

24
39



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

**PRODUCCION DE PIONES NEGATIVOS
EN $\alpha + \text{KCl}$ A 1.8 GeV/NUCLEON**

T E S I S

Que para obtener el título de:

F I S I C O

P r e s e n t a :

ULISES RODRIGUEZ GOMEZ



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

INDICE

Introducción	1
Capítulo 1	
Modelos de Colisión	
1.1 Introducción	5
1.2 Consideraciones teóricas	7
1.3 Modelos para colisiones de iones pesados	10
1.4 Comparación de los modelos	21
1.5 Efectos de compresión	23
1.6 Producción de π^-	29
Capítulo 2	
La cámara de trazas luminosas	
2.1 Introducción	34
2.2 Características de la CTL	35
2.3 Evolución de la CTL	36
2.4 Desarrollo de la avalancha	37
2.5 Condiciones de operación	43
2.6 El generador Marx	45
2.7 La línea de transmisión	46
2.8 Descripción de la CTL del Bevalac	48
2.9 Fotografías de las reacciones	55
2.10 Revisión, reconstrucción y mediciones	56
Capítulo 3	
Análisis y conclusiones	
3.1 Descripción del experimento y lectura de datos	63
3.2 Resultados	68
3.3 Confiabilidad	69
3.4 Discusión	70
3.5 Conclusiones	76
Apéndices	
I. Cálculo de la sección eficaz experimental	77
II. Algunas fórmulas de la cinemática relativista	79
Bibliografía	82

INTRODUCCION

En 1911, E. Rutherford descubrió el núcleo atómico bombardeando láminas de oro con partículas alfa. La fuente de proyectiles que utilizó era monoenergética, de origen natural y carecía de control sobre su intensidad. Los primeros aceleradores de partículas gobernados a voluntad se desarrollaron entre 1929 y 1935. En '29, apareció el acelerador electrostático lineal de Robert Van de Graff y en 1930 E. O. Lawrence y M. S. Livingston desarrollaron el primer ciclotrón. Este aparato emplea campos magnéticos que obligan a las partículas cargadas a moverse en trayectorias circulares. Dos años más tarde apareció el acelerador de Cockcroft y Walton.

A partir de entonces, el avance tecnológico en esa materia se vio acompañado de descubrimientos científicos cada vez más importantes. Se hizo posible obtener haces de

Introducción

proyectiles diversos con energías e intensidades cada vez mayores. Estos hechos dieron lugar a la aparición del estudio de la Física de las Partículas Elementales y de la Física Nuclear de Iones Pesados. La primera se interesó en la creación y detección de nuevas subdivisiones del núcleo y los nucleones. Sus herramientas son haces de partículas ligeras de muy alta energía: electrones, protones, etc. y sus antipartículas correspondientes. La Física Nuclear por su parte utiliza proyectiles y blancos de diferente naturaleza. Sin embargo, en los primeros años de estudio, los iones pesados no alcanzaban grandes energías.

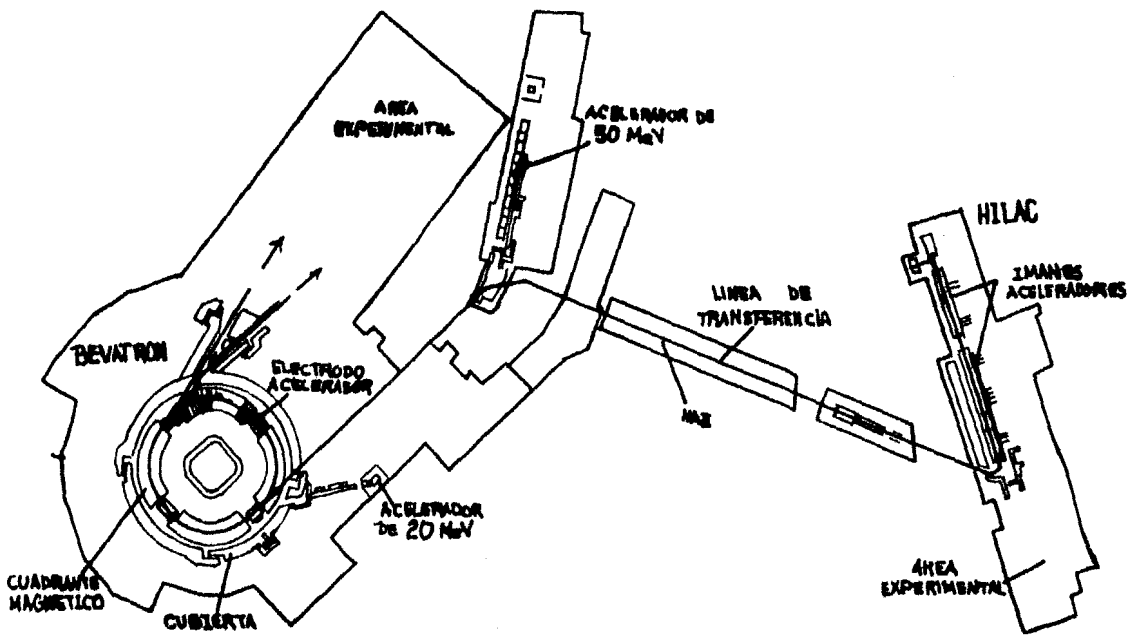


Figura 1

Hacia el principio de los '70, varios aceleradores de iones pesados de energía baja e intermedia se utilizaban para la investigación médico-biológica. La penetración de los haces de partículas de estos aceleradores en tejidos orgánicos era de unos cuantos milímetros en los mejores casos. Por ese mismo tiempo, el Bevatron, un acelerador usado en física de partículas en Berkeley, California, había concluido el programa de investigación que motivo su diseño y su clausura estaba próxima. Sin embargo, un acelerador nuevo

Introducción

nació en lugar de ello. Una línea de transferencia se construyó de modo que otro acelerador, también en Berkeley, el Acelerador Lineal de Iones Pesados (HILAC), pudiera inyectar su haz al Bevatrón. De este modo, los iones provenientes del HILAC, con energía de 8.5 Mev/n, eran acelerados aún más, hasta alcanzar una energía de 2 Gev/n. La combinación de estas dos máquinas se denominó Bevalac (Fig. 1). Este acelerador es capaz de impulsar núcleos pesados hasta alcanzar velocidades cercanas a la de la luz. Cuando los cuerpos se mueven a estas velocidades y energías su comportamiento se describe por la teoría especial de la relatividad, por lo que se les da el nombre de relativistas.

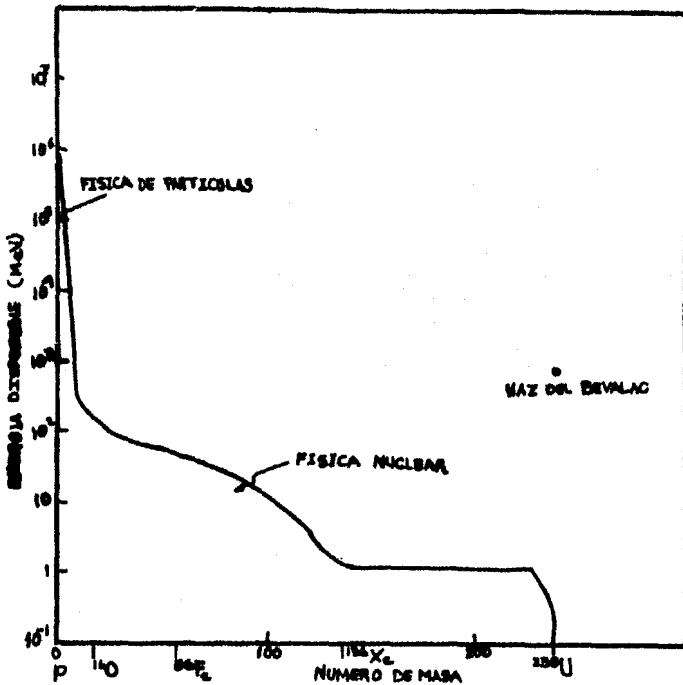


Figura 2

Esta nueva capacidad de producir haces de núcleos pesados a altas energías llena una laguna del conocimiento. Esto se observa mejor en una gráfica de energía impartida a los proyectiles y la masa de los mismos (Fig. 2). La física de partículas elementales ha progresado a lo largo del eje de la energía, empleando haces de partículas ligeras: protones, electrones, mesones y leptones. La física nuclear, por el contrario ha avanzado sobre el eje de la masa. Esto deja una

Introducción

gran área, distante de ambos ejes, como una región desconocida esperando a ser explorada. La energía del haz de núcleos de ^{28}U del Bevalac queda bien adentro del territorio por investigar⁽¹⁾.

Desde el nacimiento del Bevalac en 1972 se han fotografiado más de 900 000 eventos de colisiones núcleo-núcleo con haces de p, ^4He , ^{12}C , ^{16}N , ^{20}Ne , ^{40}Ar y ^{40}Ca desde 30 a 2100 Mev/n. Un reporte preliminar de este trabajo apareció en 1979⁽²⁾. Actualmente también existe una gran cantidad de datos a estas energías para secciones efectivas de una sola partícula⁽³⁾;

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_p} (P + B \longrightarrow F + X)$$

Aquí, P representa a los proyectiles (p, d, α , C, Ne, Ar); B, los blancos (C, Na, Cu, Ar, Pb, U, KCl, BaI). F representa los fragmentos de la reacción (π^\pm , p, d, t, α , ...) y X engloba todos los demás productos. Durante este tiempo han aparecido una variedad de modelos teóricos para describir la dinámica de estas reacciones de iones pesados.

Este trabajo fué motivado por el experimento $\alpha + \text{KCl}$ a 1.8 Gev/n. En el capítulo 1 se revisan las ideas teóricas que sirven para describir las colisiones de iones pesados relativistas. Se describen algunos modelos de colisión y se comparan los resultados obtenidos de los cálculos hechos con cada uno de ellos, entre sí y con los datos experimentales existentes. También se argumenta sobre la información que ofrece el estudio de la producción de piones producidos en las colisiones de iones pesados: la multiplicidad de ellos indica el grado de compresión de la materia nuclear que se alcanza en la colisión. El capítulo 2 se dedica a la descripción del detector usado en este experimento y la forma en que se registran los eventos. Para ello se hace un análisis acerca de la formación de las trazas luminosas y de los pulsos eléctricos de alto voltaje necesarios para eso. Además, se describe la manera en que las trazas de las partículas se reconstruyen tridimensionalmente y como se obtienen los datos experimentales: cuadrimentos, energía, ángulos de emisión, etc. Por último, en el capítulo 3 se presentan los resultados obtenidos al analizar 23 193 fotografías de la reacción $\alpha + \text{KCl}$ a 1.8 Gev/n. Se describe el dispositivo utilizado y se hace el análisis de confiabilidad de los resultados. Estos se comparan con los que se han obtenido para los sistemas $^{40}\text{Ar} + \text{KCl}$ y $^{139}\text{La} + ^{139}\text{La}$ encontrándose que son congruentes.

Se incluyen dos apéndices. En el primero se hace el cálculo de la sección eficaz experimental para la reacción estudiada y en el segundo únicamente se presentan algunas relaciones útiles de la cinemática relativista.

CAPITULO 1

MODELOS DE COLISION A ENERGIAS RELATIVISTAS

1.1 Introducción

La física de las reacciones nucleares inducidas por iones pesados a altas energías trata de las colisiones entre núcleos complejos que ocurren a energías superiores a 100 Mev/n. En estas condiciones las velocidades relativas de los nucleones del proyectil respecto a los del blanco exceden la velocidad del sonido en la materia nuclear ($v_s < c/3$). Por esto se espera que la densidad del núcleo aumente a consecuencia de la colisión.

La interpenetración simple, sin considerar interacciones entre los nucleones, basta para elevar la densidad nuclear al doble de su valor en el estado base: $\rho = 2\rho_0$, $\rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$. Si ocurren interacciones, se pueden alcanzar densidades

Modelos de Colisión Introducción

nucleares mucho más elevadas, $\rho > 4\rho_0$, en las zonas de alta compresión generadas por el choque. Sin embargo, estas altas densidades solo se pueden obtener a costa de grandes energías de excitación, $E \sim 50-100$ Mev/n. Así, durante las colisiones de iones pesados aparecen condiciones extremas de densidad, $\rho > \rho_0$ y $E > E_F$ = energía de Fermi, que están fuera del alcance de la física nuclear tradicional ($\rho = \rho_0$, $E \ll E_F$).

Bajo estas condiciones, es posible que nuevos estados de la materia nuclear o fenómenos colectivos se manifiesten por sí mismos: Si la densidad aumenta, hay un mayor número de nucleones dentro del alcance de las fuerzas originadas por los otros. Esto se puede ver como un cambio de fase de la materia nuclear que se manifiesta por correlaciones de largo alcance. También se especula que hay un valor de la densidad de la materia nuclear en el que ocurriría un "desconfinamiento" de la misma y en lugar de nucleones se tendría un "plasma de quarks y gluones".

Existe además un considerable interés en estudiar la producción de piones y la forma en que ésta varía con la energía en las colisiones centrales. Los piones consisten de un par quark-antiquark. Son producidos en colisiones protón-protón, desde el umbral (139 Mev), principalmente por el decaimiento de la resonancia isóbara $\Delta(3,3)$ y en menor grado de la producción y decaimiento de N^* . En la región de temperatura, densidad y número bariónico elevados, una fracción de la energía disponible se convierte en materia, misma que aparece como Δ , N^* y π . De aquí surgen algunas interrogantes: ¿El mecanismo que transforma la energía en materia es el mismo en las colisiones protón-protón que en las núcleo-núcleo? ¿Existen otros fenómenos de naturaleza colectiva que entran en juego? ¿Los piones se producen sólo a través del decaimiento de las resonancias o pueden ser producidos directamente como pares $\pi^+\pi^-$ o $\pi^0\pi^0$ en la región de temperatura y densidad elevadas que se alcanzan en las colisiones nucleares? ¿Cuales son los valores máximos para esa temperatura y densidad? Se espera que alguno de esos fenómenos sea observado en las reacciones nucleares inducidas por iones pesados.

Con todo, un triunfo inmediato de la física nuclear de iones pesados es aprender sobre la ecuación de estado $W(\rho, T)$ = energía por nucleón como función de la densidad y la temperatura. La determinación de esta ecuación de estado sobre cualquier región finita del plano (ρ, T) bastaría para aumentar en mucho la comprensión de la física nuclear.

A continuación se discuten algunos de los obstáculos que se presentan al intentar determinar la ecuación de estado a partir de las colisiones de iones pesados.

La más importante de estas dificultades es que sólo los estados asintóticos se pueden observar en los experimentos. Aunque la evolución dinámica de esas colisiones puede depender de $W(\rho, T)$ sobre un intervalo extenso de ρ y T , solo se observa el estado final del sistema. Además puede haber distintas $W(\rho, T)$ que conduzcan a las mismas distribuciones

Modelos de Colisión Consideraciones Teóricas

angulares y de energía en el estado final. Otro problema es que sólo tiene sentido hablar de $W(\rho, T)$ cuando en la colisión se alcanza el equilibrio termodinámico local. De otra manera sólo se observarían las propiedades transitorias del sistema en su evolución hacia el equilibrio. Finalmente, este tipo de colisiones ocurre entre sistemas finitos, donde los efectos de superficie, como la curvatura y la difusividad, pueden ser importantes y no son descritos por $W(\rho, T)$. Es posible que la importancia verdadera de estos obstáculos sólo pueda ser determinada por medio de cálculos numéricos realizados usando modelos dinámicos de las colisiones nucleares.

1.2 Consideraciones Teóricas para los Modelos de Interacción.

Antes de discutir algunos de los modelos para colisión, se planteará el problema de qué ingredientes teóricos son adecuados para describir las colisiones de iones pesados a alta energía. Los aspectos importantes que deben incorporarse de alguna forma en la dinámica de iones pesados son: (1) Producción de partículas π^- ; (2) Cinemática relativista. (3) Interacciones entre nucleones: ligaduras y correlaciones, por ejemplo, d, α, t , etc. (4) Interferencia cuántica y efectos de coherencia (fluctuaciones virtuales). (5) Geometría finita.

El sistema más general que incluye todos esos aspectos es la cromodinámica cuántica. Sin embargo, es posible hacer algunas simplificaciones e idealizaciones.

La dinámica de la interacción se complica mucho si se toma en cuenta la producción de partículas. De aquí que se considera primero el caso para $E < 500$ Mev/n, donde las secciones inelásticas son pequeñas. Entonces no es necesario incluir la cinemática relativista y el grado de libertad mesónico no requiere de tratamiento explícito. El sistema teórico apropiado se reduce a la teoría cuántica de muchos cuerpos no relativista con potenciales nucleón-nucleón efectivos.

Esto todavía se puede simplificar más. Si la longitud de onda de DeBroglie $\lambda = 2\pi\hbar/\sqrt{2mE}$ es menor que el camino libre medio $\Lambda = 1/(\sigma_{NN}(E)\rho)^{-1}$, entonces la interferencia cuántica será pequeña. El camino libre medio, Λ , es la trayectoria promedio que recorren los nucleones entre choques sucesivos en la materia nuclear en equilibrio térmico a una temperatura $T = E/k_B$. Para energías de colisión entre 200 y 500 Mev/n, $\Lambda \approx 2$ fm mientras $\lambda \approx (1-2)$ fm. Entonces $\lambda \ll \Lambda$ no se satisface de forma estricta y no se justifica el uso de la dinámica clásica. Si el núcleo fuera cristalino, se podrían esperar fuertes efectos de capa. Para esto puede argumentarse que los núcleos son más parecidos a una gota líquida, de modo que tras muchas colisiones se pierden las

Modelos de Colisión Consideraciones Teóricas

relaciones de fase cuántica en el movimiento de los nucleones. Entonces, para poder ignorar los efectos de interferencia se hace uso de un argumento de fase aleatoria. Para estimar la importancia de los efectos de capa se nota que el tiempo finito entre choques sucesivos, $\lambda/v \sim (3-4)$ fm/c, conduce a incertidumbres en la energía $\Delta E = \hbar v/\lambda \sim (50-100)$ Mev. Así, $\Delta E/E \sim 25\%$ y la condición $\Delta E/E \ll 1$ tampoco se satisface de modo estricto.

Por todo lo expuesto en el párrafo anterior se concluye que la aplicación de la dinámica clásica al problema solo queda justificada en forma aproximada. Aun así, su aplicación es un tanto válida para $E \leq 500$ Mev/n. Paradójicamente, las condiciones analizadas antes, $\Delta E/E$ y $\lambda \ll \Lambda$, se satisfacen mejor cuando $E > 500$ Mev/n, pero en este caso la producción de partículas no puede ser pasada por alto.

1.2.1 Métodos Clásicos.

El sistema general de la mecánica clásica para tratar este problema, sujeto a la condición $E \leq 500$ Mev/n, es el método de ecuaciones de movimiento clásicas (EM) con fuerzas efectivas de dos cuerpos^(4,5,6). Este método es adecuado para hacer cálculos sobre iones pesados y tiene la ventaja de incluir efectos colectivos, ligaduras, correlaciones y efectos de superficie.

A partir de las escalas de tiempo y longitud que aparecen en el problema es posible hacer varias aproximaciones a EM. Para colisiones de iones pesados ($E \sim 200-500$ Mev/n) son relevantes las escalas de tiempo que siguen:

- 1) t_{int} = duración de una colisión nucleón-nucleón individual
 \sim alcance de la fuerza
 $(\hbar/m_{\pi}c) \sim (1-2)$ fm/c
- 2) t_{rel} = tiempo entre colisiones nucleón-nucleón sucesivas
 $\sim \frac{\lambda}{v} = \frac{2 \text{ fm}}{(1/2-3/4)c} \sim (3-4) \frac{\text{fm}}{c}$
- 3) t_{col} = tiempo total de la colisión nuclear
 $\frac{L}{v} = \frac{10 \text{ fm}}{(1/2-3/4)c} \sim (10-20) \frac{\text{fm}}{c}$

La masa del pión fija la escala para t_{int} porque es el portador de la fuerza nuclear de mayor alcance. En t_{col} , $L \sim 10$ fm es la dimensión nuclear para un núcleo promedio (por ejemplo ^{40}Ca) que se recorre en las colisiones centrales.

A pesar de que no existe una gran diferencia entre estas escalas de tiempo, se debe cumplir la siguiente desigualdad:

Modelos de Colisión Métodos Clásicos

$$t_{\text{int}} < t_{\text{rel}} < t_{\text{col}} \quad (1.1)$$

Una condición estricta para la aplicación de EM se obtiene si cualquiera de los signos $<$ en la ecuación (1.1) se reemplaza por \ll . Considérense estos tres casos:

$$1.2.1(a) \quad t_{\text{int}} \ll t_{\text{rel}}$$

En este caso, sólo ocurren colisiones aisladas de dos cuerpos y los efectos colectivos no son importantes. Este es el límite del gas diluido. Entonces EM se reduce a la ecuación de Boltzmann o a una cascada intranuclear, que se especifica por las secciones eficaces NN. En las colisiones de iones pesados esta condición sólo se satisface parcialmente y en especial cuando se busca la posible dependencia del alcance de la fuerza (r) con el valor de la densidad. En el espacio libre, $r \sim \hbar/m_{\pi}c$, pero en presencia de la materia nuclear los efectos colectivos pueden reforzar esta r en un factor de ~ 2 para $\rho \gg \rho_0$.

$$1.2.1(b) \quad t_{\text{rel}} \ll t_{\text{col}}$$

En el caso (b), durante el tiempo total de la colisión ocurren muchas colisiones de dos cuerpos, de modo que se puede suponer que el sistema alcanza el equilibrio termodinámico local durante la interacción. En este caso EM se reduce a la hidrodinámica⁽⁴⁾ donde las interacciones nucleares, ligaduras y efectos colectivos son descritos por medio de una ecuación de estado $W(\rho, T)$. Aun así, esta condición sobre los tiempos se satisface mejor para las colisiones centrales que para las periféricas, aunque sólo de manera parcial.

$$1.2.1(c) \quad t_{\text{int}} \ll t_{\text{rel}} \ll t_{\text{col}}$$

Con esta condición se obtiene la mayor simplificación de EM, que se reduce a la hidrodinámica con una ecuación de estado de gas ideal. No hay efectos de compresión. Los grados de libertad de la energía se distribuyen en traslacionales y térmicos. Cuando esta condición se satisface, se pueden formular los modelos más simples para las colisiones de iones pesados.

1.2.2 La Necesidad de una Variedad de Modelos.

Por lo anterior se concluye que de todos los enfoques que son posibles en los casos a, b y c, ninguno se puede justificar de modo riguroso para las colisiones de iones pesados. No obstante, la ecuación (1.1) no elimina la

Modelos de Colisión Necesidad de los Modelos

validez al menos parcial de algunos de estos planteamientos. Las características globales de los datos pueden ser reproducidas cualitativamente, pero la magnitud de los errores inherentes a los métodos no pueden estimarse de antemano. Además de esto, la discusión anterior se limitó al caso $E \leq 500$ Mev/n, cuando la producción de partículas puede ser pasada por alto. Para $E > 500$ Mev/n, los únicos programas de cálculo disponibles están aun en los casos a, b y c pero son aun menos justificables.

Como para las colisiones de iones pesados no existe todavía ninguna teoría apropiada, la mejor manera de proceder para hacer cálculos sobre la reacción es la creación de modelos del fenómeno. Estos deben incluir tantos efectos apegados a la realidad como sea posible. En vez de buscar un acuerdo entre los datos del experimento y una teoría que no se tiene, se intenta estimar la importancia relativa de los diferentes aspectos del fenómeno de interacción por medio de cálculos globales.

La sensibilidad de las predicciones a detalles específicos puede determinarse variando los parámetros dentro de los modelos y comparando los resultados de unos con otros. De esta forma, tal vez los elementos más esenciales de la dinámica puedan ser aislados. Por tanto en la siguiente sección se pasa a considerar una variedad de modelos para este tipo de interacciones.

1.3 Modelos para Colisiones de Iones Pesados a Altas Energías

Es apropiado agregar aquí unas observaciones sobre el concepto de modelo que se usará en lo que sigue. Dando por sentado que el núcleo esta formado por protones y neutrones, se tendrá una teoría nuclear tan pronto como se pueda explicar o predecir toda propiedad o proceso que involucre solo nucleones. Esto debe hacerse por medio de interacciones nucleón-nucleón, que se suponen conocidas. Por razones prácticas puede ser necesario usar aproximaciones. En cuanto éstas sean de naturaleza puramente matemática, se tendrá una teoría aproximada del núcleo. Pero cuando se intente predecir la conducta de todo o parte del sistema nuclear a partir de un sistema físico distinto, usando razonamientos de analogía física, se estará empleando un modelo. En este caso no se puede esperar hacer una predicción correcta de cada cantidad posible, aún en forma aproximada. Los modelos dinámicos que se estudian en este trabajo son:

Modelos de Colisión

Los Modelos

- 1) "Fireball". Westfall et al. ref. (7)
- 2) "Firestreak". Myers. ref. (8)
- 3) Hidrodinámico. Amsden et al. ref. (9)
- 4) "Hilera sobre Hilera". Knoll, Hufner. ref. (10)
- 5) Cascada 1. Amsden et al. ref. (9)
- 6) Cascada 2. Amsden et el. ref. (9)

Para estos modelos hay resultados disponibles que pueden ser comparados con los datos existentes. En la tabla I se presenta un resumen de las características esenciales de estos modelos.

1.3.1 "FIREBALL"

Este es el modelo más simple y por ello implica las suposiciones más fuertes. Cae en la categoría (c) de la sección (1.2.1). Los ingredientes principales son: (1) geometría cilíndrica bien definida, (2) cinemática relativista y (3) termodinámica.

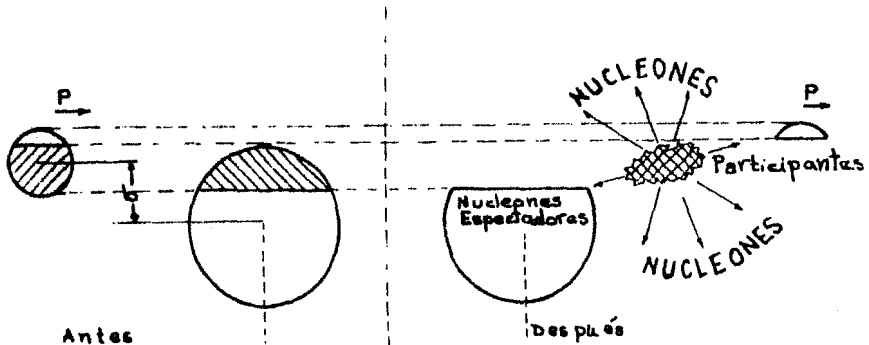


Figura 1.1

Se supone que, para cada parámetro de impacto b , tanto el proyectil como el blanco se hacen cortes cilíndricos en línea recta, uno a través del otro. El número de nucleones del proyectil y del blanco contenidos en la zona de traslape, $N(b) = N_p(b) + N_B(b)$ se determinan por la geometría. Estos nucleones se conocen como los "participantes" en la colisión y los que están fuera de esa zona se denominan "espectadores" (Figura 1.1). Entonces la cinemática relativista determina el centro de momento por nucleon $\vec{p}_{cm}(b)$ y la energía de excitación por nucleón $E^*(b)$, en términos de la energía del haz de partículas incidentes. Por último, se supone que para el tiempo en que el sistema se desintegra, t_{des} , han tenido lugar suficientes dispersiones de dos cuerpos para termalizar la distribución de momento de los nucleones. Así, al menos

Modelos de Colisión
Fireball

para t_{des} el sistema ha evolucionado en un "Fireball". Además, se supone una sola temperatura $T(b)$ para especificar la función $f(\vec{p}, b)$ de distribución de momento de los nucleones:

$$f(\vec{p}, b) = [2\pi m T(b)]^{-3/2} \exp \left[-\frac{(\vec{p} - \vec{p}_{cm}(b))^2}{2mT(b)} \right] \quad (1.2)$$

Los gradientes de temperatura y velocidad no se cuentan. Una ecuación de estado de gas ideal se usa luego para:

$$T(b) = (3/2) [E^*(b) - B] \quad (1.2a)$$

donde $B = 8$ Mev representa los efectos de ligadura y E^* la energía de excitación. La sección inclusiva es:

$$\frac{d^2\sigma}{dp^2} = \int_0^{R_p + R_b} 2\pi b db N(b) f(\vec{p}, b) \quad (1.3)$$

En esta ecuación, R_p y R_b son los radios nucleares del proyectil y el blanco, respectivamente.

Para extender la validez de este modelo a energías superiores a 500 Mev/n, los piones se pueden incluir si se supone que hay equilibrio químico y térmico entre piones y nucleones en el "Fireball" ⁽¹¹⁾. Entonces, la multiplicidad media de piones está dada por:

$$\langle n_\pi(b) \rangle = \int \frac{3V(b) d^3k}{(2\pi)^3} \left[e^{+\sqrt{k^2 + m_\pi^2}/T(b)} - 1 \right]^{-1} \quad (1.4)$$

Aquí, $V(b)$ es el volumen del "Fireball" cuando el valor de la densidad de los nucleones en la región de interacción violenta se ha reducido al valor que tiene en el "Fireball" en equilibrio termodinámico. Su valor es: $V(b) = N(b)/\rho_c$, $\rho_c \sim (1/4 - 1/2)\rho_0$. Para $t > t_{des}$, ($\rho < \rho_c$) se supone que ya no ocurren más interacciones y que las propiedades del "Fireball" se han estabilizado. La sección eficaz inclusiva para los piones está dada entonces por una expresión similar a la ecuación (1.3). La temperatura $T(b)$ debe determinarse en forma autoconsistente a partir de $E^*(b) - B = (3/2)T(b) + E_\pi(b)$, donde $E_\pi(b)N(b)$ es la energía total almacenada en piones.

El modelo "Fireball" puede extenderse aun más para incluir la producción de compuestos ⁽¹²⁾, sin recurrir al modelo de coalescencia ⁽¹³⁾. En este caso, la autoconsistencia es esencial para asegurar la conservación de la energía y del número bariónico.

Modelos de Colisión
Firestreak

1.3.2 "FIRESTREAK"

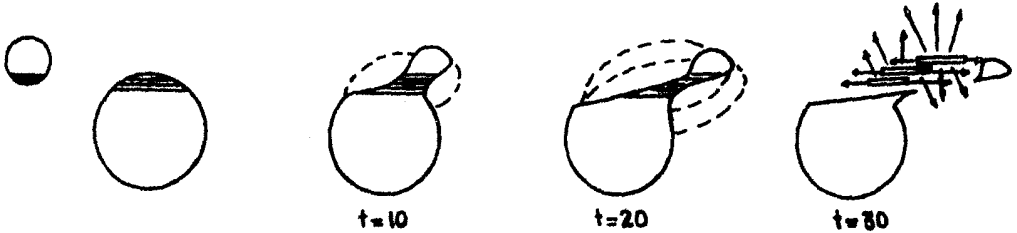


Figura 2.2

Este modelo es una extensión del anterior para tomar en cuenta los gradientes de temperatura y de velocidad. La región de interacción en ambos núcleos se divide en una serie de tubos paralelos al eje del haz incidente. Se supone que cada tubo del núcleo proyectil interactúa sólo con el tubo del núcleo blanco situado directamente enfrente de él (Fig. 2.2). Luego de esto, cada interacción tubo-tubo se describe como en el modelo de "Fireball". El número de nucleones del proyectil y del blanco se calcula para cada tubo i :

$$N(b,i) = N_p(b,i) + N_B(b,i)$$

Además, se pueden incluir la difusividad nuclear y los valores del momento $\vec{p}_m(b,i)$ y de la energía $E(b,i)$, que se obtiene por medio de la cinemática. La suposición clave es que en cada colisión tubo-tubo se llega al equilibrio termodinámico por separado. Esto conduce a un "Firestreak" con gradientes de temperatura $T(b,i)$ y de velocidad en la dirección perpendicular al haz. La sección inclusiva de los protones se obtiene substituyendo $N(b,i)f(\vec{p},b)$ por $\sum_i N(b,i)f(\vec{p},b,i)$ en la ecuación (1.3).

La producción de fragmentos compuestos y de piones también se puede incluir como en el "Fireball" con la suposición adicional de que eventualmente se alcanza el equilibrio químico en cada colisión tubo-tubo por separado.

En este modelo aún faltan de tomarse en cuenta muchas características experimentales. En particular, no se incluyen efectos de compresión que lleven a gradientes de temperatura y de velocidad paralelos a la dirección del haz. Tampoco se toman en cuenta las interacciones entre tubos adyacentes (viscosidad). Asimismo, se ignora la elevada transferencia de momento perpendicular, $\langle \Delta p_L \rangle \sim 300$ Mev/c, que se incluye en las colisiones nucleón-nucleón típicas. A pesar de ello, la mayor virtud de este modelo es su simplicidad.

Modelos de Colisión
Modelo de un Fluido

1.3.3 Modelos Hidrodinámicos.

Estos modelos incluyen los efectos de compresión de un modo natural. Enfocar el problema de las colisiones de iones pesados de esta manera es atractivo porque: (1) la condición necesaria para su aplicación se satisface al menos aproximadamente (Secc. 1.2.1b). (2) Trata directamente con la ecuación de estado $W(\rho, T)$, que es uno de los principales objetivos perseguidos con los modelos (Secc. 1.1). (3) también se incluyen los efectos de la geometría finita tridimensional, aunque sin la difusividad superficial. Por los puntos (2) y (3), se puede determinar en principio la importancia de las dificultades discutidas en la sección (1.1): la pérdida de memoria de $W(\rho, T)$ en los estados asintóticos y los efectos de ondas de choque en el interior del núcleo. Sin embargo, las características de la dinámica de la interacción fuera del equilibrio no pueden determinarse debido a que la suposición central de la hidrodinámica es que se llega al equilibrio termodinámico local.

1.3.3(A) MODELO DE UN FLUIDO

En este modelo se supone que la evolución dinámica del sistema obedece las ecuaciones de continuidad para el número de nucleones $\rho(\bar{x}, t)$, el momento lineal $\bar{m}(x, t)$ y la densidad de energía $e(x, t)$:

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \rho \\ \bar{m} \\ e \end{bmatrix} + \nabla \cdot \begin{bmatrix} \bar{v} \rho \\ \bar{v} \bar{m} \\ \bar{v} e \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ -\nabla P \\ -\nabla \cdot (\bar{v} P) \end{bmatrix} \quad (1.5)$$

donde $\bar{v}(\bar{x}, t)$ es el campo de velocidades y $P = \rho^2 \partial W(\rho, T) / \partial \rho$ es la presión; \bar{x} representa la posición y t el tiempo.

La ecuación (1.5) describe la forma más simple de la hidrodinámica de un flujo no viscoso y sin efectos disipativos. Estos efectos se pueden ignorar sólo cuando los gradientes típicos son pequeños comparados con la longitud de las trayectorias libres medias: $|\nabla f| \ll |f|/\lambda$ donde f puede ser ρ, \bar{v}, T . La validez de esta condición para las colisiones de iones pesados es dudosa, sobre todo si se generan ondas de choque. Si se corrige la ecuación (1.5) hasta el orden $\lambda |\Delta f|/f$ se llega a la ecuación de Navier-Stokes. Pero la ecuación (1.5) requiere de técnicas de solución numéricas complicadas, razón por la que los efectos disipativos no son tomados en cuenta.

Para un modelo específico de $W(\rho, T)$ se usó la forma:

$$W(\rho, T) = m_N + a(\rho/\rho_0)^{4/3} - b(\rho/\rho_0) + c(\rho/\rho_0)^{5/3} + U(\rho, T) \quad (1.6)$$

Modelos de Colisión
Modelo de dos Fluidos

con $(a,b,c)=(20,69,33)$ Mev correspondiendo a $W(\rho,0) - \bar{m}_N = -16$ Mev y $K = 290$ Mev. Para la energía interna $U(\rho,T)$ se usó el modelo de gas de Fermi no relativista. La ec. (1.6) es una ecuación de estado poco flexible con $W(\rho,0) - m_N \approx 100, 200$ y 300 Mev para $\rho/\rho_0 = 4,5$ y 6 respectivamente.

1.3.3(B) MODELO DE DOS FLUIDOS

Este modelo ya presenta características microscópicas: simula transparencia parcial durante la colisión, tratando al proyectil y al blanco como dos fluidos distintos. Estos fluidos interactúan intercambiando energía y momento lineal a una tasa que se estima microscópicamente.

Considérese un elemento de proyectil con densidad y velocidad (ρ_p, \bar{v}_p) que choca con un elemento del blanco con (ρ_b, \bar{v}_b) . La tasa promedio de colisiones NN por unidad de volumen en ese elemento es $\rho_p \rho_b \sigma_{NN} |\bar{v}_p - \bar{v}_b|$ con $\sigma_{NN} \approx 40$ mb. En cada colisión una fracción $\alpha \approx (1/4 - 1/2)$ del momento relativo $m(\bar{v}_p - \bar{v}_b)$ se transfiere del núcleo del proyectil al del blanco. De aquí, la razón promedio de transferencia de momento del proyectil al blanco por unidad de volumen está dada por:

$$\langle \bar{m}_{p \rightarrow b} \rangle \approx (\rho_p \rho_b \sigma_{NN} |\bar{v}_p - \bar{v}_b|) (\alpha m \bar{v}_p - \bar{v}_b) \quad (1.8)$$

Una estimación similar da la tasa promedio de transferencia de energía $\langle \bar{e}_{p \rightarrow b} \rangle$ reemplazando $m(\bar{v}_p - \bar{v}_b)$ por $1/2 m(v_p^2 - v_b^2)$ en la ecuación (1.7). Las ecuaciones para el fluido del blanco están dadas entonces por:

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \rho_b \\ m_b \\ e_b \end{bmatrix} + \bar{v}_b \cdot \begin{bmatrix} v_b \rho_b \\ v_b m_b \\ v_b e_b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ -\bar{v}_b p_b + \langle \bar{m}_{p \rightarrow b} \rangle \\ -\bar{v}_b (v_b p_b) + \langle \bar{e}_{p \rightarrow b} \rangle \end{bmatrix} \quad (1.9)$$

Las ecuaciones para el proyectil se hallan intercambiando p y B. Se debe tener cuidado con los índices ya que p minúscula se usa para designar al proyectil y P mayúscula representa la presión en este caso.

El modelo de los dos fluidos se complementa con una prescripción cuando la velocidad relativa $|\bar{v}_p - \bar{v}_b|$ disminuye por abajo de una velocidad crítica $v^* \approx c/3$. En este caso se supone que los dos fluidos se mezclan en uno sólo, con la evolución posterior gobernada por la ecuación (1.5).

Modelos de Colisión
Hilera sobre Hilera

1.3.4 HILERA SOBRE HILERA

Este modelo presenta más detalles microscópicos que el modelo de los dos fluidos, pero no se apega a la realidad en cuanto a efectos de compresión y dispersión perpendiculares al haz. Su utilidad para $E < 1$ GeV/n reside en el problema de la termalización durante colisiones de iones pesados y la sensibilidad de sus resultados a detalles microscópicos.

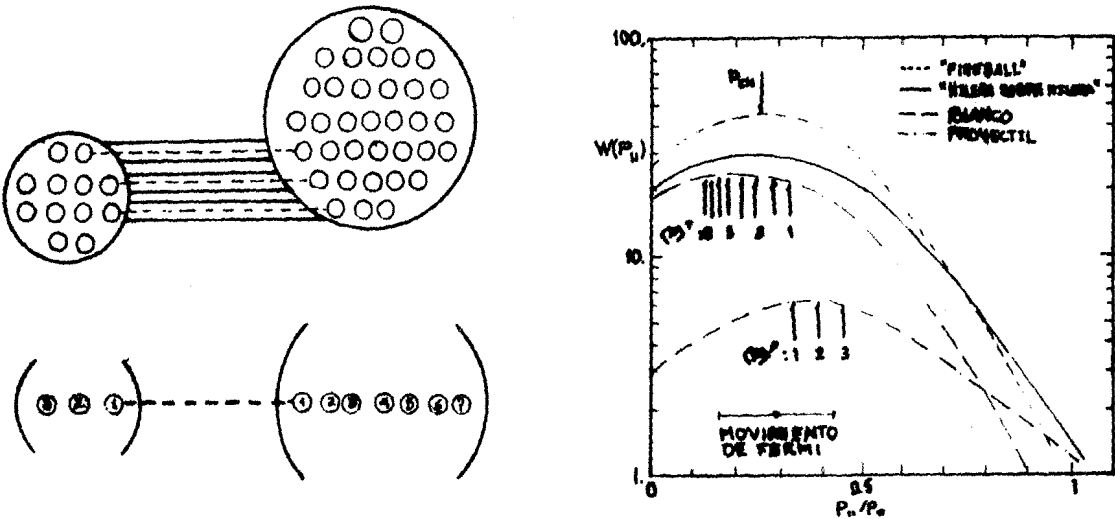


Figura 1.3

El proyectil y el blanco se dividen en tubos o "Hileras" como en el "Firestreak" pero a diferencia de este, se reconoce la individualidad de los nucleones en cada una. Se consideran sólo interacciones en línea recta, como se ilustra en la figura (1.3a). Los nucleones en cada tubo se numeran separadamente (Fig. 1.3a). La suposición central es que cada nucleón en una "Hilera" dada interactúa solo una vez con cada nucleón en la "Hilera" del blanco. Las interacciones entre los nucleones del proyectil o del blanco consigo mismos no se consideran; es decir, la densidad no aumenta. La idea es seguir la cascada lineal de cada nucleón separadamente.

La distribución de momento del m -ésimo nucleón proyectil luego de colidir con n nucleones-blanco se denota por $W(p)$. Similarmente $W(p)$ es la distribución del n -ésimo nucleón blanco después de ser dispersado por m nucleones proyectil. Dada la probabilidad de transición

Modelos de Colisión
Hilera sobre Hilera

$M(\bar{p}_p, \bar{p}_B \rightarrow \bar{p}'_p, \bar{p}'_B)$ para la dispersión NN, $M \sim d\sigma_{NN}/d\Omega_{cm}$, W_{mn}^P se relaciona con $W_{m,n}^B$ y $W_{m,n-1}^P$ por:

$$W_{mn}^P(\bar{p}'_p) = \int d^3 p'_B d^3 p_p d^3 p_B W_{m,n-1}^P(\bar{p}_p) W_{m-1,n}^B(\bar{p}_B) \times M(\bar{p}_p, \bar{p}_B \rightarrow \bar{p}'_p, \bar{p}'_B) \quad (1.9)$$

Como esta ecuación es muy complicada, se resuelve por expansión en momentos estadísticos y se calculan $\langle p_{\parallel} \rangle_{mn}^P$, $\langle \sigma_{\parallel}^2 \rangle_{mn}^P$ y $\langle \sigma_{\perp}^2 \rangle_{mn}^P$ explícitamente de las relaciones de recurrencia para la ecuación (1.9). Por ejemplo:

$$\langle p_{\parallel} \rangle_{mn}^P = (1 - S^2) \langle p_{\parallel} \rangle_{m,n-1}^P + S^2 \langle p_{\parallel} \rangle_{m-1,n}^B \quad (1.10)$$

donde $S^2 = \langle \text{sen}^2(\theta_{cm}/2) \rangle_{NN}$ es un momento estadístico particular de $d\sigma_{NN}/d\Omega_{cm}$ y esencialmente es la pérdida fraccional de momento lineal longitudinal por cada colisión. Las fórmulas de recurrencia para la $\langle \sigma_{\parallel}^2 \rangle$ incluyen otro momento estadístico, $\beta = \langle 1/4 \text{sen}^2 \theta_{cm} \rangle$. De este modo, S^2 y β son los únicos datos que se obtienen del experimento. Para una colisión de "Hileras" dada, como en la figura (3.a), se resuelven las fórmulas de recurrencia y al final se supone que la forma $W_{mn}^P(\bar{p})$ queda determinada en forma única por estos tres momentos:

$$W(\bar{p}) = \{ (2\pi)^{3/2} \langle \sigma_{\parallel}^2 \rangle^{1/2} \langle \sigma_{\perp}^2 \rangle \}^{-1} \exp \left[- \frac{(p_{\parallel} - \langle p_{\parallel} \rangle)^2}{2 \langle \sigma_{\parallel}^2 \rangle} - \frac{p_{\perp}^2}{2 \langle \sigma_{\perp}^2 \rangle} \right] \quad (1.11)$$

Los resultados de tal procedimiento se ilustran en la figura (3.b), para una colisión de una "hilera" de tres nucleones con una de ocho a 400 Mev/n. Las flechas numeradas indican el $\langle p_{\parallel} \rangle$ para los distintos nucleones. La termalización completa, como en el modelo "Firestreak", implica que todas las distribuciones son idénticas y están dadas por la curva a trazos, normalizada a la unidad. Mientras que la cascada lineal no alcanza el límite térmico para cada nucleón por separado, el resultado es muy parecido al de la distribución sumada del resultado del "Firestreak". Esto muestra que tan insensitiva al grado de termalización es la sección inclusiva de una partícula. De hecho, si en el cálculo se considera un número suficiente de colisiones, de modo que $\langle \sigma_{\parallel}^2 \rangle \approx 1/2 \langle \sigma_{\perp}^2 \rangle$, entonces $\langle p_{\parallel} \rangle$ y $\langle \sigma_{\perp}^2 \rangle$ se determinan por la conservación de la energía y del momento lineal. La forma de W (Ec. 1.11) se obtiene del teorema del límite central. De este modo, con la conservación de la energía y el momento y unas cuantas colisiones por nucleón, la distribución sumada ($d^3 \sigma_p / d\Omega dE$) no se desvía mucho del resultado térmico extremo.

En la referencia (8), se estudia además la sensibilidad de los resultados a las variaciones de S^2 y β , es decir a los

Modelos de Colisión Cascada 1

detalles microscópicos de la colisión. Ahí se demuestra que los resultados obtenidos usando este modelo son insensibles a esos parámetros en cuanto la distancia de frenamiento sea menor que la longitud típica de la "Hilera" ($\lambda_{\text{Fren}} = \lambda/S^2 < L$). De aquí, el significado de "suficientes colisiones" es "más que $1/S^2$ ". La insensibilidad de $d^2\sigma_p/d\Omega dE$ a detalles microscópicos para $L/\lambda_{\text{Fren}} \gg 1$ está de acuerdo con los resultados del modelo de dos fluidos.

1.3.5 CASCADA 1

Por primera vez se usan secciones experimentales detalladas como datos en un modelo. En particular, la producción y absorción de piones se trata explícitamente a través de la producción de isóbaros y también se incluyen efectos de ligadura.

La suposición central de este modelo es que en las colisiones núcleo-núcleo ($A_p + A_B$) se puede usar en forma aproximada la superposición de A_p colisiones nucleón-núcleo independientes ($p+A_B$). Por lo tanto se ignoran las interacciones entre las partículas en cascadas distintas y no se toma en cuenta el aumento de la densidad.

Cada colisión $p+A$ se procesa por un código de las VEGAS⁽¹⁴⁾ que reproduce los datos ($p+A_B$) sobre un amplio intervalo de energías y blancos. Una de las características importantes de este código es el potencial óptico que actúa para absorber los nucleones en cascada. Por ejemplo en $p + U$ a 250 Mev/n se encuentra⁽¹⁴⁾ que el número promedio de nucleones blanco que interaccionan a lo más es aproximadamente 6.7. Por otro lado, el número de nucleones en cascada que abandonan el núcleo es ~ 2.2 . De aquí, $\approx 70\%$ de los nucleones en cascada son absorbidos por el potencial óptico. Sin embargo, en las colisiones de iones pesados, tanto el proyectil como el blanco se desintegran después de la colisión y entonces no sobrevive ningún potencial óptico para absorber los nucleones.

Como la normalización de la sección inclusiva de los protones es proporcional a la multiplicidad de nucleones, se espera que Cascada 1 subestime el número de los protones de interés por al menos un factor de ~ 3 . Además, los efectos de compresión conducen a trayectorias libres medias, $(\sigma\rho)^{-1}$, más cortas y de aquí a mayor número de colisiones. La ausencia de este efecto también da por resultado una subestimación de $d^2\sigma_p/dE d\Omega$. Los resultados con Cascada 1 son 5 veces menores que los resultados experimentales para $Ne + U$ a 250 Mev⁽⁹⁾.

Modelos de Colisión Cascada 2

1.3.6 CASCADA 2

Este es el modelo microscópico más ambicioso. La evolución de todas las partículas del proyectil y del blanco se sigue a través de la cascada. La producción y absorción de piones se incluye a través de $N + N \rightleftharpoons N + \Delta$ y las secciones experimentales se usan para determinar el estado final de cada colisión de dos cuerpos. En este modelo se incluyen también efectos debidos a la superficie nuclear, al movimiento de Fermi, al principio de exclusión de Pauli y a ligaduras.

Sin embargo, el precio que se paga por todo eso es muy alto. Se necesitan códigos de computadora muy complejos. Además, es difícil juzgar que resultados son efectos físicos reales y cuales son consecuencia de los procedimientos numéricos específicos. Los métodos usados en Cascada 2 son más nuevos y difieren de las aproximaciones de cascada convencional⁽¹⁵⁾.

Las pruebas de Cascada 2 sobre los datos de $p + A$ indican que el método no está libre de dificultades todavía. Los resultados para $p + Pb \rightarrow p + X$ a 740 Mev demuestran que los resultados de Cascada 2 son sistemáticamente más elevados que los resultados que se obtienen con Cascada 1 por un factor de 2 aproximadamente.

La figura (1.4) muestra la evolución temporal de varias cantidades para la reacción $Ne + U$. N_p y N_b son el número de nucleones del proyectil y del blanco que han interactuado al menos una vez. N_L y N_F son el número de nucleones ligados y en cascada libre. También se muestra el número total de nucleones en cascada $N = N_p + N_b = N_L + N_F$. Las flechas en la misma figura indican el número promedio de colisiones por nucleón.

Considérese el caso para parámetro de impacto $b = 0$. Luego de un tiempo de ~ 15 fm/c, $N_p \approx 20$ y todos los nucleones del proyectil han interactuado al menos una vez. N_b aumenta rápidamente ($dN_b/dt > A_p$, $c/\lambda \approx 10$ c/fm) indicando que los nucleones del blanco en retroceso interaccionan con otros nucleones también del blanco. Para tiempos del orden de 30 fm/c ha ocurrido un promedio de 3 colisiones por nucleón y el valor de N se nivela al salir del blanco los nucleones en cascada. Para $t \sim 40$ fm/c, la colisión ha concluido. Además, solo $N \sim 100$ nucleones han participado en la colisión central. ¿Qué sucede a los ≈ 158 nucleones que quedan en el blanco? Permanecen en un núcleo lleno de hoyos donde se han llevado a cabo las colisiones NN. Este "queso suizo" es un subproducto indeseable de Cascada 2. Un punto final que se debe reforzar en relación a Cascada 2 es su gran utilidad como herramienta para estudiar la dependencia de los resultados con detalles microscópicos específicos. Por ejemplo, es posible estudiar los efectos que aparecen cuando aumenta el valor de la sección NN debido a la presencia de resonancias que decaen en piones.

Modelos de Colisión
Cascada 2

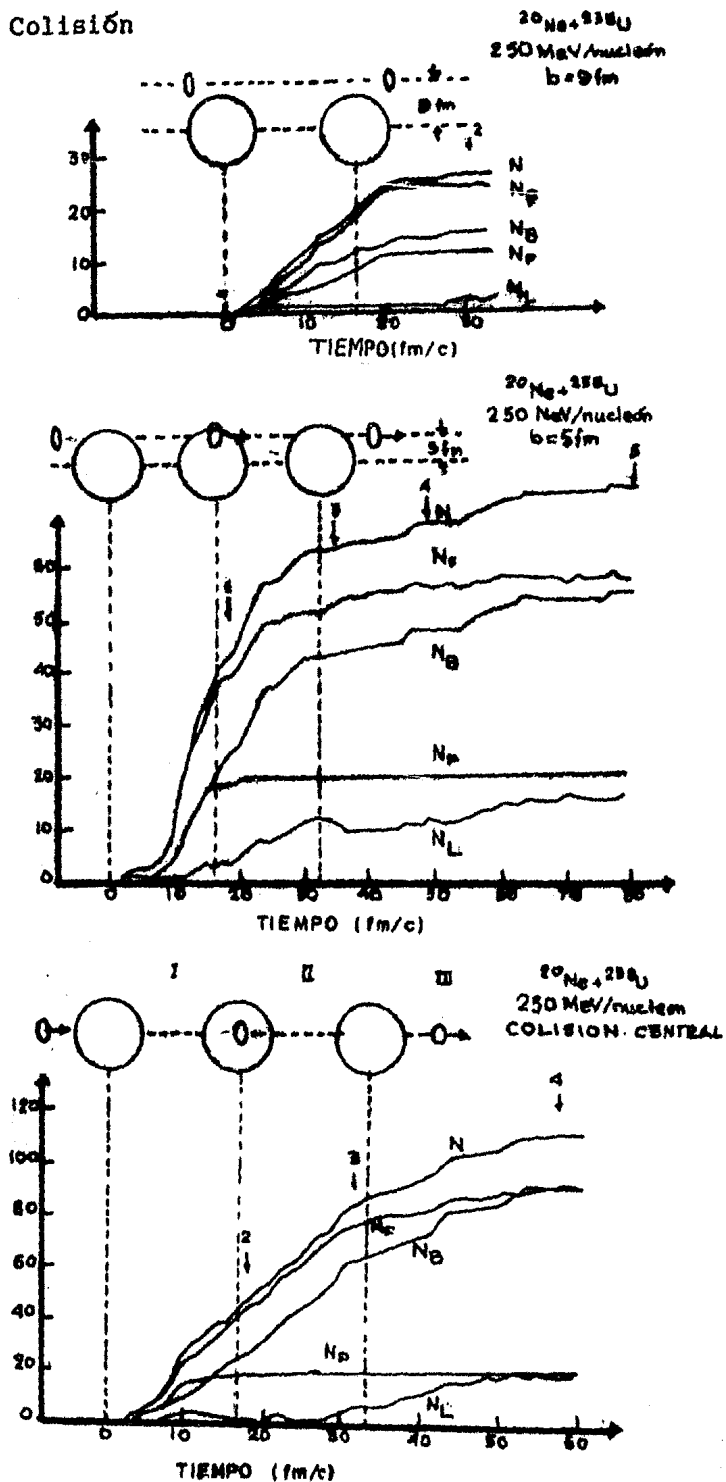


Figura 1.4

Modelos de Colisión Comparación de Modelos

1. Macroscópicos: suponen equilibrio térmico local

- A. Ecuación de gas ideal: sin efectos de compresión
 - 1. "Fireball": sin gradientes de T y \bar{v}
 - 2. "Firestreak": con gradientes de T y \bar{v}
- B. Ecuación de estado realística: Compresibilidad finita
 - 3(a). Un fluido

2. Semimicroscópico: trayectoria libre media finita

- A. Continuo con equilibrio parcial
 - 3(b). Dos Fluidos
- B. Cascada analítica unidimensional
 - 4. "Hilera sobre hilera"

3. Microscópicos: métodos de Monte Carlo

- A. Secciones experimentales como datos
 - 5. Cascada 1: superposición de colisiones $p + A_B$
 - 6. Cascada 2: Cascada intranuclear total

Tabla 1.1 Características de los Modelos

1.4 Comparación de los Modelos

Los resultados de los distintos modelos de la sección anterior se compararán ahora para la reacción $Ne + U \rightarrow p + X$.

Para hacer la comparación de los datos, primero se corrigen éstos por el efecto de coalescencia de los nucleones. Esto se debe hacer porque la producción de fragmentos compuestos (d, t, α, \dots) no se tomó en cuenta en algunos de los modelos usados al calcular esta reacción. En consecuencia el espectro de protones predicho se ha de comparar con el espectro "primordial" antes de los nucleones se conglomeren⁽¹³⁾;

$$d\sigma_{prim} = \sum_{ZN} Z d\sigma_{exp}(Z, N) \dots (1.12)$$

donde $d\sigma_{exp}(2, 1)$, por ejemplo, es la sección inclusiva medida⁽¹³⁾ para una sola partícula. Esta corrección de "coalescencia" resulta ser importante para electrones de baja energía ($d\sigma_{prim}/d\sigma(1, 0) \approx 2-3$), $E_{lab} < 50$ Mev.

En la figura (1.5) se comparan los resultados de los modelos de "Fireball" (línea de puntos) y "Firestreak" (en línea sólida). Los gradientes de temperatura y velocidad del último parecen tener poco efecto en los resultados. Es muy probable que ésto se deba a la suma sobre el parámetro de impacto en la ecuación (1.3). La temperatura $T(b)$ en la reacción analizada a 250 Mev/n varía a lo largo del intervalo

Modelos de Colisión
 Comparacion de Modelos

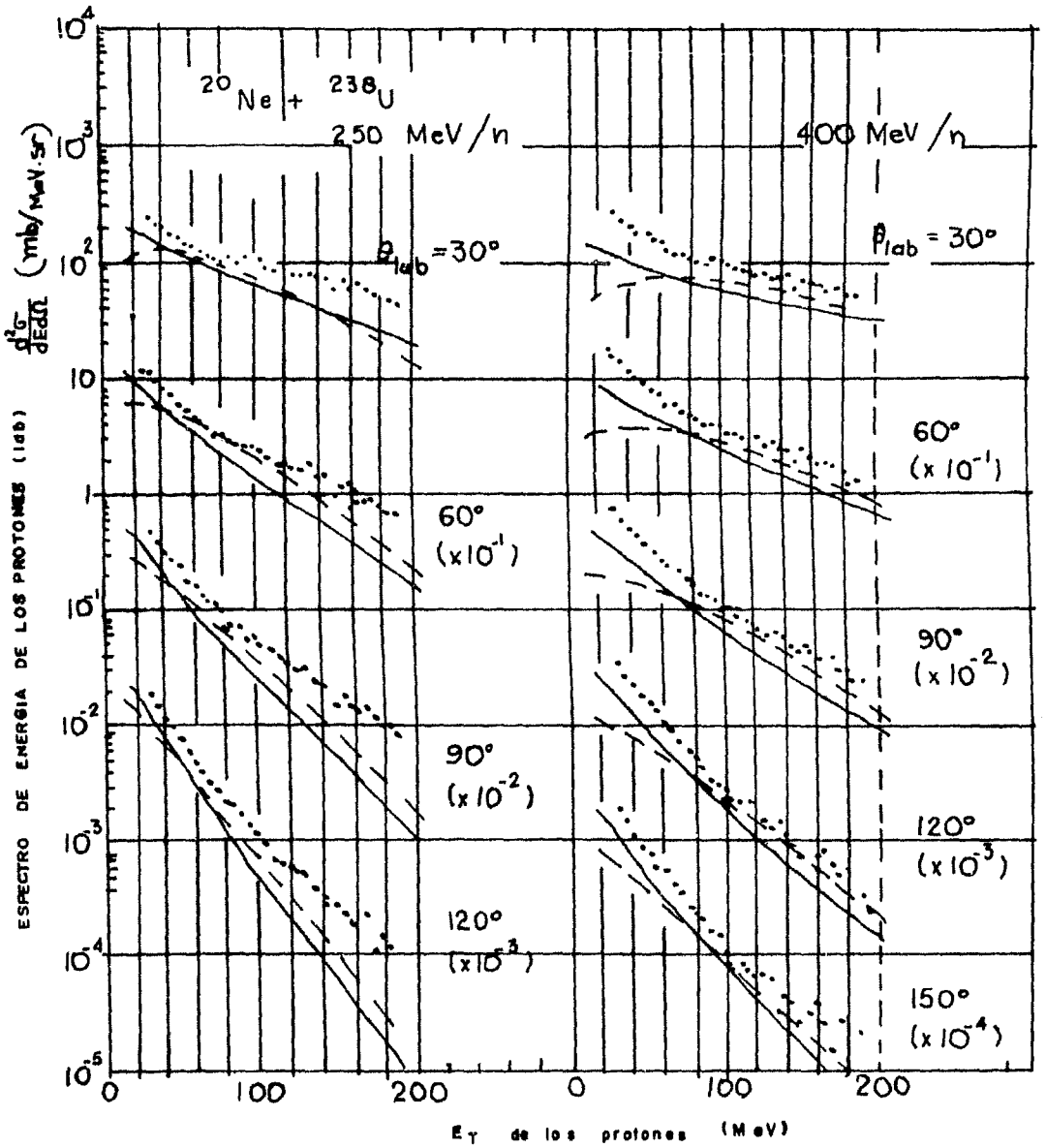


Figura 1.5

Modelos de Colisión
 Comparación de Modelos

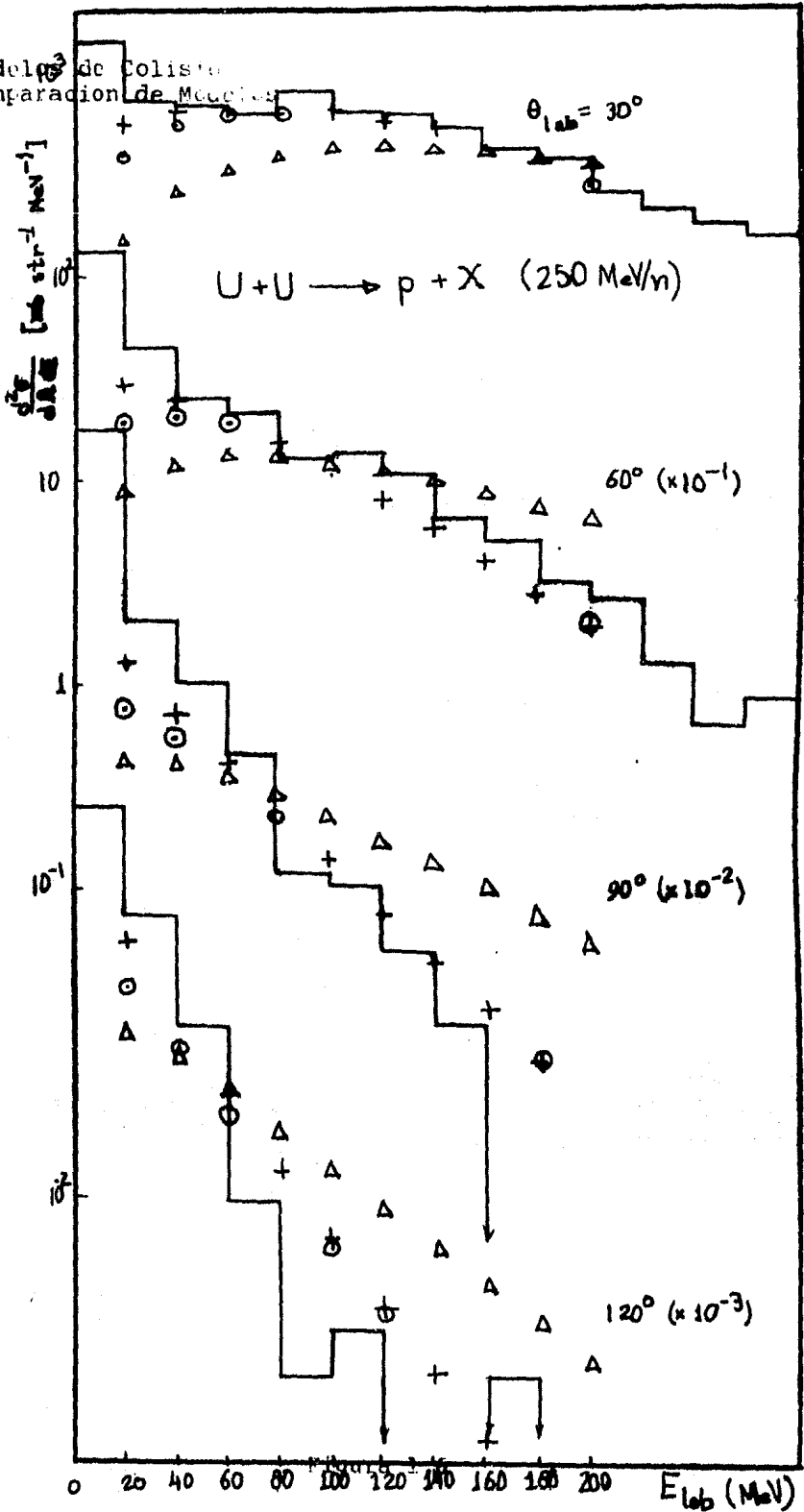


Figura 1.6

Modelos de Colisión Comparación de Modelos

de 24~33 Mev en el modelo de "Fireball" (?). Esta gran variación de $T(b)$ oscurece el efecto de la variación espacial de T para cada parámetro de impacto b . Las diferencias más relevantes entre estos modelos entonces deben aparecer para sistemas de masa casi igual. En la figura (1.6) se observa esto para colisiones U-U a 250 Mev/n: las diferencias entre los dos modelos son mucho mayores, en un factor de 2-5. Este hecho indica hasta que punto el promediar sobre parámetros de impacto puede en ciertos casos (Ne + U) ocultar las diferencias entre los modelos.

A continuación se comparan los resultados para modelos hidrodinámicos. El resultado del modelo de 2 fluidos (Fig. 1.8) no es muy distinto de los que se obtienen con el modelo de un fluido (fig. 1.7). Así, $d\sqrt{p}$ parece no ser sensible a etapas de la reacción fuera del equilibrio. Esta insensibilidad también se encuentra en el modelo "Hilera sobre Hilera". De aquí que el resultado para el espectro inclusivo de los protones en este modelo es muy parecido a los resultados del "Fireball" y del "Firestreak".

En la figura (1.7) también se muestran los resultados para Cascada 1 y Cascada 2. Como se esperaba en la sección (1.3.5), los resultados de Cascada 1 resultan muy bajos, indicando que A_p colisiones $p + A_B$ independientes no son equivalentes a una colisión $A_p + A_B$. Cascada 2 por su lado, conduce a resultados demasiado altos en general. Sin embargo cuando Cascada 2 se modifica un poco más y se mejora la estadística, se obtiene una mayor concordancia con los datos experimentales (Fig. 1.9).

En todo lo anterior, los datos para las secciones inclusivas de protones parecen ser invariantes a los detalles de los modelos hasta un factor de $\sim (2-3)$. Una razón para la independencia respecto a los modelos es la suma sobre los parámetros de impacto, como ya se indicó respecto al "Firestreak". Esto se ilustra en la figura (1.10) que muestra los resultados para parámetro de impacto igual a 0.

1.5 Efectos de Compresión

En el estudio de las reacciones nucleares a energías relativistas uno de los principales objetivos es determinar la energía de compresión de la materia nuclear. La funcional $\epsilon(\rho, T=0)$ que relaciona la energía interna por grado de libertad con la densidad de un medio nuclear a temperatura cero se conoce sólo en la vecindad del estado base, $\rho_0 = \rho_0 \approx 0.17$ nucleones/ fm^3 . Si se ignoran las contribuciones coulombianas, $\epsilon(\rho, T) = -16$ Mev/n. Se encuentra⁽¹⁶⁾ que la forma de ϵ es parabólica en la vecindad de ρ_0 y que la constante de compresibilidad $K = \delta^2 \epsilon / \delta \rho^2$, $T=0$ tiene el valor 200 ± 20 Mev. Entonces, para el intervalo de variaciones de un porcentaje $\Delta \rho / \rho_0$ pequeño, la materia nuclear en el estado

Modelos de Colisión
Efectos de Compresión

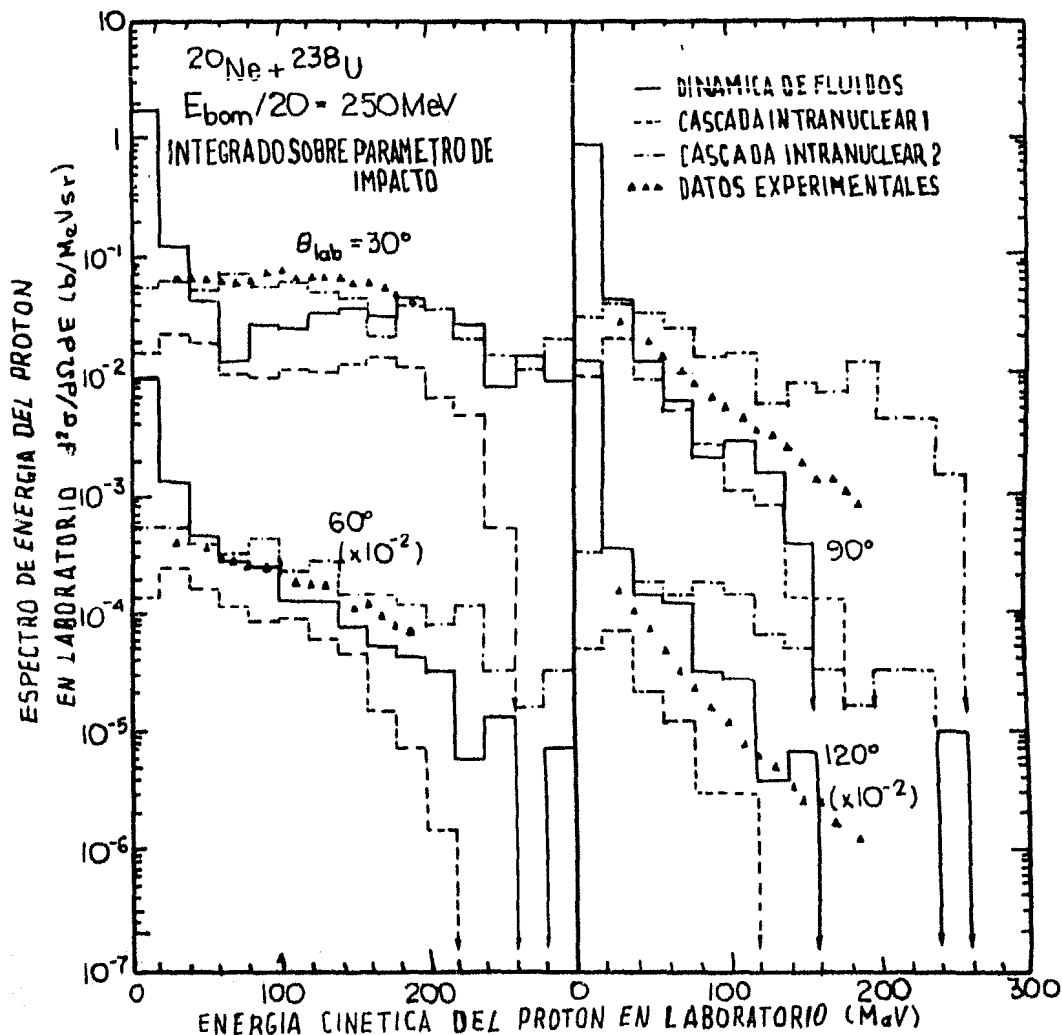


Figura 1.7

base exhibe una respuesta lineal a la compresión y expansión, parecida a un sistema macroscópico. En tal sistema la respuesta a la presión puede dejar de ser lineal al alejarse del punto estable debido a la aparición de transiciones de fase.

Modelos de Colisión
Efectos de Compresión

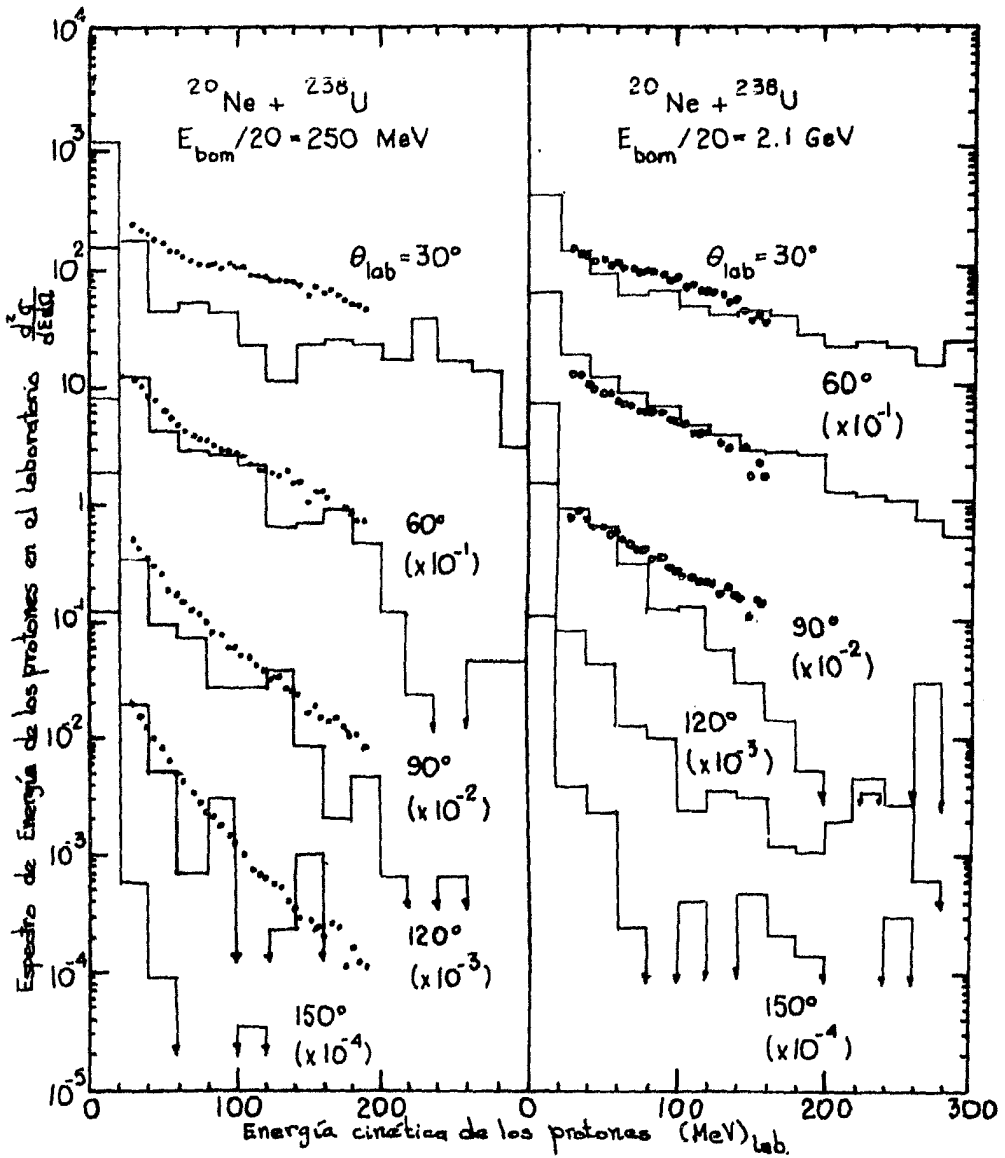


Figura 1.8

Los modelos dinámicos suponen que las colisiones centrales de iones pesados a altas energías suceden por medio

Modelos de Colisión
Efectos de Compresión

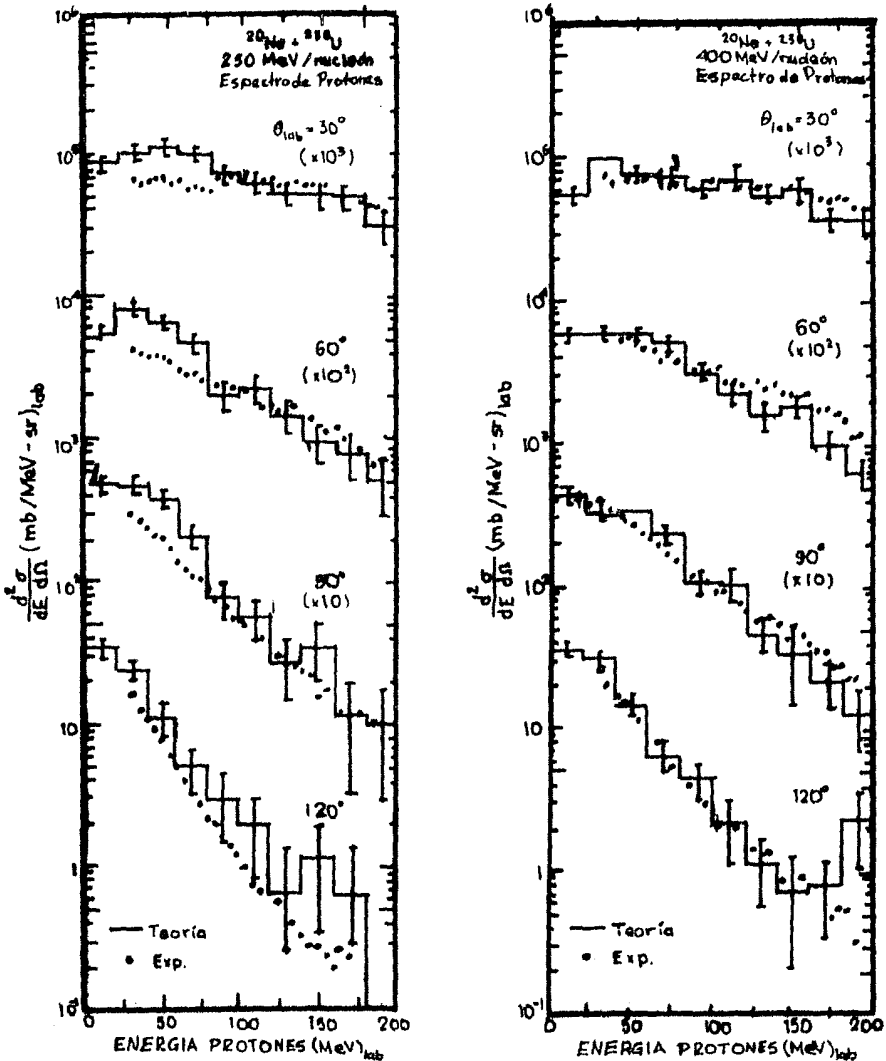


Figura 1.9

de un ciclo de compresión y expansión de la materia nuclear. Esto presenta una primera etapa de interpenetración y aumento de la densidad del proyectil y del blanco seguida por una expansión hacia una etapa final de equilibrio. En la zona de interacción, el movimiento de los nucleones se hace más lento debido a la producción de piones y a pérdidas de energía por

Modelos de Colisión
Efectos de Compresión

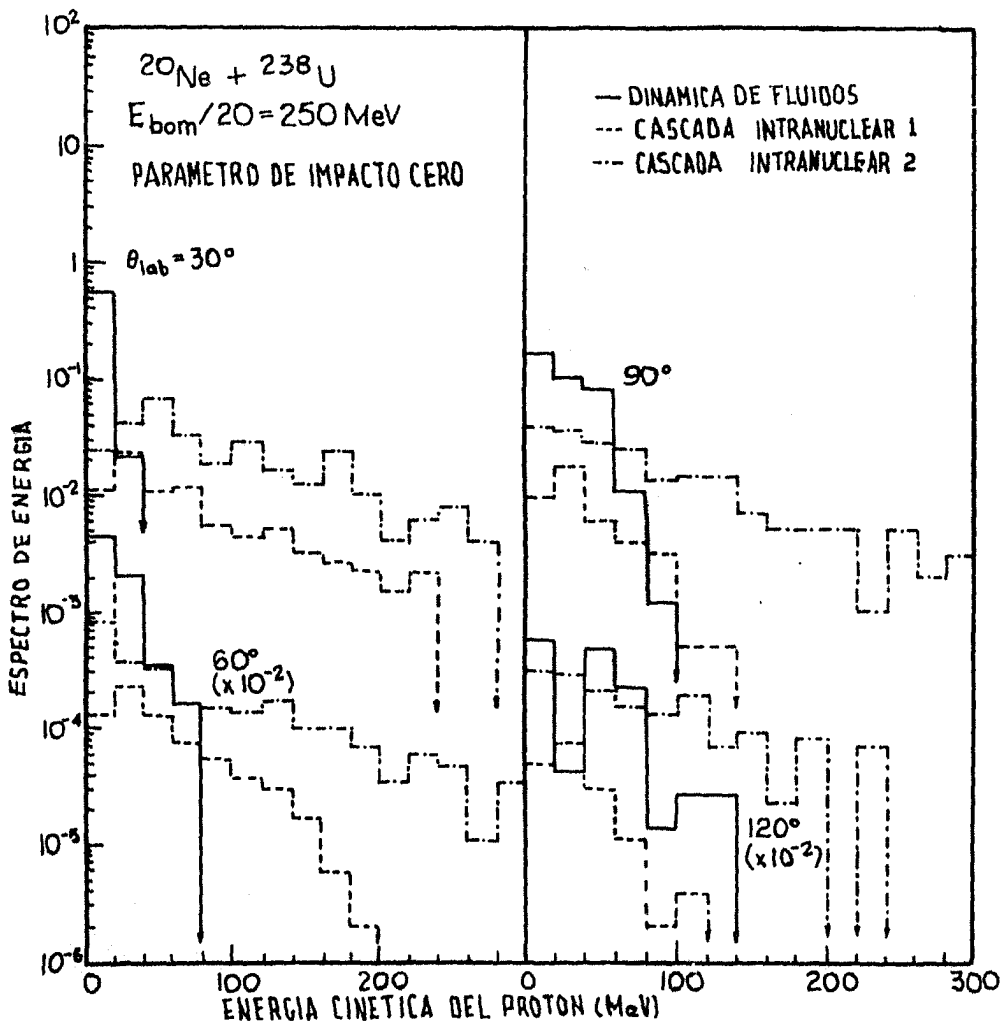


Figura 1.10

colisiones binarias, pasando de grados de libertad longitudinales a transversales. Las regiones externas a la zona de compresión de la materia nuclear se mueven hacia adelante, tanto en el blanco como en el proyectil, con el valor inicial de su velocidad, $\beta_{\text{cm}} \sim 0.8$. De esto resulta un aumento de la densidad en la zona de interacción a valores

Modelos de Colisión Efectos de Compresión

superiores al de la densidad de superposición instantánea de $2 \gamma_{cm} \rho$. A energías del Bevalac, este aumento dinámico puede predecirse a priori debido a que las velocidades relativas β_{rel} no se acercan a $\beta \approx 1$. Así, las pérdidas de energía por colisión binaria llevan a un frenamiento apreciable en el sistema del centro de masa. Por otro lado las velocidades transversas promedio de los nucleones que se generan son del orden de $\beta_{\perp} < 0.5$. Entonces $\beta_{\perp} < \beta_{||}$ y la región central de mayor energía no puede escapar lateralmente en el proceso de interpenetración.

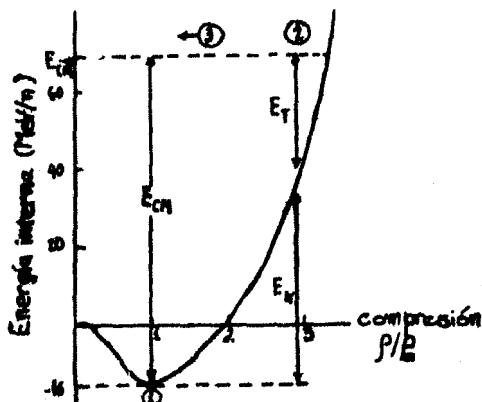


Figura 1.11

La figura (1.11) muestra un diagrama de la dinámica de la reacción, en términos de las variables de compresión contra energía interna por nucleón. La curva $\epsilon(\rho/\rho_0, T=0)$, con forma parabólica cerca de ρ_0 , representa una suposición sobre la energía por nucleón del estado base de la materia nuclear extendida. Esta es la funcional que se espera extraer de los datos. En la literatura se refiere a ella como la ecuación de estado de la materia nuclear. Empero, este término debe reservarse a la derivada de ϵ con respecto a ρ/ρ_0 , a entropía constante. En estas variables, la reacción procede desde el punto 1 donde los núcleos aun no interaccionan, con su energía interna del estado base de ~ -16 MeV/n y la energía relativa del sistema del centro de masa dada por la energía del haz. En el punto 2 la interpenetración es completa. Se supone que el grado de termalización alcanzado aquí es suficiente para describir el sistema en términos de variables de estado termodinámicas. El "fireball" no cae sobre la funcional $\epsilon(T=0)$ debido al calor generado en la interacción: La energía interna tiene ahora una componente compresional (E_C) y una térmica (E_T). Luego, la etapa de expansión (3) evoluciona hacia $\rho = 0$. En

Modelos de Colisión Efectos de Compresión

la siguiente sección se argumentara que la producción total de piones negativos, es decir, el conocimiento de la tasa de "radiación" de partículas π^- , producidas en el estado de densidad de energía total máxima, es adecuado para un análisis de la energía de compresión.

1.6 Producción de π^-

Mientras que todos los modelos dinámicos predicen densidades nucleares varias veces mayores que la del estado base durante la etapa de compresión, no existe evidencia experimental directa de esto. La compresión se ve acompañada de calentamiento, manifestado como efectos cinéticos caóticos que enmascaran el movimiento colectivo⁽¹⁷⁾. Asimismo, la mayor parte de la información sobre la etapa de compresión se pierde durante la expansión, cuando ocurren las interacciones del estado final. Una observable ligada a la etapa de alta densidad nuclear en las colisiones es la multiplicidad total de piones producidos.

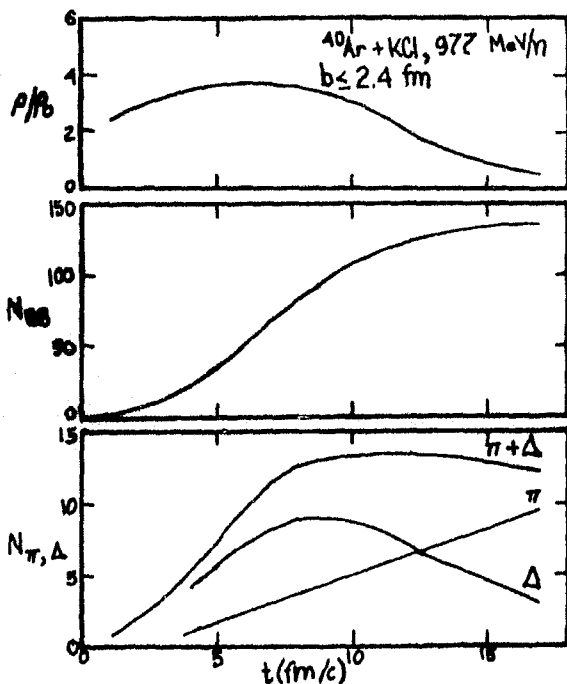


Figura 1.12

Modelos de Colisión
Producción de π^-

La razón de que esta variable simple pueda ser una buena medida de esa etapa es un resultado de la influencia recíproca de tres consideraciones. Primero, la producción primaria en colisiones nucleón-nucleón en el intervalo de energías del Bevalac (hasta 2.1 GeV/n) es una función creciente de la energía. Segundo, la energía nucleón-nucleón presente en la colisión se degrada durante la misma y disminuye cuando se inicia la expansión. Así, la producción de piones se refuerza hacia la etapa de compresión. Por último, parece que el número total de piones y resonancias delta y por tanto la producción final eventual de piones, permanece aproximadamente constante.

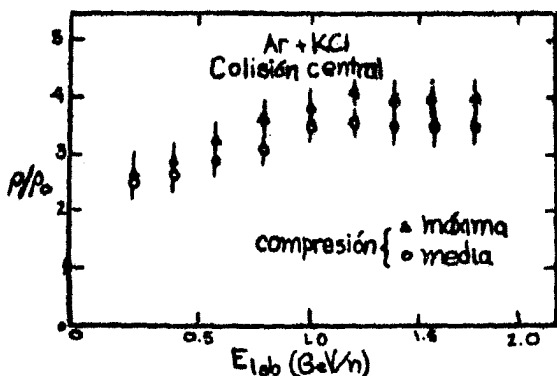


Figura 1.13

Esto se entiende mejor en base a un cálculo de cascada intranuclear. La figura (1.12) muestra los resultados más importantes de usar un modelo de Cascada desarrollado por Cugnon et al.⁽¹⁸⁾, para una colisión central ($b_{max} \leq 2.4$ fm) de $^{40}\text{Ar} + \text{KCl}$ a 977 MeV/n. La figura (1.12a) muestra la densidad bariónica observada en una esfera de 3 fm de diámetro alrededor del origen del sistema de coordenadas del centro de masa de los núcleos participantes. Se expresa como una razón a la densidad nuclear base, ρ_0 . Alcanza su máximo alrededor de 7 fm/c del tiempo de reacción (en el sistema de laboratorio), correspondiendo al final de la etapa de compresión. La figura (1.12b) muestra que cerca de la mitad de las colisiones barión-barión ocurren durante las etapas de compresión y de expansión, respectivamente. La figura (1.12c) muestra que hacia el final de la compresión el número total de piones y resonancias delta $N_{\Delta+\pi^-}$ alcanza una meseta. En esta permanece aproximadamente constante a través de la expansión y hasta el equilibrio. La estabilización del valor de $N_{\Delta+\pi^-}$ y de aquí del número observado de piones, se debe a tres procesos elementales que son: decaimiento de Δ

Modelos de Colisión
Producción de π^-

en $\pi + N$, absorción de Δ por el proceso $\Delta + N \rightarrow N + N$ y formación de Δ por $N + N \rightarrow N + \Delta$ y $\pi + N \rightarrow \Delta$. La figura (1.13) muestra la densidad máxima alcanzada como función de la energía de bombardeo y la densidad media pesada de acuerdo a la tasa de producción de piones mas deltas. Se observa que la densidad no aumenta más allá de 1.4 GeV/n para el sistema $^{40}\text{Ar} + \text{KCl}$, lo que podría reflejar la aparición de transparencia nuclear en el cálculo de la cascada. Esto sucede cuando el número de colisiones por partícula ya no disipa energía longitudinal en movimiento al azar. Para colisiones de núcleos más pesados esto ocurre a mayor energía.

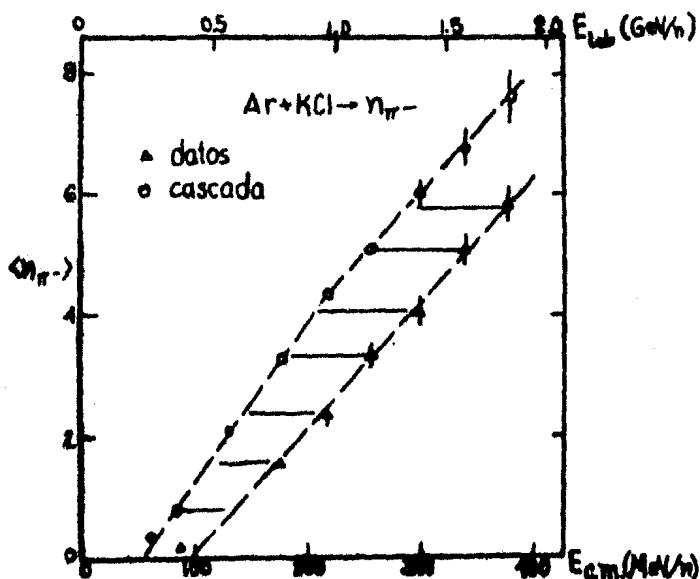


Figura 1.14

La figura (1.14) muestra la multiplicidad de piones negativos $\langle n_{\pi^-}(E) \rangle$ que se observa en dicha reacción y la que se obtiene por medio de los cálculos de cascada como función de la energía del laboratorio y del C.M. La predicción del modelo de cascada es sistemáticamente elevada. La sobreestimación varía desde un factor de 4 a 360 MeV/n hasta 1.35 a 1.8 GeV/n. Esta discrepancia no se debe a que el modelo de cascada sea incapaz de manejar producción de piones ya que funciona bien en estudios de producción de piones en colisiones protón-núcleo, dispersión pión-núcleo y absorción

Modelos de Colisión
Producción de π^-

de piones en núcleos. La diferencia de esas colisiones con las interacciones núcleo-núcleo es el incremento de la densidad o compresión de la materia nuclear. Examinando la densidad alcanzada en la reacción antes mencionada, con la definición dada en la fig. (1.13) se encuentran los valores $\rho/\rho_0 = 1.9, 3.0$ y 3.4 respectivamente. Cuando la energía del haz incidente se mantiene aproximadamente constante, la tasa de sobreestimación es casi proporcional a esas densidades. Suponiendo que la sobreestimación sea un efecto que depende de la compresión, se analizan los datos experimentales para ese efecto cualitativamente.

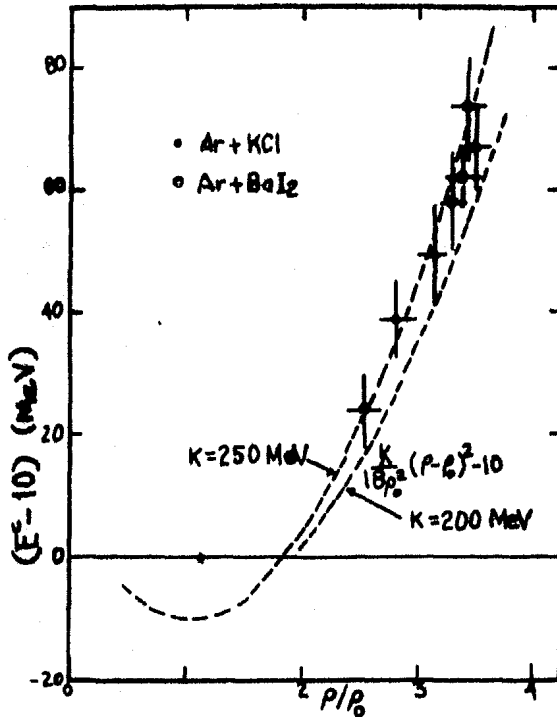


Figura 1.15

La multiplicidad medida a una energía dada del centro de masa E_L es $\langle n_{\pi^-}(E_L) \rangle$. En el modelo de cascada se alcanza la misma multiplicidad a una energía menor $E'_L < E_L$, como se ve en la figura (1.14). La diferencia $(E_L - E'_L)$ se puede interpretar en una primera aproximación, como la parte de la energía interna por nucleón que se almacena como energía

potencial de compresión en la interacción. La energía de compresión por nucleón, $E_c = E_i - E_i'$, se obtiene de la gráfica de la figura (1.14) para cada punto experimental y se dibuja como función de la compresión media ρ/ρ_0 obtenida de la figura (1.13), a la energía E_i . La gráfica resultante aparece en la figura (1.15). Se debe notar que arriba de 1.2

GeV/n donde la densidad en Ar + KCl se hace constante, los valores de E_c también son constantes. En esa figura, que en la literatura se le refiere también como "ecuación de estado" de la materia nuclear, los valores de E_c han sido corregidos en 10 mev debido a la energía de ligadura de los núcleos de Ar. La curva punteada es una parábola que representa una ecuación de estado sin transiciones de fase con una constante de compresibilidad de $K = 250$ Mev. La curva parcial que se muestra para comparar proviene de un valor de $K = 200$ Mev que se obtiene a partir de niveles excitados de energía nuclear.

Mientras se terminaba de escribir este trabajo, se publicó la noticia de la primera evidencia experimental directa de que la materia nuclear puede ser comprimida en forma significativa. Esto fue logrado por los investigadores de la colaboración GSI-LBL en el Bevalac al estudiar el sistema Nb + Nb y utilizando el detector denominado "plastic ball".

CAPITULO 2

LA CAMARA DE TRAZAS LUMINOSAS

2.1 Introducción

Los métodos experimentales usados para estudiar las interacciones nucleares se pueden clasificar en técnicas de producción, dispersión y detección de partículas.

La producción de cualquier partícula se logra cuando la energía presente en la interacción es suficiente para crear la masa en reposo. Si el valor de la energía es menor que m_0c^2 , no se cumple esa condición, pero el sistema puede pasar a un estado excitado. Cuando esto sucede, el sistema regresará a su estado base produciendo radiación de partículas del campo ("fotones"). Si el valor de la energía de interacción es menor al valor de la energía de excitación, no hay producción de radiación por este mecanismo, pero aún

puede haber producción directa (Bremsstrahlung).

La dispersión de partículas se logra colocando en el camino del haz de partículas incidente una muestra de la sustancia que se desea estudiar. Las técnicas de detección se basan en el hecho de que una partícula cargada en movimiento excita o desprende los electrones de los átomos del material a través del que pasa.

El detector visual más sencillo es una emulsión fotográfica. Al paso de partículas cargadas o de radiación ionizante, las moléculas del nitrato de plata se disocian. Esto deja una hilera de átomos de plata libre llamada traza latente. La trayectoria de la partícula se vuelve visible al revelar la película ya que los granos de plata son negros a lo largo de la traza revelada. En forma parecida, los átomos ionizados en un vapor sobreenfriado (o en un líquido sobrecalentado) actúan como centros alrededor de los cuales tiene lugar una condensación (o evaporación). La trayectoria de las partículas aparece entonces como una línea de gotas (o burbujas). La cámara de niebla (y la de burbujas) funcionan de esta manera. Las partículas neutras se detectan cuando atraviesan una sustancia con la que interaccionan de modo que se producen partículas cargadas. Estas son detectadas de la manera en que se explicó antes y a partir de esto se deducen las propiedades del neutro que las originó (momento, masa, energía, etc). Por ejemplo, cuando un fotón de gran energía (γ) entra en plomo, se crea un par electrón-positrón que puede ser detectado.

En este capítulo se describirá el detector que se utilizó en el experimento que se analiza en el capítulo siguiente. Este detector es visual y se conoce como la cámara de trazas luminosas. Se revisan aquí los principios de su funcionamiento y se expone la forma en que se obtienen los datos experimentales.

2.2 Características de la CTL

La Cámara de Trazas Luminosas (en adelante CTL) hace visible la trayectoria de las partículas cargadas por medio de filamentos luminosos de plasma llamados "streamers". El crecimiento y la longitud de los "streamers" se pueden limitar con un campo eléctrico de alto voltaje y de duración apropiada que se aplica externamente, luego del paso de partículas ionizantes a través de la CTL. De este modo es posible controlar la emisión de luz de los "streamers" por lo que se pueden fotografiar directamente. La CTL es capaz de detectar eventos de multiplicidad arbitraria sin que disminuya la intensidad de la luz emitida. Tiene sensibilidad 4π , es decir, puede registrar trazas en el espacio hasta un ángulo sólido total. En la CTL del Bevalac han sido registrados eventos de hasta 150 cargas secundarias.

La Cámara de Trazas Luminosas Características de la CTL

El campo eléctrico a través de la cámara se puede aplicar muy poco tiempo después de que ocurre el evento nuclear que se quiere registrar. Este tiempo es de algunos cientos de nanosegundos y es pequeño comparado con el tiempo de recombinación de los pares ión-electrón ($\sim \mu\text{seg}$) y aún con el tiempo de difusión de los electrones primarios. Por esta razón, la CTL se puede accionar por detectores externos y también es posible seleccionar los eventos de interés antes de ser registrados.

A pesar de todo lo anterior, la CTL presenta algunos inconvenientes, mismos que se enumeran a continuación:

a). Las interacciones nucleares se registran en películas fotográficas. De aquí que los datos se analizan solo después de que se ha revisado un gran número de fotografías. Además de esto, la obtención de fotografías está limitada por el tiempo que tarda en cargarse la fuente de pulsos de alto voltaje.

b). El tiempo de memoria del gas de la cámara limita la tasa de registro de la CTL, es decir el número de imágenes luminosas de eventos independientes que se forman por segundo. Un exceso de ese límite tiene como consecuencia que cada evento se vea acompañado de trazas de las partículas del evento anterior, cosa que no se desea.

c). Los blancos sólidos dentro del volumen activo no deben ser conductores. De lo contrario se provocaría la formación de canales de descarga directa entre los electrodos. Por esta razón, los blancos metálicos se deben encapsular en una atmósfera aislante o en plástico.

d). El paso del haz a través de las ventanas de la cámara, del gas y del mismo blanco impone un límite inferior en el valor de la energía incidente. Este límite es de 10 Mev/nucleón aproximadamente. La operación de la cámara a baja energía también determina el espesor de los blancos, que debe ser comparable a la longitud del camino óptico que recorre el haz. De otro modo, la fracción de interacciones que ocurren en el blanco puede ser menor que las que ocurren en el gas o las ventanas.

2.3 Evolución de La Cámara de Trazas Luminosas.

La cámara de trazas luminosas es un producto de la Física de Altas Energías y en especial una derivación de la Cámara de Chispa. En ésta, el campo eléctrico se aplica en dirección paralela a la trayectoria de las partículas. Para ángulos con inclinación pequeña respecto a la dirección del campo eléctrico, el canal de la chispa de descarga sigue la trayectoria de la partícula ionizante y no el camino más

La Cámara de Trazas Luminosas Evolución de la CTL

corto entre electrodos⁽¹⁹⁾.

A mediados de los años '60 se encontró que, si se tiene un control estricto del crecimiento de los "streamers", puede haber localización isotrópica de las trazas, aún para trayectorias perpendiculares a la dirección del campo eléctrico. Esto es, que la acción del campo no modifica la orientación de las trazas perpendiculares a la dirección en que éste se aplica.

Al principio de los años '70, cámaras de gran volumen (del orden de $0.5 \times 1.0 \times 2.0 \text{ m}^3$), se usaban en experimentos que requerían la obtención de datos a gran escala. En los laboratorios de Física de Altas Energías se empleaban Cámaras de Trazas Luminosas en modos de operación de blanco fijo, así como en experimentos de colisión de haces, donde la cámara debía rodear la región de interacción.

Las aplicaciones de la CTL en Física Nuclear habían sido más limitadas. El uso de este detector en técnicas visuales se vio motivado por los experimentos de conteo extremadamente bajo. Esto se debió a que los experimentos de coincidencia electrónica resultaron ineficaces por la presencia de procesos de fondo. La CTL se empleó para establecer límites superiores estrictos en la razón del decaimiento β del ^{48}Ca , donde los experimentos de coincidencia previos no eran concluyentes.

El uso en gran escala de la CTL en Física Nuclear se inició cuando un detector de ese tipo y un acelerador fueron relegados por la comunidad de científicos de Partículas Elementales. El acelerador actualmente es el Bevalac y el detector es la CTL del Laboratorio Lawrence Berkeley en California.

A continuación se describe en forma breve el mecanismo de formación de los "streamers." Un tratamiento más detallado se encuentra en la referencia (20).

2.4 Desarrollo de la Avalancha.

2.4.1 Pérdidas de energía de una partícula cargada.

Cuando una partícula cargada interactúa con los electrones de un átomo, sólo puede transferirles energía en cantidades discretas. Si la energía es suficiente, la interacción no solo provoca una excitación cuántica a un nivel de energía superior al base, sino que puede arrancar al electrón del átomo, ionizándolo. En lo que sigue, se supondrá que la energía de la partícula incidente es suficiente para que el proceso de ionización sea predominante.

Consideremos ahora un electrón ligado a un átomo. El momento transferido por el campo eléctrico de la partícula proyectil será:

La Cámara de Trazas Luminosas
Desarrollo de la Avalancha

$$|\vec{P}| = |\vec{p}_\perp| = \int_{-\infty}^{\infty} F_\perp(t) dt = (2Ze^2)/vb \quad (2.1)$$

En la ec. (2.1), Z es el número atómico del proyectil; b, el parámetro de impacto y v la velocidad del proyectil. Como se ha supuesto que el electrón inicialmente está en reposo, su momento lineal después de la colisión es $F_\perp \cdot \vec{P}_\perp$. La contribución de la componente longitudinal del campo se cancela por la simetría de la integral, pues su promedio de $-\infty$ a $+\infty$ es cero. La energía transferida es:

$$E(b) = p^2/2m = (2Z^2e^4)/(mv^2b^2) \quad (2.2)$$

La pérdida de energía por unidad de longitud recorrida por el proyectil, considerando efectos relativistas, es ^(2.1):

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4 n_e}{mv^2} \ln \left[\frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (2.3)$$

En esta ecuación, n_e es la densidad de electrones del material dispersor, I es el valor promedio del potencial de ionización para cada especie atómica, y $\beta = v/c$ la velocidad del proyectil como fracción de c. La ec. (2.3) expresa la pérdida de energía de la partícula pesada debida a la ionización que produce en el material por el que pasa. En esta ecuación se observa una dependencia en la velocidad v , la carga del proyectil Ze y la densidad de electrones n_e .

Para partículas extremadamente relativistas, $\beta \sim 1$, la ecuación (2.3) predice un aumento continuo en dE/dx proporcional a $\ln \gamma^2$, $\gamma^2 = (E/mc^2)^2 = (1-\beta^2)^{-1}$. Este incremento no se observa experimentalmente debido a la polarización del medio. Los electrones se ponen en movimiento de modo tal que se reduce el campo externo de las partículas incidentes. Entonces el aumento en el valor de dE/dx cuando se aumenta la energía incidente es mucho más lento. La expresión correcta es ^(2.2):

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4 n_e}{mc^2} \left[\ln \left(\frac{2\gamma mc^2}{I'} \right) + \frac{1}{2} \right] \quad (2.4a)$$

con

$$I' = \hbar \omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_e Z e^2}{m}} \quad (2.4b)$$

ω_p = frecuencia del plasma.

Para las partículas de baja energía se obtiene, de la ec. (2.3):

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z^4}{v^2} = \frac{Z^4 M}{2E} \quad (2.5)$$

Esta ecuación es útil cuando se puede medir la energía

La Cámara de Trazas Luminosas
Desarrollo de la Avalancha

de incidencia y la pérdida de energía, porque entonces se puede identificar la partícula incidente:

$$E \left(\frac{dE}{dx} \right) \propto Z^2 M \quad (2.6)$$

M = masa de la partícula proyectil.

2.4.2 Teoría Básica

Para obtener una resolución espacial adecuada en la CTL es necesario limitar la multiplicación de electrones en las avalanchas producidas por la ionización primaria. Para una avalancha de longitud pequeña se pueden aplicar las ecuaciones de Townsend de difusión, multiplicación y movilidad electrónica⁽²³⁾.

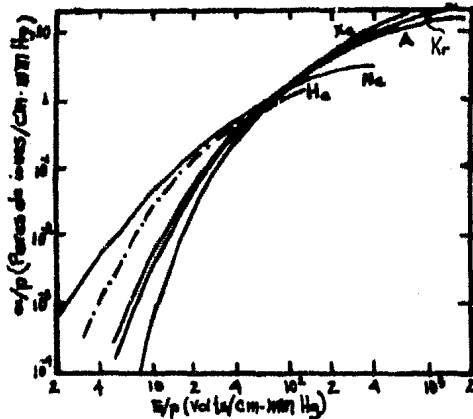


Figura 2.1

El número de electrones en una avalancha está dado por la ley de Townsend:

$$N = N_0 e^{\alpha x} \quad (2.7)$$

donde α es el número de iones producidos por centímetro en la dirección de la trayectoria de la partícula ionizante y a lo largo de la avalancha. Este número se conoce como el primer coeficiente de ionización de Townsend. α es función del campo externo aplicado y de la presión del gas como se ve en la figura (2.1)

La longitud de la avalancha aumenta a una razón que es aproximadamente igual a la velocidad promedio de un electrón libre en el campo \vec{E} . Cuando los electrones se mueven a lo largo del campo eléctrico externo (\vec{E}), se difunden lateralmente al mismo tiempo. Si un número $N = \exp(\alpha x)$ de

electrones, producidos por el paso de una partícula ($N_0=1$), parte de $x=0$ en el tiempo $t=0$, entonces el número de electrones en el elemento de volumen $\Delta x \Delta y \Delta z$ para un tiempo t posterior es:

$$N = \frac{N}{(4\pi Dt)} \exp\left[-\frac{(x-Vt)^2 + y^2 + z^2}{4Dt}\right] \Delta x \Delta y \Delta z$$

Aquí, Y y Z son las coordenadas perpendiculares a la dirección del campo eléctrico y D es el coeficiente de difusión, que también depende del campo eléctrico. Para un gas de Maxwell, D es proporcional a la energía promedio y a la movilidad de los electrones:

$$D = (2/3) \mu \bar{E} \quad (2.9)$$

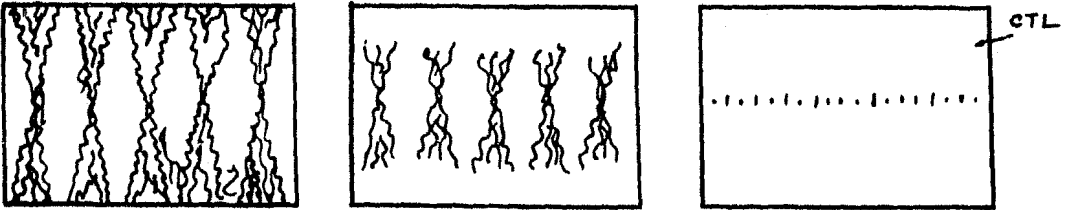


Figura 2.2

Cuando la avalancha crece, la atracción de la nube de iones positivos sobre la nube de electrones que se alejan velozmente también aumenta. Para un número crítico de pares ión-electrón, el campo de polarización en el interior de la avalancha compenza exactamente la intensidad del campo externo y cesa el desarrollo de la avalancha, cancelándose el campo eléctrico en esa región. Esta cancelación se conoce como la condición de Meek. Sin ningún mecanismo extra de propagación, éste sería el final del proceso. Sin embargo, a pesar de que el campo neto en la avalancha es nulo, se forma una región de carga espacial neta en sus extremos que contribuye a reforzar el campo externo (Fig. 2.2). El efecto encargado de hacer crecer la avalancha en esta etapa es la fotoionización. Los fotones con energía del orden de 30 eV procedentes de la recombinación de los pares electrón-ión en el cuerpo de la avalancha originan una nueva ionización en

los extremos de ésta. La multiplicación de los electrones procede mas rápido en la zona donde el campo eléctrico esta reforzado. Esto da origen al desarrollo de avalanchas secundarias, terciarias, etc., hasta que se forma un canal de descarga en el gas y que va del cátodo al ánodo. La fase de desarrollo posterior a la extinción de la avalancha primaria se conoce en la literatura con el nombre de "streamer".

Las trazas de las partículas se pueden delinear en el espacio sensible de la cámara si la multiplicación de electrones se detiene en la fase del "streamer" justo antes de la formación del canal de descarga. Por esto es necesario establecer la condición de Meek tan pronto como sea posible en la formación de las avalanchas primarias a lo largo de la traza. A su vez, el campo eléctrico debe desconectarse rápidamente para evitar que las avalanchas secundarias se vuelvan notables y deterioren la traza del paso de una partícula cargada a través de la cámara.

2.4.3 Cálculos Aproximados

El campo eléctrico interno producido por la carga espacial de los extremos de la avalancha se calcula de la siguiente manera. Se supone que la mayor parte de los iones positivos esta contenida en una región aproximadamente esferica de radio $r = (4Dt)^{1/2}$ en la cabeza de la avalancha. El campo eléctrico producido por los iones en esta región es radial y está dado por:

$$E_r = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{4(2/3)\mu\bar{e}t} = \frac{3Ne}{32\pi\epsilon_0\mu\bar{e}t} \quad (2.9)$$

donde N es el número de iones en la avalancha, ϵ_0 es la permitividad del vacío y se ha eliminado D con ayuda de la ecuación (2.8).

Tanto α como \bar{e} dependen del campo total en el extremo de la avalancha. Cuando E_r comienza a cancelar el campo externo, α disminuye y la tasa de crecimiento del "streamer" se hace más lenta. Para calcular algunos parámetros en esta etapa se supone además que α , \bar{e} y la velocidad promedio de los electrones son constantes para un tiempo

$$t \ll \frac{x}{\mu\bar{e}} \quad (2.10)$$

hasta que E_r iguala en valor al campo externo cuando el desarrollo de la avalancha termina. En la ecuación (2.10), E es el valor del campo eléctrico externo y x es la longitud de la avalancha hasta que cesa su crecimiento. de las ecuaciones (2.9) y (2.10), la condición de Meek se satisface cuando:

La Cámara de Trazas Luminosas
Cálculos Aproximados

$$N = \frac{32\pi\epsilon_0 \bar{E} x}{3e} \quad (2.11)$$

Si se desea operar una cámara con una resolución espacial igual a x en la dirección del campo eléctrico \bar{E} , se considera lo siguiente: el número total de iones en una avalancha se obtiene mediante la ecuación (2.11). El primer coeficiente de Townsend (α) se obtiene invirtiendo la ecuación (2.7) y el campo externo necesario para sustentar estos valores se determina de la figura (2.1). La duración que debe tener el campo eléctrico externo se calcula entonces por medio de la ecuación (2.10). En la tabla (2.1) se muestran los valores para x, N, t y E para distintos valores de la presión del gas.

x (mm)	P (atm)	N	E (KV/cm)	t (nseg)
1	1	1.8×10	19	5
1	2	1.8×10	27	7
1	0.5	1.8×10	15	3
0.5	1	9.2×10	29	2
0.5	2	9.2×10	38	3
0.5	0.5	9.2×10	25	1
2	1	3.7×10	13	15
2	2	3.7×10	20	20
2	0.5	3.7×10	10	10

Tabla 2.1 Algunos parámetros de operación

El número de fotones emitidos en una avalancha puede estimarse como sigue. El número de fotones que se crean entre un tiempo entre t y $t+dt$ es proporcional al número de electrones desprendidos y a la longitud de la trayectoria:

$$dF(t) = KvN(t)dt \quad (2.12)$$

donde K es el número de fotones producido por un electrón y por centímetro. De la ecuación (2.7) se tiene:

$$dN(t) = \alpha \bar{V}N(t)dt$$

$$\therefore dF(t) = Q dN(t) \quad (2.13)$$

donde $Q=K/\alpha$ es la eficiencia de producción de fotones por colisión ionizante y depende del campo externo, la presión y el gas. Experimentalmente se encuentra que $Q \sim 1$, para la mayoría de los gases a presión atmosférica. como K es casi independiente del campo eléctrico, Q disminuye cuando el campo eléctrico se incrementa ya que el valor de α también aumenta.

De la ecuación (2.13), con $Q \sim 1$, se sigue que $dF(t)$, el número de fotones producidos, es del mismo orden que $dN(t)$,

el número de electrones en la avalancha. Este último número es del orden de 10^7 en el mejor de los casos como se ve de la tabla (2.1). Sin embargo este es un número insuficiente para producir una imagen fotográfica usando técnicas ordinarias porque aproximadamente son necesarios 100 fotones para velar un sólo grano en la película. La ganancia adicional se puede obtener con un intensificador de imagen comercial aumentándose la intensidad de la luz de 5 000 a 30 000 veces. Este es el procedimiento que se usó con la Cámara de Chispa. En lugar de eso, en la CTL se sigue un procedimiento distinto. El desarrollo de la avalancha se detiene en una etapa temprana por medio de la aplicación de un campo eléctrico muy intenso y de muy poca duración. La intensidad del campo eléctrico es tan grande, del orden de cientos de kilovolts, que provoca la emisión de fotones ultravioleta al chocar los electrones de la avalancha con los átomos del gas de la cámara. Cuando el campo eléctrico en el cuerpo del "streamer" se cancela, la recombinación de los pares electrón-ión también produce la aparición de fotones de alta energía. Algunos de estos fotones escapan a ser absorbidos dentro del plasma pero la mayoría produce nuevos fotoelectrones. Los fotoelectrones formados en el gas de la vecindad lateral a la avalancha original tienen una probabilidad muy escasa de iniciar avalanchas secundarias debido a la fuerte dependencia de α con el campo eléctrico. Sin embargo, los fotoelectrones liberados en los extremos dan lugar a la aparición de avalanchas secundarias que crecen con velocidad aún mayor: cuando la carga espacial detiene su crecimiento, generan avalanchas terciarias siempre a lo largo de la dirección del campo eléctrico aplicado. Al crecimiento simultáneo de la descarga en ambos extremos por el proceso de fotoionización se le denomina propagación del "streamer".

Si el "streamer" crece hasta una longitud de unos milímetros, la luz generada es suficiente para producir una imagen fotográfica en una película de alta sensibilidad sin necesidad de intensificarla.

2.5 Condiciones de operación de la CTL

Lo expuesto en la sección anterior lleva a las siguientes consideraciones: el número de fotones emitidos por avalancha depende de la longitud de éstas. Al aumentar el campo eléctrico aplicado a la cámara, disminuye el número de pares ión-electrón así como el número de fotones emitidos por ion. Dada una luminosidad y resolución espacial, un aumento en la presión del gas retarda el intervalo de tiempo necesario para la formación de la avalancha y se requiere un aumento en la intensidad del campo eléctrico para formarla.

Para producir el campo eléctrico adecuado se tiene en consideración lo siguiente. Se encuentra (19) que para una aplicación del campo eléctrico externo con duración mayor o

La Cámara de Trazas Luminosas Condiciones de Operación

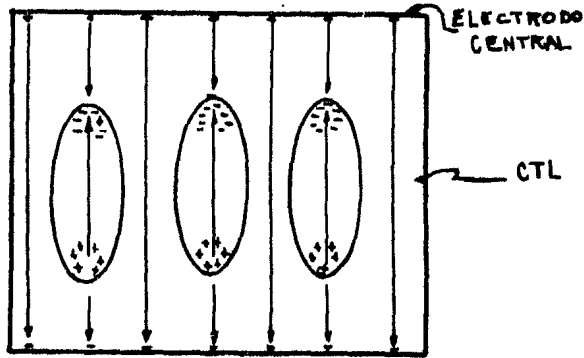


Figura 2.3

igual a 100 nanosegundos, las descargas se extienden de un electrodo a otro, agrupándose en racimos. Estos presentan un nodo localizado en el lugar por donde la partícula ionizante atraviesa la CTL, figura(2.3a). La aplicación de un pulso de menor duración tiene por resultado que las descargas no lleguen hasta las paredes de la cámara y queden localizadas en el volumen del gas, fig. (2.3b). Si la duración del pulso disminuye aun más, hasta unos 50 o 20 nseg, la trayectoria de la partícula ionizante queda marcada por una serie de líneas o "streamers" de varios mm de largo (Fig. 2.3c). Estas son las condiciones de operación de la CTL.

La traza de la partícula ionizante puede tener cualquier orientación espacial con respecto a la dirección del campo eléctrico. Está constituida por una sucesión de centros luminosos, o "streamers", cuyo brillo es más intenso en la dirección paralela al campo que normalmente a él. Si la duración del pulso eléctrico se reduce aun más, los "streamers" desaparecen.

Las condiciones de operación de la CTL se preservaran aún cuando la duración del pulso varíe en un lapso pequeño, del orden de 5 a 10 % del tiempo necesario para que una avalancha electrónica pase a la fase de "streamer". Si aumenta la amplitud del pulso de alto voltaje, el tiempo de aplicación tiene que ser menor y viceversa, cuando el campo eléctrico aplicado disminuye, la duración del pulso debe ser menor, como se ve de la ec.(2.10). Todo esto impone requisitos estrictos sobre la forma del pulso eléctrico y el tiempo que debe durar.

Si la forma del pulso se obtiene con una cadena R-C, los grupos numerosos de partículas son difíciles de registrar con la misma calidad de una sola partícula. Así, si las condiciones de operación de la cámara se ajustan para obtener el registro de una sola partícula, las trazas de grupos de partículas tendrán muy poca intensidad y en la fotografía aparecen muy débiles. Esto se debe a que la elevación del pulso sobre inductancias parásitas es muy pequeña. Si al contrario se ajusta la cámara para registrar grupos de partículas, los "streamers" para una sola partícula se desarrollan en mayor proporción, deteriorando la imagen.

La Cámara de Trazas Luminosas Condiciones de Operación

El método de formación de pulsos de alto voltaje a través de puntas de descarga está libre de esos defectos. Para un grupo de partículas, una disminución en el voltaje se compensa automáticamente por un pulso de mayor duración debido al retardo más grande en el tiempo de rompimiento del dieléctrico entre las puntas. Con la ayuda las descargas a través de puntas es posible censar eventos de una sola partícula o de una alta multiplicidad de ellas.

La fuente de pulsos que presenta las características que han sido mencionadas, diferencias de potencial de cientos de kilovolts con duración de nanosegundos, es el generador Marx.

2.6 El Generador Marx

Un generador Marx ideal consiste de n capacitores cargados hasta una diferencia de potencial V_0 y conectados en serie por medio de puntas de descarga. Un arreglo típico con $n = 7$ etapas se muestra en la fig. (2.4). La descarga se provoca cuando la primera etapa se sobrecarga y esto origina el rompimiento eléctrico entre las puntas. La sobrecarga se induce por un tercer electrodo, también en punta, que es accionado por los circuitos de coincidencia y disparo del detector. La fuente de alto voltaje que alimenta a este electrodo es de tipo "tyratron"⁽²⁴⁾ o bien una etapa pre-Marx.

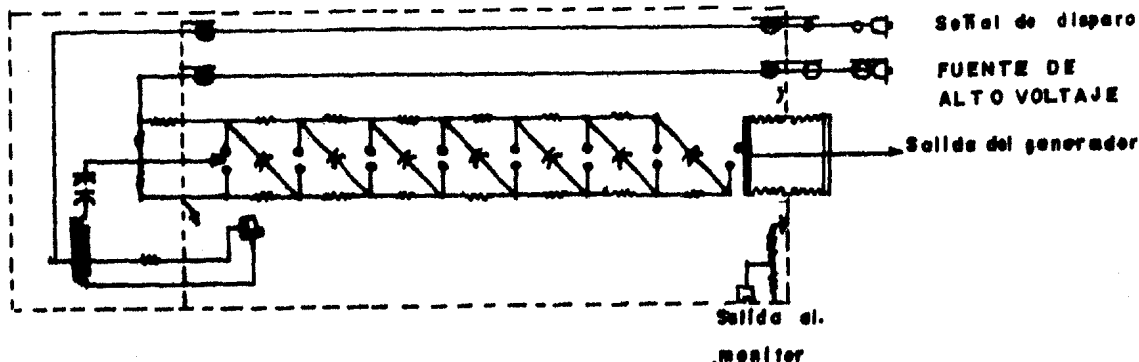


Figura 2.4

Cuando el espacio entre las puntas del tercer electrodo se vuelve conductor, el voltaje en el primer capacitor se divide entre los otros $n-1$. De este modo la segunda etapa se sobrecarga en una cantidad $V_0/(n-1)$. El tiempo de transmisión de un pulso a lo largo del sistema es pequeño porque las etapas restantes se descargan esencialmente en forma simultánea bajo la influencia de la sobrecarga inicial.

La Cámara de Trazas Luminosas El Generador Marx

El tiempo requerido para que el espacio entre las puntas de descarga sea conductor, y de aquí el tiempo de subida del pulso de alto voltaje, depende en forma crítica del voltaje $V_0(1 + 1/(n-1))$. En la práctica, la resistencia del arco disminuye desde un valor infinito hasta uno muy cercano a cero, en unos cuantos nanosegundos. Este tiempo depende del voltaje aplicado, la impedancia de la fuente y la densidad del gas. A. W. Stetz⁽²⁵⁾ da una expresión empírica para el valor del tiempo de resistencia entre las puntas:

$$t = \frac{88}{Z^{1/2} E^{3/2}} \sqrt{\frac{\rho}{\rho_0}} \text{ nanosegundos} \quad (2.14)$$

Donde Z es la impedancia de la fuente de alto voltaje; E es el valor del campo eléctrico, en unidades de 10 KV/cm; ρ es la densidad del gas entre las puntas y ρ_0 es la densidad del aire a temperatura y presión normal.

El tiempo de subida del pulso a la salida del generador queda determinado, además de la fase resistiva, por la inductancia combinada del entrehierro y sus conductores asociados. La inductancia de la chispa generalmente es del orden de 1 a 2 nH. La de los conductores se debe calcular a partir de su geometría.

Los generadores Marx de pocas etapas se pueden diseñar para tener tiempos de subida de 2 a 4 nseg y por ello pueden emplearse directamente en cámaras pequeñas. Sin embargo para generadores con muchas etapas este tiempo se incrementa no sólo por el mayor número de inductancias, que aumenta con el número de etapas, sino también por el aumento en el tiempo de formación de la chispa. Esto último se debe a que la sobrecarga en cada etapa es proporcional a $1/(n-1)$, lo que retarda el disparo. Por esta razón los generadores de etapas múltiples necesitan un circuito conformador de pulsos externo para lograr tiempos de subida adecuados. Para las CTL de tamaño grande, el arreglo de tipo Blumlein que se describe más adelante es muy adecuado.

2.7 Línea de Transmisión

La capacitancia y la inductancia de la Cámara de Trazas Luminosas contribuye también a distorsionar gravemente el pulso de alto voltaje. En forma general una línea de transmisión se obtiene con dos tiras paralelas muy largas. Con esta geometría, un pulso se propaga sin distorsión hasta que encuentra alguna discontinuidad. Si la forma de la línea cambia de modo brusco, una fracción del pulso se refleja y su contorno se distorsiona en las secciones posteriores de la línea. Para cámaras de tamaño grande se debe considerar lo siguiente:

La Cámara de Trazas Luminosas Línea de Transmisión

- a). La cámara misma debe ser parte de la línea de transmisión del pulso, terminando en su impedancia característica.
- b). Todos los cambios de forma de la línea de transmisión deben hacerse gradualmente. De preferencia la construcción de la línea se debe iniciar desde el extremo en que ajusta la cámara. Como el conformador de pulsos los transmite por medio de puntas de descarga, para poder enviar tanta energía como sea posible la línea de transmisión se debe ensanchar suavemente desde su entrada hasta la región de la cámara.
- c). El interior de la cámara debe ser tan regular como sea posible para reducir las descargas espúreas y las chispas que aparecen en las regiones de discontinuidad del campo eléctrico. La cámara misma es un cuerpo aislante transparente colocada entre los electrodos en que termina la línea de transmisión.
- d) Los electrodos de la cámara deben tener una gran conductividad y transparencia. Para ello se usan mallas apropiadas.
- e). El gas de la CTL se contamina muy pronto durante la operación debido a las disociaciones de las moléculas de hidrocarburos que provocan la extensión de la ionización. La luz producida por los "streamers" es muy sensitiva a este efecto por lo que el gas del detector se debe mantener en circulación para ser purificado y asegurar una operación consistente.

El dispositivo conformador de pulsos que presenta las mejores características es la línea de transmisión coaxial Blümlein. Esta línea se conecta al generador Marx a través de un entrehierro de puntas de descarga de separación variable. La distancia entre los electrodos del entrehierro determina la forma, altura y duración del pulso. La descarga del generador Marx hacia la línea de transmisión se hace en una atmósfera controlada de hexafluoruro de azufre SF_6 .

La CTL es eléctricamente análoga a un pulsador de alto voltaje que alimenta una línea de transmisión terminada en su resistencia característica. Además, la cámara misma es parte de la línea de transmisión. El pulso de alto voltaje se debe transmitir a la CTL con la menor distorsión y pérdida de energía posible. Esto es difícil de lograr debido a que la forma de la línea de transmisión cambia mucho desde la salida del conformador de pulsos, de sección circular, hasta los electrodos en el interior de la cámara que tiene una geometría plano-paralela. Para obtener las condiciones óptimas de transferencia es necesario que la impedancia a lo largo de la línea de transmisión sea uniforme. De lo contrario puede haber reflexiones parciales, pérdidas de energía y distorsiones graves en la forma final del pulso.

La Cámara de Trazas Luminosas
Línea de Transmisión










Impedancia terminal Z		Amplitud de pulso reflejado	
0		$-A_0$	
$0 < Z < Z_0$		$-A_0 < A < 0$	
Z_0		0	
$Z_0 < Z < \infty$		$0 < A < +A_0$	
∞		$+A$	

Tabla 2.2 Tipos de Reflexión

La línea de transmisión se comportara como un cable infinito cuando la impedancia a través de ella, conocida como impedancia característica, permanezca constante. Si el valor de la impedancia al final de la línea es distinto al de la impedancia característica, habrá un cambio brusco en las propiedades del medio de propagación y se generaran reflexiones en el extremo (26). En la tabla (2.2) se muestran los tipos de reflexión que puede haber cuando cambia la impedancia en el extremo de la línea de transmisión.

2.8 Descripción de la CTL del Bevalac.

La cámara de trazas luminosas utilizada en el Bevalac se construyo en 1970 como parte de un proyecto conjunto entre la UCLA y LBL para estudiar reacciones inducidas de π^- y K^- en hidrógeno. Su aplicación en la investigación de reacciones de iones pesados relativistas se inició en 1974 y a partir de entonces se han estudiado sistemas de proyectil (desde p hasta ^{238}U) sobre blancos (desde ^3Li a ^{239}U) para energías desde 30 Mev/n hasta 2.1 Gev/n.

El dispositivo de detección completo comprende la línea de transporte del haz, la cámara de trazas luminosas (CTL), un generador Marx de alto voltaje terminado en puntas de descarga, un conformador de pulsos Blümlein, un sistema para purificar y recircular el gas, un juego de tres cámaras fotográficas de formato de 35 mm y la electrónica de control asociada. Esta consiste de contadores y detectores de radiación que controlan la calibración del haz y las cámaras fotográficas. Estos puntos se detallan a continuación.

El sistema de transporte del haz está formado por imanes dipolo y cuadrupolo, con dos imanes alternantes de polaridades opuestas. Este arreglo está colocado enfrente del imán principal del detector y se usa para enfocar el haz

La Cámara de Trazas Luminosas
La CTL del Bevalac

y hacerlo llegar en cualquier orientación al interior de la CTL.

La cámara de trazas luminosas está dividida por un electrodo central. Su volumen sensitivo es de 120 cm de largo, 60 cm de alto y dos secciones de 20 cm de ancho a ambos lados del electrodo central. El cuerpo de la cámara esta hecho de espuma de poliuretano y sellado con resina epoxy. Esto asegura un máximo de rigidez mecánica y al mismo tiempo una masa mínima para reducir el número de interacciones secundarias. El plano posterior es de aluminio anodizado. Los electrodos de alto voltaje, al centro y enfrente de la CTL, son mallas de acero de 0.22 mm de diámetro. Las interacciones se fotografian a través de la ventana frontal del detector, que está hecha de mylar de 9 μm .

La CTL se coloca en el entrehierro de un electroimán (Fig. 2.5) Las piezas de los polos de éste se quitan para colocar, en un lado las cámaras fotográficas y por el otro se tiene acceso al plano posterior de la CTL. Por este lugar se inserta el blanco y los detectores de control de la CTL. El electroimán produce un campo magnético de magnitud constante de 13 200 gauss y en dirección normal al plano de los electrodos. Las inhomogeneidades máximas del campo magnético dentro de la CTL son del 10%. Las tres componentes del campo han sido mapeadas y ajustadas hasta un polinomio de orden 29 con un error típico de desviación cuadrática media de 10 gauss.

Los pulsos de alto voltaje se obtiene de un generador Marx de 12 etapas. El valor de la amplitud del pulso es de aproximadamente 720 Kilovolts. Las puntas de descarga del generador estan colocadas en una sola columna aislante, en una atmósfera de N_2 con una presión entre 0.82 y 1.36 veces la presión atmosférica. La aislación de la columna y los capacitores se hace sumergiendo estos en aceite. El generador pre-Marx se dispara por medio de un pulsador "tyratron" de hidrógeno que produce 8 kV. los capacitores reciben su carga de fuentes reguladas de +/- 30 kV. El valor de la diferencia de potencial final aplicada a la CTL se controla ajustando la distancia de las puntas de descarga principales del generador Marx y variando la presión del gas SF_6 en el que están colocados. La forma del pulso de salida del entrehierro se obtiene con una línea de transmisión Blümlein. Esto permite variar la duración del pulso entre 5 y 15 nseg.

El gas de la CTL es una mezcla de 90% de argón y 10% de helio, con una contaminación de 30 ppm de SF_6 . Los haces utilizados presentan una tasa de interacción de 10^5seg^{-1} , es decir, hay una interacción cada 10 μseg . El tiempo necesario para seleccionar los eventos es del orden de 0.6 μs . Esto

La Cámara de Trazas Luminosas
La CTL del Bevalac

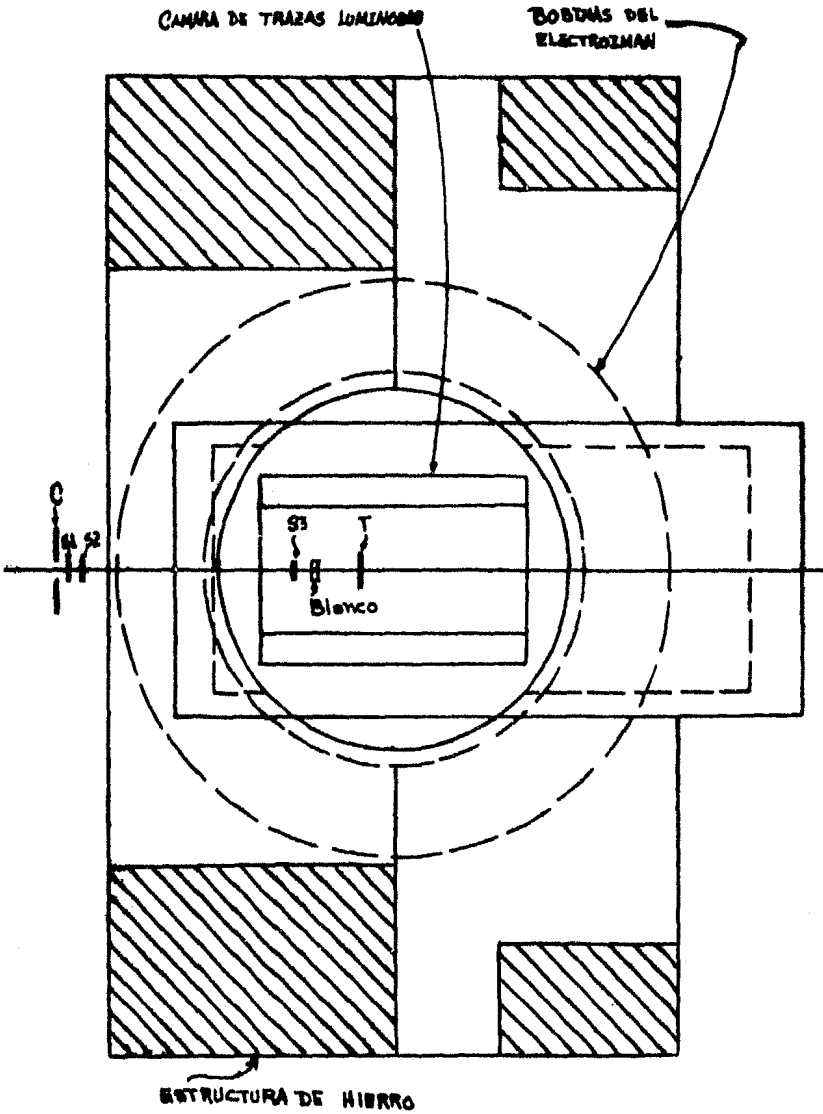


Figura 2.5

significa que el tiempo de memoria del gas que se requiere es

La Cámara de Trazas Luminosas
 La CTL del Bevalac

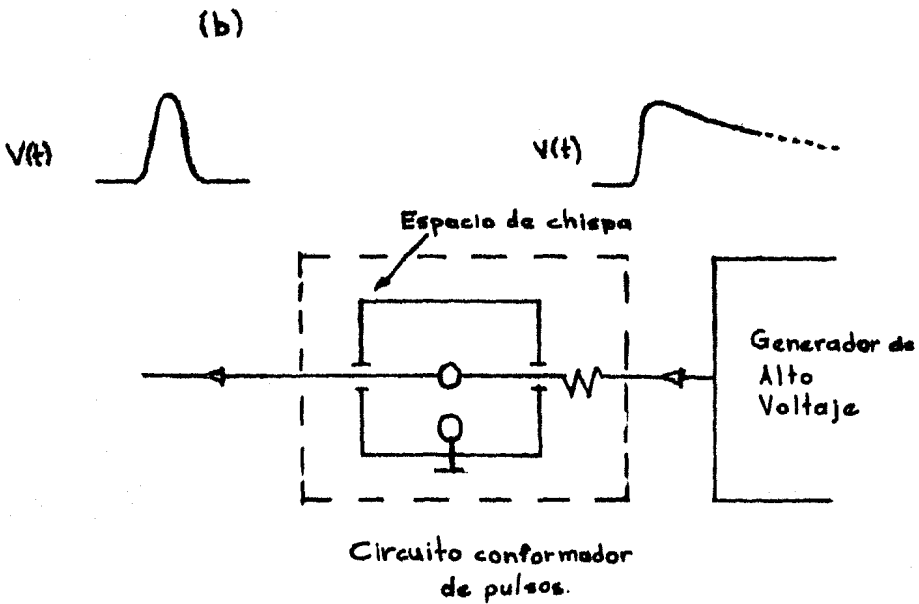
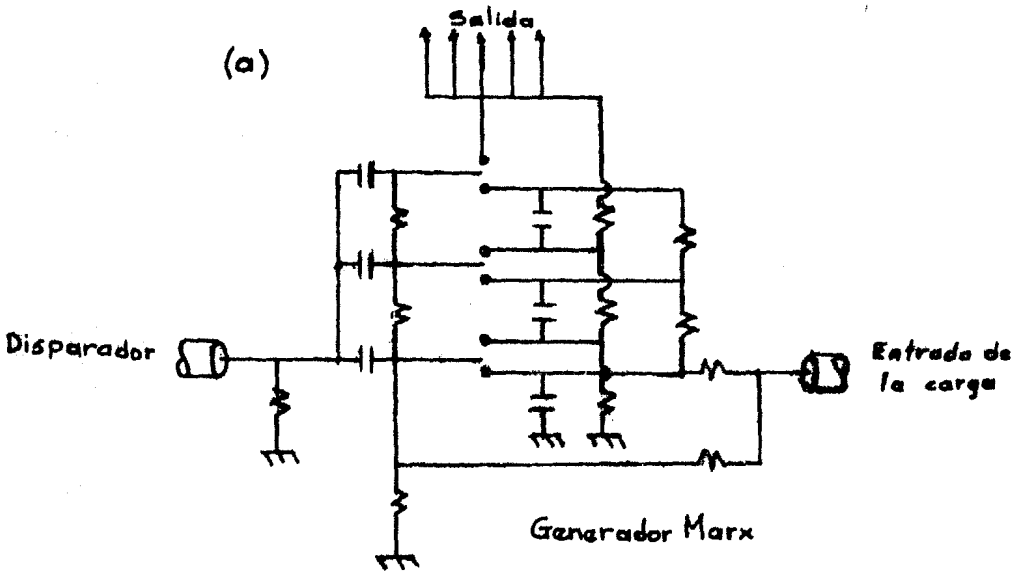


Figura 2.6

La Cámara de Trazas Luminosas
La CTL del Bevalac

de 1-2 μ s. La vida de los electrones libres determina el valor del tiempo de memoria, que para gases nobles es del orden de unos cientos de μ s. Este tiempo disminuye si se agrega un gas electronegativo a la mezcla, de modo que colecte los electrones libres. Para reducir el tiempo de memoria de la CTL a 2 μ s es necesario agregar a la mezcla de gases las 30 partes por millon de SF_6 . Esta concentración tiene que controlarse continuamente porque las moléculas del SF_6 se disocian por la radiación y las descargas que ocurren en el gas. Este se mantiene en circulación y se purifica por medio de una trampa de nitrógeno líquido y filtros moleculares.

Las cámaras fotográficas usadas para registrar las interacciones son del tipo utilizado para investigación en vuelos. Las lentes son de 40 mm y la película es de 35 mm. La disposición de las cámaras fotográficas es tal que sus ejes ópticos forman un ángulo estereoscópico de 15° . La amplificación de la ionización primaria por el pulso de alto voltaje es de 10^8 a 10^9 veces. Entonces, la luz producida por la desexcitación de las moléculas del gas en la descarga del "streamer" es suficiente para impresionar película de alto contraste. Las direcciones en que se obtienen las fotografías son: normal al electrodo central y dos vistas extras una superior y otra inferior a la primera.

Los blancos no conductores se montan sobre marcos de lucita y se insertan por la parte posterior de la CTL. Para evitar descargas o la formación de arcos se usan blancos compuestos como LiH, NaF, KCl, BaI_2 , Pb_3O_4 , etc. Los blancos conductores o los metálicos (Ca, Pb, La) se encapsulan en plástico.

La decisión de registrar los eventos se hace luego de procesar lógicamente las señales de los detectores de control asociados a la CTL. La fig. 2.5 muestra la forma en que están colocados los detectores auxiliares de la CTL. Los detectores S1, S2 y C están colocados fuera de la CTL. Los dos primeros (S1 y S2) son detectores de estado sólido de barrera superficial de 150 micras y el tercero (C) es un detector plástico de centelleo que actúa como colimador. El detector C tiene una perforación de 1.2 cm de diámetro en el centro y está colocado enfrente de los dos detectores de silicio (S1 y S2). Otro detector plástico (S3) de 75 micras está colocado dentro de la cámara, 5 cm antes del blanco. La señal de haz presente en el interior de la cámara se obtiene por la coincidencia de los detectores S1, S2 y S3 y la anticoincidencia del detector C. Si la presencia de haz se designa con 1 y su ausencia con 0, la señal de haz activo dentro de la cámara es $H = CS1S2S3$, como se ve en la tabla (2.3).

El detector T que acciona el mecanismo de registro de los eventos está colocado a 27.8 cm de distancia después del blanco. La señal de este detector se fija en

La Cámara de Trazas Luminosas
La CTL del Bevalac

C	\bar{C}	S1	S2	S3	H
1	0	0/1	0/1	0/1	0
0	1	0	1	0	0
-	-	-	-	-	-
0	1	1	1	1	1

Tabla 2.3 Control del Haz dentro de la CTL

anticoincidencia con la señal de presencia de haz ($H=1$). La polarización del detector T se fija en un nivel umbral que determina el tipo de interacción que se registra. Así, las interacciones se fotografían sólo cuando el depósito de energía en el detector T cae bajo el nivel predeterminado. En la tabla (2.4) se muestra la lógica que gobierna el registro de los eventos. Las fotografías se toman cuando $F=TH=T\bar{C}S1S2S3$.

Haz	T	$F = HT$
0	0	0
0	1	0
1	0	1
1	1	0

Tabla 2.4 Lógica del Disparo

El nivel de umbral al que se ajusta el detector T determina el tipo de interacción que se registra. La selección de eventos se hace entonces variando este umbral desde no polarización (umbral sobre la altura de pulso del haz), a polarización mínima (umbral justo bajo la altura de pulso del haz) y modo de disparo central (umbral a 10% de la altura del haz). Entonces, la referencia usada como discriminador del tipo de interacción (periférica, central o intermedia) a fotografiar, la da la altura de pulso del haz:

Si el nivel umbral en el detector T (N_u) es igual a la altura de pulso del haz (N_h), T no detecta fragmentos por encima de ese nivel y su señal es 0. Así, $T=1$ y se accionan las cámaras fotográficas ($F=TH$).

Cuando $N_u=0.8N_h$, el detector T registra los eventos en que ocurre muy poca transferencia de momento lineal del proyectil al blanco. Este es el nivel de interacción periférica: el evento es fotografiado cuando los fragmentos de la interacción llevan hasta un 80% de la energía original

La Cámara de Trazas Luminosas
La CTL del Bevalac

presente en el haz. Esto indica que las partículas que llegan a T casi no sufrieron dispersión. Para $Nu=0.1Ph$, el detector T sólo registra fragmentos que tienen un 10% de la energía original en el haz. La mayor parte del momento del haz se transfiere al blanco. Este nivel de umbral es el que corresponde a interacciones centrales.

Electroimán:	
Configuración	Marco de fotografías M5. Ambos polos removidos
Dimensiones	∅ de las bobinas: 166 cm. Entrehierro: 69.3 cm.
Campo	13.2 Kgauss. Fluctuación máxima en la CTL: 10%
CTL:	
Volumen sensitivo	120x60x(2x20) cm
Electrodos	{ Malla de alambre de acero de 0.22 mm
(frontal y central) }	
Gas	90% Ne, 10% He, contaminación 30ppm SF
Fotografía:	
Cámaras	De investigación en vuelos
Modificación	Rodillos con bobina en vacío
Tiempo de rebobinado	50--300 mseg.
Lentes	Leitz Sumicron de 40 mm
Magnificación	49x en el centro de la CTL
Posición	3 tomas con ángulo estéreo de 15
Película	Kodak SO-143
Generador Marx:	
Configuración	12 etapas
Capacitancia	9 nanofarad por etapa
Fuente de voltaje	30 Kvolts regulada
Salida	720 KV
Tiempo de carga	250 milisegundos
Pre-Marx	2 etapas
Línea de transmisión:	
Configuración	Trombón con aislación de aceite
Longitud del pulso	Ajustable de 7 a 15 ns
Tiempo de subida	3 ns
Entrehierro de descarga	Distancia ajustable de 18 a 27 mm en una atmósfera controlada de SF ₆ .

Tabla 2.5 Características de la CTL

Las características de la cámara de trazas luminosas aparecen resumidas en la tabla (2.5).

La Cámara de Trazas Luminosas

Fotografías de las Reacciones

2.9 Fotografías de las Reacciones

El procedimiento para fotografiar los eventos es el siguiente: Una vez que la CTL se encuentra en condiciones de operación, la lógica de disparo decide, 600 ns después de que ocurre la interacción, si ésta se registra o no. En caso afirmativo, se aplica un pulso que acciona al generador Marx. Un pulso negativo de 700 kV y 10 ns se aplica al electrodo central de la CTL aproximadamente 700 ns más tarde. Este pulso viaja a través de la CTL y se absorbe en el extremo por las resistencias terminales cuyo valor es igual al de la impedancia característica de la cámara. La ionización primaria se amplifica por un factor de 10^8 , durante el tiempo de recorrido del pulso de alto voltaje. En ese mismo periodo, una traza luminosa se desarrolla, a partir de una avalancha de Townsend, por medio de la fotoionización. Las trazas luminosas crecen a lo largo de la dirección del campo eléctrico, perpendicular al electrodo central, produciendo listones de luz a lo largo de la trayectoria de la partícula ionizante. La dirección del campo magnético es paralela a la del campo eléctrico; esto hace que hasta los rayos delta de mucha energía se curven en hélices delgadas alrededor de las líneas del campo magnético.

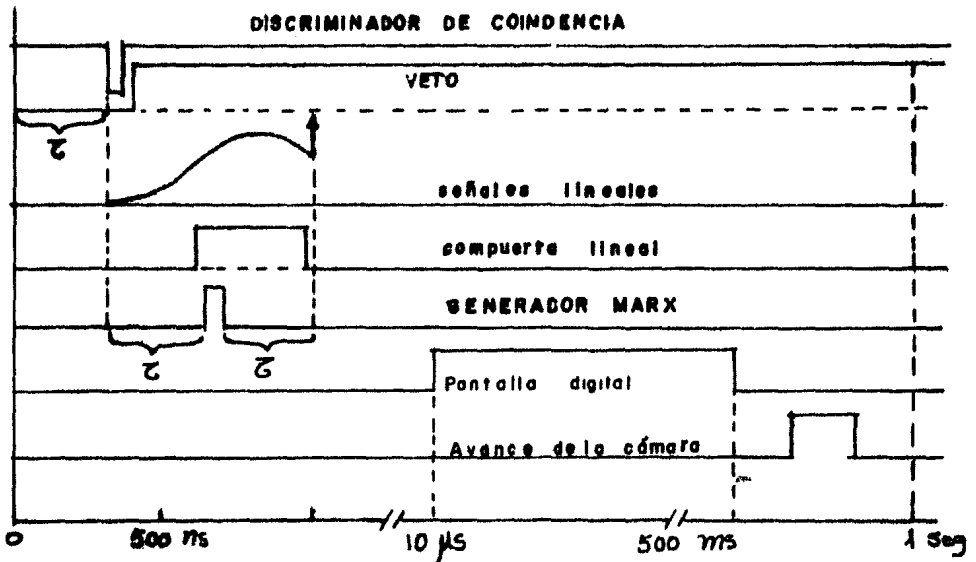


Figura 2.7

La luz emitida por las trazas se extingue en aproximadamente $3 \mu\text{s}$. El número de la fotografía y de la película y otras luces de referencia se encienden 3 ms más

La Cámara de Trazas Luminosas Fotografías de las Reacciones

tarde y la película avanza luego de 50 ms. El generador Marx se vuelve a cargar y 250 ms después de que ocurre un evento el sistema queda listo para volver a registrar. El diagrama de tiempos aparece en la figura (2.7).

En la fotografía de un evento puede haber dos tipos de traza. Las trazas normales están formadas por "streamers" aislados que se extienden a lo largo de la dirección del campo. Las trazas enlazadas corresponden a partículas emitidas desde el blanco que se dirigen hacia las lentes de las cámaras fotográficas, atravesando los electrodos central y frontal a lo largo del campo eléctrico. En este caso las trazas se funden entre sí formando un canal de ionización por el que se genera una chispa. Las chispas son aproximadamente 1000 veces más brillantes que las trazas normales. En las fotografías las chispas aparecen como tubos cortos muy brillantes que rodean al blanco. Estas trazas se forman en una región que corresponde a un cono con un ángulo de apertura de 20° desde el blanco hasta las cámaras fotográficas. En las fotografías también aparecen a veces manchones de luz a lo largo de una traza, principalmente después del blanco, lo que origina que la película se sature. Esto sucede cuando alguna partícula cargada choca con un alambre del electrodo central produciendo una lluvia de electrones.

2.10 Revisión de la película, Reconstrucción de Trazas y Mediciones.

Una vez que los eventos se registran y la película se procesa, se pueden analizar las fotografías. La multiplicidad de los eventos se determina contando el número de trazas producidas y clasificándolas de acuerdo con el signo de la carga, curvatura, ángulo de emisión y ocurrencia de procesos secundarios como conversión γ , decaimiento de partículas neutras o interacciones en los electrodos, los detectores de control y en el gas. Este trabajo se hace proyectando las fotografías sobre mesas especiales que permiten la revisión por separado o simultánea de las distintas vistas del evento.

Después de la clasificación los eventos se seleccionan para ser medidos haciendo una reconstrucción tridimensional de las trazas y de aquí se extraen los valores de los momentos lineales y de los ángulos de emisión.

Una partícula cargada siempre describe una trayectoria helicoidal en el volumen de la cámara, a pesar de las inhomogeneidades del campo magnético y de las pérdidas de energía en el gas. El ángulo de paso de la hélice está dado por el ángulo entre la traza y el plano normal al campo magnético (fig. 2.8). La reconstrucción espacial se basa en el hecho de que cada cámara fotográfica ve una proyección diferente de la traza con respecto a marcas de referencia

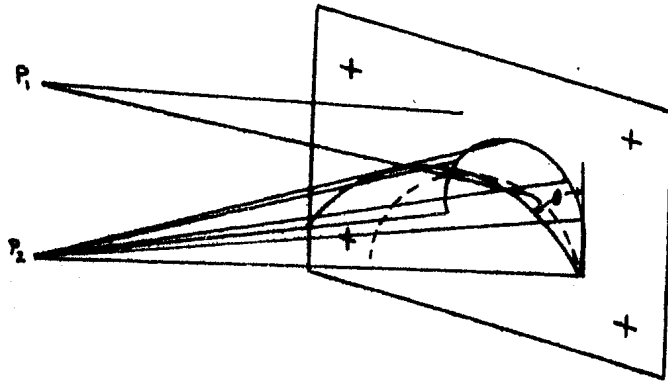


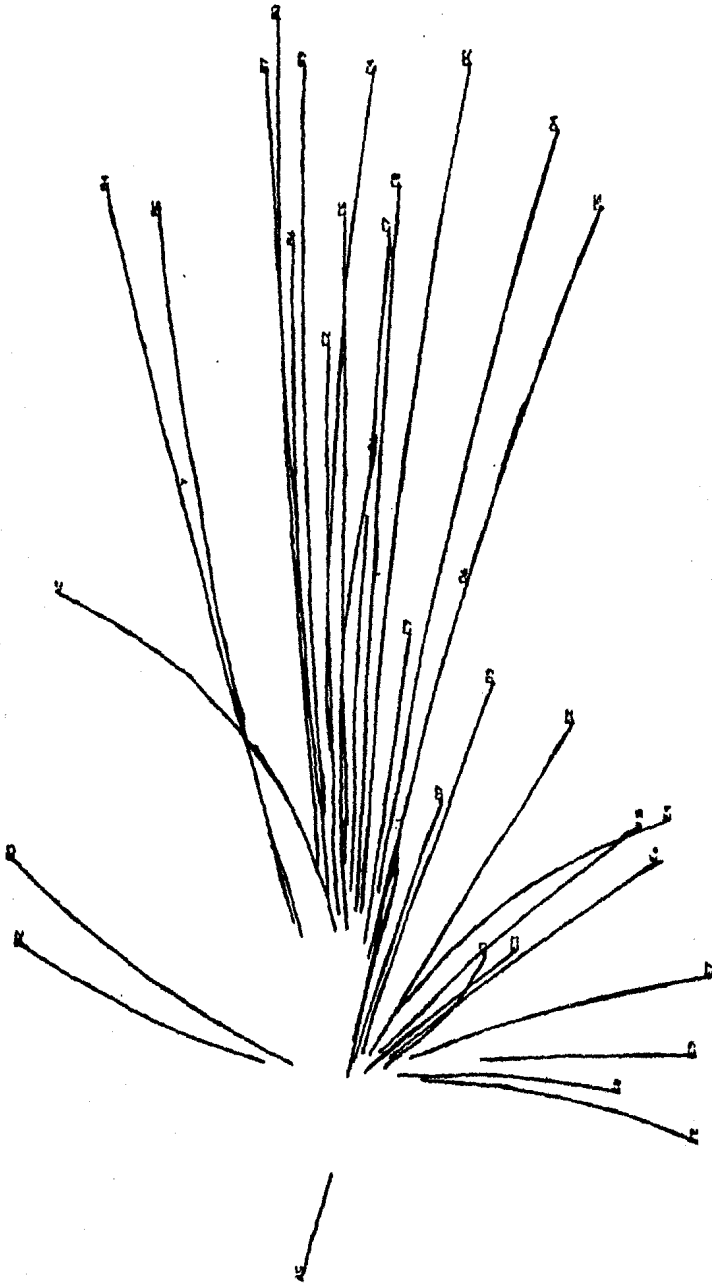
Figura 2.8

fijas. Si la proyección de un punto se mide en dos vistas distintas, las coordenadas del punto en el espacio están dadas por la intersección de los rayos que van desde el punto proyectado hasta las cámaras.

Las coordenadas de cualquier punto en la película se pueden obtener utilizando un digitalizador de imágenes. En este caso el operador coloca al digitalizador sobre la imagen del punto en la mesa y se obtiene así el registro automático de las coordenadas de éste. Estos datos se almacenan en cintas magnéticas para su análisis posterior. Los eventos se reconstruyen del siguiente modo:

a). Un conjunto completo de marcas de referencia se mide cuidadosamente 5 veces para cada vista. Estas marcas se encuentran al frente y detrás de la CTL. A partir de esto se obtiene el promedio y la desviación normal de las coordenadas de las referencias sobre la película. Estos datos se usan para determinar las constantes ópticas de cada cámara.

b). Cada evento que se va a medir se proyecta de modo que las trazas coincidan en las tres vistas. Esto se hace en el orden en que las trazas se van a medir. A continuación, un conjunto de 4 puntos fijos se mide en cada vista para establecer un sistema de referencia y entonces se procede a medir las trazas seleccionadas en el orden establecido. Las medidas en cada traza comienzan desde el punto más cercano al vértice. En promedio, se digitalizan de 12 a 20 puntos a lo largo de la traza. En la fig. (2.8) aparece un dibujo de computadora de un evento medido que corresponde a una interacción central de $^{40}\text{Ar} + \text{KCl}$.



XBL 816-10164

6052702.

Figura 2.9

La Cámara de Trazas Luminosas
Revisión de la Película

c). Una vez que todas las trazas han sido medidas en las tres vistas y las coordenadas se registran en cinta magnética, se procede a analizar los datos usando un programa de reconstrucción espacial (TVGP). Este programa usa las constantes ópticas para corregir distorsiones y transformar las mediciones a un plano ideal. A partir de éste, genera coordenadas espaciales cuyos valores se aproximan a los de los puntos de la trayectoria real. A estos puntos se ajusta una curva espacial suponiendo una masa determinada de la partícula e incorporando en el cálculo las variaciones del campo magnético y las pérdidas de energía en el gas. Las cantidades físicas de interés, momentos y ángulos de azimuth y de paso, se calculan a partir de esto para puntos al principio, en medio y al final de la traza medida. Para cada uno de estos pasos se hace un análisis de error global, incluyendo los efectos de dispersión múltiple.

d). Debido a la elevada densidad de trazas alrededor del vértice, la mayoría de ellas se mide comenzando a algunos centímetros de él. Por lo tanto es necesario extrapolar las trazas hacia atrás para determinar el punto de intersección y recalcular los momentos y los ángulos de emisión de todas las trazas en el vértice, tomando en cuenta las pérdidas de energía en el blanco.

Los valores típicos de la resolución obtenida para distintos parámetros aparecen en la tabla (2.6). Los resultados finales de la reconstrucción son los cuadrimomentos con su error para las trazas medidas. Como un ejemplo, la figura (2.10) muestra las proyecciones de los momentos de las partículas en el laboratorio que corresponden al evento medido en la fig. (2.8). Se trata de una interacción central de ^{40}Ar sobre KCl a 1.8 GeV/n. Los momentos medidos pueden transformarse al sistema de referencia del centro de masa. En la fig. (2.10), el mismo evento se transforma al espacio del momento transverso y centro de rapidez. La rapidez

$$Y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+P_{||}}{E-P_{||}} \quad (2.15)$$

corresponde a la velocidad-invariante de Lorentz. Una vez hecho esto, se pueden analizar los estados finales de las partículas cargadas. Estos estados pueden ser el grado de termalización, las correlaciones de partículas, la cantidad de energía convertida en piones, etc. Sin embargo, se debe tener presente que casi la mitad de las partículas emitidas son neutras y no pueden detectarse con la cámara de trazas luminosas

Se han hecho planes para mejorar en el futuro próximo la detección de las partículas sin carga emitidas en las colisiones de iones pesados. Se espera que esto permita

La Cámara de Trazas Luminosas
Revisión de la Película

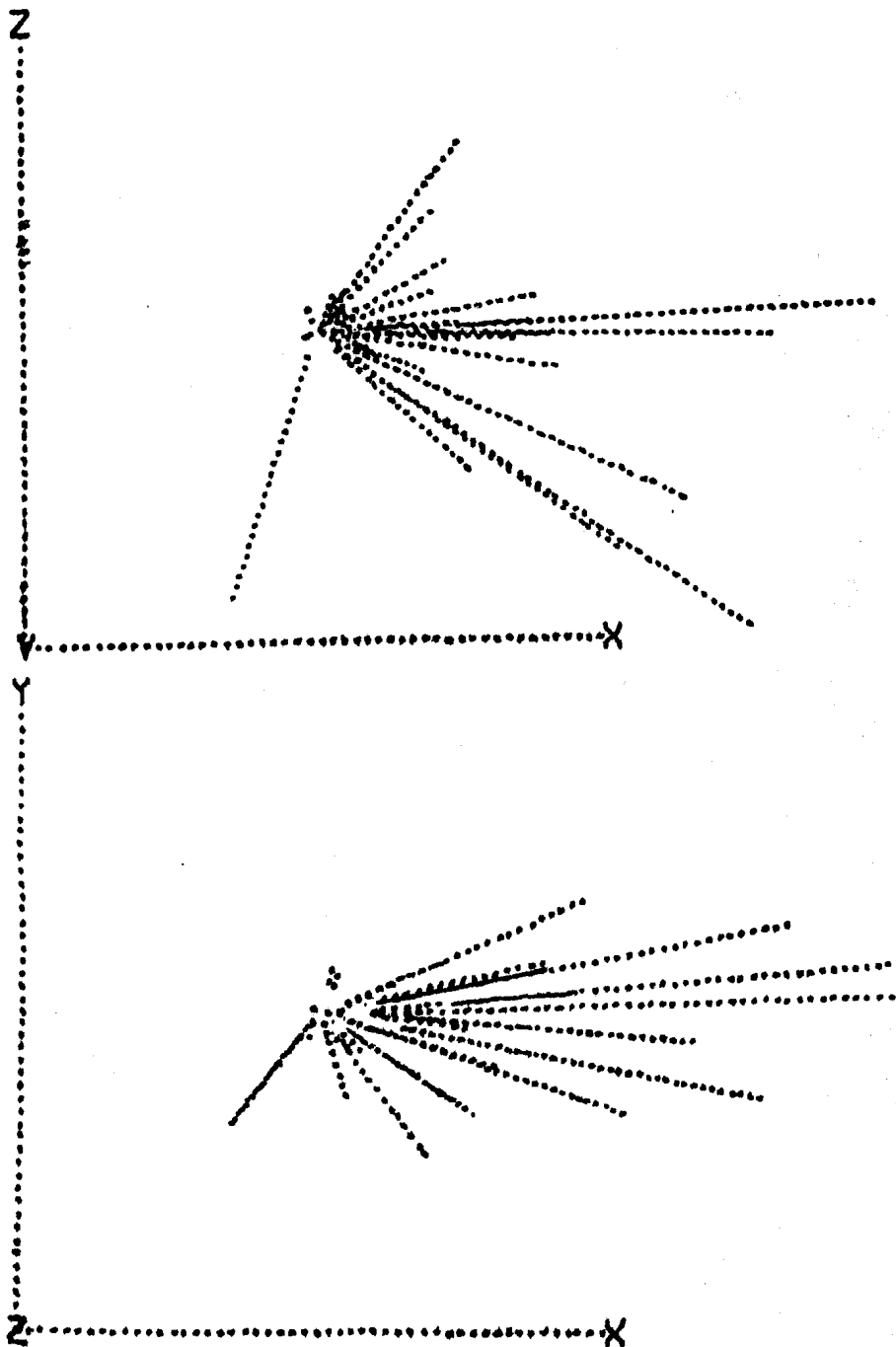


Figura 2.10

La Cámara de Trazas Luminosas
Revisión de la Película

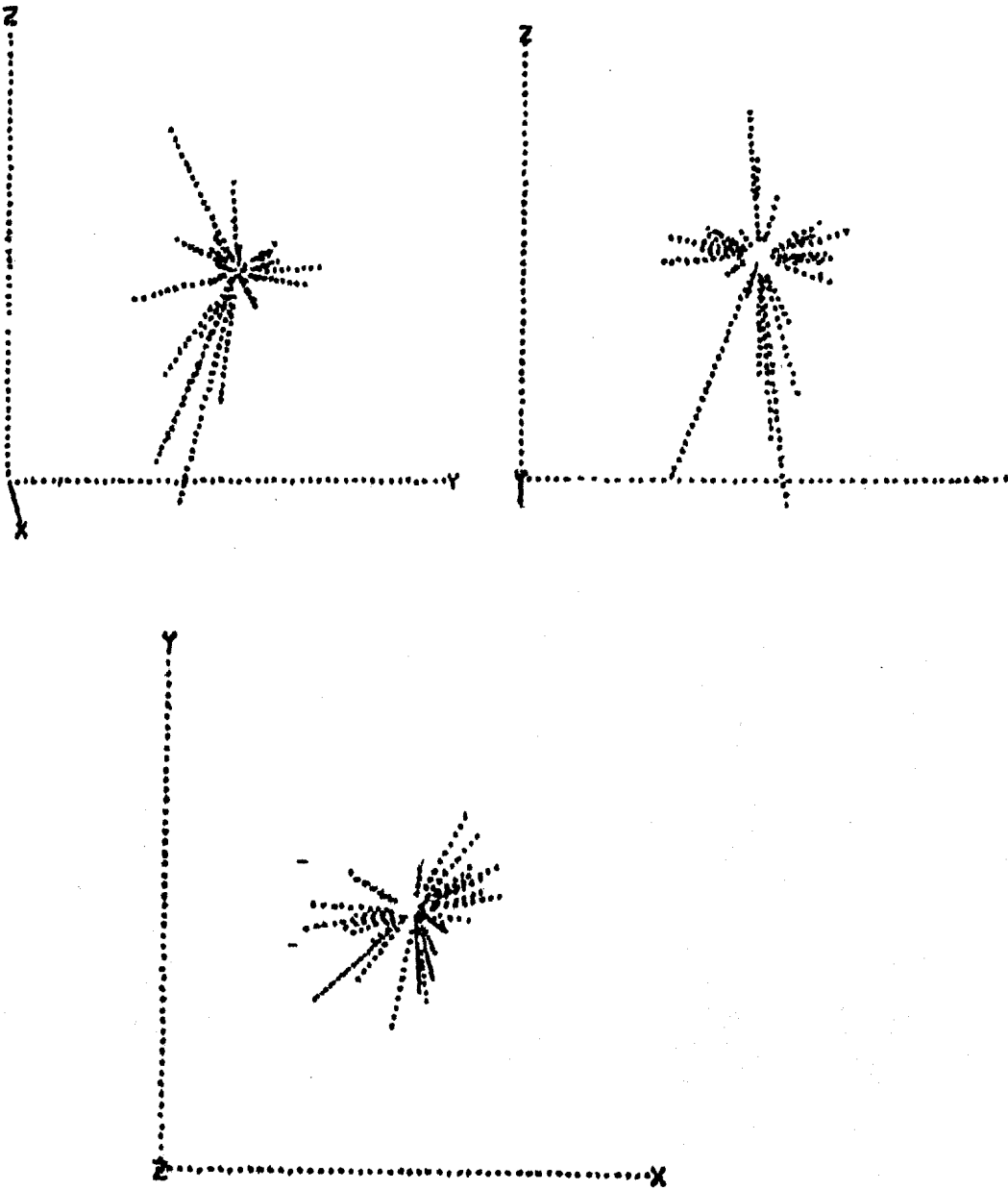


Figura 2.11

La Cámara de Trazas Luminosas
 Revisión de la Película

Resolución de Momento:

p	$\langle \Delta p/p \rangle$
p < 20 MeV/c	0.8 %
200 MeV/c < p < 100 MeV/c	1.5 %
100 MeV/c < p	5.0 %

Resolución Angular:

	$\Delta \theta$
Proyección angular	0.8 %
Azimuth	0.9 %

Tabla 2.6 Resolución en la Reconstrucción de Trazas

medir las partículas neutras, tanto los neutrones como aquéllas que se producen en la colisión como π^0 y K^0 . Esto se logrará asociando a la CTL un detector externo que se colocará tras ella conocido como Hodóscopo. El Hodóscopo está formado por un conjunto de detectores plásticos que rodean la zona de interacción y detecta las partículas cargadas que provienen del decaimiento de las neutras. De este modo será posible registrar esos decaimientos fuera del volumen activo de la CTL y a partir de éstos estimar la cantidad de energía y momento de los neutros que las originaron, del modo en que se explicó al principio de este capítulo.

CAPITULO 3

ANALISIS Y CONCLUSIONES

3.1 Descripción del experimento y lectura de datos

La reacción nuclear que se analiza aquí es $\alpha + \text{KCl}$ a 1.8 GeV/n. El haz de partículas α se acelera en el Bevalac y se hace incidir sobre un cristal de KCl colocado en el interior de la cámara de trazas luminosas (CTL). La intensidad del haz es de aproximadamente 10^7 partículas/pulso. El haz pulsado tiene una duración aproximada de un segundo con el haz presente y un intervalo de 4 segundos entre pulsos consecutivos. La intensidad del haz se monitorea con una cámara de ionización.

Los eventos se registran en la forma descrita en el capítulo anterior. Una vez que las películas se revelan, se procede a analizar cada uno de los eventos en las tres

Análisis y Conclusiones
Descripción

vistas. Para esto, los tres rollos se montan en una mesa especial de análisis (Fig. 3.1) que cuenta con tres proyectores de acción independiente. De este modo, las tres vistas del evento se pueden analizar por separado o bien simultáneamente.

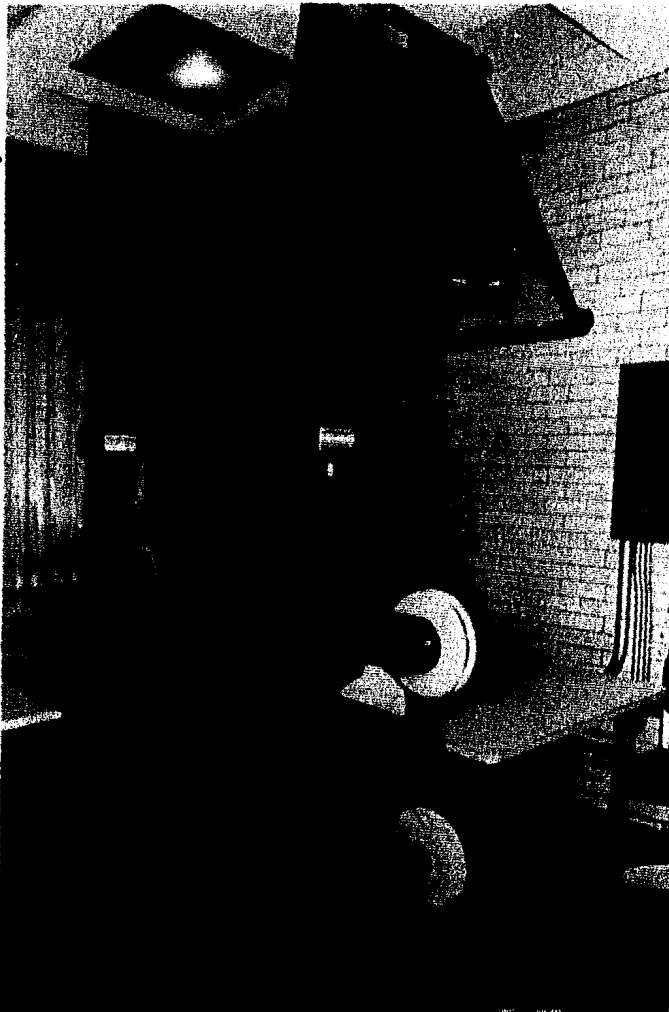


Figura 3.1

Análisis y Conclusiones

Descripción

Además, el sistema de control de la mesa permite que el avance o retroceso de cada película sea autónomo. Por lo anterior, es posible proyectar sobre la mesa dos o tres vistas al mismo tiempo, lo que permite determinar en forma aproximada la posición espacial de las trazas dentro del volumen de la CTL. Esto se hace con la ayuda de las marcas de referencia fijas (fiduciarias) colocadas en el plano frontal y posterior de la CTL. Primero, la imagen del origen o del final de una traza en una vista se encima sobre el punto correspondiente de la misma traza en la otra vista. Entonces, el movimiento relativo de la imagen de las marcas fiduciarias sobre la mesa indica la dirección en que la partícula se movió dentro del detector. Este procedimiento es útil para decidir si un cambio brusco en la trayectoria de las partículas se debe a procesos de decaimiento o a choques en el gas, en el electrodo central o en las paredes de la CTL.

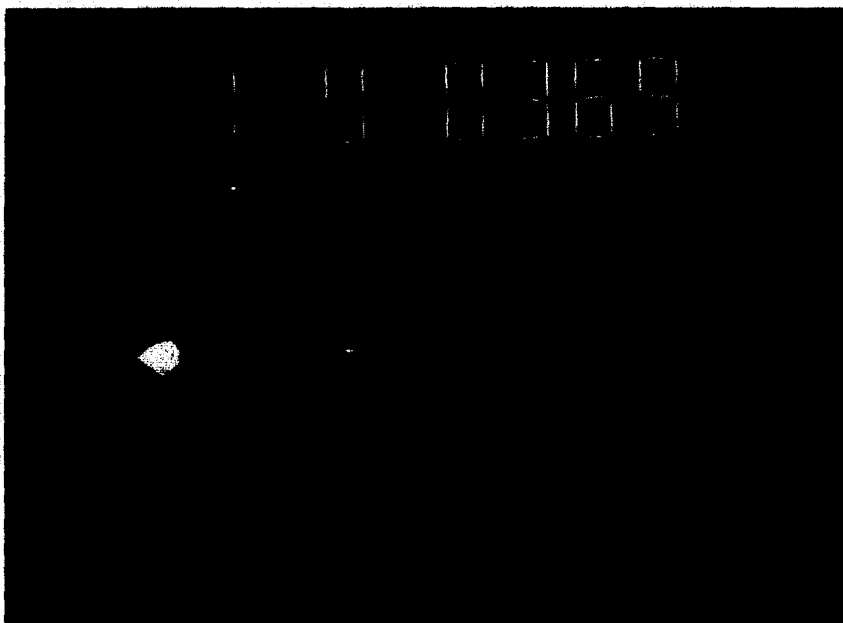


Figura 3.2

En la mesa aparece proyectada la fotografía del evento como se ve en la figura (3.2). La explicación de esta fotografía se da más adelante. En la figura (3.4) se muestra

Análisis y Conclusiones
Descripción

una de las hojas de lectura que se usaron para obtener los datos. La clasificación de las interacciones se hizo de acuerdo al siguiente formato:

Las columnas de las hojas de lectura están marcadas con los distintos parámetros que se leen. En ellas, se anotan las iniciales del observador, el número de haces que llegan a la CTL, el número de fotografía y la calidad de la misma, calificada en una escala de 1 a 3 y anotando 4 cuando no se puede leer. Por claridad, en la figura (3.3) se repite la disposición de la cámara y sus detectores de control. En ella, R es el centellador de entrada (S3 en el Cap. 2); B es el blanco y P el centellador de salida (T en el Cap. 2). G representa el gas de la cámara. De igual modo, se anota en la hoja en que parte de la CTL ocurre la primera interacción del haz: 1 para el centellador R, 2 para el blanco B, 3 para el centellador P y 4 para el gas G. Además, si hay más de una interacción en el blanco se marca 5, si no ocurre ninguna 6, y 7 si el haz llega fragmentado por haber interactuado antes de entrar a la cámara. En las columnas "secondary P-G", se anota el número de interacciones secundarias que ocurren en el centellador de salida P y en el gas G, respectivamente. En la columna " π^- " se escribe el número de piones negativos que se producen en la interacción, al igual que en "+ total" se marca el número de fragmentos positivos en la reacción. El total de trazas en cada interacción se cuenta en las tres vistas.

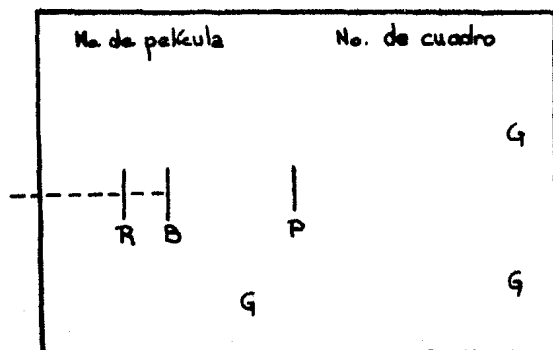


Figura 3.3

En la hoja de lectura se anotan otras características, como el número de pares electrón-positrón producidos en el blanco, el número de piones negativos que llevan un momento parecido, el número de las trazas de partículas negativas o positivas que cambian de curvatura (decaimientos $\pi^- \rightarrow \mu^- e$ y $\pi^+ \rightarrow \mu^+ e$). También se cuenta el número de partículas positivas lentas, pesadas y los pares positivos que tienen momento similar. En la figura (3.2) se pueden observar las

67

FRAME				SCANNER	YEAR	I Quality	II Quality	III	BLANKS	PRIMARY	SECONDARY P	SECONDARY G	EXPERIMENT	MONTH	TOO MESSY	TGT ELECTRIC	* PAINS	*	* PAINS	* - JE	* - JE	* KIRK	- > 90	* Total	Dev	* Heavy	* Slow	* Pairs	* Kirk	* - JE	* - JE	* > 90	SCAN #	ROLL	LEADING 1	LEADING 2	Vect	Continuity	Neutralis	Heavy Imply	CALL ALL	120	64	32	16	8	4	2	0	PULSE HEIGHT												Comments																	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72	73	74	75	76	77	78	79	80

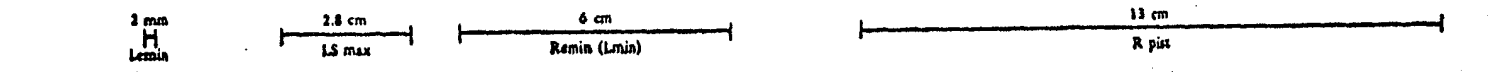


Figura 3.4

Análisis y Conclusiones

Resultados

marcas fiduciarias que aparecen como cruces en la fotografía. Las de mayor tamaño están colocadas al frente de la CTL y las más pequeñas en la parte posterior. También aparece el número de película (109), aunque la luz del cero no se encendió en ese momento; el número de la placa es el 0369. Las 5 trazas que se curvan hacia abajo corresponden a partículas de carga positiva y las que se curvan hacia arriba a dos piones negativos. Se observa la traza en espiral de una partícula de carga positiva que sale y vuelve a entrar al espacio sensible de la CTL. Al final de este capítulo se muestra otra fotografía donde se observan dos piones negativos, uno de los cuales choca con la parte superior de la CTL produciendo una gran cantidad de fotones. En esa fotografía aparecen 9 partículas de carga positiva.

Actualmente esta parte del análisis ha sido automatizada, de modo que los datos se almacenan directamente en un archivo de computadora para su análisis posterior, evitándose el paso intermedio de vaciado en hojas de lectura.

Una vez que se obtienen todos estos datos, se procede a analizarlos.

3.2 Resultados

El objetivo de este trabajo fue la determinación de la multiplicidad de π^- en la reacción $\alpha + \text{KCl}$, es decir, el número promedio de π^- que se producen en cada interacción. Los resultados obtenidos en la lectura de la película para la eficacia del sistema experimental aparecen en la tabla (3.1). En ella se ve que la eficiencia del sistema de detección y disparo fue de sólo el 51.7% en este experimento. La eficiencia del sistema de registro fue del 78.6%.

Reacción $\alpha + \text{KCl}$ a 1.8 GeV/n

Total de fotografías revisadas (3 vistas)	7 731x3 = 23 193
No. fotografías de mala calidad	1 656x3 = 4 968 (21.42%)
No. de fotografías útiles	6 075x3 = 18 225 (78.58%)
Interacciones en el detector R	47.97%
Interacciones en el blanco B	51.70%
Interacciones en el detector P	0.25%
Interacciones en el gas G	0.08%

Tabla 3.1 Resultados de eficiencia en $\alpha + \text{KCl}$

Análisis y Conclusiones

Confiabilidad

En la tabla (3.2) se muestran los resultados obtenidos para el número de interacciones en los detectores R, P y en el blanco B así como para la producción promedio de π^- en cada uno. En esta tabla se observa que la multiplicidad de π^- es mayor en el detector P y en el gas G que en el blanco. Esto proviene del hecho de que hay un número muy bajo de interacciones en esos lugares, por lo que la estadística no es representativa. La incertidumbre en la medición se discute más adelante.

Reacción $\alpha + KCl$ a 1.8 GeV/n

Incertidumbre en la multiplicidad: $\pm 10\%$

Interacción	Número	Multiplicidad
Detector R	12 914	$\langle n_{\pi^-} \rangle = 0.5968$
Blanco B	3 141	$\langle n_{\pi^-} \rangle = 0.7393$
Detector P	15	$\langle n_{\pi^-} \rangle = 1.2000$
Gas G	5	$\langle n_{\pi^-} \rangle = 0.8000$

Tabla 3.2 Resultados de multiplicidad

El nivel de disparo inelástico utilizado corresponde a una sección de reacción de 340 ± 20 mb o a un parámetro de impacto $b=3.3 \pm 0.1$ fm en un modelo geométrico.

La sección de producción de π^- para esta reacción resulta ser:

$$\sigma_{\pi^-} = 251 \text{ mb}$$

3.3 Confiabilidad de Resultados.

Para determinar la incertidumbre en la lectura de las fotografías, se analizó una muestra de 133 eventos escogidos al azar. La lectura fue hecha por tres personas que se denotaron con D, R y U. En este punto se determinó la eficiencia de los analistas así como el error cometido en el número de multiplicidad de π^- que se reporta. Los resultados obtenidos se muestran en la tabla (3.3).

En las figuras (3.5) y (3.6) se muestran los histogramas para las frecuencias de las diferencias en el número de partículas leídas por los tres observadores. La figura (3.5) corresponde a las diferencias en el número de partículas positivas y la (3.6) a los piones negativos. En éstos se ve que la distribución para las diferencias de π^- están centradas en cero, con una desviación muy pequeña, mientras que la disparidad en el número de partículas positivas observadas tiene mayor desviación. La causa de esto es que

Análisis y Conclusiones
Discusión

Muestra de 156 fotografías

Total analizado por los tres	133
Analizadas por sólo dos	8
Analizadas sólo por uno	9
No analizadas por ninguno	6

Total de Partículas:

Observador:	+	-
D	765	87
R	661	69
U	617	74

Promedio $\langle n_+ \rangle = 681 \pm 76$ $\langle n_- \rangle = 76.6 \pm 9.3$

Eficiencia en la lectura: 93.3%
 Error en el número de partículas: 12.1%
 Error promedio en el análisis por fotografía: 9.4%

Tabla 3.3 Resultados de la estimación del error cometido

las trayectorias de las partículas con carga negativa son fáciles de distinguir entre las de carga positiva, más numerosas.

Luego de analizar los resultados del muestreo realizado, se encuentra que el error típico en el número de trazas de partículas observado para cada fotografía es cercano al 10%. Se espera que este porcentaje disminuya al obtenerse más experiencia en el análisis de las fotografías de los eventos. De cualquier modo, esta estimación se debe usar como una cota superior en el error cometido para los resultados finales.

3.4 Discusión

El experimento que se analizó es parte de un estudio sistemático de la multiplicidad de π^- en $\alpha + KCl$, para el intervalo de energía de 360 a 2 100 Mev/n. Los resultados que se obtienen para una energía de 1.0 Gev/n⁽²⁷⁾, junto con los hallados aquí, se muestran en la tabla (3.4). El valor de la densidad bariónica media en la etapa de compresión para el primer resultado se halló por medio de un cálculo de cascada. En nuestro caso no fue posible hacer eso por las razones que se dan más adelante. Estos datos se muestran en la figura (3.7), adelante.

Análisis y Conclusiones
 Discusión

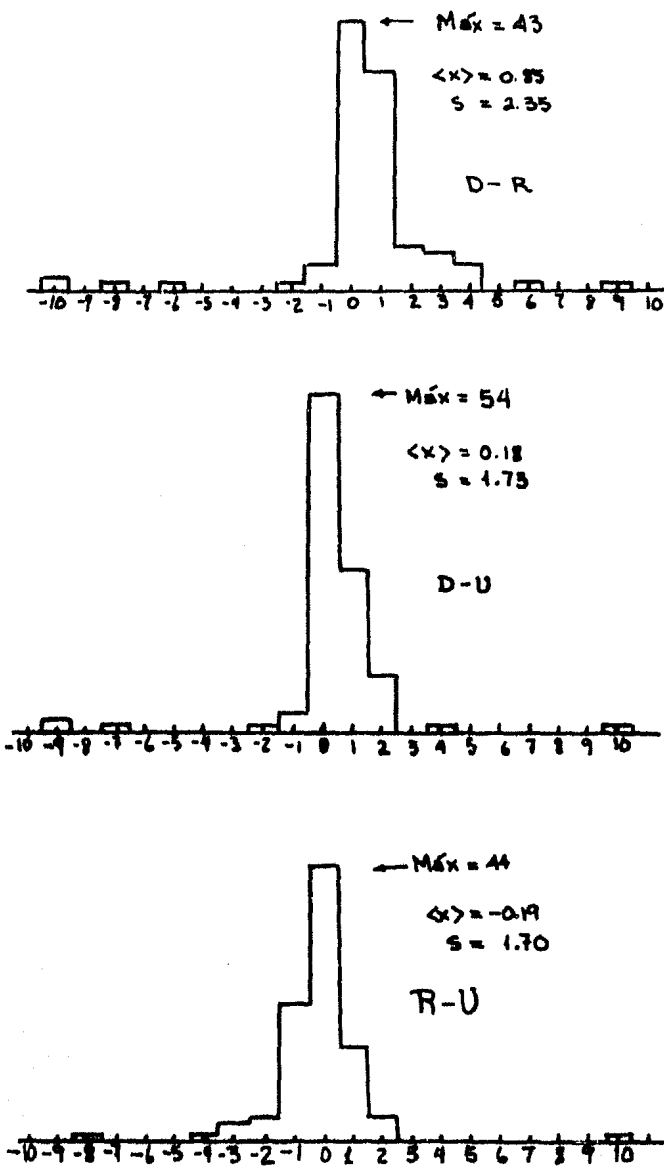


Figura 3.5

El estudio $\alpha + \text{KCl}$ es análogo al reportado por J.W. Harris et al.⁽²⁸⁾ para el sistema $^{40}\text{Ar} + \text{KCl}$, donde se ha medido la multiplicidad de π^- para 8 valores distintos de energía en el intervalo mencionado (Fig. 1.13). Otros sistemas que se estudian ahí son $^{40}\text{Ar} + \text{BaI}_2$ y $^{139}\text{La} + ^{139}\text{La}$. Para estos últimos se encontró una multiplicidad de piones

Análisis y Conclusiones
 Discusión

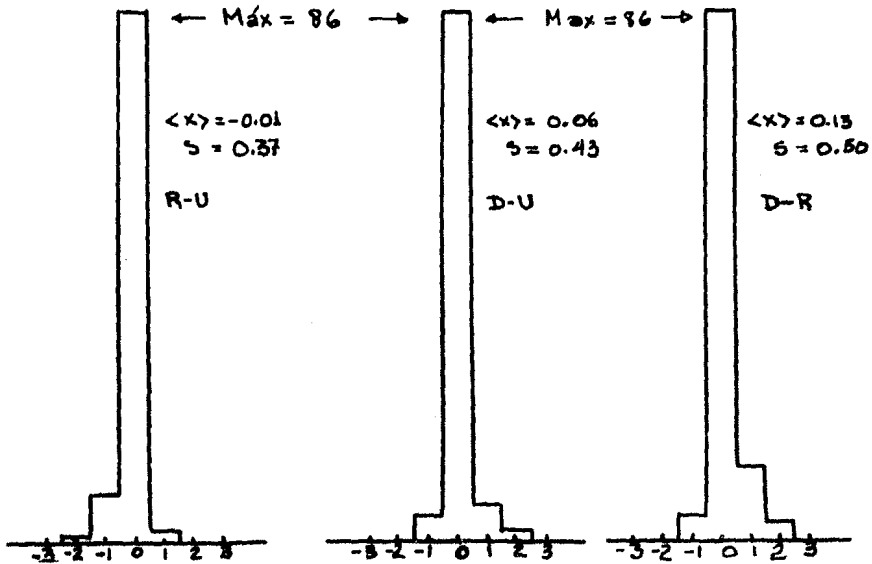


Figura 3.6

Reacción	E(lab)	σ (mb)	$\langle n_{\pi^-} \rangle$	ρ/ρ_0
$\alpha + \text{KCl}$	1.0 GeV/n	340	0.37	1.9
$\alpha + \text{KCl}$	1.8 GeV/n	340	0.74	-

Tabla 3.4 Comparación para dos energías distintas

negativos de 4.0 ± 0.5 y 7.2 ± 0.6 para energías de 772 y 950 MeV/n respectivamente. Estos resultados experimentales concuerdan bien con la curva para la "ecuación de estado" de la materia nuclear que se discutió en el capítulo 1 y que se reproduce ahora con los dos resultados adicionales recién mencionados (Fig. 3.8a).

La comparación de esos resultados con los hallados aquí se vió obstaculizada porque se requiere del cálculo de la multiplicidad de piones en el modelo de cascada y de la densidad media pesada por la suma de piones y resonancias delta en la reacción simulada. Este cálculo no fue hecho debido a que las dificultades técnicas en el equipo de computo del IFUNAM no permitieron correr ese programa.

Análisis y Conclusiones
 Discusión

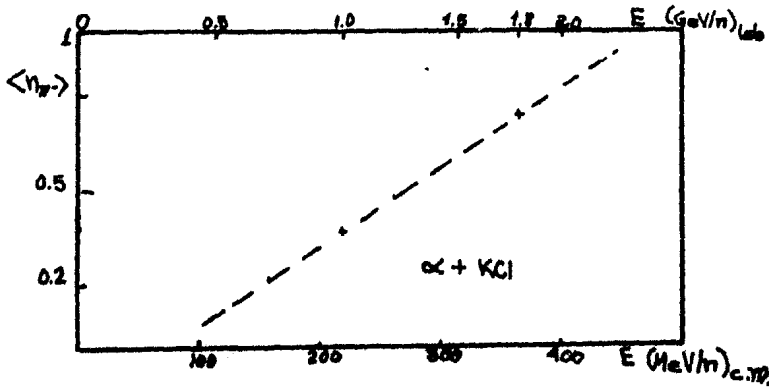


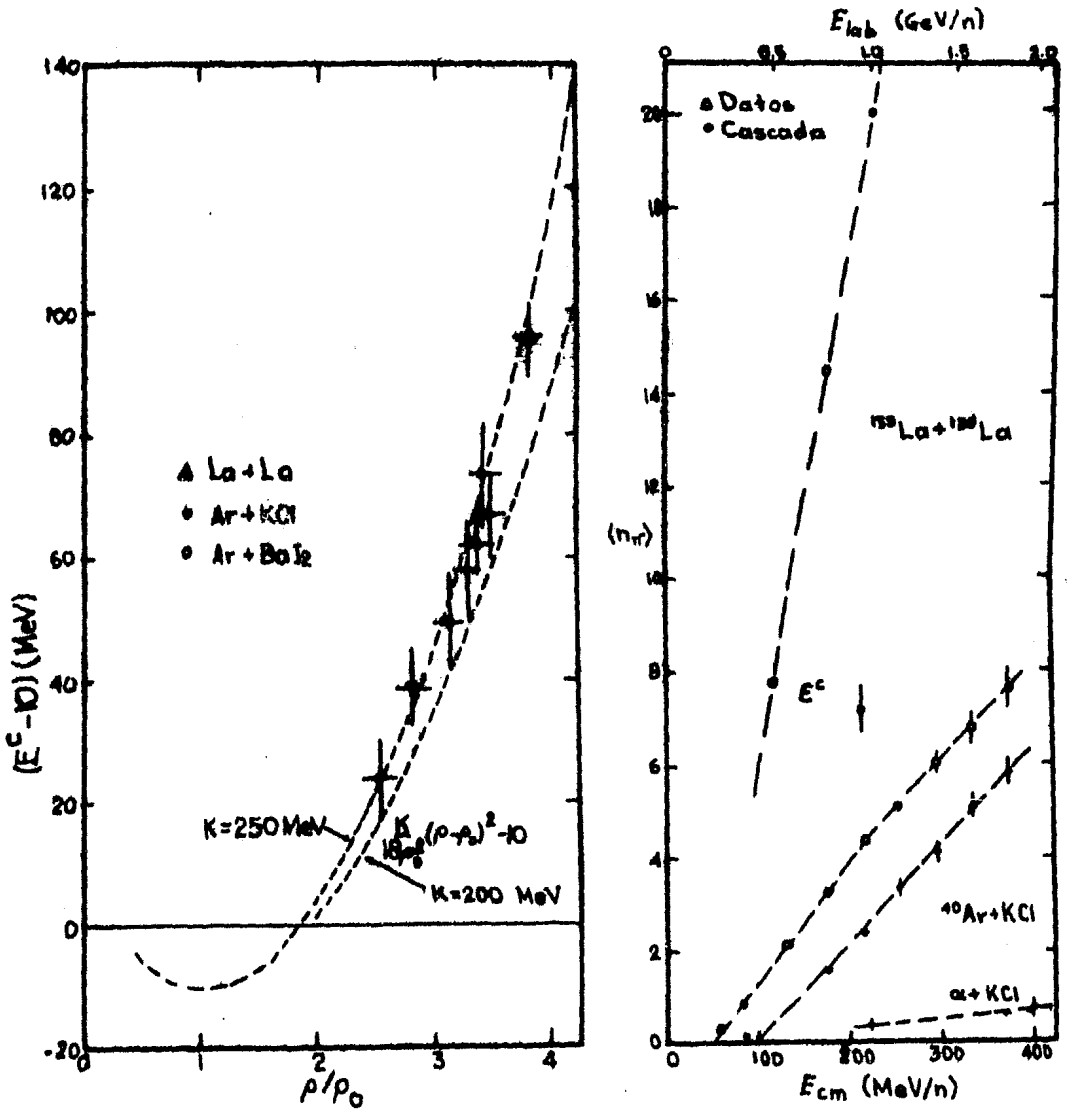
Figura 3.7

Sistema	Energía	Masa total	$\langle n_{\pi^-} \rangle$
$\alpha + KCl$	1.8 GeV/n	78.6	0.74 ± 0.39
Ar + KCl	1.8 "	114.6	5.80 ± 0.40
La + La	0.95 "	278.0	7.20 ± 0.60

Tabla 3.4 Comparación masa-multiplicidad

Sin embargo, es posible comparar la multiplicidad de piones con la masa de cada sistema estudiado. Esto se muestra en la tabla (3.4). Ahí se observa que la cantidad de piones producidos es función creciente de la masa del sistema, para una energía más o menos constante. Para el sistema $^{135}\text{La} + ^{139}\text{La}$ también sucede esto a pesar de que la energía es casi la mitad de la de los otros dos. Este resultado es fácil de prever, pues en los sistemas más pesados el número de nucleones participantes en la colisión y el número de choques NN individuales son más grandes. En la figura (3.8b) se comparan los resultados de la multiplicidad de piones negativos en tres sistemas: $^{40}\text{Ar} + KCl$, $^{139}\text{La} + ^{139}\text{La}$ y $\alpha + KCl$. En esa gráfica se observa claramente que la producción final total de piones negativos es mayor en los sistemas más pesados. Además, el número de piones también aumenta con la energía presente en la colisión.

En el sistema $^{40}\text{Ar} + KCl$ es posible calcular en forma aproximada el número de protones participantes en la colisión debido a que la masa del proyectil es muy parecida a la del blanco (K o Cl). En este caso, la interacción se aproxima a la desintegración total. El número de partículas cargadas del estado final es del orden de la suma de los protones del



Figuras 3.8 (a) y (b)

Análisis y Conclusiones
Discusión

blanco y del proyectil. En cambio, para $\alpha + \text{KCl}$, la masa del proyectil es pequeña comparada con la del blanco, por lo que la multiplicidad final de partículas cargadas es muy baja. Esto impide hacer la estimación del número de protones participantes.

Actualmente se analiza el mismo sistema ($\alpha + \text{KCl}$) en el Instituto de Física pero a una energía de $E = 2.1 \text{ GeV/n}$.

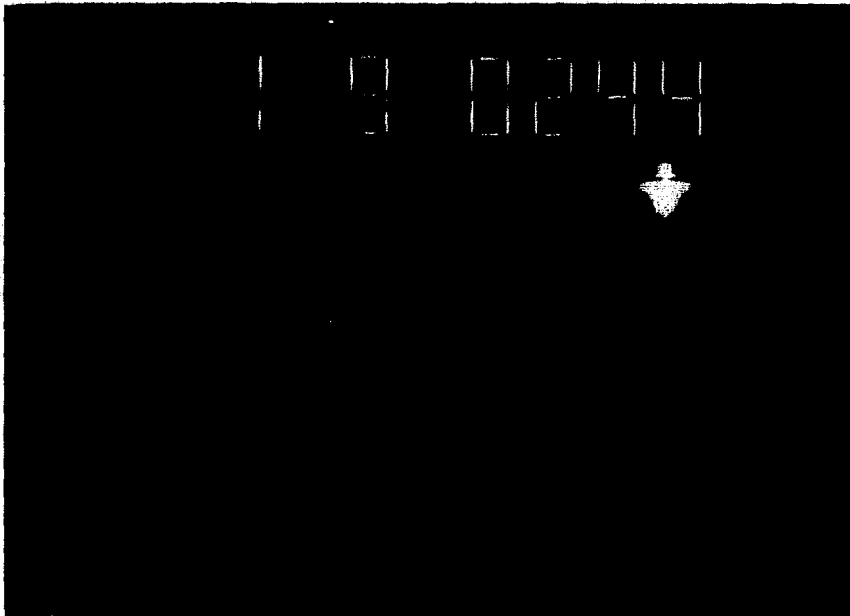
Análisis y Conclusiones
Conclusiones

3.4 Conclusiones

Después de analizar los datos del experimento, se encontro que el valor de la seccion de produccion de π^- en el sistema $\alpha + KCl$ es de 251 mb para 1.8 Gev/n. Esto es congruente con los resultados que se reportan⁽²³⁾ para el mismo sistema pero a 1.0 Gev/n, donde la sección medida es de 125.8 mb.

En la gráfica de multiplicidad contra energía (Fig. 3.8b) se muestra claramente el lugar que ocupa la medición que se hizo en este trabajo. La línea punteada indica los valores de la multiplicidad de π^- en función de la energía que se espera que resulten de la lectura de la película del experimento hecho a otras energías.

Un próximo paso es hacer la extensión del análisis para encontrar el valor de la energía interna de compresión en función de la densidad máxima alcanzada en este experimento. Ese valor agregará un punto a la gráfica que se muestra en la figura (3.8a), correspondiente a una ecuación de estado para los sistemas que han sido estudiados. Esto será posible en cuanto se disponga del equipo de cálculo automático adecuado para correr el programa de simulación de Cascada intranuclear.



Apéndice I

Cálculo de la sección eficaz experimental.

El blanco que se utilizó en la reacción $\alpha + \text{KCl}$ que se estudia aquí fué un cristal de KCl de 3 mm de grosor. La densidad de centros dispersores está dada por:

$$n = \frac{\rho N_0}{\langle A \rangle}$$

donde $\rho = 1.984 \text{ gr/cm}^3$ es la densidad del KCl; N_0 , es el número de Avogadro y $\langle A \rangle$ el peso atómico promedio de los núcleos del blanco. $\langle A \rangle$ se calcula a partir de la mezcla natural de los isótopos 35 y 37 del cloro y 39 y 41 del potasio:

$$\langle A \rangle_{\text{Cl}} = 35(0.75) + 37(0.25) = 35.49$$

$$\langle A \rangle_{\text{K}} = 39(0.93) + 41(0.07) = 39.14$$

de aquí que $\langle A \rangle = 37.31$ y la densidad n resulta ser:

$$n = 3.20 \times 10^{22} \text{ núcleos/cm}^3.$$

El número de centros dispersores por unidad de área que presenta el blanco es:

$$t = nL = (3.20 \times 10^{22}) (0.3) = 1.02 \times 10^{22} \text{ núcleos/cm}^2$$

Aquí L es la longitud del blanco que recorre el haz. La razón de "masters" a "beams", es decir, del número total de partículas del haz que son dispersadas al número total de partículas incidentes es:

$$R = 0.0066$$

En el análisis de eficiencia y confiabilidad (sección 3.2.1) se halló que el porcentaje de interacciones en el blanco fue del 52 %, de aquí que la fracción de partículas dispersadas en el blanco corresponde a un número R de:

Apéndice I

$$R_p = 0.00346$$

Entonces, la sección eficaz experimental es:

$$\sigma_{\text{exp}} = R_p/t = 340 \text{ mb}$$

la cuál corresponde a un parámetro de impacto de:

$$b = 3.29 \text{ fm}$$

en un modelo geométrico.

Por lo anterior, la sección de producción de piones negativos es:

$$\sigma_{\pi^-} = 251 \text{ mb.}$$

Apéndice II

Algunas Fórmulas de la Cinemática Relativista.

La forma más general de la transformación de Lorentz entre dos sistemas inerciales K y K', donde K' se mueve con velocidad \bar{V} con respecto a K, es:

$$\begin{aligned} \bar{x} &= \bar{x}' + \beta \gamma \left(\frac{y}{\gamma + 1} \beta \bar{x}' + ct' \right) & ct &= \gamma (ct' + \beta \bar{x}') \\ \beta &= \frac{\bar{V}}{c} & \gamma &\equiv (1 - \beta^2)^{-1/2} \end{aligned} \quad (A1)$$

y si el movimiento es a lo largo del eje x, entonces:

$$x = \gamma (x' + \beta ct') \quad ct = \gamma (ct' + \beta x') \quad (A2)$$

La transformación de la velocidad es:

$$\bar{V} = \frac{\bar{v}' + \bar{V} \gamma \left(\frac{y}{\gamma + 1} \frac{\bar{V} v'}{c^2} + 1 \right)}{\gamma \left(1 + \frac{\bar{V} v'}{c^2} \right)} \quad (A3)$$

y para movimiento paralelo:

$$\bar{V} = \frac{\bar{V} + \bar{v}'}{1 + \frac{\bar{V} \bar{v}'}{c^2}} \quad (A4)$$

La fórmula relativista de la energía cinética es:

$$T = mc^2 - m_0 c^2 \quad (A5)$$

La energía total es:

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (A6)$$

Otras relaciones útiles son:

$$\begin{aligned} E^2 &= m_0 c^4 + p^2 c^2 \\ p &= m_0 c^2 \left[(1 - \beta^2)^{-1/2} - 1 \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (A7)$$

Apéndice II

$$\beta = \sqrt{1 - [1 + (T/m_0 c^2)^2]^{-1}}$$

$$\gamma = \sqrt{1 + p^2/m_0^2 c^2} = 1 + T/m_0 c^2$$

La relación entre la descripción de los sistemas del centro de masa y del laboratorio se encuentra usando la transformación de Lorentz. Para la energía se utiliza:

$$E^2 = (\epsilon_1 + \epsilon_2)^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2E_{lab}^1 m_2 \text{ (MeV)} \quad (A8)$$

Aquí E es la energía total del sistema. La energía del centro de masa es:

$$E_{cm} = E - m_1 - m_2 \quad (A9)$$

y la energía de cada partícula en el sistema del centro de masa será:

$$\epsilon_{cm}^1 = \frac{m_1^2 + E_{lab}^1 m_2}{E_{cm}} = \frac{E_{cm}^2 + m_1^2 - m_2^2}{2 E_{cm}} \quad (A10)$$

$$\epsilon_{cm}^2 = \frac{m_2^2 + E_{lab}^1 m_2}{E_{cm}} = \frac{E_{cm}^2 + m_2^2 - m_1^2}{2 E_{cm}}$$

Para la reacción $A + B \rightarrow c + X$, la sección eficaz diferencial invariante $E(d^3\sigma/dp_c^3)$ se puede escribir usando distintas expresiones del volumen del espacio fase $d^3(p_c/E_c)$:

Variable longitudinal Val de la partícula c	Variable transversal de la partícula c	Sección eficaz diferencial invariante correspondiente $E \left(\frac{d^3\sigma}{dp_c^3} \right)$	
p_{lab}	θ_{lab}	$\frac{E_{lab}}{(p_{lab})^2} \frac{d^3\sigma}{dp_{lab} d\Omega_{lab}}$	
$p_{ }$	$p_{ }$	$\frac{E}{\pi} \frac{d^3\sigma}{dp_{ } dp_{\perp}^2}$	promediado sobre el Azimuth
X	p_{\perp}	$\frac{E_{cm}}{p_{cm}^{max}} \frac{1}{\pi} \frac{d^3\sigma}{dx dp_{\perp}^2}$	promediado sobre el Azimuth
Y	p_{\perp} (o m_{\perp})	$\frac{1}{\pi} \frac{d^3\sigma}{dy dp_{\perp}^2} = \frac{1}{\pi} \frac{d^3\sigma}{dy dm_{\perp}^2}$	promediado sobre el azimuth

Apendice II

En las últimas expresiones se ha usado la rapidez invariante de Lorentz, γ . La rapidez γ se define para una partícula de energía E y momento longitudinal P_{\parallel} en cualquier sistema por las relaciones:

$$\begin{aligned} \gamma &\equiv \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + P_{\parallel}}{E - P_{\parallel}} \right) = \tanh^{-1} \left(\frac{P_{\parallel}}{E} \right) = \tanh^{-1} \beta_{\parallel} \\ &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{P_{+}}{P_{-}} \right) = \ln \left(\frac{P_{+}}{m_{\perp}} \right) = - \ln \left(\frac{P_{-}}{m_{\perp}} \right) \end{aligned} \quad (\text{A } 11)$$

donde m_{\perp} es la masa transversa definida como:

$$m_{\perp} \equiv (m^2 + p_{\perp}^2)^{1/2} \quad (\text{A } 12)$$

El uso de la variable rapidez en lugar de la velocidad tiene la propiedad de relacionar dos sistemas moviéndose longitudinalmente por medio de una traslación simple a lo largo de los ejes de la rapidez. A energías no relativistas, $\beta_{\parallel} \ll 1$, $\beta_{\perp} \ll 1$ se obtiene $\gamma = \tanh^{-1} \beta_{\parallel} \approx \beta_{\parallel}$ y $p_{\perp}/E_0 \approx \beta_{\perp}$. Para energías muy relativistas se tiene $E \approx p$ y entonces:

$$\gamma \approx \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_{\parallel}}{p - p_{\parallel}} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} = - \ln \left(\text{tg} \frac{\theta}{2} \right) \quad (\text{A } 13)$$

De este modo, la forma de la distribución de las partículas en eventos de altas energías graficada en la variable $-\ln(\text{tg}(\theta/2))$ será casi independiente del sistema de observación a lo largo de la dirección del haz.

De las últimas dos ecuaciones (A11), se tiene:

$$p_{+} = m_{\perp} e^{\gamma} \quad p_{-} = m_{\perp} e^{-\gamma} \quad (\text{A } 12)$$

Así que:

$$E = m_{\perp} \cosh \gamma \quad p_{\parallel} = m_{\perp} \sinh \gamma \quad (\text{A } 13)$$

Bibliografía

- (1) J.O. Rasmussen. *Sci. Am.* Enero (1984)
- (2) L.S. Schroeder. *Nucl. Inst. & Meth.* 162, 395 (1979)
- (3) S. Nagamiya et al. *Phys. Rev. C* 24, 971 (1981)
- (4) A.R. Bodmer & C.N. Panos. *Phys. Rev. C* 15, 1342 (1977)
- (5) L. Willets & E.M. Henley. *Nucl. Phys. A* 282, 341 (1977)
- (6) J. Knoll. *Physica Scripta T5*, 118 (1983)
- (7) G.D. Westfall et al. *Phys. Rev. Lett.* 37, 1202 (1976)
- (8) W.D. Myers. *Nucl. Phys. A* 296, 177 (1977)
- (9) A.A. Amsden et al. *Phys. Rev. Lett.* 38, 1055 (1977)
- (10) J. Hufner & J. Knoll. *Nucl. Phys. A* 290, 460 (1977)
- (11) J. Gosset et al. *Phys. Rev. C* 16, 629 (1977)
- (12) S. Das Gupta. *Phys. Rev. Lett.* 41, 1450 (1978)
- (13) H.H. Gutbrod et al. *Phys. Rev. Lett.* 37, 667 (1976)
- (14) K. Chen et al. *Phys. Rev.* 166, 949 (1969)
- (15) G.O. Garp et al. *Phys. Rev. C* 18, 581 (1973)
- (16) F. Serr et al. *Phys. Rev. C* 22, 922 (1980)
- (17) H. Stoecker. *Phys. Lett. B* 103, 269 (1981)
- (18) J.G. Wilson. "Cosmic Rays". Wyckeham Pub. London (1976)
- (19) G.E. Chicovani et al. *Nucl. Inst. & Meth.* 29, 261 (1961)
- (20) R.L. Carrión. Tesis profesional. México (1984)
- (21) A.C. Melissinos. "Experiments in modern physics". Academic Press, N.Y. (1966)
- (22) J.D. Jackson. "Classical Electrodynamics". 2 Ed. John Wiley, New York (1975)
- (23) J.M. Meek & J.D. Craggs. "Electrical Breakdown of Gases". Oxford University Press (1953)
- (24) J. Fisher & G.T. Zorn. *Rev. Sci. Inst.* 32, 480 (1961)
- (25) A.W. Stetz & V. Perez Mendez. *Nucl. Inst. & Meth.* 73, 34 (1969)
- (26) G.F. Knoll. "Radiation detection and Measurement". John Wiley, New York (1979)
- (27) K. Wolf. Comunicación privada (1984)
- (28) J.W. Harris. *Physica Scripta T5*, 135 (1983)