

Capítulo 1

La Física Nuclear Experimental en el mundo: instalaciones, aceleradores y temas de investigación

1.1. Aspectos generales de un experimento con aceleradores

1.1.1. Introducción

En los últimos decenios se han construido un gran número de instalaciones en el mundo y en particular en Europa, destinadas a la investigación experimental en Física Nuclear. En los años setenta la mayor parte de los aceleradores construidos aceleraban núcleos a energías de 1 a 5 MeV por nucleón. Su finalidad era el estudio de la estructura nuclear y de los mecanismos que rigen las reacciones nucleares a bajas energías. Aunque ya se conocían las técnicas de construcción de aceleradores a energías más elevadas, estos aceleradores se reservaban a la Física de Partículas. Con el paso de los años, la tecnología y las áreas de interés de los físicos han ido cambiando y se han construido un gran número de instalaciones a mayores energías, en los dominios conocidos como energías intermedias, relativistas y ultrarelativistas. Una consecuencia de esto ha sido el cierre de la mayoría de instalaciones a bajas energías. Otro tipo de facilidades relativamente reciente son los aceleradores capaces de suministrar haces radiactivos, frecuentemente núcleos de tiempos de vida extraordinariamente cortos, sintetizados en el laboratorio. Con estas facilidades se pretende extender el conocimiento existente sobre los núcleos estables y núcleos cercanos al valle de estabilidad a los núcleos alejados del valle de estabilidad, para los que la aplicabilidad de los modelos desarrollados para los núcleos del valle de estabilidad y sus cercanías no está confirmada. El

conocimiento de estos núcleos es también de gran interés en Astrofísica, pues muchas reacciones en las que intervienen isótopos radiactivos de vida corta son de gran importancia en los ciclos de evolución estelar y la nucleosíntesis de elementos pesados.

En este primer tema vamos a escribir las características esenciales y la finalidad científica de diferentes tipos de aceleradores, centrándonos en las más notables de Europa y del mundo.

Debemos resaltar que la tendencia actual es la de dejar sólo unas pocas instalaciones, cuya financiación corra conjuntamente a cargo de varios países en el caso de Europa, o a nivel federal en EE. UU.. Cada vez es menor el número de instalaciones financiadas y mantenidas a nivel local (universidad o centro de investigación).

1.1.2. Esquema de un experimento con acelerador

Si queremos describir esquemáticamente una instalación con acelerador a nivel de usuario, los aspectos importantes son los siguientes: la fuente de iones o de partículas, que determina la intensidad del haz, el tipo de acelerador, que determina la energía final alcanzada y la estructura temporal del haz, y el sistema de transporte que lleva el haz hasta la sala experimental en la que se realizan las medidas. En dicha sala, el haz colisiona con un blanco, situado en una cámara de reacción a alto vacío¹. Como consecuencia de la colisión se producen los denominados productos de la reacción, que pueden ser tanto nucleones y fragmentos nucleares, como rayos gamma y otras partículas producidas en la reacción como mesones, bariones y leptones, dependiendo de la energía del haz incidente. Sólo una parte de los productos de la reacción entran en la zona de ángulo sólido cubierta por los detectores de las que sólo una fracción es efectivamente detectada, determinada por la eficiencia intrínseca de los detectores.

Un detector es esencialmente un dispositivo que produce una señal cuando una partícula interacciona con el mismo. Esta señal puede consistir en una ionización, luz de centelleo, aumento de temperatura u otras. La electrónica asociada a los detectores transforma las señales producidas por los productos de la reacción, proporcionales a las magnitudes físicas que se desean medir, en impulsos eléctricos que son digitalizados posteriormente por conversores analógico-digitales (ADC) asociados a dichos detectores y almacenados en primer lugar en discos duros de ordenadores y posteriormente en sistemas de mayor capacidad de almacenamiento como cintas magnéticas. En la figura 1.4 se muestra un esquema característico de un experimento con acelerador. Al físico nuclear, a nivel de usuario, lo que le interesa es obtener N_P proyectiles de energía E , con resolución de energía ΔE y resolución temporal Δt . Los N_P proyectiles se suministran durante un tiempo t

¹Los vacíos usuales en aceleradores varían entre 10^{-6} (valor usual para un transporte simple) y 10^{-12} mm de Hg (necesario en anillos de almacenamiento).

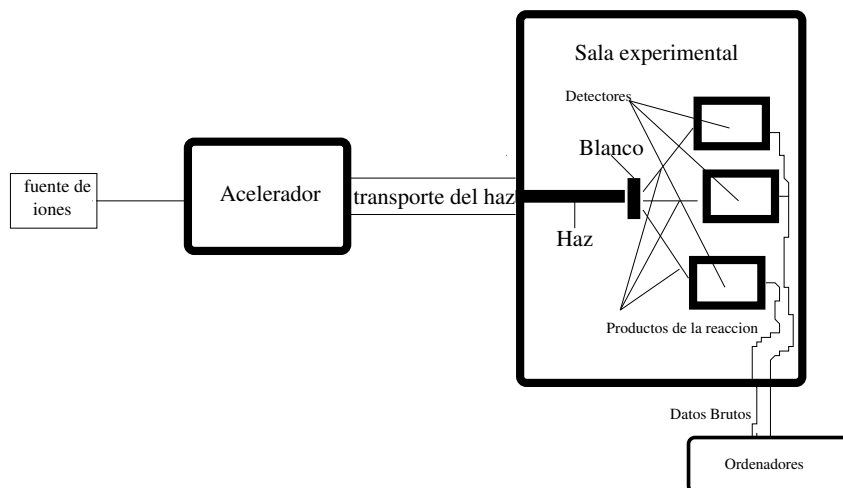


Figura 1.1: Esquema de un experimento con acelerador

concedido por un comité de experimentos de la instalación de que se trate. Dicho tiempo oscila típicamente entre una y dos semanas, precedido de un cierto tiempo de haz parásito² cuya finalidad es de poner a punto el dispositivo experimental. En general, es muy difícil obtener más de dos semanas de tiempo de acelerador en una gran instalación, salvo en el caso de experimentos de excepcional interés. Notemos que es frecuente que se soliciten en un acelerador dado de más de un millar de días de haz anuales, lo que implica que un gran número de solicitudes son rechazadas aunque sean correctas e incluso interesantes, simplemente por falta de tiempo de haz.

1.1.3. Fuentes de iones

La fuente de ionización es el elemento que determina la intensidad del haz. Proporciona un plasma de iones con una sola carga positiva, que en determinados tipos de aceleradores se transforman en negativos después de pasar por un añadido de electrones. Estos iones se aceleran unos centenares de keV, después de lo cual se les hace atravesar una lámina fina o *stripper* que desnuda al átomo de una parte de los electrones. Este procedimiento produce una distribución de carga no uniforme, centrada en un valor de carga más probable. Sólo una de estas cargas se selecciona para formar el haz del acelerador. La máxima intensidad de haz se obtiene cuando se selecciona la carga más probable. Cuanto mayor sea la carga seleccionada, mayor será la energía alcanzada. Sin embargo, las cargas muy elevadas suelen tener una frecuencia de distribución baja por lo que a menudo hay que llegar a un compromiso entre energía de aceleración e intensidad del haz.

²Se denomina así a una pequeña fracción del haz principal desviada a una sala con un experimento en preparación

1.1.4. Haces de partículas

Las intensidades del haz, medidas como corrientes eléctricas suelen oscilar entre las decenas de nanoamperios (nA) y unos pocos microamperios (μA), dependiendo del acelerador y del proyectil. Un haz de $1 \mu A$ es de hecho una intensidad muy elevada, que pocas instalaciones pueden proporcionar. Para transformar estas intensidades eléctricas en intensidades de partículas, hay que conocer la carga de los iones seleccionados, que es un dato básico para el transporte del haz. Si la carga de los iones del proyectil es Q_P (en unidades de la carga elemental) y la carga total suministrada por el haz es Q_h (en unidades de carga), el número de proyectiles se obtiene dividiendo la carga total suministrada por el haz, en número de cargas elementales, por la carga de los iones:

$$N_P = \frac{Q_h}{eQ_P}$$

donde $e = 1,62 \times 10^{-19}$ C, es la carga elemental.

La carga Q_h viene determinada por el hecho de que la fuente de iones proporciona una distribución de ionizaciones de tipo gaussiano, con máximo en una determinada carga del ion, inferior a número atómico Z_P del proyectil. Cuando mayor sea Q_P mayor es la energía alcanzada, pero para valores de Q_P mayores que el máximo de la distribución, la intensidad total disminuye rápidamente con la carga. Sólo a energías del haz elevadas, se consigue despojar totalmente a los iones de todos sus electrones atómicos.

Algunos tipos de aceleradores (sincrotrones y ciclotrones) proporcionan haces que no son continuos en el tiempo, sino que están concentrados en una fracción del tiempo total de funcionamiento³. En este caso tenemos una estructura temporal del haz, que debe ser tenida en cuenta en muchos experimentos, ya que estamos trabajando con una intensidad mucho más elevada que la intensidad nominal pero durante un tiempo mucho más corto. En los ciclotrones por ejemplo, el haz está concentrado en paquetes de una anchura temporal de algunos nanosegundos, que se distribuyen a una frecuencia del orden de decenas de MHz. En los experimentos en los que la información temporal es importante, el tiempo de subida de la intensidad del haz (tiempo en que la intensidad pasa del 10 % al 90 % del valor máximo) es un dato esencial para la medida de tiempos de vuelo, y se puede reducir hasta unos pocos centenares de picosegundos.

El haz debe de ser transportado desde la salida del acelerador, en la que la dosis radiactiva es elevada, hasta la sala experimental, en la que el riesgo radiactivo es despreciable cuando no hay haz. Este proceso no es trivial, y de hecho frecuentemente se requieren varias horas en una instalación dada para conseguir transportar un haz con el que se tiene experiencia previa, desde el acelerador hasta la sala experimental, sin pérdidas de intensidad y con un perfil transversal del

³La fracción del tiempo de haz y el tiempo total se conoce como factor de servicio (*duty factor*)

haz de superficie suficientemente reducida. El haz se enfoca mediante elementos magnéticos (cuadruolos, octupolos y hexadecapolos) hasta que tenga un perfil adecuado, que en general es circular con un radio de unos pocos milímetros. En cualquier caso, hay que evitar que el haz sea más ancho que el soporte del blanco, en cuyo caso se producirían reacciones con dicho soporte, que contaminarían los datos experimentales con sucesos no deseados.

Un aspecto importante para la determinación de las secciones eficaces es la medida de la carga del haz Q_h . En aceleradores a energías bajas e intermedias (aceleradores electrostáticos y ciclotrones) se suele utilizar un dispositivo metálico que recoge el haz, denominado copa de Faraday, que integra la carga total con una precisión del orden del 5%. Para aceleradores a energías relativistas, este procedimiento no es posible dada la gran capacidad de penetración del haz. En estos casos hay que establecer a bajas intensidades, a las que es posible medir las partículas una a una, una relación entre el número de partículas y la medida proporcionada por una cámara de ionización. Esta relación se extrapola a las intensidades mayores a las que se desarrolla el experimento, a las que es imposible contar el número de partículas incidente, pero a las que la cámara de ionización funciona correctamente.

En resumen las características relevantes del haz son:

1. Energía y resolución de energía.
2. Intensidad.
3. Carga de los iones.
4. Uniformidad o estructura temporal, dependiendo del tipo de acelerador.
5. Perfil transversal.
6. En el caso de haces empaquetados, resolución temporal,

1.1.5. Blancos

Los blancos pueden ser sólidos o líquidos. En el caso de materiales sólidos, se puede conseguir fabricar los blancos en forma de láminas muy finas y homogéneas, mediante implantación sobre un soporte, electrodeposición u otras técnicas. Como el proyectil pierde energía en el blanco, en el caso de medidas de niveles nucleares, el grosor del blanco debe de ser tal que la pérdida de energía sea pequeña, en comparación con la resolución energética deseada. En estos casos, grosores entre 20 y 40 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ son usuales. Un blanco de hierro de este grosor es completamente transparente. Si la resolución energética no es demasiado importante, como por ejemplo en experimentos de producción de partículas a energías intermedias, se pueden utilizar blancos de grosores elevados, hasta 100 mg/cm^2 . En cualquier caso, el grosor nunca debe de ser tal que un proyectil tenga una

probabilidad apreciable de producir dos o más reacciones en el blanco. En el caso de haces formados por paquetes, como en el caso de los ciclotrones, el número de partículas en cada paquete del haz debe ser tal que el paquete no produzca más de una reacción en el blanco. Sólo en el caso de que el objetivo sea la máxima producción de un determinado tipo de partícula, como cuando se construyen blancos de producción de factorías de mesones, se puede aumentar el grosor del blanco hasta la longitud que maximiza la tasa de producción, que suele ser del orden de centímetros. En estos casos, la producción de mesones por los fragmentos secundarios de la reacción y por reacciones dobles puede producir un aumento considerable de la tasa de producción.

En los blancos, es importante una serie de características. En el caso de blancos delgados, su homogeneidad es uno de los aspectos que limita la precisión con la que se pueden medir secciones eficaces. En el caso de blancos de grosores de decenas de $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ es difícil obtener homogeneidades mejores del 5%. Otra característica importante es la pureza. En caso necesario, se puede obtener blancos de gran pureza isotópica, recurriendo a laboratorios dotados de separadores de masas. Este es el caso cuando se desea estudiar reacciones con isótopos naturales poco abundantes. Cuando se utilizan blancos naturales, todos los isótopos que aparecen en el elemento natural están presentes, y pueden producir sucesos contaminantes difíciles de separar de los sucesos de interés. El siguiente aspecto de importancia, es la robustez del blanco. Un blanco de un material poco robusto se romperá frecuentemente, obligando a su cambio. En general, se disponen varios blancos en la cámara de reacción, en un portablancos automático que se puede desplazar por control remoto. Una vez que el número de blancos disponibles se ha agotado, es necesario reemplazarlos, para lo cual es necesario romper el vacío existente, lo que supone varias horas de interrupción del experimento. Los blancos de materiales poco robustos se fabrican implantándolos sobre un soporte robusto, como por ejemplo carbono, o introduciéndolos en forma de compuesto químico o aleación robusta, lo cual obliga a sacrificar la condición de pureza.

En la actualidad, es frecuente la utilización blancos líquidos, sobre todo de hidrógeno y deuterio líquidos. Estos blancos requieren, por supuesto, un mayor grado de atención durante el experimento, para evitar la aparición de burbujas, la solidificación del blanco por la disminución excesiva de la temperatura y otros problemas.

1.1.6. Cámaras de reacción

La cámara de reacción es un recipiente sometido a alto vacío en el que se colocan el blanco y los detectores de partículas cargadas. Suelen ser de acero. Sin embargo, en el caso de que se coloquen detectores de hadrones neutros y leptones en el exterior, se utilizan materiales resistentes y con un bajo poder de frenado, como la fibra de carbono y el Kapton. El tamaño de las cámaras de reacción varía entre el de una pequeña cacerola y el de un pequeño submarino, como la cámara

Nautilus que se utilizó durante años en GANIL. El tamaño de las cámaras de reacción se diseña de forma que puedan contener todos los detectores necesarios. En particular, todos los detectores de partículas cargadas deben de ser colocados en vacío, mientras que los detectores de partículas neutras se pueden colocar en el aire, en el exterior de la cámara de reacción. Como la cámara de reacción es una parte integrante del sistema de vacío del acelerador, no es deseable un tamaño superior al estrictamente necesario.

1.1.7. Secciones eficaces

La finalidad de la realización de experimentos es la medida de observables que proporcionan una información física. En general, estos observables son o están directamente relacionados con secciones eficaces de determinados procesos. La definición usual de la sección eficaz de un proceso x es

$$\sigma_x = \frac{R_x}{J_P N_B} \quad (1.1)$$

donde R_x es el número de sucesos del tipo x medidos por unidad de tiempo, denominado tasa de reacción del proceso x , J_P es el número de proyectiles por unidad de área y unidad de tiempo y N_B es el número de núcleos blanco bajo el haz. Esta fórmula suele escribirse de una forma ligeramente distinta por quienes realizan un experimento. En vez de referir la fórmula a la unidad de tiempo, se considera el tiempo total del experimento t , lo que equivale a multiplicar por t numerador y denominador. El producto $R_x t$ es el número total medido N_x de sucesos del tipo x . J_P es el flujo promedio, ya que, en un acelerador, la intensidad real varía continuamente. Como la superficie del haz S tampoco se puede determinar con precisión, y en realidad sólo se conoce la intensidad total, el denominador de la ecuación 1.1 se reescribe como

$$(J_P S)(N_B/S) = I_P n_B$$

donde I_P es la intensidad de partículas del haz y n_B es el número de blancos por unidad de área. Al multiplicar este denominador por el tiempo queda $I_P t n_B = N_P n_B$, donde N_P es el número total de proyectiles utilizado en el experimento. La fórmula 1.1 referida al tiempo total del experimento queda por lo tanto como

$$\sigma_x = \frac{N_x}{N_P n_B}$$

La intensidad del haz que se mide durante el experimento es en realidad la intensidad de carga. Cada partícula incidente tiene un número de cargas elementales Q_P , que como vimos anteriormente es en general inferior al número atómico Z_P del proyectil. Si la carga suministrada por el haz del acelerador durante todo el

tiempo del experimento es Q_h^4 , podemos obtener el número de proyectiles N_P suministrados durante el experimento de la relación

$$N_P = \frac{Q_h}{eQ_P}$$

El número de blancos por unidad de superficie lo podemos escribir en función de la densidad superficial de masa del blanco ρ_S y de su peso atómico A_B , como

$$n_B = \frac{\rho_S N_A}{A_B}$$

donde N_A es el número de Avogadro ($N_A = 6,0221415(10) \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$). Con todo esto, escribimos finalmente la sección eficaz en función de magnitudes directamente conocidas para el experimentador como

$$\sigma_x = \frac{N_x}{N_P n_B} = \frac{N_x e Q_P A_B}{Q_h \rho_S N_A}$$

En esta fórmula, las magnitudes afectadas de un error apreciable son N_x , ρ_S y Q_h . El error de la sección eficaz se obtiene mediante la fórmula usual de propagación de errores:

$$\left(\frac{\Delta\sigma_x}{\sigma_x}\right)^2 = \left(\frac{\Delta Q_h}{Q_h}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\rho_s}{\rho_s}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_x}{N_x}\right)^2$$

El factor que suele determinar la precisión de la sección eficaz en el caso de sucesos raros es N_x . La carga del haz rara vez se conoce con un error menor del 5%. La homogeneidad del blanco depende de su grosor; en blancos gruesos la inhomogeneidad es despreciable, pero en blancos finos puede ser fácilmente del orden del 2-3%. Estos dos errores son de tipo sistemático y se pueden corregir si se tiene un punto de referencia, lo cual es posible a bajas energías, a las que se puede medir la dispersión Coulombiana, como veremos en el próximo capítulo.⁵ Si queremos medir la sección eficaz con un error del orden del 5%, debemos minimizar el error debido a N_x , lo que significa que el tiempo de medida debe de ser suficientemente grande para que el error estadístico de este término no sea superior al error deseado. Cuando se diseña un experimento, normalmente se suele saber el orden de magnitud de la sección eficaz σ_x que se desea medir. Si se desea medirla con una determinada precisión, el número de proyectiles necesarios N_P debe de ser tal que el número de sucesos N_x obtenidos nos proporcione la sección eficaz con el error deseado. El error puramente estadístico de N_x es $\sqrt{N_x}$,

⁴Esta carga se mide recogiendo el haz en una copa de Faraday situada detrás de los detectores y conectada a un electrómetro

⁵Esto no es posible a partir energías de decenas de MeV por nucleón, a las que la sección eficaz Coulombiana pura sólo ocurre a ángulos extremadamente pequeños

al que habrá que sumar otros errores de tipo sistemático. El error relativo de la sección eficaz medida será por lo tanto

$$\frac{\Delta\sigma_x}{\sigma_x} = \frac{\sqrt{N_x} + \delta_{sist}}{N_x}$$

por lo que la estadística debe de ser lo suficientemente elevada para que el error sea lo suficientemente pequeño. Los errores sistemáticos son más difíciles de estimar, aunque un análisis exhaustivo de datos simulados por el mismo procedimiento que se analizan los datos experimentales ayuda a determinarlos en gran medida.

Una sección eficaz de especial importancia es la sección eficaz de reacción, definida como la sección eficaz de que cualquier tipo de proceso mediado por la interacción fuerte tenga lugar. Los valores experimentales medidos de esta sección eficaz en el caso de colisiones entre dos núcleos concuerdan muy bien con el modelo clásico de la sección eficaz de colisión de dos esferas de radio igual al radio nuclear. La densidad nuclear es difusa, y se encuentra empíricamente que el radio efectivo a partir del cual las interacciones nucleares son importantes es $R = 1,4A^{1/3}$ fm (este radio corresponde a una densidad muy inferior a la densidad mitad cuyo radio es $R_{1/2} = 1,2A^{1/3}$, lo que implica que las reacciones nucleares son muy probables a densidades relativamente bajas). Por lo tanto, dicha sección eficaz de reacción puede ser parametrizada como,

$$\sigma_R = \pi 1,4^2 \cdot (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2 \text{ fm}^2 \quad (1.2)$$

La sección eficaz de reacción dada por la fórmula anterior se conoce con el nombre de sección eficaz geométrica. Podemos escribir la sección eficaz en función del número de reacciones N_R que tienen lugar para N_P proyectiles y un blanco de n_B átomos por unidad de área como:

$$\sigma_R = \frac{N_R}{N_P n_B}$$

que podemos reescribir como $N_R = \sigma_R n_B N_P = P_I N_P$, donde $P_I = \sigma_R n_B$ se puede interpretar como la probabilidad de interacción por proyectil, en caso de que sea menor que la unidad. Si $P_I = \sigma_R n_B > 1$, significa que un proyectil sufre en promedio más de una interacción en el blanco, lo cual es una situación extremadamente indeseable, que tiene como consecuencia que los productos de la reacción observados estén contaminados por sucesos producidos en dos reacciones diferentes, originadas por el mismo proyectil. La probabilidad P_2 de que el proyectil produzca dos interacciones viene dada por $P_2 = P_I^2$, al ser las colisiones independientes. Este hecho debe ser tenido en cuenta en el diseño de los experimentos. Para fijar ideas, supongamos que estamos estudiando la reacción $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + {}^{12}\text{C} + \gamma + \gamma$; entonces, las reacciones dobles más sencillas del tipo $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + {}^{12}\text{C} + \gamma$ contaminan la primera reacción y nunca sabremos si estamos observando dos γ producidos en una única reacción o dos γ producidos en

dos reacciones consecutivas. De hecho, el criterio que deberíamos imponer en este caso, si llamamos P_γ a la probabilidad de producir un sólo fotón y $P_{\gamma\gamma}$ la probabilidad de producir dos fotones en una sola interacción, es que $P_I^2 P_\gamma^2 < P_I P_{\gamma\gamma}$ (la probabilidad de dos interacciones la hemos tomado como P_I^2 , lo que equivale a suponer que las colisiones son independientes). Esto conduce a $P_I P_\gamma^2 < P_{\gamma\gamma}$, que teniendo en cuenta que

$$P_I = \sigma_R n_B = \frac{\sigma_R \rho_S N_A}{A_B}$$

nos da el grosor máximo del blanco que puede ser empleado:

$$\rho_S < \frac{A_B P_{\gamma\gamma}}{N_A P_\gamma^2 \sigma_R}$$

En general, se exige que el proceso contaminante contribuya uno o varios órdenes de magnitud menos que el proceso de interés,

$$P_I P_\gamma^2 < 0,1 P_{\gamma\gamma}$$

Este criterio se puede aplicar a cualquier suceso contaminante. Cuando queremos medir un suceso raro, debemos identificar todos los sucesos contaminantes que se producirán en dos o más interacciones, y fijar el grosor del blanco de forma que la suma de las probabilidades de todos los sucesos contaminantes producidos en interacciones múltiples sea menor que la probabilidad del suceso de interés. Por ejemplo, si los sucesos de tipo x son contaminados por dos interacciones que producen c_1 y c_2 y tres interacciones que producen d_1, d_2 y d_3 impondremos la condición

$$P_I^2 P_{c_1} P_{c_2} + P_I^3 P_{d_1} P_{d_2} P_{d_3} < 0,1 P_I P_x$$

Como ejemplo, podemos considerar la producción de mesones ω medidos en el canal de desintegración $\omega \rightarrow \gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3$. En este caso los sucesos d_i son rayos γ . El principal canal contaminante es la producción de un π_0 (que se desintegra en dos γ) y de un γ de bremsstrahlung ($c_1 = \pi_0$ y $c_2 = \gamma$).

Finalizamos esta sección con un comentario sobre las unidades de secciones eficaces. La unidad de longitud usual en Física Nuclear es el fermi ($1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$). Por lo tanto la sección eficaz se debería de expresar en la unidad natural de área que es el fm^2 . Sin embargo, las secciones eficaces se suelen expresar en barn ($1 \text{ b} = 100 \text{ fm}^2$) y el milibarn ($1 \text{ mb} = 10 \text{ fm}^2$), lo cual debe de ser tenido en cuenta a la hora de realizar cálculos. En particular, la sección eficaz geométrica viene dada en fm^2 por la fórmula 1.2.

1.1.8. Adquisición de sucesos

Los experimentos se realizan en general con multidetectores, sistemas complejos compuestos de muchos detectores y gestionados por ordenadores. Por ahora,

sólo nos hace falta saber que, cuando una partícula llega a un detector, se produce en el mismo un impulso eléctrico proporcional a la energía de la partícula, a su tiempo de vuelo o a otra magnitud física que medimos con el detector. Estos impulsos son posteriormente digitalizados mediante módulos electrónicos llamados conversores analógico-digitales (ADC).

Cuando el sistema de detección registra un suceso interesante (para quien realiza el experimento, por supuesto), el sistema de adquisición se pone en marcha para digitalizar todas las señales proporcionadas por los diferentes detectores, procesarlas mediante ordenadores y almacenarlas en disco duro (hasta hace pocos años en cintas magnéticas). Durante el tiempo que dura este proceso, llamado tiempo de adquisición del suceso, el sistema de adquisición está ocupado y no se puede medir ningún otro suceso; denominaremos este tiempo de adquisición t_a . Si adquirimos n_s sucesos por segundo, la adquisición estará ocupada un tiempo $n_s t_a$ cada segundo, y no podrá registrar otros sucesos interesantes que ocurran durante este tiempo. Por lo tanto denominamos a este tiempo *tiempo muerto* y lo denotamos como t_m ; usualmente se expresa en %, es decir si $t_m = 0,5$ decimos que el tiempo muerto de la adquisición es el 50 %. El tiempo muerto hay que descontarlo del tiempo de experimento, es decir, si realizamos un experimento durante 10 días con un tiempo muerto del 50 %, hemos realizado en realidad 5 días de experimento. A fin de reducir al máximo el tiempo muerto, no se registran todas las reacciones que ocurren, sino sólo aquellas que tienen ciertas garantías de producir uno de los sucesos deseados. El mecanismo por el que se identifican los sucesos interesantes se denomina *trigger* o disparador del sistema de adquisición. El tiempo de adquisición de un suceso suele ser del orden del centenar de microsegundos o mayor para grandes multidetectores. Esto limita el número de sucesos posibles registrados a unos pocos miles por segundo. Por ejemplo, con $t_a = 100 \mu s$, el número máximo de sucesos en principio es $n_s = 10000$, pero esto supondría que la adquisición está ocupada el 100 % del tiempo. Si deseamos en este caso que la adquisición esté activa un 50 % del tiempo, el número máximo de sucesos registrados por segundo está limitado a $n_s = 5000$. Por lo tanto, el trigger debe de ser tal que la adquisición tenga el menor tiempo muerto posible pero sin que se pierdan sucesos interesantes. Para dar un ejemplo de trigger, si se desea medir piones neutros mediante su canal de desintegración en dos fotones, el trigger mínimo sería la detección de dos fotones. Si se desea mejorarlo, como la masa del pión neutro es 135 MeV, podríamos imponer la condición de que al menos uno de los fotones tenga una energía relativamente elevada. Por ejemplo, para piones neutros en reposo, uno de los fotones debe de tener más de 67 MeV. Cuando se diseña un trigger dado, en general no se puede evitar que haya sucesos interesantes que no lleguen a activarlo y sucesos que lo activen sin que sean interesantes. El porcentaje de sucesos interesantes que realmente activan el trigger se denomina *eficiencia del trigger*. El porcentaje de sucesos interesantes entre los que activan el trigger se denomina *selectividad del trigger*. En general, la eficiencia del trigger hay que obtenerla mediante simulaciones. Actualmente

existen excelentes programas de simulación, como GEANT4, que permiten simular los aspectos más importantes de un experimento real, para lo cual, por un lado, introduce los modelos de los detectores más precisos disponibles y, por otro lado, tiene en cuenta todas las interacciones de las partículas. Esto permite obtener datos simulados virtualmente comparables a los experimentales (la realidad siempre es más compleja que los mejores modelos disponibles, y probablemente incluso que los mejores modelos concebibles), lo que permite diseñar el trigger más eficiente y selectivo posible y estimar los errores sistemáticos introducidos por el procedimiento de análisis de datos.

En el caso de sucesos raros, si diseñamos un trigger muy selectivo y eficiente, podemos lograr un tiempo muerto pequeño. Podríamos pensar que en este caso podemos aumentar la intensidad del haz hasta alcanzar un tiempo muerto razonable, del orden del 10%. Sin embargo la intensidad no se puede aumentar arbitrariamente con el único requerimiento de que el tiempo muerto sea pequeño, ya que cuando una partícula llega a un detector produce una señal física en el mismo que permanece un determinado tiempo de ocupación t_{ocup} , que en general es del orden de algunos nanosegundos o microsegundos. Si cuando registramos un suceso interesante, se ha producido otro carente de interés en un tiempo anterior inferior a t_{ocup} pero que no ha disparado el trigger, entonces los dos impulsos eléctricos generados en el detector se superponen, y el impulso eléctrico digitalizado será la suma de los impulsos debidos al suceso deseado y al inmediatamente anterior. Este fenómeno indeseable tiene como consecuencia que los valores de las señales medidas sean mayores que las reales y se denomina *apilamiento* (pile-up). La necesidad de evitar el apilamiento de sucesos impone un límite absoluto a la máxima intensidad del haz aceptable para un determinado multidetector, una vez fijado el grosor del blanco.

1.1.9. Análisis de los datos

Los datos experimentales registrados en ordenador son simplemente la digitalización de los impulsos eléctricos producidos por las partículas en los detectores, que son proporcionales a las magnitudes físicas de las partículas que los han producido. Por ejemplo, la cantidad de luz producida en un centelleador es proporcional a la energía de la partícula, pero la constante de proporcionalidad es en principio desconocida. La determinación de estas constantes de proporcionalidad es lo que se denomina el proceso de calibrado. Para que el calibrado sea relativamente sencillo, es necesario que los detectores tengan una respuesta lineal, es decir que la magnitud física a medir sea proporcional a la señal producida por el detector a partir de un valor umbral, por debajo del cual el detector no da respuesta o da una respuesta constante. Para realizar el calibrado debemos conocer la señal producida por una partícula que tenga un valor conocido de la magnitud de que se trate; por ejemplo, en el caso de un centelleador podemos medir la señal producida por una fuente radiactiva de energía conocida. Una vez

que los detectores han sido calibrados, debemos de reconstruir los sucesos. Una partícula de alta energía, por ejemplo, puede atravesar un cierto número de detectores, depositando la energía en varios de ellos. En ese caso hay que sumar la energía de varios detectores para obtener la energía cinética total de la partícula. En un suceso de alta energía puede haber un gran número de partículas en el estado final (centenares o incluso miles). Separarlas todas y obtener las magnitudes de todas ellas es una tarea compleja. Una vez analizados los sucesos, se pueden separar los sucesos buscados y calcular sus secciones eficaces. Los sucesos buscados N_x estarán frecuentemente afectados por un fondo, debido a sucesos contaminantes. La estimación y sustracción este fondo es una de las tareas más arduas del análisis de los datos, e implica, entre otras tareas, la comparación de simulaciones detalladas con los datos experimentales. Tendremos en general un pico gaussiano con área total S afectado de un fondo B , por lo que tendremos para el número de sucesos buscados

$$N_x = S - B$$

donde S (número de sucesos totales) es la señal y B el fondo.

El número de sucesos medidos N_x , con el que se calcula la sección eficaz, se calcula a partir del número de sucesos detectados efectivamente, N_x^{det} , teniendo en cuenta el tiempo muerto τ y la eficiencia de detección ε :

$$N_x = \frac{N_x^{det}}{(1 - \tau)\varepsilon}$$

La eficiencia total ε es el producto de las diferentes eficiencias (trigger, electrónica, análisis e intrínseca de los detectores) multiplicado por la aceptación geométrica:

$$\varepsilon = \varepsilon_{trigger}\varepsilon_{elec}\varepsilon_{anal}\varepsilon_{det}\varepsilon_{geom}$$

La determinación de estas eficiencias se realiza por diferentes métodos: test de detectores bajo haz (para las eficiencias intrínsecas), simulaciones (para la aceptación geométrica), análisis de datos simulados de la misma forma que los datos experimentales (para la eficiencia de análisis) y test con generadores de señales del sistema de adquisición de datos (para la eficiencia electrónica). Una vez que determinamos el número de sucesos N_x , se procede a calcular las secciones eficaces como hemos expuesto en los apartados precedentes. Recientemente se han puesto de moda los llamados análisis ciegos (blind analyses), en los que los datos generados por un grupo de investigadores son analizados por otro grupo de investigadores al que no se ha facilitado los detalles de los datos simulados. De esta manera se evita el sesgo que puede producir el conocer el resultado del análisis, o realizar el análisis de acuerdo con lo que se desea obtener. Aunque un modelo no tenga parámetros libres a primera vista, los cortes y condiciones de análisis pueden forzar un resultado positivo, que con otros cortes o condiciones



Figura 1.2: Acelerador de Crocker y Walton

no sería estadísticamente significativo. Es frecuente que se publiquen pretendidos descubrimientos, que son desestimados después de un análisis más riguroso por grupos distintos, o después de su búsqueda infructuosa por otros experimentos.

1.2. Instalaciones a bajas energías. Tándem van de Graaf.

El modelo más sencillo del núcleo es el de un gas en que los nucleones se mueven caóticamente con una energía promedio denominada energía de Fermi que vale $E_F \simeq 20$ MeV, que corresponde a una distribución uniforme con energía máxima $E_{max} \simeq 38$ MeV. Se consideran instalaciones a bajas energías aquellas que aceleran hasta energías inferiores a la energía de Fermi E_F . Están dirigidas esencialmente al estudio de la espectroscopía y estructura nuclear y de las reacciones nucleares a bajas energías, aunque también incluyen aplicaciones industriales y a otros campos de la Física, en particular Ciencia de Materiales y Astrofísica. Estas aplicaciones se tratarán en los capítulos 9 y 11.

Un requerimiento esencial en el estudio experimental de la estructura nuclear es una buena resolución energética, pues sólo se pueden separar niveles de energía distanciados en una energía superior a dicha resolución. Los niveles nucleares bajos en núcleos medios y pesados están separados unos 100 keV. Para superar la repulsión electrostática o de Coulomb entre los núcleos colisionantes de forma que éstos entren en contacto, hace falta una energía de colisión en centro de masas superior a la energía de repulsión Coulombiana cuando estos núcleos están en

contacto:

$$E_{Coul} \simeq \frac{Z_P Z_B e^2}{1,4(A_P^{1/3} + A_B^{1/3})} \simeq \frac{Z_P Z_B}{A_P^{1/3} + A_B^{1/3}} \text{ MeV}$$

que implica una energía del proyectil⁶ superior a 100 MeV, salvo en el caso de núcleos ligeros. Esto implica una resolución energética mejor que 0.1 %,

$$\frac{\Delta E}{E} < 10^{-3}$$

Esta resolución energética sólo se puede conseguir con campos eléctricos estáticos, en los que los iones se aceleran al atravesarlos. Aunque el primer generador de voltaje que permitía grandes voltajes fue el histórico dispositivo de Cockroft y Walton mostrado en la figura 1.2, el generador inventado por van de Graaf en 1929 fue pronto universalmente empleado⁷. Un esquema simplificado de un acelerador de Van de Graaf se muestra en la figura 1.3. La diferencia de potencial se produce mediante una correa que transporta cargas negativas del polo positivo a tierra. Los aceleradores usualmente empleados son los aceleradores tándem Van de Graaf, que explotan el dispositivo desarrollado por L. Alvarez en 1951, cuyo sistema de aceleración consiste en colocar el polo positivo en el centro del acelerador y utilizar una fuente de iones negativos (que realmente es una fuente de iones positivos a los que se hace pasar por un intercambiador de electrones). Los iones sufren una primera aceleración desde la fuente de iones hasta el centro del acelerador, donde se les hace perder una buena parte de sus electrones al atravesar una pequeña zona gaseosa. Finalmente, los iones positivos son acelerados desde el polo positivo hasta el punto de extracción del haz del acelerador. En la figura 1.4, se muestra un esquema de un acelerador tándem van de Graaf en configuración vertical. En la figura 1.5, se presenta un esquema del acelerador Tándem van de Graaf Vivitron de Estrasburgo. El interior del tubo acelerador se muestra en la figura 1.6. Una foto de la correa se ofrece en la figura 1.7. En la figura 1.8, se presenta una foto del acelerador Van de Graaf del Brookhaven National Laboratory, utilizado actualmente como inyector del acelerador AGS (Alternate Gradient Synchrotron), que a su vez se utiliza como inyector del colisionador RHIC.

La principal característica de los aceleradores del tipo tándem van de Graaf es su excelente resolución energética, del orden de $\frac{\Delta E}{E} = 10^{-4}$. Su energía de aceleración no es muy elevada, del orden de 25 MeV por unidad de carga en cada una de las dos etapas. Esto significa una energía máxima de 175 MeV para iones de carbono. En el caso de núcleos pesados, el stripper sólo arranca una fracción de los electrones atómicos. Esto produce un plasma con una distribución de cargas,

⁶

$$E_{CM} = \frac{A_B}{A_p + A_B} E_{LAB}$$

⁷Van de Graaf consiguió 80 kV en 1929, 1 MV en 1931 y 7 MV en 1933.

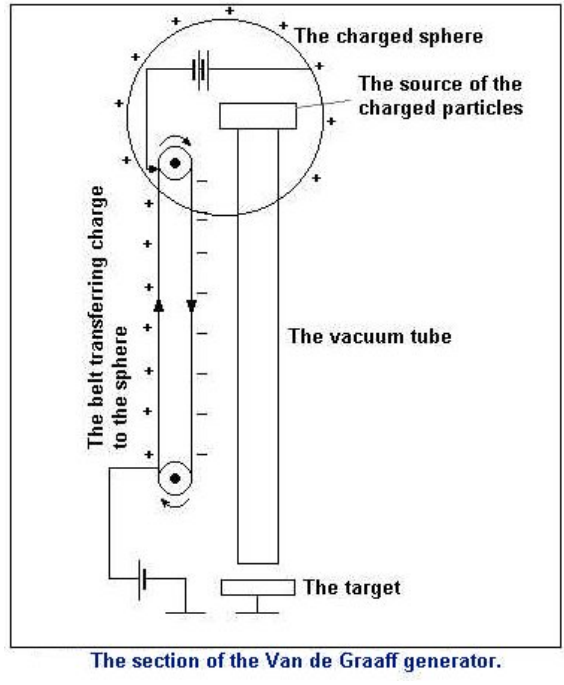


Figura 1.3: Esquema simplificado de un acelerador Van de Graaf

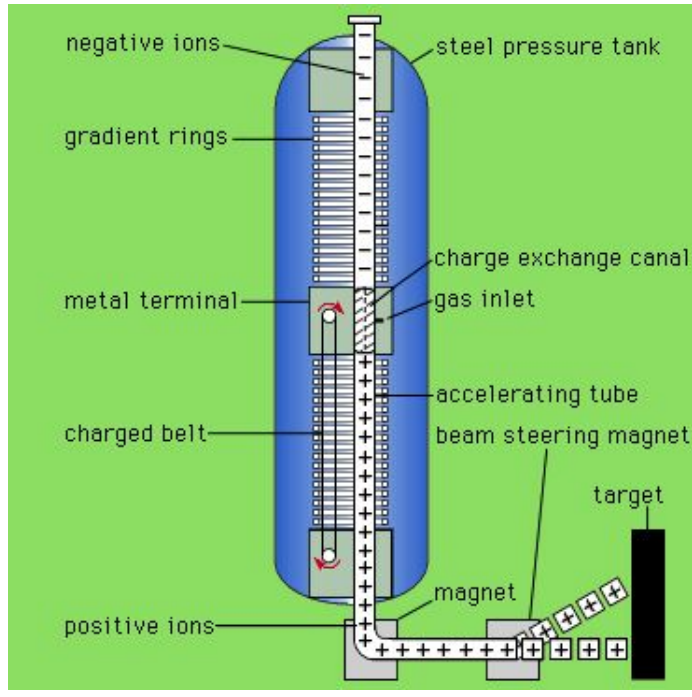


Figura 1.4: Esquema de un acelerador van de Graaf en configuración vertical.

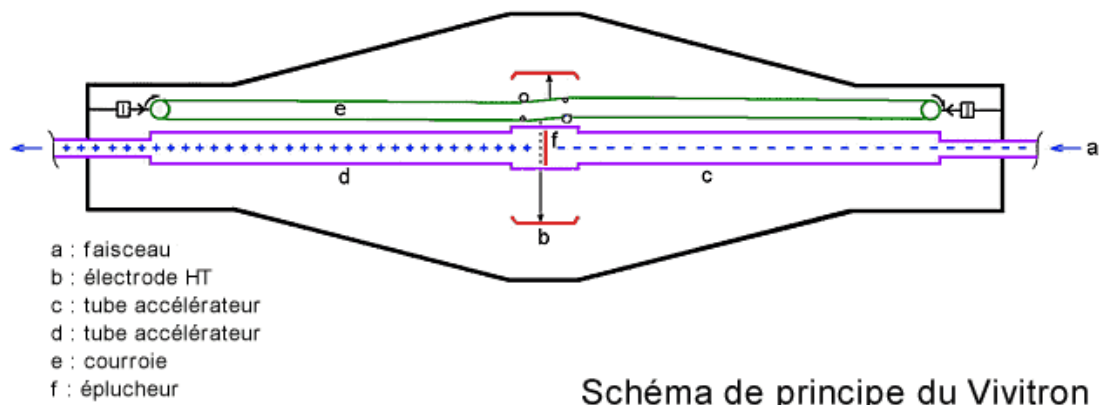


Figura 1.5: Esquema de un acelerador Tándem van de Graaf en configuración horizontal

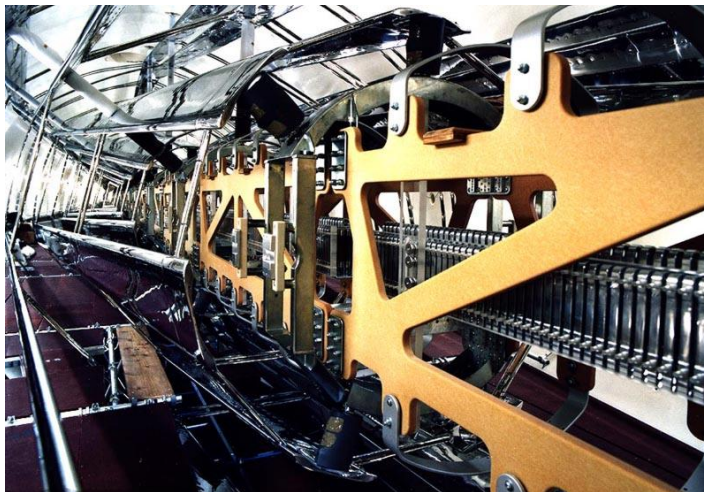


Figura 1.6: Tubo acelerador



Figura 1.7: Correa del acelerador Vivitron

de la que sólo se selecciona una carga para producir el haz. Cuando mayor es la carga, mayor es la energía de aceleración, pero como la distribución de carga tiene un valor máximo para una carga intermedia y a partir de aquí disminuye rápidamente con la carga, a las energías más altas las intensidades obtenidas son reducidas. En Europa han existido muchas, instalaciones de este estilo. Entre ellas, cabe mencionar el acelerador tándem Vivitron del IRES de Estrasburgo, recientemente cerrado. Actualmente sólo queda en activo el acelerador tandem del LNL de Legnaro (www.lnl.infn.es).

Los temas de investigación en este tipo de instalaciones son variados, pero su finalidad más importante es el estudio de la estructura nuclear y reacciones nucleares, aunque una parte cada vez más importante de su tiempo está dedicada a las aplicaciones industriales y a otras disciplinas como la datación histórica, arqueológica y paleontológica, la química fina, el arte y estudio de defectos e impurezas en materiales. De hecho, actualmente existen instalaciones con aceleradores van de Graaf enteramente dedicadas a aplicaciones.

1.3. Instalaciones a energía intermedias

Se denominan energías intermedias a las energías de aceleración para las que la energía por nucleón es superior a la energía de Fermi, que es cuando los aspectos de partícula independiente del núcleo empiezan a ser irrelevantes. A partir de esta energía también comienzan a producirse piones en colisiones de iones pesados. La producción de piones también se considera como una característica que define el comienzo del dominio de energías intermedias.

El tipo de instalación más adecuado en este dominio de energías es el ciclotrón.



Figura 1.8: Foto del tándem Van de Graaf del BNL

El ciclotrón es el tipo de acelerador más antiguo. Fue diseñado por Lawrence en 1929. El diseño inicial de Lawrence consistía en dos sectores en forma de D, como se muestra en la figura 1.9, con un campo magnético transversal y un campo eléctrico oscilante entre las dos D, cuya frecuencia es tal que el campo siempre tiene el sentido que acelera las partículas cuando pasan de una D a la otra. La ecuación del movimiento de una partícula en el interior de las D se obtiene igualando las fuerza magnética y centrípeta,

$$qvB = \frac{mv^2}{r}$$

lo que nos da $mv = qBr$. Si fijamos B y permitimos sólo valores de r en un intervalo estrecho de anchura δr , para una carga determinada q sólo podrán pasar partículas de momento bien definido $p = mv \pm m\delta v$. Este es el fundamento de los selectores de velocidades y analizadores magnéticos que veremos más adelante. Volviendo al ciclotrón, cada vez que las partículas pasan entre las D su velocidad aumenta en $\frac{1}{2}m\Delta v^2 = 2qE\Delta x$ donde Δx es el espacio entre las D. El radio de curvatura r aumenta en cada revolución, hasta que se alcanza el radio máximo R_{max} , momento en que las partículas son extraídas del acelerador y entran en el sistema de transporte del haz que las distribuye a las salas experimentales. La energía máxima de aceleración, correspondiente a la velocidad máxima

$$v_{max} = \frac{qBR_{max}}{m}$$

viene dada por

$$T_{max} = \frac{q^2 B^2 R_{max}^2}{2m} = \frac{e^2 B^2 R_{max}^2}{2m_N} \frac{Z^2}{A} = K \frac{Z^2}{A}$$

donde hemos puesto $q = eZ$ y $m = Am_N$ donde Z y A son, respectivamente, el número atómico y peso atómico de la partícula acelerada, y e y m_N son la carga elemental y la masa del nucleón. La constante K se denomina *constante del ciclotrón* y vale

$$K = \frac{(1,602 \cdot 10^{-19})^2 (BR_{max})^2}{2 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27} \cdot 1,602 \cdot 10^{-13}} \sim 50 (BR_{max} \text{ T} \cdot \text{m})^2 \text{ MeV}$$

Un valor típico es $K = 400$ MeV. Para núcleos simétricos $A = 2Z$, tenemos

$$\frac{T_{max}}{A} = \frac{K}{4}$$

que da un valor típico de $T_{max}/A = 100$ MeV para la energía de aceleración ($K = 400$ MeV). Sucede que Z/A disminuye cuando avanzamos en el valle de estabilidad hacia núcleos más pesados, y Q/Z también disminuye con A debido a que cuando más pesado es el núcleo más difícil es arrancar sus electrones atómicos. Esto hace

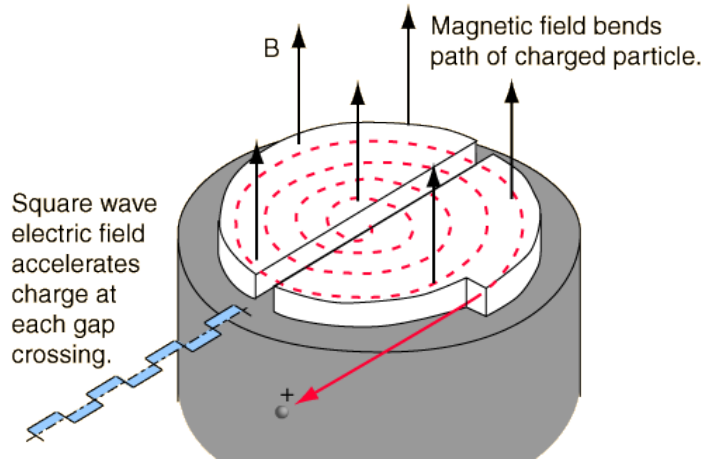


Figura 1.9: Esquema de un ciclotrón

que la energía máxima de aceleración de un ciclotrón sea considerablemente más baja que 100A MeV para núcleos pesados. Por ejemplo, en GANIL se pueden acelerar iones de ^{36}Ar hasta 95 AMeV, mientras que los iones de Pb sólo se pueden acelerar hasta 30 AMeV.

El período del campo eléctrico acelerador viene dado por

$$\tau = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi m}{qB}$$

correspondiente a una frecuencia

$$f_0 = \frac{qB}{2\pi m}$$

conocida con el nombre de frecuencia ciclotrón y que aparece en distintos dominios de la Física. Vemos que es proporcional al campo magnético. Para un campo magnético de 1 T y para núcleos simétricos completamente ionizados vale

$$f_0 = \frac{e}{4\pi m_N} = \frac{1,602 \cdot 10^{-19}}{4\pi \cdot 1,660 \cdot 10^{-27}} = 7,66 \text{ MHz}$$

El diseño original de Lawrence no es útil para partículas de energía superior a 10 MeV por nucleón, debido al hecho de que la frecuencia depende de la masa, y ésta, de acuerdo con la teoría de la relatividad, varía con la velocidad, por lo que tendremos la siguiente dependencia de la frecuencia con la velocidad con la que las partículas cruzan la D :

$$f = f_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

Hay dos formas de solucionar este problema. La primera es utilizando una frecuencia del campo eléctrico dependiente del tiempo, dada por la fórmula anterior (la dependencia del tiempo es a través de la velocidad), que es el concepto de *sincrociclotrón*. En el pasado se han construido un cierto número de sincrociclotrones, aunque actualmente por razones técnicas, ya no se construyen.

La segunda posibilidad consiste en utilizar un campo magnético variable con el radio $B(r)$, de forma que su variación radial compense el aumento de la masa con la velocidad de forma que la frecuencia sea constante. A energías moderadamente relativistas, de 200 MeV por nucleón, que son las más altas que se alcanzan en los ciclotrones, la dependencia del campo magnético con el radio de curvatura, necesaria para compensar la variación relativista de la masa, la podemos escribir como:

$$B(r) = \frac{B_0}{\sqrt{1 - \frac{v(r)^2}{c^2}}} \simeq B_0 \left(1 + \frac{T(r)}{m_0 c^2} \right)$$

donde $T(r) = m_0 v(r)^2/2$, es la energía cinética de la partícula en el radio r . De esta manera, se consigue una frecuencia del campo eléctrico constante. Sin embargo, cuando ésto se realiza en un ciclotrón con el diseño original de Lawrence, la introducción de un campo magnético no uniforme conduce a una inestabilidad del haz, en el sentido que el haz se dispersa de forma que es imposible enfocararlo. El problema se soluciona introduciendo un nuevo concepto, el de ciclotrón de sectores separados, en el que se alternan zonas de alto y bajo campo magnético. Estos ciclotrones se conocen como *AVF* (Azimutally Varying Field) y es el concepto utilizado usualmente en los ciclotrones actuales. Este concepto, aparte de permitir un haz estable, supone un ahorro económico, pues sólo una parte del círculo del ciclotrón está ocupado por el imán. El campo magnético necesario en los sectores del ciclotrón es mayor que el que correspondiente a un imán circular uniforme con el mismo radio, pues para mantener la partícula en el imán con una menor zona con campo magnético, hace falta que en esta zona el radio de curvatura sea mayor que el correspondiente a un campo magnético continuo. Hoy día se utilizan usualmente imanes superconductores.

Los haces de los ciclotrones son haces pulsados, es decir las partículas están agrupadas en paquetes. La frecuencias ciclotrón de las instalaciones existentes varía entre 10 MHz (GANIL, Caen, Francia) y 35 MHz (KVI, Goningen, Holanda), lo que significa que la distancia entre los paquetes de partículas del haz varía entre 100 ns y 26 ns, con una anchura típica del impulso de unos 3 ns y un tiempo de subida del impulso del paquete de 500 ps. Esto significa que la intensidad real del haz en el blanco es mucho más elevada que la intensidad nominal promediada. En el caso de que tengamos un paquete de anchura 3 ns cada 30 ns, el tiempo durante el que realmente hay haz, conocido como factor de servicio (*duty factor*) es del 10%. En ciclotrones con frecuencias más bajas la situación es aún más desfavorable. Sin embargo no todo son desventajas, pues la excelente resolución

temporal de la señal de radiofrecuencia del voltaje acelerador permite utilizarlo como referencia para medir tiempos de vuelo, que permiten discriminar fotones y electrones de partículas más pesadas. Además, la introducción de la señal de radiofrecuencia en el trigger del experimento permite seleccionar las reacciones que han tenido lugar sólo durante el impulso del haz, lo cual es de gran ayuda para rechazar el fondo debido tanto a la radiactividad inducida por el haz existente en la sala experimental como a los rayos cósmicos. El rechazo eficiente del fondo es de suma importancia en experimentos dedicados a medir sucesos raros.

El requerimiento de que una partícula no produzca dos reacciones en el blanco se traduce en un ciclotrón en que no se debe de producir dos reacciones en el blanco por dos partículas de un mismo paquete. En cada paquete suele haber varios miles de partículas. Por ejemplo, si tenemos un haz de ^{12}C de 100 nA completamente ionizado ($Z=6$), la intensidad de partículas es

$$I = \frac{100 \cdot 10^{-9}}{6 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19}} \sim 10^{11} \text{ p/s}$$

Para una frecuencia de trabajo de $f_0 = 10$ MHz, tenemos $n = \frac{I}{f_0} 10^4$ partículas por paquete. Si la probabilidad de interacción de una partícula con el blanco es P_I y tenemos n partículas por paquete, la probabilidad de k interacciones P_k viene dada por la ley binomial

$$P_k = \binom{n}{k} P_I^k (1 - P_I)^{n-k}$$

La probabilidad de que haya una sólo interacción en el blanco es P_1 , mientras que la probabilidad de que haya más de una interacción es $P_{k>1} = 1 - P_1 - P_0$.

Aunque el aumento de la frecuencia permitiría un menor radio del ciclotrón para una energía de aceleración determinada y produciría haces con un *duty factor* mayor, los máximos campos magnéticos alcanzables en el laboratorio, del orden de 2 T, no lo permiten, y aunque fuera posible aumentar el campo magnético, las capacitancias existentes en el acelerador y otros factores estructurales lo impedirían.

En la figura 1.10 se muestra un esquema del ciclotrón AGOR del KVI y en la figura 1.11 se muestra una foto de la cámara del ciclotrón. En la figura 1.12 se muestra una vista exterior del ciclotrón AGOR.

Los ciclotrones se pueden disponer en cascada de forma que el haz que sale de uno se inyecta en otro. Esta es la técnica utilizada en el Grand Accélérateur d'Ions Lourds (GANIL) situado en Caen(Francia). Un esquema de esta instalación se muestra en la figura 1.13.

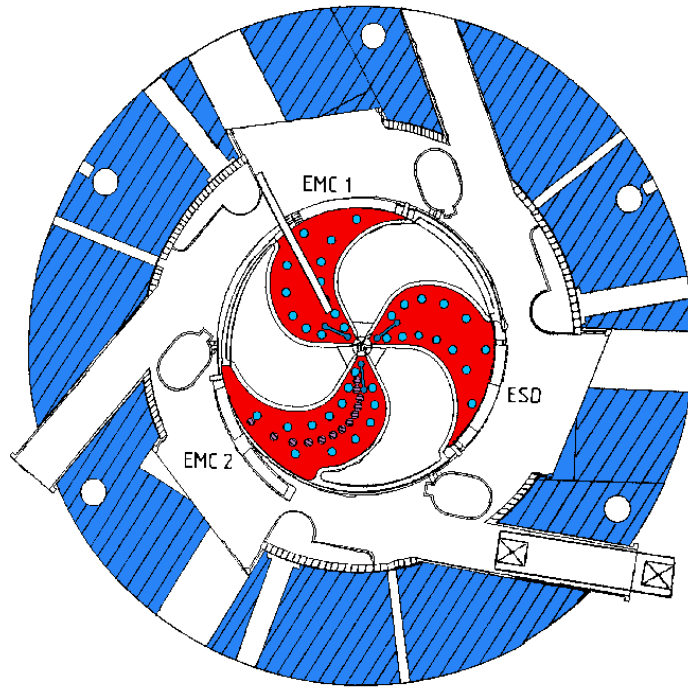
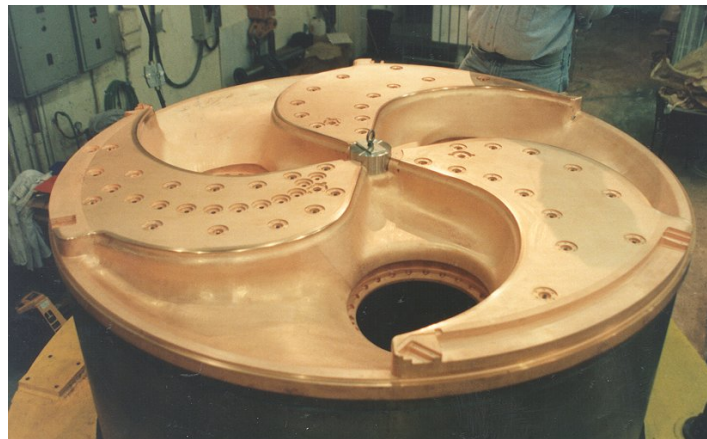


Figura 1.10: Esquema del ciclotrón AGOR

Figura 1.11: Cámara del ciclotrón AGOR



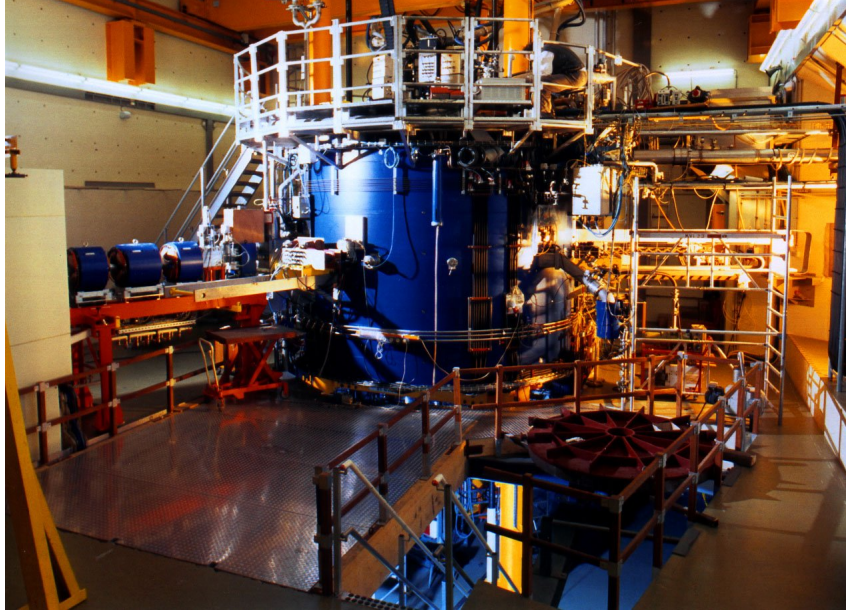


Figura 1.12: Vista exterior del ciclotrón AGOR

1.3.1. Temas de investigación en ciclotrones a energías intermedias

Los temas de investigación más usuales en los ciclotrones son el estudio de las resonancias gigantes, los núcleos exóticos, la ecuación de estado de la materia nuclear, los núcleos calientes, la multifragmentación, la producción de fotones duros y piones, y las reacciones profundamente inelásticas. Muchos de estos experimentos tienen interés directo en Astrofísica. Las dos instalaciones más importantes en Europa son GANIL (<http://ganinfo.in2p3.fr>) y el KVI de Groningen (<http://www.kvi.nl>).

1.3.1.1. Espectrómetros magnéticos

Los ciclotrones no tienen una buena resolución de energía. Sin embargo, en el estudio de ciertos estados nucleares a alta energía de excitación, del orden de la veintena de MeV, conocidos como resonancias gigantes, es necesario medir la energía de fragmentos nucleares con una resolución de energía del orden del MeV. Los espectrómetros magnéticos son aparatos construidos con esta finalidad. Esencialmente consisten de una línea de haz en la que en la entrada se coloca un imán analizador, que es esencialmente un dipolo con una aceptación relativa en momento del orden de $\Delta p/p = 10^{-4}$, y cuadrupolos para enfocar el haz. Este haz se envía a la cámara de reacción en la que se miden los sucesos deseados. Los productos de reacción van a parar al espectrómetro magnético propiamente

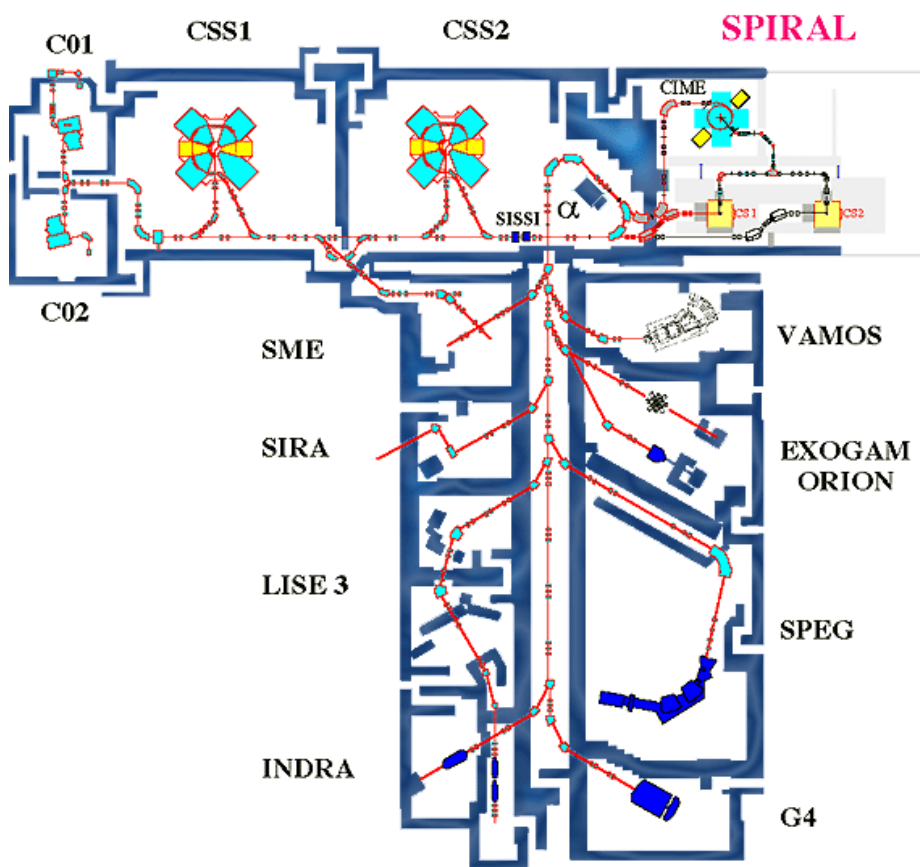


Figura 1.13: Esquema del complejo de aceleradores de GANIL

dicho, que consta de dipolos y cuadrupolos que separan espacialmente las partículas de acuerdo con su momento, y de una serie de detectores colocados a una distancia del orden de una o dos decenas de metros del blanco de la reacción. Estos detectores se colocan en un plano donde el haz está enfocado, conocido como el plano focal. Normalmente consta de detectores que miden el tiempo de vuelo (con un detector de plástico centelleador o de placas paralelas, con los que se obtienen resoluciones temporales de unos 200 ps), dos etapas de detectores de silicio para medir una pérdida de energía diferencial ΔE y la energía total E y un detector que mide la posición en el plano focal, con lo que se determina la cantidad de movimiento p del fragmento (frecuentemente cámaras de hilos que dan la trayectoria y el propio detector de silicio que proporciona una posición espacial). Con estas informaciones se pueden obtener la longitud de la trayectoria L , la masa M , la carga Q y la energía cinética de los fragmentos. Tenemos que la velocidad se puede extraer del tiempo de vuelo si conocemos la longitud de la trayectoria de las partículas L ,

$$v = \frac{L}{t_1 - t_0}$$

donde t_1 es el tiempo proporcionado por el plástico centelleador y t_0 es un tiempo de referencia proporcionado por el trigger del experimento, frecuentemente la señal de radiofrecuencia. La masa de las partículas se identifica a partir de su energía cinética

$$M = \frac{2(E + \Delta E)}{v^2}$$

mientras que ΔE es proporcional al cuadrado de la carga,

$$\Delta E \propto Q^2$$

En general, se miden informaciones redundantes que sirven para mejorar la identificación de las partículas. Por ejemplo, podemos determinar la masa de las siguientes dos formas

$$M = \frac{p^2}{2E}$$

o

$$M = \frac{p}{v}$$

donde el momento p viene dado por la posición de las partículas en el plano focal, mientras que la energía se obtiene de los detectores de energía en el plano focal y la velocidad de los detectores de tiempo de vuelo. Con estas informaciones se logra una resolución de carga y masa de la unidad de masa atómica y una resolución de energía del orden de 1 MeV. En la figura ?? se muestra el espectrómetro magnético SPEG de GANIL. El imán DA es el imán analizador y los imanes D1 y D2 constituyen el espectrómetro magnético propiamente dicho.

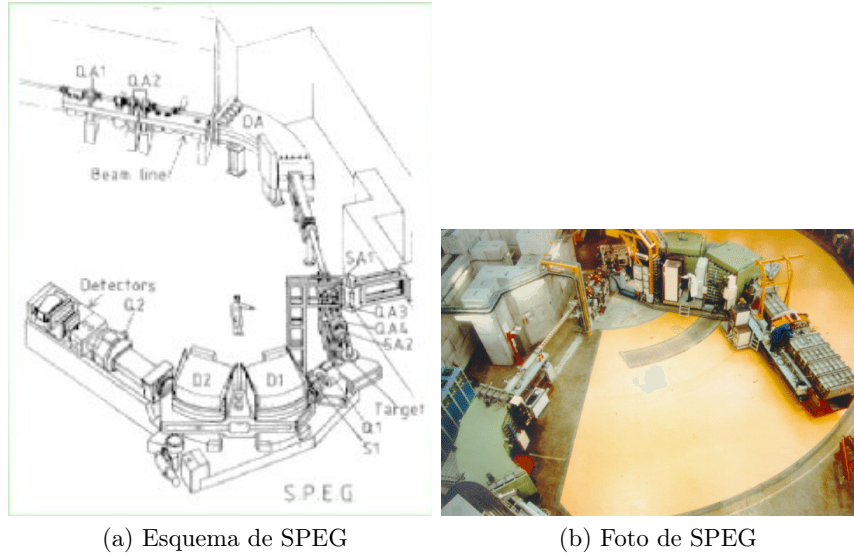


Figura 1.14: Espectrómetro magnético SPEG de GANIL. Esquema a la izquierda y fotografía a la derecha.

1.3.1.2. Resonancias gigantes

Las resonancias gigantes son estados nucleares producidos por oscilaciones de la materia nuclear. Su energía de excitación varía entre 10 y 20 MeV, dependiendo del tipo de resonancia y del núcleo. La resonancia gigante está compuesta de hecho por la superposición de varias resonancias gigantes, caracterizadas por números cuánticos de momento angular (Se han medido $J = 0, 1, 2$ y 3), spin ($S=0$ y 1), isospín ($T=0$ o isoescales y $T=1$ o isovectoriales) y caracter eléctrico (paridad natural cuando $P = (-1)^J$) o magnético (paridad no natural cuando $P = (-1)^{J+1}$). No todos los modos posibles se han observado y algunos modos sólo se han podido observar en unos pocos núcleos. La resonancia monopolar gigante (GMR), conocida también como modo respiratorio, es originada por una compresión y expansión del núcleo (variación de volumen). La energía de la resonancia está directamente ligada a la compresibilidad de la materia nuclear. Esta resonancia tiene especial interés astrofísico, ya que se supone que la frecuencia de oscilación de los objetos estelares denominados púlsares es debida a la compresión y expansión de estrellas de neutrones, y por lo tanto está relacionada con la energía del centroide de la GMR.

Las resonancias dipolares gigantes ($J = 1$) son producidas por la oscilación de una parte de la materia nuclear contra el resto. Las resonancias dipolares isoescales ($T = 0$) están producidas por oscilaciones de densidad de materia nuclear, análogas a las ondas sonoras en aire. Las resonancias isovectoriales ($T = 1$) están producidas por las oscilaciones de protones contra neutrones. Las resonancias cuadrupolares de $J = 2$ están producidas por las oscilaciones de protones espín

arriba y abajo y neutrones espín arriba y abajo, unos contra otros. Dependiendo de como se acoplen los espines y los isospines, las resonancias cuadrupolares gigantes pueden ser isoescalares o isovectoriales y eléctricas ($S = 0$) o magnéticas ($S = 1$). Se han identificado hasta resonancias octupolares gigantes. Los diferentes tipos de resonancias gigantes se han estudiado sistemáticamente en el sistema periódico, en gran medida mediante haces de protones, iones ligeros e iones pesados generados por ciclotrones, y analizando los productos de la reacción mediante espectrómetros magnéticos. Los haces de electrones y de fotones también se han empleado ampliamente, dependiendo del tipo de resonancia estudiado.

1.3.1.3. La ecuación de estado de la materia nuclear

En el caso de la materia ordinaria, caracterizamos sus propiedades mediante su ecuación de estado. En el caso de los gases ideales, por ejemplo, la escribimos como $PV = nRT$. Para los gases reales, encontramos que la ecuación de van der Waals

$$\left(P + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = nRT$$

describe mejor sus propiedades. La materia nuclear es muy distinta de la materia ordinaria, pues su densidad es 10^{17} veces superior a la densidad de la materia ordinaria, como consecuencia del hecho de que la masa del átomo está concentrada en el núcleo, cuyo radio es unas 10^5 veces más pequeño que el radio atómico. El valor de la densidad nuclear es $\rho_0 = 0.17$ nucleones $\cdot \text{fm}^{-3}$. La energía de enlace por nucleón, dada por el parámetro a_v de la fórmula semiempírica de masas, es de unos 16 MeV (recordemos que se denomina materia nuclear un ente abstracto con $A \rightarrow \infty$ y $N = Z$). Estas propiedades son válidas para $T = 0$ K. La energía de enlace la podemos escribir como la energía interna en función de la densidad, $U(\rho_0, T = 0) = a_v$, que es otra forma posible de escribir la ecuación de estado, utilizando U como variable extensiva. Nos podemos preguntar que ocurre cuando la densidad se aparta de ρ_0 . La teoría predice una forma parabólica, con un mínimo en ρ_0 , que es el punto de equilibrio. Por ejemplo, los conocidos potenciales de Skyrme producen una ecuación de estado a temperatura cero de la forma

$$E(\rho, 0) = t_1\rho^2 + t_3$$

donde t_1 y t_3 son parámetros de estos potenciales. Una cuestión importante es saber si la parábola tiene una curvatura grande o pequeña en ρ_0 , lo que corresponde a una ecuación de estado dura o blanda. Esta curvatura se caracteriza por el módulo de compresibilidad nuclear K , definido por

$$K = 9\rho^2 \frac{d^2 E(\rho)}{d\rho^2}$$

Este módulo está relacionado con el coeficiente de compresibilidad

$$k = V \frac{dV}{dP}$$

definido en los textos de elasticidad mediante la relación

$$K = \frac{9k}{\rho}$$

Los valores de K medidos de resonancias gigantes isoescales (conocidas como modo respiratorio) dan $K = 300$ MeV, bastante en concordancia con los datos obtenidos de púlsares (que suponemos que son estrellas de neutrones) y en discordancia con la mayoría de cálculos teóricos que dan valores de K del orden de 200 MeV.

La ecuación de estado de la materia nuclear para temperaturas no nulas es aún más desconocida. Para determinarla, debemos saber, en primer lugar, como calentar la materia nuclear, lo que da origen al tema de investigación de los núcleos calientes.

1.3.1.4. Núcleos calientes

La única forma de calentar un núcleo es mediante colisiones nucleares. Los dos métodos más empleados son la fusión y las colisiones profundamente inelásticas de iones pesados, que estudiaremos en el tema 2. Parte de la energía relativa se convierte en energía interna. Al igual que el agua a una temperatura dada T evapora moléculas con un espectro de Maxwell-Boltzmann característico de esta temperatura, los núcleos evaporan nucleones del núcleo. En la Fig. 1.15 se muestra una comparación de los potenciales nucleares y moleculares, así como la evidencia disponible, obtenida de los datos experimentales de varias colaboraciones internacionales, de la existencia de una transición de fase de líquido a vapor de Fermi en materia nuclear. En esta figura se muestra la temperatura medida para diversos sistemas en función de la energía de excitación del sistema, obteniendo una zona de temperatura prácticamente constante en un intervalo de energía interna de casi 10 MeV por nucleón.

1.3.1.5. Multifragmentación

Cuando la energía absorbida por el núcleo aumenta su temperatura por encima de la temperatura máxima que puede soportar, el núcleo explota en pedazos, lo que se denomina multifragmentación. Este fenómeno es análogo al que sufren muchos materiales, como por ejemplo el vidrio de un parabrisas. No hay nada en el material que predisponga a que un determinado fragmento se produzca. El romperse en muchos fragmentos es simplemente la respuesta del material a la comunicación de una cantidad de energía cinética por encima de un valor crítico.

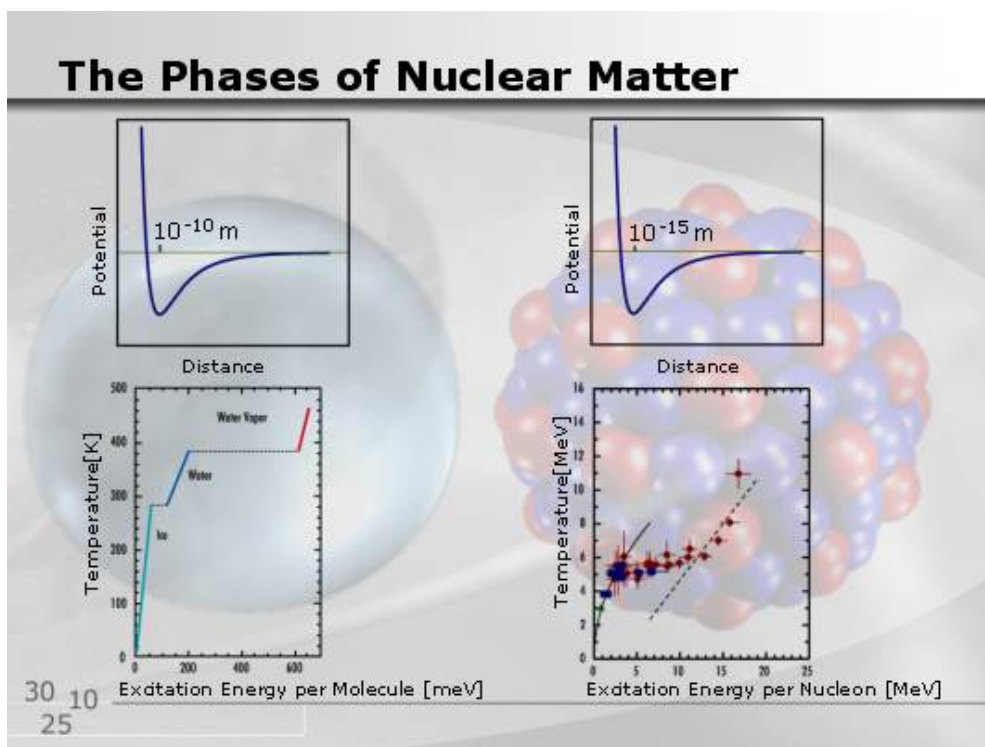


Figura 1.15: Potenciales nucleares y moleculares (parte superior) y datos experimentales que indican una transición de fase de líquido a gas de Fermi en materia nuclear y su comparación con el comportamiento equivalente en líquidos ordinarios.

La respuesta del material se puede caracterizar por las distribuciones de tamaño de los fragmentos. Análogamente sucede con los núcleos. En las colisiones violentas no se observa únicamente nucleones, como cabría esperar en una evaporación total, sino una distribución de fragmentos, desde nucleones a fragmentos pesados. La extrapolación de estas distribuciones a materia nuclear infinita permitiría, en principio, obtener los parámetros característicos de esta transición crítica o transición de fase. Diversos grupos abordan actualmente este problema tanto teórica como experimentalmente.

1.3.1.6. Núcleos exóticos

Los núcleos exóticos son aquellos muy alejados del valle de estabilidad. Se supone que existen alrededor de 6000 núcleos distintos, de los que sólo existen en la naturaleza o se han sintetizado en el laboratorio unos 2500. Los núcleos exóticos se pueden clasificar por sus propiedades en núcleos halo, núcleos ricos en protones y neutrones y núcleos superpesados.

Los núcleos halo son núcleos ligeros ricos en neutrones, que tienen como particularidad el que la distribución espacial de neutrones es mucho más extensa que la de protones o viceversa. El núcleo de este tipo más estudiado es el ^{11}Li . Este núcleo tiene además la particularidad, compartida por otros núcleos halo, de que se puede considerar ligado por efectos a tres cuerpos pues sus componentes, el núcleo de ^9Li y dos n , no están ligados cuando se consideran a pares. Otros núcleos halo son ^{19}C , ^{14}B y el ^{14}Be .

Los núcleos ricos en protones y neutrones tienen un particular interés en Astrofísica, pues juegan un papel importante en la nucleosíntesis estelar. Es de particular importancia el conocer exactamente las *drip-lines*, formadas por el conjunto de núcleos con mayor y menor número de neutrones para cada valor del número de protones Z . Por encima o debajo de las *drip-lines* hay emisión espontánea de protones o neutrones. En la figura 1.16 se muestran las *drip-lines* predichas por el modelo de Nix y Moller.

Los núcleos de ^{45}Fe y ^{49}Ni son los núcleos más ricos en protones producidos hasta ahora. También se han sintetizado una serie de núcleos doblemente mágicos inestables: ^{100}Sn ($Z=50$, $N=50$) y ^{132}Sn ($Z=50$, $N=82$) y se están buscando otros como el ^{78}Ni ($Z=28$, $N=50$). ^{100}Sn es el núcleo autoconjugado ($Z=N$) doblemente mágico más pesado conseguido. El estudio de estos núcleos supone un test de gran importancia a los modelos construídos para explicar los datos en la zona alrededor del valle de estabilidad.

1.3.1.7. Núcleos superpesados

A finales de los años 50 se predijo la llamada isla de estabilidad, que consistiría en núcleos estables en la zona de $Z = 114$ y $N = 126$. Dicha predicción fue realizada utilizando los conocimientos existentes del modelo de capas. En los últimos

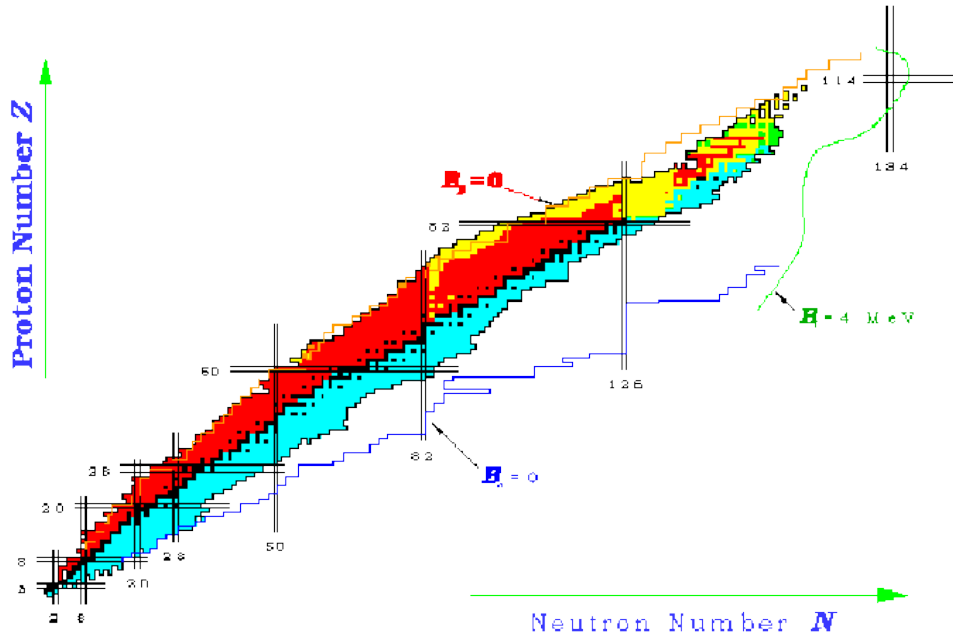
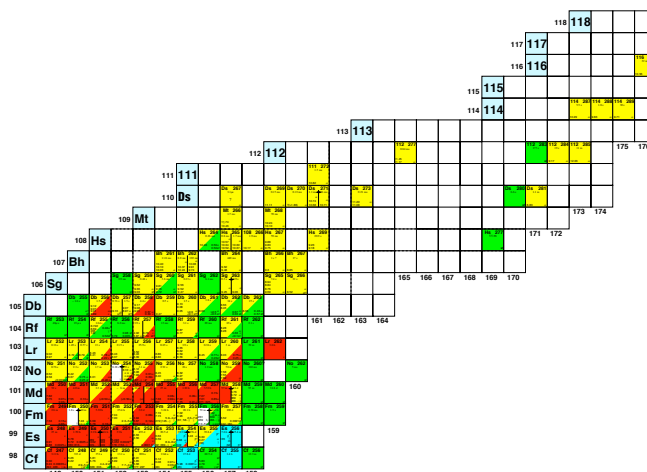


Figura 1.16: Drip lines para protones (superior) y neutrones (inferior).

años el sistema periódico ha sido extendido hasta $Z=118$, aunque los resultados son aún discutibles. Los datos existentes consisten en unos pocos sucesos observados en Dubna pero que no han podido ser reproducidos en experimentos similares realizados en el GSI de Darmstadt. Los primeros elementos más pesados que los núcleos de las series radiactivas del Th y U observados en la naturaleza se obtuvieron mediante captura de neutrones seguida por desintegración β en reactores nucleares. Posteriormente se sintetizaron nuevos elementos mediante reacciones de captura de partículas ligeras. Mediante esta técnica se sintetizó hasta el Md ($Z = 102$). Los núcleos más pesados se han obtenido mediante fusión de iones pesados a muy bajas energías, esencialmente de un proyectil en la zona del hierro, rico en neutrones, con un blanco de plomo, bismuto o transuránido (Pu, Bk, Cf, ...). De esta forma se han observado, en experimentos confirmados, hasta $Z=112$. En la tabla 1.17 se presenta el estado actual de la síntesis de elementos pesados. Los sucesos de los elementos 114, 115, 116 y 118 medidos en Dubna (Rusia) no han sido confirmados por otros experimentos.

La investigación experimental de núcleos superpesados se ha realizado con la ayuda de separadores de fragmentos, como el mostrado en la figura 1.18, que utilizan una serie de deflectores eléctricos y magnéticos para separar los núcleos formados de las partículas del haz incidente e identificar su masa y carga, y están dotados de una serie de detectores en la etapa final (plano focal) para identificar la desintegración radiactiva mediante emisión de partículas α de los isótopos

Figura 1.17: Tabla periódica en la zona de elementos pesados



formados y medir la desintegración electromagnética del estado excitado en el que queda el núcleo hijo residual.

1.4. Aplicaciones médicas

Los ciclotrones son esenciales en un cierto número de aplicaciones médicas. Por un lado, la terapia de hadrones ha demostrado su efectividad en el tratamiento de ciertos tipos de cáncer (ojo y cerebro). La terapia mediante núcleos de carbono necesita sincrotrones, que veremos en la próxima sección, pero en un cierto número de casos la terapia mediante protones de hasta 200 MeV es adecuada. En estos casos un ciclotrón es el acelerador más adecuado. Por otro lado, el desarrollo de nuevos tipos de imagen como la tomografía PET (Positron Electron Tomography), caracterizadas por necesitar el suministro de una dosis radiactiva muy baja a los pacientes, necesita isótopos de tiempos de vida muy corta, del orden de 10 minutos, que precisan ser producidos in situ. La síntesis de estos isótopos se realiza también mediante ciclotrones.

1.5. Aceleradores a energías relativistas. Sincrotrones

El concepto de ciclotrón resulta prohibitivamente caro cuando se extiende a energías relativistas. Ello es debido a que como la energía es proporcional al radio R y el coste a R^2 , el coste de un aumento adicional de energía es proporcional

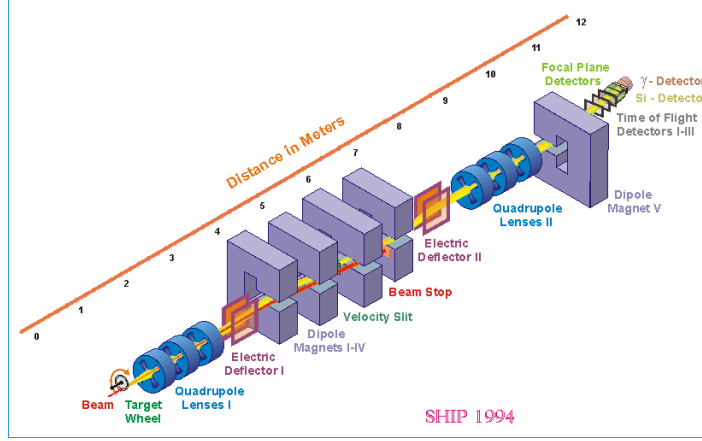


Figura 1.18: Separador SHIP de núcleos pesados mediante filtro de velocidades del GSI de Darmstadt

a la energía. El aumento del coste con la energía es debido esencialmente al diseño bidimensional del ciclotrón con un aumento del radio de las órbitas con la energía. Esto se puede evitar manteniendo fijo el radio de la órbita de las partículas aceleradas, con lo cual se puede conseguir un acelerador limitado a una circunferencia en vez de a un círculo. Como $p = qB\rho$, para variar p manteniendo $\rho = R$, es necesario un campo magnético B variable, $B = p/qR$. El concepto de sincrotrón es justo este, el de un acelerador de radio fijo con un campo magnético variable. La energía para un momento p dado viene dada por

$$E = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4} = \sqrt{q^2R^2B^2c^2 + m_0^2c^4}$$

La frecuencia vendrá dada por

$$f = \frac{v}{2\pi R} = \frac{p/m}{2\pi R} = \frac{qBR}{2\pi mR} = \frac{qB}{2\pi m}$$

Teniendo en cuenta la expresión relativista de la masa

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

con $p = qBR$, obtenemos para la frecuencia

$$f = \frac{qBc^2}{2\pi\sqrt{q^2R^2B^2c^2 + m_0^2c^4}} = \frac{Bc}{2\pi R\sqrt{B^2 + m_0^2c^2/q^2R^2}}$$

Definiendo la frecuencia de una partícula que gira a la velocidad de la luz como $f_c = c/2\pi R$ obtenemos

$$f/f_c = \frac{B}{\sqrt{B^2 + m_0^2c^2/q^2R^2}} = \frac{B}{\sqrt{B^2 + B_R^2}}$$

con $B_R = m_0c/qR$.

El campo magnético varía linealmente desde un valor mínimo que garantiza la entrada de las partículas del inyector, y que es mayor que los campos magnéticos residuales que puedan existir, y un valor máximo, que es igual al necesario para que las partículas tengan la energía prevista en la extracción. Los campos magnéticos tienen un valor máximo de unos 2 T. En los modernos sincrotrones no existen imanes a lo largo de toda la circunferencia sino que sólo una fracción de la misma está sometida campo magnético. El resto de la circunferencia contiene elementos de enfoque del haz como cuadrupolos, sextupolos y octupolos. En estos casos, hay que distinguir entre el radio de la circunferencia efectiva R_0 , definido por $L_s = 2\pi R_0$ y el radio de deflexión en los imanes R_m , que liga el momento p y el campo magnético B , $p = qBR_m$. R_0 y R_m pueden ser muy distintos. Por ejemplo, en el caso del sincrotrón SIS del GSI de Darmstadt la circunferencia de la órbita estable vale 216 m, lo que da $R_0 = 216/2\pi = 33$ m, mientras que el radio de deflexión en los imanes es 10.334 m, que es el que da el momento máximo de las partículas. En este caso las fórmulas anteriores quedan ligeramente modificadas en la forma,

$$f = \frac{v}{2\pi R_0} = \frac{p/m}{2\pi R_0} = \frac{qBR_m}{2\pi m R_0}$$

$$f/f_c = \frac{B}{\sqrt{B^2 + m^2c^2/q^2R_m^2}} = \frac{B}{\sqrt{B^2 + B_{R_m}^2}} \quad (1.3)$$

En la figura 1.19 se presenta un esquema del diseño del acelerador SIS con los principales parámetros. La frecuencia mínima es 0.8 MHz y la máxima 5.6 MHz. Esto corresponde a unos momentos de inyección y máximos de $p_i = qB_iR_m$ y $p_{max} = qB_{max}R_m$.

El campo magnético aumenta linealmente hasta que se alcanza la frecuencia de extracción, y aquí se mantiene en un valor constante hasta que se extrae todo el haz. El esquema de la excitación magnética en función del tiempo es el mostrado en la figura 1.20. La frecuencia del campo eléctrico varía según la ecuación 1.3, como se muestra en la figura 1.21. El período de aceleración y extracción en un sincrotrón se denomina spill. Aproximadamente, la mitad de la duración del spill corresponde a la extracción, mientras que la otra mitad se dedica a aceleración de los paquetes y puesta a cero de los campos magnéticos. Un spill suele durar entre 4 y 12 s, y es un parámetro que puede variar el experimentador. En un spill de 8 s, de los que 4 s se dedican a extracción, 3 s a aceleración y 1 s a puesta a cero de los imanes. El duty factor de un sincrotrón es por lo tanto de aproximadamente el 50%, aunque el haz puede presentar una microestructura, caracterizada por una distribución irregular de la intensidad de extracción. En un sincrotrón se aceleran uno o más paquetes de un gran número de partículas, 10^{13} en el caso de protones y del orden de 10^{11} en el caso de iones pesados. Estos paquetes se extraen con una eficiencia del 70-80%. El límite de la intensidad proporcionada

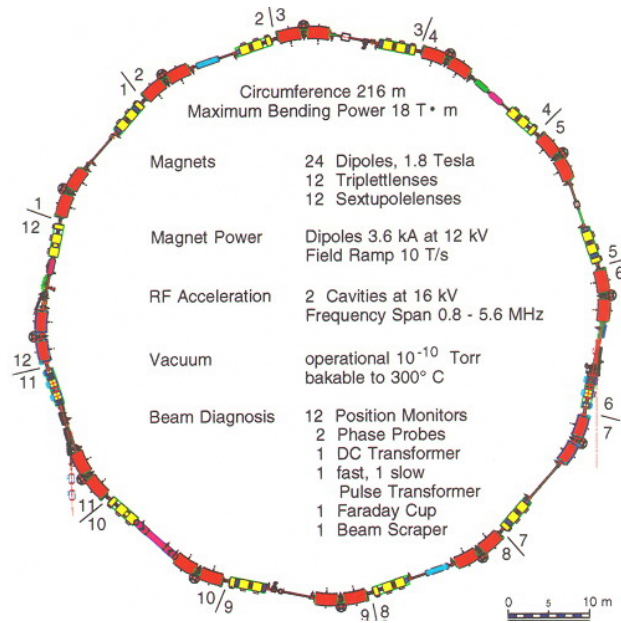


Figura 1.19: Esquema del sincrotrón SIS

por un sincrotrón viene dado por el tamaño máximo de estos paquetes, que viene impuesto por el llamado límite de la carga espacial, que es el límite de la densidad de carga que permite formar paquetes estables. Por encima de este valor de la densidad de carga los paquetes se deshacen debido a la repulsión coulombiana. Cuando mayor es la energía de inyección mayor es el tamaño de los paquetes que se pueden formar. Un sincrotrón necesita potro acelerador que le proporcione el haz a la energía de inyección. En el SIS del GSI el inyector es el acelerador lineal de radiofrecuencia UNILAC1.22, mientras que en el sincrotron AGS del BNL el inyector es un tandem van de Graaf.

Los sincrotrones no tienen en principio limitación de energía y pueden acelerar cualquier tipo de partícula cargada estable. En el caso de protones e iones, su

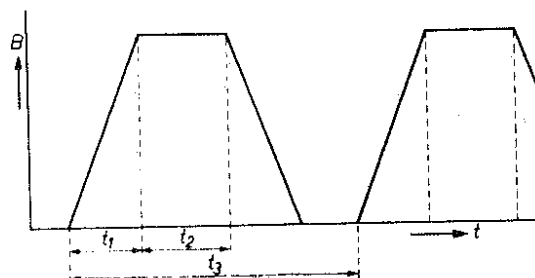


Figura 1.20: Excitación magnética en función del tiempo en un sincrotrón

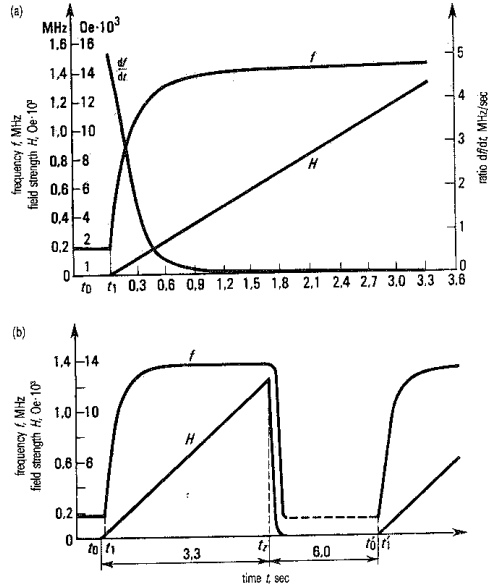


Figura 1.21: Variación de la frecuencia del campo eléctrico en un sincrotrón.

principal limitación radica en que en el caso de un blanco fijo parte de la energía se emplea en mover el centro de masas y sólo una fracción se emplea en energía disponible para la colisión. Cuando llegamos a energías ultrarelativistas, el tener un blanco fijo es una limitación muy seria como veremos más adelante y se prefiere optar por colisionadores en los que el CM y el LAB coinciden. En el caso de electrones el sincrotrón es menos rentable, debido a que los electrones resultan partículas ultrarelativistas a muy bajas energías y al moverse en trayectorias circulares, pierden una gran cantidad de energía debido a la radiación de frenado.

Como ejemplo de instalación de un sincrotrón dedicado a la investigación de colisiones de iones pesados a energías relativistas podemos citar el GSI de Darmstadt. Consta de un sincrotrón que permite acelerar núcleos simétricos a 2A GeV, que emplea como inyector el acelerador lineal UNILAC, mostrado en la Figura 1.22. Este acelerador no sólo actúa como inyector, sino que también desarrolla un programa propio de investigación, dedicado a la búsqueda de núcleos superpesados y otros temas propios de energías intermedias. En la figura 1.23, se muestra el sincrotrón de 2.5 GeV de ELSA.

1.6. Temas de investigación en sincrotrones

Muchos de los temas de investigación en sincrotrones son una extensión natural a energías más altas de los temas estudiados en ciclotrones, como núcleos exóticos, ecuación de estado de la materia nuclear y multifragmentación. Por

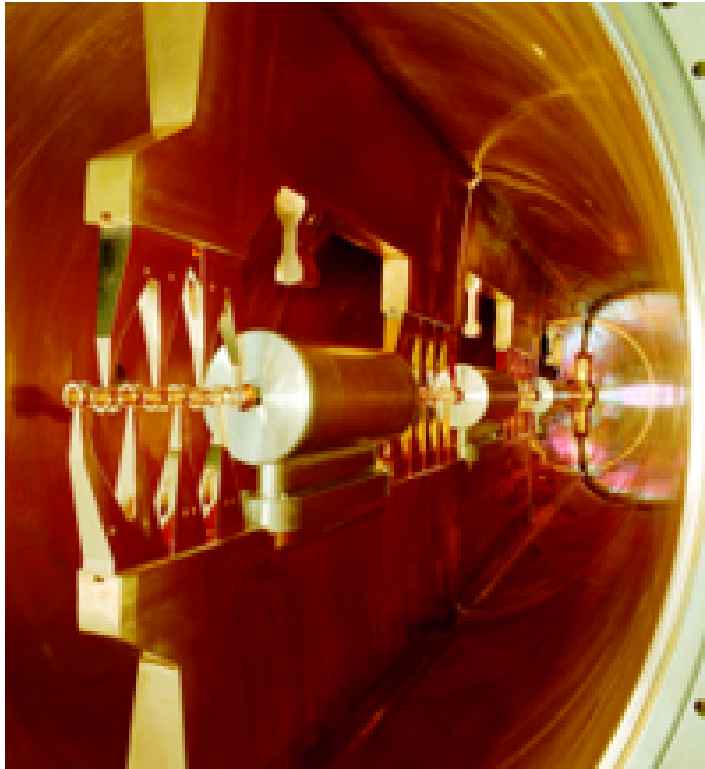


Figura 1.22: Acelerador lineal UNILAC del GSI

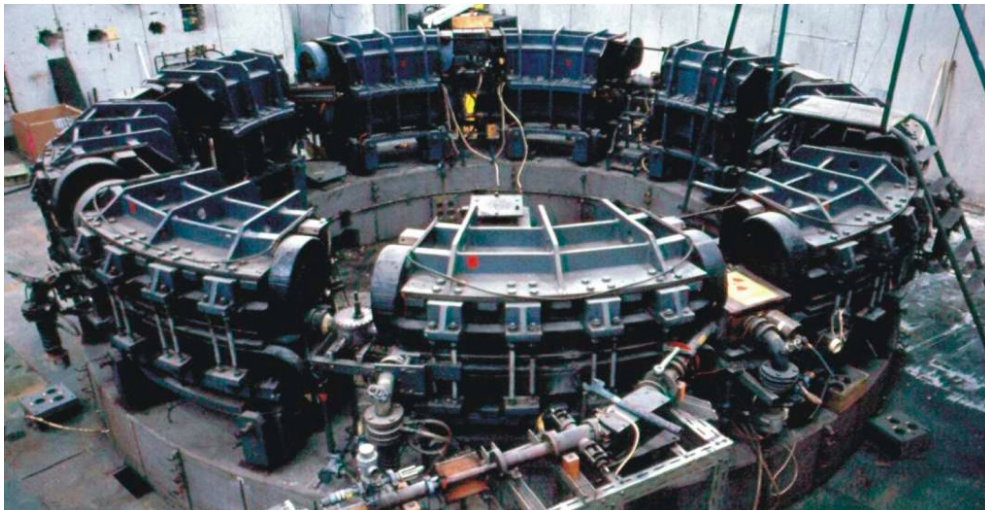


Figura 1.23: Sincrotrón de 500 MeV de ELSA

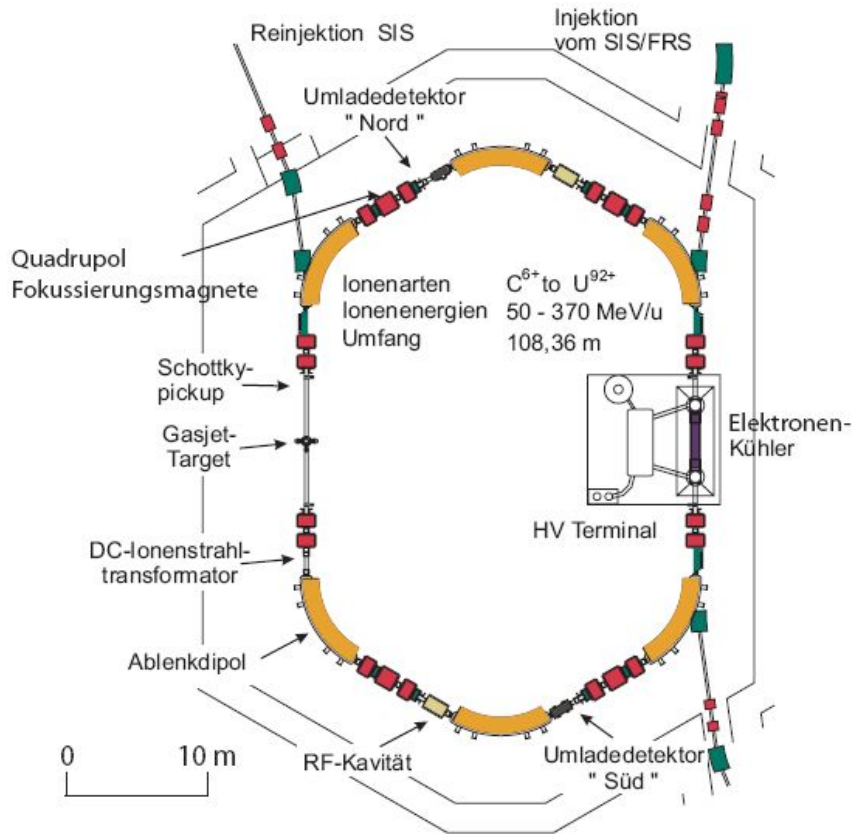


Figura 1.24: Esquema del anillo de almacenamiento ESR del GSI de Darmstadt

ejemplo, los datos de multifragmentación mostrados en la figura 1.15 son una compilación de datos obtenidos en ciclotrones y sincrotrones. Los núcleos exóticos acelerados a energías relativistas tienen un tiempo de vida mayor por el efecto de dilatación del tiempo, lo que permite almacenarlos en anillos de almacenamiento y enfriarlos para tener un haz de energía bien definida. En la figura 1.24 se muestra un esquema del anillo de almacenamiento ESR del GSI de Darmstadt. En los anillos de almacenamiento, los iones almacenados se enfrían de forma que tengan una energía bien definida. Una de las técnicas de enfriamiento es el enfriamiento mediante electrones, que consiste en hacer que los iones se propaguen en la misma dirección de un haz de electrones de velocidad bien definida, hasta que los iones alcancen la velocidad de estos últimos. En la Fig. 1.25 se muestra una imagen del enfriador de electrones del ESR.

Hay, por otro lado, temas de investigación que sólo son accesibles a energías típicas de los sincrotrones. Estos temas son muy variados, y comprenden desde estudios de las leyes fundamentales de la naturaleza hasta la Física Médica. Entre estos temas está el estudio de la ecuación de estado de la materia nuclear



Figura 1.25: Enfriador de electrones del ESR

y la producción de partículas, ya comentados. Uno de los temas ampliamente estudiados en el GSI de Darmstadt es la validez de la Electrodinámica Cuántica para átomos de cargas elevadas. La Electrodinámica Cuántica falla para cargas puntuales mayores de $Z = 137$, pues predice fórmulas de valores propios de la energía de estados ligados del electrón donde aparece el término $\sqrt{1 - (Z\alpha)^2}$, donde α es la constante de estructura fina. En el caso de cargas distribuidas con la densidad de los núcleos ordinarios, el fallo debería producirse a $Z = 162$. La validez de la Electrodinámica Cuántica se ha estudiado de dos maneras distintas:

1. Investigando la existencia de desviaciones de las fórmulas predichas por QED para átomos hidrogenoides pesados, como Uranio. En la figura 1.26 se ilustra el estatus actual de las medidas del desplazamiento Lamb en U^{91+} medido experimentalmente, en comparación con el valor teórico. Los errores experimentales actuales no permiten decidir si la teoría es correcta o no.
2. Produciendo de forma transitoria, cargas mayores de 163, mediante colisiones de iones pesados como $U+U$ y $Th+Th$.

Mediante el primer método no se han observado desviaciones dentro de los errores experimentales, mientras que los diversos experimentos que han explotado el segundo método han dado resultados experimentales inconsistentes entre sí, por lo que el tema del límite de validez de QED queda abierto.

Uno de los principales temas de investigación aplicada es el desarrollo de la terapia con hadrones para el tratamiento del cáncer. La principal ventaja de los

haces de hadrones sobre los convencionales haces de electrones utilizados hoy día en radioterapia, es que los hadrones, debido a su mayor masa, siguen trayectorias rectilíneas, y depositan su energía en una zona más reducida. Esto los hace particularmente indicados para tratar tumores en zonas donde una intervención quirúrgica es peligrosa o impracticable, y donde salvaguardar los tejidos sanos circundantes es vital. Este es el caso de los tumores oculares y cerebrales. Aunque se han realizado experimentos de radioterapia con animales y pacientes en diversos países (USA, Japón, Rusia, Suecia,..) con protones, iones pesados e incluso piones, hasta recientemente no se ha elaborado un protocolo con todos los requisitos necesarios para tratar pacientes con hadrones, y sólo recientemente se han creado facilidades dedicadas exclusivamente a esta tarea. El programa llevado a cabo en el GSI de Darmstadt durante los últimos 10 años, primero con animales y luego con pacientes, ha permitido elaborar tal protocolo. El primer problema fué decidir que tipos de haz y energías eran los adecuados. Se descubrió que los haces más adecuados eran haces de ^{12}C a energías entre 600A MeV y 1A GeV, pues a energías más bajas se produce fragmentación de los núcleos. Posteriormente se resolvieron los problemas de estabilidad de la forma del haz y posicionamiento de los pacientes con una precisión superior a 1 mm. Finalmente, el tratamiento de cientos de pacientes con una supervivencia del 100 % ha conducido a la conclusión del protocolo y al inicio del diseño por la Universidad de Heidelberg de un sincrotrón comercial dedicados únicamente a la terapia con haces de hadrones. Muchos de los tumores son tratables también con haces de protones de unos 200 MeV, que constituye una solución alternativa más barata.

1.7. Haces secundarios. Factorías de mesones

Una de las principales aplicaciones de los sincrotrones es la de creación de haces secundarios. Si un haz primario procedente de un sincrotrón con la suficiente energía incide sobre un blanco, entonces se pueden producir partículas. Lo ideal es una energía suficientemente elevada sobre el umbral de producción de forma que el tipo de partícula deseado se produzca con la intensidad y distribución de momentos necesaria. Por ejemplo, un haz de protones de 280 MeV puede producir piones. Pero la intensidad máxima de piones se produce por encima de 1 GeV. Si además queremos que los piones tengan alto momento, por ejemplo $p = 3 \text{ GeV}/c$ hará falta un haz de protones de unos 5 GeV. Los blancos utilizados para producir haces secundarios son blancos de varios centímetros de grosor. De hecho su longitud se optimiza de forma que el número de partículas secundarias emitidas sea máximo. Si su longitud fuese mayor, el número de partículas producidas en el incremento de longitud sería menor que el número de partículas absorbidas en dicho incremento procedentes de parte anterior del blanco.

Las partículas secundarias producidas en blancos de producción deben de ser transportadas hasta el blanco del experimento, de tal forma que constituyan un

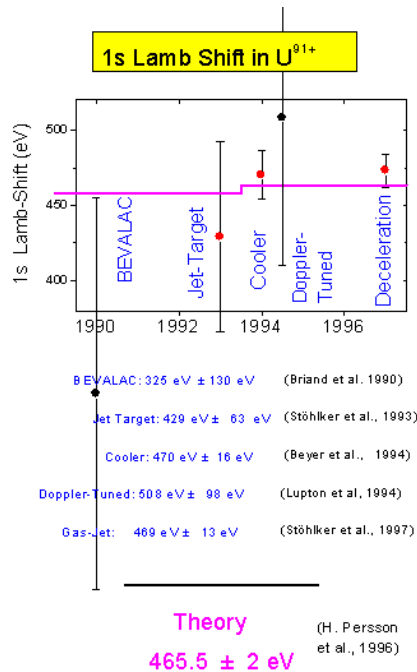


Figura 1.26: Desplazamiento LAMB de ^{92}U hidrogenoide

haz de una calidad aceptable. Para ello hace falta una línea de transporte del haz con una aceptación en momento adecuada. Además, en la línea de transporte del haz hay que colocar detectores que permitan discriminar las partículas contaminantes producidas y transportadas junto con el tipo de mesones deseado. Vamos a ver el como se realiza todo esto en un caso concreto: la factoría de mesones del GSI de Darmstadt. La figura 1.27 es una fotografía del soporte de blancos de producción empleado, en la que se pueden observar tres blancos de producción en la parte superior y dos blancos de fragmentación en la parte inferior. La figura 1.28 es un esquema de la línea de transporte del haz, en el que se distinguen los diversos elementos magnéticos así como los hodoscopios, que sirven a determinar el momento del haz y a establecer las coincidencias que determinan el tiempo de vuelo de las partículas. Uno de dichos hodoscopios se muestra en la figura 1.29. Este hodoscopio consiste en varillas de plástico centelleador de 1 cm de grosor, leídas a ambos lados por tubos fotomultiplicadores rápidos. La resolución temporal de cada una de las señales es de unos 70 ps, lo que permite obtener una resolución temporal bajo haz de todo el sistema, incluyendo el ruido debido a la electrónica VME, de unos 130 ps. Esta resolución temporal permite separar los piones de otros hadrones más pesados que también se producen en el blanco de producción (esencialmente protones, fragmentos nucleares y algunos kaones) en todo el intervalo de momento de interés, hasta 5 GeV. Se pueden separar piones

de electrones a energías inferiores a 1 GeV. La resolución en momento obtenida, determinada esencialmente por el grosor de las varillas, es de un 5%. La tasa máxima de piones al final de la línea de transporte (blanco del haz de piones) que permite obtener esta factoría es de unos 10^6 mesones π de cada carga por segundo en el blanco del experimento. Para obtener piones positivos o negativos basta con invertir la polaridad de los elementos magnéticos de la línea de transporte del haz.

En el mundo se han construido una variedad de instalaciones dedicadas a proporcionar haces secundarios de piones, kaones y muones, a diferentes energías y con distintas intensidades. Merecen destacarse las siguientes instalaciones: LAMPF (EEUU), TRIUMPH (Vancouver, Canadá), BNL (EEUU), CERN (Suiza), KEK (Japón) y PSI (Suiza). Muchas de las factorías de mesones utilizan un haz primario de protones de gran intensidad. La energía del haz debe ser superior a la energía umbral necesaria para producir la partícula deseada en colisiones nucleón-nucleón.

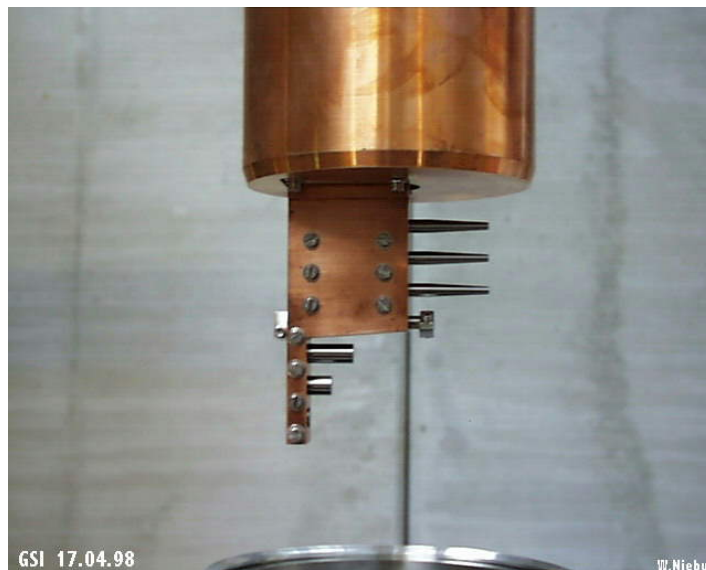


Figura 1.27: Soporte de blancos de producción y conjunto de blancos de producción de piones.

1.8. La facilidad FAIR (Facility for Antiprotons and Ion Research)

Las instalaciones de sincrotrones con blanco fijo todavía tienen un futuro prometedor. Actualmente esta en proyecto la facilidad FAIR (Facility for Antiproton

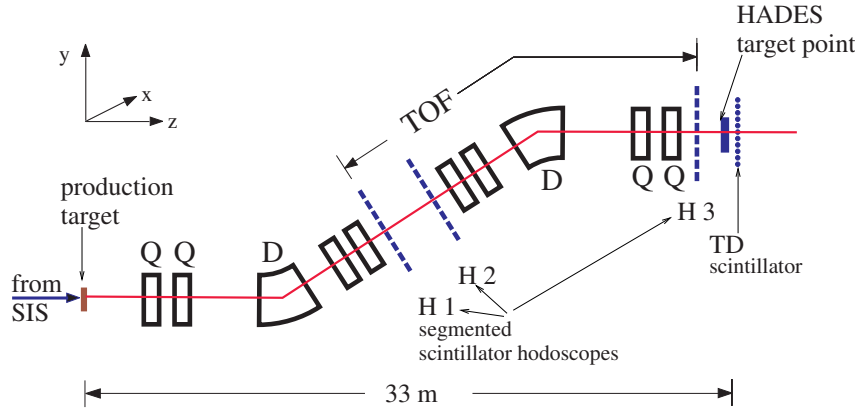


Figura 1.28: Línea de haz de la fábrica de piones del GSI

Cuadro 1.1: Principales factorías de mesones

Factoría	Localización	Haz primario	Intensidad máxima	Energía máxima	salas	Haz secundario	Estado
LAMPF	Los Alamos (USA)	p	1 mA	800 MeV	10	π	Cerrada
PSI	Villingen (Suiza)	p	250 μ A	590 MeV	10	π, μ	Activa
TRIUMPF	Vancouver (Canadá)	p	150 μ A	180-520 MeV	8	π	Activa
KEK	(Japón)	p		12 GeV	3	π, K	Activa
BNL	(USA)	HI		33 GeV	-	π, K	Cerrada
CERN	(Suiza)	p HI		480 GeV 200 A GeV	-	π, K	Activa
GSI	Darmstadt (Alemania)	p HI	200 nA (p), 60nA (C)	4.5 GeV 2 A GeV	2	π	Activa

and Ion Research) en el GSI de Darmstadt, que proporcionará haces de antiprotones a 20 GeV y de iones pesados a 30 GeV por nucleón. En esta facilidad se podrá estudiar el espectro de excitación del nucleón hasta unos 5 GeV de energía de excitación, con una precisión sin precedentes, en el experimento PANDA (P Anihilation at DARMstadt). Las propiedades de la materia hadrónica comprimida y caliente, y las propiedades de hadrones en esta materia nuclear se estudiarán en el experimento CBM (Compressed Baryonic Matter). Constará también del anillo de almacenamiento a alta energía HESR y del separador de fragmentos de alta energía Super-FRS que permitirá extender el conocimiento existente de núcleos exóticos y de la materia nuclear. Un haz de electrones de energías comprendidas entre 125 y 500 MeV, proporcionado por el acelerador LISE, que permitirá realizar dispersión de electrones sobre núcleos exóticos que se encuentren en el anillo de almacenamiento. Se espera que FAIR entre en funcionamiento aproximadamente

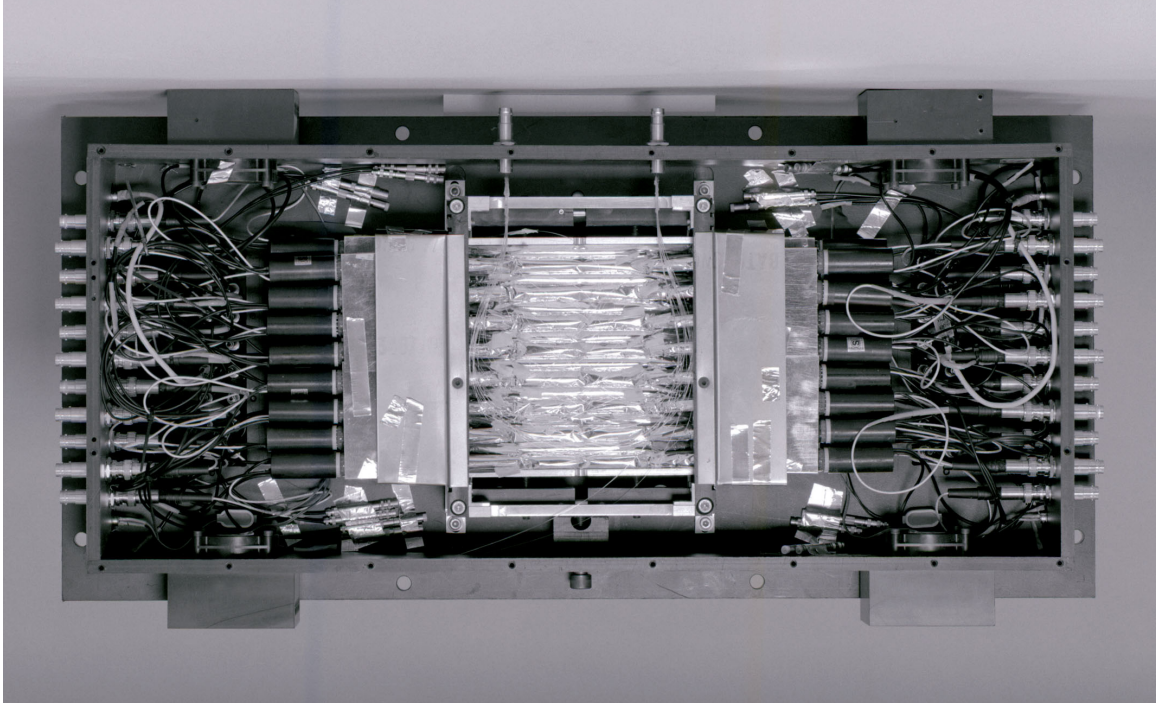


Figura 1.29: Hodoscopio utilizado en la línea de haz

en 2016.

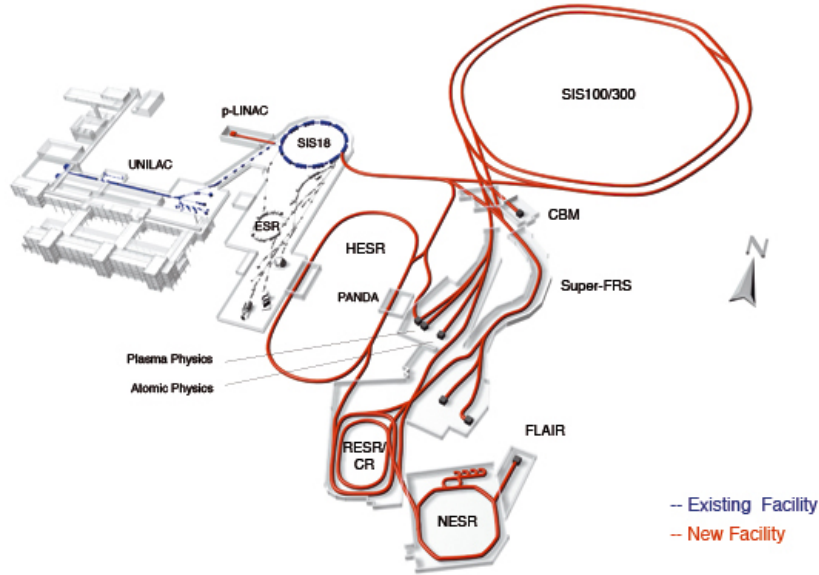


Figura 1.30: Esquema del proyecto FAIR del GSI de Darmstadt

1.9. Anillos de colisión

Los aceleradores del tipo sincrotrón pueden, en principio, acelerar partículas cargadas a cualquier energía. Sin embargo, cuando la energía de las partículas aumenta, el concepto de un acelerador con blanco fijo es cada vez menos eficiente. Es por ello que, a energías muy elevadas, el concepto de anillo de colisión, en el que los sistemas CM y LAB coinciden, es el más adecuado. Un anillo de colisión o colisionador, es esencialmente un sincrotrón con dos haces que circulan en sentidos opuestos, y que colisionan entre ellos en uno o varios puntos de la órbita, en vez de un sólo haz que colisiona con un blanco fijo. Para convencernos de los problemas que presentan los aceleradores de blanco fijo a altas energías, vamos a hacer unas consideraciones basadas en la energía. Consideremos colisiones entre dos protones en las que se produce una determinada partícula X ,

$$p + p \rightarrow p + p + X$$

La energía disponible en centro de masas debe ser igual, al menos, a la masa de la partícula X . Esta energía viene dada por la variable de Mandelstan s . Por lo tanto tenemos

$$E_{cm} = \sqrt{s} = [(E_1 + E_2)^2 - (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2]^{1/2} = [m_1^2 + m_2^2 + 2E_1E_2 - 2p_1p_2 \cos \theta]^{1/2}$$

Si consideramos un blanco fijo, y tomamos la energía cinética incidente como la mínima energía necesaria para producir la partícula X o energía umbral, que denotamos por T_1^{th} , tenemos que $E_2 = m_2$, $E_1 = T_1^{th} + m_1$, $p_2 = 0$. Poniendo $E_{cm} = m_X + m_1 + m_2$, obtenemos

$$(m_X + m_1 + m_2)^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2(m_1 + T_1^{th})m_2$$

de donde podemos despejar la energía cinética T_1^{th} ,

$$T_1^{th} = \frac{(m_X + m_1 + m_2)^2 - m_1^2 - m_2^2 - 2m_1m_2}{2m_2} = \frac{m_X + 2(m_1 + m_2)}{2m_2}m_X$$

En el caso de colisiones $p + p$, tenemos

$$T_1^{Th} = \left(\frac{m_X}{2m_p} + 2 \right) m_X$$

Vemos que si m_X es pequeña, hace falta una energía cinética ligeramente superior al doble de la masa de la partícula X para producirla, pero que si m_X es grande, hace falta una energía muy superior, determinada por el cociente

$$\frac{m_X}{2m_p}$$

Por ejemplo, si consideramos la producción de un bosón Z_0 , cuya masa es $m_{Z_0} = 91,19$ GeV, la energía cinética umbral es $T_1^{th} = 50,50m_{Z_0}$. Por lo tanto, aprovechamos sólo el 2% aproximadamente de la energía cinética incidente. Otro ejemplo ilustrativo lo proporciona la colisión de iones pesados ultrarelativistas. La energía disponible en centro de masas se aprovecha para calentar el sistema y producir la transición de fase al plasma de gluones y quarks, que es el objetivo de estos experimentos. La energía disponible en el centro de masas en función de la energía incidente en el laboratorio viene dada por

$$\begin{aligned} E_{cm} &= [(E_{1,L} + m_2)^2 - \mathbf{p}_{1,L}^2]^{1/2} = [E_{1,L}^2 + m_2^2 + 2E_{1,L}m_2 - \mathbf{p}_{1,L}^2]^{1/2} \\ &= [m_1^2 + m_2^2 + 2E_{1,L}m_2]^{1/2} \end{aligned}$$

A energías ultrarelativistas, a las que las masas son despreciables en comparación con las energías cinéticas, tenemos aproximadamente

$$E_{cm} \approx \sqrt{2m_2E_{1,L}}$$

Por lo tanto, para aumentar al doble la energía disponible hay que multiplicar por cuatro la energía incidente. En las colisiones a energía más elevada alcanzadas en colisiones con blanco fijo, que son las colisiones $S + Pb$ a $200 \cdot A$ GeV en el sincrotrón SPS del CERN, la energía total disponible en centro de masas era de $E_{cm} = 290$ GeV. Cuando esto se expresa en energía disponible en el sistema

centro de masas nucleón-nucleón tenemos $\sqrt{s_{NN}} \approx 19,4$ GeV. Actualmente en el RHIC, haciendo colisionar dos haces de $100A$ GeV se obtiene $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Vemos que para una misma energía del haz acelerado se obtiene un rendimiento enormemente superior haciendo colisionar haces. Es por esta razón que en los experimentos a altas energías se prefiere utilizar el concepto de sincrotrón para acelerar dos haces que se cortan en uno o varios puntos, que es lo que se llama un anillo de colisión o colisionador. Este es el concepto que se utilizan en Física Nuclear y Física de partículas para realizar experimentos a altas energías, por encima de la decena de GeV. Por supuesto hay un precio a pagar y es que las tasas de reacción son muy inferiores a las obtenidas con blancos fijos. Como el concepto de grosor del blanco no existe, se define el concepto de luminosidad \mathcal{L} , definida como

$$R = \mathcal{L}\sigma$$

donde R es la tasa de reacciones (número de reacciones por segundo) y σ la sección eficaz. Si comparamos con la fórmula equivalente para haces fijos, nos damos cuenta que \mathcal{L} desempeña el mismo papel que el producto de la intensidad incidente por el número de partículas blanco por unidad de área, $I_P N_A \rho_s / A_B$. Si tenemos un haz de una intensidad de n_h partículas/s y un área transversal S , el equivalente del número de átomos blanco por unidad de área n_B es n_h/S y por lo tanto la luminosidad será

$$\mathcal{L} = \frac{n_h^2}{S}$$

En general, tenemos k paquetes de N_1 y N_2 partículas para cada uno de los haces, que se cruzan con una frecuencia f por lo que la luminosidad se escribe como

$$\mathcal{L} = \frac{fkN_1N_2}{S}$$

En general el haz no es uniforme si no que tiene una distribución gaussiana de partículas, con lo cual hay que poner un factor 1/4 adicional proveniente de promediar la distribución de partículas. Si además su sección transversal es elipsoidal con ejes horizontales y verticales a_h y a_v , tenemos la expresión

$$\mathcal{L} = \frac{fkN_1N_2}{4\pi a_h a_v}$$

Notemos que, para tener una alta luminosidad, es esencial tener un haz de muy baja superficie transversal, lo cual sólo se puede conseguir enfriando el haz. Para este fin, se han desarrollado las técnicas de enfriamiento estocástico. Demos unos valores típico de las luminosidades y características de haz que se pueden obtener hoy en día. En el LHC se esperan obtener luminosidades de $2,3 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ para protones y $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ para Pb. Para protones a 7 TeV se tendrán 2808 paquetes de $1,67 \cdot 10^{11}$ partículas cada uno con un radio cuadrático medio en el punto de interacción de $15,9 \mu\text{m}$. La frecuencia f es $1,12 \cdot 10^4$ ciclos/s (correspondiente a la longitud del túnel de 26.786 Km).

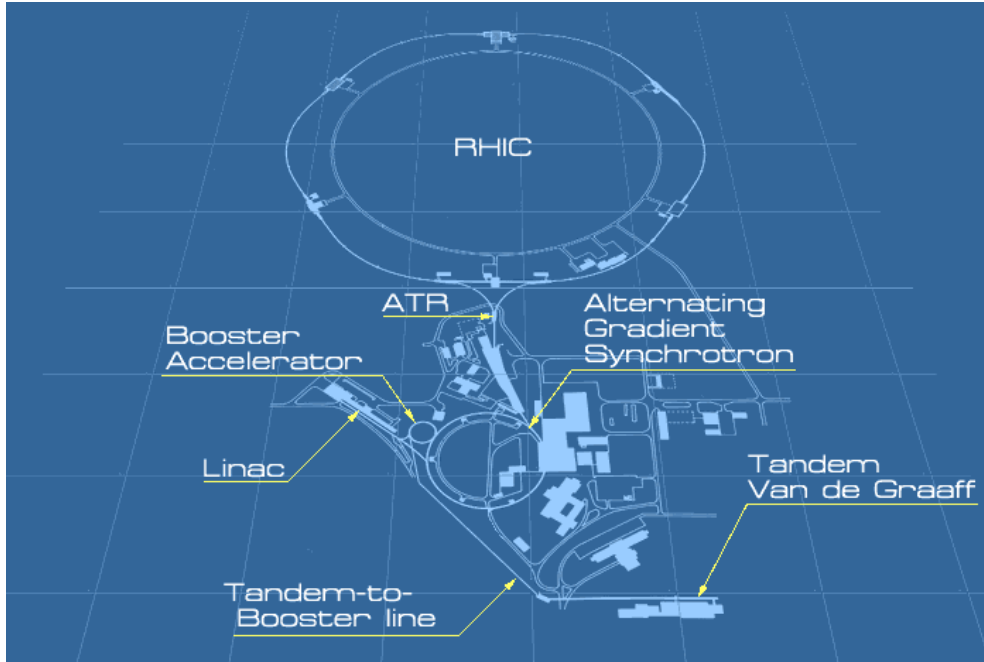


Figura 1.31: Esquema del RHIC

Actualmente está en funcionamiento el colisionador RHIC, del BNL (EEUU), que alcanza energías de $100+100$ GeV, y está en fase de prueba el LHC, que tendrá energías de $7+7$ TeV para protones y $2.75+2.75$ TeV para iones de Pb.

1.10. Aceleradores de electrones

Los electrones se convierten rápidamente en partículas relativistas debido a su baja masa. El concepto de sincrotrón se ha empleado para acelerar electrones hasta energías de la decena de GeV. Entre los sincrotrones de electrones actualmente en funcionamiento, hay que destacar ELSA (ELECTRON STRETCHED SYNCHROTRON) en Bonn, con un haz de energía máxima de 3.5 GeV e intensidad máxima de 200 nA y radio de 11 m, DESY en Hamburgo con una energía máxima de 7.5 GeV y radio de sincrotrón de 50 m y el acelerador de Cornell, que es el sincrotrón de electrones más grande construido, con una energía máxima de 12 GeV, y un radio de sincrotrón de 120 m. A energías superiores a la decena de GeV sólo es rentable el concepto de colisionador, de los que debemos destacar el LEP en el CERN, actualmente desmantelado pues su anillo se ha utilizado para el LHC, y PETRA

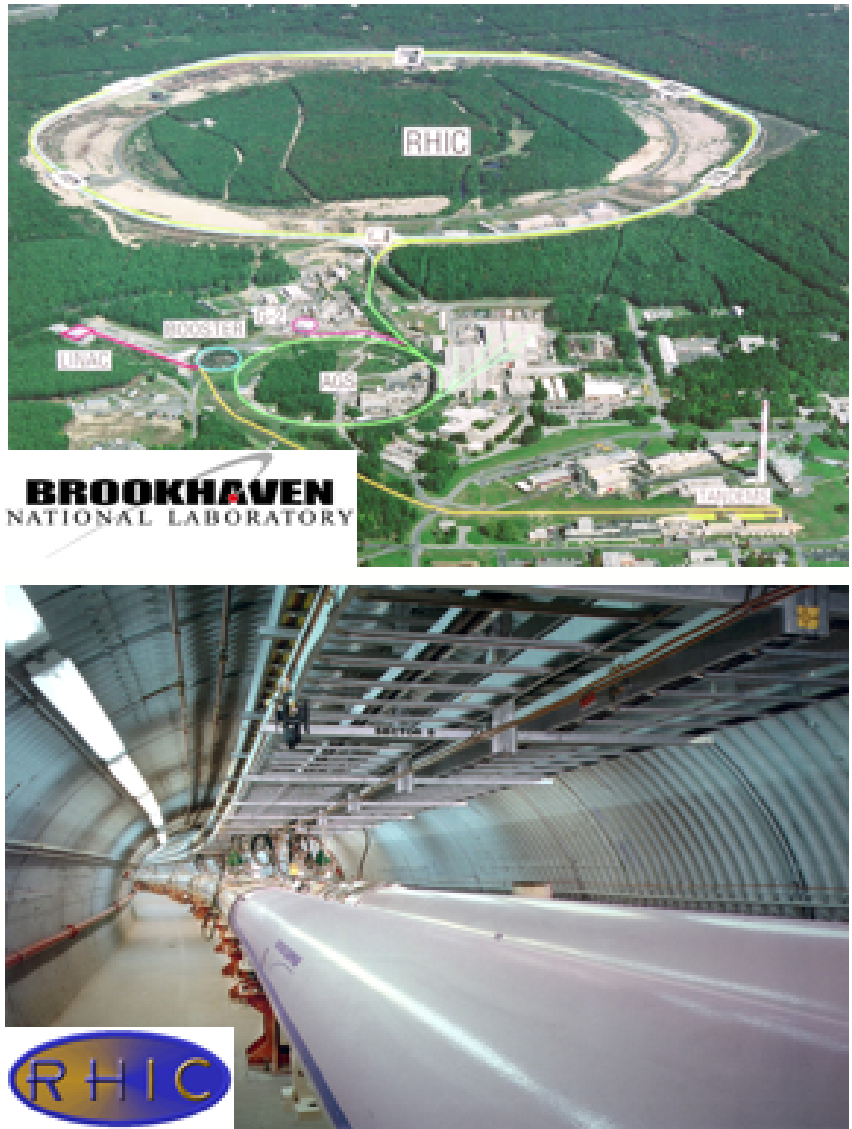


Figura 1.32: Imagen aérea del RHIC (arriba) y foto del túnel (abajo)

en Hamburgo, que utiliza DESY como inyector. Sin embargo, incluso a energías por debajo de la decena de GeV, el concepto de sincrotrón no es el más adecuado, debido a las pérdidas de energía que se producen por radiación de frenado emitida durante la aceleración, conocida también como radiación sincrotrón. La pérdida de energía por vuelta viene dada aproximadamente por la fórmula

$$\Delta E(\text{GeV}) = \frac{8,85 \times 10^{-5} E_T^4}{R_s}$$

donde E_T es la energía total de la partícula en GeV y R_s es el radio del sincrotrón, medido en metros. En el acelerador DESY de Hamburgo ($R_s = 31,7$ m), la pérdida de energía es 8.8 MeV por revolución. Para corregir los efectos de pérdida de energía y de intensidad limitada se han introducido nuevos conceptos de aceleración de electrones. El más obvio sería un diseño lineal, pero este tipo de acelerador presenta el inconveniente de excesiva longitud. Para aprovechar el espacio, lo idóneo son aceleradores recirculantes. Un concepto ampliamente utilizado es el microtrón. El microtrón se basa en una aceleración lineal y una recirculación mediante campos magnéticos. En la figura 1.33 se muestra un esquema de un microtrón del tipo Pista de carreras (racetrack). Consta de un acelerador lineal y de unos imanes dipolares que permiten la recirculación del haz. Los microtrones se suelen utilizar en cascada, ya que el intervalo de energía que permite un sólo microtrón no es muy grande. Una instalación que utiliza microtrones es MAMI (MAInzer MIcrotron) en Maguncia. La instalación consiste en la actualidad de tres microtrones en cascada que permiten acelerar electrones hasta una energía de 850 MeV con una intensidad máxima de 200 μA . La inyección de los electrones se realiza mediante un pequeño acelerador lineal que alimenta los electrones en el acelerador lineal del microtrón más pequeño. Las características del sistema de microtrones en cascada de MAMI se dan en la tabla 1.2.

Cuadro 1.2: Características del sistema de microtrones de MAMI

Parámetro	Inyector	Microtrón 1	Microtrón 2	Microtrón 3
Longitud total (m)	7	3.8	9.5	20.2
Energía de entrada (MeV)	0.100	3.5	14	180
Energía de salida (MeV)	3.5	14	180	hasta 855
Intensidad campo magnético (T)		0.10	0.56	1.28
Anchura los polos (m)		1.5	2.5	5
Peso (Tm)		1	93	450
Longitud LINAC (m)		0.8	3.7	9.7
Potencia LINAC (kW)		9	70	170
Ganancia de energía (MeV) por vuelta		0.59	3.25	7.50
Número total de vueltas		18	51	88

Actualmente existe un proyecto de actualización de MAMI a 1.5 GeV median-

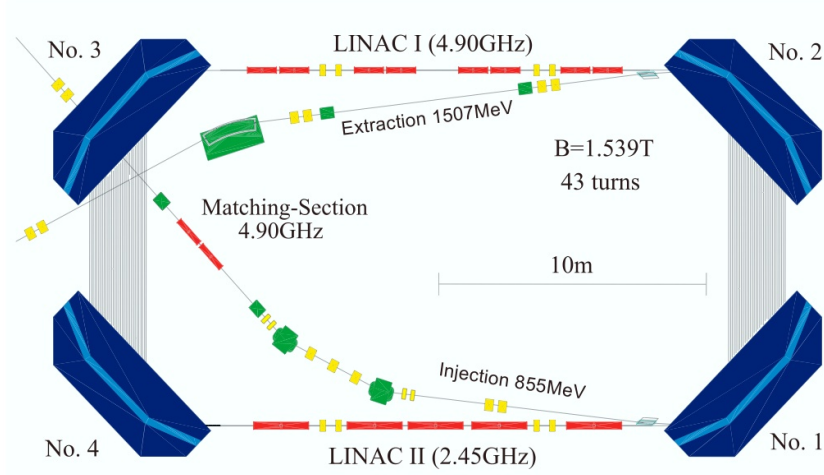


Figura 1.35: Microtrón de dos lados de MAMIC

1.10.1. Haces de fotones reales

En las facilidades de electrones, se pueden conseguir haces de fotones reales para realizar experimentos de fotoproducción de mesones y fotoexcitación de núcleos y nucleones. El método que se emplea consiste en utilizar los fotones de radiación de frenado producidos por electrones que inciden sobre un radiador. Los fotones producidos por radiación de frenado son enviados al blanco del experimento después de un proceso de colimado. Los electrones que han emitido fotones son desviados mediante dipolos magnéticos hacia un *tagger*, que es esencialmente un detector sensible a la posición. La posición de incidencia de los electrones en el *tagger* depende de la energía final del electrón E'_e . Si la energía incidente es E_e tendremos que la energía del fotón es

$$E_\gamma = E_e - E'_e$$

Esta energía hay que medirla suceso a suceso. El *tagger* de Mainz está compuesto de 320 plásticos centelleadores leídos por fotomultiplicadores, lo que proporciona una resolución de la energía de los fotones de 0.5 MeV. Si estamos interesados en fotones en un dominio de energía determinado, parte de esos fotomultiplicadores se pueden poner en el trigger del experimento. En la figura 1.36 se muestra un esquema de *tagger* de MAMI. Cuando se desean energías superiores a 2 GeV, el concepto de microtrón resulta excesivamente caro, al igual que pasaba con el ciclotrón. La solución se consigue con un campo magnético variable en los anillos de los extremos, como en los sincrotrones, de forma que los electrones siempre describan la misma trayectoria lineal. Este es el método empleado en el Thomas

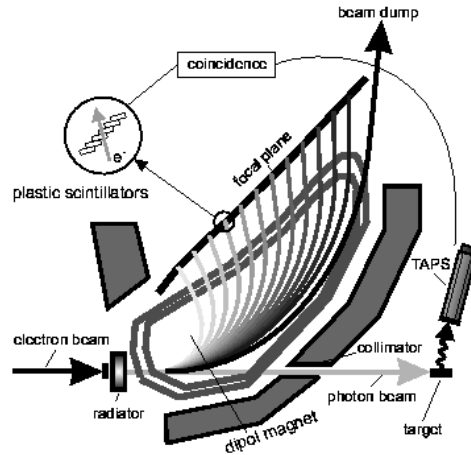


Figura 1.36: Tagger de MAMI

Jefferson Lab (Newport News, Virginia, USA) en la facilidad CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility). En este acelerador se utilizan dos LINAC para acelerar los electrones y en los extremos se utilizan anillos tipo sincrotrón con campo magnético variable. Inicialmente planeado para 4 GeV, se ha aumentado la energía a 6 GeV en el año 2000 y actualmente existe un proyecto para aumentarlo a 12 GeV. Los imanes empleados son superconductores. La principal ventaja de esta facilidad es que los electrones se pueden extraer de forma continua del anillo de almacenamiento proporcionando un *duty factor* próximo a la unidad.

1.10.2. Investigación en aceleradores de electrones

Los aceleradores de electrones han proporcionado la mayor parte de la información existente sobre radios nucleares y densidades nucleares de carga (en la zona de masas elevadas del Sistema Periódico existen algunos datos obtenidos mediante la medida de los espectros de desintegración de átomos muónicos). Las reacciones de *knock-out* de protones y neutrones mediante electrones han sentado las bases del modelo de capas. A energía más elevadas, los haces de electrones pusieron de manifiesto la existencia de puntos duros o partones en los nucleones, que posteriormente se identificaron con quarks. Hoy en día los haces de electrones y de fotones etiquetados son una herramienta esencial para estudiar la estructura del nucleón y de los mesones.

HOW CEBAF WORKS

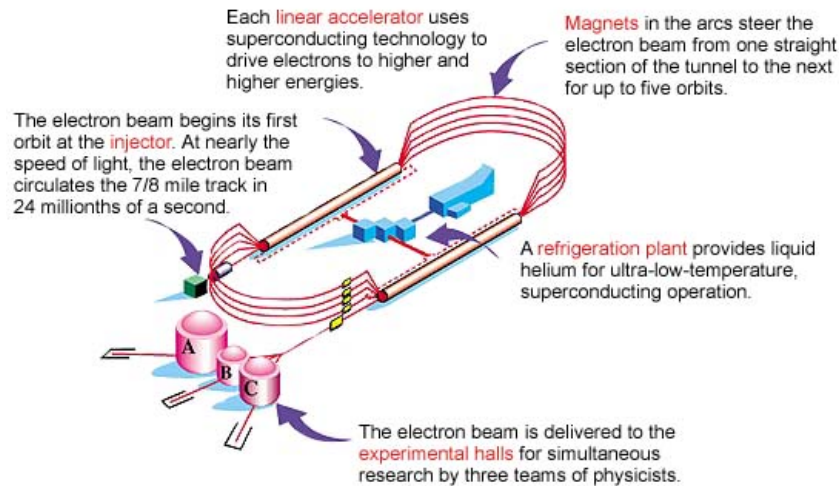


Figura 1.37: Esquema del acelerador CEBAF

1.11. Aceleradores lineales de radiofrecuencia

Los aceleradores con haces recirculantes no son la única opción a energías intermedias o relativistas. De hecho, se han construido un cierto número de aceleradores lineales. A energías intermedias merece destacar el UNILAC del GSI de Darmstadt (Fig. 1.22) y a altas energías el acelerador SLAC de Stanford (EEUU). Una sección de este acelerador se muestra en la figura 1.38. Estos aceleradores lineales consisten en una serie de cavidades de radiofrecuencia alineadas de forma que el campo eléctrico siempre está en la dirección de aceleración. Estos campos eléctricos son oscilantes y nada tienen que ver con los campos electrostáticos de los aceleradores van de Graaf. El mayor problema de los aceleradores lineales es su excesiva longitud en comparación con el radio de ciclotrones o sincrotrones equivalentes, lo que los hace inviables en zonas densamente pobladas.



Figura 1.38: Acelerador lineal de Stanford (SLAC)

1.12. Facilidades de radiación sincrotrón

Los fotones de radiación sincrotrón, que para el físico nuclear sólo son una fuente de pérdida de energía, han encontrado muchas aplicaciones en otros campos de la Física, como la Espectroscopía Atómica, Molecular y de Estado Sólido, y en otras ciencias, como la Química, Biología, Ciencia de Materiales, Nanotecnología y en general todas aquellas disciplinas en las que la observación de estructuras microscópicas a escala atómica y molecular es importante. Ello es debido a que los fotones de alta energía tienen una longitud de onda muy corta, dada por la relación

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

Como el poder de resolución es inversamente proporcional a la longitud de onda, cuando mayor es la energía de los fotones, mayor es el poder de resolución.

La radiación sincrotrón fue predicha por Blewett en 1945 en un betatrón y observada experimentalmente en 1947 en el sincrotrón de por lo que se denominó radiación sincrotrón.

Aunque los experimentos de radiación sincrotrón se realizaban al principio en sincrotrones dedicados a la Física Nuclear y de Partículas, la importancia de estas aplicaciones ha motivado la construcción de facilidades específicamente dedicadas a la producción de radiación sincrotrón de alta intensidad en la zona de rayos X. Este tipo de facilidades son en la actualidad anillos de almacenamiento de electrones, con una energía planificada para dar una máxima intensidad de luz a una longitud de onda determinada, a varias líneas experimentales diferentes. Entre las muchas fuentes de luz sincrotrón existentes, la energía de los electrones varía entre los centenares de MeV y los 20 GeV. La potencia radiada viene dada por

$$P = \frac{2}{3} \frac{q^2 c}{3r^2} \frac{E_k^4}{(m_0 c^2)^4}$$

donde q es la carga de la partícula, E_k la energía cinética de la partícula, r el radio de la órbita y m_0 la masa en reposo de la partícula. Vemos que cuando menor son la masa de la partícula y el radio de la órbita mayor es la potencia radiada. La energía perdida por vuelta ΔE en keV, cuando la energía de los electrones viene dada en GeV y el radio viene expresado en metros, viene dada por la fórmula

$$\Delta E(\text{keV}) = 2\pi r P = 88,5 \frac{E_k^4(\text{GeV})}{r(\text{m})}$$

La potencia total emitida en un sincrotrón de electrones o en un anillo de almacenamiento de inducción magnética B que acelera electrones hasta una energía E_k y una corriente de haz I viene dada por

$$P_c(\text{kW}) = 26,6 E_k^3(\text{GeV}) B(\text{T}) I(\text{A})$$

La longitud de onda de la energía que divide al espectro en dos partes equivalentes de energía viene dada por

$$\lambda_c(\text{\AA}) = 5,59 \frac{r}{E_k^3} = \frac{18,64}{B E_k^2}$$

La energía de los fotones de esta longitud de onda viene dada por

$$E_c(\text{eV}) = 2218 \frac{E_k^3(\text{GeV}^3)}{r(\text{m})}$$

La radiación sincrotrón debe de ser colimada y monocromada con aparatos específicos para que sea aplicable. El tipo de monocromador más ampliamente empleado consiste en cristales.

Las principales propiedades de la radiación sincrotrón son las siguientes:

1. Un espectro continuo muy ancho, que va desde el infrarrojo hasta la región de la radiación X dura. No existe ninguna otra fuente equivalente de radiación electromagnética. Además, en la zona del ultravioleta $\lambda = 584 \text{\AA}$ hasta los rayos X blandos ($E = 1 \text{ keV}$), no existe ninguna fuente apropiada de radiación.

2. Alta potencia de emisión, que varía desde 1 kW hasta algunos MW en el caso de anillos de almacenamiento. La intensidad de la radiación sincrotrón supera a la obtenida con tubos de raios X en varios órdenes de magnitud.
3. Alta colimación del haz, comprendida entre 1 mrad y 0.1 mrad.
4. Polarización de la radiación en el plano orbital muy elevada.
5. Alto brillo del haz.
6. El intervalo útil de la radiación sincrotrón en sincrotrones y anillos de almacenamiento es $\Delta E_c \simeq 4E_c$.
7. Como la radiación se produce mediante los paquetes que viajan en el sincrotrón, se pueden obtener pulsos de radiación de hasta 50 ps de anchura, lo que es muy útil en numerosas aplicaciones espectroscópicas.

Las instalaciones de radiación sincrotrón se pueden dividir en cuatro categorías según la energía de la radiación sincrotrón:

1. $E < 200 \text{ eV}$
2. $200 \text{ eV} \leq E \leq 2 \text{ keV}$
3. $2 \text{ keV} \leq E \leq 50 \text{ keV}$
4. $E > 50 \text{ keV}$

Como ejemplo de facilidad de radiación sincrotrón, podemos considerar la European Synchrotron Radiation Facility de Grenoble. Esta facilidad consiste en un LINAC, que inyecta electrones en un sincrotrón que finalmente los inyecta en un anillo de almacenamiento, donde circulan a una energía de 6 GeV y una intensidad del orden de los 200 mA. En la figura 1.41 se muestra un esquema de esta facilidad y en la figura 1.42 se muestra una vista aérea del anillo de almacenamiento. En la figura 1.43 se muestra una sección del anillo de almacenamiento. Alrededor de este anillo de almacenamiento hay 40 líneas experimentales. La radiación sincrotrón utilizada se produce con unos aparatos magnéticos denominados onduladores, que hacen describir a los electrones una trayectoria brusca y sinuosa que origina la producción de una gran cantidad de rayos X. Estos onduladores determinan el espectro de radiación X emitida. En las figuras 1.39 y 1.40 se muestran el esquema y una fotografía de un ondulador. Cada línea de luz está reservada a un tipo de aplicación diferente. En el ESRF, la máxima intensidad de rayos X se consigue para energías comprendidas entre 3 y 30 keV, como se ilustra en la figura 1.44. Los haces de fotones proporcionados tienen una intensidad 10 órdenes de magnitud superior a la proporcionada por tubos de rayos X convencionales.

Actualmente, existen diversas facilidades de radiación sincrotrón en construcción. Merecen destacarse SOLEIL en París, que entró en funcionamiento en 2006,

con brillo máximo a energías medias (20 keV) y XFEL en Hamburgo que entrará en funcionamiento en 2014 (basada en un láser de electrones libres y que producirá brillos 8 órdenes de magnitud superiores al ERSF en la zona de energías superiores a 50 keV y hasta 500 keV). En España se ha construido recientemente la instalación ALBA en Barcelona.

Los campos relevantes que emplean radiación sincrotrón son la litografía de rayos X para fabricar circuitos integrados, la metrología, la espectroscopía ultravioleta y de rayos X, tanto atómica y molecular como de materia condensada y las técnicas de imagen atómica y molecular.



Figura 1.39: Esquema de un ondulator

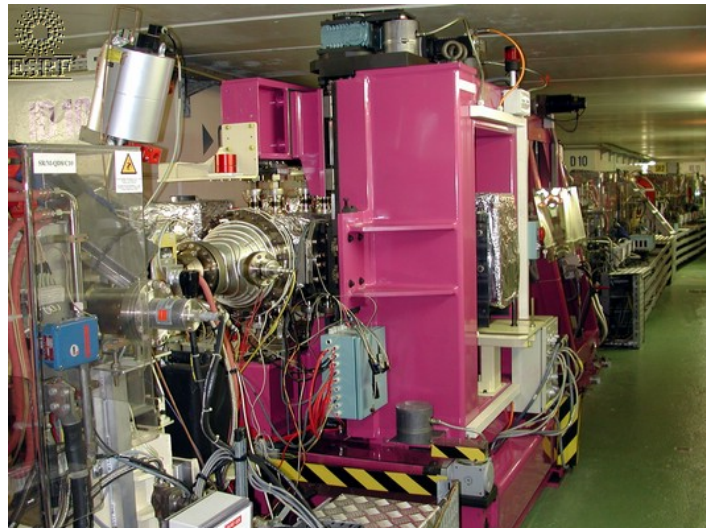


Figura 1.40: Ondulador del ESRF

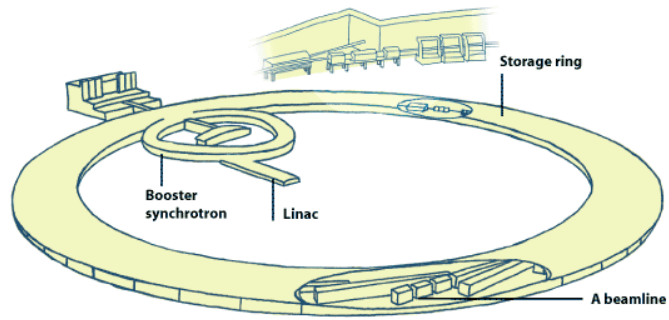


Figura 1.41: Esquema del ESRF

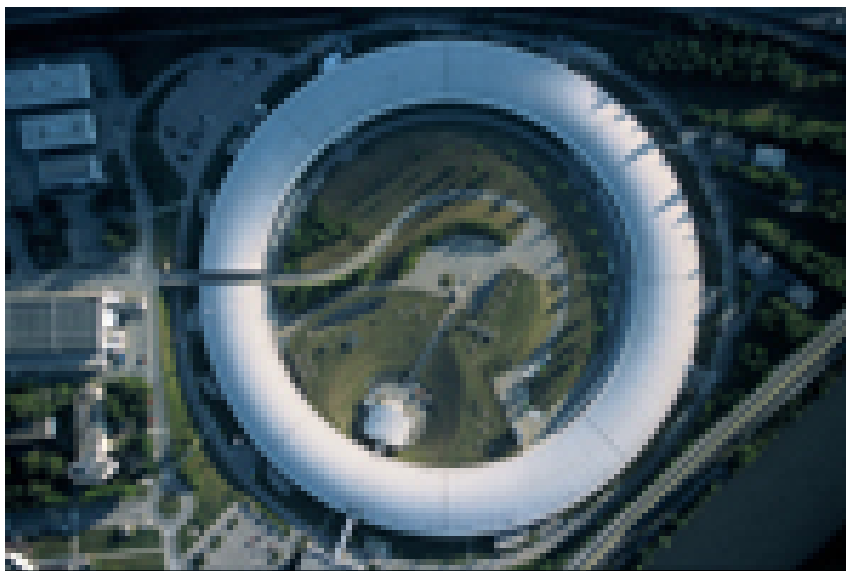


Figura 1.42: Vista aérea del ESRF



Figura 1.43: Sección del anillo de almacenamiento del ESRF

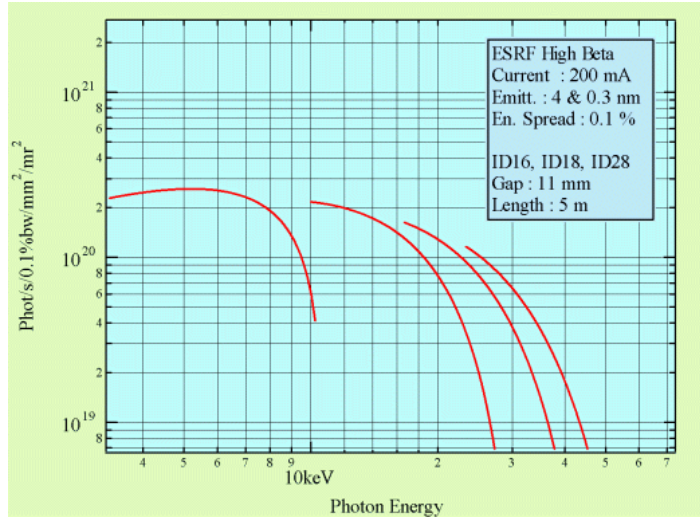


Figura 1.44: Brillo de algunas líneas de luz del ESRF

1.13. Fuentes de neutrones

Las fuentes de neutrones, tanto térmicos como rápidos son de gran importancia en diversas ciencias. En Física Nuclear son esenciales para calibrar y medir la eficiencia de detectores de neutrones empleados en reacciones nucleares. Su uso en el quemado de residuos radiactivos se ha investigado ampliamente. Las fuentes de neutrones térmicos mas intensas son los reactores nucleares, con flujos del orden de $10^{16} \text{ n s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Los neutrones de baja energía se obtienen de reactores nucleares experimentales, cuya finalidad no es la producción de energía sino producir el mayor número de neutrones posibles. Se obtienen intensidades de neutrones de $1,2 \times 10^{16} \text{ n/cm}^2$. Los neutrones se conducen a las salas experimentales mediante guías de neutrones. Su energía se puede seleccionar mediante dispositivos denominados monocromadores. En el ILL se han obtenido los valores más precisos existentes de la masa, momento magnético y tiempo de vida del neutrón. Hay diversos reactores nucleares dedicados a la generación de neutrones para la investigación. El más importante en Europa es el del Institut Laue-Langevin (ILL) de Grenoble Francia, donde se han realizado experimentos sobre neutrones ultrafríos con los que se han obtenido los datos más precisos existentes sobre el neutrón.

De acuerdo con las intensidades de neutrones suministradas, podemos dividir las fuentes de neutrones en las siguientes categorías:

1. Aplicaciones de campo: $10^6 \leq I \leq 10^{10} \text{ n s}^{-1}$
2. Investigación

3. Alto flujo

Las fuentes de neutrones rápidos se construyen con aceleradores. Existen esencialmente tres métodos de generar neutrones:

1. Mediante radiación de frenado por reacciones (γ, n)
2. Mediante reacciones nucleares.
3. Mediante spallation

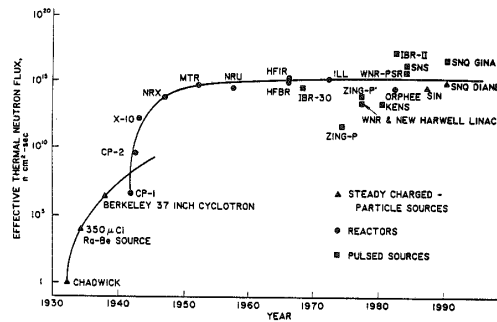
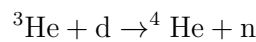


Figura 1.45: Fuentes de neutrones lentos

1.13.1. Producción de neutrones mediante reacciones nucleares

Esto se efectúa mediante reacciones nucleares que producen neutrones en el estado final. Un ejemplo de reacción de este tipo es:



La energía de los neutrones depende del calor de reacción. Dependiendo de la energía deseada se selecciona una reacción u otra. Las reacciones exotérmicas dan neutrones con un espectro de energía mas amplio que en las endotérmicas. En las reacciones endotérmicas a dos cuerpos, tiene lugar la producción de neutrones monoenergéticos en la dirección hacia adelante a la energía umbral del proyectil. A energías incidentes del proyectil mayores, la energía depende del ángulo. Las reacciones endotérmicas más utilizadas son ${}^{12}\text{C}(d, n)$, $Q = -0,281$ MeV, $t(p, n)$ $Q = -0,764$ MeV, ${}^7\text{Li}(p, n)$ $Q = -1,646$ MeV. Entre las reacciones exotérmicas, se han utilizado frecuentemente ${}^{13}\text{C}(\alpha, n)$ $Q = 2,201$ MeV, $d(p, n)$ $Q = 3,266$ MeV, ${}^9\text{Be}(\alpha, n)$ $Q = 5,708$ MeV y $t(d, n)$ $Q = 17,586$ MeV. Con aceleradores se consiguen flujos de neutrones de 10^{12} n/s.

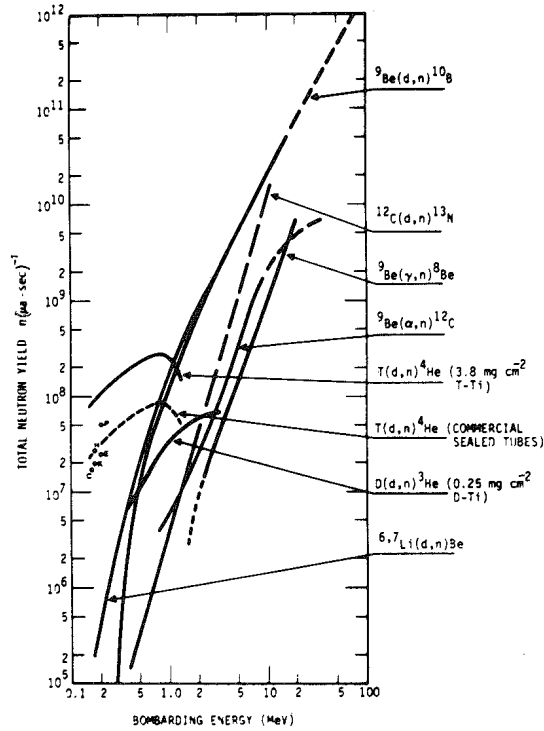


Figura 1.46: Principales reacciones nucleares empleadas en la producción de neutrones

1.13.2. Producción de neutrones mediante spallation

El proceso de spallation consiste en bombardear núcleos con protones o núcleos pesados de altas energías, típicamente entre 600 A MeV y 1 A GeV. Como consecuencia de la interacción nuclear los núcleos adquieren una energía interna elevada y explotan, tal como se representa en la figura 1.47, emitiendo numerosos neutrones, tanto de alta como baja energía.

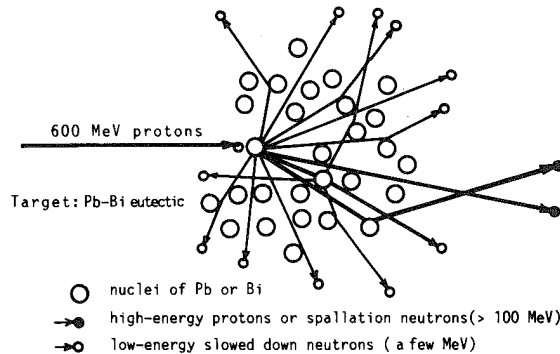


Figura 1.47: Proceso de spallation

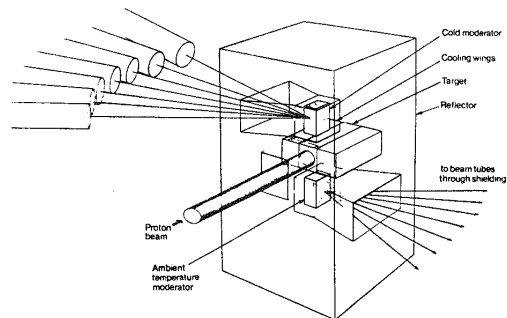


Figura 1.48: Blanco de spallation

1.14. Aplicaciones de los aceleradores

Los aceleradores de partículas tienen un gran número de aplicaciones en otras ciencias y en la industria. Algunas de las más destacadas las veremos en detalle en el último tema del curso. Los temas en los que se han encontrado aplicaciones relevantes son:

Medicina Las aplicaciones principales son la radioterapia de electrones con aceleradores que proporcionan haces de hasta unos 40 MeV, y actualmente se ha puesto en evidencia la importancia de la terapia de hadrones, con haces de protones de centenares de MeV e iones pesados de unos 600A MeV, por lo que se están construyendo sincrotrones comerciales con esta finalidad. Por otro lado está cobrando cada vez mayor importancia los métodos de imagen médica con isótopos radiactivos de vida media muy corta, del orden de algunas horas (tomografía PET). Para obtener estos isótopos hace falta un ciclotrón para crearlos y un sistema de separación de isótopos en un emplazamiento cercano al sistema de imagen.

Semiconductores Los aceleradores de tipo Van de Graaf han proporcionado métodos de estudio de defectos y densidades de dopantes en semiconductores, en particular por medio del método RBS (Rutherford Back Scattering).

Química Las aceleradores de protones e iones pesados de hasta algunos MeV proporcionan la presencia de un determinado elemento en relaciones de 10^{-6} . Ningún método de química analítica proporciona una precisión comparable. Las aplicaciones van desde el estudio de contaminación química muestras del medio ambiente hasta el estudio de pigmentos y contaminantes en objetos de arte y restos arqueológicos. El empleo de aceleradores compite con otros métodos nucleares aplicables para medir la existencia de trazas de elementos, como la resonancia fluorescente, que emplea los rayos X producidos por la desintegración de las excitaciones electrónicas de los átomos de la muestra producidas por una fuente de rayos X, o la activación neutrónica, que utiliza neutrones de un reactor nuclear.

Datación Los isótopos radiactivos presentes en minerales, y restos vegetales y animales son relojes que permiten obtener la edad de los mismos. El método se basa en obtener la relación de isótopo padre a hijo con alta precisión, de lo cual permite obtener la edad de la muestra. La observación directa de las desintegraciones del padre proporciona un valor de la abundancia del padre, pero con mucha menor estadística que los métodos basados en irradiación con aceleradores, que proporcionan directamente la abundancia de tanto el padre como el hijo. Por ello, los métodos de datación con aceleradores son de particular importancia en Arqueología, Paleontología, Geología, Astrofísica y Cosmología, pues estos métodos son útiles para datar períodos desde siglos hasta miles de millones de años, y se aplican desde a objetos de arte o restos relativamente recientes hasta a minerales producidos en la Era Primaria y fragmentos de meteoritos producidos en el origen del Sistema Solar. Todos se basan en identificar un núcleo radiactivo de vida suficientemente larga, en el objeto a datar, y medir la relación de padre a hijo. Estas abundancias se miden con gran precisión mediante reacciones nucleares.

Industria Las aplicaciones industriales son múltiples y variadas, desde el procesado de materiales por radiación, hasta la realización de microporos en membranas o el estudio de inhomogeneidades en láminas finas.

1.15. Instalaciones subterráneas

Actualmente, las instalaciones subterráneas para realizar experimentos que precisan un fondo ultrabajo de rayos cósmicos son cada vez más solicitadas. También hay experimentos que se realizan en el fondo del mar o bajo los hielos de la Antártida con la misma finalidad. La primera instalación fué la mina de sal de

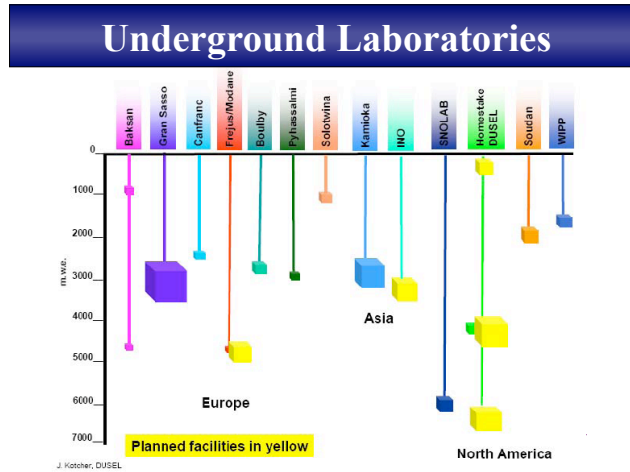


Figura 1.49: Principales instalaciones subterráneas en el mundo

Stakehome en EE.UU. en la que J. Davis realizó el experimento de medida de los neutrinos solares que le valió más tarde el premio Nobel.

Las instalaciones subterráneas suelen ser o bien minas, o túneles de carretera bajo grandes montañas.

En Europa la instalación más profunda es el Laboratorio Subterráneo de Modane (LSM) situado en el túnel de carretera de Fréjus (Francia). La instalación más grande de Europa y de hecho del mundo es el Laboratorio del Gran Sasso, en Italia. En España se ha inaugurado recientemente (2006) el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (Huesca), situado en el túnel de carretera de Somport, que une España y Francia. Otro laboratorio reciente en Europa es el de Boulby (Reino Unido) situado en una mina de sal. Los parámetros más importantes, aparte de la superficie disponible, son el flujo de muones, que depende de la profundidad equivalente en agua, y la radioactividad natural existente, debida a la naturaleza de las rocas. Las series naturales de thorio y uranio producen el gas radón, cuya concentración es un parámetro importante.

Las instalaciones subterráneas son multidisciplinarias, acogiendo experimentos de diversas ramas de la Ciencia. Los experimentos más importantes están dedicados a la búsqueda de la desintegración beta doble sin neutrinos y a la búsqueda de materia oscura.

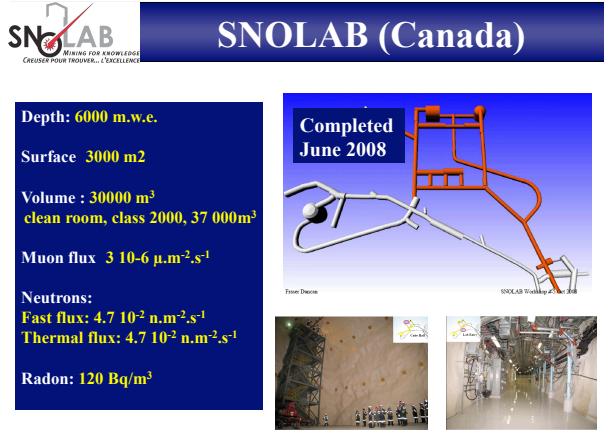


Figura 1.50: Características de SNOLab

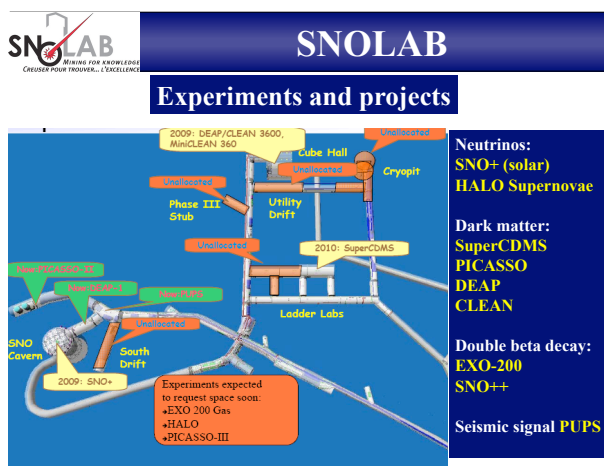


Figura 1.51: Experimentos en SNOLab

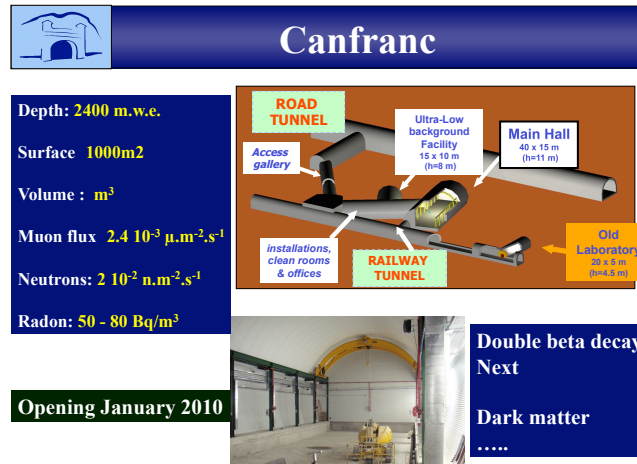


Figura 1.52: Características del LSC de Canfranc

1.16. Ejercicios

1. Tenemos un haz de núcleos de ^{12}C de 100A MeV de energía y de 10 nA de partículas de intensidad que incide sobre un blanco de ^{40}Ca de $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de grosor y consideramos una reacción determinada, cuya sección eficaz es 10 mb. Determinar el número de reacciones de este tipo que ocurrirán por segundo. ¿Cuántas reacciones de cualquier tipo ocurrirán? Si tenemos un detector de tiempo de ocupación de $1 \mu\text{s}$, y que ocupa un 1% del ángulo sólido, discutir la importancia del apilamiento de sucesos (suponed una distribución angular uniforme e isótropa)
2. Tenemos un haz de ^{16}O de 25A MeV de energía, 100 nA de intensidad eléctrica e ionización 8^+ , que se hace incidir sobre un blanco de ^{27}Al de $100 \text{mg}/\text{cm}^2$ de un grosor, con la finalidad de medir la producción de piones neutros. Si se miden $1800 \pi^0$ en 100 h de irradiación con un sistema de detección con un 50% de tiempo muerto y 1% de aceptación (que no han sido utilizados para dar el número de piones anterior), calcular la sección eficaz de producción de π^0 .
3. Calcular para el problema anterior el número total de reacciones de cualquier tipo que ocurrirán por segundo. Tomar como sección eficaz de reacción la sección eficaz geométrica. Calcular a partir de los resultados del problema anterior, la multiplicidad de piones neutros (número de piones producidos por colisión).
4. Un ciclotrón funcionando a 10 MHz de frecuencia, produce un haz de núcleos de ^{12}C de 600 nA de intensidad eléctrica. El estado de carga seleccionado

de los iones de C es 6^+ . La energía del haz es 100A MeV. Si los paquetes del haz duran 1 ns, calcular el número de partículas por paquete, la intensidad efectiva durante cada paquete y la diferencia de tiempo media entre reacciones provocadas por paquetes distintos. Si los detectores se encuentran a 1 m del blanco ¿Cuál será el tiempo de vuelo de fotones, fragmentos del proyectil y nucleones emitidos por el blanco de 10 MeV de energía, cuando éste queda en reposo?

5. Si en el problema anterior consideramos un blanco de ^{40}Ca $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de grosor, calcular el número de reacciones que ocurrirán por paquete. ¿Cuál es la probabilidad de interacción de una partícula en el blanco? ¿Y la probabilidad de dos interacciones? ¿Cuál es la probabilidad de que ocurran 0 o 1 o 2 reacciones en un sólo paquete? Si la probabilidad de producir un fotón de más de 30 MeV en una interacción es 10^{-4} y la probabilidad de producir dos fotones de estas características en una interacción es 10^{-9} , discutir si el grosor del blanco es adecuado para medir la producción de dos fotones simultáneos en una reacción.
6. ¿Cuál debería de ser el campo magnético máximo del sincrotrón SIS del GSI de Darmstadt si estuviese distribuido a lo largo de toda la circunferencia cuya longitud es 216 m, sabiendo que la máxima energía de aceleración es 2A GeV para núcleos completamente ionizados con $N=Z$? (Los datos reales son $B = 1,8T$ y $BR = 18 \text{ T} \cdot \text{m}$). Sabiendo que el SIS tiene dos cavidades de RF de 1.6 kV, estimar el tiempo de aceleración necesario.
7. Calcular el campo magnético que debe existir en un espectrómetro para transportar, con un imán de radio de curvatura 5 m, iones de ^{12}C de 100A MeV de energía, completamente ionizados. Determinar la resolución del radio de curvatura necesaria si se desea obtener una resolución de energía de 1 MeV.
8. Calcular la energía umbral de producción de antiprotones en colisiones p-p, en un sincrotrón de blanco fijo (haz de protones sobre un blanco de hidrógeno líquido).
9. Si tenemos un colisionador con dos haces de ^{208}Pb y una luminosidad de 10^{32} partículas/s \cdot cm², calcular el número de colisiones por segundo (utilizar la sección eficaz geométrica). ¿Que luminosidad se consigue con un haz de 10^{11} iones/s de intensidad y un blanco de $100 \text{ mg}/\text{cm}^2$ de grosor?
10. Queremos construir una factoría de piones con un haz de iones de ^{12}C de 2A GeV y un blanco de berilio de 10 cm de longitud. La densidad del berilio es $1.848 \text{ gr}/\text{cm}^3$. Si la sección eficaz de producción de piones es de 1 barn y el haz primario de ^{12}C tiene una intensidad de 10^{11} iones por segundo, calcular el número de piones por segundo que se producirán.

11. Tenemos una facilidad de fotones etiquetados producidos por electrones de 1 GeV. Los electrones después de pasar por el radiador y generar los fotones penetran en un campo magnético de 1 T y describen una trayectoria circular. Calcular su radio de curvatura para electrones que han generado fotones de 400 y de 500 MeV. Si el espectrómetro de electrones (tagger) tiene una resolución del radio de curvatura de 1 cm, calcular la resolución de energía de los fotones.

12. Se diseña un experimento para medir producción de piones con las siguientes condiciones: un haz de ^{36}Ar de 150 nA de intensidad eléctrica y estado de carga 11^+ y 25 A MeV de energía; un blanco de oro de 22 mg/cm^2 ; se irradia el blanco durante 200 h. Los piones se miden con un detector del 2% de aceptación y el sistema de adquisición funciona con un tiempo muerto del 50%. Al final del experimento se miden 100 piones (sin corregir ni tiempo muerto ni aceptación, es decir sucesos efectivamente medidos). Calcular la sección eficaz de producción de piones y su multiplicidad (piones por colisión).