

2.2. Wiązki promieniowania jonizującego



Źródła promieniotwórcze emitują cząstki, których energia nie przekracza kilku megaelektronowoltów. Energia ta jest często niewystarczająca do realizacji zadań, w których promieniowanie jonizujące może znaleźć zastosowanie. Przykładem jest sterylizacja materiałów medycznych, dekontaminacja środków spożywczych, niszczenie szkodników w materiałach organicznych, a przede wszystkim - **radioterapia**. Badania naukowe także wymagają cząstek o energiach większych o wiele rzędów wielkości od tych, jakie dostarczyć mogą źródła promieniotwórcze.

Wiązki cząstek o wyższych energiach można uzyskać z pomocą akceleratorów, których zasada działania opiera się na wykorzystaniu praw ruchu cząstek naładowanych w polach elektrycznym i magnetycznym. Od tych zagadnień zaczniemy więc nasze rozważania.

Rys. 2.2.1 Akcelerator elektronów w Instytucie Chemii i Techniki Jądrowej przeznaczony do sterylizacji materiałów medycznych

A. Cząstki naładowane w polu elektrycznym

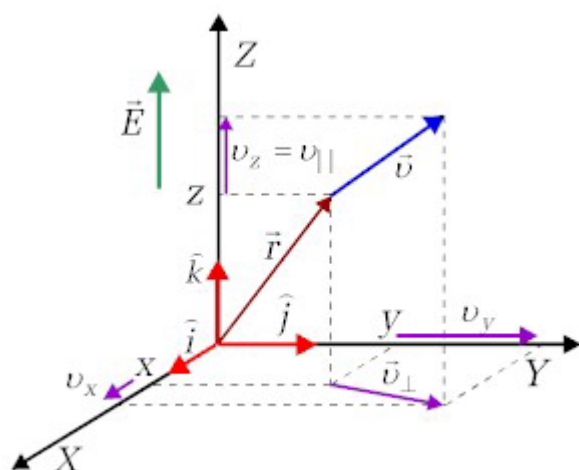
Siła $\vec{F}$ działająca na ładunek q umieszczony w polu elektrycznym o natężeniu $\vec{E}$ określona jest wzorem.

$$\vec{F} = q \cdot \vec{E} \quad (2.2.1)$$

gdzie znak ładunku może być dodatni bądź ujemny. Kierunek siły zgodny jest z kierunkiem wektora natężenia pola, a zwrot zależy od znaku ładunku.

Zapišmy równania Newtona dla tego przypadku. Pamiętajmy, że $\vec{F} = m \cdot \vec{a}$, gdzie m jest masą cząstki, a $\vec{a}$ jest jej przyspieszeniem. Z kolei, przyspieszenie jest drugą pochodną wektora położenia $\vec{r}$ i pierwszą pochodną wektora prędkości względem czasu. Wektory te mogą mieć dowolną orientację w przestrzeni. Równanie ruchu ma więc postać.

$$\vec{F} = m \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} = m \cdot \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = q \cdot \vec{E} \quad (2.2.2)$$



Określmy warunki początkowe dla naszego przypadku. Przyjmijmy, że wektor natężenia pola skierowany jest wzdłuż osi Z , czyli jego składowe (E_x, E_y, E_z) można zapisać jako $(0, 0, E)$. Składowe wektora położenia i prędkości przyjmijmy za dowolne i oznaczmy je dla chwili czasu $t = 0$ symbolami (x_0, y_0, z_0) oraz (v_{x0}, v_{y0}, v_{z0}) . Ilustruje to rysunek 2.2.1.

Rys.2.2.2 Wektory: położenia, prędkości i pola elektrycznego

Równania Newtona dla poszczególnych składowych oraz ich rozwiązania mają więc postać.

$$\left. \begin{aligned} m \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} &= m \frac{dv_x}{dt} = 0 \\ m \cdot \frac{d^2 y}{dt^2} &= m \frac{dv_y}{dt} = 0 \\ m \cdot \frac{d^2 z}{dt^2} &= m \frac{dv_z}{dt} = q \cdot E \end{aligned} \right\} \Rightarrow \begin{cases} v_x = v_{x0} \\ v_y = v_{y0} \\ v_z = \frac{q \cdot E}{m} \cdot t + v_{z0} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} x = v_{x0} \cdot t + x_0 \\ y = v_{y0} \cdot t + y_0 \\ z = \frac{q \cdot E}{m} \cdot \frac{t^2}{2} + v_{z0} \cdot t + z_0 \end{cases} \quad (2.2.3)$$

Zauważamy, że ruch w każdym z kierunków jest niezależny od ruchów w kierunkach pozostałych. Jeśli więc wszystkie prędkości początkowe równe będą zero, to ruch będzie odbywał się tylko w kierunku zgodnym z kierunkiem wektora natężenia pola, czyli w naszym przypadku w kierunku osi Z . Będzie to ruch jednostajnie przyspieszony, jednowymiarowy. Przyspieszenie w tym ruchu zapisać więc można w postaci skalarnej

$$a = \frac{q \cdot E}{m} \quad (2.2.4)$$

bowiem kierunek przyspieszenia w tym ruchu jest także wielkością stałą.

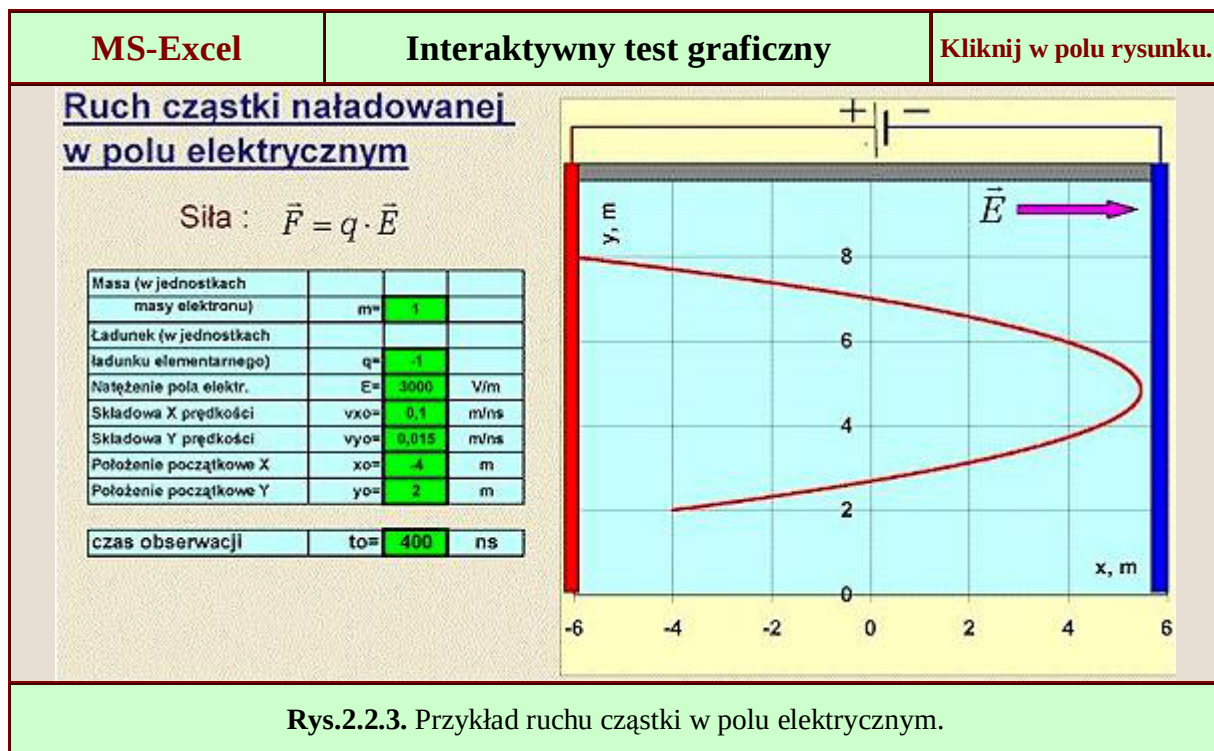
Jeśli ładunek cząstki jest ujemny, to ruch będzie odbywał się w kierunku przeciwnym do kierunku wektora $\vec{E}$. Jeśli dodatkowo w chwili $t = 0$ składowa prędkości w kierunku Z była nierówna zero i dodatnia to ruch będzie ruchem jednostajnie opóźnionym aż do momentu

kiedy ujemny przyrost prędkości będzie równy prędkości początkowej, czyli kiedy $t = v_{z0} \cdot m / (q \cdot E)$. Jeśli w chwili $t = 0$ składowa prędkości w kierunku X była nierówna zero, to ruch w tym kierunku będzie ruchem jednostajnym, prostoliniowym, a cząstka poruszać się będzie w płaszczyźnie (X, Z) - będzie to więc ruch płaski. Zwróćmy też uwagę, że przyspieszenie w tym ruchu określa czynnik $q \cdot E / m$ wyrażający proporcjonalność przyspieszenia cząstki do wartości natężenia pola i ładunku cząstki i odwrotną proporcjonalność do jej masy.

Rozważania nasze można teraz sprawdzić samemu za pomocą przygotowanego w tym celu **interaktywnego testu graficznego**. Ładunek elektronu $q_e = 1.602\,177\,33 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, a jego masa $m_e = 9.109\,389\,7 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$; stosunek ładunku elektronu do jego masy wynosi $q_e / m_e = 1.75881962 \cdot 10^{11} \text{ C/kg}$. Natężenie pola wyrazić możemy w niutonach na kulomb lub, co jest równoważne, w woltach na metr. Wymiar wyrażenia $q \cdot E / m$ jest więc $\text{C} \cdot \frac{\text{N}}{\text{C}} \cdot \frac{1}{\text{kg}} = \frac{\text{kg} \cdot \text{m}}{\text{s}^2} \cdot \frac{1}{\text{kg}} = \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$. W układzie SI możemy to zapisać dla elektronu w postaci

$$E \cdot \frac{q_e}{m_e} = E \cdot 1.75881962 \cdot 10^{11} \frac{\text{m}}{\text{s}^2} = E \cdot 1.75881962 \cdot 10^{-7} \frac{\text{m}}{\text{ns}^2} \quad (2.2.5)$$

Wyraziliśmy to w metrach na nanosekundę do kwadratu, bo w praktycznych zastosowaniach wygodniej będzie wyrażać czas ruchu elektronu w nanosekundach.

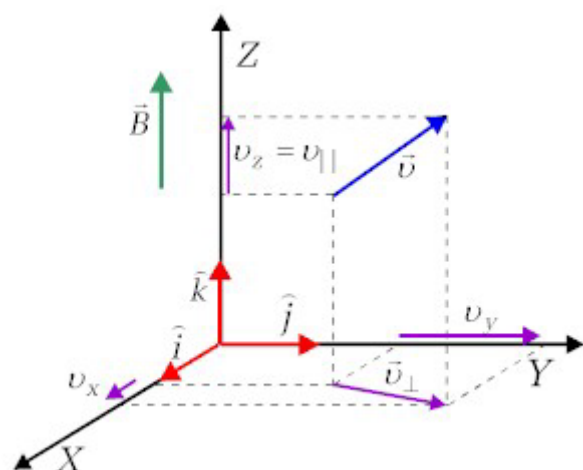


B. Wpływ pola magnetycznego na ruch cząstki naładowanej

Jak pole magnetyczne wpływa na ruch cząstki naładowanej elektrycznie? Odpowiedź na to pytanie ukaże nam ogromne możliwości jakie stwarza nauce, technice, medycynie itd. zastosowanie pola magnetycznego do sterowania ruchem cząstek naładowanych. Jeszcze większe możliwości wpływu na ruch cząstek naładowanych stwarza wykorzystanie kombinacji pól magnetycznych i elektrycznych.

Na ładunek elektryczny q poruszający się z prędkością $\vec{v}$ w polu magnetycznym o indukcji $\vec{B}$ działa siła Lorentza

$$\vec{F} = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.2.6)$$



Ustawmy układ współrzędnych prostokątnych tak, by oś Z pokrywała się z kierunkiem wektora indukcji magnetycznej $\vec{B}$; Rys.2.2.4. pokazuje konfigurację geometryczną dla naszego przypadku. Kolorem czerwonym zaznaczono wersory wyznaczające kierunki osi współrzędnych. kolorem niebieskim zaznaczono przykładowy wektor prędkości cząstki, a kolorem fioletowym jego rzuty na osie układu współrzędnych. Przez $\vec{v}_\perp$ oznaczono składową prostopadłą do wektora $\vec{B}$; składowa ta leży w płaszczyźnie XY . Przez $v_{||}$ oznaczono składową prędkości równoległą do kierunku wektora $\vec{B}$. Składowa ta równa jest składowej v_z .

Rys 2.2.4. Wektor indukcji magnetycznej i składowe wektora prędkości cząstki w układzie współrzędnych prostokątnych.

Szczegółowe rozwiązanie układu równań Newtona dla ruchu cząstki w kierunkach X , Y , Z [przedstawiamy oddzielnie](#) bowiem wymaga wykonania bardziej złożonych obliczeń. Tutaj podajemy jedynie krótką metodę pozwalającą na wyznaczenie promienia krzywizny i skoku linii śrubowej, po jakiej porusza się cząstka w polu magnetycznym.

Ruch cząstki można opisać jako złożenie dwóch niezależnych ruchów: wzdłuż osi Z z prędkością v_z i w płaszczyźnie XY z prędkością $\vec{v}_\perp$.

Ruch wzdłuż osi Z : Kierunek siły Lorentza jest prostopadły do wektora $\vec{B}$, a więc składowa siły w kierunku osi Z wynosi zero. Ruch wzdłuż osi Z jest więc ruchem jednostajnym z prędkością v_z .

Ruch w płaszczyźnie XY: Wartość siły Lorentza można zapisać w postaci skalarnej jako

$$F = q \cdot v_{\perp} \cdot B \quad (2.2.7)$$

Zgodnie z definicją iloczynu wektorowego, siła ta skierowana jest zawsze prostopadle do prędkości $\vec{v}_{\perp}$, może więc zmieniać jedynie kierunek prędkości, a nie jej wartość. Siła o takiej własności jest siłą dośrodkową - pod jej wpływem cząstka porusza się po okręgu, którego promień można wyznaczyć z równania

$$q \cdot v_{\perp} \cdot B = \frac{m v_{\perp}^2}{r} \quad (2.2.8)$$

gdzie wyrażenie po prawej stronie, to znany wzór na siłę odśrodkową w ruchu po okręgu.

Z wyrażenia (2.2.8) wyznaczamy więc promień okręgu,

$$r = \frac{m \cdot v_{\perp}}{q \cdot B} \quad (2.2.9)$$

gdzie iloczyn $v_{\perp} \cdot m = p_{\perp}$ jest tzw. "składową poprzeczną" pędu cząstki. Okres ruchu wynosi

$$T = \frac{2 \cdot \pi \cdot r}{v_{\perp}} = \frac{2 \cdot \pi \cdot m \cdot v_{\perp}}{q \cdot B \cdot v_{\perp}} = \frac{2 \cdot \pi \cdot m}{q \cdot B} \quad (2.2.10)$$

Częstość kołowa

$$\omega = \frac{2 \cdot \pi}{T} = \frac{q \cdot B}{m} \quad (2.2.11)$$

zwana jest **częstością cyklotronową**. Częstość ta nie zależy od prędkości cząstki, a jedynie od indukcji pola magnetycznego B oraz stosunku ładunku cząstki do jej masy q/m .

W kierunku osi Z tor jest linią prostą, zaś w płaszczyźnie XY okręgiem. Wobec tego **wypadkowy tor będzie linią śrubową zwaną też helisą**. Skok helisy równy będzie drodze, jaką w kierunku Z przebędzie cząstka w czasie jednego okresu

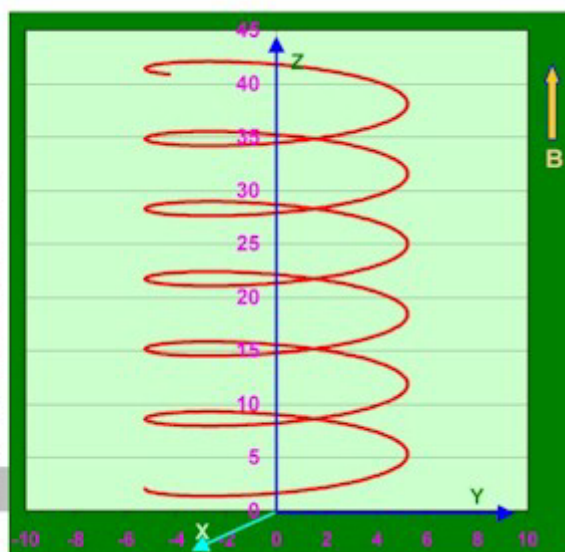
$$h = v_z \cdot T = v_z \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot m}{q \cdot B} \quad (2.2.12)$$

Opisane zależności możesz teraz sam sprawdzić korzystając z ilustracji interaktywnej demonstrującej ruch cząstki naładowanej w polu magnetycznym dla zadanych przez Ciebie wartości parametrów. Odpowiedz na zawarte tam pytania

Ruch cząstki naładowanej w polu magnetycznym

Siła Lorentza $\vec{F} = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B})$

Masa (w jednostkach masy protonu)	m=	1	
Ładunek (w jednostkach ładunku elementarnego)	q=	1	
Wektor indukcji magnet.	B=	2	T
Składowa X prędkości	vxo=	1	m/ns
Składowa Y prędkości	vyo=	0	m/ns
Składowa Z prędkości	vzo=	0,2	m/ns
Faza początkowa	fi=	0	rad
czas obserwacji	to=	200	ns
kąt obserwacji	alfa=	0,4	rad
Częstość cyklotronowa	omega=	0,1916	rad/ns
Prędkość poprzeczna	vt=	1	m/ns



Rys.2.2.5. Przykład ruchu cząstki w polu magnetycznym.

C. Spektrometry magnetyczne i akceleratorzy

Przypomnijmy rezultaty rozwiązania równań ruchu cząstki naładowanej w polach: elektrycznym i magnetycznym. Będzie to nam potrzebne do opisu działania urządzeń pozwalających przyspieszać cząstki naładowane. Energie cząstek emitowanych przez źródła promieniotwórcze ograniczone są do kilku MeV. Wiązki cząstek dobrze skolimowanych i o większych energiach potrzebne są zarówno do badań naukowych jak i do wielu zastosowań technicznych i medycznych: radioterapii, sterylizacji instrumentów medycznych, dekontaminacji środków spożywczych itd.

Podstawą jest wzór określający siłę działającą na cząstkę naładowaną o ładunku q poruszającą się w polu z prędkością $\vec{v}$ w polach: elektrycznym o natężeniu $\vec{E}$ i magnetycznym o indukcji $\vec{B}$, tj. siłę Lorentza

$$\vec{F} = q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.2.13)$$

Sformułujmy konsekwencje działania siły Lorentza dla ruchu cząstek naładowanych w polach: elektrycznym i magnetycznym.

1. Pole elektryczne nadaje cząstce przyspieszenie,

$$\vec{a} = \frac{q \cdot \vec{E}}{m} \quad (2.2.14)$$

2. o kierunku i zwrocie wektora natężenia pola, jeżeli cząstka ma ładunek dodatni, i o zwrocie przeciwnym - jeśli ujemny. Przyspieszenie to jest proporcjonalne do ładunku cząstki i natężenia pola elektrycznego i odwrotnie proporcjonalne do masy cząstki. Pole elektryczne nie wpływa na ruch cząstki w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku wektora natężenia pola.
3. Praca związana z przemieszczeniem ładunku elektrycznego w polu o danej różnicy potencjałów oznacza równocześnie energię kinetyczną jaką nabywa cząstka w polu elektrycznym

$$E_k = q \cdot (\varphi_A - \varphi_b) = q \cdot U \quad (2.2.15)$$

4. W zależności tej w zasadzie zawarta jest cała idea przyspieszania cząstek naładowanych. Wystarczy wytworzyć różnicę potencjałów pomiędzy punktami **A** i **b**, a następnie pozwolić cząstce o ładunku **q** na ruch pomiędzy tymi punktami np. od **A** do **b**. W punkcie **b** energia cząstki będzie wynosić **E_k**. Praktyczna realizacja tej idei nie jest już taka prosta. Wytworzenie bardzo dużej różnicy potencjałów stwarza wielkie problemy natury technicznej i jest ograniczone do kilku **MV**.
5. Pole magnetyczne nie oddziałuje na cząstki będące w spoczynku lub poruszające się w kierunku równoległym do kierunku wektora indukcji magnetycznej, nie zmienia też wartości bezwzględnej prędkości cząstki poruszającej się. Kiedy jednak cząstka porusza się w kierunku nierównoległym do kierunku wektora indukcji magnetycznej wówczas tor jej jest linią śrubową (helisą) której oś skierowana jest równolegle do kierunku wektora indukcji, a promień **r** wynosi

$$r = \frac{m \cdot v_{\perp}}{q \cdot B} = \frac{p_{\perp}}{q \cdot B} \quad (2.2.16)$$

6. Ruch cząstki w polu magnetycznym jest ruchem jednostajnym w kierunku równoległym do kierunku wektora indukcji pola i ruchem jednostajnym po okręgu w płaszczyźnie do tego kierunku prostopadłej. Kiedy cząstka nie posiada składowej prędkości równoległej do kierunku wektora indukcji, to ruch jej jest ruchem po okręgu, który często nazywa się orbitą cyklotronową, zaś sam ruch - **ruchem cyklotronowym**. Promień tego okręgu jest (patrz wzór (2.3.4) odwrotnie proporcjonalny do ładunku cząstki i wartości wektora indukcji pola magnetycznego oraz wprost proporcjonalny do iloczynu poprzecznej składowej prędkości i masy cząstki lub inaczej mówiąc - do składowej poprzecznej pędu cząstki .
7. Ruch cząstki w płaszczyźnie prostopadłej do wektora indukcji jest więc ruchem okresowym. Wielkością która określa parametry tego ruchu jest częstość

cyklotronowa ω . **Wartość częstości cyklotronowej określona jest przez stosunek ładunku do masy cząstki q/m oraz indukcję pola magnetycznego B , nie zależy natomiast od prędkości cząstki.** Ta niezwykle ważna własność ruchu cząstki w polu magnetycznym leży u podstaw budowy akceleratorów zwanych cyklotronami (stad wzięło się określenie "częstość cyklotronowa").

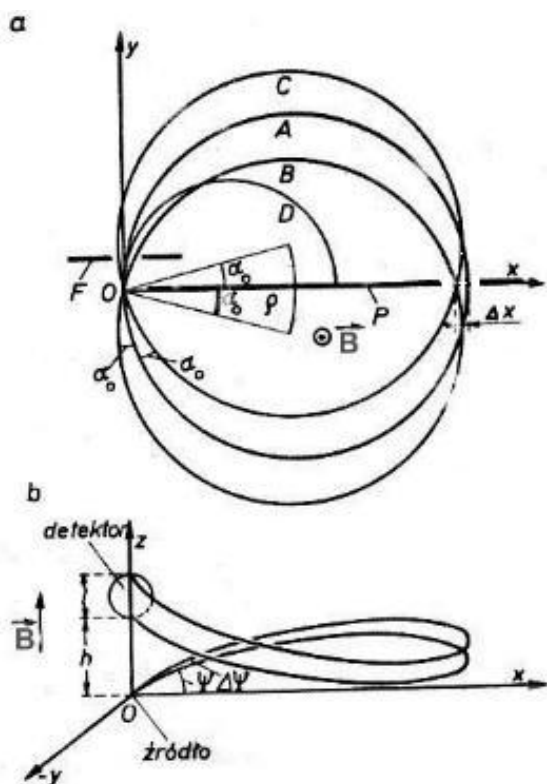
8. Parametry charakteryzujące ruch okresowy cząstki w polu magnetycznym: częstość cyklotronowa ω , okres T i "skok" linii śrubowej h wynoszą:

$$\omega = \frac{q}{m} \cdot B; \quad T = \frac{2 \cdot \pi}{\omega} = \frac{2 \cdot \pi \cdot r}{v_{\perp}} = \frac{2 \cdot \pi \cdot m}{q \cdot B}; \quad h = v_z \cdot T = v_z \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot m}{q \cdot B} \quad (2.2.17)$$

gdzie v_z jest prędkością cząstki w kierunku pola magnetycznego.

Zastosujmy teraz zdobytą wiedzę dla zapoznania się z budową i działaniem, najpierw spektrometrów magnetycznych, następnie akceleratorów.

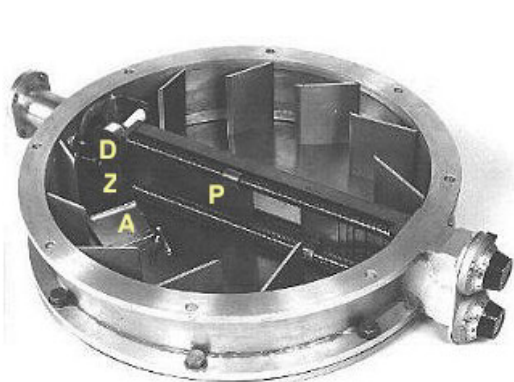
Spektrometr, to urządzenie do analizy spektrum (widma) a więc rozkładu jakiejś wielkości. W przypadku cząstek naładowanych emitowanych np. w przemianach jądrowych chodzi na ogół o wyznaczenie rozkładu energii lub pędu cząstek, a niekiedy o określenie ich mas (wtedy mówi się o spektrometrach masowych). W spektrometrach takich wykorzystywana jest proporcjonalność promienia krzywizny toru cząstek w polu magnetycznym do ich pędu w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku pola; wzór (2.3.4) Na takiej samej zasadzie działają monochromatory i separatory cząstek pozwalające wybrać z wiązki cząstek o różnych pędach tylko takie, których pęd jest ściśle określony.



Rys.2.2.6. pokazuje schemat prostego spektrometru elektronów, w którym wykorzystano fakt, że w jednorodnym polu magnetycznym ich tory są okręgami w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku pola oraz, że wzdłuż kierunku pola poruszają się ruchem jednostajnym. Rysunek (a) pokazuje rzut na płaszczyznę prostopadłą do kierunku pola; rysunek (b) ilustruje przykładowe trajektorie elektronów. Źródło elektronów znajduje się w punkcie O . Elektrony wychodzą przez szczelinę w przesłonie F . Po przebyciu półokręgu elektrony o tej samej wartości składowej poprzecznej pędu w stosunku do kierunku pola (tory A, B, C) podlegają przybliżonemu ogniskowaniu. (Im węższa jest przesłona F tym lepsze jest ogniskowanie, ale tym mniejsza jest "światłość" urządzenia.) Elektrony mogą być następnie zatrzymane przez przesłonę P lub przejść przez szczelinę, której położenie i wielkość można regulować.

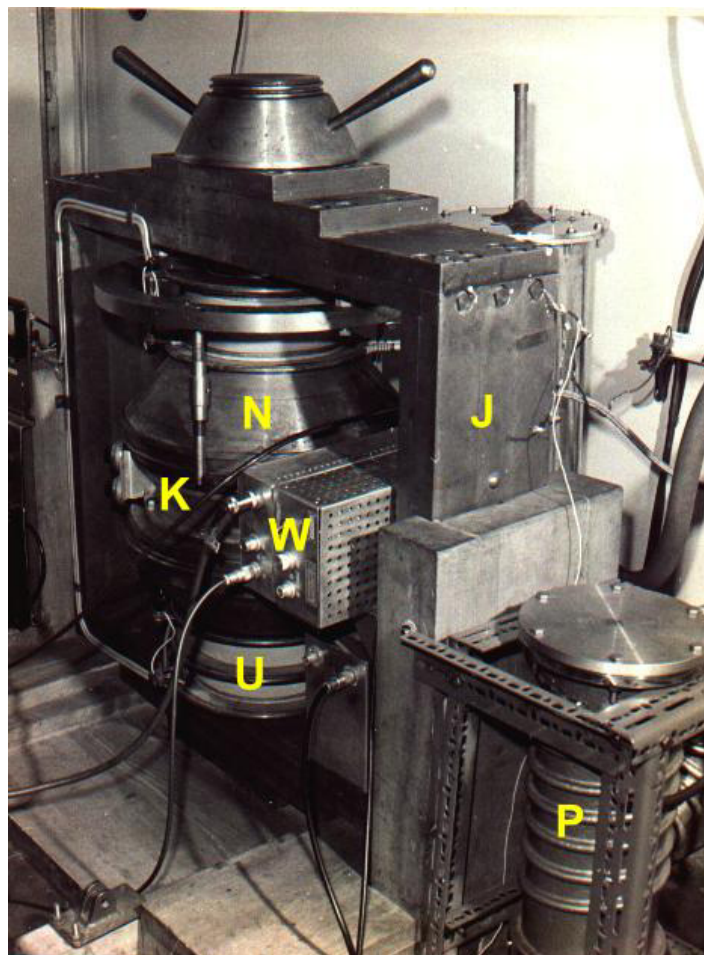
Rys.2.2.6. Schemat i zasada działania przykładowego spektrometru magnetycznego

Elektrony poruszające się po torach **A, B, C** przechodzą przez szczelinę, elektron o mniejszej energii (tor **D**) jest zatrzymany przez przesłonę. Zmieniając położenie przesłony **P** możemy selekcjonować elektrony o wybranych energiach.



Rys. 2.2.7 Spektrometr magnetyczny beta w Instytucie Badań Jądrowych w Świerku
u góry – komora próżniowa spektrometru; oznaczenia: Z – źródło promieniowania beta, P - ruchoma przesłona, D – detektor półprzewodnikowy, A – zdjęty absorbent elektronów

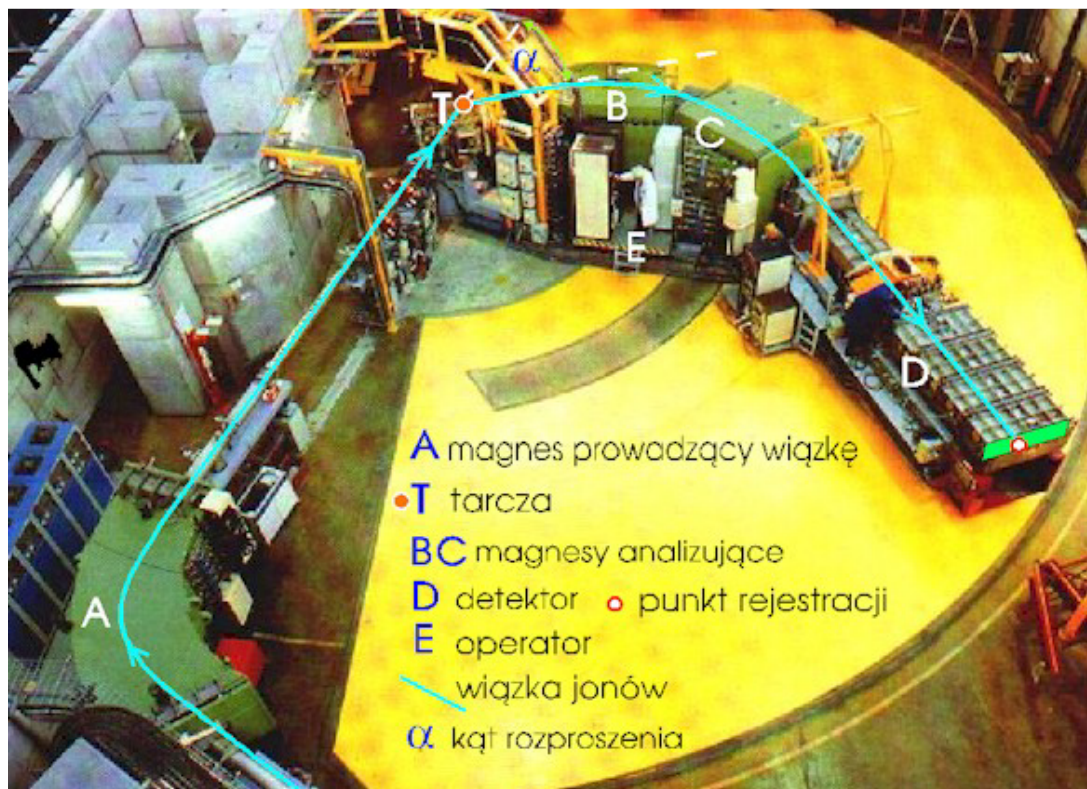
po prawej – widok całego spektrometru: K – komora próżniowa, N – nabiegunnik magnesu, J – jarzmo magnesu, U – uzwojenie magnesu, W – wzmacniacz sygnału, P – Pompa próżniowa.



Fotografie powyżej (Rys. 2.2.7.) przedstawiają komorę próżniową spektrometru oraz cały spektrometr. Wewnątrz komory widać wyraźnie dość duży otwór w przesłonie **P**, zaś z prawej strony - pokrętki umożliwiające za pomocą przekładni śrubowej zmianę położenia obu krawędzi przesłony bez naruszania próżni wewnątrz komory. Z lewej strony widać zarys kształtu półprzewodnikowego detektora **D**, użytego w pomiarach. W miejscu oznaczonym **Z** znajduje się źródło. Zdjęta warstwa absorbentu oznaczona jest literą **A**. Płytki na obwodzie komory mają za zadanie zatrzymywać rozproszone na ściankach i resztkach powietrza elektrony, które mogłyby zakłócić pomiar. Komora próżniowa umieszczona jest w jednorodnym polu magnetycznym pomiędzy nabiegunnikami elektromagnesu. Na zdjęciu widoczna jest także pompa próżniowa oraz wstępny wzmacniacz sygnału.

Elektrony, które poruszały się równocześnie w kierunku do góry wpadają po przebyciu kolejnego półokręgu do umieszczonego nad źródłem detektora. Detektor oddzielony jest od źródła warstwą absorbentu **A** pochłaniającego elektrony. Do detektora docierają więc wyłącznie te elektrony, które przeszły przez szczelinę w przesłonie **P**. Spektrometr ten został wykonany w latach sześćdziesiątych w Instytucie Badań Jądrowych w Świerku, ale dzięki swej prostocie dobrze demonstruje zasadę działania oraz podstawowe elementy spektrometru magnetycznego

Współczesne spektrometry mają znacznie bardziej złożoną konstrukcję. Przykład spektrometru magnetycznego działającego obecnie we francuskim laboratorium **GANIL** pokazuje fotografia poniżej, Rys.2.3.2.

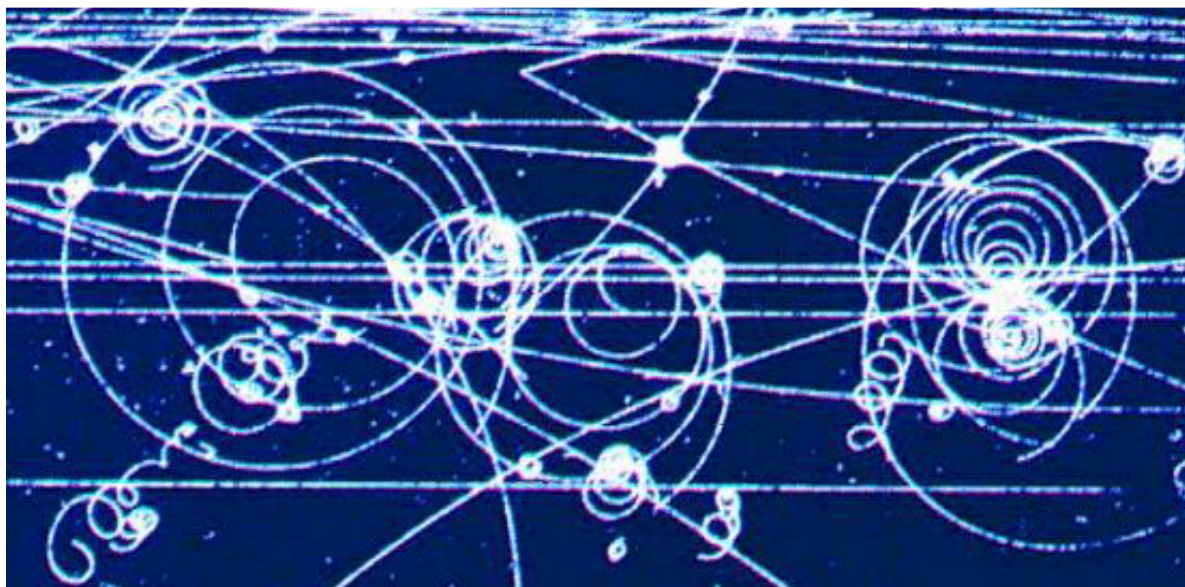


Rys.2.2.8. Spektrometr magnetyczny SPEG we francuskim laboratorium GANIL

Wiązka jąder atomowych przyspieszonych w akceleratorze prowadzona jest jonowodem (rurą próżniową) i ulega zakrzywieniu pod wpływem pola magnetycznego w magnesie prowadzącym **A** (koloru zielonego na fotografii). Wiązka uderza w tarczę **T** (zwykle jest to bardzo cienka folia metalowa). Tu mają miejsce badane reakcje jądrowe. Częstki wyemitowane pod kątem α zakrzywane są przez pole magnetyczne magnesów analizujących **B** i **C** oraz ogniskowane w płaszczyźnie ogniskowej detektora **D**. Częstki te rejestrowane są przez układ komór jonizacyjnych. Skalę wielkości urządzenia pokazuje sylwetka operatora **E**, który oczywiście nie może przebywać tam w czasie pomiaru. U góry z lewej strony widoczna jest betonowa "śluz" systemu ochrony przed promieniowaniem. Całe ramię analizująco-rejestrujące o wadze wielu ton może obracać się wokół osi ustawienia tarczy przesuwając się po podłożu (koloru żółtego) unoszone na poduszkach powietrznych.

Szczególnym typem spektrometru są **detektory śladowe umieszczone w polu magnetycznym**. Detektorami tego typu były w przeszłości m. in. komory pęcherzykowe umożliwiające rejestrację obrazu śladów cząstek jonizujących na kliszy fotograficznej, a obecnie, a obecnie są to różnorodne detektory pozycyjne. Wśród nich wyróżnia się „komora projekcji czasowej” (TPC) pozwalająca zarejestrować kilkadziesiąt punktów na trajektorii cząstki, co umożliwia odtworzenie jej trajektorii i wyznaczenie wektora pędu cząstki oraz jej identyfikację.

Na fotografii poniżej (Rys. 2.3.9) pole magnetyczne skierowane jest prostopadłe do płaszczyzny fotografii. Szereg śladów poziomych i prawie prostych pozostawionych zostało przez cząstki o dużych prędkościach i masach, a więc dużych wartościach $P_{\perp}$. Wpływ pola na ich trajektorie jest więc niewielki.



Rys.2.2.9 Ślady cząstek naładowanych zarejestrowane w eksperymencie NA35 w CERN.

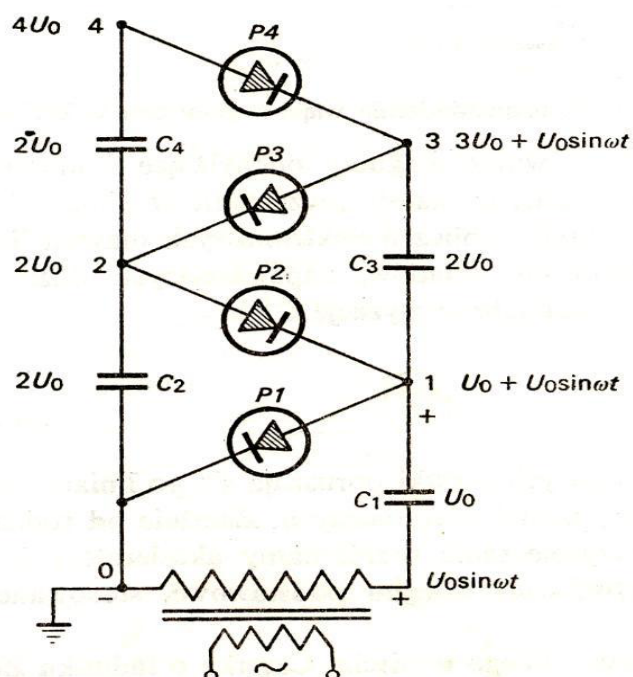
Ślady w postaci spirali pozostawiły elektrony, cząstki o masach o wiele mniejszych. Nawet jeśli miały duże prędkości, to ich pęd był niewielki i w rezultacie poruszały się po okręgach o niewielkich promieniach lub linach śrubowych, jeśli posiadały składową prędkości równoległą do kierunku pola. Na fotografii w miejscu okręgów widać jednak spirale. Wynika to z faktu, że wskutek strat energii w ośrodku pęd elektronów się zmniejsza, więc zmniejsza się także promień krzywizny ich toru. Wykonując pomiary punktów na torach cząstek można odtworzyć ich trajektorie i określić precyzyjnie wszystkie składowe ich pędu, a znając masę cząstek, także ich prędkości i energie.

Akcelerator jest urządzeniem do przyspieszania cząstek naładowanych i jąder atomowych do bardzo wysokich energii. Naturalnym wydaje się użycie w tym celu pola elektrycznego o możliwie dużym natężeniu. Taka jest zasada działania tzw. **akceleratorów liniowych**. Uzyskiwana energia jest wprost proporcjonalna do napięcia pracy akceleratora (patrz wzór (2.2.15)). Uzyskanie bardzo wysokich napięć wiąże się jednak z wieloma problemami technicznymi. Jednym z rozwiązań jest kombinacja pól elektrycznego i magnetycznego stanowiąc podstawę konstrukcji **akceleratorów kołowych**, których przedstawicielem jest **cyklotron**.

Przyspieszanie wstępne - źródła wysokiego napięcia

Przyspieszanie wstępne na ogół realizuje się z pomocą źródeł wysokiego napięcia. Pierwszymi takimi urządzeniami były generatory: Crockforda-Waltona oraz van de Graffa przedstawione poniżej.

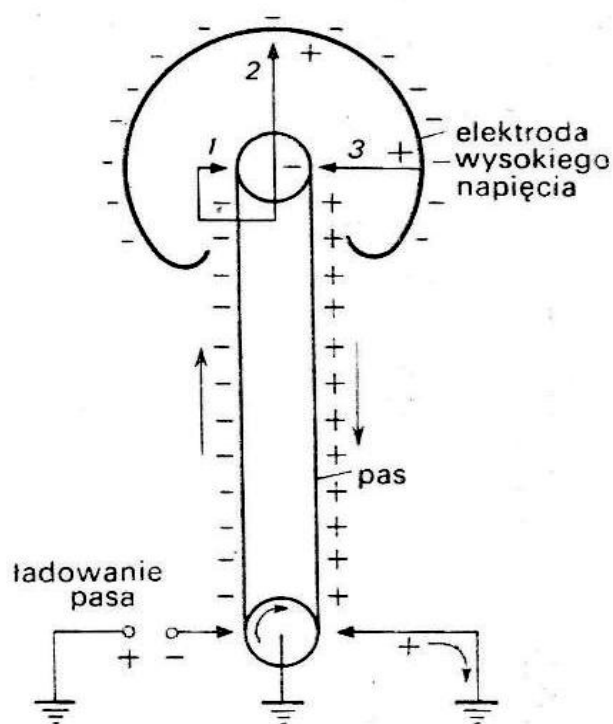
Generator Greinachera lub Cockrofta-Waltona



Generator jest układem kondensatorów i prostowników i podłączony jest do źródła napięcia zmiennego z transformatora. Kiedy prostownik P1 przewodzi prąd, ładowany jest kondensator C1 do napięcia U_0 , gdzie U_0 jest szczytowym napięciem z transformatora. Przy zmianie kierunku napięcia, kondensator C2 ładuje się do napięcia $2U_0$. Przy kolejnych zmianach napięcia kondensatory kolejne ładować się będą do coraz wyższych napięć. W ten sposób można uzyskać zwielokrotnienia napięcia. Praktycznie osiąga się w ten sposób napięcia rzędu kilku MV.

Rys.2.2.10. Schemat generatora Cockrofta-Waltona [1]

Generator Van de Graffa

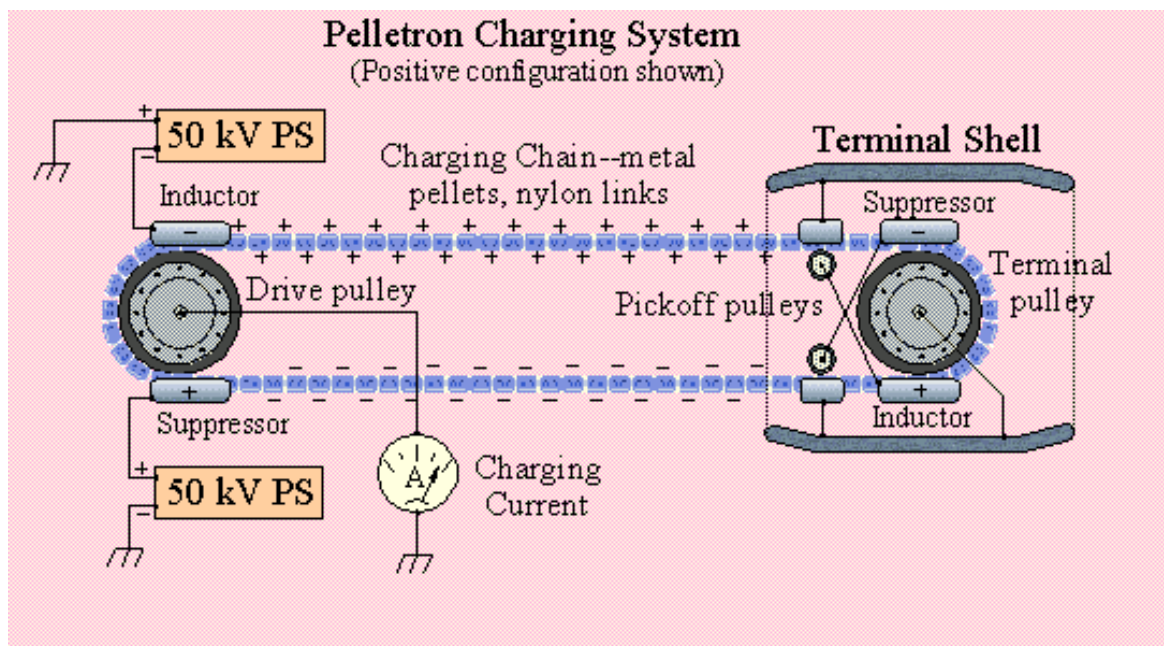


W generatorze tym ładunki ze źródła napięcia przenoszone są na elektrodę wysokiego napięcia za pośrednictwem ruchomych pasów lub łańcuchów. Poprzez zamknięcie układu w zbiorniku wypełnionym mieszaniną specjalnie dobranych gazów pod ciśnieniem, można zmniejszyć upływności układu uzyskując napięcia nawet kilkunastu MV.

Rys.2.2.11. Schemat generatora Van de Graffa [1]

Odmianą detektora typu Van de Graffa jest tzw. **Pelletron**. Zamiast pasa stosuje się tu łańcuch złożony z metalowych cylindrów połączonych izolatorami oraz indukcyjny system ładowania i rozładowania łańcucha. Zapobiega to iskrzeniu i powstawaniu zanieczyszczeń, które pojawiały się w trakcie ruchu pasów i tarcia przy zbieraniu ładunków. Maksymalne napięcia mogą być tu rzędu 20MV.

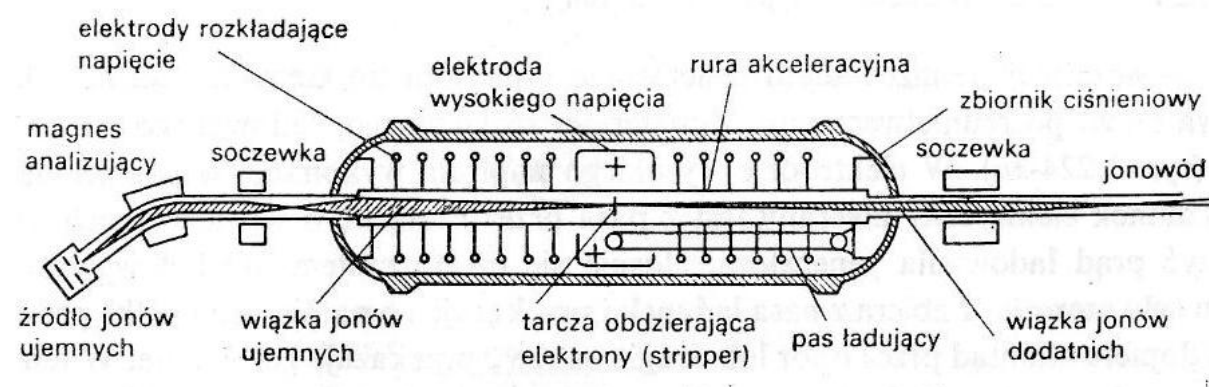
Poglądowa animacja pokazująca działanie pelletronu znajduje się na stronie <http://www.pelletron.com/charging.htm>



Rys. 2.2.12. Schemat działania pelletronu pokazany w animacji komputerowej

Prosty sposób na podwojenie procesu przyspieszania oferuje akcelerator typu „tandem”.

Akceleratory typu "Tandem"



Rys. 2.2.13. Schemat akceleratora typu „Tandem” [1]



W akceleratorach tych stosuje się przyspieszanie jonów podwójnie tym samym polem elektrycznym. Najpierw przyspieszane są jony ujemne, po czym następuje ich przeładowanie poprzez obdarcie ich z elektronów na folii umieszczonej na drodze ich ruchu, a potem znów przyspieszane są jako jony dodatnie. Wśród wielu zalet tego systemu warto zwrócić uwagę na to, że źródło jonów nie musi tu być umieszczone na wysokim potencjale dodatnim, oraz, że obdzieranie z elektronów jest bardziej efektywne, gdy jony są już wstępnie przyspieszone, co właśnie tu ma miejsce. System ten stosuje się do wstępnego przyspieszania ciężkich jonów dla akceleratora **RHIC w Brookhaven National Laboratory, USA.**

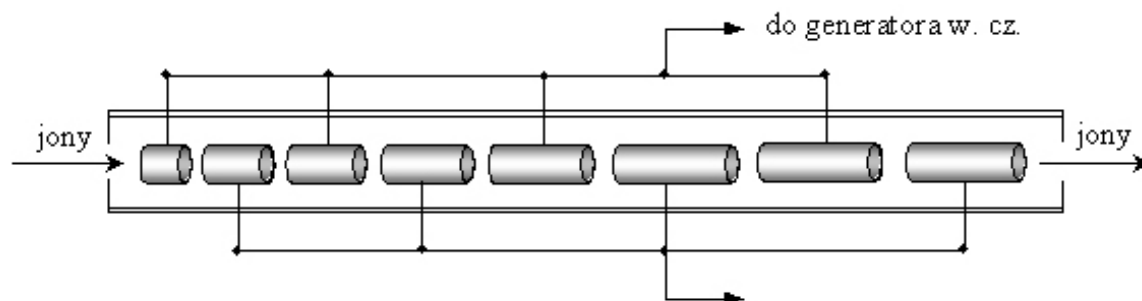
Rys. 2.2.14. Akceleratora typu „Tandem” w Brookhaven National Laboratory (USA), więcej informacji na stronie <http://www.bnl.gov/bnlweb/facilities/TVdG.asp>.

Akceleratory, w których uzyskiwana energia określona jest przez wysokie napięcie elektryczne mają jednak ograniczenia na energię maksymalną wynikające z technicznych uwarunkowań związanych głównie z trudnością niedopuszczenia do wyładowań elektrycznych. Trudność ta wyeliminowana została w akceleratorach liniowych, w których cząstka przyspieszana jest wielokrotnie.

Akceleratory liniowe

W akceleratorach liniowych proces przyspieszania nie odbywa się pod wpływem napięcia stałego, ale zmiennego i o wartościach niższych, ale za to w synchronizacji z ruchem przyspieszanej cząstki umożliwiając jej wielokrotnie przyspieszanie.

Przykład jednego z rozwiązań akceleratorów liniowych pokazany jest na Rys. 2.2.15. Jest to tzw. akcelerator Wideröe od nazwiska pierwszego konstruktora akceleratora tego typu.



Rys. 2.2.15. Ilustracja zasady działania akceleratora liniowego typu Wideröe

Przyspieszane cząstki kierowane są do układu cylindrycznych elektrod, do których naprzemiennie przyłożone jest zmienne napięcie wysokiej częstotliwości zsynchronizowane z ruchem cząstek. Przyspieszanie odbywa się, gdy cząstka przelatuje przez szczelinę pomiędzy elektrodami. Wewnątrz cylindrów porusza się ze stałą prędkością, ale coraz większą w kolejnych cylindrach. Długości cylindrów muszą się więc systematycznie zwiększać.

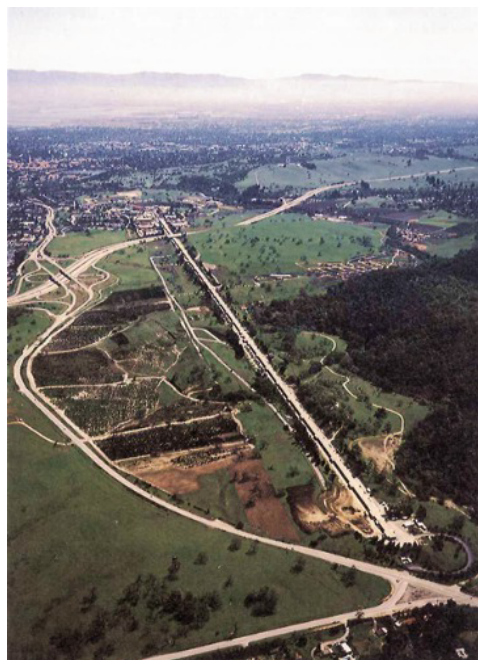
Inne rozwiązanie zaproponował Alvarez. W rozwiązaniu tym cząstki poruszają się w rurze, która stanowi wnękowy rezonator elektromagnetycznej fali stojącej o wektorze pola elektrycznego równoległego do osi rury i stanowiącego dla cząstek pole przyspieszające. Aby uniknąć spowalniania cząstek w obszarach, gdzie pole elektryczne ma kierunek przeciwny do kierunku ruchu cząstek, w rurze umieszczone są uziemione cylindry metalowe o odpowiednich długościach.

Akceleratory liniowe opisane powyżej doskonale nadają się do przyspieszania protonów i ciężkich jonów do energii ok. 100 MeV, dlatego stosowane są zwykle jako pierwszy stopień przyspieszania w największych układach akcelerycyjnych (zob. Rys.2.2.16) W przypadku, kiedy proces przyspieszania ciężkich jonów podzielony jest na kilka sekcji istnieje możliwość umieszczenia na drodze jonów pomiędzy sekcjami specjalnych folii zwiększających stopień jonizacji przez obdzieranie elektronów. W ten sposób można zwiększać energie przyspieszanych jonów. Dodatkowo, w akceleratorach liniowych, gdzie panuje nie stałe, ale zmienne pole elektryczne można uzyskać wyższe napięcia zasilające układ elektrod, bowiem procesy wyładowań elektrycznych wymagają pewnego czasu dla rozwinięcia wyładowania, który jest dłuższy niż czas wynikający ze stosowanych w akceleratorach liniowych częstotliwości.



Rys.2.2.16. Akcelerator liniowy w Laboratorium Fizyki Wysokich Energii Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej stanowi pierwszy element systemu akcelerycyjnego ciężkich jonów „Nuclotron”

Inne podejście stosuje się do przyspieszania elektronów, które już przy stosunkowo niewielkich energiach poruszają się z prędkościami bliskimi prędkości światła. W tym przypadku do przyspieszania wykorzystuje się **bieżącą falę elektromagnetyczną**, powstającą w falowodzie o konstrukcji zapobiegającej odbiciu fali. W falowodzie pole elektryczne fali porusza się z wzdłuż osi akceleratora z prędkością fazową dobraną tak, aby była równa prędkości cząstek, cały czas przyspieszając je w kierunku osi akceleratora. Właściwą prędkość fazową uzyskuje się konstruując system przesłon w ścianach falowodu.



Na fotografii obok (Rys. 2.2.16) pokazany jest akcelerator liniowy z falą bieżącą (o długości 3 km) przyspieszający elektrony do energii 20 GeV. Akcelerator ten pracuje w Stanford Linear Accelerator Center, **SLAC** (USA) (ostatnio przekonstruowany na nietypowy akcelerator wiązek przeciwbieżnych).

Zob. <http://www6.slac.stanford.edu>

Rys. 2.2.16. - Trzykilometrowy akcelerator liniowy w Stanfordzkim Ośrodku Akceleratora Liniowego w Kalifornii jest największym tego typu akceleratorem na świecie

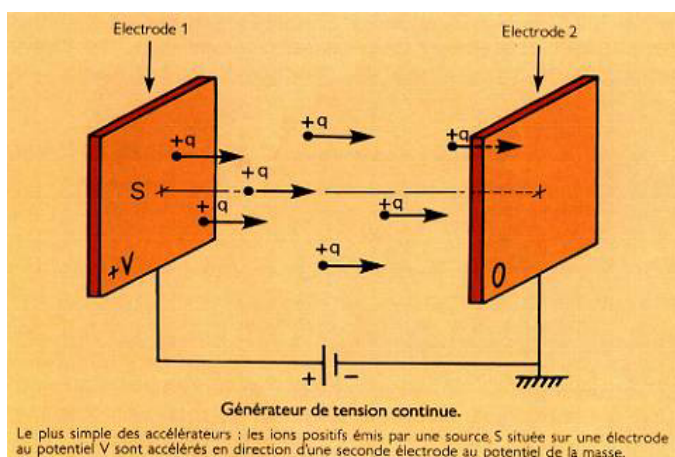
Akceleratory kołowe

Opiszemy konstrukcję cyklotronu, który może przyspieszać "ciężkie jony" czyli zjonizowane atomy ciężkich pierwiastków. Zapiszmy nieco inaczej wzór (2.2.16) określający promień orbity jonu o masie m równej $m = A \cdot M_n$, gdzie A jest liczbą masową pierwiastka, a M_n jest masą nukleonu. (Masę elektronów pozostających w atomach na skutek niecałkowitej jonizacji, jako małą w stosunku do $A M_n$, możemy pominąć.)

$$r = \frac{m \cdot v_{\perp}}{q \cdot B} = \frac{A \cdot M_n \cdot v_{\perp}}{q \cdot B} = \frac{M_n \cdot v_{\perp}}{(q/A) \cdot B} \quad (2.2.18)$$

Ładunek jonu zależy od stopnia jonizacji atomu. Widzimy, że tym mniejszy będzie promień orbity im większy będzie stosunek ładunku do masy jonu.

Wykorzystamy tu materiały biuletynu informacyjnego francuskiego laboratorium **GANIL** (**G**rand **A**ccelerateur National d'**I**ons **L**ourds - Wielki Narodowy Akcelerator Ciężkich Jonów), które w poglądowy sposób demonstrują działanie cyklotronu.



Rys.2.2.17. Ruch jonów w polu elektrycznym

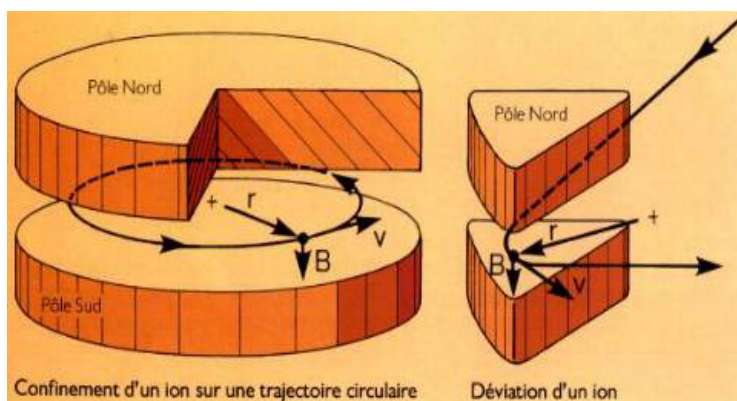
Zaczynamy od pola elektrycznego

(Rys. 2.2.19). Jony dodatnie emitowane przez źródło S połączone z elektrodą o potencjale $+V$ przyspieszane są w kierunku drugiej elektrody o potencjale masy urządzenia. Ich energia kinetyczna równa jest pracy sił pola i

wynosi $E_k = W = q \cdot V$. Często stosuje się pojęcie energii przypadającej na jeden nukleon, co możemy zapisać w postaci $W_n = (q/A) \cdot V$, gdzie A jest liczbą masową jonu.

Pole magnetyczne o indukcji B wytwarzane pomiędzy nabiegunnikami magnesu zakrzywia tor jonu o masie $A \cdot M_n$ (M_n - masa nukleonu), w rezultacie czego jon porusza się po okręgu o promieniu określonym wzorem (2.2.19). Liczba obrotów, jaką jon wykonuje w jednostce czasu (częstotliwość) wynosi

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{v_{\perp}}{2 \cdot \pi \cdot r} = \frac{(q/A) \cdot B}{2 \cdot \pi \cdot M_n} \quad (2.2.19)$$



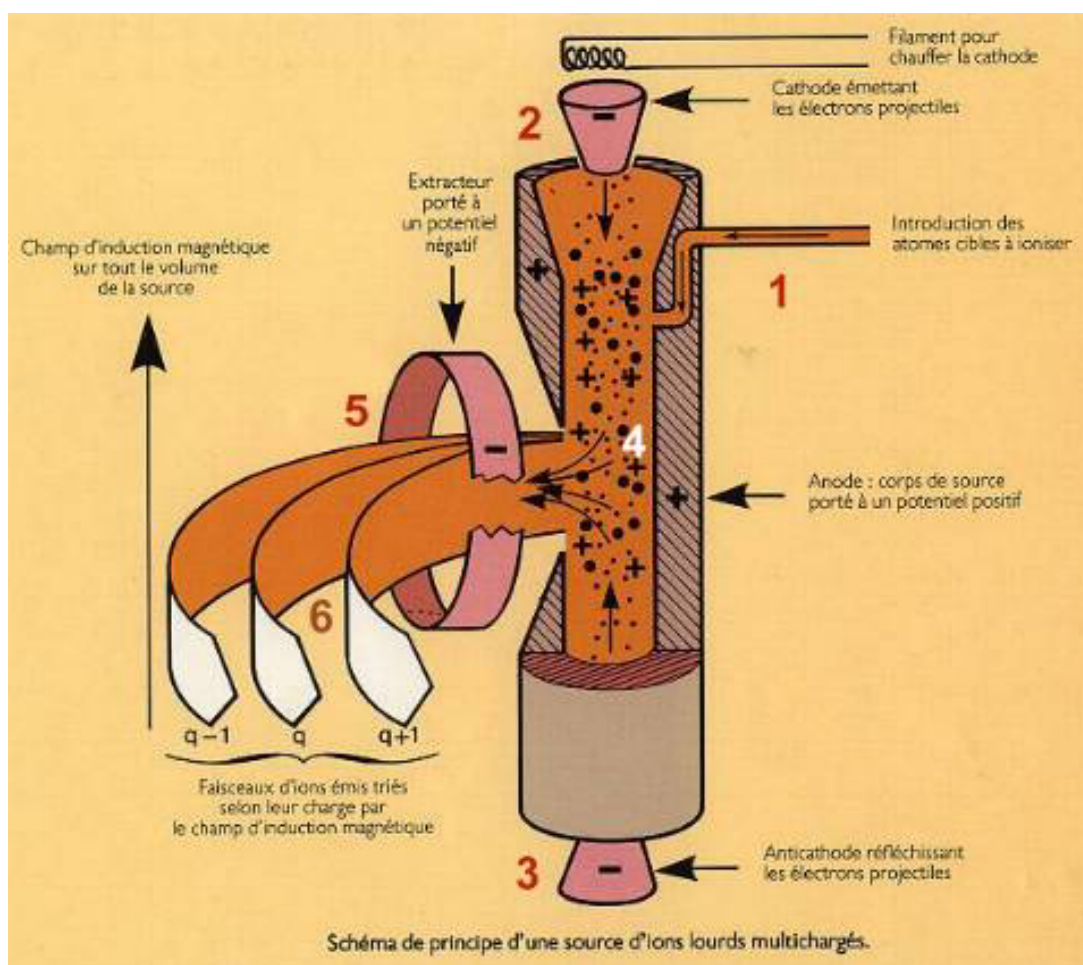
Kiedy potrzebne jest tylko zakrzywienie toru cząstki wystarcza magnes w postaci fragmentu koła, tzw. sektor. (Rys.2.2.18)

Zmniejsza to istotnie wagę magnesu

Rys.2.2.18 Nabiegunniki magnesu cyklotronu

W jaki sposób "produkowane" są jony dodatnie, czyli jak skonstruowane jest źródło jonów? Pokażemy tu jedno z możliwych rozwiązań, stosowane w GANIL. Rys. 2.2.19

Na rysunku tym pokazany jest schemat źródła jonów a następnie wymienione są poszczególne etapy prowadzące do otrzymania wiązki jonów.



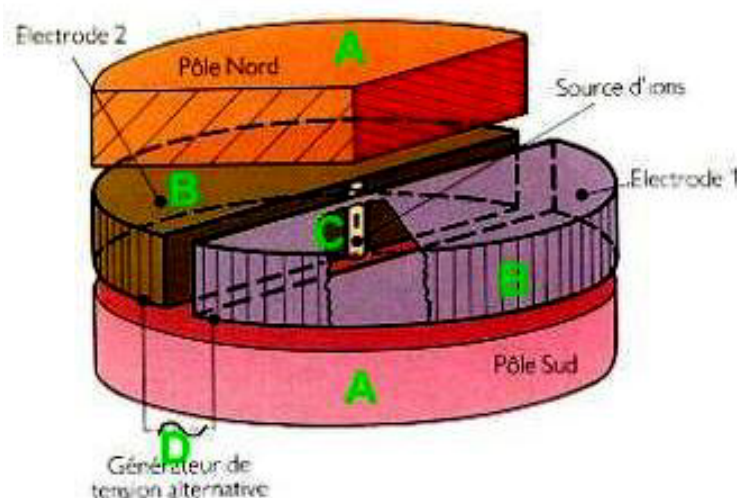
Rys. 2.2.19. Schemat źródła jonów akceleratora w GANIL

Etapy prowadzące do otrzymania wiązki jonów, opis oznaczeń na schemacie.

- **1.** Przewodem z prawej strony dostarczane są w postaci gazu atomy, które mają być zjonizowane.
- **2.** Pokazana w górnej części rysunku podgrzewana katoda jest źródłem elektronów.
- **3.** Korpus urządzenia jest anodą, zaś w dolnej części znajduje się antykatoda, która odpycha elektrony.
- **4.** "Bombardowane" elektronami atomy ulegają jonizacji. Dla celów akceleracji istotny jest stopień jonizacji tj. stosunek ładunku jonu do jego masy wyrażanej przez liczbę masową czyli q/A . Stopień jonizacji nie jest tu zbyt wysoki, około 0.3 dla jąder lekkich np. węgla do 0.05 dla jąder ciężkich np. uranu.
- **5.** Jony dodatnie wyprowadzane są na zewnątrz za pomocą dodatkowej elektrody ujemnej
- **6.** Jony o danym stopniu jonizacji wybierane są przez pole magnetyczne, które zakrzywia ich tory.

Wiązka jonów kierowana jest jonowodem na wejście akceleratora.

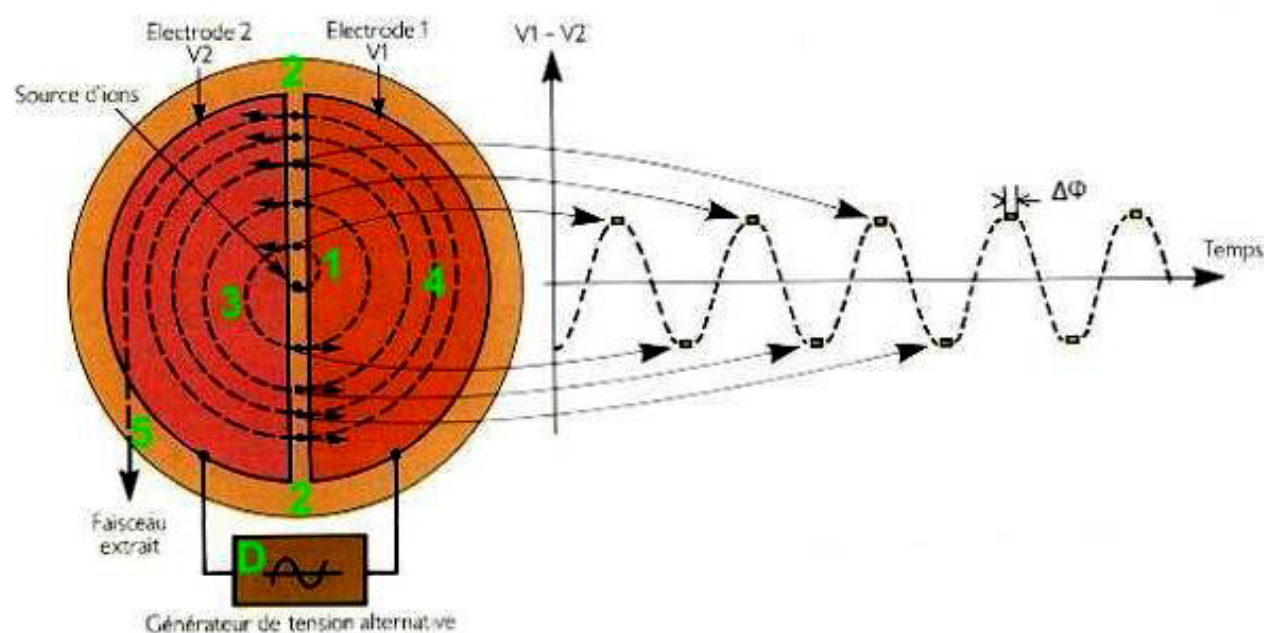
Schemat cyklotronu pokazany jest na Rys.2.2.20.



Rys.2.2.20. Schemat cyklotronu

A - bieguny magnesu,
B- duanty - elektrody, do których przyłożone jest wysokie napięcie zmienne, wytwarzające pole elektryczne pomiędzy nimi,
C – jonowód - źródło jonów,
D - generator napięcia zmiennego.

Zasadę działania cyklotronu przedstawia poglądowo Rys.2.2.21

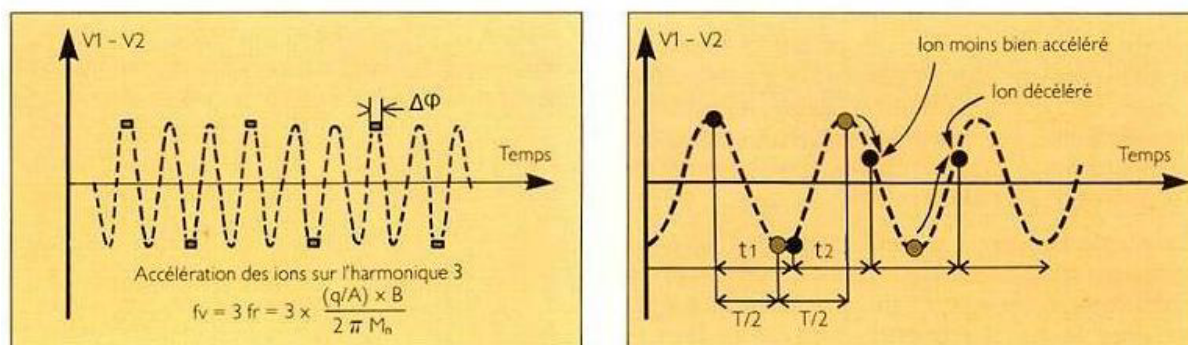


Rys. 2.2.21. Zasada działania cyklotronu

Kolejne etapy pracy cyklotronu sa oznaczone na rysunku.

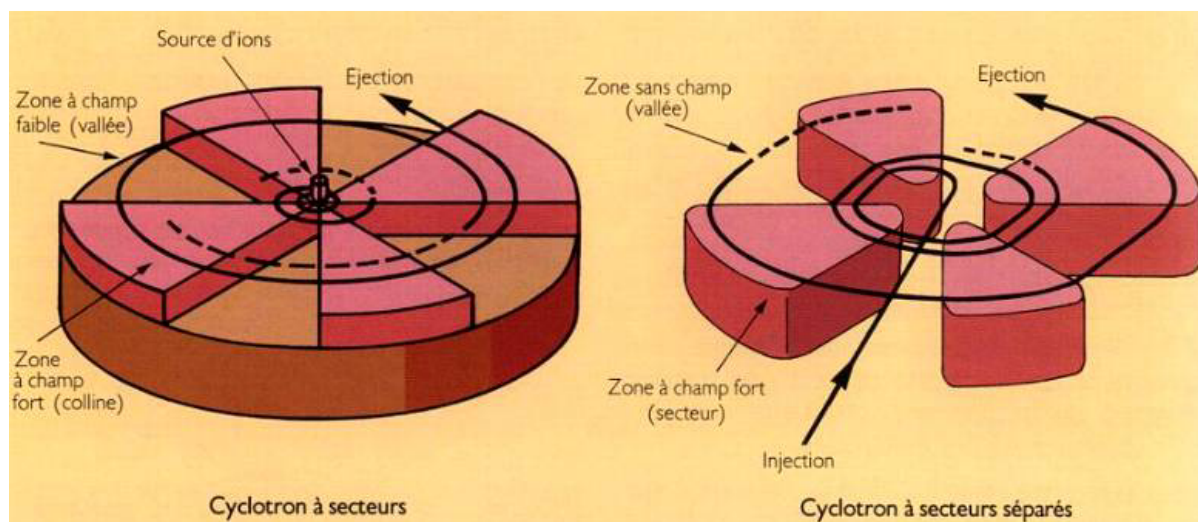
- **1.** Jony, wprowadzone do akceleratora w środkowej części, zakrzywane są w polu magnetycznym.
- **2.** Kiedy wpadają w obszar, gdzie występuje różnica potencjałów, doznają przyspieszenia.
- **3.** Następne pół obrotu wykonują po okręgu o większym promieniu
- **4.** Cykl taki powtarza się wielokrotnie, a jony każąc zataczają okręgi o coraz większym promieniu.
- **5.** Przyspieszone jony wyprowadzane są z akceleratora

Na rysunku pokazana jest także synchronizacja napięcia zmiennego z ruchem wiązki jonów. Zasadnicze znaczenie dla możliwości skonstruowania cyklotronu ma to, że czas obiegu cząstki po okręgu w cyklotronie nie zależy od promienia tego okręgu, co wyraża **częstość cyklotronowa** określona wzorem (2.2.11) $\omega = qB/m$. Częstość ta zależy jedynie od wielkości zachowujących wartości stałe w czasie ruchu cząstki w cyklotronie. Oznacza to, że półokręgi o coraz to większym promieniu cząstka zakreśla w tym samym czasie, bo równocześnie zmienia się jej prędkość.



Rys. 2.2.22. Cykl pracy cyklotronu pokazujący możliwość wykorzystania trzeciej harmonicznej częstości (wykres z lewej) oraz demonstracja desynchronizacji procesu przyspieszania z powodu wpływu efektów relatywistycznych na ruch cząstki w cyklotronie (wykres z prawej).

Można korzystać z częstotliwości harmonicznych (patrz rysunek Rys. 2.2.22 z lewej strony). Problem występuje jednak, kiedy prędkości przyspieszonych jonów zaczynają być porównywalne z prędkością światła. Występujące efekty relatywistycznego wzrostu masy powodują desynchronizację procesu przyspieszania (prawa strona rysunku).

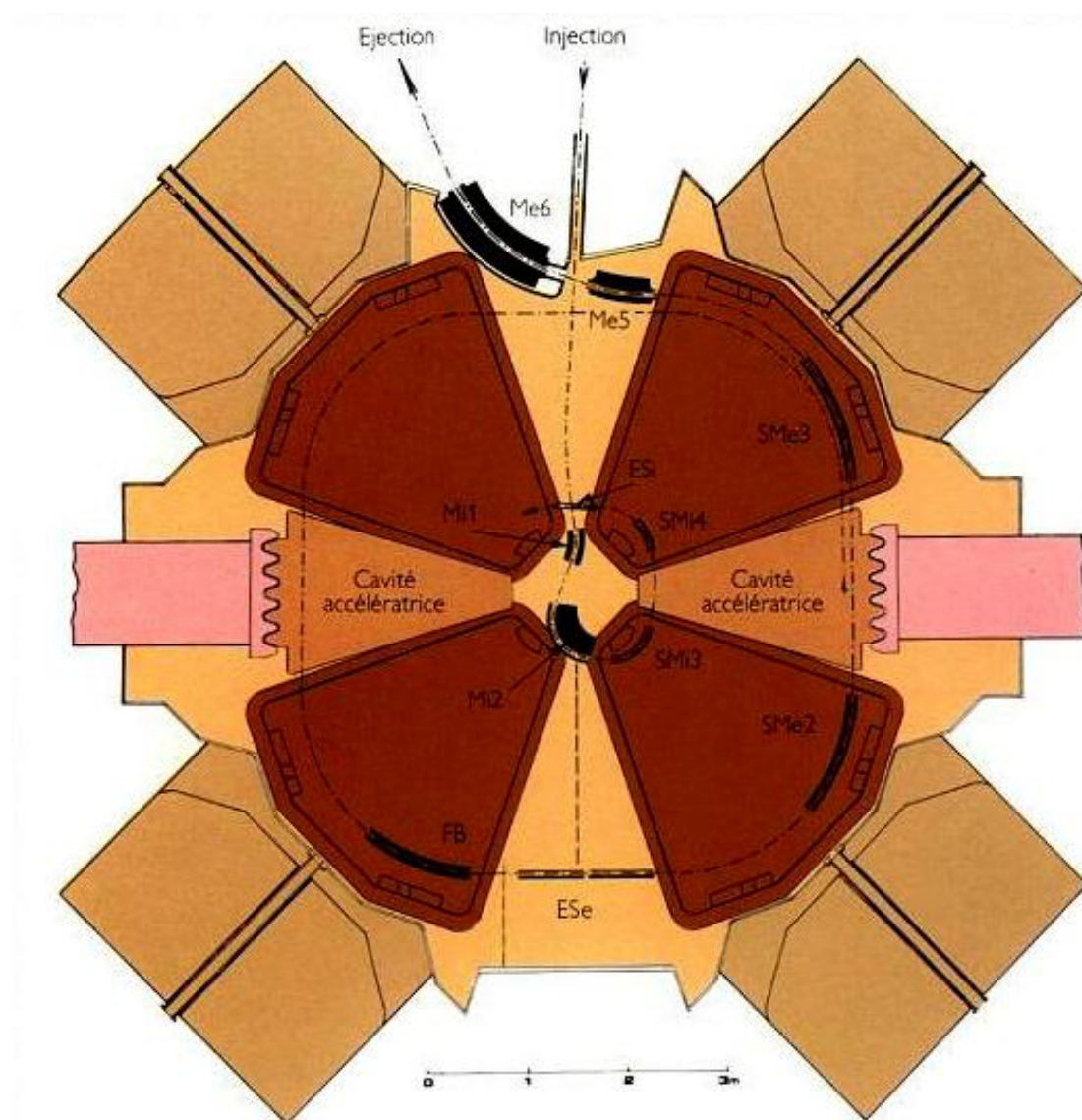


Rys. 2.2.23. Rozwiązania konstrukcyjne magnesów cyklotronu umożliwiające korektę pola magnetycznego: lewa strona - magnes podzielony na sektory, prawa strona – układ magnesów z oddzielnymi sektorami.

Kolejnym efektem powodującym desynchronizację przyspieszania są zmiany pola magnetycznego w pobliżu krawędzi magnesów. Rozwiązaniem jest odpowiednie wyprofilowanie kształtu nabiegunków (Rys.2.2.23. z lewej), lub podział magnesów na sektory (z prawej). Powstają wtedy naprzemienne strefy wysokiego i niskiego pola magnetycznego, zaś ich wzajemne relacje dobrane są tak by kompensować efekty

desynchronizacji.

Na Rys. 2.2.24 pokazany jest schemat całego akceleratora w laboratorium GANIL.



Rys. 2.2.24 Schemat akceleratora ciężkich jonów w laboratorium GANIL, oznaczenia na rysunku: Injection – wstrzykiwanie wiązki ze źródła jonów, Ejection – wyprowadzanie przyspieszonej wiązki, Cavité accélératrice - wnęka akceleracyjna.

Wiązka ze źródła jonów (patrz Rys.2.2.19) doprowadzana jest jonowodem do centralnej części cyklotronu, gdzie kierowana jest zespołem magnesów na wejście jednego z sektorów magnetycznych. Następnie wpada do wnęki przyspieszającej, gdzie zwiększa swoją prędkość i w kolejnym sektorze zatacza fragment okręgu o większym promieniu. W dolnym i górnym odstępie pomiędzy sektorami nie ma wnęk przyspieszających; znajdują się tam inne elementy aparatury nie pokazane na rysunku. W trakcie procesu przyspieszania cząstka przesuwa się ku zewnętrznej części urządzenia, gdzie znajduje się układ magnesów (Me5, Me6) wyprowadzających przyspieszoną wiązkę z cyklotronu. Wielkość urządzenia obrazuje skala umieszczona w dolnej części rysunku. Średnica cyklotronu wynosi ok. 10m, a waga magnesów każdego sektora, to 430 ton, prąd płynący w uzwojeniach to 1850 A.

Sterowanie pracą całego układu akceleracyjnego odbywa się ze sterowni, gdzie operatorzy posiadają dostęp do informacji o stanie wszystkich ważniejszych elementów układu i skąd mogą zmieniać istotne dla pracy układu parametry poszczególnych elementów. Na fotografii (Rys.2.2.25) pokazany jest wygląd sterowni gdzie w górnej części można zauważyć schemat całego układu akceleracyjnego, a o stanie jego elementów informuje sygnalizacja świetlna i w razie potrzeby – dźwiękowa.



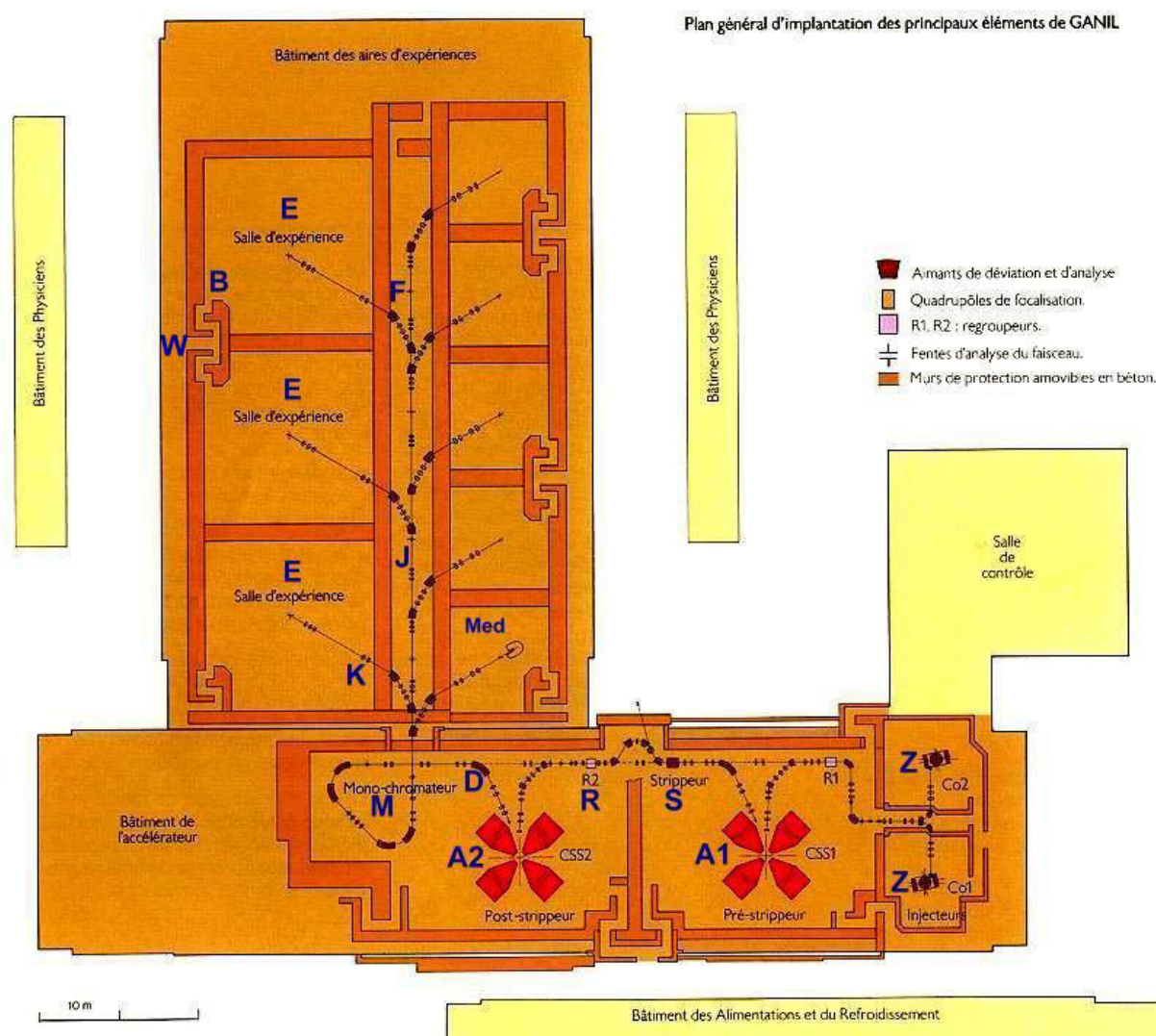
Rys.2.2.25 Sterownia układu akceleracyjnego w GANIL

W laboratorium GANIL znajdują się dwa jednakowe akceleratory ustawione jeden za drugim. Wiązka jonów, przyspieszona w pierwszym akceleratorze, poddawana jest procedurze zwiększenia stopnia jonizacji („obdzieranie” elektronów, o czym już wspominaliśmy), a następnie wstrzykiwana jest do drugiego akceleratora, gdzie jest znów przyspieszana. Istnieje też możliwość wyprowadzenia wiązki już po pierwszym etapie przyspieszenia.

Ady uformować wiązki jonów użyteczne dla prowadzenia eksperymentów fizycznych oraz zastosowań technicznych i medycznych, układ akceleracyjny musi być wyposażony w cały szereg dodatkowych urządzeń działających równocześnie.

Na Rys. 2.2.26 pokazany jest schemat laboratorium GANIL, gdzie pokazane są ważniejsze elementy warunkujące sprawne działanie całego układu akceleracyjno-pomiarowego. Wiązka bierze swój początek w źródle jonów, które stanowi „injector” (wstrzykiwacz) jonów do akceleratora. Przyspieszona w dwustopniowym układzie akceleracji wiązka trafia do monochromatora, czyli układu, przez który przejść mogą tylko cząstki o ściśle określonej energii (dokładność wyznaczenia energii jest do czterech cyfr znaczących). Następnie wiązka trafia do jonowodu, którym kierowana jest do stanowisk pomiarowych. Jonowód zawieda

także szereg elementów umożliwiających zmianę kierunku ruchu wiązki (magnesy dipolowe) oraz ogniskujące wiązkę (magnesy kwadropolowe) a także pozycjonery umożliwiające wgląd w stan i położenie wiązki.



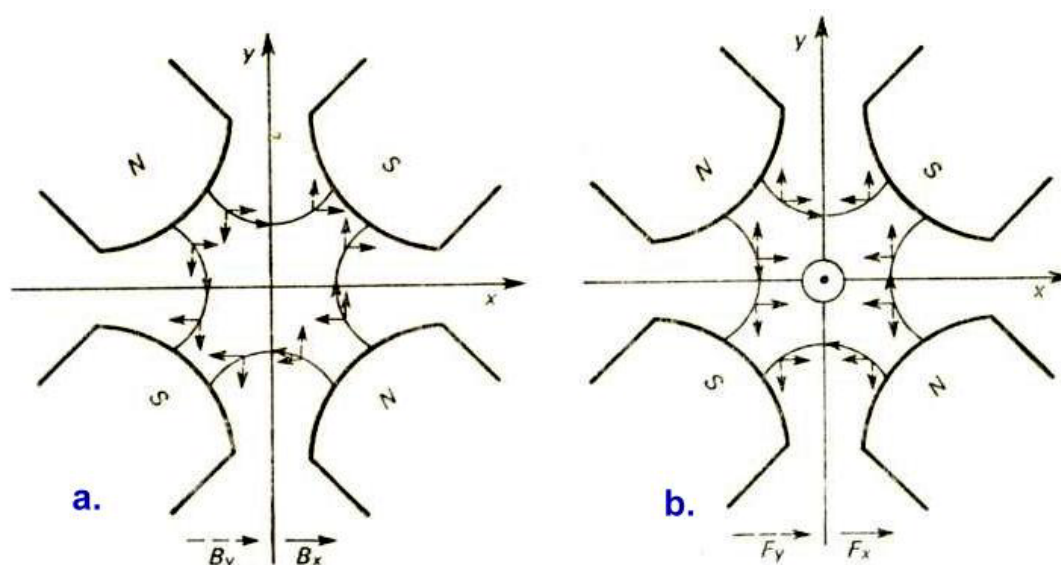
Rys.2.2.26 Schemat laboratorium GANIL (stan na koniec XX-go stulecia) - oznaczenia: **Z** – źródła jonów **A** – akceleratorzy, **M** – monochromator, **J** – jonowód, **S** – układ do zwiększania stopnia jonizacji wiązki, **D** – magnesy dipolowe do zmiany kierunku wiązki, **K** – magnesy kwadropolowe do ogniskowania wiązki, **R** – układy do formowania wiązki, **F** – pozycjonery – okna do weryfikacji położenia i parametrów wiązki, **B** – betonowe ściany stanowiące zabezpieczenie radiacyjne dla personelu laboratorium, **E** – sale eksperymentalne gdzie kierowana jest wiązka i ustawiona jest aparatura pomiarowa, **Med** – pomieszczenie do aplikacji medycznych wiązki jonów, **W** – wejście do sali eksperymentalnej

Warto też zwrócić uwagę na „służę” – wejście do sali eksperymentów, osłonięte grubymi ścianami betonowymi dla bezpieczeństwa osób tam pracujących. Więcej o tym będzie powiedziane w rozdziale dotyczącym ochrony radiologicznej.

Transport i ogniskowanie wiązki

Wiązki wyprowadzone z akceleratora muszą być doprowadzone do miejsca ich przeznaczenia, którym może być układ pomiarowy eksperymentu fizycznego, może być stanowisko do zastosowań technicznych, może być terapeutyczna aparatura medyczna. Zadaniem układu transportu wiązki jest zapewnienie możliwie małego rozrzutu energii cząstek w wiązce oraz możliwie najlepszej kolimacji wiązki. Układami transportu są zwykle metalowe rury, w których zachowana jest wysoka próżnia. Wiazkę stanowi zbiór jednakowo naładowanych cząstek, które ulegają elektrostatycznemu odpychaniu, co prowadzi do dekolimacji wiązki. Resztki gazu w jonowodzie także powodują rozproszenia, które pogarszają jakość wiązki. Dlatego jonowód musi zawierać układy, których zadaniem będzie kolimacja wiązki. Takimi układami są zestawy magnesów kwadrupolowych.

Schemat takiego pojedynczego układu pokazany jest na Rys. 2.2.27.



Rys. 2.2.27. Schemat magnesu kwadrupolowego: **a.** – kierunki pola magnetycznego, **b.** – kierunki sił działających na cząstki dodatnie poruszające się w kierunku – do czytelnika

Magnesy wytwarzają pole silnie niejednorodne, którego orientacja przestrzenna (rysunek **a.** z lewej strony) zapewnia, że siły (rysunek **b.** z prawej) będą na cząstki działać w kierunku do osi wiązki, będą je ogniskować, ale tylko w jednej płaszczyźnie (na rysunku – w płaszczyźnie pionowej). W drugiej płaszczyźnie (na rysunku – poziomej) siły będą działać w kierunku od osi wiązki. Aby więc uzyskać ogniskowanie w obu płaszczyznach, układ ogniskujący musi składać się z zestawu dwóch magnesów kwadrupolowych. W tym przypadku sumarycznym rezultatem będzie ogniskowanie w obu płaszczyznach. Z praw optyki geometrycznej wynika bowiem, że układ dwóch soczewek: skupiającej i rozpraszającej daje sumaryczny rezultat skupiający. Prowadzi to jednak do innych dystorsji geometrycznych i wymaga subtelnych korekt, których wprowadzenie wymaga skomplikowanych obliczeń realizowanych na ogół metodami numerycznymi.

Zmiana kierunku ruchu wiązki może być zrealizowana z pomocą magnesów dipolowych, w których pole magnetyczne jest prostopadłe do kierunku ruchu wiązki i płaszczyzny w której

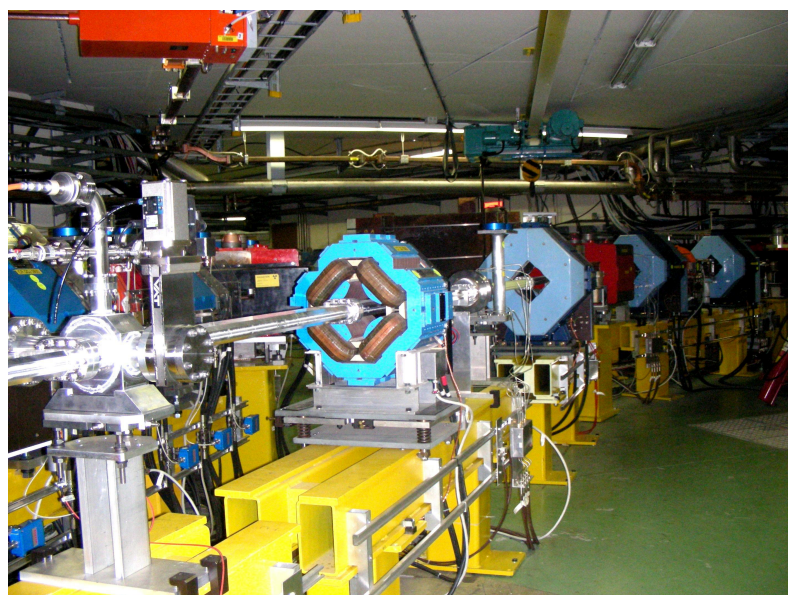
ma nastąpić odchylenie wiązki. Fotografie poniżej (Rys. 2.2.28.a,b,c) pokazują przykłady praktycznych rozwiązań magnesów kwadrupolowych i dipolowych.



Rys. 2.2.28.a
Magnesy kwadrupolowe w
Środowiskowym Laboratorium
Ciężkich Jonów UW



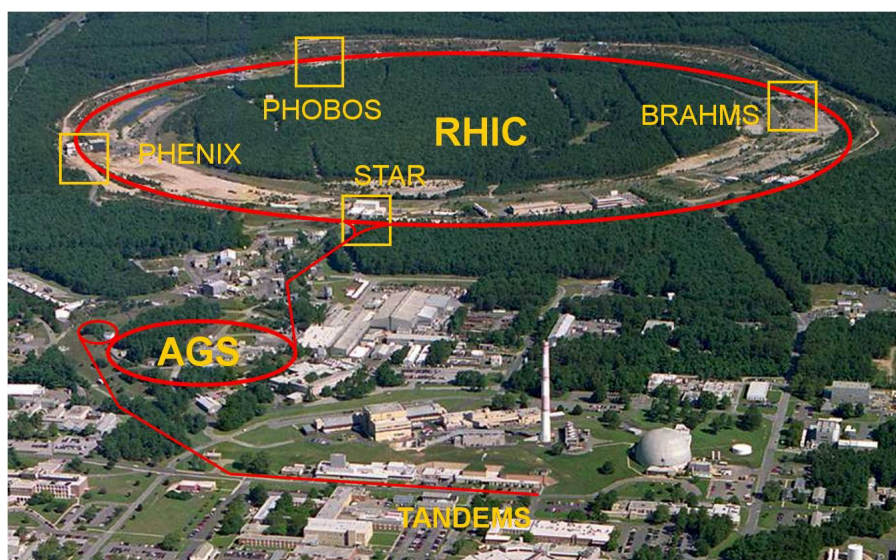
Rys. 2.2.28.b
Magnes dipolow w
Środowiskowym Laboratorium
Ciężkich Jonów UW



Rys. 2.2.28.c
Fragment jonowodu w
Laboratorium CERN

Synchrotron

Fotografia poniżej (Rys.2.2.29) pokazuje akcelerator w Brookhaven National Laboratory (USA). W środkowej części wielkiego okręgu, po którym krążą rozpędzone jony ...rośnie las. Nie jest to więc typowy cyklotron. Magnesy musiałyby mieć rozmiary rzędu kilometrów.



Rys.2.2.29. Kompleks akceleratorny RHIC w Brookhaven National Laboratory (USA)

Zauważmy jednak, że wzór (2.2.16) określający promień koła, po jakim porusza się cząstka naładowana w polu magnetycznym

$$r = \frac{m \cdot v_{\perp}}{q \cdot B} = \frac{p_{\perp}}{q \cdot B} \quad (2.2.16)$$

pokazuje, że jeśli będący w liczniku pęd cząstki wzrasta i równocześnie wzrasta indukcja pola magnetycznego (w mianowniku), to promień orbity pozostaje stały. Jeśli więc zostanie zsynchronizowana zmiana pola magnetycznego z aktualną wartością pędu cząstki, to promień pozostanie niezmienny. Jeśli także zostanie zsynchronizowana zmiana częstości w generatorze przyspieszającego pola elektrycznego ze zmianą prędkości cząstki, to proces akceleracji może odbywać się bez zmiany promienia okręgu po którym cząstki krążą. Akcelerator może więc mieć kształt pierścienia, a nie ogromnego (i niewykonalnego praktycznie) koła. Tego typu urządzenie, to **synchrotron**.

W praktyce, magnesy we współczesnych synchrotronach zbudowane są z wielu modułów, dipolowych, które mają za zadanie tylko nieznacznie zmienić kierunek ruchu wiązki. Pomiedzy nie wstawiane są magnesy kwadrupolowe do ogniskowania wiązki oraz inne magnesy korekcyjne. Pierścień akceleratora nie jest idealnym kołem lecz składa się także z odcinków prostoliniowych, wykorzystywanych do różnorodnych operacji na wiązce.

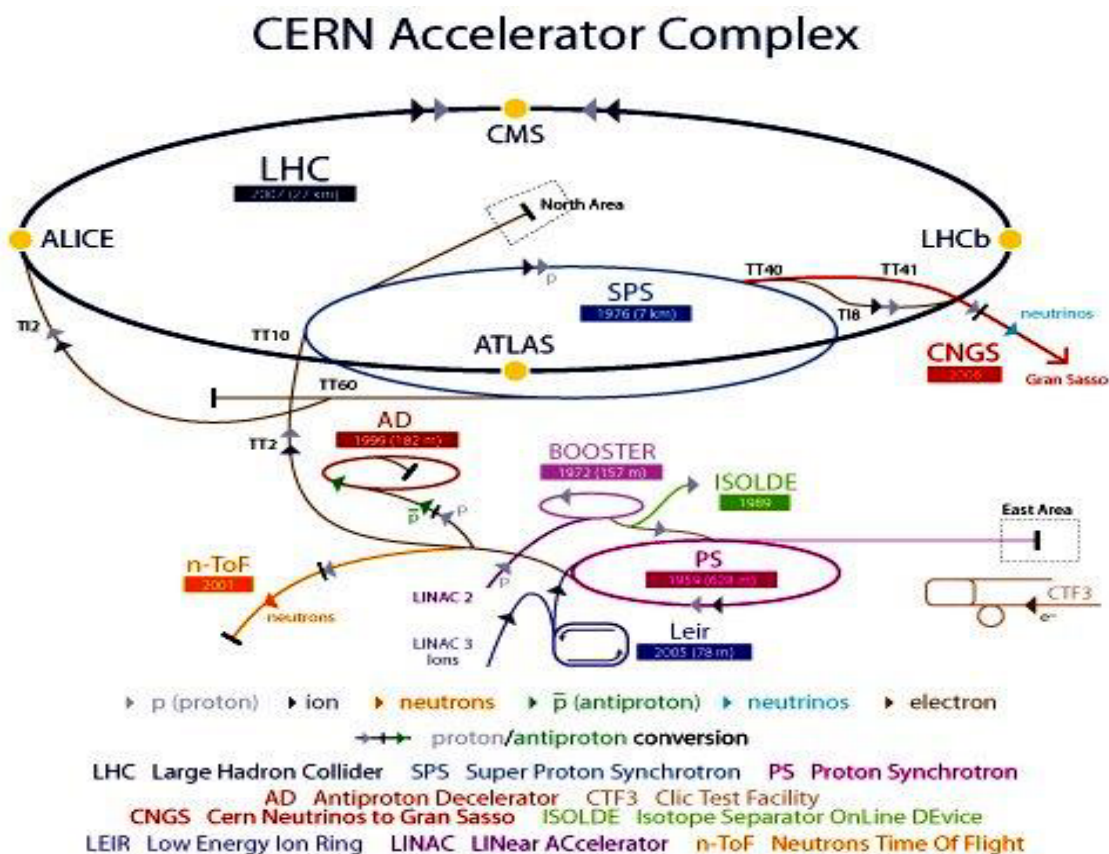
We współczesnych dużych układach akceleratornych, w których końcowe prędkości cząstek bardzo mało różnią się od prędkości światła, przyspieszanie odbywa się wielostopniowo, a konstrukcje kolejnych stopni przyspieszania niekiedy bardzo się różnią, zarówno co do zasady działania, jak i szczegółów konstrukcyjnych..



Wymieńmy dla przykładu kolejne stopnie akceleracji akceleratora RHIC w Brookhaven (Rys.2.2.29 i Rys.2.2.30). Trasa jonów złota zaczyna się od akceleratora typu Tandem, pokazanego na Rys.2.2.14. Kolejnym etapem jest wstępny akcelerator kołowy "Booster" a zaraz za nim akcelerator o przemiennym gradience pola zwany AGS. Na koniec, w pierścieniach zderzacza RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) jony złota krążą w dwóch przeciwnych kierunkach osiągając energie 100 GeV na nukleon. W czterech miejscach następują ich zderzenia i tam właśnie ustawiona jest aparatura pomiarowa czterech wielkich eksperymentów fizycznych: STAR PHENIX, BRAHMS i PHOBOS. Prędkość jonów w RHIC stanowi 0.99996 prędkości światła.

Rys.2.2.30. Pierścienie zderzacza **RHIC** w Brookhaven National Laboratory

Aktualnie (2013 r.) największym kompleksem akceleracyjnym na świecie jest zespół akceleratorów w Europejskim Ośrodku Badań Jądrowych CERN, Rys.2.2.31.



Rys.2.2.31 Schemat kompleksu akceleryjnego CERNu, b. – fotografia lotnicza pokazująca wielkość pierścieni akceleryjnych.

W układzie tym przyspieszane mogą być zarówno protony, jak i jony ołowiu. Proces przyspieszenia rozpoczyna się w akceleratorze liniowym: LINIAC2 – w którym przyspieszane są protony do energii 50 MeV i LINIAC3 – gdzie przyspieszane są jony ołowiu o stopniu zjonizowania Pb^{29+} i energii 4.2 MeV na nukleon. Jony ołowiu poddawane są też kolejnemu etapowi jonizacji do Pb^{54+} a następnie akumulowane i przyspieszane do energii 72 MeV w pierścieniu LEIR. Następnym wielkim elementem układu jest synchrotron protonowy PS, gdzie protony osiągają energię 25 GeV a jony ołowiu, energię 5.9 GeV na nukleon. Kolejnym elementem jest SPS „Super Proton Synchrotron” gdzie protony osiągają energię 450 GeV, a jony ołowiu, po wcześniejszym całkowitym zjonizowaniu do Pb^{82+} , energię 177 GeV na nukleon.

Ostatnim ogniwem tego kompleksu jest LHC Schemat tego kompleksu pokazany jest na Rys.2.2.31a, a jego wielkość ilustruje fotografia lotnicza, Rys. 2.2.31b.

Ostatnim etapem akceleracji jest LHC, (Large Hadron Collider), czyli Wielki Zderzacz Hadronów, gdzie wiązki krążą w dwóch przeciwnych kierunkach i stanowiące je cząstki zderzają się w czterech miejscach, w których zainstalowane są cztery wielkie eksperymenty: ALICE, ATLAS, CMS i LHCb. Docelowo protony osiągać będą energię 7 TeV a jony ołowiu 2.76 TeV na nukleon. (Różnica w osiąganych energiach wynika z faktu, że w jądrach ołowiu większość stanowią neutrony pozbawione ładunku elektrycznego.) Całość zainstalowana jest w tunelu o długości ok. 27 km znajdującym się ok. 100 m pod powierzchnią ziemi.



Rys.2.2.32. Fotografia lotnicza pokazująca wielkość pierścieni akceleryjnych CERNu