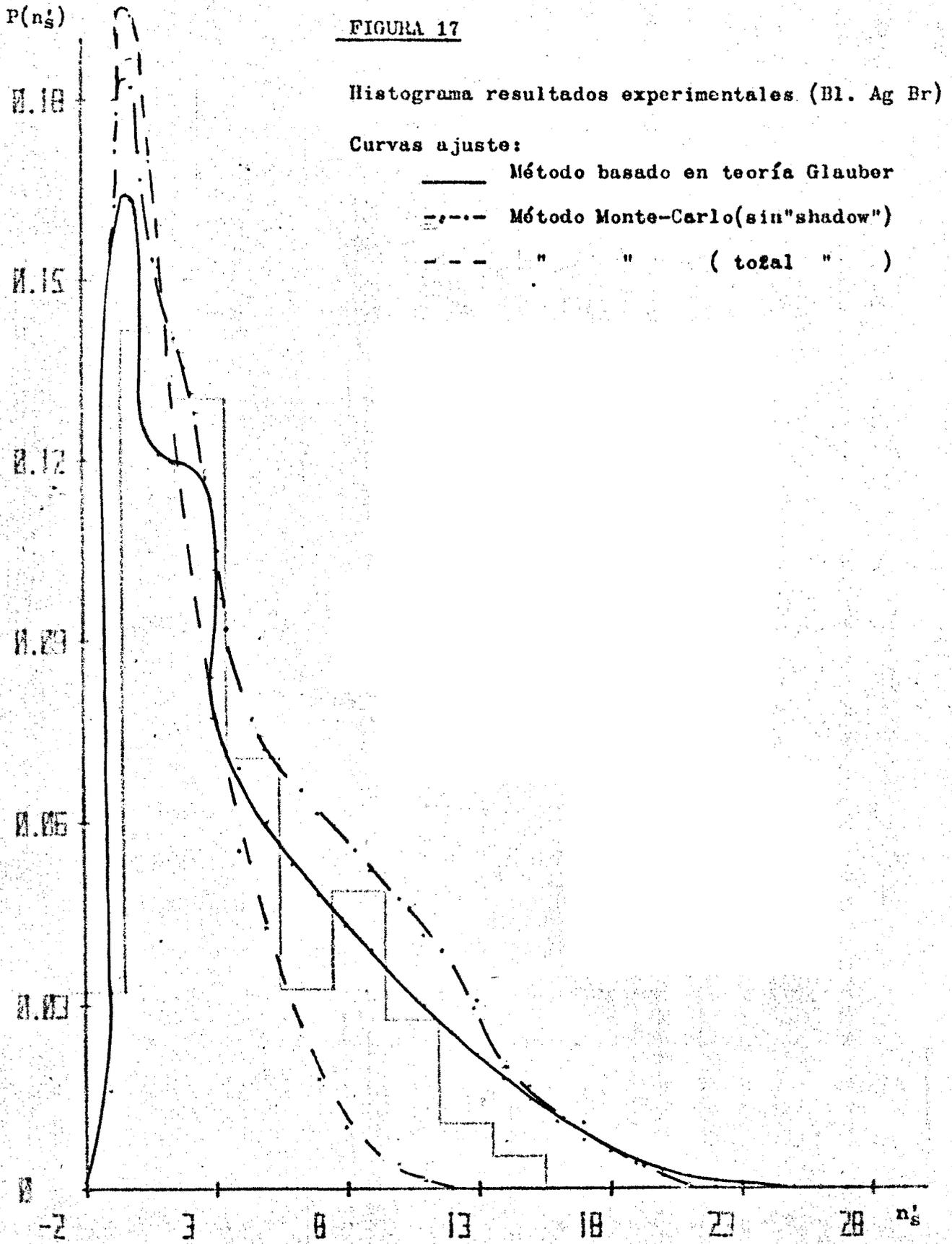
FIGURA 15

Cálculos Glauber

- 1: Blanco Ag.
- 2: " Br.
- 3: " O-16
- 4: " C-12







En las mismas figuras exponemos los resultados obtenidos por (ref. III-7) con cálculos de Monte-Carlo, a los que se ha aplicado un porcentaje de eclipsamiento nulo ó total. Observamos que los cálculos realizados mediante la teoría de Glauber corresponden a un porcentaje de eclipsamiento intermedio, como ya preveíamos cuando hablábamos de los efectos de eclipse.

Asimismo presentamos en la misma figura los resultados experimentales obtenidos en el análisis de nuestras interacciones, donde los valores de n'_s , por su propia definición, los hemos obtenido a partir de la expresión siguiente, en cada una de las interacciones registradas.

$$n'_s = n_s - (Z_{\text{ion incidente}} - Z_{\text{Fr}} - 2 n_\alpha) \quad (2.42)$$

donde Z_{Fr} especifica la carga de los fragmentos del ión incidente analizados por métodos fotométricos y n_α el nº de partículas α relativistas procedentes de la desintegración del ión incidente. A su vez n_s es el nº de trazas blancas observadas.

Observamos que el ajuste es bastante bueno en las colas de las distribuciones correspondientes a colisiones más centrales, mientras que en las periféricas es peor, sobre todo en el caso de blanco ligero. Ello nos hace pensar en la importancia de fenómenos colectivos y de estructura en agregados nucleares, como comentábamos en el estudio de las secciones eficaces de reacción. Las estructuras tipo α han sido comentadas por diversos autores y son más notables en la superficie nuclear (ref. III-24, III-25, III-26).

Otro posible efecto, comentado por algunos autores (ref. III-7) es el de la consideración de la reabsorción piónica. En cualquier caso, si ello fuera importante, debería ser más acusado en las co-

las de las distribuciones, por lo que nos inclinamos a pensar que pueda ser despreciable a estas energías, ó al menos comparable con otros sucesos de 2º orden de magnitud como producción Kaónica, etc.

III-3 Análisis de trazas grises

El tratamiento efectuado para el cálculo de las probabilidades $P(N_0, N_1, N_2)$ = probabilidad de que N_0 nucleones del proyectil no interactúen, N_1 lo hagan 1 vez y N_2 , dos ó más veces, puede servirnos para el cálculo de la distribución de trazas grises, si adoptamos la hipótesis aproximativa de que las trazas grises están constituidas en un alto porcentaje próximo al 100%, de protones de retroceso, es decir, protones del proyectil ó del blanco que en el curso de la interacción adquieren energía suficiente para salir despedidos del núcleo del que forman parte como consecuencia de un choque. Estos protones, si adquieren la energía adecuada (comprendida entre 30 y 400 Mev) se registrarán en emulsión como trazas grises.

Ahora bien, nosotros disponemos de las distribuciones de inelasticidad, para las diversas energías de choque nucleón-nucleón, según informábamos en el apartado anterior.

En consecuencia, podemos calcular la probabilidad de que un nucleón que interactúe ν veces, salga con energía adecuada para dar traza gris y ello sopesarlo con las probabilidades $P(N_0, N_1, N_2)$, así como con la contribución de protones al núcleo en consideración, con respecto al nº de nucleones que lo constituyen.

Por su parte, si el blanco es un ión ligero, las probabilidades de interacción y las distribuciones de inelasticidad serán

similares en su propio sistema, si bien el rango de energías necesario para que ese protón dé traza gris, será la transformada de Lorentz del rango en el sistema laboratorio (30-400 Mev) al sistema en que el proyectil está en reposo.

Para una energía incidente de 2 GeV, corresponden a (420-1380 Mev).

En general, si la energía entrante es E_e (energía cinética)

$$E_e = m (\gamma - 1) \quad , \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad , \quad \begin{array}{l} \beta \equiv \text{velocidad} \\ m \equiv \text{masa nucleón} \end{array}$$

siendo:

$$\beta = \left(1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{E_e}{m}\right)^2} \right)^{1/2} \quad (3.1)$$

Las velocidades transformadas serán:

$$\beta(1) = \frac{-\beta + 0.247}{1 - 0.247 \beta} \quad (3.2)$$

$$\beta(2) = \frac{-\beta + 0.713}{1 - 0.713 \beta}$$

con:

$$0.247 = \beta_{\text{laboratorio}} \longleftrightarrow E_e = 30 \text{ Mev} \quad (3.3)$$

$$0.713 = \beta_{\text{laboratorio}} \longleftrightarrow E_e = 400 \text{ Mev}$$

y de ahí obtenemos las correspondientes energías límites (consideramos desviación nula a efectos de simplificación de los cálculos, sin que ello altere el contenido sustancialmente).

De este modo, si denominamos

$I(E_i, E_j) \equiv$ distribución de energías de salida E_i para una energía entrante E_j

$\Omega \equiv$ intervalo de energía correspondiente a traza gris, tendremos: (con $E_0 =$ energía incidente inicial ≈ 2.1 Gev)

$$P^{(1)}(\text{blanco}) = \int_{\Omega} I(E, E_0) dE \quad (3.4)$$

para la probabilidad de obtener traza gris para un nucleón del blanco que interactúa una vez

$$P^{(1)}(\text{proyectil}) = \int_{30}^{400} I(E, E_0) dE \quad (3.5)$$

idem para el proyectil.

$$P^{(2)}(\text{blanco}) = \int_{E_e} dE_e \int_{\Omega} I(E_e, E_0) I(E, E_e) dE \quad (3.6)$$

para la probabilidad de obtener traza gris para un nucleón del blanco que interactúa dos veces.

$$P^{(2)}(\text{proyectil}) = \int_{E_e} dE_e \int_{30}^{400} I(E_e, E_0) I(E, E_e) dE \quad (3.7)$$

idem para el proyectil....

y así sucesivamente. Puesto que la probabilidad de que un nucleón sufra más de 2 interacciones en una interacción ión ligero-ión ligero, es despreciable, no lo consideraremos este caso.

Dado que el proceso ha de ser simétrico, en el cálculo habrá que establecer las probabilidades conjuntas $P_{\text{proyectil}}(N_0, N_1, N_2)$ $P_{\text{blanco}}(N'_0, N'_1, N'_2)$ que sean compatibles entre sí, ya que el nº de colisiones global ha de ser el mismo calculado en cualquiera de los sistemas.

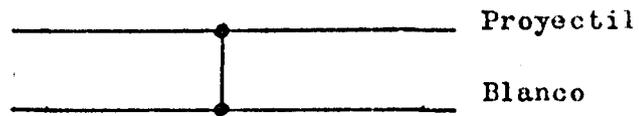
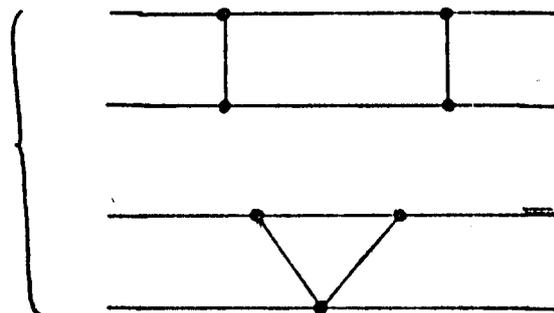
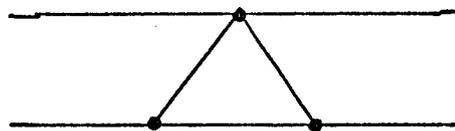
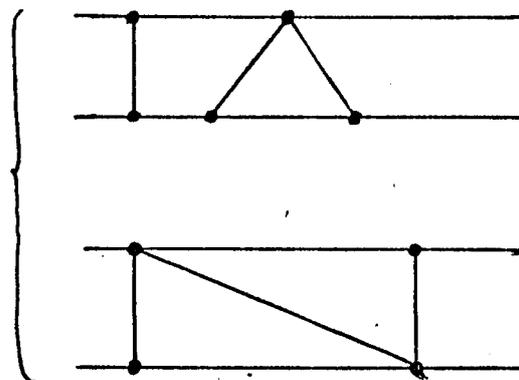
$P(15,1,0)$

 $P(14,2,0)$

 $P(15,0,1)$

 $P(14,1,1)$


FIGURA 18

Diagramas compatibles en el análisis de las probabilidades $P(N_0, N_1, N_2)$

TABLA III.5

(Contribución en energía correspondiente a traza gris)

N	Contribución
11	1.87×10^{-5}
10	5.19×10^{-4}
9	0.0067
8	0.017
7	0.030
6	0.048
5	0.095
4	0.110
3	0.123
2	0.183
1	0.232
0	0.149

TABLA III.6

N grises	P (N grises)
0	0.337
1	0.303
2	0.181
3	0.101
4	0.048
5	0.018
6	0.0055
7	0.0013
8	0.00021
9	0.00002

1.1 P(N)

FIGURA 19

Histograma exp. de trazas grises y curva teórica

0-16 --> (0 N

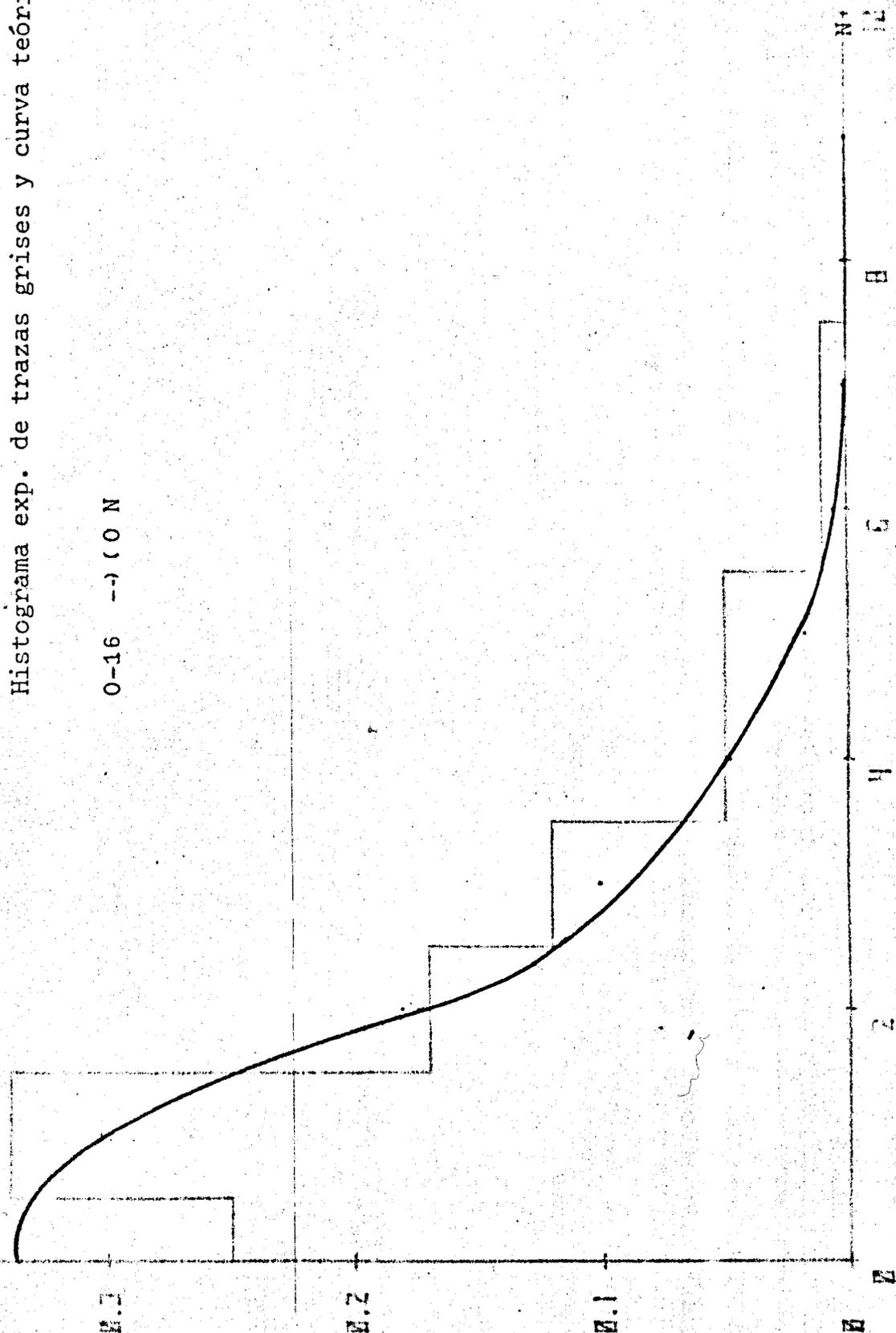
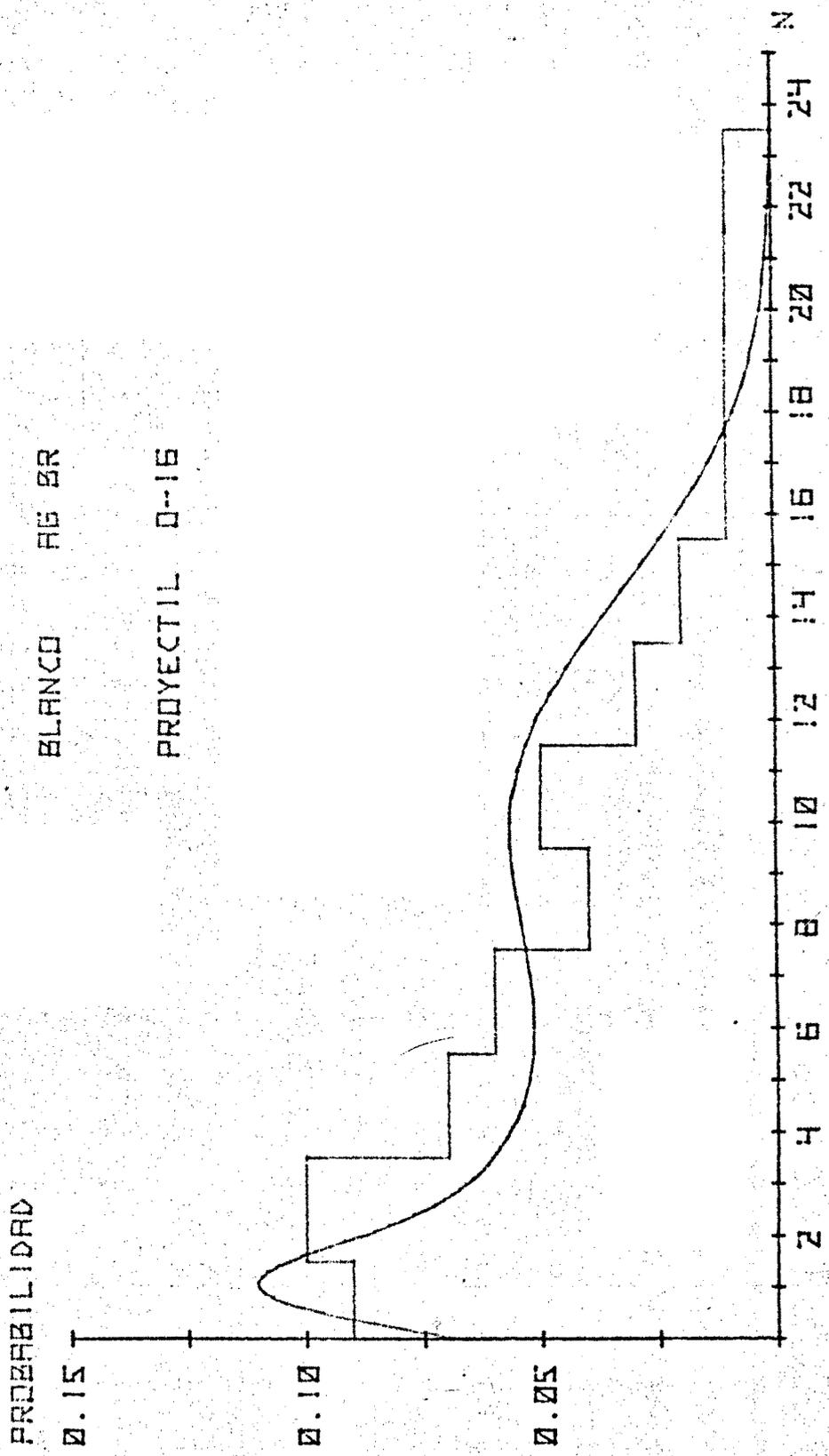


FIGURA 20

PROBABILIDAD DE OBTENER N TRAZAS GRISES



Con este criterio, analizamos para cada Pp (N_0, N_1, N_2) aquellas Pb (N'_0, N'_1, N'_2) que le son compatibles y que representamos esquemáticamente para alguno de los casos en los diagramas de la Fig. 18.

De este modo llegamos a los resultados de la tabla 3-5 que posteriormente analizamos en orden a la distribución en n^2 de protones, y por tanto, trazas grises, resultando los valores de la tabla 3-6, valores que hemos representado en la Fig. 19, junto con los valores experimentales.

Para el caso de blanco pesado, no disponemos de elementos para hacer el problema simétrico, por lo que, de un modo cualitativo, consideramos solamente aquellos diagramas en que los nucleones del blanco interactúen una sola vez. Ello sobrevalorará la probabilidad en la zona de mayor n^2 de trazas grises, pero en contrapartida es en esta zona donde la consideración de las trazas grises observadas en emulsión como protones de retroceso, es más débil, debido a la existencia de un mayor n^2 de piones lentos.

Los resultados están expuestos en la Fig. 20

Observamos, de un modo análogo a la producción piónica que la consideración de otros efectos no despreciables, y en particular de efectos colectivos, es más importante en las zonas de más baja multiplicidad, correspondientes a colisiones más periféricas.

III-4 Otros análisis de las multiplicidades - Comentarios

Los estudios realizados para explorar la producción mesónica en su aspecto de distribución de multiplicidades y distribuciones angulares, utilizando diversos tipos de reacciones, en una amplia gama de energías y elementos involucrados en la interacción, así

como detectores, es muy extensa y no existe una explicación absoluta a todos los fenómenos dinámicos subyacentes.

En este capítulo hemos intentado abordar el análisis de las multiplicidades a la luz del formalismo de Glauber y en un modelo de interacción nucleón-nucleón.

Recientemente han aparecido algunos trabajos que utilizando el mismo formalismo intentan explicar la producción piónica a la luz de modelos colectivos, pero en su carácter estático, en la consideración de los núcleos compuestos por partículas α ó otros agregados (ref. III-27, III-28, III-29).

Sin embargo, como ya dijimos al principio del Capítulo, los datos que se disponen para interacciones individuales α -nucleón ó α - α son escasos, por lo cual los cálculos no son verificables experimentalmente, ahora.

Otros autores intentan explicar la componente piónica, a la luz de los modelos colectivos dinámicos, por aplicación de teorías estadísticas, hidrodinámicas.

Un modelo propuesto en primer lugar fué el modelo de Fermi (ref. III-31) que, dicho a grandes rasgos, prevé el mecanismo de producción como consecuencia de que los hadrones proyectil y blanco que llegan a pararse, forman un conglomerado que permanece ligado hasta su desintegración. Posteriormente, este análisis se ha restringido a las llamadas "colisiones centrales", para distinguirlas de colisiones más periféricas en las cuales la transferencia de momento es pequeña y los hadrones se excitan fragmentándose posteriormente, separados. Además se ha observado la posibilidad de que el conglomerado se expanda hasta alcanzar un volumen crítico en que se desintegra.

De este modo, los trabajos de Pomeranchuk, Landau,.... (Ref. III-33, III-32) consideran esta última posibilidad, pero no discriminan entre colisiones centrales y más periféricas. Los trabajos de Gottfried y Meng-Ta Chung entre otros (Ref. III-34) (Ref. III-30) ya consideran los dos tipos de interacciones, y además el mecanismo de "decay" y de expansión son diferentes. Una idea básica es que la temperatura nuclear del conglomerado en el momento de la desintegración, crece con la energía incidente creciente.

El análisis de multiplicidades y distribuciones angulares, a la luz de todas estas teorías, no es sencillo a las energías intermedias que nos ocupan, ya que están pensadas con fines de explicación a energías asintóticas. Higón, (ref. I-3) ha analizado los datos de producción piónica, a la luz del modelo de Landau, encontrando resultados satisfactorios desde un punto de vista cualitativo.

Simplemente digamos que la idea básica de los modelos colectivos dinámicos, estriba en el tiempo necesario para la formación de la componente mesónica. Si éste es suficientemente grande, comparado con el tiempo que el hadrón incidente (ó conjunto de hadrones) emplea en atravesar el núcleo blanco, es lógico pensar que la producción tendrá lugar como consecuencia de una interacción colectiva de toda la materia nuclear que encontró a su paso. Es de este modo, como Mathis y col. (ref. III-35) encuentran que la distribución piónica es una función universal de la variable de "scaling".

$$u = \frac{E_{\text{cinética proyectil}}}{\sqrt{h} \epsilon}$$

$$\text{con } h = A_{\text{blanco}}^{-1/3} (2 A_{\text{blanco}}^{1/2} - 1)$$

ϵ = energía laboratorio por nucleón incidente.

BIBLIOGRAFIA

- III-1: Powell, Fowler and Perkins. The study of elementary particles by the photographic method. Pergamon Press
- III-2: G. Alexander et al. Il Nuovo Cimento, XX, 4, 1.960, (1.961)
- III-3: Yu F. Gagarin et al. Soviet Journal of Nuclear Physics, 11, 6, 698, (1.970)
- III-4: A. M. Baldin et al. Sov. Jour. of Nucl. Phys. 18,1,41,(1.974)
- III-5: A. M. Baldin et al. Sov. Journ. of Nucl. Phys. 21,5,517,(1.975)
- III-6: B. Jakobsson et al. LUIP-CR-75-14, (1.975)
- III-7: B. Jakobsson, A. Ruiz et al. Cosmic and Subatomic Physics Report LUIP 7708, (1.977)
- XVth Intern. Conference on Cosmic Ray, Plovdiv (Bulgaria), HE-38, (1977)
- Comunicación presentada al OAK-RIDGE Meeting on Heavy Ion Collisions, (1977)
- B. Jakobsson. CRN/PN 77-3, (1.977)
- III-8: J. Papp et al. Phys. Rev. Letters, 34,10,601, (1.975)
- III-9: R.P. Feynman. Phys. Rev. Letters, 23, 1.415, (1.969)
- III-10: E. S. Schroeder. LBL, 5082,5083,5084, (1.976)
- III-11: R.J. Glauber. High Energy Physics and Nuclear Structure (Devons), (1.970)
- III-12: CERN-HERA-Report 73-1, (1.973)
- III-13: UCRL-Report 20000 NN, (1.970)
- III-14: A. Chaumeaux et al. Nuclear Physics A 267, 413, (1.976)
- III-15: E.J. Moniz et al. Phys. Rev. Letters, 26, 8, 445, (1.971)
- III-16: W. Czyz & L. Maximon. Ann. of Physics 52, 59, (1.969)

- III-17: V. Franco and W. Nutt. Internal Report Brooklyn College, NY, (1.977)
- III-18: P.J. Karol. Phys. Rev. C, 11, 4, 1.203, (1.975)
- III-19: Hofstädter et al. Ann. Rev. of Nuclear Science, 7, (1.957)
- III-20: A. Lavín. Tesina licenciatura (Univ. Santander, 1.977)
- III-21: V. Bevington. Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences (Mc Graw-Hill), (1.969)
- III-22: J.S. Trefil and F.V. Hippel. Phys. Rev. D, 7, 7, 2000, (1.973)
- III-23: V.I. Krylov. Approximate Calculation of Integrals (Mc Millan NY), London, (1.962), pp. 100-111 & 337-338
- III-24: K. Harada. Prog. Theor. Phys. 26, 667, (1.961)
- III-25: Y. Maeda. Journal of the Phys. Soc. of Japan 18,7,945,(1.963)
- III-26: A. Osman. Lettera al Nuovo Cimento 14,11,413, (1.975)
- III-27: G. Földt. Nuclear Physics A254, 341, (1.975)
- III-28: A. N. Antonov. Bulg. Journal Phys. II, 4, 287, (1.975)
- III-29: I. Ahmad. Internal Report Int. Conf. for Theor. Physics, Trieste (1.977)
- III-30: Meng-Ta Chung. Phys. Rev. D, 15,1,197, (1.977)
- III-31: E. Fermi. Prog. Theor. Phys. 5, 570, (1.950)
Phys. Rev. 81, 683, (1.951)
- III-32: L.D. Landau. Collected Papers of L.D. Landau (Gordon & Breach) (1.977)
- III-33: I.Ya Pomeranchuk. Dokl. Akad. Nauk. USSR, 78,889, (1.951)
- III-34: K. Gottfried. High Energy Physics and Nuclear Structure-1.975 proceedings of the 6th intern. Conf. Los Alamos y Santa Fé (editado por D.E. Nagle, AIP, NY, pag. 211), (1.975)
- III-35: H.B. Mathis and Meng-Ta Chung. FUB-HEP. Abril 77/11

Cap. IV. DISTRIBUCIONES ANGULARES

IV.1 Distribuciones angulares en el espacio longitudinal

- Trazas blancas
- Trazas grises y negras

Teoría de la evaporación nuclear. Partículas α "forward"

Teorías hidrodinámicas

IV.2 Distribuciones angulares en el espacio transversal.

- Generación del espacio fase
- Análisis de resultados

BIBLIOGRAFIA

El análisis de las distribuciones angulares proporciona un marco adecuado al estudio de la dinámica interactiva. Estudios tan dispares como teoría de la cascada y la evaporación, hidrodinámica y termodinámica nuclear, modelos "fireball" ó procesos "Knock-on" dan diferentes resultados en este análisis. Todos ellos son, en definitiva, modelos apropiados al caso nuclear, pero el análisis de las leyes asintóticas que rigen el comportamiento hadrónico puede ser también estudiado en este caso. Ello es debido a que los modelos hadrónicos actualmente elaborados se refieren en gran parte a las interacciones individuales entre subsistemas componentes. Y en el caso nuclear, éstos son bien conocidos, los nucleones (ref. IV-1)

En tal situación, analizaremos en primer lugar la fenomenología subyacente en nuestras distribuciones angulares en el espacio longitudinal y posteriormente en el espacio transversal, teniendo éste la ventaja de poder construir un espacio fase que respete la cinemática de la interacción y la conservación de las leyes fundamentales.

I.-Distribuciones angulares en el espacio longitudinal

Hemos analizado, en primer lugar, las distribuciones de ángulos reales para los conjuntos de trazas blancas, grises y negras, de nuestras interacciones. La separación en el análisis la hacemos de acuerdo con los presupuestos clásicos que atribuyen las primeras a las partículas de carga unidad, procedentes de la fragmentación del proyectil y a la producción múltiple, mientras las grises son fundamentalmente protones de retroceso producidas en el proceso de cascada intranuclear, y partículas α de la fragmentación del proyectil. Por su parte las negras constituyen la componente de eva-

poración del núcleo blanco y los fragmentos de carga superior a 2 del núcleo proyectil.

Las distribuciones están expuestas en las Fig. 1 a 3.

Exponemos asimismo en las Fig. 4 a 6, las distribuciones correspondientes, en la variable

$$y = - \ln \operatorname{tg} \theta/2$$

siendo θ el ángulo real de la traza con respecto a la dirección de incidencia.

Esta variable tiene la ventaja de asimilarse a la "rapidity", a energías asintóticas, con lo cual sus distribuciones aproximan la geometría a la dinámica de la interacción, que muy diversos modelos (Landau, Carruthers, Gottfried,....) la utilizan como base de sus cálculos y predicciones. No obstante, éste no es nuestro caso, como demostraremos en el apéndice 6, por lo cual nos limitamos a exponerla como una variable geométrica más, que pueda ser indicativa a la hora de las conclusiones.

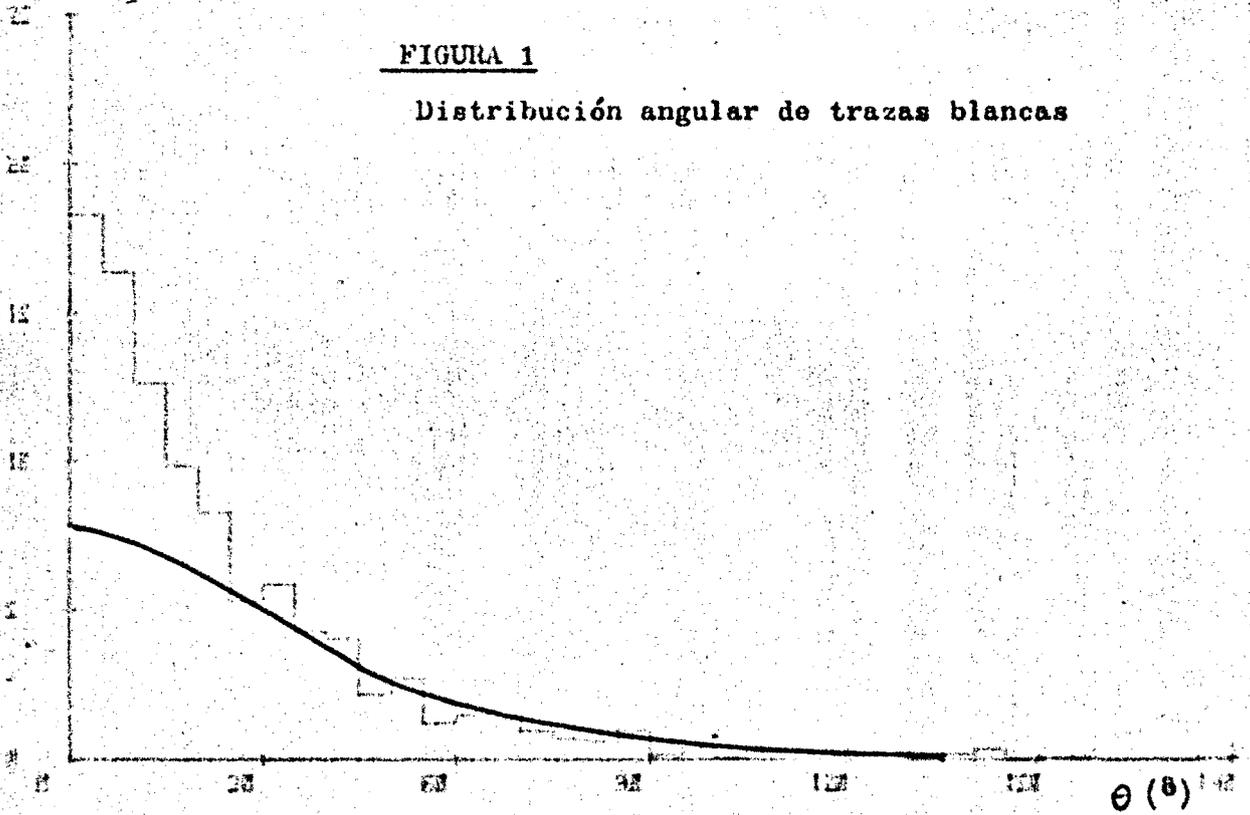
I-1 Distribuciones de trazas blancas

Observamos, en la Fig. 1, la existencia de un gran pico "forward", junto a una extendida distribución de partículas a gran ángulo. Cálculos de la distribución piónica (ref. IV-2) basados en la producción múltiple en interacciones individuales nucleón-nucleón, y supuesta isotropía en la distribución angular en sistema C.M. dan los resultados expuestos en la misma figura. Observamos que los acuerdos con los resultados experimentales son buenos para ángulos grandes, dando soporte al mecanismo de producción piónica. Sin embargo, a ángulos pequeños no es el caso. En esta zona, la distribución es atribuible a protones de evaporación del núcleo proyectil, que serán más frecuentes en las interacciones periféricas, es decir, en

Frecuencia(%)

FIGURA 1

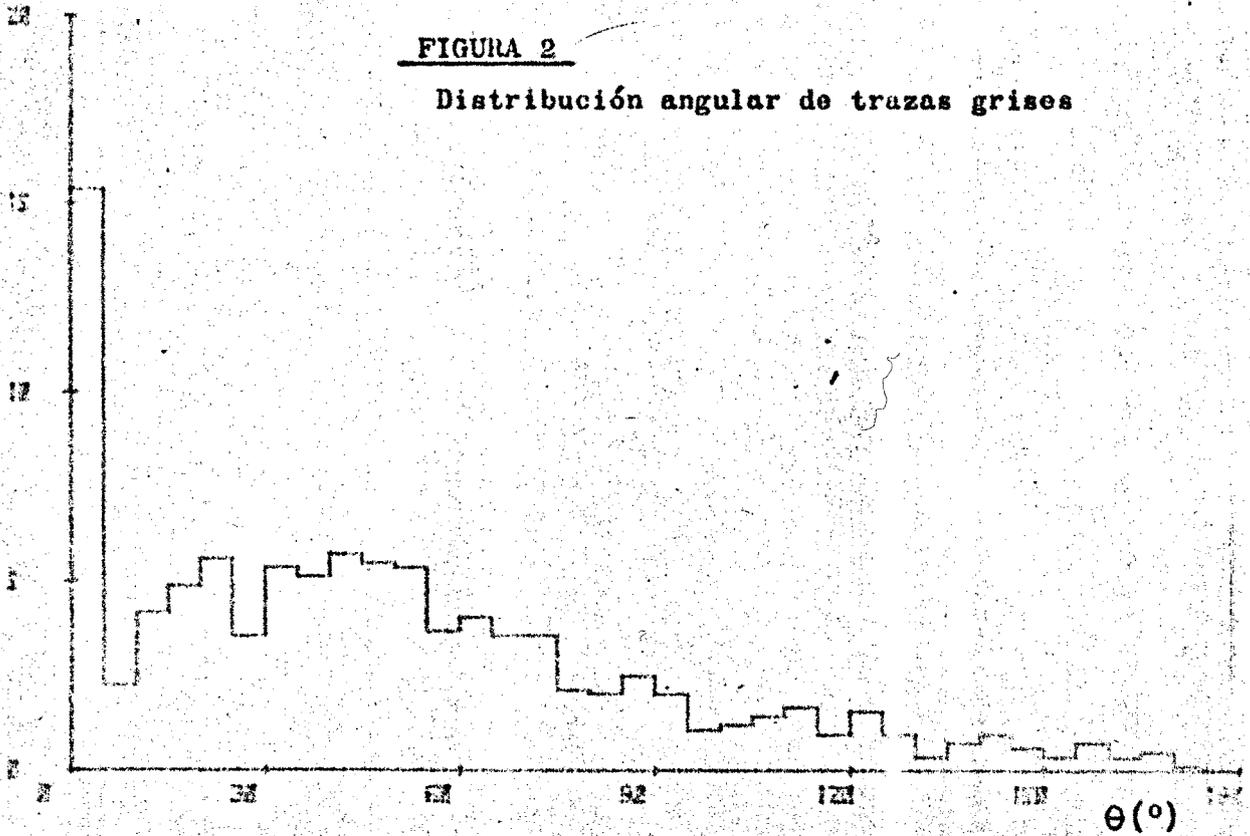
Distribución angular de trazas blancas



Frecuencia(%)

FIGURA 2

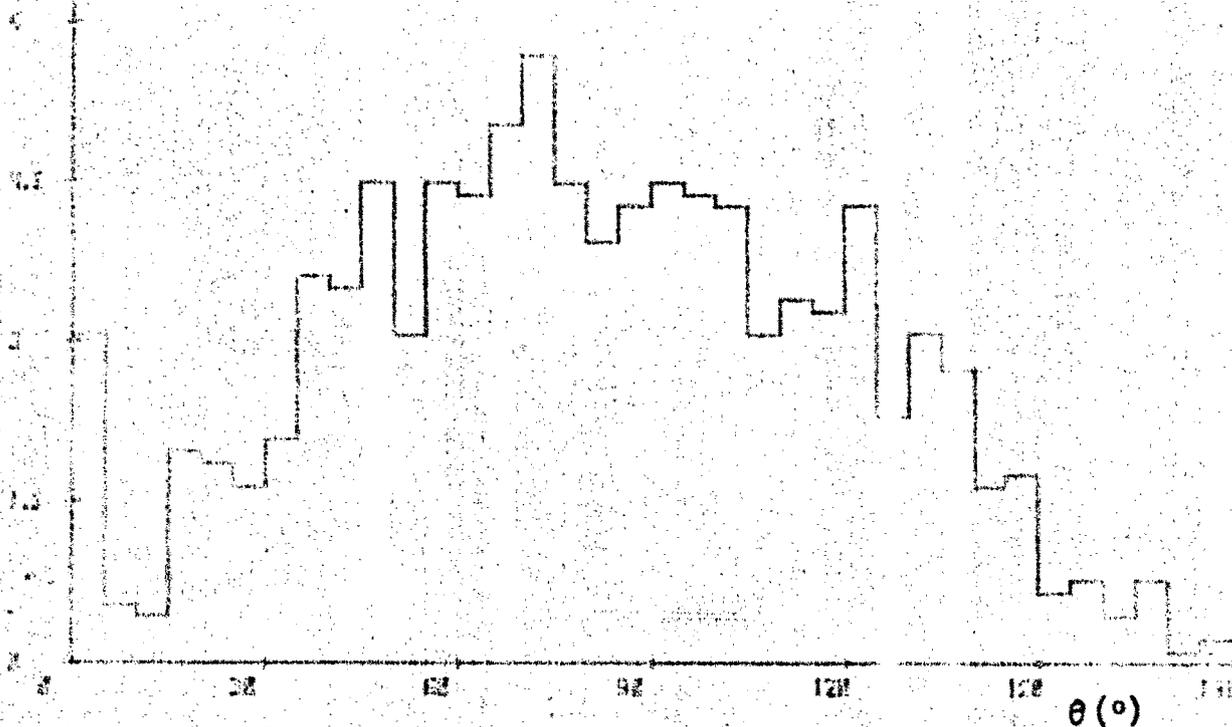
Distribución angular de trazas grises



Frecuencia(%)

FIGURA 3

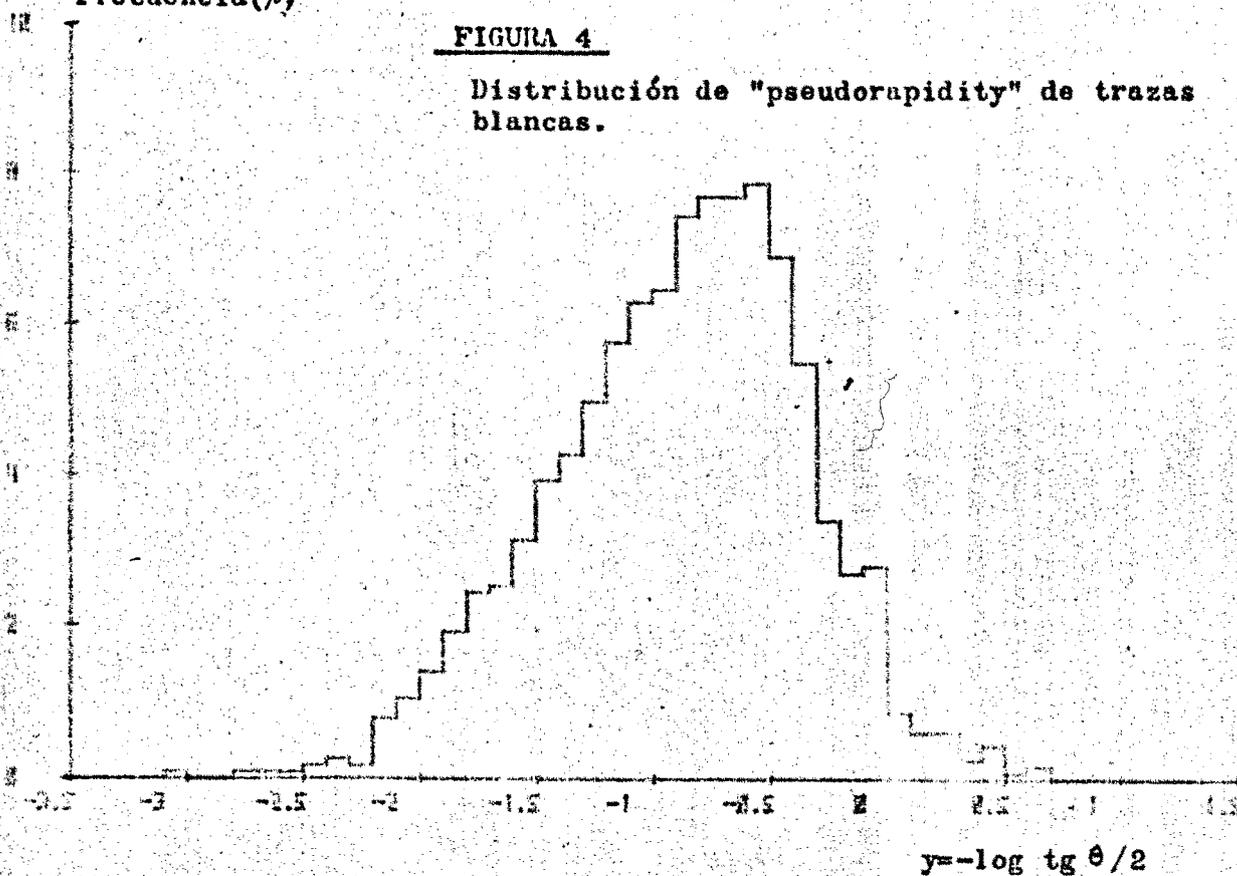
Distribución angular de trazas negras



Frecuencia(%)

FIGURA 4

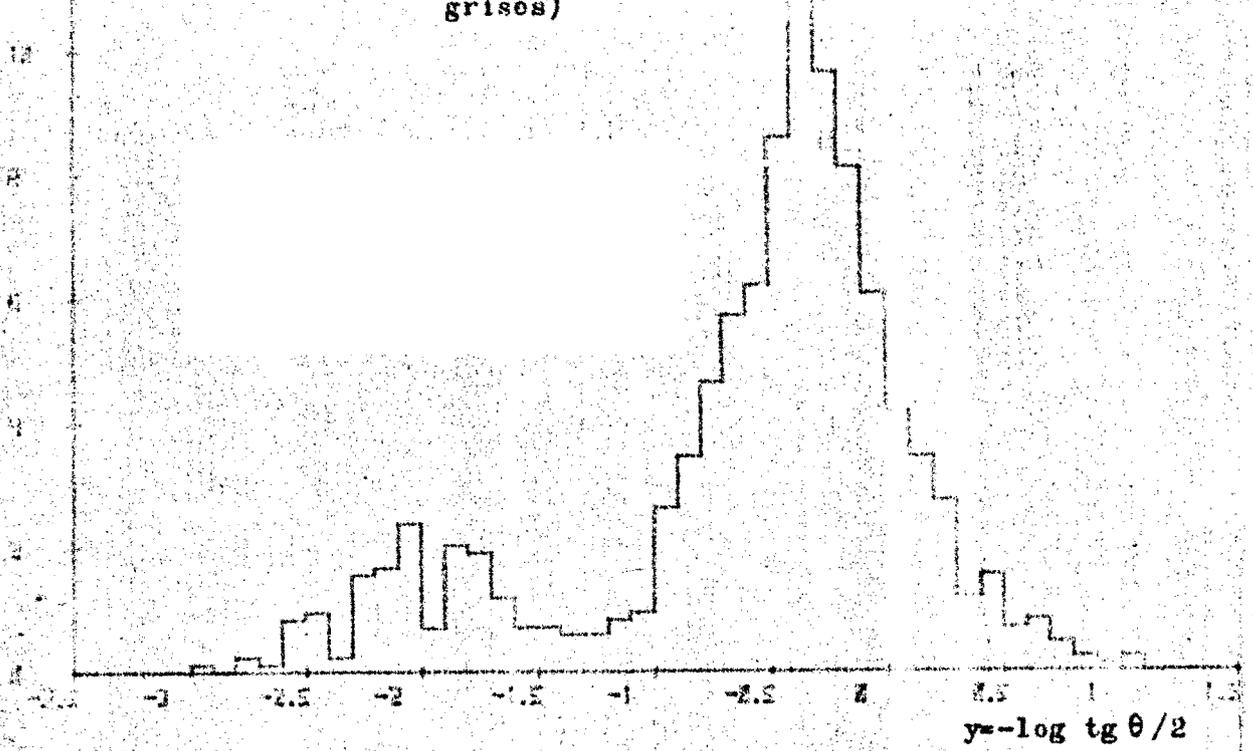
Distribución de "pseudorapidity" de trazas blancas.



Frecuencia(%)

FIGURA 5

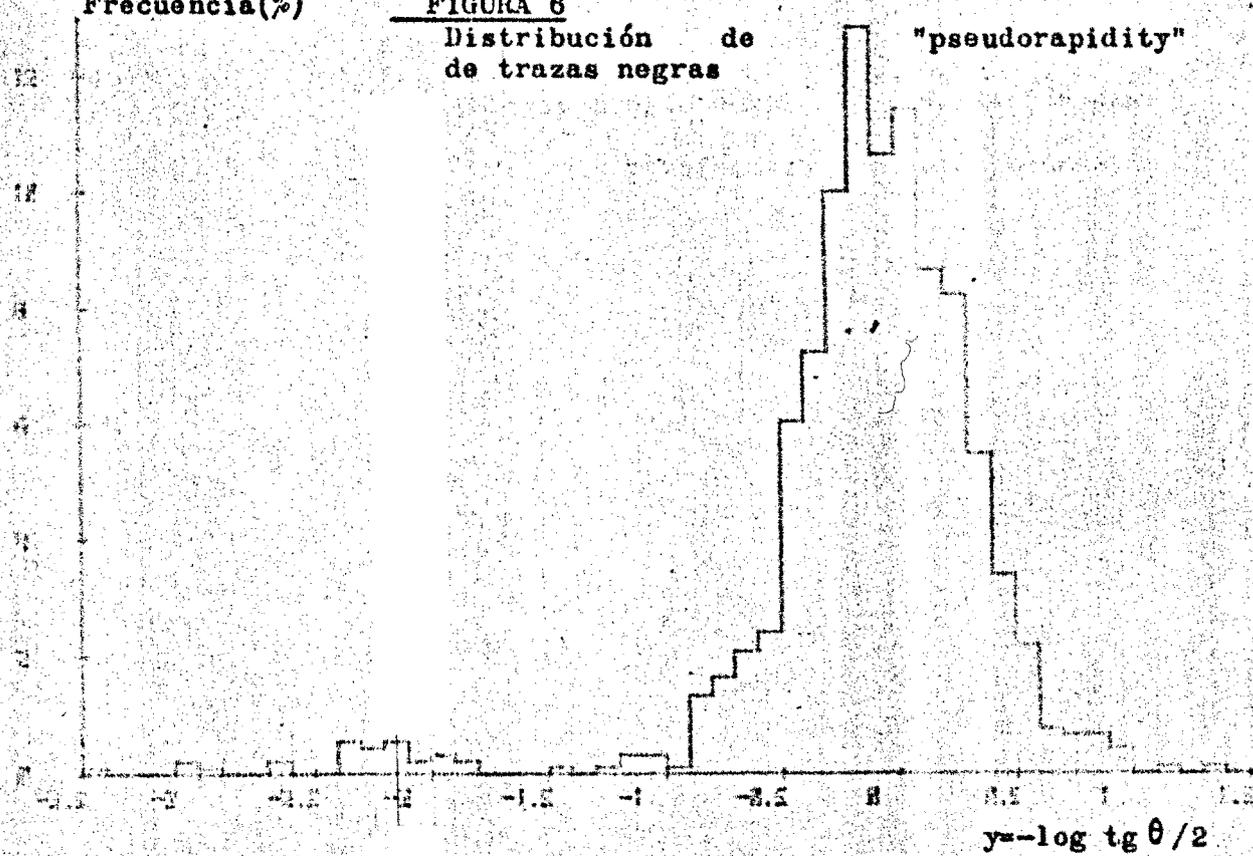
(Distribución de "pseudorapidity" de trazas grises)



Frecuencia(%)

FIGURA 6

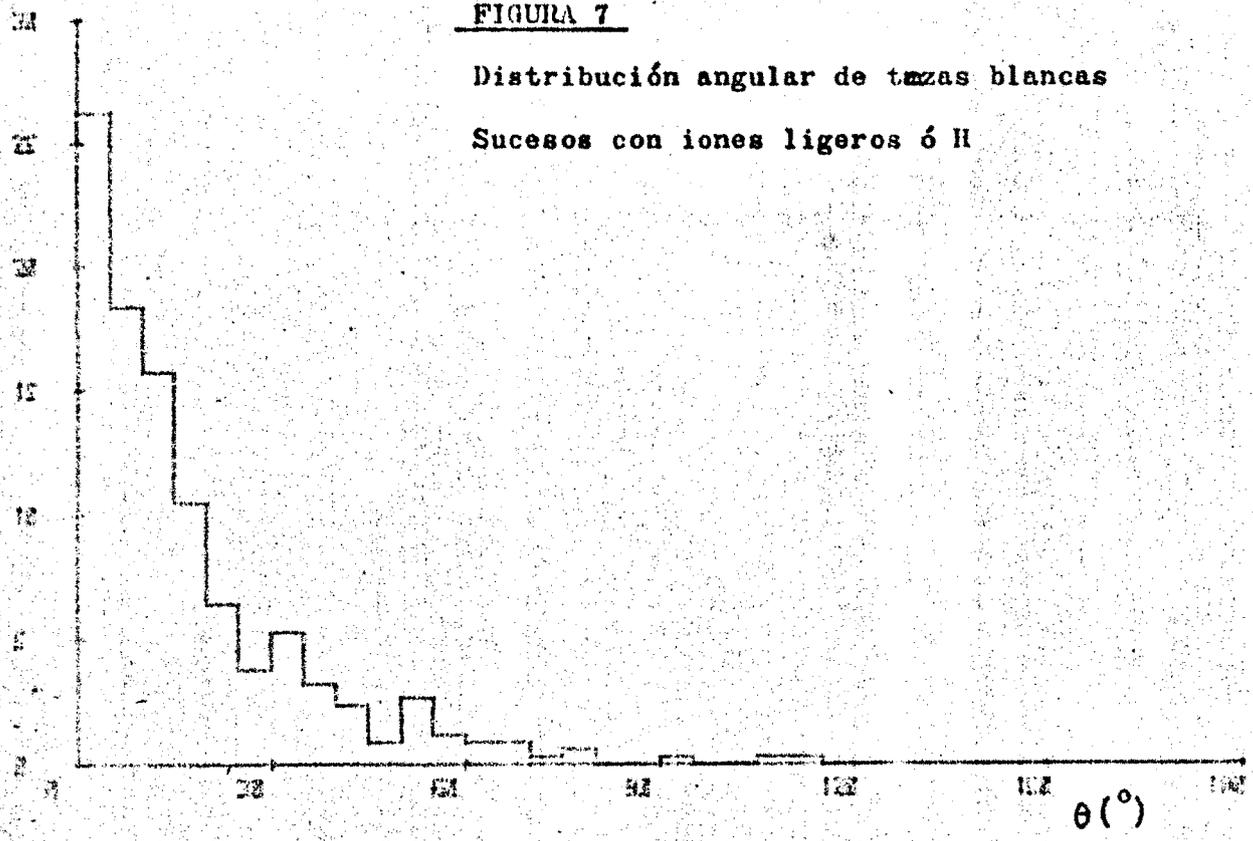
Distribución de "pseudorapidity" de trazas negras



Frecuencia(%)

FIGURA 7

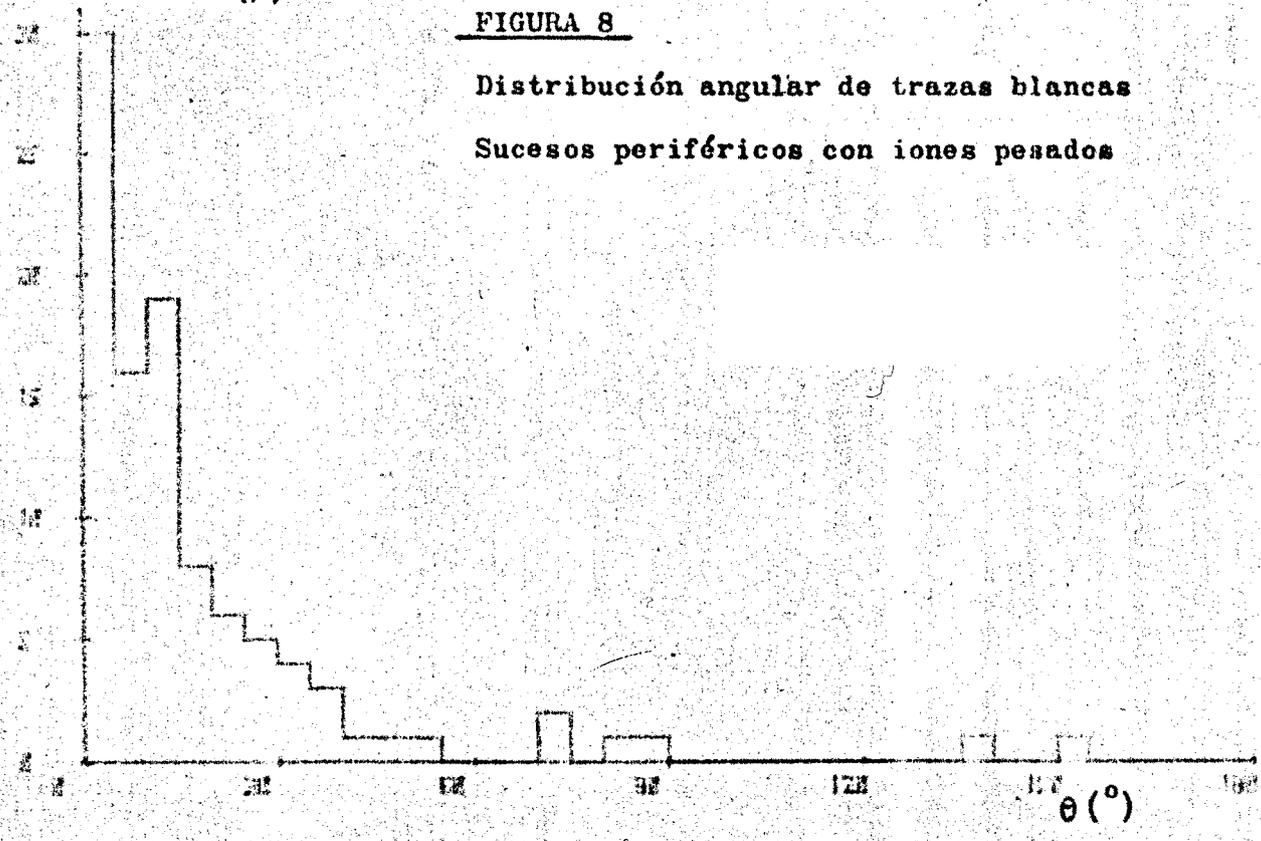
Distribución angular de trazas blancas
Sucesos con iones ligeros ó H



Frecuencia(%)

FIGURA 8

Distribución angular de trazas blancas
Sucesos periféricos con iones pesados

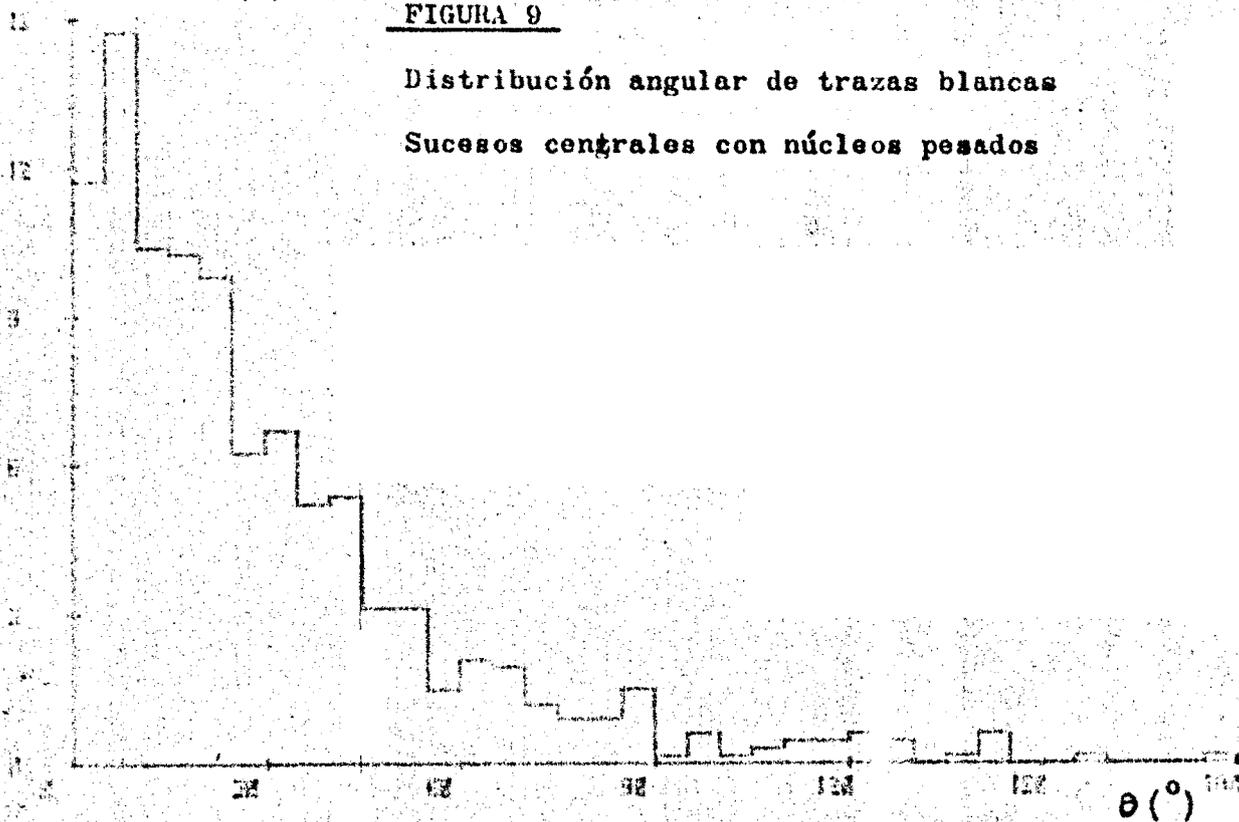


Frecuencia(%)

FIGURA 9

Distribución angular de trazas blancas

Sucesos centrales con núcleos pesados

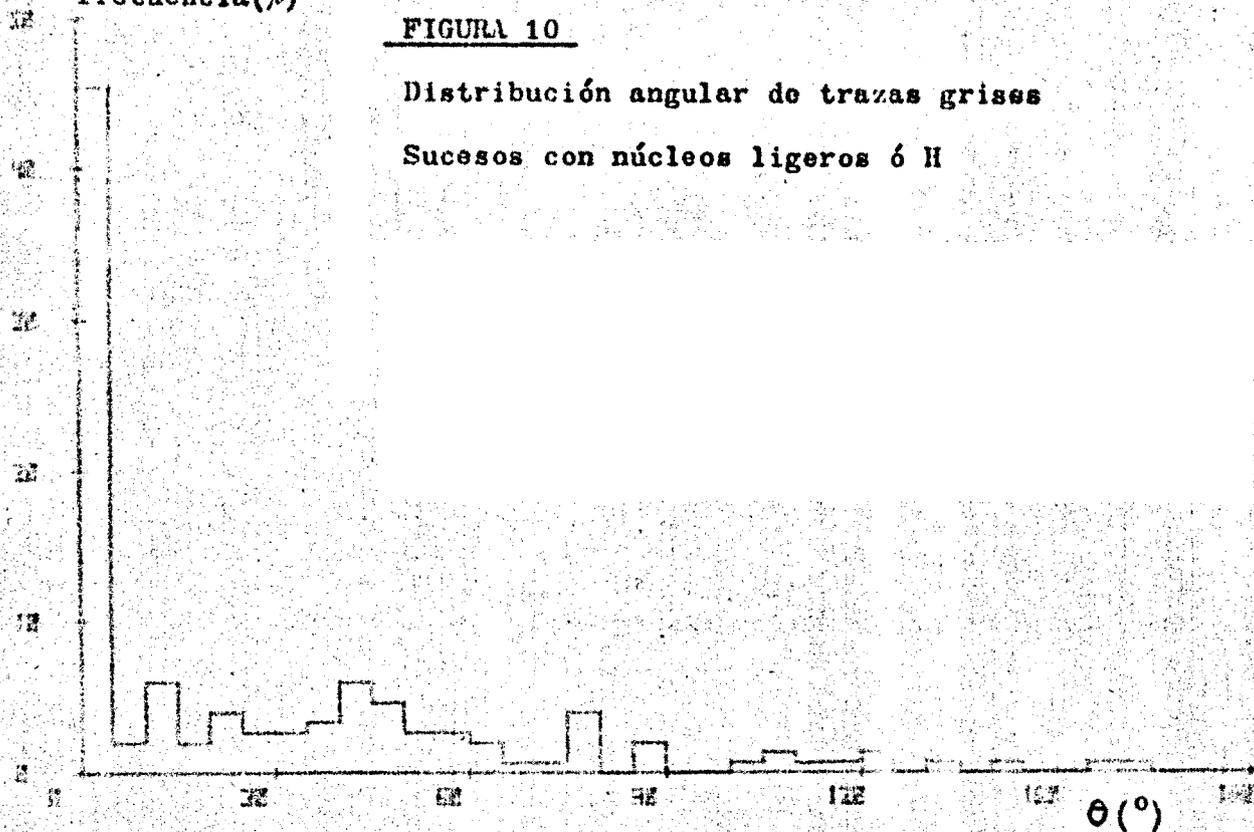


Frecuencia(%)

FIGURA 10

Distribución angular de trazas grises

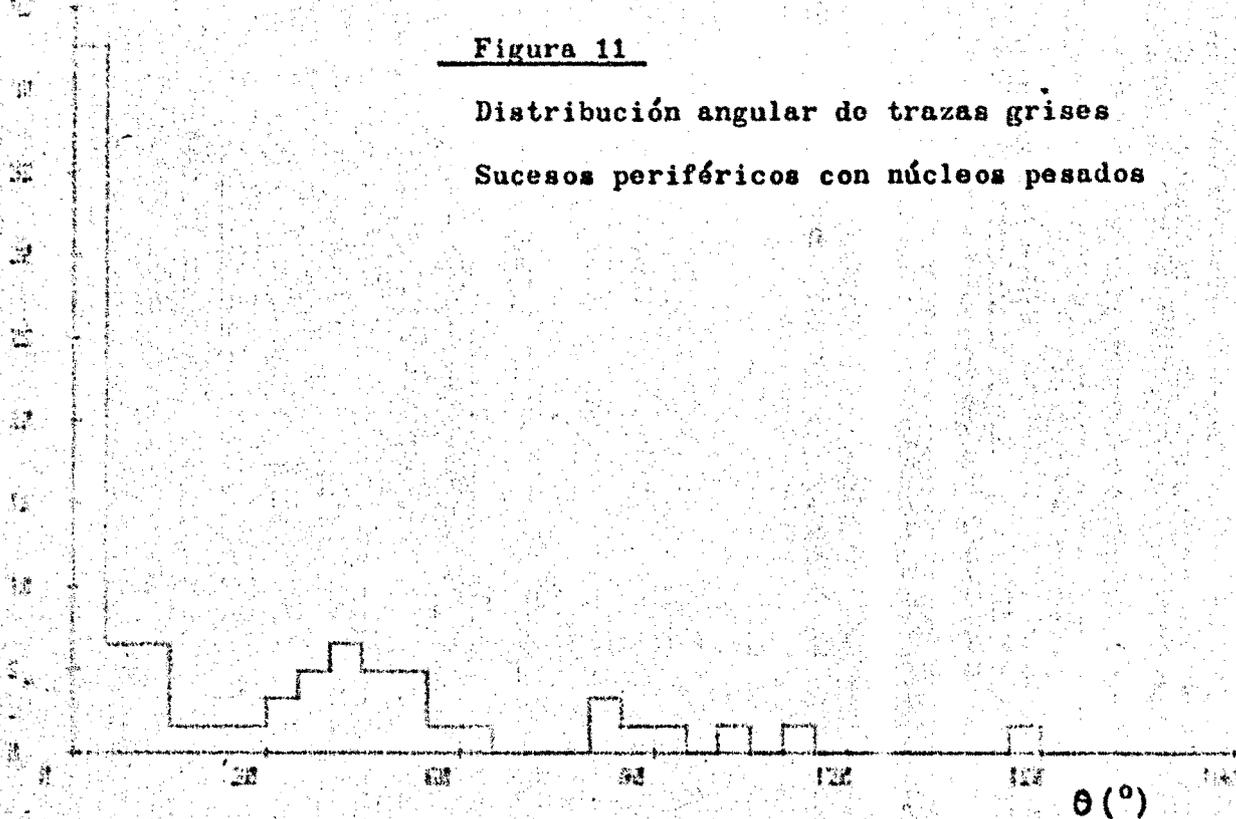
Sucesos con núcleos ligeros ó H



Frecuencia (%)

Figura 11

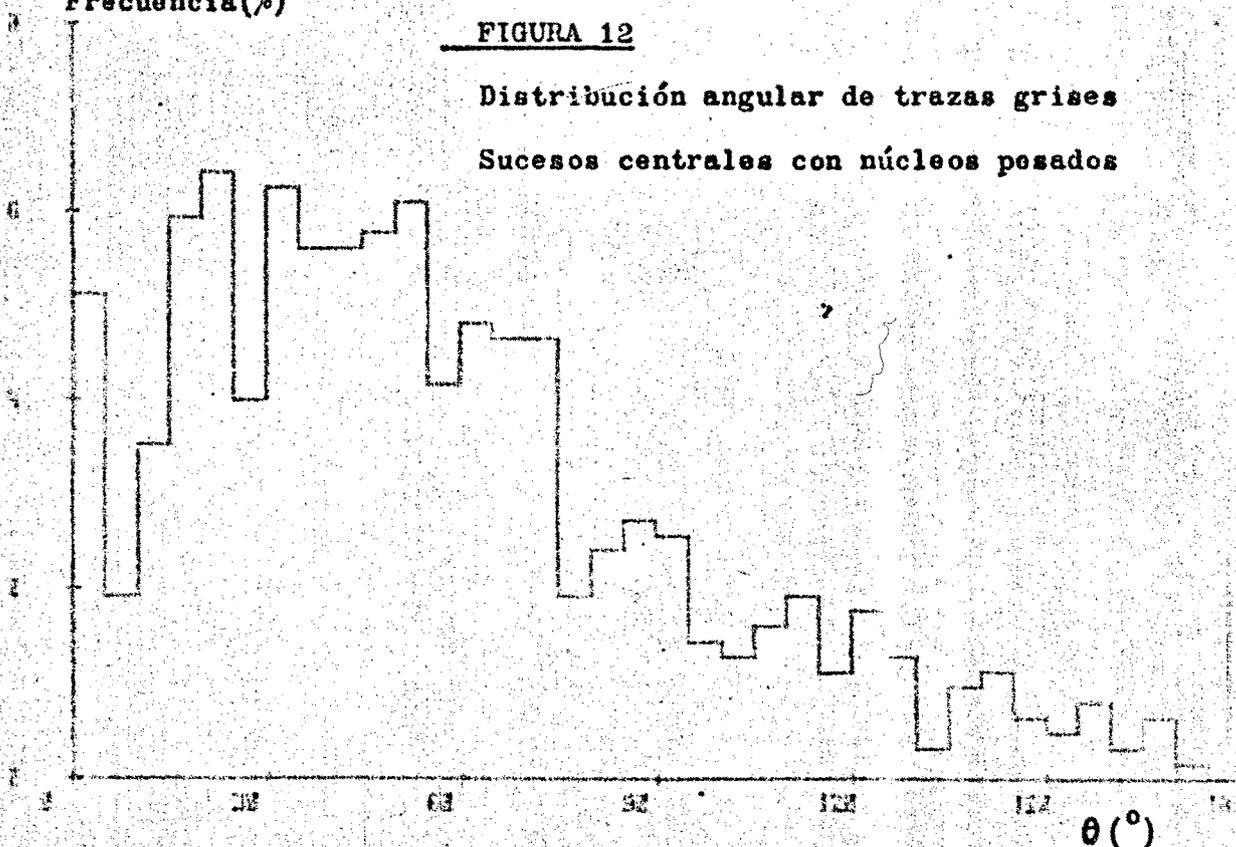
Distribución angular de trazas grises
Sucesos periféricos con núcleos pesados



Frecuencia (%)

FIGURA 12

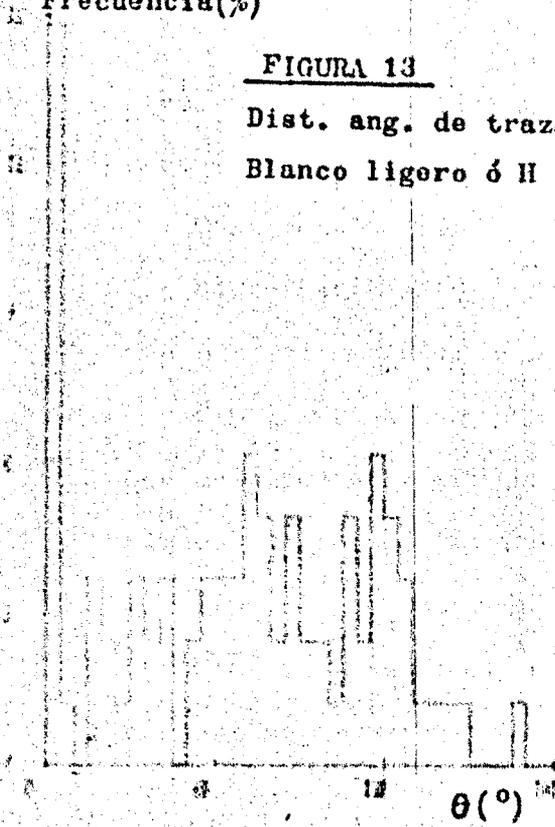
Distribución angular de trazas grises
Sucesos centrales con núcleos pesados



Frecuencia(%)

FIGURA 13

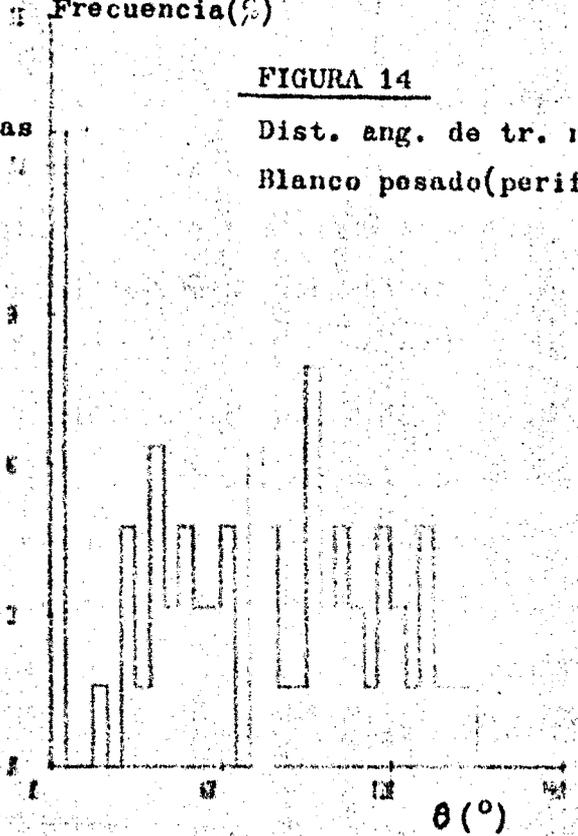
Dist. ang. de trazas negras
Blanco ligero ó II



Frecuencia(%)

FIGURA 14

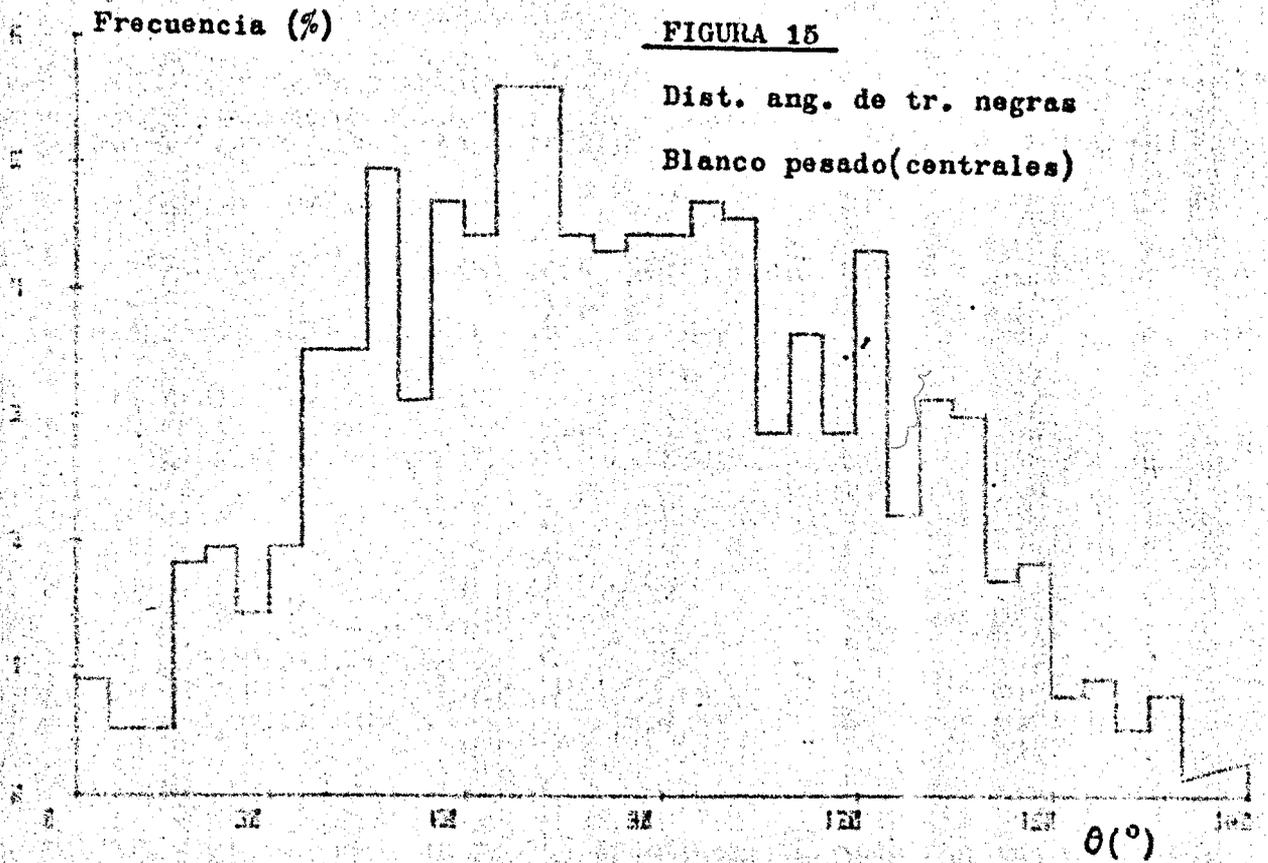
Dist. ang. de tr. negras
Blanco pesado(perif.)



Frecuencia (%)

FIGURA 15

Dist. ang. de tr. negras
Blanco pesado(centrales)



aquéllas que presentan menor proporción de trazas grises y negras, características de la materia nuclear interactuante.

Ello resulta confirmado en las Fig. 7, 8 y 9 donde exponemos las distribuciones angulares de trazas blancas, separándolas según el tipo de interacción.

Sin embargo, aún queda una zona intermedia, entre 5° y 20° , que no puede ser atribuible a ninguno de los dos mecanismos anteriores. Esta zona hay que atribuirla a protones de retroceso que en el proceso de cascada intranuclear salen con energía suficiente para dar traza blanca, ó bien a fenómenos colectivos no considerados en este sujeto, como procesos "Knock-on" con agregados α

I-2 Distribuciones de trazas grises y negras

Según podemos deducir en las Fig. 2 y 5, hay 2 componentes fundamentales en la distribución de trazas grises:

-una componente con un ángulo inferior a 1 radián, atribuible sobre todo a las partículas α procedentes de la fragmentación del ión incidente.

-una componente extendida, a todo el espectro, debida a protones de retroceso emitidos en el proceso de cascada y a piones lentos producidos en el mismo.

Ello viene reafirmado en las Fig. 10 a 12, donde observamos que el pico "forward" aparece sobre todo en las colisiones de naturaleza más periférica, mientras sucede lo contrario con las partículas emitidas a gran ángulo.

Una estructura similar aparece en las distribuciones de trazas negras, Fig. 3 y 6, si bien mucho más acusada en la componente a gran ángulo, que a su vez está desplazada hacia ángulos mayores y es atribuible fundamentalmente a procesos de evaporación del núcleo blanco. (Fig. 13 a 15).

Antes de efectuar un análisis más detallado de estas componentes, observamos la asimetría existente entre trazas hacia delante y hacia detrás ("forward - backward") en la distribución de trazas negras, contrariamente al presupuesto de emisión isotrópica en su propio sistema, dado por la teoría de la evaporación nuclear.

Resulta

$$\frac{F}{B} = 1.33 \pm 0.13$$

Si adoptamos el criterio seguido por Anderson y col. (ref. IV-2) de suponer que esta asimetría es una consecuencia de que el núcleo blanco sufre un retroceso como consecuencia de la interacción y, en consecuencia, el sistema de emisión tiene una velocidad β_r según la dirección incidente, se verificará

$$\cotg \theta_{\frac{1}{2}} = \frac{\beta_r / \beta_0}{1 - \beta_r^2} \quad (1.1)$$

siendo $\theta_{\frac{1}{2}}$ el ángulo medio de evaporación de las partículas, en el sistema laboratorio y β_0 la velocidad media de las partículas de evaporación en C.M. Resulta así:

$$\left. \begin{array}{l} \theta_{\frac{1}{2}} = 84^\circ \\ \beta_0 (\langle E \rangle = 18 \text{ Mev/nucleón}) = 0.19c \end{array} \right\} \Rightarrow \beta_r = 0.020 c$$

un valor bastante próximo a otros resultados experimentales anteriores (0,029, Alexander et al (ref. III-2); 0,022, Anderson et al (ref. IV-2); 0,020, Baker et al (ref. IV-3))

I-2-1 Teoría de la evaporación nuclear. Partículas α "forward"

Hemos indicado anteriormente como la componente "forward" de la distribución de las grises era atribuible, sobre todo, a partículas α de fragmentación del ión incidente. Si ello fuera así, sus distribuciones angulares corresponderían a las obtenidas median-

te el análisis de la fragmentación por el proceso de evaporación, en el sistema en que el proyectil está en reposo.

Sin entrar en detalles de exposición de la Teoría, seguimos el proceso utilizado por Le Couteur (ref. IV-5, IV-4) para concluir que:

- en el sistema centro de masas de los fragmentos excitados, las partículas se emiten isotrópicamente, con una distribución de probabilidades en energía dada por

$$P(E) dE = \frac{E-V}{T^2} \exp\left(-\frac{E-V}{T}\right) dE \quad (1.2)$$

siendo V la barrera de Coulomb para las partículas en consideración, habida cuenta de la electrostática clásica y de los efectos cuánticos asociados a la penetrabilidad de la barrera, así como los efectos debidos a la expansión térmica y a las vibraciones superficiales del núcleo.

Su valor es del orden de 2 Mev para protones y de 4 Mev para partículas α de acuerdo con los resultados obtenidos por algunos autores (Ref. IV-6)

T es la temperatura nuclear, de la que depende la energía de excitación del núcleo residual, resultando ser del orden de 5 a 7 Mev en interacciones relativistas.

E es la energía cinética adquirida por las partículas, que resulta ser inferior a 30 Mev/nucleón.

-en el sistema laboratorio podremos obtener las distribuciones angulares resultantes sin más que efectuar la transformación de Lorentz adecuada, habida cuenta de la velocidad de retroceso (β_r) adquirida por el núcleo excitado en su propio sistema, y que hemos analizado en el apartado anterior.

De acuerdo con Werbrouck (ref. IV-7)

$$S(E, \cos \theta) = S^*(E^*, \cos \theta^*) P/P^* \quad (1.3)$$

siendo S y S^* , respectivamente, las distribuciones en sistema laboratorio y sistema c. de m. y $E, E^*, \theta, \theta^*, P, P^*$ las energías, ángulo real y momento en los sistemas respectivos.

Dada la isotropía en c. de m.

$$S^*(E^*, \cos \theta^*) \equiv S^*(E^*) \propto \frac{E_c^* - V}{T^2} \exp\left(-\frac{E_c^* - V}{T}\right) \quad (1.4)$$

luego

$$S(E, \cos \theta) \propto \frac{E_c^* - V}{T^2} \exp\left(-\frac{E_c^* - V}{T}\right) \frac{P}{(\gamma^2 (P \cos \theta - \beta E)^2 + P^2 \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}} \quad (1.5)$$

siendo: γ el factor de Lorentz

$$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$$

β , vel. del sistema c. de m. respecto al sistema laboratorio.

Por su parte, la energía cinética;

$$E_c^* = E^* - m = \sqrt{P^{*2} - m^2} - m$$

$$P^* = (\gamma^2 (P \cos \theta - \beta E)^2 + P^2 \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}} \quad (1.6)$$

$$P = \sqrt{E^2 - m^2}$$

con lo cual la expresión (1.6) es calculable directamente en función exclusivamente de E, θ y β, m, V, T .

En el caso que nos ocupa $\beta_r \ll \beta_{\text{proyectil}}$ y, en consecuencia $\beta \sim \beta_{\text{proyectil}}$

Sin embargo, en nuestras distribuciones angulares puede tener influencia el ángulo de salida del proyectil y las observaciones responderán al esquema de la Fig. 16, siendo δ el ángulo de observación.

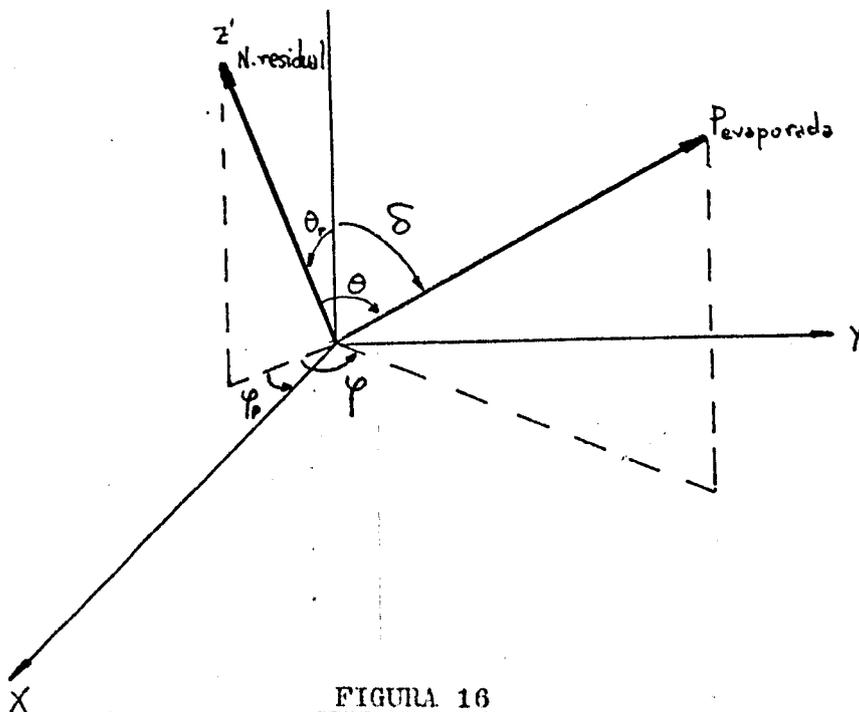


FIGURA 16

Se verifica

$$\cos \theta = \operatorname{sen} \theta_p \operatorname{sen} \delta \cos (\varphi - \varphi_p) + \cos \delta \cos \theta_p \quad (1.7)$$

A su vez

$$S(E, \theta) = S(E, \cos \theta) \cdot \operatorname{sen} \theta$$

$$S(\cos \delta, \varphi - \varphi_p) = S(\cos \theta, \varphi') \frac{\partial \cos \theta \partial \varphi'}{\partial \cos \delta \partial (\varphi - \varphi_p)} = S(\cos \theta, \varphi') \quad (1.8)$$

dada la ortonormalidad de la transformación y, en definitiva:

$$S(\delta) d\delta = \operatorname{sen} \delta \int d\varphi \int S(E, \cos \delta) dE \quad (1.9)$$

donde la integración ha de efectuarse a todas las energías laboratorio correspondientes a la gama de energías c. de m., entre 0 y 30 Mev. Para ello nos valemos de la expresión:

$$P = \frac{\gamma \beta E^* \cos \theta \pm \gamma \sqrt{P^{*2} - (\gamma \beta m)^2} \operatorname{sen}^2 \theta}{1 + (\gamma \beta)^2 \operatorname{sen}^2 \theta} \quad (1.10)$$

donde:

$$\text{si } \beta > \frac{P^*}{E}, \text{ valen ambos signos. Si no, sólo el signo +}$$

$$P^* > \gamma \beta m \text{ sen } \theta$$

A partir de estas expresiones hemos calculado las distribuciones teóricas de emisión de partículas α en sistema laboratorio, procedentes de la evaporación del núcleo residual incidente y las exponemos en la Fig. 20, junto con las distribuciones observadas experimentalmente. Estas han sido construídas a partir de los datos angulares en nuestras interacciones y mediante normalización en superficie, dados los errores asociados a cada una y asignando una distribución uniforme dentro de la barra de error.

Observamos, como otros autores (ref. IV-8, I-3), la existencia de partículas emitidas a gran ángulo, no explicables por la teoría de la evaporación.

De otra parte, exponemos en las Fig. 17, 18 y 19, las distribuciones correspondientes a diferentes blancos. Podemos observar un ensanchamiento en las distribuciones y un desplazamiento hacia mayores ángulos, a medida que crece el número atómico del núcleo blanco.

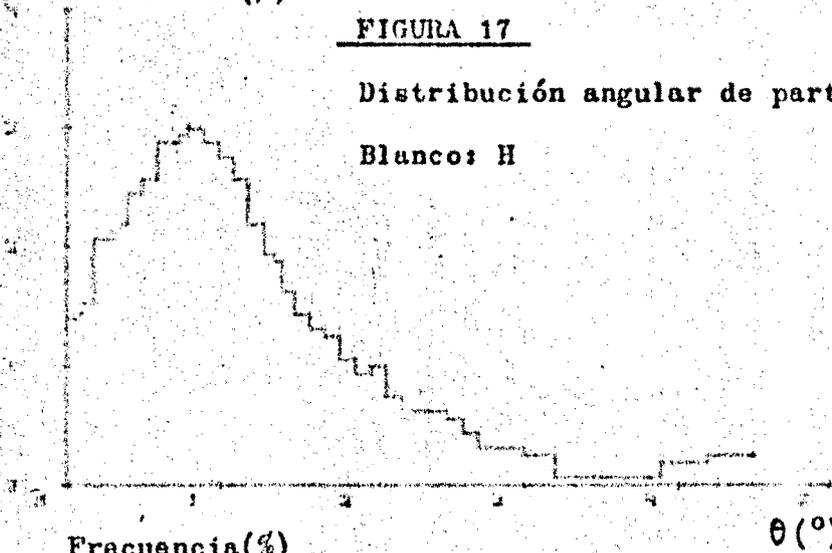
Todo ello indica la existencia de otros mecanismos, entre los que puede adquirir importancia los procesos cuasielásticos entre partículas α del proyectil y nucleones ó partículas α del blanco. Ello explicaría la forma de las distribuciones, dado que los resultados de la Fig. 19 son provenientes, fundamentalmente, de colisiones periféricas y es bien sabido que la mayor proporción de partículas α se encuentran en la superficie nuclear.

Frecuencia(%)

FIGURA 17

Distribución angular de partículas α "forward"

Blanco: H

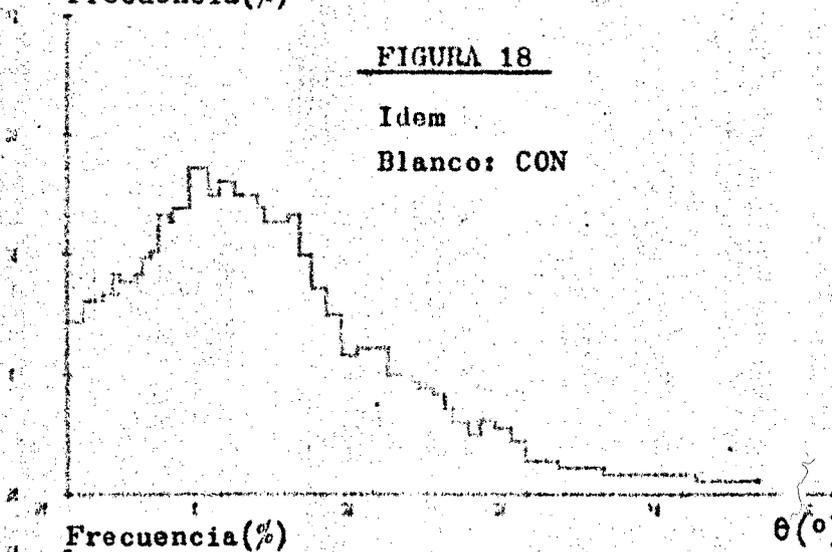


Frecuencia(%)

FIGURA 18

Idem

Blanco: CON

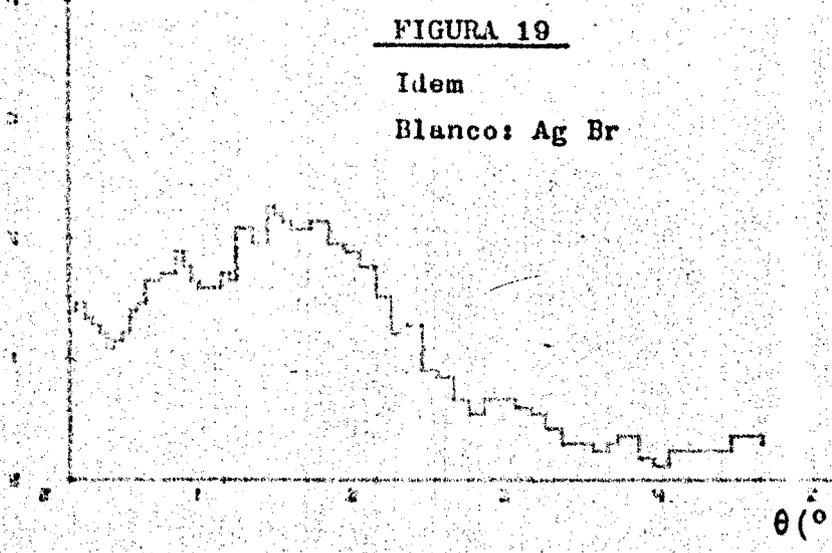


Frecuencia(%)

FIGURA 19

Idem

Blanco: Ag Br



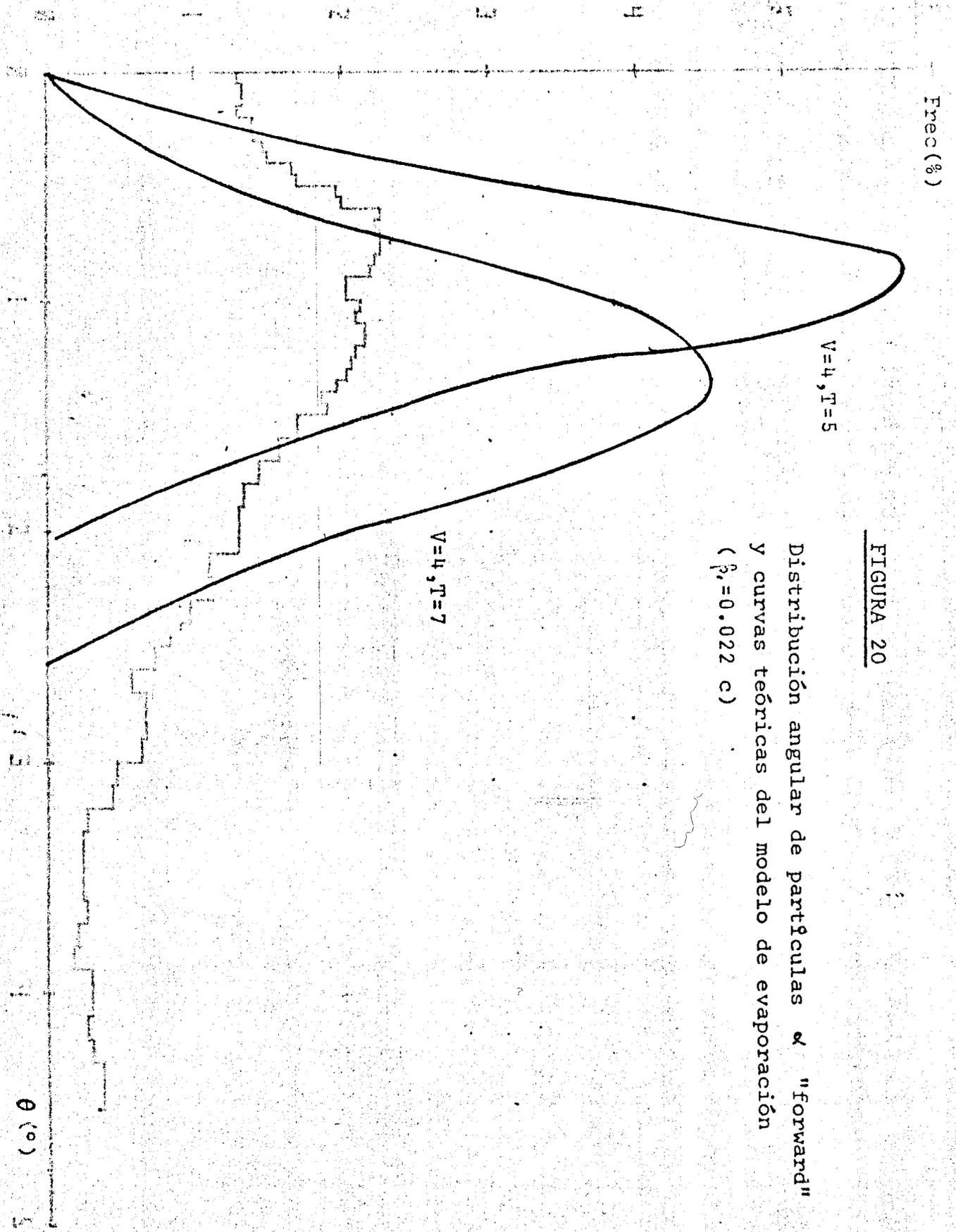


FIGURA 20

Distribución angular de partículas α "forward"
y curvas teóricas del modelo de evaporación
($\beta_0 = 0.022$ c)

Sin embargo los procesos "knock-on", según ha sido observado por otros autores (ref. IV-8), no son capaces de explicar la distribución total. De hecho, hemos observado partículas α relativistas a gran ángulo (en 19° , una de las interacciones) dándose la circunstancia de ser más frecuentes en colisiones centrales con núcleos blanco pesados. Ello es una indicación de fenómenos colectivos explicables hasta cierto punto por modelos hidrodinámicos, como veremos posteriormente.

I-2-2 Teorías hidrodinámicas

La existencia de partículas a gran momento transversal, no explicables por las teorías clásicas de cascada y evaporación, junto con el interés despertado por la posibilidad de producción de núclidos con una densidad de materia nuclear muy superior a la normal, hizo que se desarrollaran ideas hidrodinámicas en torno a las interacciones nucleares. Para ello se asimilan los núcleos interactuantes a gases y se analiza la interacción a partir de la dinámica relativista de fluidos, mediante las ecuaciones de conservación de la cinemática y del nº de nucleones y adoptando una ecuación de estado para la materia nuclear.

En la interacción se originan ondas de choque como consecuencia de que la velocidad del proyectil es superior a la velocidad del "sonido" en materia nuclear ($c_s \sim 0.2 c$)

Quizás el trabajo más significativo a propósito del mecanismo de que hablamos, sea el de Baumgardt y col. (ref. IV-9) en que analizan interacciones de 0-16 de 2,1 GeV/nucleón con núcleos de Ag, entre otros, y por tanto es directamente comparable con nuestros resultados.

A partir de los resultados de la teoría de la evaporación, ob-

tenidos en el apartado anterior y de la distribución de la Fig. 15, correspondientes a colisiones centrales con núcleos de Ag y ^{87}Br empleamos el mismo procedimiento de Baumgardt et al. de ajustar la distribución predicha por la teoría de la evaporación a la distribución de trazas negras para ángulos de 90° y mayores de 150° , donde no se esperan efectos hidrodinámicos.

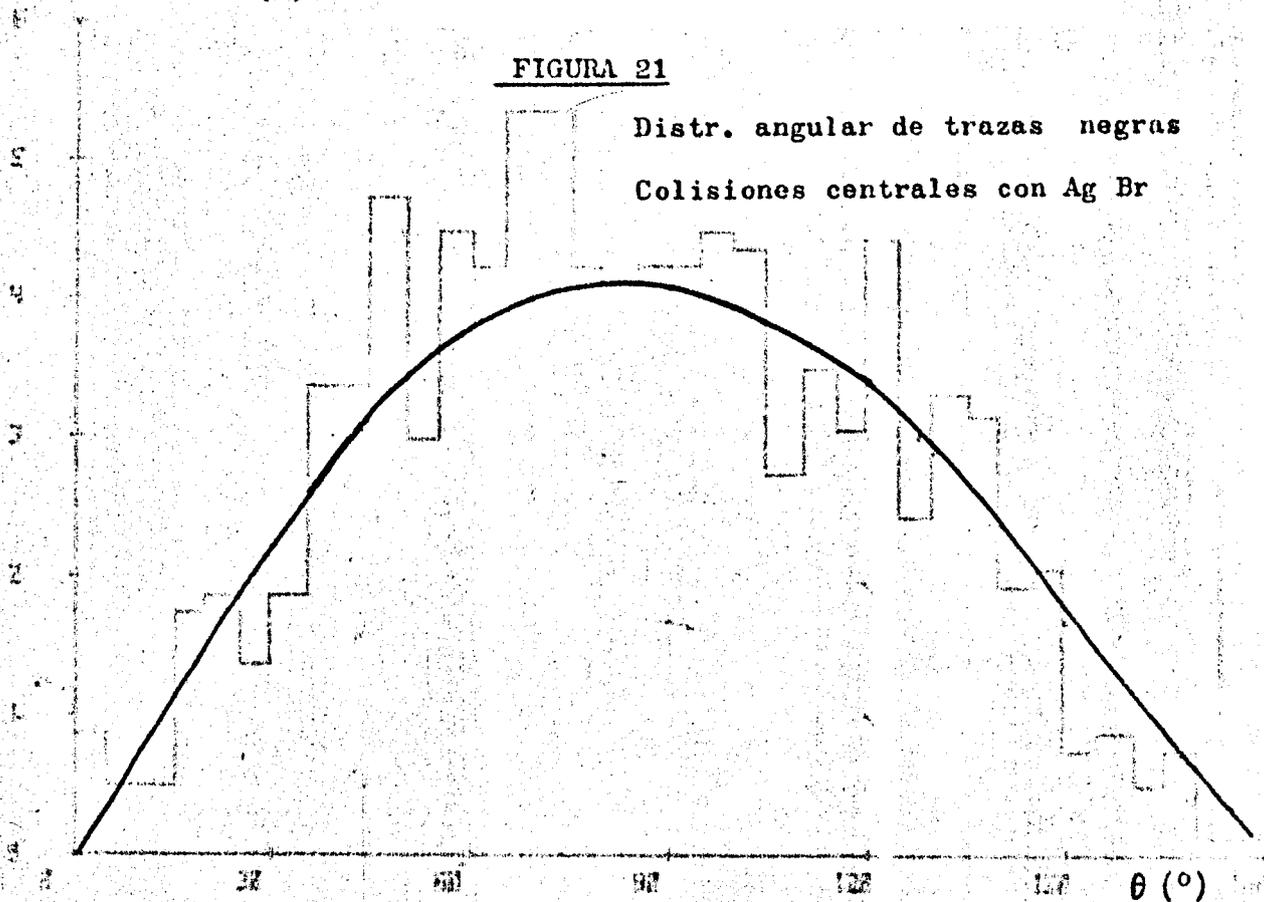
Los resultados están en la Fig. 21.

Restando posteriormente la distribución observada de la predicha por la teoría de la evaporación obtenemos los resultados de la Fig. 22. No podemos afirmar la existencia de ningún pico, ya que las diferencias observadas hay que atribuir las a fluctuaciones estadísticas. De hecho, trabajos posteriores al referido (ref. IV-10), ponen en duda la existencia de dicho pico, si bien afirman la existencia de fenómenos colectivos.

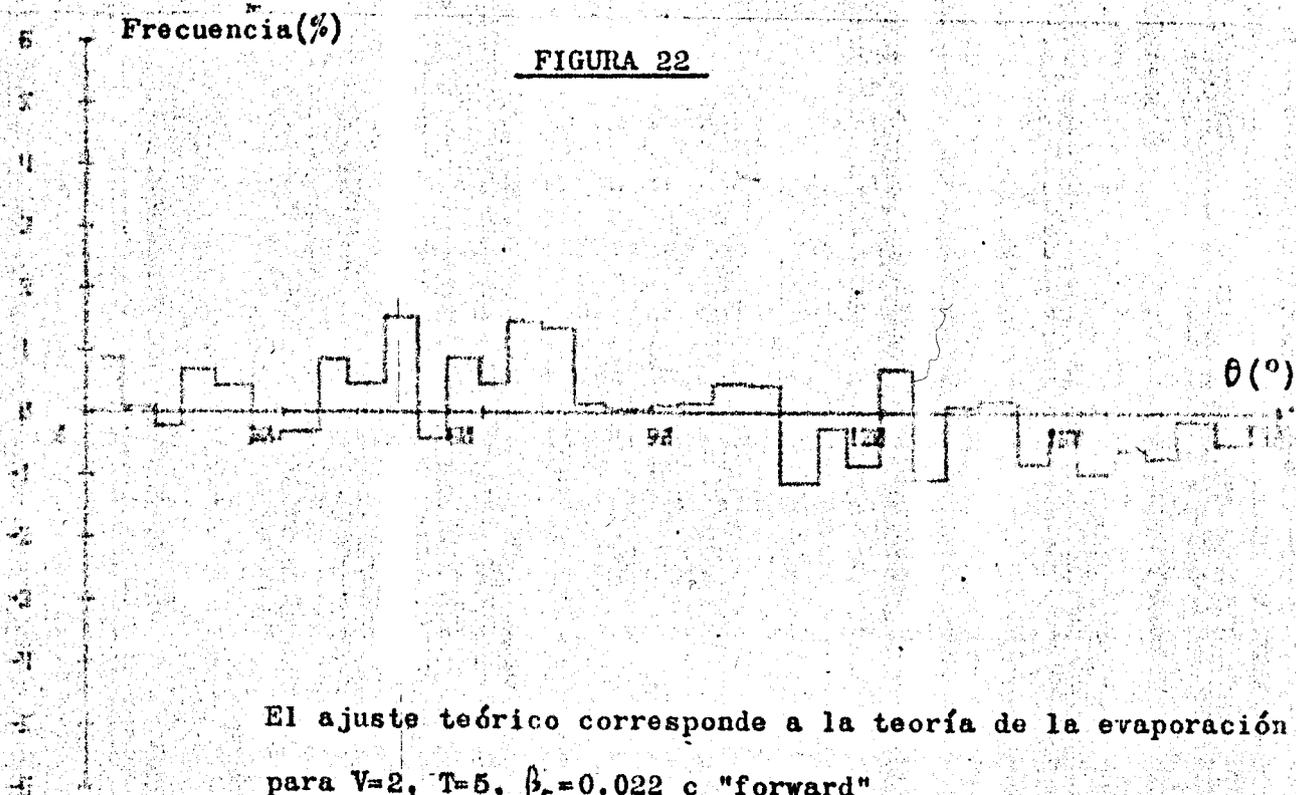
Además, en las consideraciones efectuadas en dicho trabajo, solo las partículas de baja energía (protones hasta 28 Mev y partículas α hasta 200 Mev/A) son detectadas y analizadas. Parece, sin embargo, interesante el análisis de zonas más altas en el espectro de energía que, por otra parte, dan la componente a gran momento transversal, difícilmente explicable por teorías de evaporación ó procesos cuasielásticos.

A este fin citamos otro trabajo básico en el análisis hidrodinámico de las interacciones nucleares relativistas: suscrito por el grupo de la Universidad de los Alamos (ref. IV-11, IV-12). En sus análisis introducen nuevos conceptos como la dependencia del tamaño nuclear y los efectos relativistas. Además, en sus últimos trabajos analizan el proceso mediante un modelo a dos fluidos que de cuenta de la transparencia parcial de los núcleos que interactúan. Sin embargo, no tienen en cuenta la producción mesónica, lo

Frecuencia(%)



Frecuencia(%)



El ajuste teórico corresponde a la teoría de la evaporación
para $V=2$, $T=5$, $\beta_r=0.022$ c "forward"

cual puede acarrear errores importantes.

Vamos a analizar sus valores teóricos en la aproximación a la dinámica de un fluido para colisiones centrales con un ión pesado. Ellos efectúan una subdivisión energética entre partículas con energías entre 0-20 Mev, 20-200 Mev y > 200 Mev.

Si consideramos la ionización relativa y el rango residual de protones y partículas α en emulsión K5, obtenemos los siguientes resultados (tablas Barkas ref. I-9)

20 Mev	$\frac{p}{550\mu}$	$\frac{\alpha}{74\mu}$	Rango residual (μ)
200Mev	2.26	9.1	Ionización relativa (respecto a la mínima)

Desafortunadamente no tenemos medio de distinguir entre partículas α ó protones, y en consecuencia nuestros resultados experimentales los estudiaremos de un modo cualitativo, sumando las contribuciones a todos los intervalos. Los resultados están expuestos en la Fig. 23, junto con los valores teóricos de Amsdem et al.

No se observa correspondencia alguna, ni de orden cualitativo. En la Fig. 24 hemos dividido los resultados en intervalos energéticos admitiendo que la proporción de partículas de carga unidad es mucho mayor. En este caso se advierte una mayor igualdad cualitativa, en la componente de baja energía, si bien nuestra distribución es mucho más isótropa. Ello es debido, en gran parte a la existencia de un gran nº de partículas energías inferiores a 20 Mev/nucleón, que no consideran los cálculos de Amsdem et al.

En cuanto a la componente de alta energía se observa un desplazamiento del máximo experimental hacia ángulos más pequeños. Esto debería esperarse, por dos motivos fundamentalmente:

i)- la contribución de la componente piónica, que, según vimos al comienzo de este capítulo, adquiere un máximo en la dirección hacia delante. Este componente no se considera en los cálculos hidrodinámicos y en cambio su influencia es notable no solamente por su contribución, sino además, como hace notar Sano y col. (ref. IV-13) por el efecto de la condensación piónica en el comportamiento de los máximos. De hecho, según ha puesto de manifiesto dicho autor, el efecto de pionización predice ángulos de laboratorio más pequeños. Ello es consecuencia de que, en una colisión central, el máximo está aproximadamente determinado por la expresión

$$\cos \theta_{C.M.} = \frac{c}{v} \quad \text{siendo } \theta_{C.M.} \text{ el ángulo en c.m.}$$

entre la normal al frente de onda y el eje de incidencia, y c la "velocidad del sonido" en materia nuclear. v representa la velocidad del flujo de masa en la región frontal del frente de ondas y ésta decrecerá como consecuencia de la energía cinética invertida en la producción piónica.

ii) De otra parte, los cálculos hidrodinámicos están efectuados para colisiones centrales, mientras que, nuestros resultados experimentales están tomados de aquellas interacciones, ciertamente centrales, pero con un parámetro de impacto no nulo. En consecuencia, aunque pensamos que éste efecto no sea tan acusado como el anterior, provocará también un ligero desplazamiento del pico hacia ángulos más pequeños, como pone de manifiesto el propio Amsdem en sus trabajos más recientes (ref. IV-12)

Frecuencia(%)

FIGURA 23

Distribución suma(ver texto)

— Cálculos Amsdem et al.

- - - Resultado experimental

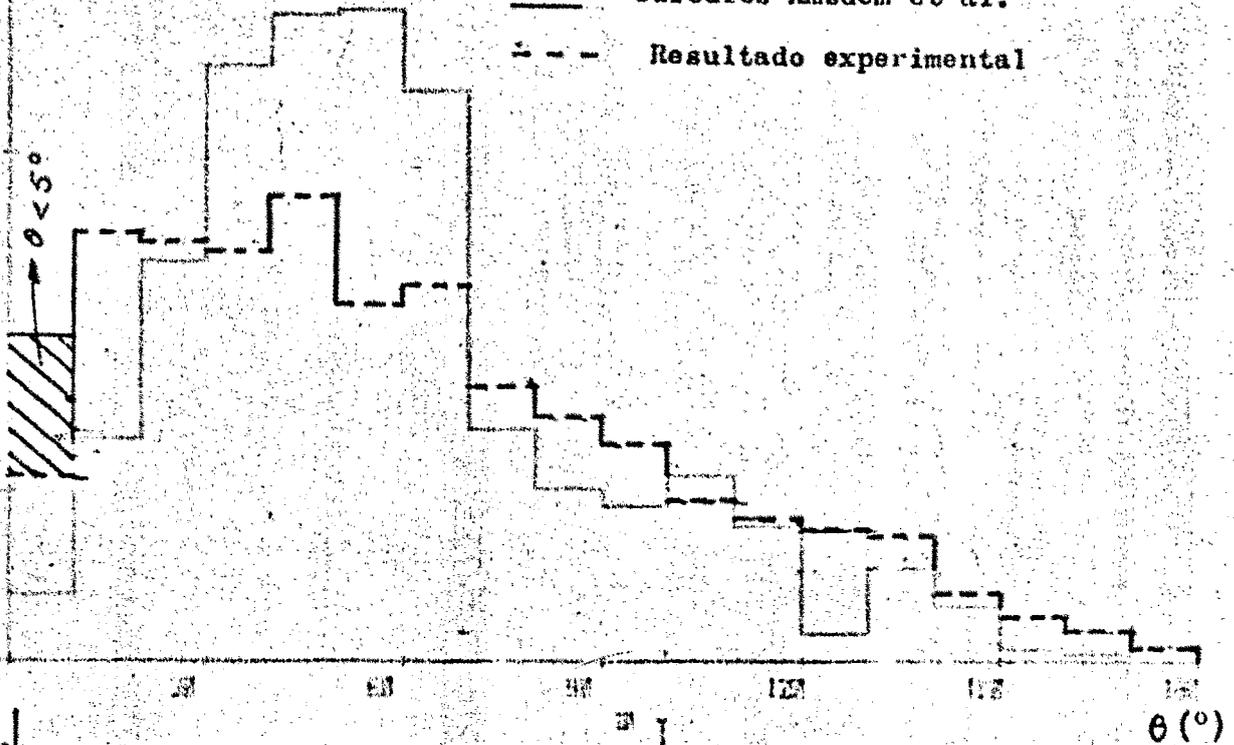


FIGURA 24a

— $200 < E_c$ (Amsdem et al.) (MeV)
 - - - Exp. blancas y grises con $g^* < 2.26$

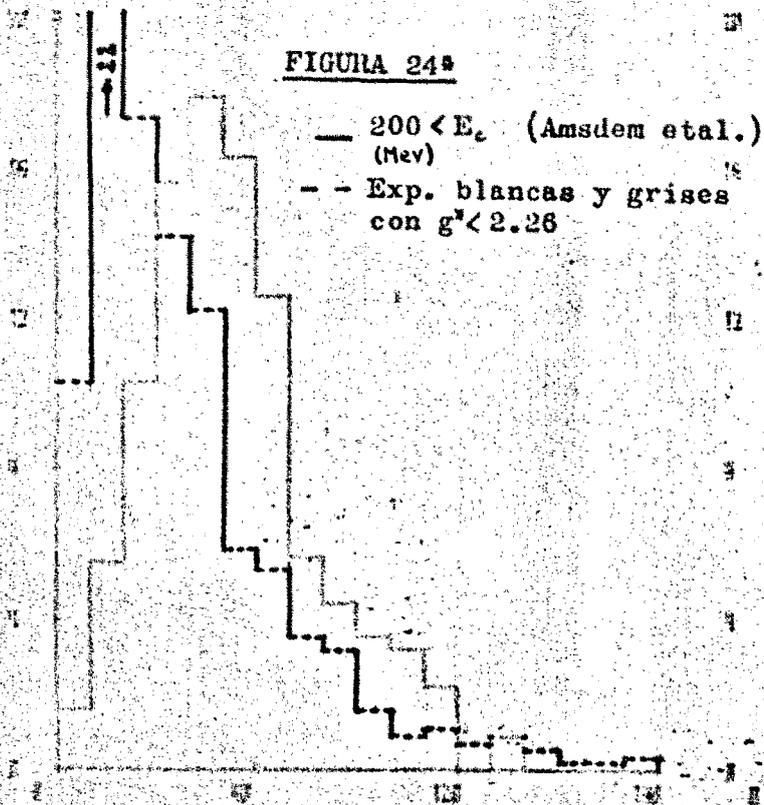
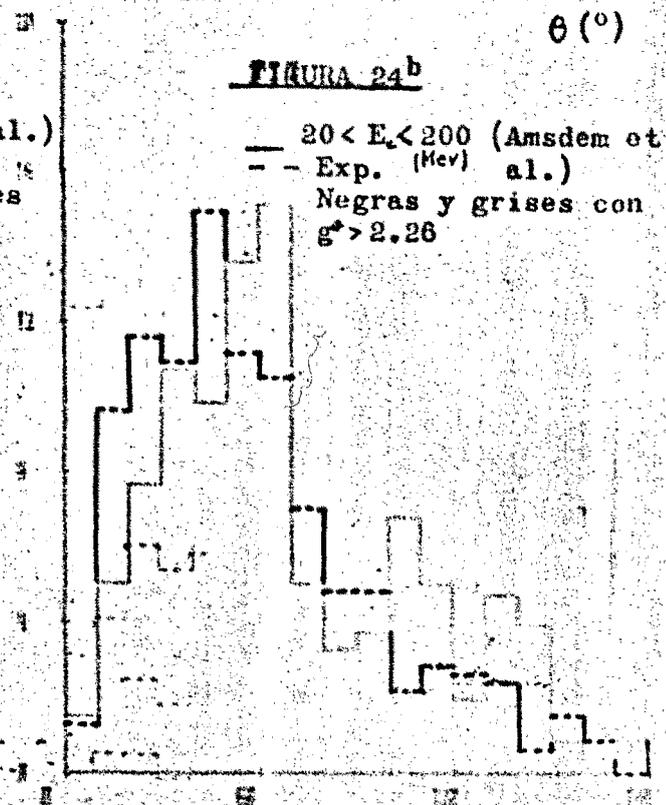


FIGURA 24b

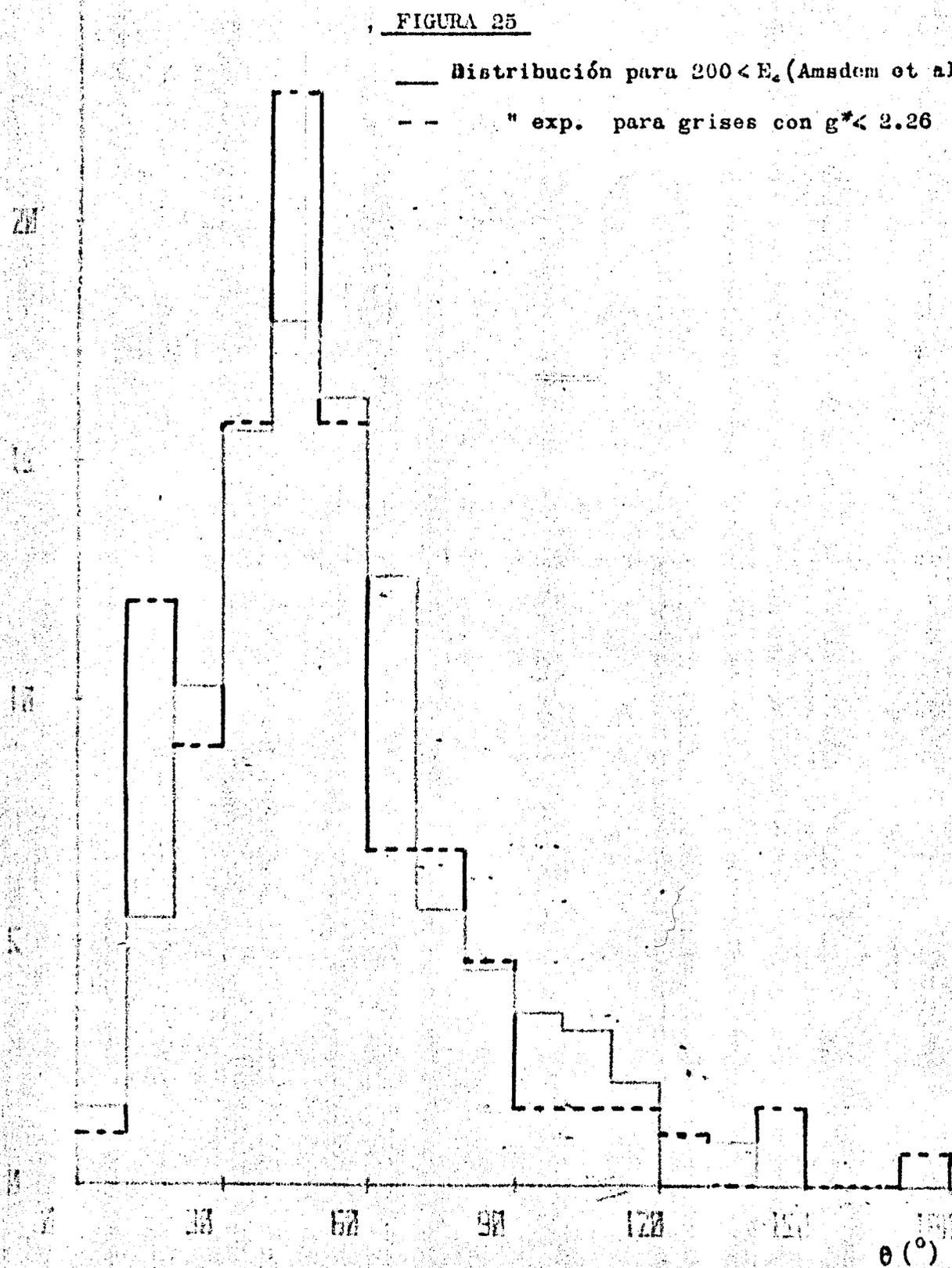
— $20 < E_c < 200$ (Amsdem et al.) (MeV)
 - - - Exp. Negras y grises con $g^* > 2.26$



Frecuencia (%)

, FIGURA 25

— Distribución para $200 < E_2$ (Amsdem et al.)
- - " exp. para grises con $g^* < 2.26$



En la Fig. 25 exponemos la distribución angular de trazas grises con ionización menor de $2,26 E_{\text{mínima}}$, constituida fundamentalmente por protones con energía superiores a 200 Mev. Observamos que, en este caso, el acuerdo con los resultados teóricos es mucho más notable, lo cual reafirma la idea de la importancia de la contribución piónica al estudio de las distribuciones angulares.

II.- Distribuciones angulares en el espacio transverso

Definimos como tal el plano perpendicular a la dirección de incidencia.

El análisis de las distribuciones angulares en el espacio transverso tiene un notable interés en el estudio de las interacciones hadrónicas, debido al hecho de que los modelos de mayor interés actual, los modelos de colisión "dura" predicen la existencia de coplanaridades, a dos ó más partículas, es decir que las partículas son emitidas a ángulos iguales ó a 180° en el plano transverso (ref. IV-14).

En el caso que nos ocupa, los subsistemas dominantes, correspondientes a los partones de las interacciones hadrónicas, son los propios nucleones ó "clusters" de éstos y, en consecuencia, los efectos de alineamiento pueden aparecer.

Un análisis cuidadoso de la existencia de estos alineamientos desarrollamos en este capítulo y el siguiente, habida cuenta de que las complicadas dinámicas subyacentes en la interacción, así como la escasa energía de la experiencia, comparada a las energías donde se han desarrollado la mayor parte de los análisis de las colisiones "duras", harán que el ruido de fondo provoque fluctuaciones estadísticas intensas que amortigüen fuertemente el efec-

to de las posibles señales físicas de coplanaridad.

En cualquier caso, hemos intentado poner a punto un método cuidado y preciso, así como suficientemente general para ser aplicado a todo tipo de interacciones. En una primera parte, analizaremos el grueso de nuestras medidas y en una segunda parte, que desarrollamos en el capítulo siguiente, hemos empleado un método de medida más severo, aunque más lento, así como un método de análisis adecuado a una menor estadística.

II-1 Generación del espacio fase

En el análisis de la existencia de alguna señal física es importante la comparación con la estadística que se produciría en el supuesto de que nuestros elementos correspondiesen a un conjunto aleatorio.

Ahora bien, la formación de este conjunto aleatorio de datos ha de ser efectuada a partir de los datos experimentales, de modo que toda la física subyacente y conocida de antemano sea conservada. A saber, el conjunto de datos aleatorios ha de cumplir las siguientes leyes de conservación, con respecto al suceso físico:

- la multiplicidad
- las masas de las partículas y la carga total
- las energías de las partículas
- los momentos longitudinales y transversos, dentro de los errores de medida
- la geometría longitudinal y, en consecuencia, el cumulate de los alineamientos fortuitos.

En resumen, la generación del espacio fase asociado al suceso físico (en esta primera parte estudiamos sin embargo un espacio fase reunión de todos los individuales correspondientes a

cada suceso) ha de respetar las leyes de conservación físicas y las propiedades geométricas individuales de los sucesos.

La generación del espacio-fase consistirá en deformar aleatoriamente los ángulos transversos, alrededor de sus posiciones medidas.

Si un suceso medido viene descrito por sus ángulos real y transverso, conjuntamente con sus errores

$$(\theta_n, \varphi_n, \Delta \theta_n, \Delta \varphi_n), n=1, \dots, N \text{ (n}^\circ \text{ total de partículas)}$$

un suceso aleatorio vendrá descrito por

$$(\theta_n, \varphi_n + \delta_n, \Delta \theta_n, \Delta \varphi_n), n=1, \dots, N$$

donde δ_n es un ángulo obtenido por generación de números aleatorios con distribución uniforme entre:

$$(-\delta_{\text{máx}}, \delta_{\text{máx}})$$

Observamos que la generación así efectuada únicamente afecta a la conservación del momento transverso. Precisamente para que el efecto de la deformación no sea nunca superior al error estimado del momento transversal total de cada suceso, debemos escoger un valor de $\delta_{\text{máx}}$ adecuado.

En nuestro caso, y, dados los cálculos que expresaremos en el capítulo siguiente, hemos obtenido un valor

$$\delta_{\text{máx}} \approx 20^\circ$$

II-2 Análisis de resultados

Hemos obtenido una estadística de diferencias de ángulos transversos para el grueso de los sucesos y la hemos comparado con la

correspondientes estadística generada aleatoriamente. La muestra contiene todas las partículas que salen de la interacción con un ángulo real superior a 5° , dado que en el cono "forward" el error sobre el ángulo transversal es muy grande (dependencia inversa del seno) y en consecuencia dichas trazas tenderán a acrecentar el ruido de fondo.

Para asegurarnos de que el proceso de generación del espacio-fase es adecuado, hemos efectuado un análisis χ^2 del histograma obtenido con respecto a una distribución uniforme, y dibujado el histograma correspondiente de frecuencias de

$$r_n = \frac{\chi_n^2}{\chi_{n+1}^2}$$

entre el n suceso deformado y el siguiente. Los resultados están expuestos en la Fig. 26 para 50 deformaciones.

Asimismo el " χ^2 " medio obtenido en el conjunto de deformaciones, para un paso de 5° correspondiente a 36 grados de libertad adquiere un valor próximo a 36 en todos los análisis efectuados, lo que nos garantiza la validez del proceso de generación.

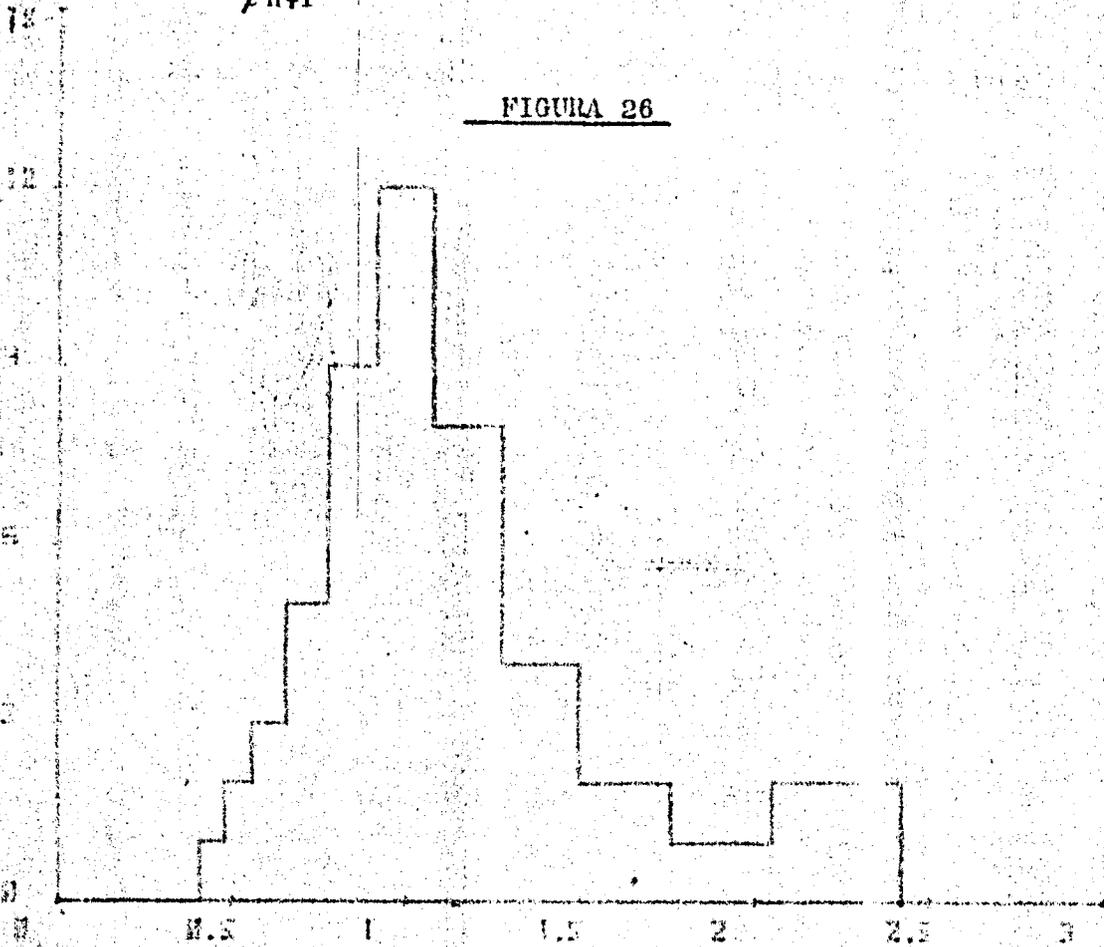
Hemos efectuado el análisis para todas las trazas entre sí y separándolas de acuerdo a su ionización así como al tipo de suceso, caracterizado por su N_H

Presentamos, en primer lugar, en la Fig. 27, un histograma representativo de las relaciones

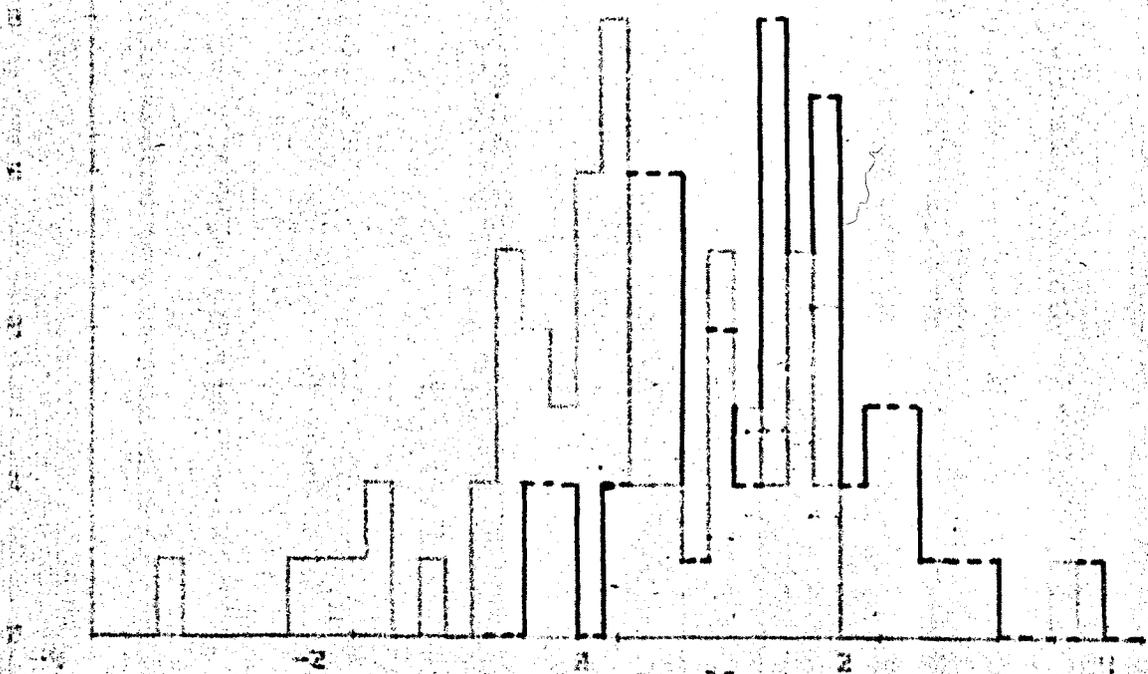
$$R_\phi = \frac{f_\phi}{f_{S_n}} \quad , \quad R_S = \frac{f_n}{f_{S_{n+1}}}$$

indicando f_ϕ , f_{S_n} , respectivamente, las frecuencias física y de cada uno de los conjuntos generados para los dos canales que representan coplanaridad, el primero y el último ($0^\circ-5^\circ$; $175^\circ-180^\circ$); n indica el n° de la deformación.

FIGURA 26



--- Frecuencia (de relación $\frac{\text{física}}{\text{estadística}}$) (ver texto)
— " " ($\frac{\text{estad}_{n+1}}{\text{estad}_n}$)
FIGURA 27



Observamos cómo la superficie a izquierda y derecha de R_s es aproximadamente igual, como corresponde a una generación uniforme de sucesos aleatorios, mientras R_ϕ está desplazada hacia la derecha indicando la existencia global de coplanaridad.

Sin embargo, un análisis más adecuado debe tener cuenta del error estadístico asociado a la población muestral de modo que, asociando a la población en cada canal una distribución normal

$N (N_i^\phi , \sqrt{N_i^\phi})$ para el canal i con población N_i y suponiendo las muestras aleatorias con una distribución normal:

$N (\bar{N}_i^\xi , \sigma_{N_i^\xi})$ siendo \bar{N}_i^ξ , $\sigma_{N_i^\xi}$ respectivamente la media y la variación del conjunto de deformaciones, hemos efectuado un cálculo de la superficie común a ambas distribuciones, habida cuenta de que en el caso ideal de que el suceso físico fuese idealmente aleatorio, ambas distribuciones coincidirían.

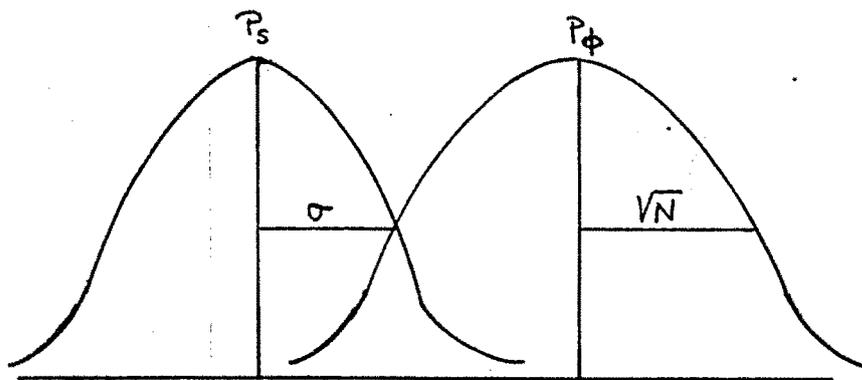


FIGURA 28

Definimos, de acuerdo con la Fig. 28, el caracter estadístico de la situación física, mediante la expresión:

$$A = 0.5 - \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_y^{\infty} dx P_S(x) P_\phi(y) \quad (2.1)$$

suponiendo ambas distribuciones normalizadas a la unidad. De este modo

$A \gg 0$ indica situación física con señal de no corresponder a la situación estadística.

$A \sim 0$ indica situación física similar a la estadística.

$A \ll 0$ indica situación física con anti-señal.

verificándose

$$-0.5 \leq A \leq 0.5$$

Otra variable de interés, que tiene una estrecha relación con ésta, es la variable σ_i

$$\sigma_i = \frac{N_i^\phi - \bar{N}_i^S}{\sqrt{N_i^\phi} + \sqrt{N_i^S}} \frac{k}{k} \quad (2.2)$$

$$k^{-1} = \frac{\sum_j \sum_i N_{ij}^S}{\sum_i N_i^\phi} \quad (2.3)$$

extendiéndose j al nº de deformaciones e i al nº de canales. k es una constante de normalización, que es necesario introducir también en el anterior planteamiento.

Presentamos una tabla de valores de σ_i , para el conjunto total de las trazas, observando que no existen picos notables que hagan pensar en una estructura significativa de la situación física glo-

bal. (tabla IV-1)

En el análisis efectuado con separación del tipo de trazas, llegamos a conclusiones bastante similares por lo que se refiere a trazas grises y negras (que, por otra parte, están afectadas por mayores errores geométricos debido al scattering en emulsión y efectos de distorsión,.....), mientras que en las blancas nos aparecen algunos picos, en particular a 0° , algo más significativos.

Hemos efectuado el análisis en este último caso eliminando aquellas trazas que formen entre sí un ángulo real, menor de 5° , para evitar el posible efecto del "decay" de resonancias.

En la tabla IV-2 y Fig. 29, exponemos los resultados obtenidos en los casos de tomar un origen de ángulos definido por la zona de mayor coplanaridad (con el fin de observar más cómodamente la existencia de otros posibles picos. Por lo demás, el origen puede ser arbitrario ya que nos interesan las diferencias de ángulos) y asimismo en el caso de acoplamiento de las trazas coplanares en un vértice común centrado entre ellas, con el fin de observar alineamientos a tres ó más ramas.

Concluimos que las medidas observadas presentan una señal muy baja de coplanaridad, en cualquier caso limitada por el hecho de que el análisis global sobre el conjunto de medidas puede enmascarar el efecto de sucesos aislados (lo cual hemos observado en nuestros sucesos para los picos secundarios) así como que las fluctuaciones estadísticas son excesivas, por lo que se requiere un análisis más cuidadoso, que se concrete sobre cada suceso aisladamente para pasar después a un análisis global. Ello lo desarrollaremos en el Capítulo siguiente.

TABLA IV-1

(todas las trazas sin origen) (paso canal=5 0)

Canal	σ_i
1	0.13
2	0.84
3	- 0.48
4	1.02
5	- 1.01
6	- 0.76
7	- 0.16
8	- 0.86
9	0.97
10	0.57
11	- 0.20
12	- 0.10
13	0.36
14	0.11
15	- 0.68
16	- 0.12
17	0.07
18	1.17
19	0.63
20	- 2.12
21	- 0.16
22	0.69
23	0.23
24	- 0.82
25	- 0.64
26	0.45
27	1.75
28	- 1.78
29	- 0.07
30	- 0.22
31	0.56
32	- 0.24
33	- 0.11
34	0.58
35	- 2.34
36	2.38

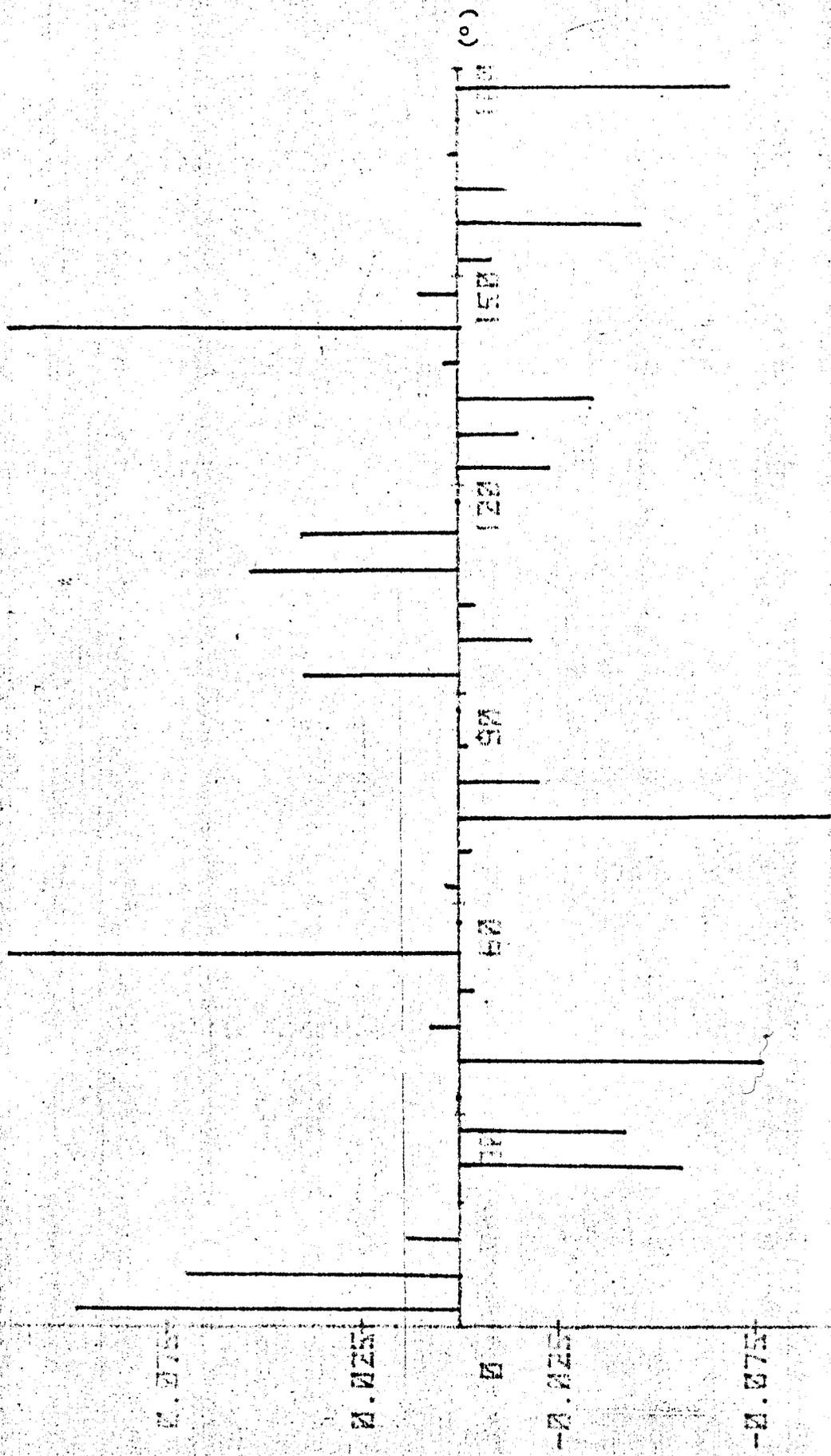
TABLA IV-2

(trazas blancas con origen en la mayor coplanaridad. Col. con Ag,Br)

Canal	σ_i	Canal	σ_i
1	2.11	19	-0.62
2	0.57	20	-2.41
3	0.64	21	-0.32
4	-1.72	22	2.00
5	-1.71	23	1.53
6	-0.01	24	-0.35
7	0.36	25	-0.39
8	-0.80	26	-1.15
9	-0.12	27	0.26
10	-1.51	28	0.10
11	0.88	29	1.34
12	0.49	30	-0.25
13	-0.73	31	0.00
14	0.31	32	0.20
15	-1.10	33	-0.25
16	-2.07	34	0.94
17	0.11	35	-0.72
18	0.52	36	-2.88

FIGURA 29

A3



BIBLIOGRAFIA

- IV-1: R.Blankenbecler & I.A. Schmidt. SLAC PUB 2010 (Sept. 1977)
- IV-2: B. Anderson et al. Arkiv for Fysik, Bd 31, nr 37, 527, (1966)
- IV-3: E. Baker et al. Phys. Review 117, 1352, (1960)
- IV-4: V. Weisskopf. Phys. Rev., 32, 295, (1937)
- IV-5: K.J. Le Couteur. Proc. Phys. Soc. (London) A63, 259, (1950)
- IV-6: I. Otterlund et al. Arkiv for Fysik, 38, 467, (1968)
- IV-7: A. Werbrouck. Relativistic Kinematics-Report interno Univ.
de Torino, (1965)
- IV-8: B. Jakobsson et al. Z. Physik 268, 1, (1974)
- IV-9: Baumgardt et al. Z. Physik A273, 359, (1975)
- IV-10: A.M. Poskanzer. Phys Rev. Letters 15, 25, 1701, (1975)
- IV-11: A. Amsdem et al. Phys. Rev. Lett. 35, 14, 905, (1975)
- IV-12: A. Amsdem et al. Phys. Rev. C 15, 6, 2059, (1977)
Phys. Rev. Lett. 38, 19, 1055, (1977)
LA-UR-77-2691, (1977)
- IV-13: Y. Kitazoe & M. Sano. Lettere al Nuovo Cimento, 14, 11, 407, (1975)
Progr. Theor. Physics, Vol 54, 1574, (1975) (Lett. to Editore)
- IV-14: D. Sivers et al. Phys. Reports C 23, 1, 1, (1976)

Cap. V : DISTRIB. ANG. EN ESPACIO TRANSVERSO
(II)

I. Adquisición de datos

Medidas
Errores

II. Análisis

II.1 Función característica

II.2 Espacio - fase

II.3 Sucesión señal

III. Resultados

III.1 Test de coplanaridad

III.2 Estructura de las co-
planaridades

IV. Discusión teórica

BIBLIOGRAFIA

Como ya hemos avanzado en el capítulo anterior, el análisis de las distribuciones angulares en el espacio transversal para el caso que nos ocupa, exige por una parte unas condiciones óptimas en cuanto a la realización de las medidas, y por otra un método de análisis que sea apropiado a una estadística baja.

El tema que se desarrolla en este capítulo se enmarca en el contexto de una colaboración internacional franco-española, (Strasbourg-Lyon-Santander), que persigue dos metas fundamentalmente, (ref. V-1). De una parte el poner a punto nuevas técnicas y métodos de medida en emulsión, a fin de alcanzar una mayor precisión en las medidas y una mejor discriminación de las partículas. Por otra parte, el estudio de una metodología adecuada al tratamiento de estadísticas bajas y la puesta a punto de modelos teóricos de la dinámica interactiva generalizada, (ref. V-2), en la que la geometría de la interacción juega un papel importante.

En consecuencia, se han analizado los resultados de otros grupos obtenidos en cámaras de burbujas, en interacciones p-p a 200 GeV, (ref. V-3), y se vienen analizando interacciones con piones en las que se conocen todas las características de los secundarios, (ref. V-2). Por lo que se refiere a emulsión como detector, se han analizado interacciones p-núcleo a 400 GeV, (ref. V-4) y se viene efectuando un análisis de interacciones similares, con diferentes blancos y técnicas, (ref. V-1).

Asimismo se comenzó un análisis de las interacciones de iones pesados relativistas con núcleos de la emulsión, en exposición horizontal (ref. V-3), que nos ocupa en esta tesis, donde hemos ampliado la estadística e introducido algunos conceptos nuevos.

Es importante tener un espectro experimental lo suficientemente

amplio para poder abordar posteriormente un análisis crítico de los parámetros periódicos en experiencias diversas, que serán indicativos de la dinámica común subyacente a las interacciones hadrónicas.

Pues bien, en este contexto hemos efectuado un análisis fenomenológico de las distribuciones angulares en el plano transversal, para un conjunto de 91 colisiones, de las cuales han sido medidas 64 en nuestro laboratorio, 16 en el SADVI de Strasbourg y 11 en el Laboratorio de Física Corpuscular de la Universidad Autónoma de Barcelona. No se ha seguido ningún criterio de selección salvo que, por las características de las medidas que apuntaremos, la multiplicidad es, desafortunadamente débil.

I. Adquisición de datos

Para observar la existencia de correlaciones en el espacio transversal, es muy importante poseer un conjunto de medidas muy fiables y reproductibles, y lo más precisas posibles, a fin de eliminar las correlaciones fortuitas que aumentan el ruido de fondo en el espacio-fase asociado.

Se ha adoptado un conjunto de precauciones técnicas, que pasamos a exponer:

- se mantienen las placas y los aparatos en condiciones higrométricas y de temperatura normales, a fin de eliminar variaciones en el espesor de las placas y en los juegos mecánicos de los aparatos.
- se eliminan los efectos de vibración, mediante un soporte pesado en los microscopios y cuidando su estabilidad.
- se eliminan los errores debidos a los juegos mecánicos de las platinas mediante la supresión de los movimientos horizontales.
- las medidas se realizan tras un período conveniente de estabilización, observando que la posición del centro del suceso no varía en el curso del tiempo.

- Se reduce en lo posible la profundidad de campo, utilizando un juego ocular de 10 x y un objetivo 100 x. Asimismo el dominio de medida será lo suficientemente restringido para reducir los errores por distorsión.

- Se ha instalado, para desplazamientos verticales, una pieza especial provista de nonius a 1/10, a fin de reducir en lo posible el error sistemático asociado al ángulo de "dip".

- Por último, se ha medido la curvatura de campo y se han efectuado las correcciones debidas. El método utilizado ha sido el siguiente:

Se ha tomado un conjunto de trazas blancas que no tenían mucha pendiente en profundidad, con el fin de eliminar efectos de distorsión, y de ellas 3 puntos, según se indica en la Fig. I, midiendo las cotas de cada una de ellas.

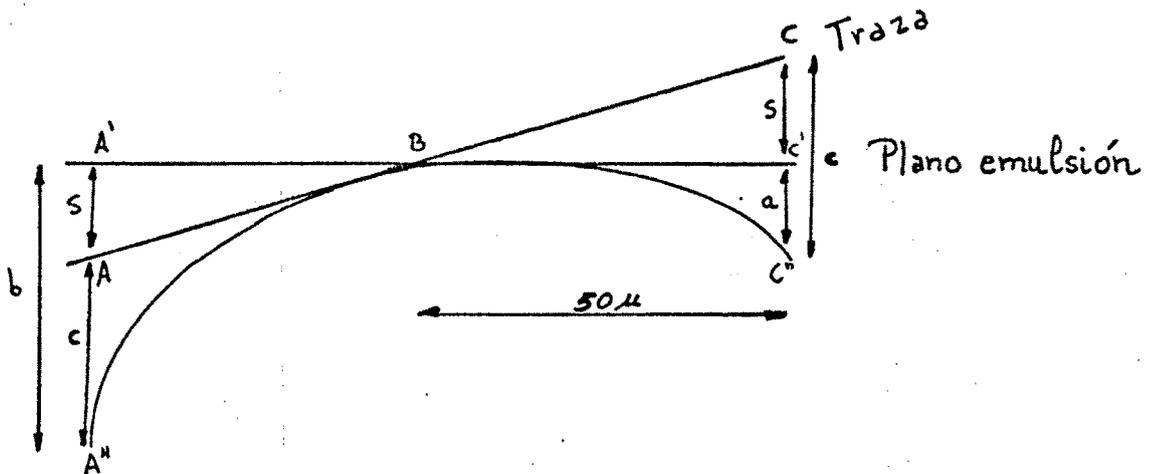


FIGURA 1

A causa de la curvatura de campo, el punto A es observado en la posición A'', mientras B no cambia y C se observa en C''.

Siendo $\overline{AB} = \overline{BC}$, se verifican las relaciones:

$$c = Z_A - Z_{A''} = Z_C - Z_{C''} \cong \text{curvatura de campo}$$

$$a = c - s \quad \left. \vphantom{a = c - s} \right\} \Rightarrow c = (a+b)/2$$

$$b = c + s \quad \left. \vphantom{b = c + s} \right\} \Rightarrow s = (b-a)/2, \text{ debido a la inclinación de la traza}$$

Hemos efectuado 10 medidas sobre cada lado de la traza, en un conjunto de 30 trazas, obteniendo los valores de la tabla V-I. Ello nos da un valor, para la curvatura de campo

$$C = 0,28 \pm 0,09 \mu, \text{ para } 50 \mu$$

En consecuencia, en las medidas que realizamos posteriormente, debemos corregir este error introducido, mediante el cálculo del incremento de cota correspondiente, si la curvatura de campo representa una flecha de $0,28 \mu$ para una semicuerda de 50μ

Medidas

Estas deben efectuarse sin interrupción, en el curso de dos etapas:

a) por una parte se han efectuado medidas de profundidad, ó "dip", para todas las trazas de una interacción.

Se efectúa para cada una de ellas diez medidas independientes, a fin de reducir el error estadístico; las medidas se realizan para un punto próximo al centro de la interacción y un punto alejado unas 50μ , efectuándose siempre en el mismo sentido, para evitar errores provenientes de los huelgos de los tornillos del microscopio. El punteo del grano, se efectúa en el momento de máximo contraste.

b) asimismo, se efectúan, en otra fase, diez medidas independien-

Frecuencia

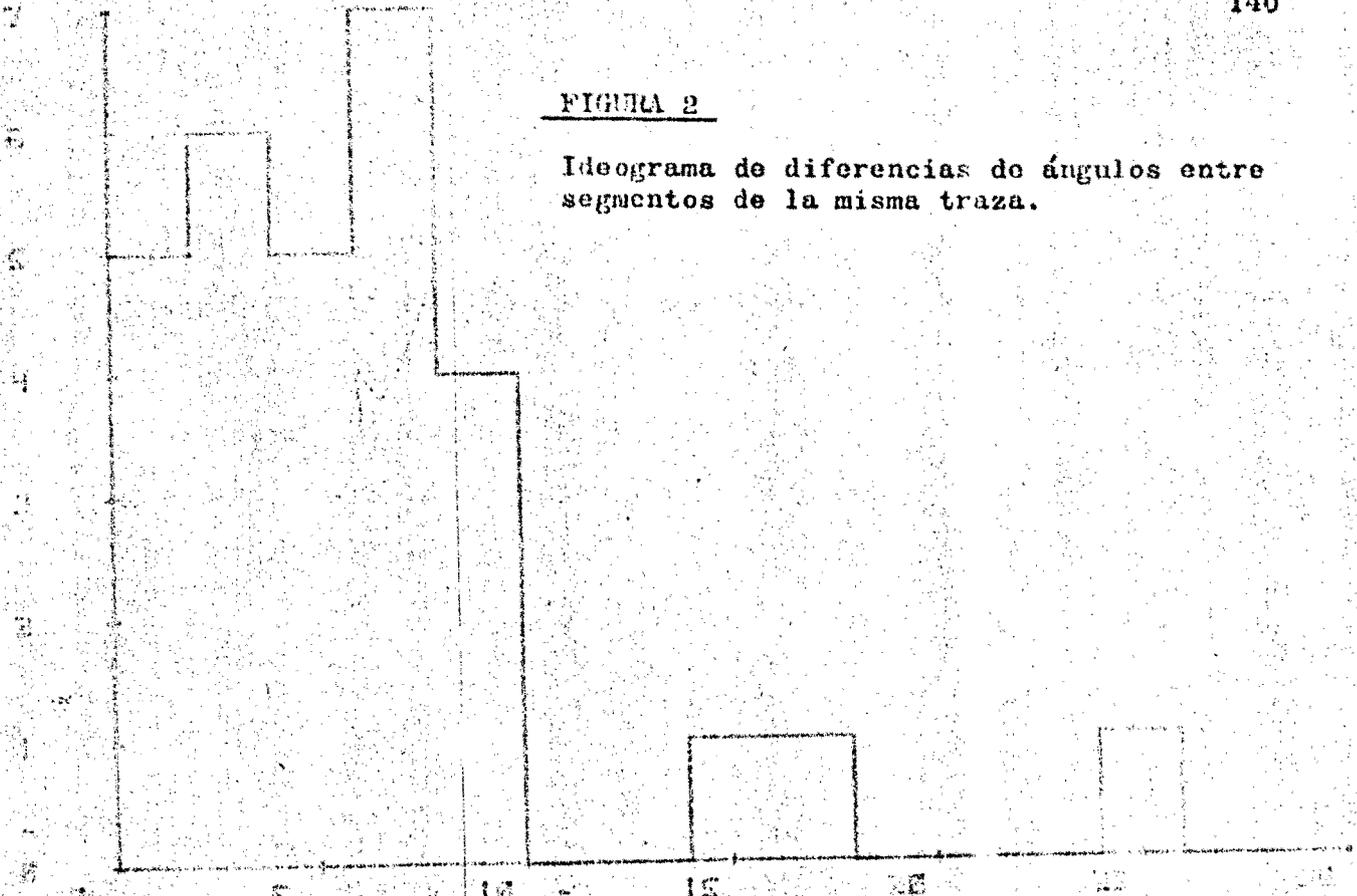


FIGURA 2

Ideograma de diferencias de ángulos entre segmentos de la misma traza.

Frecuencia

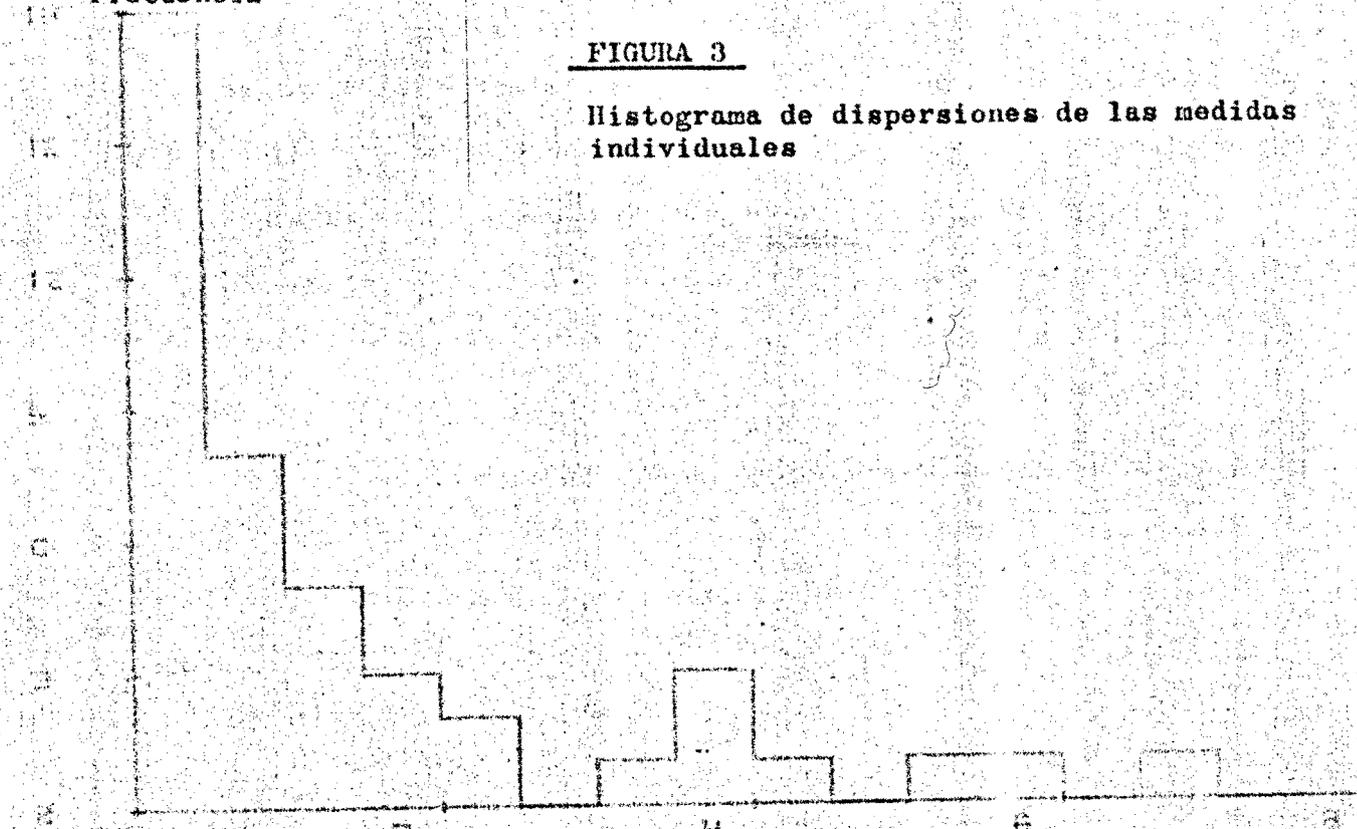


FIGURA 3

Histograma de dispersiones de las medidas individuales

$\Delta\theta$ (°)

tes del ángulo azimatal (en el plano de la emulsión) con ayuda de un goniómetro ocular graduado al minuto de arco. El movimiento debe hacerse siempre en el mismo sentido, partiendo del primario y mediante un ajuste paralelo del retículo goniométrico con la traza.

A la hora de la realización de las medidas, debe efectuarse además, una determinación del espesor de la emulsión en dicho punto, con el fin de obtener el factor de contracción adecuado, habida cuenta del espesor inicial de la emulsión.

Errores

A fin de evaluar el efecto posible de los errores que intervienen en las medidas, como punteo, distorsión, efectos de difusión múltiple,....., se efectuó el siguiente test:

Se tomó sobre una traza blanca un conjunto de cuatro puntos, que formasen sobre el campo del microscopio dos segmentos de longitud máxima, como si se tratase de dos trazas formando un ángulo de 180° . Se efectuó el análisis normal a este conjunto y ello sobre un grupo de 30 trazas blancas, de diferentes características.

La distribución de los ángulos reales la representamos en la Fig-2. Concluimos que la incertidumbre sobre la medida de una dirección es del orden de 5 miliradianes.

Otra fuente de error es la geometría particular del suceso, más particularmente la emisión de trazas relativistas muy colimadas hacia delante y la emisión de trazas negras, más anchas, y con un ángulo de "dip" notable.

Para obtener una estimación global de los errores sobre los ángulos transversos, se ha medido ocho veces un suceso formado de trazas negras emitidas en un dominio de ángulos extenso, y además en días diferentes, a fin de asegurar la independencia entre ellas.

TABLA V-1

Valores medios de a, b, c (en 50μ)

a	b	c	a	b	c
-0.50	1.02	0.31	-0.27	0.72	0.22
-1.16	1.60	0.22	0.99	-0.76	0.12
-3.96	4.35	0.19	-1.36	1.78	0.21
2.05	-1.28	0.38	0.28	0.43	0.36
+ 0.39	0.25	0.32	0.42	0.10	0.26
0.77	-0.41	0.18	0.39	0.04	0.21
0.32	0.28	0.30	0.46	0.10	0.28
-0.33	0.69	0.18	-4.57	5.26	0.35
0.28	0.14	0.21	0.21	0.38	0.29
0.34	0.27	0.30	-11.13	12.17	0.52
-0.59	1.11	0.26	0.47	0.0012	0.24
0.20	0.44	0.32	0.19	0.44	0.31
0.28	0.25	0.27	-1.56	2.19	0.31
-13.65	13.93	0.14	0.29	0.29	0.29
-2.47	3.57	0.55	0.05	0.51	0.28

$$0.28 = \bar{c}$$

$$\pm 0.09 \mu$$

Tabla V-2

Medida 1ª			Medida 2ª		
	θ	φ		θ	φ
1	180.0	.0	1	180.0	0.0
2	97.5	233.2	2	98.1	230.7
3	38.6	149.0	3	38.4	153.5
4	78.9	96.2	4	78.2	96.4
5	0.8	292.3	5	1.1	269.6
6	48.7	58.4	6	43.7	52.6
7	79.3	336.0	7	77.5	340.8
8	90.1	276.4	8	89.8	276.3

Medida 3ª			Medida 4ª		
	θ	φ		θ	φ
1	180.0	0.0	1	180.0	0.0
2	97.7	234.2	2	98.0	232.4
3	39.7	148.9	3	39.5	149.7
4	79.3	95.6	4	79.2	95.9
5	0.9	267.8	5	0.7	261.1
6	48.3	59.1	6	47.3	58.1
7	78.1	335.3	7	77.7	337.1
8	90.0	276.1	8	89.9	276.5

Medida 5 ^a	θ	φ
1	180.0	0.0
2	97.3	234.3
3	39.6	150.0
4	78.6	96.0
5	0.7	261.7
6	48.5	59.6
7	77.8	334.9
8	89.9	276.1

Medida 6 ^a	θ	φ
1	180.0	0.0
2	97.5	236.0
3	40.0	148.0
4	79.3	95.6
5	0.5	267.1
6	48.2	58.8
7	78.8	332.5
8	90.1	275.6

Medida 7 ^a	θ	φ
1	180.0	0.0
2	98.1	233.8
3	39.1	151.1
4	79.0	96.0
5	0.9	271.9
6	47.8	58.2
7	78.4	335.2
8	90.1	276.0

Medida 8 ^a	θ	φ
1	180.0	.0
2	96.7	241.4
3	40.6	148.7
4	78.0	98.4
5	0.3	138.1
6	51.0	62.5
7	78.0	331.8
8	89.2	276.1

Presentamos una tabla de resultados donde θ indica el ángulo real y φ el ángulo azimutal. Asimismo presentamos un histograma de dispersiones de las medidas individuales respecto a la media (Fig. 3 y tabla V-2)

Concluimos:

- a) La dispersión media corresponde a una precisión del orden de 2° , para trazas suficientemente abiertas.
- b) Para trazas muy colinadas hacia el frente, el error de las medidas en φ es muy grande y habrá de tenerse en cuenta en los cálculos a realizar.

Además hemos observado una menor fiabilidad de las medidas para trazas con un gran ángulo de "dip" y para trazas correspondientes a partículas lentas, debido a su espesor y los efectos de scattering.

II.- Análisis

A fin de obtener la probabilidad de existencia de mecanismos de alineamiento, utilizamos el método de análisis siguiente: (ref. V-5)

Un suceso está caracterizado por una función continua, llamada "función característica", que será maximal para un n° máximo y una definición óptima de alineamientos elementales.

A cada suceso medido se asocia un espacio-fase según se expuso en el Capítulo anterior.

Para cada suceso se genera una sucesión de señales que nos permitan evaluar el nivel de significación de la existencia del fenómeno.

El nivel de significación será calculado individualmente y globalmente sobre el conjunto de sucesos medidos.

II-1.- Función característica

La función característica se escoge de modo que sea simétrica, máxima en las condiciones que establecimos y con un decrecimiento rápido, a uno y otro lado de las condiciones de máximo (lo que podemos llamar de carácter δ acentuado). Además debe ser continua en todo punto con el fin de no introducir errores de "corte" en los procesos numéricos de estudio.

Nos interesamos, en principio, en los alineamientos invariantes para la transformación del sistema laboratorio al sistema centro de masas, es decir los alineamientos con la traza incidente.

Una función característica adecuada, que cumpla con los anteriores requisitos, es la siguiente:

$$F = \sum_{j \neq k \neq 1} A_{1jk} \exp(- (V_{1jk} / \Delta V_{1jk})^2) \quad (5.1)$$

indicando 1 la traza incidente y j,k, las otras dos trazas en el conjunto total de secundarios de la interacción.

V_{1jk} puede representar el producto mixto, por ejemplo, pero ello tiene la desventaja de venir afectado por el ángulo real, pudiendo llevar a situaciones erróneas que, de hecho, hemos observado. En particular, las trazas más colimadas al frente, darían valores excesivos a la función característica.

Por ello hemos preferido tomar como V_{1jk} la diferencia de ángulos entre los planos definidos por la dirección incidente y las trazas j y k, respectivamente.

ΔV_{1jk} es el error asociado a tal medida.

El parámetro A_{1jk} es una c^{te} de normalización adecuada al estudio que puede hacerse si normalizamos en superficie ó en altura, cada uno de los sumandos característicos. Una normalización en superficie tiene mayor cuenta de los errores, pero debe producirse en la seguridad plena de la validez de los errores obtenidos. Para ello debe hacerse un análisis más "artesano" sobre las medidas, y hemos concluido, como veremos posteriormente, que la normalización en superficie es la adecuada.

II-2.- Espacio-fase

Ya hemos definido en el Capítulo anterior cual es el modo de generación del espacio-fase asociado a cada suceso.

Allí veíamos cómo la única violación era la del momento transverso, siendo dependiente del valor dado al ángulo de deformación máximo δ_{max}

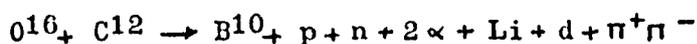
Para evaluar la incidencia de δ_{max} sobre la no conservación del momento transverso, comparativamente a los errores sobre ellos, hemos efectuado los tests siguientes:

Hemos generado, con ayuda del programa "Fowl", reacciones características 0-16 núcleo emulsión, con una multiplicidad media final determinada por los sucesos medidos. Para escoger dichas reacciones nos hemos basado en los resultados de la Ref. V-6, sobre fragmentos emitidos en una determinada reacción de protones sobre emulsión.

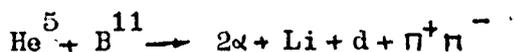
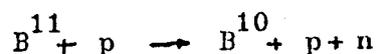
No hay mucha diferencia en los resultados con respecto a la elección de la reacción apropiada. Solamente ha de tenerse en cuenta que Fowl respeta la cinemática, pero no tiene en cuenta efectos dinámicos como conservación del momento angular en sucesos muy periféricos. Dado que ellos constituían la mayor parte de nuestros sucesos, y que "Fowl" generaba sucesos virtuales mucho más abiertos angu-

larmente, hicimos un análisis de Fowl en dos fases, suponiendo que los procesos tienen lugar exclusivamente entre las partes de los núcleos más cercanos entre sí, lo que es válido a efectos de nuestros cálculos. El conjunto de las dos fases, nos proporciona el valor global.

Por ejemplo, la reacción



la descomponemos en



e imponemos al ión pesado B^{10} una apertura máxima de $1,5^\circ$, correspondiente a los resultados experimentales de la Fig. 4.

Sobre el suceso generado por Fowl se han efectuado 50 deformaciones, en forma similar al análisis llevado a cabo en nuestros sucesos físicos, y hemos construido un histograma de las desviaciones respecto al momento transversal total.

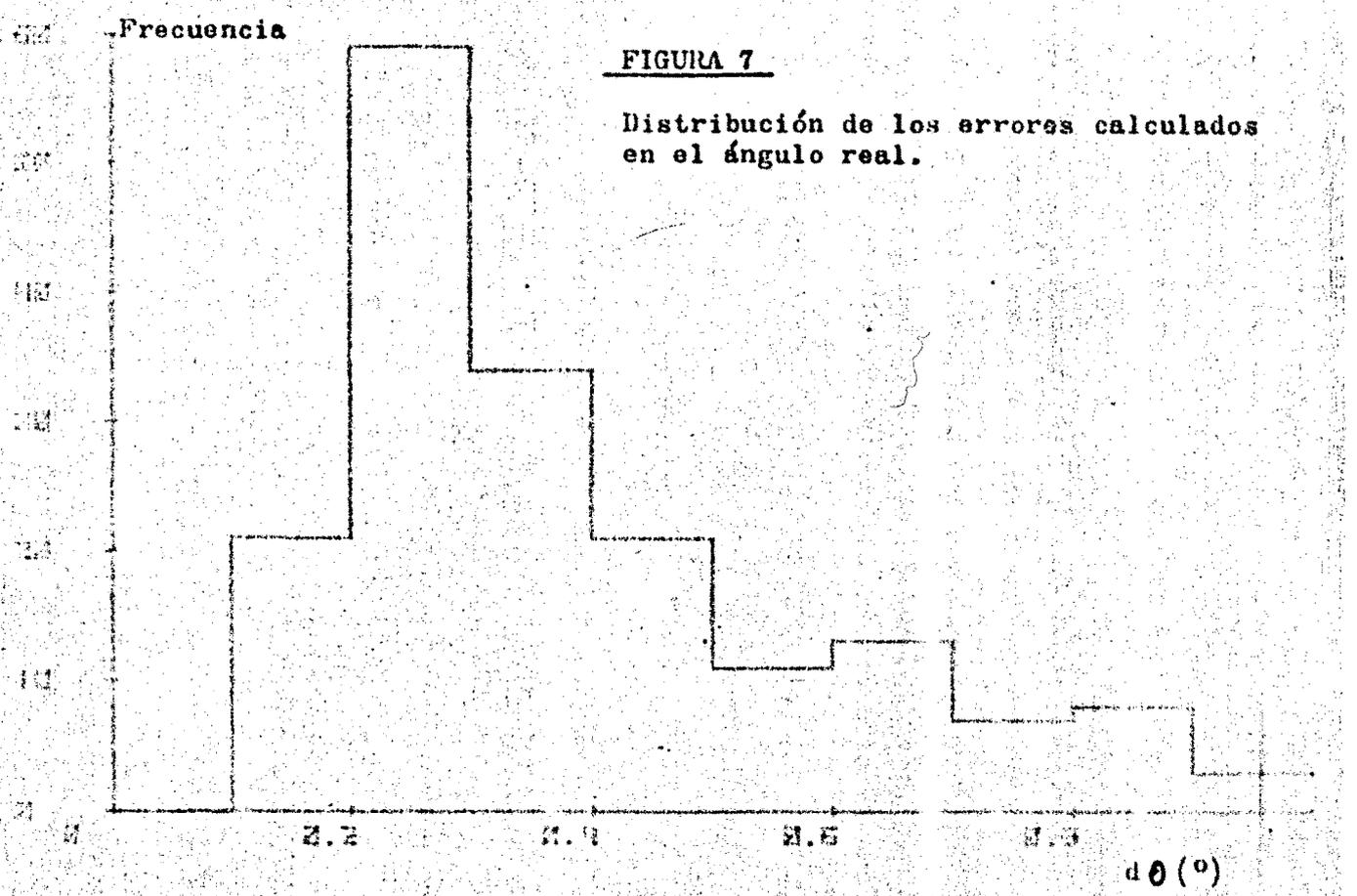
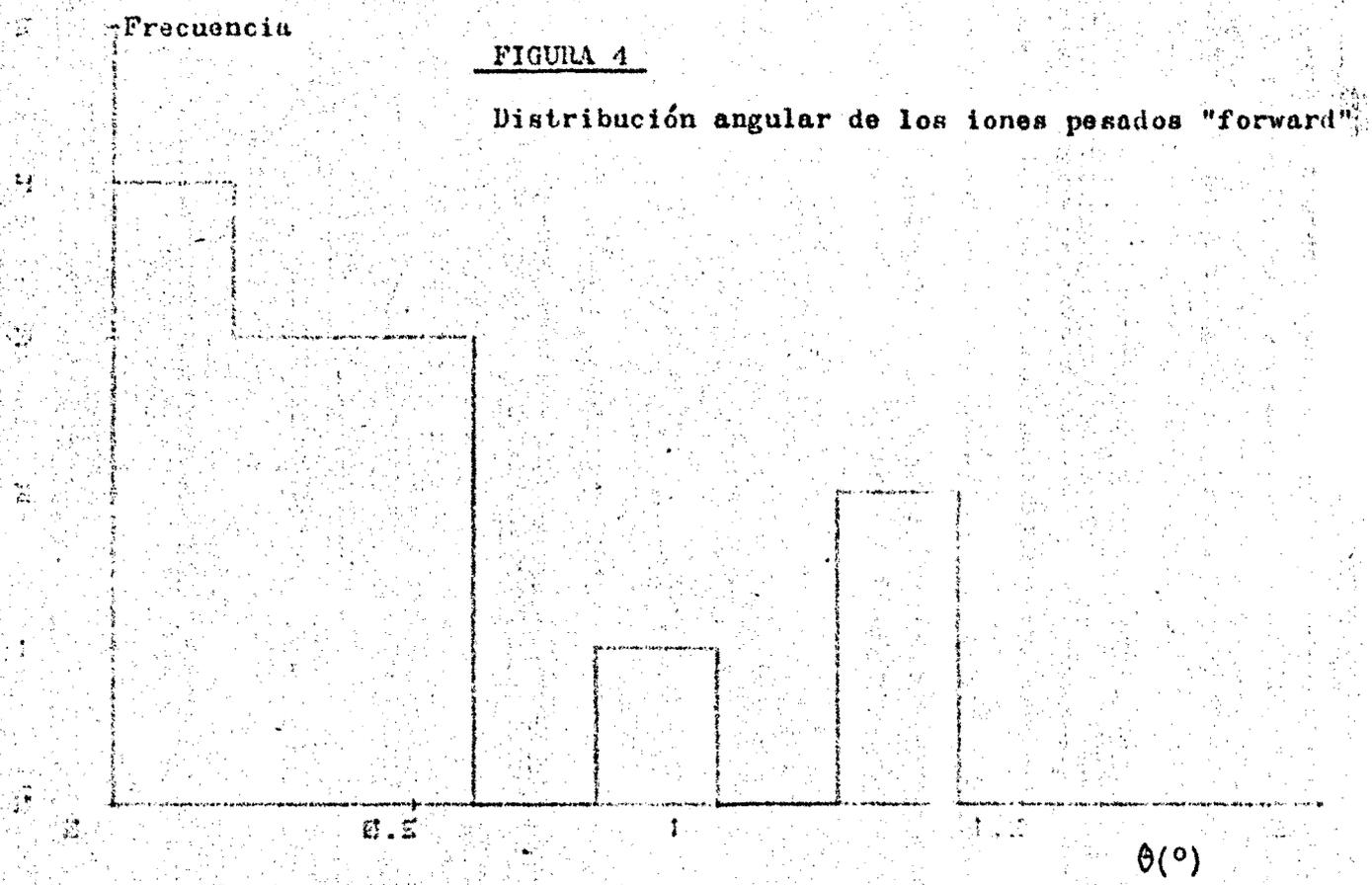
Esto se ha realizado para diversos ángulos máximos de deformación. Presentamos los resultados en la Fig. 5, junto a un histograma de las desviaciones debidas a los errores, que hemos calculado a partir de los errores en los ángulos, mediante los siguientes pasos:

$$q_i^i = |\vec{q}_i^i| \quad k_i = |\vec{k}_i|$$

\hat{y} , \hat{z} , vectores unitarios

$$q_i^i = k_i \sin \theta_i$$

$$\Delta q_i^i = k_i |\cos \theta_i| \Delta \theta_i$$



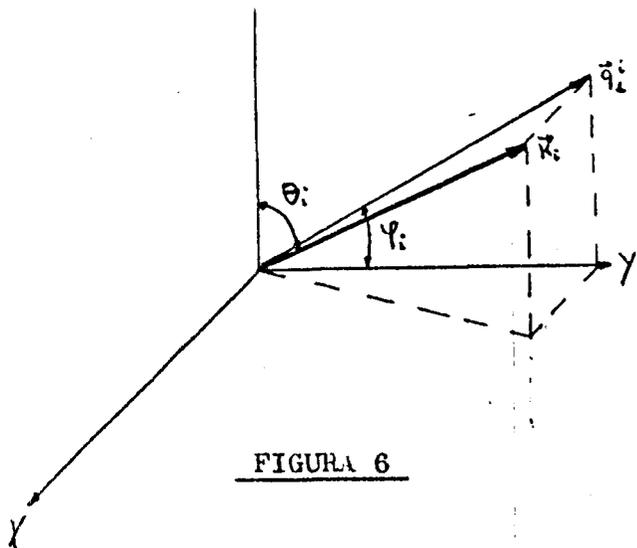


FIGURA 6

$$\begin{aligned}\vec{q}_i &= q_i^y \hat{y} + q_i^z \hat{z} = \\ &= |\vec{q}_i| \cos \varphi_i \hat{y} + |\vec{q}_i| \sin \varphi_i \hat{z} \\ \Delta \vec{q}_i &= (\Delta |\vec{q}_i| \cos \varphi_i + |\vec{q}_i| \Delta \varphi_i) \hat{y} \\ &\quad + (\Delta |\vec{q}_i| \sin \varphi_i + |\vec{q}_i| \cos \varphi_i \Delta \varphi_i) \hat{z} =\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}&= (k_i |\cos \theta_i| \cos \varphi_i \Delta \theta_i + k_i |\sin \theta_i| \sin \varphi_i \Delta \varphi_i) \hat{y} \\ &\quad + (k_i |\cos \theta_i| \sin \varphi_i \Delta \theta_i + k_i |\cos \theta_i| \cos \varphi_i \Delta \varphi_i) \hat{z}\end{aligned}$$

$$|\Delta \vec{q}_i|^2 = \left| \sum_i \Delta \vec{q}_i \right|^2 = \left(\sum_i (k_i |\cos \theta_i| \cos \varphi_i \Delta \theta_i + k_i |\sin \theta_i| \sin \varphi_i \Delta \varphi_i) \right)^2 + \left(\sum_i (k_i |\cos \theta_i| \sin \varphi_i \Delta \theta_i + k_i |\cos \theta_i| \cos \varphi_i \Delta \varphi_i) \right)^2$$

Para estimar $\Delta \theta$, error sobre el ángulo real, hemos construido un histograma para los sucesos medidos (Fig. 7), y obtenemos

$$\overline{\Delta \theta} \sim 0.410^\circ$$

A su vez hemos tomado $\Delta \varphi$ máximo de 2° , lo cual hace que la desviación debida a los errores, esté infravalorada, dando mayor peso al razonamiento que exponemos.

Observamos que para un δ máx. comprendido entre 20° y 30° , las desviaciones debidas a deformación, corresponden a un Δq_i máximo del orden de 300 Mev/c, dentro del orden de magnitud debido a los errores y muy pequeño frente al momento total de incidencia, del orden de 40 Gev/c.

Es por ello que hemos tomado $\delta_{\max} = 20^\circ$

II-3.- Sucesión señal

Para el i^{esimo} suceso medido se obtiene un valor $F_i(\phi)$ de la

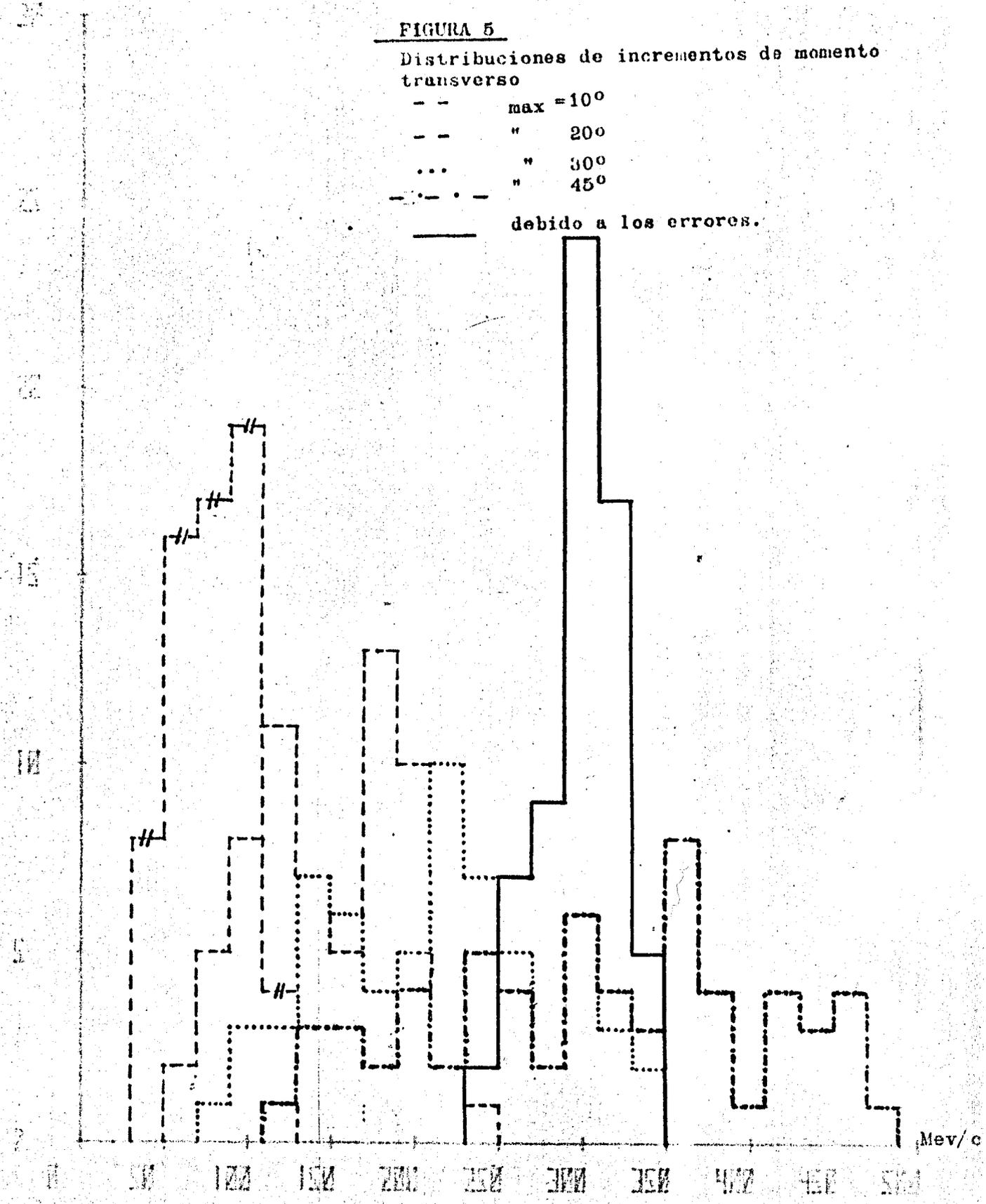
Frecuencia

FIGURA 5

Distribuciones de incrementos de momento transverso

- - max = 10°
- - " 20°
- ... " 30°
- · - · " 45°

debido a los errores.



función característica y ν valores $F_i (r_j)$ para los ν sucesos deformados que constituyen el espacio fase asociado.

Sobre estos resultados podemos hacer diversos test estadísticos y obtener el nivel de significación del resultado físico.

En particular, podemos definir la relación

$$R_{ji} = \frac{F_i (\phi)}{F_i (r_j)} \quad j= 1, \dots, \nu$$

y la sucesión $S_i = \frac{\text{Frec } R_{ji} \geq 1}{\text{Frec } R_{ji} \leq 1}$, que ha de ser próxima a la unidad, en el caso de ausencia de mecanismo de alineamiento y para un nº de deformaciones lo suficientemente grande.

Sobre esta sucesión de señales S_i , $i = 1, \dots, N$, donde N es el nº de sucesos medidos, puede hacerse el test signo, por ejemplo.

III.- Resultados

Hemos efectuado los cálculos por medio del programa SIGNAL, que exponemos en Apéndice 7. (Anexo 7: Programa SIGNAL).

Antes de pasar a la exposición y análisis de los resultados, es conveniente insistir en el hecho de que, mediante diversos test realizados:

- sobre los errores asociados a las medidas
- sobre la función señal, escogiendo producto mixto
- sobre la normalización de la misma

hemos llegado a la conclusión de que los cálculos que responden más adecuadamente a la realidad y, por otra parte, los que tienen un significado físico más consistente, corresponden a los efectuados con normalización en superficie y mediante la función $\Delta \varphi$. No obstante, en el conjunto global de medidas realizadas, no se observa un desfase entre los resultados obtenidos por unos u otros métodos, lo cual es consecuencia de la inexistencia de picos parásitos que pudieran perturbar el cálculo. Es importante, sin embargo, disfrutar de valores precisos y fiables de los errores subyacentes, lo que justifica los métodos de medida efectuados,

TABLA V-3

<u>Nº suceso</u>	<u>Si (50 def.)</u>	<u>Si (100 def.)</u>	<u>Si (150 def.)</u>	<u>Si (200 def.)</u>
1	30/20	50/50	78/72	105/95
2	27/23	50/50	80/70	112/88
3	15/35	29/71	47/103	58/142
4	41/9	81/19	121/29	162/38
5	2/48	10/90	19/131	23/177
6	34/16	60/40	90/60	114/86
7	12/38	24/76	28/122	32/168
8	11/39	20/80	25/125	29/171
9	16/34	25/75	32/118	50/150
10	47/3	95/5	142/8	191/9
11	38/12	72/28	108/42	142/58
12	32/18	65/35	96/54	129/71
13	18/32	33/67	47/103	56/144
14	48/2	95/5	144/6	193/7
15	42/8	83/17	127/23	168/32
16	28/22	52/48	74/76	101/99
17	26/24	49/51	76/74	99/101
18	5/45	23/77	37/113	52/148
19	9/41	16/84	22/128	25/175
20	27/23	51/49	77/73	95/105
21	38/12	78/22	119/31	162/38
22	43/7	81/19	120/30	161/39
23	26/24	55/45	79/71	104/96
24	43/7	86/14	130/20	172/28
25	43/7	83/17	119/31	158/42
26	31/19	57/43	85/65	113/87 (Sigue)

27	11/39	29/71	45/105	61/139
28	18/32	35/65	53/97	66/134
29	40/10	73/27	106/44	140/60
30	38/12	72/28	110/40	137/63
31	45/5	91/9	133/17	177/23
32	50/0	99/1	148/2	197/3
33	36/14	66/34	89/61	121/79
34	41/9	84/16	127/23	169/31
35	45/5	82/18	123/27	166/34
36	4/46	6/94	11/139	16/184
37	29/21	52/48	85/65	108/92
38	9/41	19/81	26/124	35/165
39	29/21	65/35	95/55	125/75
40	32/18	60/40	92/58	124/76
41	31/19	60/40	85/65	115/85
42	27/23	45/55	67/83	92/108
43	31/19	57/43	87/63	107/93
44	26/24	52/48	81/69	112/88
45	50/0	100/0	150/0	200/0
46	42/8	82/18	129/21	171/29
47	26/24	45/55	70/80	99/101
48	31/19	67/33	101/49	132/68
49	50/0	100/0	148/2	198/2
50	24/26	51/49	78/72	102/98
51	20/30	40/60	63/87	84/116
52	25/25	58/42	87/63	120/80
53	18/32	32/68	47/103	62/138
54	40/10	82/18	127/23	169/31
55	1/49	1/99	2/148	3/197
56	42/8	77/23	113/37	152/48(Sigue)

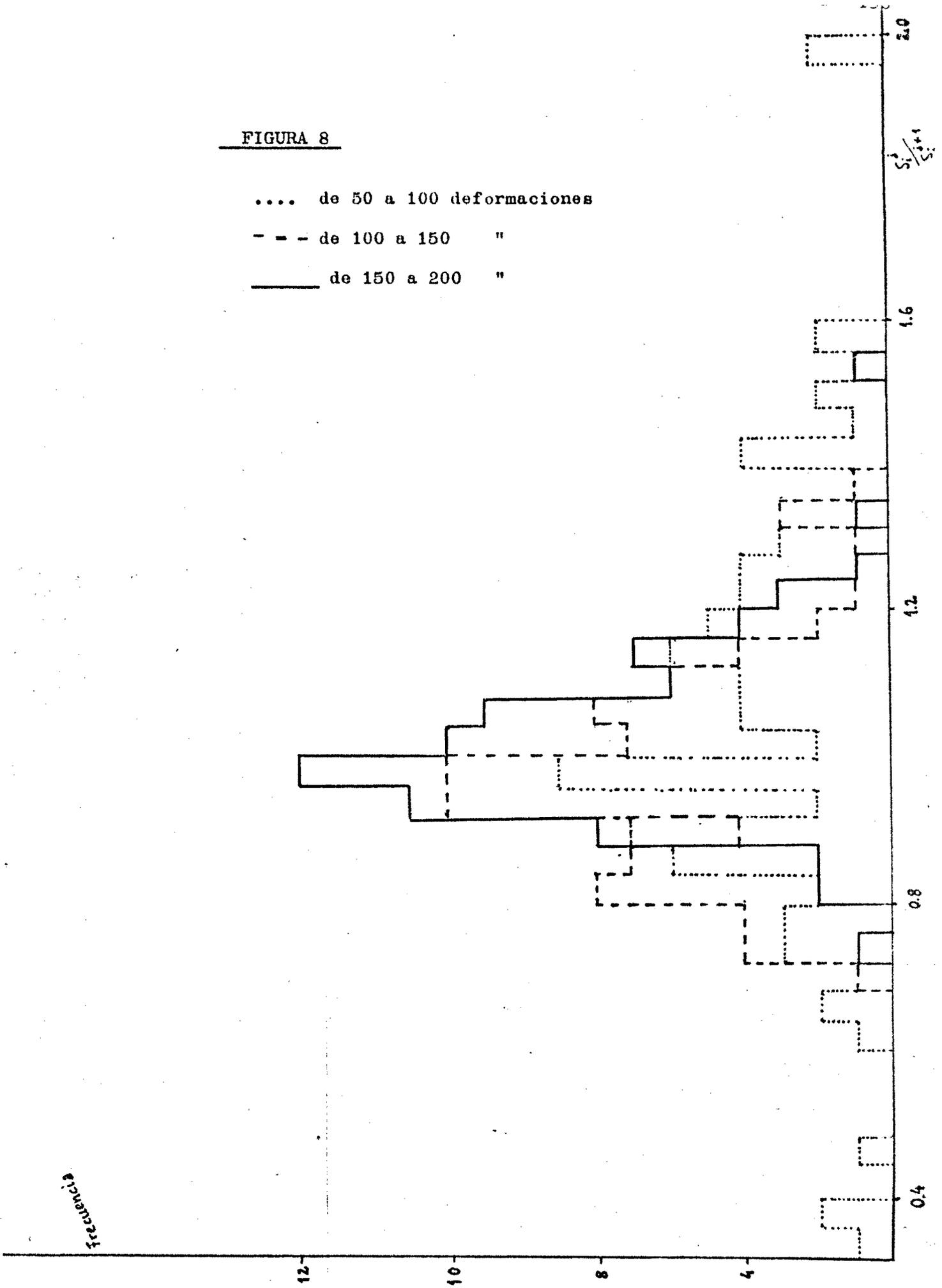
57	46/4	92/8	141/9	189/11
58	12/38	22/78	38/112	51/149
59	32/18	58/42	90/60	127/73
60	15/35	25/75	32/118	46/154
61	19/31	42/58	62/88	84/116
62	39/11	74/26	115/35	152/48
63	19/31	36/64	60/90	75/125
64	10/40	19/81	32/118	40/160
65	21/29	42/58	65/85	84/116
66	46/4	88/12	134/16	178/22
67	18/32	30/70	42/108	61/139
68	26/24	51/49	75/75	104/96
69	47/3	96/4	142/8	184/16
70	32/18	66/34	100/50	130/70
71	34/16	68/32	99/51	133/67
72	27/23	57/43	80/70	108/92
73	9/41	18/82	32/118	40/160
74	14/36	30/70	44/106	57/143
75	31/19	68/32	107/43	146/54
76	41/9	81/19	124/26	166/34
77	20/30	43/57	60/90	83/117
78	46/4	92/8	140/10	188/12
79	44/6	91/9	138/12	185/15
80	36/14	70/30	104/46	146/54
81	16/34	37/63	57/93	82/118
82	20/30	33/67	48/102	66/134
83	21/29	44/56	63/87	85/115
84	1/49	5/95	9/141	11/189
85	14/36	31/69	45/105	53/147
86	15/35	22/78	30/120	38/162
87	11/39	31/69	47/103	61/139
88	39/11	83/17	130/20	174/26
89	29/21	48/52	82/68	107/93
90	30/20	65/35	103/47	132/68
91	47/3	97/3	146/4	193/7

FIGURA 8

..... de 50 a 100 deformaciones

- - - de 100 a 150 "

_____ de 150 a 200 "



que si bien no aumentan en demasía la precisión con respecto a los métodos clásicos, como consecuencia de la existencia de errores sistemáticos y límites físicos (por ejemplo el diámetro de grano, ...), sí que aumentan la fiabilidad de los resultados y proporcionan la base para un análisis estadístico adecuado.

Hemos efectuado 200 deformaciones sobre cada uno de los sucesos, en grupos de 50 deformaciones por cada paso de programa. Exponemos en la Tabla V-3, los resultados obtenidos para las S_i

Podemos observar que 200 deformaciones nos proporciona una estadística suficiente al 12% de margen de error en los valores de las señales, según se desprende de la Fig. 8, donde hemos representado el histograma de relaciones:

$$\frac{S_i^j}{S_i^{j+1}} \quad \text{para } j \text{ variando de } 1 \text{ a } 4, \text{ correspondiente a las columnas de la tabla V-3.}$$

III-1 Test de coplanaridad

Un primer análisis de los resultados en ella expuestos, puede ser el test "signo" sobre el conjunto de datos de la última columna. Este nos dará una primera idea a propósito de la existencia física ó no de mecanismo de coplanaridad, si bien habrá que buscar test estadísticos más potentes, en una fase posterior.

Test signo:

Bajo la condición de que no exista ningún mecanismo físico de alineamiento, se verifica

$$P(N_+ = r) = \binom{N}{r} (1/2)^N$$

siendo N el nº total de medidas y N_+ aquellas que dan $S_i > 1$

En nuestro caso, hemos obtenido:

$$N_+ = 55$$

$$N - N_+ = 36$$

El nivel de significación es, por tanto:

$$\alpha = \frac{1}{2^{91}} \sum_{j=0}^{36} \binom{91}{j} = 0.02929$$

indicándonos la probabilidad de que el conjunto de sucesos aleatorios caiga dentro de la región de coplanaridades, cuyo límite fijan los sucesos físicos.

Test de la distribución $D(\ln R_{ji}^{-1})$

Aquello nos indicó una cierta señal de coplanaridad, no lo suficientemente grande como para considerar los sucesos físicos como influidos por un mecanismo importante de alineamiento, pero sí indicó una tendencia hacia ello, por lo que vamos a hacer test más potentes.

Para ello construimos la distribución de los valores:

$D(\ln R_{ji}^{-1})$ donde R_{ji} ya lo definimos anteriormente como la relación entre la señal física y la señal estadística, para cada suceso y deformación.

El resultado lo exponemos en la Fig. 9, junto con la distribución correspondiente a la muestra aleatoria.

Nuevamente observamos un ligero desplazamiento de la señal física hacia la zona de mayor índice de coplanaridad.

El máximo de la distribución física está centrado en el valor:

$$\ln R = 0.125 \pm 0.003$$

FIGURA 9

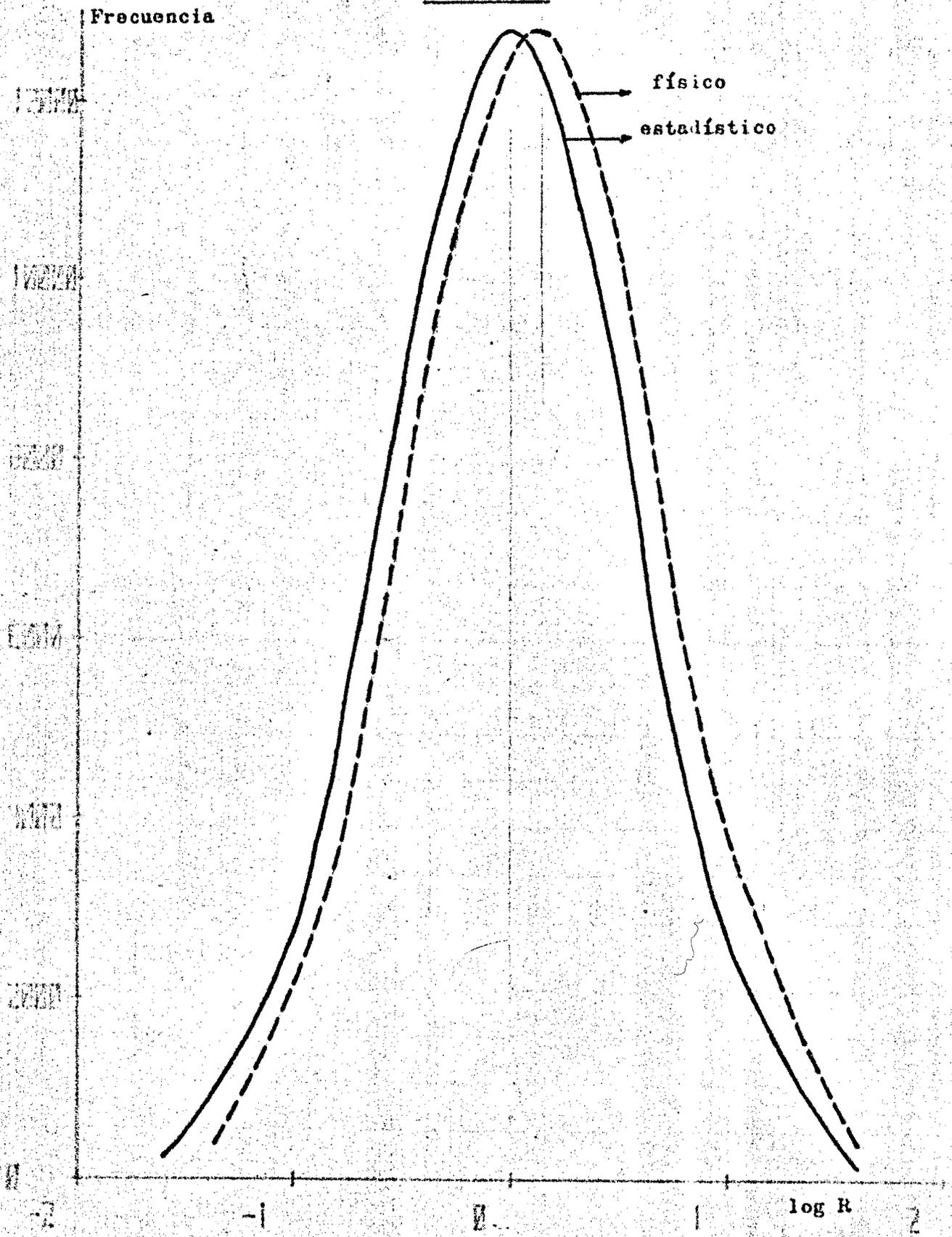


Fig. 9.

Como ya indicamos anteriormente el análisis para esta experiencia exige una multiplicidad baja como consecuencia de la necesidad de efectuar todas las medidas en un intervalo de tiempo reducido y así aumentar la fiabilidad de los resultados.

Sin embargo puede ser interesante hacer una estimación cualitativa de la correlación existente entre coplanaridad y multiplicidad, así como la naturaleza de las trazas coplanares y el nº de ellas, etc.... Es lo que intentaremos exponer en la presente sección.

Para ello hemos construido la tabla V-4, donde resumimos en las diferentes líneas, todos aquellos aspectos.

TABLA V-4

Número suceso	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Multipl. total	6	11	16	14	11	10	12	11	14	10
ns (blancas)	4	3	8	8	5	3	3	1	10	4
ng (grises)	0	3	3	3	1	2	5	5	1	3
nb (negras)	2	5	5	3	5	5	3	5	3	3
Alineam.a 3 ramas	1	1	4	3	1	2	3	0	1	2
Alineam.a más de 3 ramas	0	0	0	2	1	0	0	1	1	0
Alineam. entre bl.	0	0	1	0	0	0	1	0	1	1
" entre grises	0	0	0	0	0	0	1	1	0	0
" " negras	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0
" mixtos	0	1	3	5	2	2	1	0	1	1

(sigue)

Nota: Consideramos como alineamiento, si cumple:

$$1^{\circ} \Delta\varphi < \text{error sobre } \Delta\varphi$$

$$2^{\circ} \Delta\varphi < 5^{\circ}$$

, para eliminar los alineamientos fortuitos, consecuencia de la gran barra de error

(Cont)

11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
9	8	6	8	8	6	6	10	9	8	9	10	12	6	5	9	7	8	4	6
2	3	1	0	4	4	1	8	2	6	8	3	5	4	0	1	1	1	2	2
1	1	1	2	1	2	0	1	0	2	1	2	3	2	2	1	2	3	0	1
6	3	4	6	3	0	4	1	7	0	0	5	4	0	3	7	4	4	2	3
2	1	0	2	0	1	1	1	2	1	1	0	3	1	1	1	0	1	0	1
0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	1	1	0	1	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	1	0	0	1	0	0	2	0	0	0	0	0	0	0	0	1
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	1	0	1	0	0	1	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
2	0	0	1	0	1	0	0	1	1	0	1	3	2	1	1	0	1	0	0

(Signe)

(Cont)

31	32	33	34	35	36	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50
10	7	10	7	12	7	11	6	5	6	7	7	7	30	34	20	19	14	23	11
10	5	9	2	7	2	6	4	2	5	1	2	0	1	7	0	0	0	0	0
0	2	1	2	2	2	2	2	3	0	1	2	0	22	19	0	5	6	0	2
0	0	0	3	3	3	2	0	0	1	5	3	7	7	8	20	14	8	23	9
2	1	1	1	1	1	1	2	2	1	0	1	2	1	0	2	4	1	2	3
0	0	2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	4	4	2	1	2	2	0
2	1	2	0	1	0	0	1	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	2	0	0	0	0	0	0
0	0	0	1	0	1	0	0	0	0	0	0	2	0	0	4	3	2	4	3
0	0	1	0	0	0	1	0	2	0	0	1	0	3	4	0	2	1	0	0

(Signe)

(Cont)

51	52	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70
9	13	15	7	9	22	25	29	25	13	10	10	11	7	8	8	9	9	6	6
0	0	0	0	0	3	10	5	5	0	0	7	2	2	2	8	2	4	0	4
5	1	3	2	11	17	6	14	2	6	2	1	2	1	0	3	2	1	0	
4	14	4	7	11	5	13	6	6	4	8	4	3	5	0	4	3	5	2	
2	1	2	2	1	5	3	7	2	3	1	2	1	0	2	0	2	0	1	1
0	0	0	0	0	1	3	1	4	0	0	0	0	0	0	1	0	1	0	0
0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0	1
0	0	0	0	1	4	2	4	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1	2	1	0	2	0	1	0	0	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0
1	0	1	1	3	2	4	2	3	0	1	1	0	2	0	2	1	1	0	0

(Signe)

(Cont)

	71	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81	82	83	84	85	86	87	88	89	90	91	Total
11	10	13	16	14	10	13	9	17	9	15	10	13	11	14	8	19	14	13	10	14	14	
3	6	5	7	5	2	8	5	14	1	8	4	6	4	10	4	14	9	4	5	7	7	353
3	2	4	4	7	5	3	1	2	4	3	3	6	5	1	0	4	3	5	2	4	4	277
5	2	4	5	2	3	2	3	1	4	4	3	1	2	3	4	1	2	4	3	3	3	390
2	2	1	1	4	2	3	1	5	1	3	2	4	2	4	1	2	1	1	1	1	1	151
0	1	0	2	0	0	0	1	1	0	0	0	0	0	0	0	1	2	1	2	1	1	50
0	0	0	0	2	0	1	1	4	0	0	0	1	0	3	0	1	1	0	0	0	0	34
0	0	0	0	2	2	1	0	0	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	22
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	34
2	3	1	3	0	0	1	1	2	1	3	2	2	2	1	1	2	2	2	2	3	4	109

Observamos que, dividiendo el conjunto total de sucesos en grupos de multiplicidad, con pasos de 10, y mediante los resultados de la Tabla V-3, obtenemos:

- el 44% de las interacciones con multiplicidad < 10 , dan señal de coplanaridad.
- el 36% de las interacciones con multiplicidad entre 10 y 20, la dan.
- el 71% de las interacciones con multiplicidad > 20 dan señal.

Parece, por tanto, manifiesta la existencia global de mecanismo en estas últimas interacciones, correspondiente a los choques más centrales.

Además estas interacciones corresponden, en general, a mayor precisión global de medida, dado que fundamentalmente están compuestas por trazas abiertas en ángulo. A este propósito, se están efectuando actualmente análisis de los "jets forward" para exposición vertical, a fin de obtener una mayor precisión en las medidas de las trazas que las componen (ref. V-1)

Observamos, además que los alineamientos simples, a 3 ramas, son mucho más frecuentes en el conjunto global, salvo en este último grupo, donde fundamentalmente existen alineamientos a más de 3 ramas. Estos alineamientos presentan el dato curioso de contener la partícula "líder" (partícula a menor ángulo real) y siempre en el mismo sentido que la siguiente traza a menor ángulo real, como se ha puesto de manifiesto anteriormente (ref. V-3). Sin embargo, no hemos detectado dicho caso en el resto de los alineamientos a más de 3 ramas.

No se observa, por otra parte, prioridad en cuanto al tipo de ramas que forman alineamiento.

El test de coplanaridades es básico en la interpretación de las interacciones hadrónicas a energías ISR, a partir de los modelos de colisión "dura", según han expuesto diversos autores (un importante "review" lo constituye la ref. IV-13).

En nuestro caso, la energía incidente es muy inferior y dicha interpretación no sirve. Sin embargo, hay un hecho importante que reseñar y es que dichos modelos explican la producción a gran momento transversal, resultando:

$$E \frac{d^3 \sigma}{dp^3} \sim p_T^{-2N} f(x_T, \theta), \text{ siendo } x_T \sim \frac{2 p_T}{\sqrt{s}}$$

y f una función universal de las variables de "scaling". Ello está en contraposición a los modelos del "bootstrap" estadístico de Hagedorn et al. (ref. V-7), que obtienen:

$$E \frac{d^3}{dp^3} \propto \exp(-6p_T)$$

Sin embargo, y en una versión más moderna de este modelo (ref. V-8) se efectúan consideraciones que pueden explicar, en parte, los anteriores resultados, además de predecir la existencia de coplanaridades.

El mecanismo básico, según este modelo, sería la existencia de procesos cuasielásticos entre constituyentes del núcleo blanco y del núcleo proyectil. Como consecuencia de ellos, a un determinado parámetro de impacto, la conservación del momento angular implica la adquisición de "spin" elevado para dichos constituyentes, perpendiculares a la dirección incidente y al vector parámetro de impacto.

De este modo se favorece la emisión de partículas en un plano que contiene la dirección incidente y la partícula difundida.

Este modelo predice cualitativamente las características de los alineamientos observados, a saber la presencia de la partícula "líder" en los alineamientos a más de 3 ramas, que serían debidas al "decay" de alguno de los sistemas involucrados.

Ahora bien, no es éste el caso general encontrado por lo cual ca-

be pensar en la posibilidad de varios mecanismos de producción.

167

Para finalizar, diremos que la existencia de resultados similares en una amplia gama de interacciones hadrónicas, y leptónicas incluso, hace pensar en la existencia de mecanismos básicos generalizados y en una dinámica interactiva común para todos los procesos, que aclararía mucho más la identidad de las "partículas".

BIBLIOGRAFIA

V-1: Col. Strasbourg-Lyon-Santander, Experiencia Batavia E 547, (1978)

J.N.Suren et al. Theor. & exp. High Energy Nucleus-Nucleus cross sections. Internal Report SADVI,Strasbourg,(1974)

V-2: J.N.Suren . Internal Report (SADVI,Strasbourg) 7612-1 (1977)

Tesis(en preparación)

V-3 : D. Karamanoukian. Tesis 3º Ciclo. Strasbourg,(1977)

V-4 : C. Jacquot et al. Internal Report(SADVI,Strasbourg) 7605-1, (1977)

V-5 : J.N.Suren . Comunicación privada

V-6 : C.Jacquot et al. C.R.Acad. Sc. París,t.266,p.1286,(1968)

V-7 : R. Hagedorn et al. Nuovo Cimento Suppl. 6,169,(1968)

" " ,X,56A,1027,(1968)

V-8 : R. Hagedorn et al. Nucl. Physics B123,382,(1977)

APÉNDICES

- Apéndice 1 : Características del Dispositivo experimental
- Apéndice 2 : Programa geometría.
- Apéndice 3 % Densidad derivada del Modelo a estructuras α
- Apéndice 4 : Funciones de Onda y elementos de matriz
- Apéndice 5 : Programa GLAUB.
- Apéndice 6 : Rapidity y pseudorapidity
- Apéndice 7 : Programa SIGNAL

BIBLIOGRAFIA

Apéndice I.- Características del dispositivo experimental

I.- Acelerador

El esquema del acelerador del Laboratorio Lawrence de la Universidad de Berkeley, está expuesto en la Fig. I (ref. A-1) consiste de:

Fuente de iones:

Normalmente constituida por un duoplasmatrón. Este produce altas corrientes de iones en estado de baja carga, pero muy pequeñas para estados de alta carga, por lo que se utiliza un cátodo Penning del tipo utilizado en el Hilac del mismo Laboratorio.

Inyector LINAC:

Está designado para acelerar protones, cuya relación $c/m = 1$, a lo largo de su estructura tubular hasta energías de 19.2 Mev, pero puede acelerar otros iones con relación $c/m < 1$, aunque a menores velocidades y eficiencia. Así para la relación $c/m = 1/2$, acelera hasta 5 Mev/nucleón, con una eficacia del 10% respecto a la anterior.

Al final del acelerador lineal, se utiliza una hoja de densidad adecuada para eliminar las partículas que no interesa, mediante separación de rayo.

Stripper:

Convierte los iones del haz a iones con $c/m = 1/2$. Está contituido por 3 hojas de aluminio de 1 mg. cm , 20 mg. cm y 40 μ g. cm

Bevatrón-sincrotrón:

Un sincrotrón de protones a 6,2 GeV.

Las primeras vueltas efectuadas por los iones en la cámara de

vacío del Bevatrón son cruciales para su supervivencia, debido a la alta probabilidad de captura electrónica a energía de 5 MeV/nucleón.

Ello es debido a que la sección eficaz de recombinación es inversamente proporcional a β , siendo β la velocidad de la partícula.

Acelera los iones a energías de 2,1 GeV/nucleón

Sistemas de control

Extracción de partículas: Mediante perturbación controlada del campo magnético.

II.- Detector

Constituido por apilamientos de capas de emulsión nuclear Ilford K-5, cuya composición química referimos en las tablas A-1 y A-2.

III.- Método de revelado

Se ha utilizado el método de las dos temperaturas con las siguientes etapas:

- i) Impregnación de agua y Agepon al 5%, a 5° C durante 3 horas
- ii) Impregnación de revelador Anidol Brussel a 5° C durante 3 horas
- iii) Calentamiento a 24° C, durante 20'
- iv) Secado a 24° C, durante 1 hora y 20'
- v) Enfriamiento a 5° C, durante 20'
- vi) Baño a 5° C, durante 3 horas
- vii) Fijado a 10° C, durante 72 horas
- viii) Primera dilución durante 12 horas
- ix) Segunda dilución, durante 12 horas
- x) Lavado, durante 120 horas
- xi) Adición de 5% glicerina, a 10° C, durante 16 horas
- xii) Secado con glicerina al 5% y alcohol al 20%, 40%, 60% y 80% respectivamente, durante 3 horas cada uno.

xiii) Secado normal, durante 24 horas

IV.- Dispositivo de medida

Expuesto en la Fig. 2.

TABLA A-1

Composición química de la emulsión nuclear

Elemento	Concentración(gr/ml) (Emulsión "standard")
Ag	1.8088
Br	1.3319
I	0.0119
C	0.2757
H	0.0538
O	0.2522
N	0.0737
S	0.0072

TABLA A-2

Elemento	Z _i	At/ml($\times 10^{20}$)	A _i (p.at.)	Moles/ml. ($\times 10^{-3}$)
Ag	47	101.01	107.88	16.764
Br	35	100.41	79.916	16.673
I	53	0.565	126.93	0.094
C	6	138.30	12.0	22.098
N	7	31.68	14.008	5.147
S	16	1.353	32.06	0.216
H	1	321.56	1.008	53.571
O	8	94.97	16.0	16.050

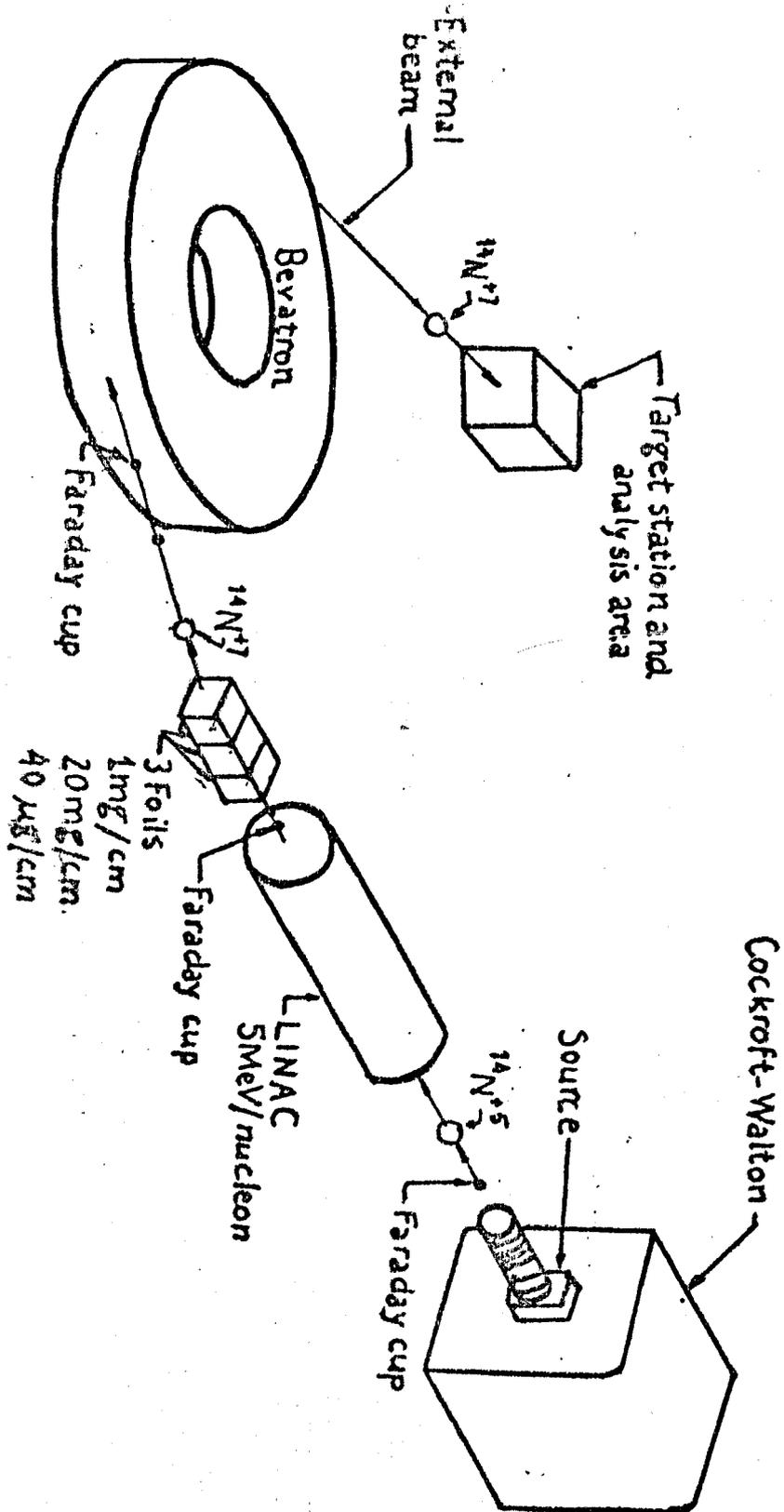
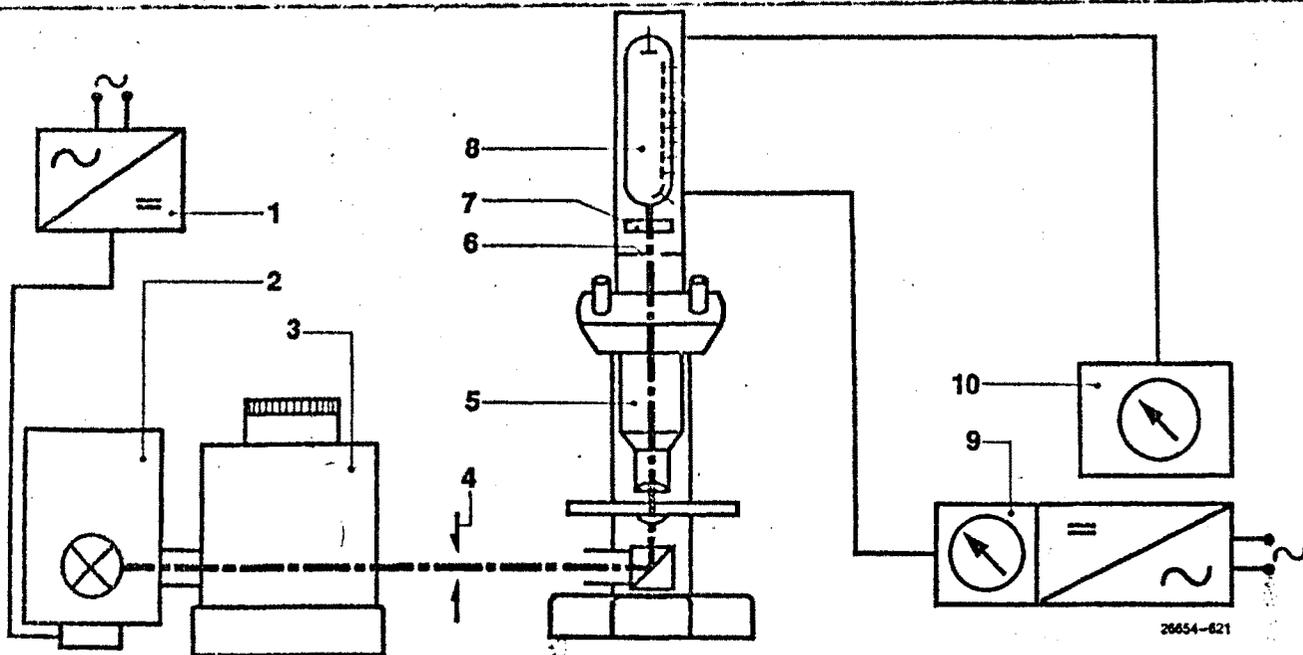


Fig. 1

FIGURA 2.1 (Representación esquemática del microfotómetro)

1. Fuente de alimentación altamente estabilizada
2. Fuente de luz
3. Filtros
4. Diafragma de campo fotométrico
5. Microscopio
6. Diafragma de medida
7. Filtro
8. Fotomultiplicador
9. Fuente de alimentación de alta tensión para el fotomultiplicador
10. Registrador



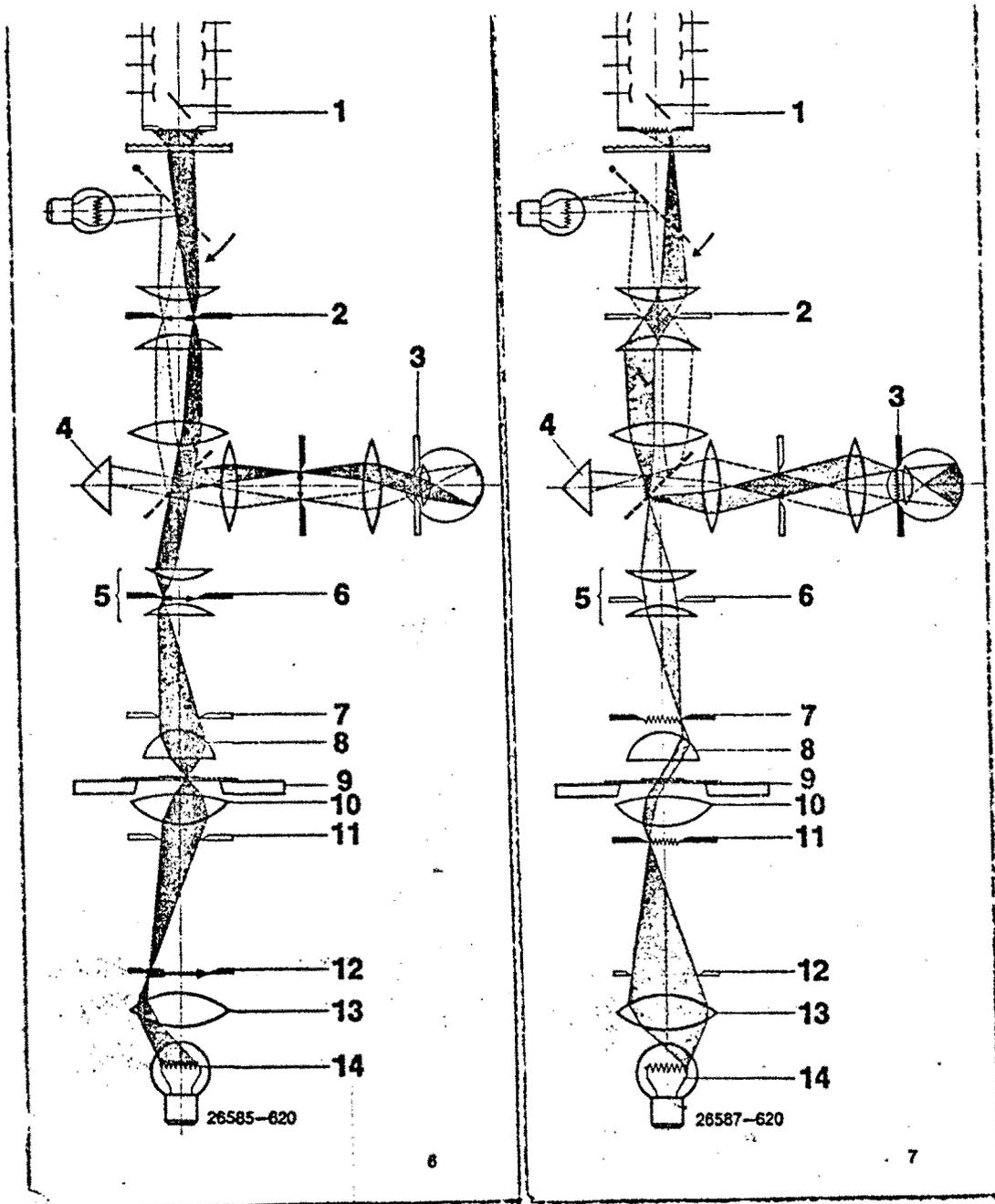


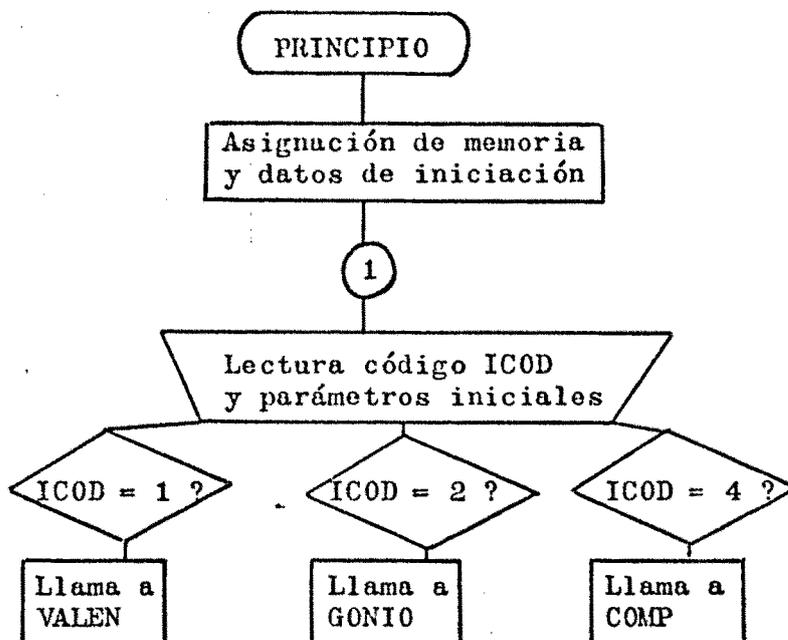
FIGURA 2.2

(Representación esquemática de los trayectos del haz de la imagen y de la iluminación, en luz transmitida)

1. Fotomultiplicador
2. Diafragma de medida
3. Iris del ojo
4. Espejo triple
5. Ocular
6. Diafragma de campo ocular
7. Plano focal hacia atrás del objetivo
8. Objetivo
9. Plano del objeto
10. Condensador
11. Diafragma de apertura
12. Colector
13. Fuente de luz

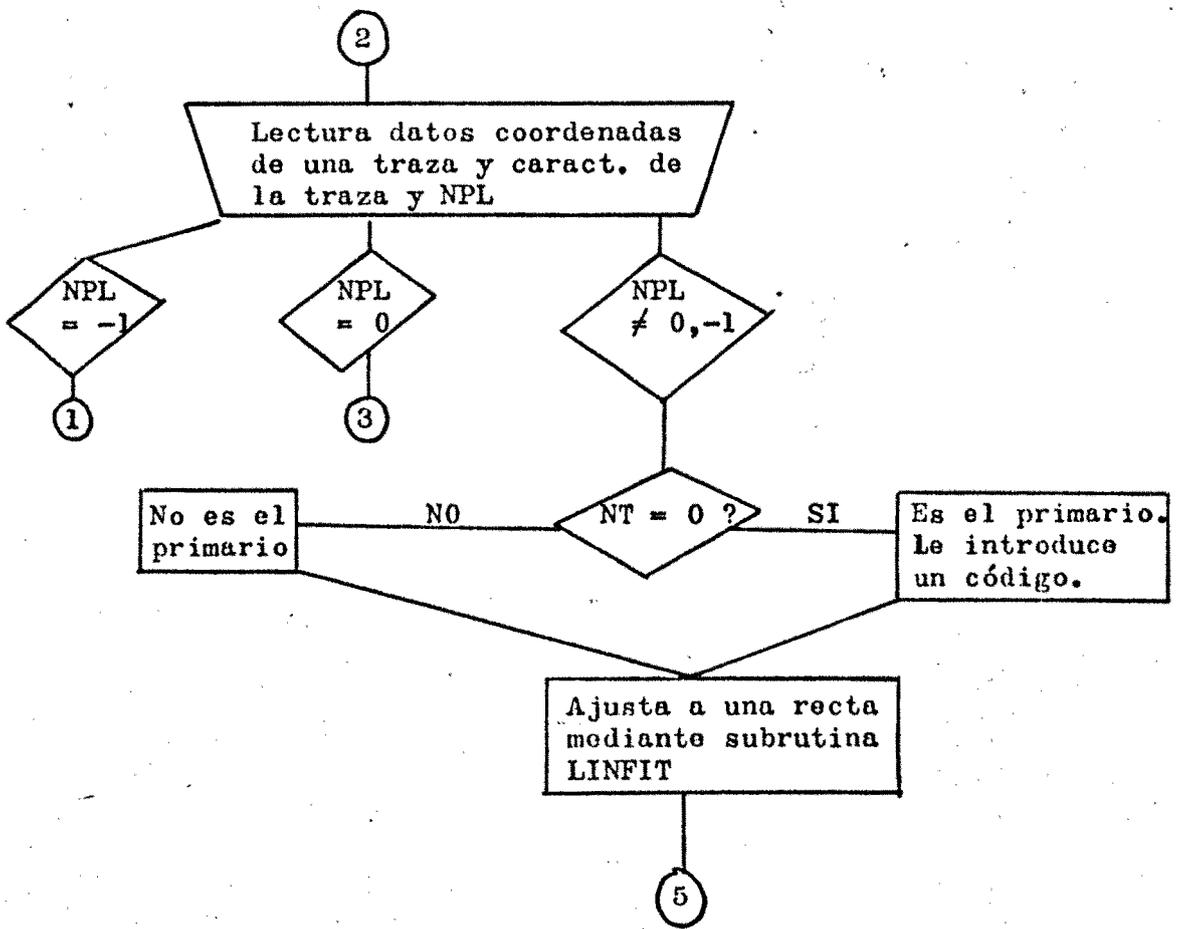
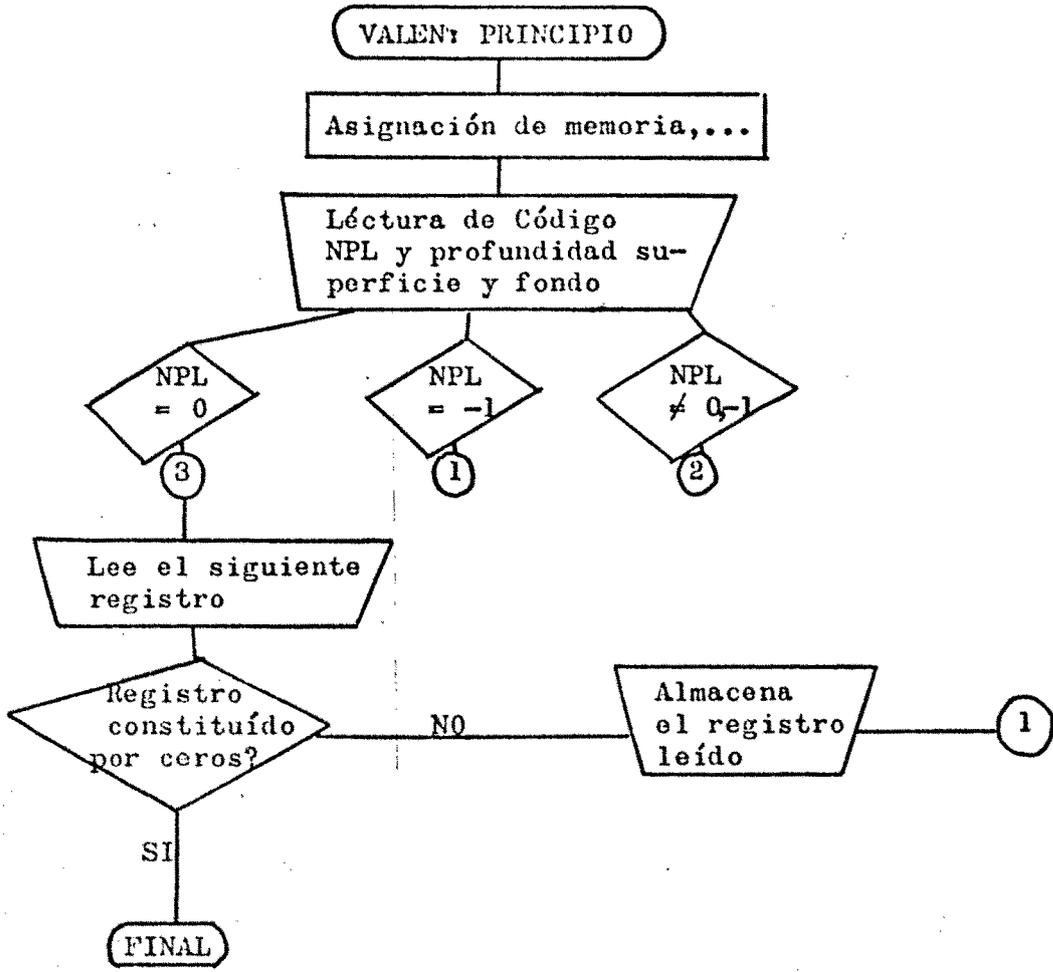
Apéndice II - Programa Geometría

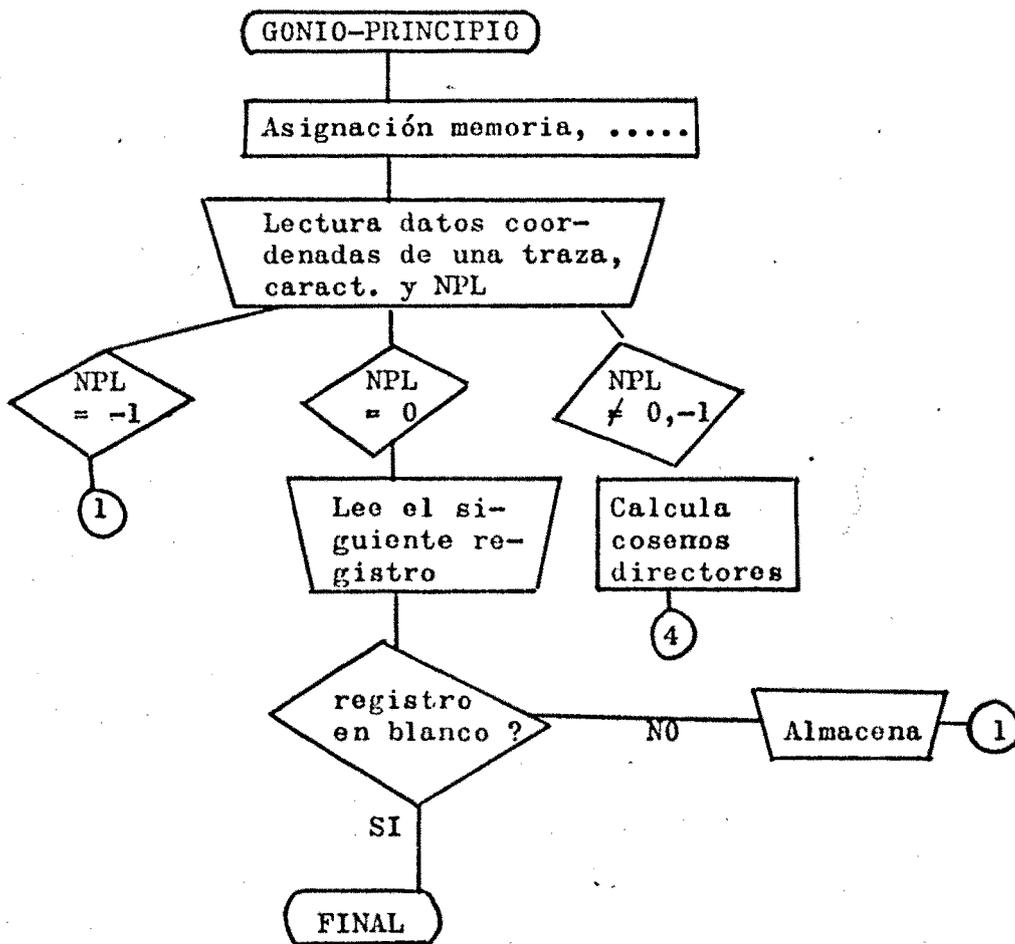
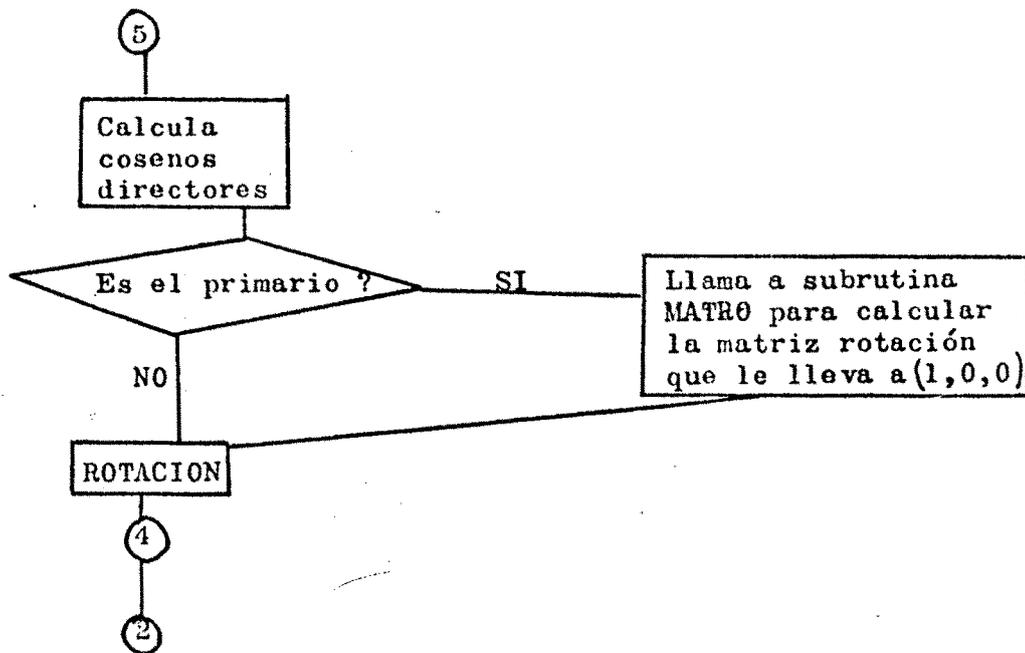
El programa de cálculo de los resultados geométricos en las interacciones observadas, a partir de los datos obtenidos en las medidas al microscopio, responde al siguiente esquema:

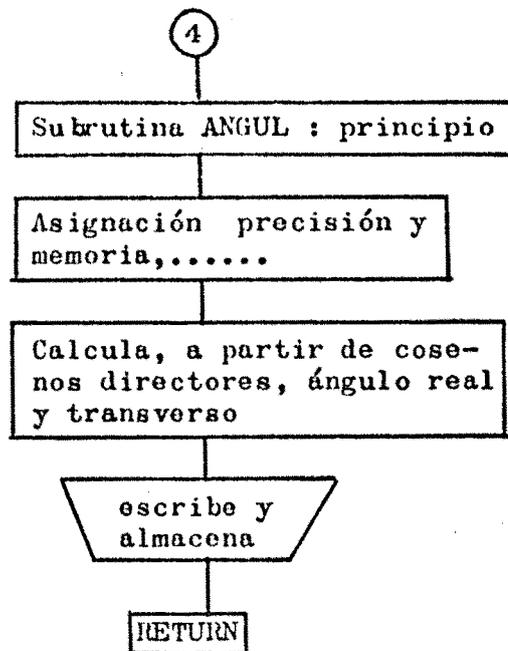


siendo VALEN, GONIO y COMP tres subrutinas correspondientes respectivamente al cálculo por el método de las 4 coordenadas, por el método goniométrico y por un método complementario para aquellas medidas efectuadas posteriormente al primer análisis.

La estructura de VALEN y COMP responden a un esquema similar, salvo que en el primer caso la traza referencia es el primario y en el segundo un secundario "forward" analizado por el método coordenado.







Consta además del conjunto de rutinas auxiliares:

LINFIT: Ajuste a una recta por el método de mínimos cuadrados.

MATRO: cálculo de la matriz rotación que lleva (A,B,C) a (1,0,0)

TRMAT: cálculo de la matriz transpuesta.

PROMA: Producto matricial.

Apéndice 3.- Densidad derivada del modelo a estructuras α

Supuesto el 0-16 en su estado fundamental con una estructura tetrahédrica, de acuerdo con la Fig. 2 del Capítulo II, y siendo

$$\rho_{\alpha}(\vec{r}')$$

la densidad extendida para cada partícula

la densidad nuclear del 0-16 vendrá dada por:

$$\rho(\vec{r}) = 1/4 \sum_{k=1}^4 \rho_{\alpha}(\vec{r}'_k) = 1/4 \sum_{k=1}^4 \rho_{\alpha}(\vec{r}-\vec{R}_k)$$

siendo referidos \vec{r} y \vec{r}' , respectivamente, al centro del núcleo 0-16 y la k ésima partícula α y R_k el vector posición del centro de la k ésima partícula α con respecto al centro nuclear.

Ambos $\rho_{\alpha}(\vec{r}')$ y $\rho(\vec{r})$ han de estar normalizados a la unidad siendo:

$$\begin{aligned} \rho_{\alpha}(\vec{r}'_k) &= A^2 \exp(-r_k'^2 / b^2) = \\ &= A^2 \exp(-(r^2 + a^2 - 2ar \cos \theta') / b^2) \end{aligned}$$

contribuirá a la densidad $\rho(\vec{r})$ como

$$\frac{\iint \rho(r, \theta, \varphi) \sin \theta' d\theta' d\varphi}{\iiint \rho(r, \theta, \varphi) \sin \theta' d\theta' d\varphi dr. r^2}$$

Ayudándonos de las expresiones

$$\int_0^n \exp(2ar \cos \theta / b^2) \sin \theta d\theta = \int_0^n e^{m \cos \theta} \sin \theta d\theta =$$

$$= -\frac{1}{m} \int_1^{-1} e^{my} dy = \frac{e^m - e^{-m}}{m}, \quad (2ar/b^2 \equiv m)$$

$$\int_0^{\infty} \exp(-ax^2 + bx) x dx = 1/2a + b/2a^{3/2} \exp(b^2/4a) \int_{b/2\sqrt{a}}^{\infty} \exp(-x^2) dx$$

obtenemos inmediatamente las expresiones (2.10)

El caso del C^{12} es análogo, considerando la estructura triangular. Los resultados obtenidos se dividen por 4π , con el fin de considerar simetría esférica, respecto a la posición de cada una de las



Fig.A-3-1

Análogo es el caso del N^{14} , cuando tomamos una distribución C^{12} deuterón, salvo que en este caso existirán dos parámetros a_1 y a_2 y dos parámetros b_1 y b_2 , siendo la contribución del deuterón análogo formalmente al del conjunto de las α 's, pero con un factor 1/2 respecto a cada una de ellas.

En este caso, deberemos calcular además el radio cuadrático medio, a partir de la expresión

$$r_{rms}^2 = \frac{\int_0^{\infty} r^2 \rho(r) r^2 dr}{\int_0^{\infty} \rho(r) r^2 dr}$$

que, a partir de las expresiones

$$\int_0^{\infty} x^3 \exp(-a x^2 + bx) dx = \frac{1}{2a^2} + \frac{b^2}{8a^3} + \exp(b^2/4a) \int_{\frac{-b}{2\sqrt{a}}}^{\infty} e^{-x^2} dx \left(\frac{3b}{4a^{5/2}} + \frac{b^3}{8a^{7/2}} \right)$$

resulta

$$r_{rms}^2 (N) = \frac{18 b_1^2 + 12 a_1^2 + 3 b_2^2 + 2 a_2^2}{14}$$

$$a_2^2 = 7 \left(r_{rms}^2 (N) - \frac{9}{7} b_1^2 - \frac{6}{7} a_1^2 - \frac{3}{14} b_2^2 \right)$$

resultando un valor apropiado

$$a_2 = 3.35 \text{ fm.}$$

para el resto de los parámetros adecuados a las estructuras antedichas

Las densidades asociadas a estados excitados caracterizables por aplanamientos en las estructuras tetrahédricas ó alargamientos en las triangulares, se calcularían del mismo modo, con los nuevos parámetros resultantes. También puede considerarse la excitación, afectando a las densidades individuales de las partículas α , adoptan-

do estructuras esferoidales, lo cual puede complicar los cálculos sin embargo.

Apéndice 4: Funciones de onda y elementos de matriz

Funciones de onda:

Para los estados de O-16 ($1s_{\frac{1}{2}}^4 \ 1p_{3/2}^8 \ 1p_{\frac{1}{2}}^4$) y C-12 ($1s_{\frac{1}{2}}^4 \ 1p_{3/2}^8$) tenemos:

$$|nljj_3\rangle =$$

$$|1s_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}\rangle = \psi_{1s}(r) Y_0^0(\theta, \varphi) \chi_+ = (4\alpha^3/\sqrt{\pi})^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\alpha^2 r^2}{2}} \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \chi_+$$

$$|1s_{\frac{1}{2}}^{-\frac{1}{2}}\rangle = (\alpha^3/\sqrt{\pi})^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp(-\alpha^2 r^2 / 2) \chi_-$$

$$|1p_{\frac{3}{2}}^{\frac{3}{2}}\rangle = (\alpha^5/\sqrt{\pi}) \frac{1}{\sqrt{\pi}} s \exp(-\alpha^2 r^2 / 2) e^{i\varphi} \chi_+$$

$$|1p_{\frac{3}{2}}^{\frac{1}{2}}\rangle = ((4\alpha^5/3\sqrt{\pi})^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\sqrt{\pi}} z \chi_+ + (\alpha^5/3\sqrt{\pi})^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\sqrt{\pi}} s e^{i\varphi} \chi_-) \exp(-\alpha^2 r^2 / 2)$$

$$|1p_{\frac{3}{2}}^{-\frac{1}{2}}\rangle = ((4\alpha^5/3\sqrt{\pi})^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\sqrt{\pi}} z \chi_- + (\alpha^5/3\sqrt{\pi})^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\sqrt{\pi}} s e^{-i\varphi} \chi_+) \exp(-\alpha^2 r^2 / 2)$$

$$|1p_{\frac{3}{2}}^{-\frac{3}{2}}\rangle = (\alpha^5/\sqrt{\pi})^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\sqrt{\pi}} s \exp(-\alpha^2 r^2 / 2) e^{-i\varphi} \chi_-$$

$$|1p_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}\rangle = (-(2\alpha^5/3\sqrt{\pi})^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\sqrt{\pi}} z \chi_+ + (2\alpha^5/3\sqrt{\pi})^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\sqrt{\pi}} s e^{i\varphi} \chi_-) \exp(-\alpha^2 r^2 / 2)$$

$$|1p_{\frac{1}{2}}^{-\frac{1}{2}}\rangle = (-(2\alpha^5/3\sqrt{\pi})^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\sqrt{\pi}} s e^{-i\varphi} \chi_+ + (2\alpha^5/3\sqrt{\pi})^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\sqrt{\pi}} z \chi_-) \exp(-\alpha^2 r^2 / 2)$$

siendo: $r^2 = z^2 + s^2$, $\chi_{+(-)}$ las funciones de spin,

$\vec{s} \equiv (s, \varphi)$, en el plano perpendicular a la dirección de incidencia

Y_1^m , los armónicos esféricos

Elementos de matriz:

Exponemos aquí alguno de los cálculos de los elementos de matriz:

$$\langle \tau_{nlm} | 1 - \Gamma(\vec{b}-\vec{s}) | \tau_{n'1'm'} \rangle$$

$$\begin{aligned} \langle 1 s \frac{1}{2} \frac{1}{2} | 1 - \Gamma(\vec{b}-\vec{s}) | 1 s \frac{1}{2} \frac{1}{2} \rangle &= 1 - (\alpha/\sqrt{\pi})^3 \int \exp(-\alpha^2 z^2) dz \cdot \\ &\quad \exp(-\alpha^2 s^2/2) \Gamma(\vec{b}-\vec{s}) \exp(-\alpha^2 s^2/2) d^2 s = \\ &= 1 - (\alpha/\sqrt{\pi})^3 \sqrt{\frac{\pi}{\alpha^2}} \int \exp(-\alpha^2 s^2) \left(-\frac{i}{2\pi k}\right) \int \exp(-i\vec{q}\vec{b}) \exp(i\vec{q}\vec{s}) f(0) e^{-\frac{1}{2}\beta^2 q^2} d^2 q \cdot \\ &= 1 - \frac{2\alpha^2 f(0)}{ik} \int s \cdot ds \int q \cdot dq \exp(-\alpha^2 s^2) \exp(-\beta^2 q^2/2) J_0(qb) J_0(qs) = \\ &= 1 - \frac{2\alpha^2 f(0)}{ik} \int q \cdot dq J_0(qb) \exp(-\beta^2 q^2/2) \frac{1}{2\alpha^2} \exp(-q^2/4\alpha^2) = \\ &= 1 - \frac{1-i\gamma}{2\pi} a_1 \bar{\sigma} \exp(-a_1 b^2) \end{aligned}$$

siendo:

$\bar{\sigma} \equiv$ sección eficaz media nucleón-nucleón

$$\gamma \equiv \frac{\text{Re } f(0)}{\text{Im } f(0)}$$

$$a_1 = \frac{\alpha^2}{1 + 2\alpha^2\beta^2}$$

$\langle 1 s \frac{1}{2} \frac{1}{2} | 1 - \Gamma | 1 s \frac{1}{2} -\frac{1}{2} \rangle = 0$, dada la ortogonalidad de las funciones de spin y que el operador Γ no depende del spin.

$$\begin{aligned} \langle 1 p \frac{3}{2} \frac{3}{2} | 1 - \Gamma | 1 p \frac{3}{2} \frac{3}{2} \rangle &= 1 - \frac{\alpha^4 f(0)}{2 i k \pi^2} (2\pi)^2 \int q \cdot dq \exp(-\beta^2 q^2/2) J_0(qb) \cdot \\ &\quad s^3 ds \exp(-\alpha^2 s^2) J_0(qs) = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= 1 - \frac{4\alpha^4 f(0)}{2ik} \int q \, dq \exp(-\beta^2 q^2 / 2) J_0(qb) \frac{\Gamma(2)}{2\alpha^4 \Gamma(1)} {}_1F_1(2,1; -q^2/4\alpha^2) = \\
&= 1 - \frac{f(0)}{ik} \int q \, dq \exp(-\beta^2 q^2 / 2) J_0(qb) \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(k+1)!}{k!} \frac{(-1)^k}{k!} (q^2/4\alpha^2)^k = \\
&= 1 - \frac{\bar{\sigma}(1-i\gamma)}{2\pi} \frac{2\beta^2\alpha^4}{(1+2\alpha^2\beta^2)^2} \left(1 + \frac{b^2}{(1+2\alpha^2\beta^2)2\beta^2}\right) \exp(-\alpha^2 b^2 / 1+2\alpha^2\beta^2)
\end{aligned}$$

y así sucesivamente, donde nos hemos valido de las expresiones de la ref A-4.

El resultado final para el determinante de Slater asociado a las estructuras del estado fundamental de los iones O-16 y C-12 es el siguiente:

$$\|O^{16}\| = ((1-\omega_1)(1-\omega_3) - \omega_4^2)^2 ((1-\omega_2)^2 - \omega_5^2)^2$$

$$\|C^{12}\| = (1-\omega_1)(1-\omega_2) \left(1 - \frac{2}{3}\omega_3 - \frac{1}{3}\omega_2\right) - \frac{2}{3}\omega_4^2(1-\omega_2) - \frac{1}{3}\omega_5^2(1-\omega_1)$$

donde hemos adoptado, de acuerdo con ref A-5 las expresiones:

$$\begin{aligned}
\omega_1 &= \frac{\bar{\sigma}}{2\pi} \frac{\alpha^2}{1+2\alpha^2\beta^2} E \\
\omega_2 &= \frac{\bar{\sigma}\alpha^2}{4\pi} \left(\frac{1}{1+2\alpha^2\beta^2} + \frac{2\alpha^2\beta^2}{(1+2\alpha^2\beta^2)^2} \right) E \\
\omega_3 &= \frac{\bar{\sigma}\alpha^4}{\pi} \left(\frac{\beta^2}{(1+2\alpha^2\beta^2)^2} \frac{b^2}{(1+2\alpha^2\beta^2)^3} \right) E \\
\omega_4 &= \frac{\bar{\sigma}}{\pi\sqrt{2}} \frac{\alpha^3 b}{(1+2\alpha^2\beta^2)^2} E \\
\omega_5 &= \frac{\bar{\sigma}\alpha^2}{4\pi} \left(\frac{1}{(1+2\alpha^2\beta^2)^2} \right) E
\end{aligned}$$

$$E = \exp(-\alpha^2 b^2 / 1+2\alpha^2\beta^2)$$

Y adoptamos, de acuerdo con ref A-6 los parámetros siguientes:

$$\begin{aligned}\alpha^2 &= 0.342 \text{ F}^{-2} \text{ para } 0-16 \\ &= 0.410 \text{ " " C-12}\end{aligned}$$

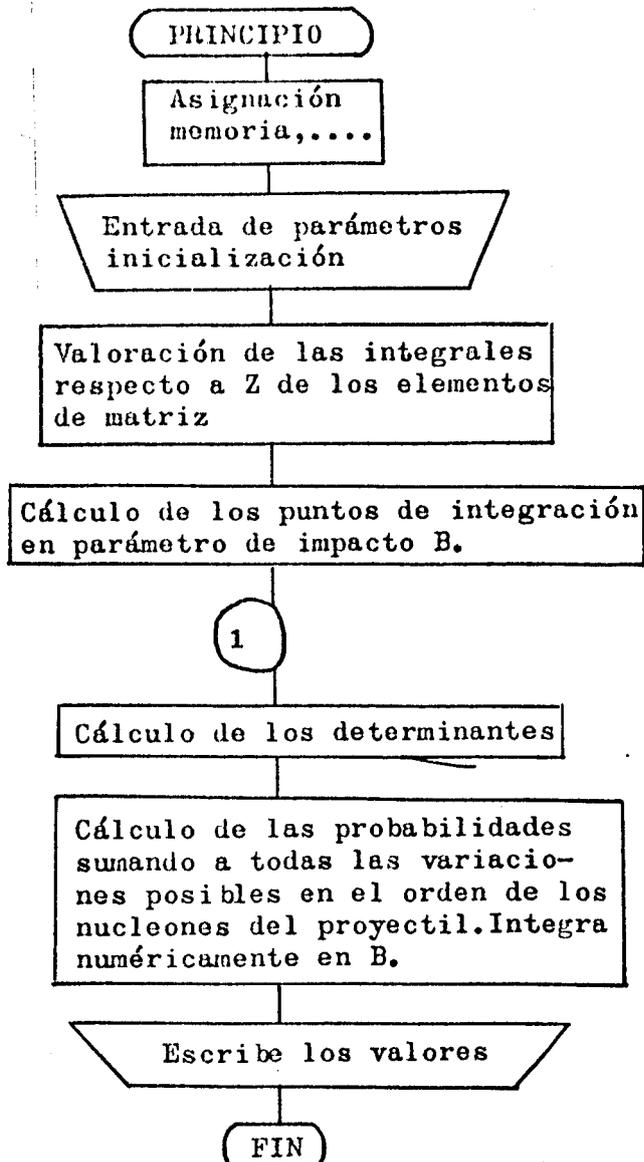
$$\sigma = 44 \text{ mb.}$$

$$\gamma = -0.20$$

$$\beta^2 = 6.8 (\text{Gev}/c)^{-2} = 0.26 \text{ F}^2$$

Apéndice V - Programa GLAUB

El programa GLAUB efectúa el cálculo del nº de nucleones colisionantes y su nº de colisiones efectivas, basándose en el estudio teórico del scattering múltiple de Glauber. Responde al siguiente esquema:



① Efectúa la integración en plano perpendicular a la trayectoria de los elementos de matriz.

Para ello, analiza el operador del elemento de matriz y las funciones de onda individuales, de acuerdo a los presupuestos del Apéndice IV, y posteriormente integra mediante las subrutinas de integración compleja CGAUSS.

Apéndice 6.- Rapidity y pseudorapidity

Una magnitud ampliamente utilizada en física de alta energía es la "rapidity" definida mediante la expresión (ref. A-2):

$$\left. \begin{aligned} q &= m'_c \sinh \zeta \\ E &= m'_c \cosh \zeta \end{aligned} \right\} \zeta = \text{arc tgh}(\beta \cos \theta) \quad (\text{A-6-1})$$

siendo

$$m'_c = (m_c^2 + |\vec{r}|^2)^{\frac{1}{2}} = (E^2 - q^2)^{\frac{1}{2}}$$

q, \vec{r} , componentes longitudinal y transversal del momento de la partícula en emulsión

m_c , su masa

E , su energía

β , su velocidad

θ su ángulo de emisión en el sistema laboratorio

dado que:

$$p^2 = E^2 - \vec{p}^2 = m_c^2 = E^2 - (q^2 + |\vec{r}|^2)$$

$$(E^2 - q^2)^{\frac{1}{2}} = m_c^2 + |\vec{r}|^2$$

En consecuencia

$$\zeta = \frac{1}{2} \log \frac{E+q}{E-q} = \log \frac{E+q}{m'_c} = \log \frac{m'_c}{E-q} = \text{arctgh} \beta \cos \theta \quad (\text{A-6-2})$$

La "rapidity" tiene la propiedad importante de ser aditiva a transformaciones de Lorentz.

Pero, además, cuando el momento de la partícula es muy elevado, goza de una propiedad que la hace particularmente atractiva en el análisis de las interacciones basadas en la geometría de los sucesos:

$$\zeta = \operatorname{arcth} \beta \cos \theta \Rightarrow$$

$$\beta \cos \theta = \frac{e^\zeta - e^{-\zeta}}{e^\zeta + e^{-\zeta}} = \frac{1 - e^{-2\zeta}}{1 + e^{-2\zeta}}$$

ó bien:

$$\zeta = -\frac{1}{2} \ln \frac{1 - \beta \cos \theta}{1 + \beta \cos \theta} \quad (\text{A-6-3})$$

expresión que, en el caso de que $\beta \sim 1$ (energías ultrarelativistas)

$$\zeta \sim -\ln \sqrt{\frac{1 - \cos \theta}{1 + \cos \theta}} = -\ln \operatorname{tg} \theta / 2 \quad (\text{A-6-4})$$

Otras expresiones parecidas pueden obtenerse por introducción del parámetro longitudinal $h=r/mc$ (ref. A-3)

Se verifica

$$\begin{aligned} \zeta(h, \theta) &= \operatorname{arcth}(\beta \cos \theta) = \operatorname{arcth}\left(\frac{|\vec{p}| \cos \theta}{E}\right) = \\ &= \operatorname{arcth}\left(\cos \theta \frac{(r^2 + q^2)^{\frac{1}{2}}}{(r^2 + q^2 + m^2)^{\frac{1}{2}}}\right) = \\ &= \operatorname{arcth}\left(\cos \theta \frac{1}{\left(1 + \frac{m^2}{r^2 + q^2}\right)^{\frac{1}{2}}}\right) = \\ &= \operatorname{arcth}(h \cos \theta (h^2 + \operatorname{sen}^2 \theta)^{-\frac{1}{2}}) = \\ &= \pm \left(-\ln v + \ln (1 + (1 + v^2)^{\frac{1}{2}}) \right) \quad \begin{array}{l} + \text{ para } \theta \text{ entre } 0 \text{ y } 90^\circ \\ - \text{ " } \theta \text{ " } 90 \text{ y } 180^\circ \end{array} \end{aligned}$$

siendo

$$v^2 = (1 + h^2) h^{-2} \operatorname{tg}^2 \theta \geq 0$$

En el caso de alta energía, para θ pequeño, $v \ll 1$ y

$$\gamma \simeq -\ln v + \ln 2 = -\ln \operatorname{tg} \theta - \ln \left((1+h^2)^{\frac{1}{2}} h^{-1} \right) + \ln 2$$

En la experiencia que nos ocupa, no podemos discriminar β a partir de la expresión (A-6-4), como puede observarse en la tabla A-6-1.

Exclusivamente resulta una aproximación en el caso de los piones más rápidos.

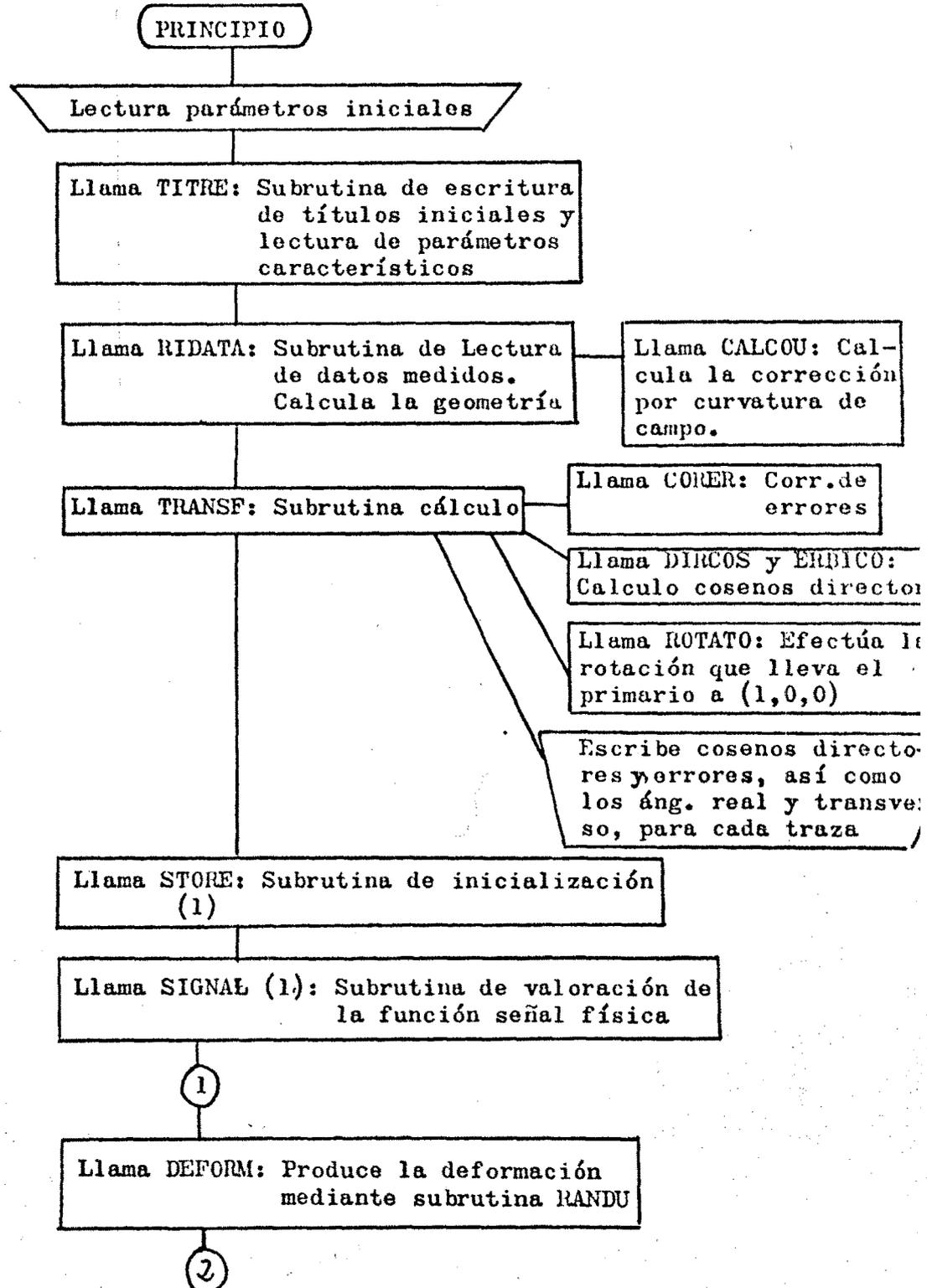
TABLA A-6-1

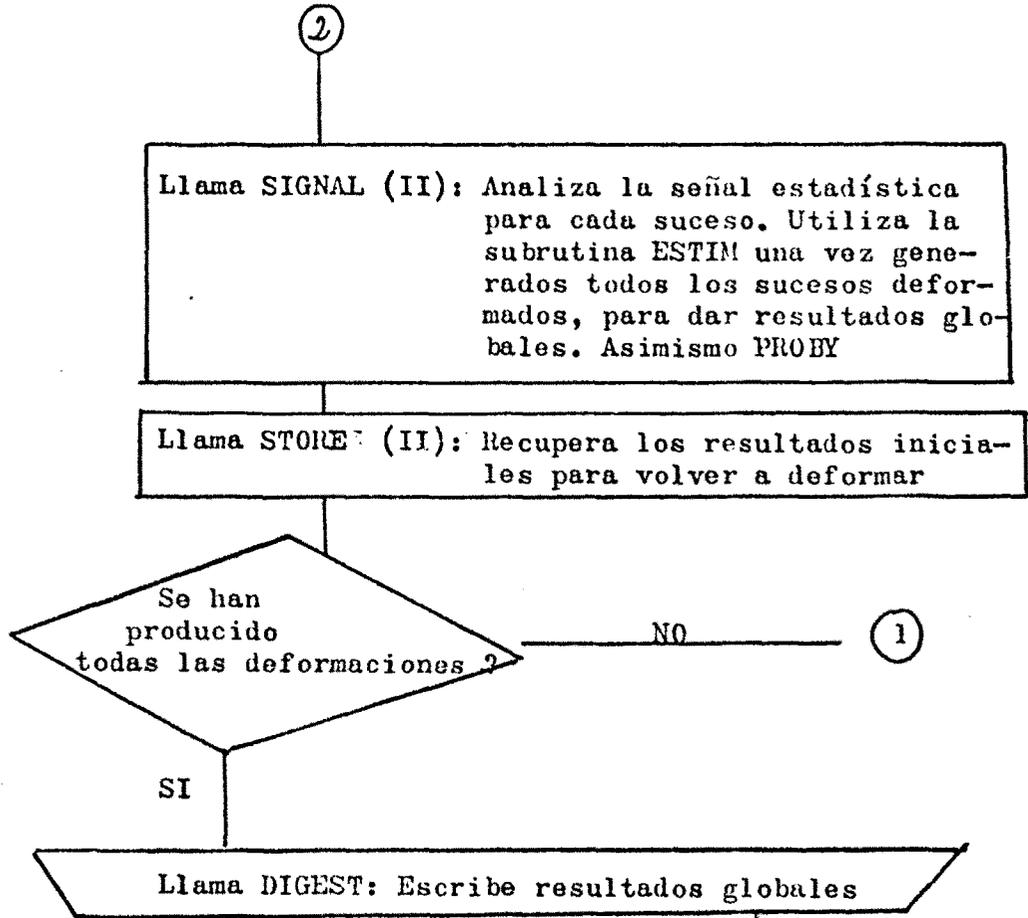
m_c	γ	θ	$-\operatorname{Intg} \theta / 2$	($\beta = 0.95$)
0.938 Gev	1.838	1°	4.741	
"	1.807	5°	3.131	
"	1.710	10°	2.436	
0.1396 Gev	3.430	1°	4.741	
"	3.061	4°	3.355	
"	2.570	8°	2.660	

Apéndice 7: Programa SIGNAL

Este programa efectúa el análisis de la existencia ó no de co-planaridades.

Se adecúa al siguiente esquema:





Exponemos, a continuación, el listado del programa.

```

FOR, IS      ALINAL, ALINAL
COMMON/COHIN/NDEF,DEFI,V(4),INFO,IVERS
NAMELIST/HALPUT/DEFJ,NDEF,ISTART,ISTOP,INFO,IVERS,TESTAT
DATA  NE/5/,ILEFT/10/,CONV/O.0174533/

C
READ(NE,NALPUT)
DEFI=DEFJ*CONV
CALL TITRE(NDEF,DEFJ,IVERS)
IF (TESTAT.GT.O.) WRITE(6,21)
21  FORMAT(45X,'TEST STATISTIQUE' / 132(1H*))
NDEF=NDEF+1
1  CONTINUE
CALL NALDAT($2,ISTART,ISTOP)
CALL TRANSF
IF (TESTAT.GT.O.) CALL DEFORM
CALL STORE(1)
CALL SIGNAL(1)

C
IF (NDEF.LT.2) GO TO 2
II=1
3  CONTINUE
II=II+1
IF (II.GT.NDEF) GO TO 2
CALL DEFORM
CALL SIGNAL(II)
CALL STORE(2)
GO TO 3

C
2  CONTINUE
CALL XDELTA(KRESTE)
IF (KRESTE.GT.ILEFT) GO TO 1

C
CALL DIGEST
STOP,OK
END

```

1 SGSR
 2 SGSR
 3 SGSR
 4 SGSR
 5 SGSR
 6 SGSR
 7 SGSR
 8 SGSR
 9 SGSR
 10 SGSR
 11 SGSR
 12 SGSR
 13 SGSR
 14 SGSR
 15 SGSR
 16 SGSR
 17 SGSR
 18 SGSR
 19 SGSR
 20 SGSR
 21 SGSR
 22 SGSR
 23 SGSR
 24 SGSR
 25 SGSR
 26 SGSR
 27 SGSR
 28 SGSR
 29 SGSR
 30 SGSR
 31 SGSR
 32 SGSR
 33 SGSR
 34 SGSR

```

FOR, IS ANTRAN, ANTRAN
FUNCTION ANTRAN(AX,AY,GAX,GAY,EX,EY,GBX,GBY,GU,II)
DATA PI,DPI/3.1415926,6.283185/
C
A=ARTAN(AX,AY)
B=ARTAN(EX,EY)
C=ABS(A-B)
IF (C.GT.PI) C=DPI-C
A=ABS(C-PI)
ANTRAN=AMINO(A,C)
C
IF (II.GT.1) GO TO 1
A=AY*GAX
B=AX*GAY
C=AX*AX+AY*AY
GU=(ABS(A)+ABS(B))/C
A=BY*GBX
B=EX*GBY
C=BX*EX+BY*BY
GU=GU+((ABS(A)+ABS(B)))/C
C
1 CONTINUE
RETURN
END

```

```

FOR, IS ARTAN, ARTAN
FUNCTION ARTAN(X,Y)
C
AT=ACOS(0.)
AT=ABS(AT)
ARTAN=AT
IF (X) 2,1,3
2 ARTAN=ATAN(Y/X)+2.*AT
GO TO 4
1 IF (Y.LT.0.) ARTAN=3.*ARTAN
GO TO 4
3 ARTAN=ATAN(Y/X)
IF (Y.LT.0.) ARTAN=ARTAN+4.*AT
4 CONTINUE
RETURN
END

```

SGSR 35
SGSR 36
SGSR 37
SGSR 38
SGSR 39
SGSR 40
SGSR 41
SGSR 42
SGSR 43
SGSR 44
SGSR 45
SGSR 46
SGSR 47
SGSR 48
SGSR 49
SGSR 50
SGSR 51
SGSR 52
SGSR 53
SGSR 54
SGSR 55
SGSR 56
SGSR 57

SGSR 58
SGSR 59
SGSR 60
SGSR 61
SGSR 62
SGSR 63
SGSR 64
SGSR 65
SGSR 66
SGSR 67
SGSR 68
SGSR 69
SGSR 70
SGSR 71
SGSR 72

```

FOR, IS  CALCOU, CALCOU
SUBROUTINE CALCOU (C, EC, G, L, A, B)
REAL L, LG
CALCULA CURVATURA DE CAMPO Y SU ERROR ASOCIADO
LO=G*50.0
IF (C.LT.0.0) LO=50.0
IF (L-LG) 1,1,2
1 A=L0**4+C**4+2.0*C**2*(L0**2-2.0*L**2)
  A=-((SQRT(A)-(L0**2+C**2))/(2.0*C)
  GO TO 3
2 A=L0**4+C**4+2.0*C**2*(4.0*L*L0-2.0*L**2-L0**2)
  A=(L0**2-C**2)-SQRT(A)
  A=-A/(2.0*C)
3 B=EC*A/C
RETURN
END
SGSR 73
SGSR 74
SGSR 75
SGSR 76
SGSR 77
SGSR 78
SGSR 79
SGSR 80
SGSR 81
SGSR 82
SGSR 83
SGSR 84
SGSR 85
SGSR 86
SGSR 87

```

```

FOR, IS  CORENA, CORENA
SUBROUTINE CORENA(LABO, NAT)
DIMENSION Istand(5)
DATA Istand/3,3,2,1,3/
C
IF (LABO.EQ.0) GO TO 1
IF (NAT.EQ.C) GO TO 1
NAT=Istand(NAT)
1 CONTINUE
RETURN
END
SGSR 88
SGSR 89
SGSR 90
SGSR 91
SGSR 92
SGSR 93
SGSR 94
SGSR 95
SGSR 96
SGSR 97

```

```

FOR, IS  CORER, CORER
SUBROUTINE CORER(A, B)
ESTA SUBROUTINA DISMINUYE LOS ERRORES SOBRE LAS TRAZAS BLANCAS Y BRSGSR
DATA RED/0.7/
A=A*RED
B=B*RED
RETURN
END
SGSR 98
SGSR 99
SGSR 100
SGSR 101
SGSR 102
SGSR 103
SGSR 104

```

```

FOR, IS  DEFORM, DEFORM
SUBROUTINE  DEFORM
PARAMETER  NDIM=50
DOUBLE PRECISION  CX,CY,CZ
DOUBLE PRECISION  CT,A,B
COMMON/COMCOS/CX(NDIM),CY(NDIM),CZ(NDIM),DCX(NDIM),DCY(NDIM),
* DCZ(NDIM)
COMMON/COMPHI/TPANS(NDIM),TETA(NDIM)
COMMON/COMIN/NDEF,DEFI,G,S,SO ,NT
C
DO 1  I=2,NT
CT=SQRT(CX(I)**2+CY(I)**2)
RD=RN*DH(R)
RN=2.*(RD-0.5)
VAR=RN*DEFI
VAR=VAR/(SIN(TETA(I))+0.0001)
VAR=AMOD(VAR,6.28316)
TRANS(I)=TRANS(I)+VAR
A=COS(TRANS(I))
B=SIN(TRANS(I))
CX(I)=CT*A
CY(I)=CT*B
1 CONTINUE
C
RETURN
END

```

SGSR 112
SGSR 113
SGSR 114
SGSR 115
SGSR 116
SGSR 117
SGSR 118
SGSR 119
SGSR 120
SGSR 121
SGSR 122
SGSR 123
SGSR 124
SGSR 125
SGSR 126
SGSR 127
SGSR 128
SGSR 129
SGSR 130
SGSR 131
SGSR 132
SGSR 133
SGSR 134
SGSR 135
SGSR 136

```

FOR, IS  CROSS, CROSS
SUBROUTINE  CROSS(X,Y,Z)
DIMENSION  X(3),Y(3),Z(3)
Z(1)=X(2)*Y(3)-X(3)*Y(2)
Z(2)=X(3)*Y(1)-X(1)*Y(3)
Z(3)=X(1)*Y(2)-X(2)*Y(1)
RETURN
END

```

SGSR 105
SGSR 106
SGSR 107
SGSR 108
SGSR 109
SGSR 110
SGSR 111

```

FOR,IS DIGEST,DIGEST
SUBROUTINE DIGEST
COMMON/COMIX/VARIX(10),NIPER(10,100),NK
COMMON/COMWOR/NEV
COMMON/COMRES/INSERT(150)
DIMENSION ISOM(10)
DATA IV/0/
C ***
WRITE(6,2) NEV
2 FORMAT( 1H1 // 47(1H*), 'CE RUN ANALYSE',I3,' EVENEMENTS...RES',I3)
*SUME', 48(1H*) / )
CALL UZERO(ISOM,1,NK)
DO 1 I=1,NEV
WRITE(6,3) I,INSERT(I),(NIPER(K,I),K=1,NK)
IF (INSERT(I).NE.0) GO TO 1
IV=IV+1
DO 4 J=1,NK
IF (NIPER(J,I).GT.0) ISOM(J)=ISOM(J)+1
CONTINUE
CONTINUE
1 CONTINUE
2 FORMAT( 2I5, 10X,10I10 )
3 WRITE(6,6) (ISOM(K),K=1,NK)
6 FORMAT( / 4X,'NOTE GLOBALE', 4X,10I10 )
WRITE(6,7) IV
7 FORMAT( 2X,'POUR',I3,' EVENEMENTS RETENUS' )
C ***
RETURN
END
SGSR 137
SGSR 138
SGSR 139
SGSR 140
SGSR 141
SGSR 142
SGSR 143
SGSR 144
SGSR 145
SGSR 146
SGSR 147
SGSR 148
SGSR 149
SGSR 150
SGSR 151
SGSR 152
SGSR 153
SGSR 154
SGSR 155
SGSR 156
SGSR 157
SGSR 158
SGSR 159
SGSR 160
SGSR 161
SGSR 162
SGSR 163

```

```

FOR,JS      DIRCOS,DIRCOS
SUBROUTINE DIRCOS(A,B)
DIMENSION A(1),E(1)
VARIABLE TRANSFORMATION
C ***
COS(X) = SIN(L)
COS(Y) = COS(L)*SIN(PHI)
COS(Z) = COS(L)*COS(PHI)
A(2) = DIP , A(3) = AZIMUT
C ***
COSL=COS(A(2))
SINL=SIN(A(2))
COSPCOS(A(3))
SINP=SIN(A(3))
B(1)=SINL @ CX
B(2)=COSL*SINP @ CY
B(3)=COSL*COSP @ CZ
RETURN
ENTRY ERDICO(A,B)
JACOBIAN
C ***
C ***
C ***
C ***
C ***
C ***
A(1)= DR (INDEFINI) , A(2)=DL , A(3)=DP
B(1)=COSL*A(2) @ DCX
B(2)=-SINL*SINP*A(2)+COSL*COSP*A(3) @ DCY
B(3)=-SINL*COSP*A(2)-COSL*SINP*A(3) @ DCZ
DO 2 I=1,3
B(I)=ABS(B(I))
GO TO 1
END

```

SGSR 164
 SGSR 165
 SGSR 166
 SGSR 167
 SGSR 168
 SGSR 169
 SGSR 170
 SGSR 171
 SGSR 172
 SGSR 173
 SGSR 174
 SGSR 175
 SGSR 176
 SGSR 177
 SGSR 178
 SGSR 179
 SGSR 180
 SGSR 181
 SGSR 182
 SGSR 183
 SGSR 184
 SGSR 185
 SGSR 186
 SGSR 187
 SGSR 188
 SGSR 189
 SGSR 190
 SGSR 191
 SGSR 192
 SGSR 193
 SGSR 194

SGSR 195
 SGSR 196
 SGSR 197
 SGSR 198
 SGSR 199
 SGSR 200
 SGSR 201
 SGSR 202

```

FOR,IS      DOT,DOT
FUNCTION DOT(X,Y)
DIMENSION X(1),Y(1)
A=0.
DO 1 J=1,3
A=A+X(J)*Y(J)
DOT=A
RETURN
END

```

```

FOR,IS ESTIM,ESTIM
SUBROUTINE ESTIM(RS,NK,PE,CB)
COMMON/COMIN/NDEF,DEFI,IT(4),INFO
DIMENSION A(100),RS(10,100),M(10),WK(10),PRYN(10)
C ***
PROCEED.
IF (NDEF.LT.4) GO TO 9
IF (OCFI) ,9,
DO 5 K=1,NK
  VM=0.
DO 1 I=2,NDEF
  A(I)=ALOG(RS(K,I))
  VM=VM+A(I)
1 CONTINUE
  WM(K)=VM/(NDEF-1.)
  VAR=C.
DO 2 I=2,NDEF
  VAR=VAR+(A(I)-WM(K))**2
2 CONTINUE
  WK(K)=VAR/(NDEF-2.)
5 CONTINUE
IF (INFO.LT.1) GO TO 10
WRITE(6,6) WM
WRITE(6,7) WK
CONTINUE
10
6 FORMAT( / , VALEUR MOYENNE ' , 10(E10.5,1X) )
7 FORMAT( / , VARIANCE ' , 10(E10.5,1X) )
C ***
DO 8 K=1,NK
  VAR=WM(K)
  SWK=SORT(WK(K))
  CALL PROBY(VM,VAR,SWK)
  PRYN(K)=VM
  IF (VM.GT.PROB) PROB=VM
8 CONTINUE
C ***
IF (INFO.LT.1) GO TO 9
WRITE(6,3) PRYN
3 FORMAT( / , PROBABILITE ' , 10(E10.5, 1X) )
9 CONTINUE
RETURN
END

```

SGSR 203
 SGSR 204
 SGSR 205
 SGSR 206
 SGSR 207
 SGSR 208
 SGSR 209
 SGSR 210
 SGSR 211
 SGSR 212
 SGSR 213
 SGSR 214
 SGSR 215
 SGSR 216
 SGSR 217
 SGSR 218
 SGSR 219
 SGSR 220
 SGSR 221
 SGSR 222
 SGSR 223
 SGSR 224
 SGSR 225
 SGSR 226
 SGSR 227
 SGSR 228
 SGSR 229
 SGSR 230
 SGSR 231
 SGSR 232
 SGSR 233
 SGSR 234
 SGSR 235
 SGSR 236
 SGSR 237
 SGSR 238
 SGSR 239
 SGSR 240
 SGSR 241
 SGSR 242
 SGSR 243

```

SUBROUTINE MLEAT(N, ISTART, ISTOP)
PARAMETER N=10000
COMMON/COMMONOR/NEV, COD(NDIM), RANGE(NDIM), CHARGE(NDIM), AZI(NDIM), DAZI(NDIM),
*ZI(NDIM), TT(2,NDIM), DIP(NDIM), ERDIP(NDIM)
COMMON/COMMON/NT, INFO
COMMON/COMMENT/P(NDIM), DP(NDIM)
DATA NEV/0/, NIN/12/, NOUT/6/, CONV/D.0174533/

C
4 CONTINUE
READ(NIN,1,END=6,ERR=6) ROLL, FRAME, TOPOL, XVERT
NEV=NEV+1
I=1
1 FORMAT( 9F8.3)
2 CONTINUE
READ(NIN,1,END=3) P(I), DP(I), AZI(I), DAZI(I), DIP(I), ERDIP(I),
* CHARGE(I), RANGE(I), COD(I)
IF (P(I)+999.) *3,
I=I+1
GO TO 2
3 CONTINUE
IF (NEV.LT. ISTART) GO TO 4
IF (NEV.GT. ISTOP) GO TO 6
NT=I-1
C
5 CONTINUE
IF (INFO.LT.1) GO TO 5
WRITE(NOUT,7) NEV, ROLL, FRAME, TOPOL, XVERT
7 FORMAT( // 25(1H*) 'EVENT NO', I4, 10(1H*) ', IDENTIFICATION R',
*F5.2, ' F', F8.2, ' T', F5.2, ' X', F8.2, 25(1H*) / )
WRITE(6,10)
10 FORMAT( 9X, 'I COD RANGE CHARGE ', 8X, ' P
* ', 10X, ' AZI DAZI DIP ERDIP' / )
5 CONTINUE
DO 8 J=1, NT
IF (INFO.GT.0)
* WRITE(NOUT,9) J, COD(J), RANGE(J), CHARGE(J), P(J), DP(J), AZI(J),
* DAZI(J), DIP(J), ERDIP(J)
9 FORMAT( I10, 3E9.3, 10X, 2E9.3, 10X, 4E9.3 )
AZI(J)=AZI(J)*CONV
DAZI(J)=DAZI(J)*CONV
DIP(J)=DIP(J)*CONV
ERDIP(J)=ERDIP(J)*CONV
6 CONTINUE
6 RETURN
END

```

C

```

FOR,IS PROEY,PROEY
SUBROUTINE PROEY(VM,VAR,SWK)
DATA SDPI/C.3989423 / ,NFI/20/
C ****
VM=0.
DIVE=2.*SWK*SWK
DVAR=3.*SWK/NFI
BMAX=VAR+3.*SWK
BINF=-DVAR
C ****
1 CONTINUE
BINF=BINF+DVAR
BSUP=BINF+DVAR
IF (BSUP.GT.DMAX) GO TO 2
BX=(BINF+FSUP)/2. -VAR
FX=EXP(-BX*BX/DIV)
VM=VM+FX*DVAR
GO TO 1
C ****
2 CONTINUE
VM=VM*SDPI/SWK
RETURN
END

```

```

SGSR 292
SGSR 293
SGSR 294
SGSR 295
SGSR 296
SGSR 297
SGSR 298
SGSR 299
SGSR 300
SGSR 301
SGSR 302
SGSR 303
SGSR 304
SGSR 305
SGSR 306
SGSR 307
SGSR 308
SGSR 309
SGSR 310
SGSR 311
SGSR 312
SGSR 313

```

```

FOR,IS RANDU,RANDU
SUBROUTINE RANDU(IX,IY,R)
DATA MASK/037777777777/
IY=((2**16+1)*4-1)*IX
IY=AND(IY,MASK)
R=IY*(1.0/34359738367)
RETURN
END

```

```

SGSR 314
SGSR 315
SGSR 316
SGSR 317
SGSR 318
SGSR 319
SGSR 320

```

```

FOR,IS RIDATA,RIDATA
SUBROUTINE RIDATA(S,ISTART,ISTOP)
PARAMETER NDIM=50,MDIM=150
COMMON/COMIN/NDEF,DEFI,G,S,SG,NT,INFO
COMMON/COMRES/INSERT(MDIM),STOVAL(MDIM),NFIS,NSTAR,MULTY(MDIM),
1 ITOILE(MDIM),LABO(MDIM)
COMMON/COMWOR/ NEV,NATU(MDIM),FLON(MDIM),DLON(MDIM),RAZI(MDIM),
* ERAZI(MDIM),RZ(MDIM),ERZ(MDIM),DIP(MDIM),ERDIP(MDIM)
DIMENSION ATEXT(60),Z1(MDIM),Z2(MDIM),AZI(MDIM),Z(MDIM)
DATA NE/9/,NEV/0/,CONV/57.296/,DS,OSO/10.,10./,NK/10/
C
15 CONTINUE
NEV=NEV+1
IF (NEV.GT.ISTOP) RETURN 1
J=0
CC WRITE(6,13)
13 FORMAT( 1H1 )
READ(NK,1) IETOIL,COURBE,G,INSERT(NEV),LABO(NEV)
1 FORMAT(I3,7X,2F10.5,I1,4X,I1)
2 CONTINUE
READ(NE,3) NPLA,MICRO,S,SO,(ATEXT(I),I=1,59)
3 FORMAT(1X,I4,I2,2F7.1,59A1)
12 FORMAT( / 30(1H*) , 'ETOILE NO',I3, ' ID',I5,10X,59A1 ,12(1H*) /
* 30X,'S =' ,F6.1 ,
* ' SO =' ,F6.1,' G =' ,F6.2,' COURBURE =' ,F6.2 // )
C
IF (NPLA.EQ.-999) GO TO 2
IF (NPLA.EQ.-333) .RETURN 1
C
5 READ(NE,4,END=16,ERR=16) NPL,NT,NAT,ELON
4 FORMAT(I4,2I2,3F7.3,I1,F7.3)
11 CONTINUE
READ(NE,4) NPL,NT,NAT,ELON
CALL CORENA(LABO(NEV),NAT)
C
IF (NPL.EQ.-800) GO TO 5
IF (NPL.EQ.-900) GO TO 6

```

SGSR 321
SGSR 322
SGSR 323
SGSR 324
SGSR 325
SGSR 326
SGSR 327
SGSR 328
SGSR 329
SGSR 330
SGSR 331
SGSR 332
SGSR 333
SGSR 334
SGSR 335
SGSR 336
SGSR 337
SGSR 338
SGSR 339
SGSR 340
SGSR 341
SGSR 342
SGSR 343
SGSR 344
SGSR 345
SGSR 346
SGSR 347
SGSR 348
SGSR 349
SGSR 350
SGSR 351
SGSR 352
SGSR 353
SGSR 354
SGSR 355
SGSR 356

SGSR 358
 SGSR 359
 SGSR 360
 SGSR 361
 SGSR 362
 SGSR 363
 SGSR 364
 SGSR 365
 SGSR 366
 SGSR 367
 SGSR 368
 SGSR 369
 SGSR 370
 SGSR 371
 SGSR 372
 SGSR 373
 SGSR 374

SGSR 375
 SGSR 376
 SGSR 377
 SGSR 378
 SGSR 379
 SGSR 380
 SGSR 381
 SGSR 382
 SGSR 383
 SGSR 384
 SGSR 385
 SGSR 386
 SGSR 387
 SGSR 388
 SGSR 389
 SGSR 390
 SGSR 391
 SGSR 392
 SGSR 393
 SGSR 394
 SGSR 395
 SGSR 396
 SGSR 397
 SGSR 398
 SGSR 399
 SGSR 400
 SGSR 401
 SGSR 402

```

7  READ(NE,7)  NPL,NT,ELON,(Z1(I),I=1,10)
   FORMAT( I4,I2,F4.1,10F7.2)
   READ(NE,7)  NPL,NT,ELON,(Z2(I),I=1,10)
   READ(NE,7)  NPL,NT,ELON,(AZI(I),I=1,10)
   J=J+1
   FLON(J)=ELON*G
   NATU(J)=ENAT
   VALEURS MOYENNES
   NMESU=EC
   AZIT=0.
   AZIT2=0.
   ZT=0.
   ZT2=0.
   DO 8 I=1,10
     WWW=ABS(Z1(I))+ABS(AZI(I))
     IF (WWW ) 9,9,

```

```

C  NMESU=NMESU+1
C  COTE
C  ERCOUR=D.09
C  CALL CALCOU (COURBE,ERCOUR,G,FLON(J),CORCOU,ERCOU)
C  Z(I)=Z2(I)-Z1(I) -COURSE
C  Z(I)=Z2(I)-Z1(I)
C  ZT=ZT+Z(I)
C  ZT2=ZT2+Z(I)**2
C  AZIMUT
C  IAZI=AZI(I)
C  AZI(I)=IAZI+(AZI(I)-IAZI)*1.66666667
C  AZI(I)=AZI(I)*0.0174533
C  AZIT=AZIT+AZI(I)
C  AZIT2=AZIT2+AZI(I)**2
C  CONTINUE
C  ECARTS TYPE
C  CONTINUE
C  IF (NMESU.EQ.0) STOP NMESU
C  IF (J.EQ.1) AZI0=AZIT/NMESU
C  DLON(J)=G/NMESU/2.
C  DLON(J)=1.0
C  ***
C  W=ZT2-ZT*ZT/NMESU
C  IF (ABS(W).LT.1.E-5.AND.W.LT.0.0) W=0.
C  ERZ(J)=SQRT(W/NMESU)
C  ERZ(J)=ERZ(J)+DS0/S+SO*DS/S**2
C  ERZ(J)=ERZ(J)+(O.I+ERCOU)*SO/S

```

```

RAZI(I)=ABS(RZ(I))*LT.0.1.
IF (ABS(RZ(I)).LT.0.1) RAZI(I)=RZ(I).
RAZI(I)=SQRT(RAZI(I)**2)
ERAZI(J)=ERAZI(J)+0.0029
IF (J.NE.1)
* ERAZI(J)=ERAZI(J)+ERAZI(I)
C ***
RAZI(J)=A7I1/PMESU-AZIO
RZ(J)=ZI*SO/S/PMESU
RZ(J)=RZ(J)-CORCOU*SO/S
RERZ(J)/FLON(J)
DIP(J)=ATAH(R)
ERDIP(J)=(ABS(RZ(J)*DLON(J))+ABS(ERZ(J)*FLOH(J)*G))/(FLON(J)**2)
ERDIP(J)=(ABS(RZ(J)*DLON(J))+ABS(ERZ(J)*FLOH(J) ))/(FLON(J)**2)
1 + RZ(J)**2)
JJ=J
GO TO 11
6 CONTINUE
C
MULTY(NEV)=JJ-1
ITOILE(NEV)=NPLA
IF (NEV.LT.1) GO TO 15
WRITE(6,12) IETOIL,NPLA,(ATEXT(K),K=1,59) ,S,SO,G,COURSEE
IF (INFO.GE.2) WRITE(6,14)
14 FORMAT(2CX,' I NATU LONG DLONG AZI DAZI
2 DZ DIP ERDIP' / )
DO 100 I=1,JJ
IF (RAZI(I).LT.0.) RAZI(I)=RAZI(I)+6.2831853
XRAZ=ERAZI(I)*CONV
EXFAZ=ERAZI(I)*CONV
ZIP=ZIP(I)*CONV
EZIP=ERDIP(I)*CONV
IF (INFO.GE.2)
* WRITE(6,200) I,NATU(I),FLON(I),DLON(I),XRAZ,EXRAZ,
* RZ(I),ERZ(I) ,ZIP,EZIP
100 CONTINUE
200 FORMAT(2CX,2I5,8E10.4)
NT=JJ
C
RETURN
16 RETURN 1
END
SGSR 405
SGSP 406
SGSR 407
SGSR 408
SGSR 409
SGSR 410
SGSR 411
SGSR 412
SGSR 413
SGSR 414
SGSR 415
SGSR 416
SGSR 417
SGSR 418
SGSR 419
SGSR 420
SGSR 421
SGSR 422
SGSR 423
SGSR 424
SGSR 425
SGSR 426
SGSR 427
SGSP 428
SGSR 429
SGSR 430
SGSR 431
SGSR 432
SGSR 433
SGSR 434
SGSR 435
SGSP 436
SGSR 437
SGSR 438
SGSR 439
SGSR 440
SGSR 441
SGSR 442
SGSR 443
SGSR 444
SGSR 445

```

```

FOR, IS ROTATO, ROTATO
SUBROUTINE ROTATO(RR, CX, CY, CZ)
PARAMETER NDIM=50
DOUBLE PRECISION RR, CX, CY, CZ, RCX, RCY, RCZ
DOUBLE PRECISION FNORM, GNORM
COMMON/COMIN/IT(5), NT
DIMENSION RR(3), CX(NDIM), CY(NDIM), CZ(NDIM), RCX(NDIM), RCY(NDIM),
* RCZ(NDIM)
C
FNORM=SQRT(RR(1)**2+RR(2)**2+RR(3)**2)
GNORM=SQRT(RR(3)**2+RR(1)**2)
DO 1 K=1, NT
RCZ(K)=RR(3)*CZ(K)+RR(2)*CY(K)+RR(1)*CX(K)
RCY(K)=-RR(3)*RR(2)*CZ(K)/GNORM+CY(K)*GNORM-RR(2)*RR(1)*CX(K)/GNORM
*RM
RCX(K)=-RR(1)*CZ(K)+RR(3)*CX(K)
CZ(K)=RCZ(K)/FNORM
CY(K)=RCY(K)/FNORM
CX(K)=RCX(K)/GNORM
1 CONTINUE
C
RETURN
END

```

SGSR 446
 SGSR 447
 SGSR 448
 SGSR 449
 SGSR 450
 SGSR 451
 SGSR 452
 SGSR 453
 SGSR 454
 SGSR 455
 SGSR 456
 SGSR 457
 SGSR 458
 SGSR 459
 SGSR 460
 SGSR 461
 SGSR 462
 SGSR 463
 SGSR 464
 SGSR 465
 SGSR 466
 SGSR 467

```

FOR, IS SIGNAL, SIGNAL
SUBROUTINE SIGNAL(II)
PARAMETER NDIM=50, MDIM=150, KDIM=1600
DOUBLE PRECISION CX, CY, CZ
COMMON/COMIN/NDEF, IT(4), NT, INFO, IVERS
COMMON/COMIX/VARIX(10), NIPER(10, 100), NK
COMMON/COMHOR/NEV
COMMON/COMRES/INSERT(MDIM), STOVAL(MDIM), NFIS, NSTAR
COMMON/COMCOS/CX(NDIM), CY(NDIM), CZ(NDIM), DCX(NDIM), DCY(NDIM),
* DCZ(NDIM)
COMMON/COMPHI/PHI(NDIM), TETA(NDIM)
DIMENSION X1(3), X2(3), X3(3), G1(3), G2(3), G3(3)
* , SOM(10), RS(10, 100)
DIMENSION USHI(KDIM),
DATA NFIS, NSTAR/0, 0/
C
IF (II.GT.100) STOP DIM
DO 10 I=1, NK
SOM(I)=0.
10
IX=0
C

```

SGSR 468
 SGSR 469
 SGSR 470
 SGSR 471
 SGSR 472
 SGSR 473
 SGSR 474
 SGSR 475
 SGSR 476
 SGSR 477
 SGSR 478
 SGSR 479
 SGSR 480
 SGSR 481
 SGSR 482
 SGSR 483
 SGSR 484
 SGSR 485
 SGSR 486

SGSR 487
 SGSR 488
 SGSR 489
 SGSR 490
 SGSR 491
 SGSR 492
 SGSR 493
 SGSR 494
 SGSR 495
 SGSR 496
 SGSR 497
 SGSR 498
 SGSR 499
 SGSR 500
 SGSR 501
 SGSR 502
 SGSR 503
 SGSR 504
 SGSR 505
 SGSR 506
 SGSR 507
 SGSR 508
 SGSR 509
 SGSR 510
 SGSR 511
 SGSR 512
 SGSR 513
 SGSR 514
 SGSR 515
 SGSR 516
 SGSR 517
 SGSR 518
 SGSR 519
 SGSR 520
 SGSR 521

VAR.CAS
 SIGNAL, /)

WRITE(6,7)
 DELTA PHI

```

X1(1)=CX(I)
X1(2)=CY(I)
X1(3)=CZ(I)
G1(1)=DCX(I)
G1(2)=DCY(I)
G1(3)=DCZ(I)
NTT=NT-1
IF (II.EQ.1.AND.INFO.EQ.1) WRITE(6,7)
7  FORMAT( // 20X, ' I J DELTA PHI
  *R. ERR VAR.CAR. SIGNAL, / )

DO 1 I=2,NTT
  IJ=I+1
  X2(1)=CX(I)
  X2(2)=CY(I)
  X2(3)=CZ(I)
  G2(1)=DCX(I)
  G2(2)=DCY(I)
  G2(3)=DCZ(I)
DO 2 J=IJ,NT
  X3(1)=CX(J)
  X3(2)=CY(J)
  X3(3)=CZ(J)
  G3(1)=DCX(J)
  G3(2)=DCY(J)
  G3(3)=DCZ(J)

GO TO (14,15,14,15) , IVERS
14 U=TRISCA(X1,X2,X3,G1,G2,G3,GU,II)
GO TO 16
15 U=ANTRAN(X2(1),X2(2),G2(1),G2(2),X3(1),X3(2),G3(1),G3(2),GU,II)
16 CONTINUE
IX=IX+1
IF (IX.GT.KDIM) STOP KDIM
IF (II.GT.1) GO TO 17

```

C

C

```

USHI(IX)=GU
GO TO 18
CONTINUE
17 GU=USHI(IX)
18 CONTINUE
C
WEIGHT=WW(TETA(I),TETA(J),GU)
IF (GU) ,2,
PASS=-U*U/GU**2
C ****
DO 20 K=1,NK
PUSS=PASS/VARIX(K)
SIVAL=EXP(PUSS)*WEIGHT
SOM(K)=SOM(K)+SIVAL
C
IF (INFO.LT.1) GO TO 5
IF (K.NE.1) GO TO 5
IF (II.GT.1) GO TO 5
DIF=(PHI(I)-PHI(J))*57.296
FID=ABS(DIF)
FOI=(FID-10.)*(FID-170.)*(FID-190.)*(FID-350.)
IF (FOI) 5,
WRITE(6,6) I,J,DIF,U,GU,SIVAL
6 FORMAT( 2GX, 2I5,10X,F10.3,3(10X,F10.3) )
5 CONTINUE
C ****
20 CONTINUE
2 CONTINUE
1 CONTINUE
DO 9 K=1,NK
9 SINAL(K,II)=SOM(K)
C
IF (II.EQ.1) CALL UZERO(ILOT,1,NK)
DO 22 K=1,NK
IF (SINAL(K,I).GT.SINAL(K,II)) ILOT(K)=ILOT(K)+1
RS(K,II)=SINAL(K,I)/SINAL(K,II)
22 CONTINUE
IF (II.NE.NDEF) RETURN
SGSR 522
SGSR 523
SGSR 524
SGSR 525
SGSR 526
SGSR 527
SGSR 528
SGSR 529
SGSR 530
SGSR 531
SGSR 532
SGSR 533
SGSR 534
SGSR 535
SGSR 536
SGSR 537
SGSR 538
SGSR 539
SGSR 540
SGSR 541
SGSR 542
SGSR 543
SGSR 544
SGSR 545
SGSR 546
SGSR 547
SGSR 548
SGSR 549
SGSR 550
SGSR 551
SGSR 552
SGSR 553
SGSR 554
SGSR 555
SGSR 556
SGSR 557
SGSR 558
SGSR 559

```

SGSR 560
 SGSR 561
 SGSR 562
 SGSR 563
 SGSR 564
 SGSR 565
 SGSR 566
 SGSR 567
 SGSR 568
 SGSR 569
 SGSR 570
 SGSR 571
 SGSR 572
 SGSR 573
 SGSR 574
 SGSR 575
 SGSR 576
 SGSR 577
 SGSR 578

SGSR 579
 SGSR 580
 SGSR 581
 SGSR 582
 SGSR 583

```

C
DO 23 K=1,NK
NIPER(K,NEV) =0
JLOT(K)=NDEF-1-ILOT(K)
IF (ILOT(K).GT.JLOT(K)) NIPER(K,NEV)=1
23 CONTINUE
CALL ESTIM(RS,NK,PROB)
IF (INFO.EQ.0) GO TO 8
WRITE(6,13) (SINAL(I,1),I=1,NK)
13 FORMAT(/' SIGNAUX PHYS. ', 10(E10.5,1X).)
WRITE(6,4) ((ILOT(I),JLOT(I)),I=1,NK)
4 FORMAT( / ' NOTES PHYS. ', 10(I4,1H/ ,I3,3H , ))
8 CONTINUE
C
WRITE(6,3) PROB
3 FORMAT(/SEX,' SIGNAL =', E9.3 /)
IF (INSERT(NEV).NE.0) GO TO 11
IF (PROB.GT..5) NFIS=NFIS+1
NSTAR=NSTAR+1

```

```

C
STOVAL(NEV)=PROB
11 CONTINUE
RETURN
END

```

```

FOR, IS  STORE, STORE
SUBROUTINE STORE(IVA)
PARAMETER NDIM=50
DOUBLE PRECISION CX,CY,CZ,EX,EY
COMMON/COMPHI/TRANS(NDIM)
COMMON/COMIN/IT(5),NT
COMMON/COMCOS/CX(NDIM),CY(NDIM),CZ(NDIM),DCX(NDIM),DCY(NDIM)
DIMENSION XTRANS(NDIM),EX(NDIM),EY(NDIM)
C
GO TO (1,2) , IVA
1 CONTINUE
DO 10 I=1,NT
EX(I)=CX(I)
EY(I)=CY(I)
XTRANS(I)=TRANS(I)
10 CONTINUE
GO TO 3
C
2 CONTINUE
DO 20 I=1,NT
CX(I)=EX(I)
CY(I)=EY(I)
TRANS(I)=XTRANS(I)
20 CONTINUE
C
3 CONTINUE
RETURN
END

```

```

SGSR 584
SGSR 585
SGSR 586
SGSR 587
SGSR 588
SGSR 589
SGSR 590
SGSR 591
SGSR 592
SGSR 593
SGSR 594
SGSR 595
SGSR 596
SGSR 597
SGSR 598
SGSR 599
SGSR 600
SGSR 601
SGSR 602
SGSR 603
SGSR 604
SGSR 605
SGSR 606
SGSR 607
SGSR 608
SGSR 609
SGSR 610

```

```

FOR, IS  SUMMARY, SUMMARY
SUBROUTINE  SUMMARY
PARAMETER MDIM=150
COMMON/COHIX/VARIX(10),NIPER(10,100),NK
COMMON/CONFOR/NEV
COMMON /COMPRES/INSERT(MDIM),STOVAL(MDIM),NFIS,NSTAR,MULTY(MDIM),
1 ITOILE(MDIM),LABO(MDIM)
DIMENSION ISOM(10)
DATA IV/0/

C
NEV=NEV-1
NSTAR=NSTAR-NFIS
PRINT 1 , NFIS,NSTAR
FORMAT( 1H1 // 53(1H*) ,10X,'RESUME',10X,53(1H*) //
1 45X,I5,' EVENEMENTS A SIGNAL PHYSIQUE' / 45X,I5,' EVENEMENTS SANSS
2 SIGNAL PHYSIQUE' / )
PRINT 2
FORMAT(/ 55X,'TABLEAU RECAPITULATIF' //25X,' I NO ETOILE
1 CODE LABO MULTIPLICITE SIGNAL' // )
DO 3 I=1,NEV
PRINT 4 , I,ITOILE(I),INSERT(I),LABO(I),MULTY(I),STOVAL(I)
3 CONTINUE
FORMAT( 20X,5I10,, 5X,E10.4 )
4 CALL UZERO(ISOM,1,NK)
DO 5 I=1,NEV
IF (INSERT(I).NE.0) GO TO 5
IV=IV+1
DO 6 J=1,NK
IF (NIPER(J,I).GT.0) ISOM(J)=ISOM(J)+1
6 CONTINUE
7 CONTINUE
WRITE(6,7) (ISOM(K),K=1,NK)
FORMAT( /// 4X,'NOTE GLOBALE' , 4X,10I10)
WRITE(6,8) IV
8 FORMAT( 2X,'POUR',I3,' EVENEMENTS RETENUS' )
RETURN
END
SGSR 611
SGSR 612
SGSR 613
SGSR 614
SGSR 615
SGSR 616
SGSP 617
SGSP 618
SGSR 619
SGSR 620
SGSR 621
SGSR 622
SGSR 623
SGSSGSR 624
SGSR 625
SGSR 626
SGSR 627
SGSR 628
SGSR 629
SGSR 630
SGSR 631
SGSR 632
SGSR 633
SGSR 634
SGSR 635
SGSR 636
SGSR 637
SGSR 638
SGSR 639
SGSR 640
SGSR 641
SGSR 642
SGSR 643
SGSR 644
SGSR 645
SGSR 646

```

```

FOR,IS  TITRE,TIIRE
SUBROUTINE  TITRE(NDEF,DEFJ,IVERS)
COMMON/CONIX/VARIX(10),NIPER(10,100) ,NK
C
WRITE(6,1)  NDEF,DEFJ
1  FORMAT( / 132(1H*) / 50X,'ANALYSE DE L ESPACE TRANSVERSE' /
# 45X,I3,' DEFORMATIONS D UN ANGLE DE',F6.2,' DEGRES.' )
WRITE(6,2)  IVERS
2  FORMAT(55X,'VERSION',I6 )
WRITE(6,3)
3  FORMAT(132(1H*) / )
NK=0
READ(5,4)  VARIX
WRITE(6,5)  VARIX
4  FORMAT( )
5  FORMAT( / ' COEFFICIENTS CARACTERISTIQUES' , 10(E9.5,1X) )
DO 6 I=1,10
IF (VARIX(I)) 6,6,
NK=NK+1
6  CONTINUE
CALL RNDM(ZERO)
RETURN
END
SGSR 647
SGSR 648
SGSR 649
SGSR 650
SGSR 651
SGSR 652
SGSR 653
SGSR 654
SGSR 655
SGSR 656
SGSR 657
SGSR 658
SGSR 659
SGSR 660
SGSR 661
SGSR 662
SGSR 663
SGSR 664
SGSR 665
SGSR 666
SGSR 667
SGSR 668

```

```

FOR,IS TRANSF,TRANSF
SUBROUTINE TRANSF
PARAMETER NDIM=50
DOUBLE PRECISION CX,CY,CZ , V
COMMON/COMPHI/TRANS(NDIM),TETA(NDIM)
COMMON/COMIN/NDEF,DEFI,G,S,SO,NT,INFO
COMMON/COMHOR/NEV,NATU(NDIM),FLON(NDIM),DLON(NDIM),RAZI(NDIM),ERAZSGSR
*I(NDIM),RZ(NDIH),ERZ(NDIH) ,DIP(NDIH),ERDIP(NDIM)
COMMON/COMCOS/CX(NDIM),CY(NDIM),CZ(NDIM),DCX(NDIM),DCY(NDIM),
* DCZ(NDIM)
DIMENSION A(3),GA(3),CD(3),DCD(3) ,V(3)

C
DO 1 I=1,NT
A(2)=DIP(I)
A(3)=RAZI(I)
GA(3)=ERAZI(I)
GA(2)=ERDIP(I)
EXRAZ=GA(3)
EZIP=GA(2)
IF(NATU(I).NE.3) CALL CORER(EXRAZ,EZIP)
GA(2)=EZIP
GA(3)=EXRAZ
CALL DIRCOS(A,CD)
CALL ERDICO(GA,DCD)
CX(I)=CD(1)
CY(I)=CD(2)
CZ(I)=CD(3)
DCX(I)=DCD(1)
DCY(I)=DCD(2)
DCZ(I)=DCD(3)
1 CONTINUE
V(1)=CX(1)
V(2)=CY(1)
V(3)= CZ(1)
CALL ROTATO(V,CX,CY,CZ)
C

```

```

SGSR 669
SGSR 670
SGSR 671
SGSR 672
SGSR 673
SGSR 674
SGSR 675
SGSR 676
SGSR 677
SGSR 678
SGSR 679
SGSR 680
SGSR 681
SGSR 682
SGSR 683
SGSR 684
SGSR 685
SGSR 686
SGSR 687
SGSR 688
SGSR 689
SGSR 690
SGSR 691
SGSR 692
SGSR 693
SGSR 694
SGSR 695
SGSR 696
SGSR 697
SGSR 698
SGSR 699
SGSR 700
SGSR 701
SGSR 702
SGSR 703

```

```

300 * IF (INFO.GE.1) WRITE(6,300)
      FORMAT( / 9X,'I DCX DCY DCZ CY PHI CZ TETA' // )
      DO 100 I=1,NT
        ACX=CX(I)
        ACY=CY(I)
        ACZ=APS(CZ(I))
        CT=SQRT(CX(I)**2+CY(I)**2)
        TETA(I)=ARTAN(ACZ,CT)
        XTET=TETA(I)*57.296
        TRANS(I)=ARTAN(ACX,ACY)
        XTRAN=TRANS(I)*57.296
      IF (INFO.GE.1)
        * WRITE(6,200) I,CX(I),CY(I),CZ(I),DCX(I),DCY(I),DCZ(I),XTRAN
        * ,XTET
      CONTINUE
100  C
200  FORMAT( I10,6E15.8 ,2F9.2 )
      RETURN

```

```

SGSR 704
SGSR 705
SGSR 706
SGSR 707
SGSR 708
SGSR 709
SGSR 710
SGSR 711
SGSR 712
SGSR 713
SGSR 714
SGSR 715
SGSR 716
SGSR 717
SGSR 718
SGSR 719
SGSR 720
SGSR 721
SGSR 722

```

```

SGSR 723

```

```

END

```

```

FOR,IS  TRISCA,TRISCA
        FUNCTION TRISCA(X1,X2,X3,EX1,EX2,EX3,ERTRIS,II)
        DIMENSION X1(3),X2(3),X3(3),EX1(3),EX2(3),EX3(3),R(3),S(3),T(3)
C ***
        CALL CROSS(X2,X3,S)
        TRISCA=DOT(X1,S)
        IF (II.GT.1) GO TO 1
C ***
        CALL CROSS(X1,X2,R)
        CALL CROSS(X3,X1,T)
        DO 2 I=1,3
        S(I)=ABS(S(I))
        R(I)=ABS(R(I))
        T(I)=ABS(T(I))
        2 CONTINUE
        E=DOT(EX1,S)+DOT(EX2,T)+DOT(EX3,R)
        ERTRIS=E
C ***
        1 CONTINUE
        RETURN
        END

```

SGSR 724
SGSR 725
SGSR 726
SGSR 727
SGSR 728
SGSR 729
SGSR 730
SGSR 731
SGSR 732
SGSR 733
SGSR 734
SGSR 735
SGSR 736
SGSR 737
SGSR 738
SGSR 739
SGSR 740
SGSR 741
SGSR 742
SGSR 743

```

FOR,IS  WW,WW
        FUNCTION WW(TETA1,TETA2,GU)
        COMMON/COMIN/V(7),IVERS
        DATA DEUX/0.0349066/
        WW=1.
        GO TO (1,1,2,2) , IVERS
        1 CONTINUE
        WW=1./GU
        2 CONTINUE
        WW=WW*(1.-EXP(-TETA1*TETA1/DEUX))*(1.-EXP(-TETA2*TETA2/DEUX))
        RETURN
        END

```

SGSR 744
SGSR 745
SGSR 746
SGSR 747
SGSR 748
SGSR 749
SGSR 750
SGSR 751
SGSR 752
SGSR 753
SGSR 754

BIBLIOGRAFIA

- A-1 : R.H.Thomas .Physics Bulletin,vol.23,p.143,(1972)
- A-2 : Byckling and Kajantie. Relativistic Kinematics (Benjamin & sons),(1972)
- A-3 : C.O.Kim .Phys. Review,158,5,1261,(1967)
- A-4 : M.Abramowitz & I.A.Segun,Handbook of Mathematical Functions(Dover,NY),
(1968)
- A-5 : Bassel & Wilkin Phys. Review,174,4,1179,(1968)
- A-6 : Barshay et al. Phys. Review C , Feb. 1975

CONCLUSIONES

- 1^a.- Se ha efectuado el "scanning" de primarios de 0-16 a 2,1 Gev/nucleón obteniendo un valor del recorrido libre medio que concuerda, dentro de los errores experimentales, con los resultados obtenidos por otros autores.
- 2^a.- Se ha analizado la geometría de los sucesos por dos métodos: el método goniométrico y el método de las 4 coordenadas. Este último resulta ser más preciso aunque menos rápido que el primero. A fin de constatar la validez de los métodos, hemos analizado las trazas "forward" por ambos; un análisis de las diferencias obtenidas entre ellas resulta acorde con los cálculos efectuados basándose en la hipótesis de que los errores asociados dan la desviación "standard" en una distribución normal de valores, cuyo valor medio es el obtenido en cada uno de los dos métodos.
- 3^a.- Hemos efectuado un análisis de las secciones eficaces de reacción totales y parciales con los diferentes núcleos de la emulsión, confirmando los resultados obtenidos por otros laboratorios.
- 4^a.- Hemos realizado un estudio de las secciones eficaces a la luz de modelos geométricos y modelos derivados de la teoría de Glauber. Los resultados experimentales concuerdan de un modo más exacto cuando se consideran estructuras nucleares en agregados \propto para los núcleos ligeros.
- 5^a.- Se ha analizado la producción piónica suponiendo un modelo de interacciones nucleón-nucleón independientes, utilizando los datos existentes de interacciones individuales y calculando el número de colisiones efectivas y de nucleones interactuantes mediante la teoría del "scattering múltiple" de Glauber. El

ajuste de los resultados experimentales es bueno en general, aunque resulta más deficiente en las interacciones más periféricas, pudiendo ser debido a la existencia de agregados α más corrientes en la superficie nuclear, como ya indicamos en el apartado anterior.

- 6^a.— Se ha realizado un análisis cualitativo del espectro de trazas grises (cascada) suponiendo que son protones de retroceso. Nuevamente se confirman los anteriores resultados.
- 7^a.— Las distribuciones angulares de las trazas grises y negras en el espacio longitudinal confirman la existencia de dos picos, correspondientes a la fragmentación del núcleo blanco y del núcleo proyectil.
- 8^a.— Las distribuciones angulares de las trazas blancas manifiestan un agudo pico "forward" que podría explicarse por la evaporación en vuelo del núcleo proyectil, mientras que el resto del espectro concuerda con los resultados teóricos que se obtienen considerando la producción piónica.
- 9^a.— La relación "forward-backward" implica la existencia de un retroceso del núcleo blanco con una velocidad del orden de 0.02 C, de acuerdo con otras investigaciones anteriores.
- 10^a.— Se observan partículas α a gran momento transversal que no pueden explicarse por la teoría de la evaporación y que serían producidas en fenómenos "knock-on" y fenómenos de tipo colectivo, como formación de ondas de choque.
- 11^a.— La aplicación de los modelos hidrodinámicos existentes no satisfacen los resultados obtenidos, en gran parte debido a la no consideración, por aquellos, de la producción piónica.
- 11^a.— La aplicación de los modelos hidrodinámicos existentes no sa-

tisfacen los resultados obtenidos, en gran parte debido a la no consideración, por aquellos, de la producción piónica.

12^a.- Hemos efectuado un análisis estadístico en el espacio transversal del grueso de las medidas y se ha generado un espacio-fase para la observación de posibles mecanismos de coplanaridad. Los resultados dan una débil señal, muy amortiguada por el ruido de fondo.

13^a.- Hemos efectuado un análisis de 91 sucesos mediante un método de medidas "finas" que aumenta la precisión y fiabilidad de los resultados, a la par que hemos estimado los errores de un modo lo más cuidadoso posible. Para ello hemos efectuado diversos "test" conducentes a estimar la veracidad y reproductibilidad de las medidas.

14^a.- Se ha efectuado un análisis de los resultados angulares en el espacio transversal y asignado una función característica con un carácter " δ " acentuado para establecer de un modo cuantitativo la existencia de mecanismos de alineamiento. Ello se ha estudiado tanto para el suceso físico como para un conjunto de sucesos generados aleatoriamente a partir de aquel, mediante un proceso que respeta las leyes de conservación.

15^a.- Hemos obtenido, de este modo, una sucesión de señales correspondientes al conjunto de los sucesos que nos suministra una pequeña señal de coplanaridad, explicable en parte por procesos de tipo cuasielástico con adquisición de un "spin" elevado para los constituyentes de ambos núcleos, blanco y proyectil, que participan en la colisión.

16ª.- El análisis correspondiente a otros tipos de interacción, presenta similitudes con éstas, que hacen pensar en la existencia de una dinámica interactiva generalizada.