

Table des matières

Arbre généalogique des accélérateurs

I Motivations et genèse des accélérateurs

- I.1 Rutherford et la physique du noyau atomique*
- I.2 Quelques repères sur l'énergie et les effets relativistes*
- I.3 Les premiers accélérateurs à tension continue.*
- I.4 Les premiers accélérateurs linéaires.*
- I.5 Naissance et premiers pas du cyclotron*

II Les stabilités transverses et en phase vues à travers l'évolution du cyclotron.

- II.1 La focalisation verticale par gradient négatif et ses limites*
- II.2 Comment s'en tirer ?*
 - II.2.1 Le synchrocyclotron : modulation temporelle du champ HF*
 - II.2.2 Les secteurs : la modulation spatiale du champ magnétique*
- II.3 La stabilité de phase dans les cyclotrons isochrones*

III Energie des cyclotrons.

- III.1 Energie maximale*
- III.2 Energie variable*
- III.3 Vue générale des composants d'un cyclotron*

IV Les synchrotrons

- IV.1 Principe*
- IV.2 La focalisation faible*
- IV.3 La focalisation forte*
- IV.4 Les synchrotrons à électrons*
- IV.5 Les collisionneurs circulaires*
- IV.6 Les sources de lumière synchrotron*

V Les accélérateurs linéaires

- V.1 Structure des linacs de type Wideröe et Alvarez.*
- V.2 Accélération et focalisation.*
- V.3 Caractéristiques principales des linéaires du type Alvarez*
- V.4 Les accélérateurs linéaires supraconducteurs pour ions lourds*
- V.5 Les accélérateurs linéaires d'électrons*

VI Quelques accélérateurs exotiques

VI.1 Le bêtatron

VI.2 Le microtron

VI.3 Le rhodotron

VI.4 Le quadrupôle radiofréquence (RFQ)

VII Quelques applications (hors physique nucléaire et des particules)

VII.1 Applications médicales.

VII.1.1 - Radioisotopes pour la tomographie et l'imagerie

VII.1.2 Radioisotopes pour la radioimmunothérapie

VII.1.3 Radiothérapie (les petits linéaires)

VII.1.4 Protonthérapie et hadronthérapie

VII.2 L'apport des accélérateurs aux problèmes d'énergie

VII.2.1 IFMIF ; un exemple d'étude de dommages causés aux matériaux par les rayonnements

VII.2.2 ADS : Production d'énergie pour le futur, une utopie ?

VII.2.3 Retraitement de certains déchets nucléaires

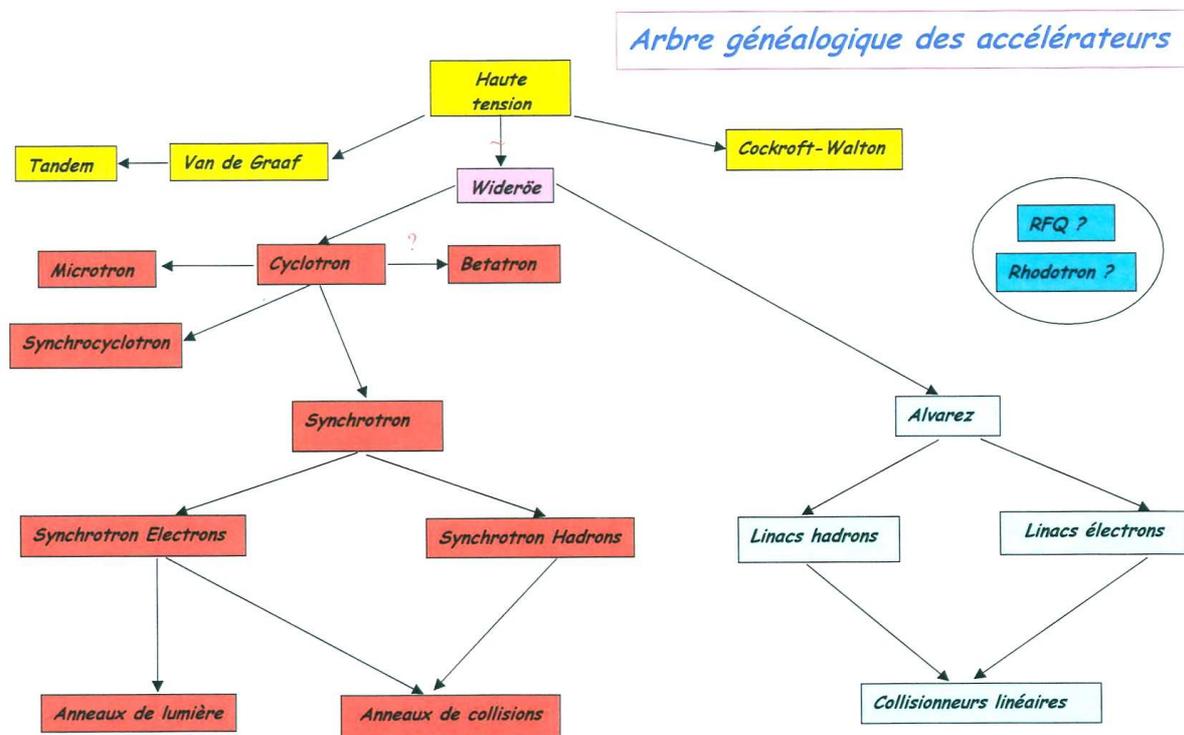
VII.3 Applications industrielles

VII.4 Aglaé est au Louvre !

VIII Quelques remarques finales

Bibliographie

Glossaire



Ce tableau, abusivement qualifié de « généalogique », veut illustrer les différentes familles d'accélérateurs qui sont détaillées dans ce cours:

- à tension continue (jaune)
- circulaires (rouge)
- linéaires (en vert clair)
- inclassables (bleu)

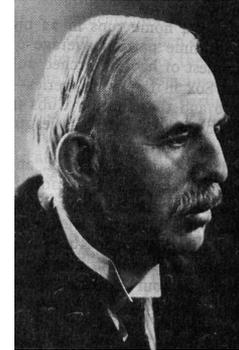
Il se trouve que cette « classification » suit aussi approximativement un ordre chronologique d'apparition des types de machines. En fait, une véritable généalogie demanderait une étude plus rigoureuse et sortirait du cadre de ce cours.

I Motivations et genèse des accélérateurs

I.1 Rutherford et la physique du noyau atomique

S'il fallait élire le véritable initiateur du développement des accélérateurs, il y a fort à parier que le nom d'Ernest Rutherford sortirait vainqueur des urnes.

Rutherford, néo-zélandais d'origine et adepte de rugby (d'où peut-être son inclination à penser la physique de l'atome en termes de collisions), devint ensuite britannique, premier baron de Nelson et Cambridge. Son œuvre scientifique est considérable, mais deux de ses découvertes sont particulièrement remarquables :



- vers 1911, deux ans après avoir reçu le prix Nobel pour avoir montré que les particules α émises spontanément par certains éléments radioactifs sont de l'hélium, il met en évidence l'existence du noyau. En utilisant comme projectiles des rayons α de 4 MeV issus de la désintégration du radium, il observe que dans la très grande majorité des cas, ces particules traversent une feuille d'or très mince sans déviation, mais qu'un très faible nombre d'entre elles subit une déviation anormale (figure 1) ; il en déduit que la matière est constituée essentiellement de vide et que seul, un noyau électriquement chargé et de très faible dimension peut expliquer ce phénomène.

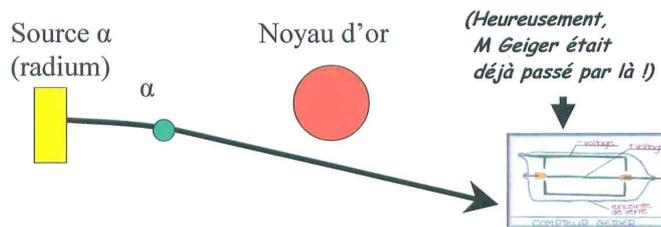


Figure 1

- en 1919, il réussit la première transmutation artificielle en bombardant des atomes d'azote, toujours avec des α issus d'une source radioactive : certains noyaux se transforment en un isotope de l'oxygène (figure 2).

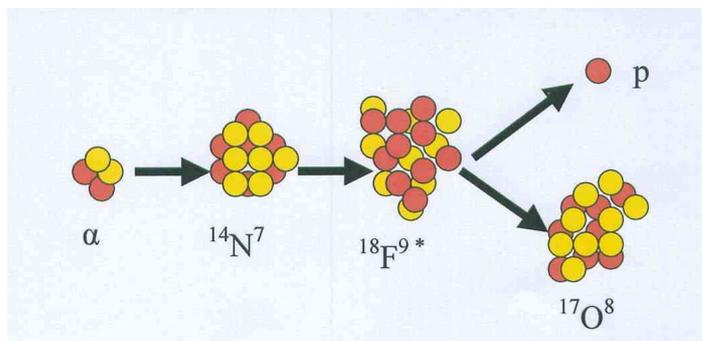


Figure 2

Convaincu que, pour multiplier de telles réactions nucléaires, il faut maîtriser l'énergie et la nature des projectiles ainsi qu'en augmenter le flux, il milite fortement auprès des industriels

et de la communauté scientifique afin qu'ils développent des générateurs de haute tension permettant d'accélérer des ions .

En effet, *la seule méthode connue pour communiquer de grandes vitesses aux particules est de les ioniser (en arrachant un ou plusieurs électrons à chaque atome¹), puis de les placer dans un champ électrique*. L'énergie cinétique acquise par un ion de charge électrique Q placé entre deux électrodes entre lesquelles on applique une différence de potentiel V vaut $T = QV$; elle se mesure, non en joules (unité bien trop grande), mais en électron-volts (eV) et ses multiples : keV, MeV, etc² . (figure 3).

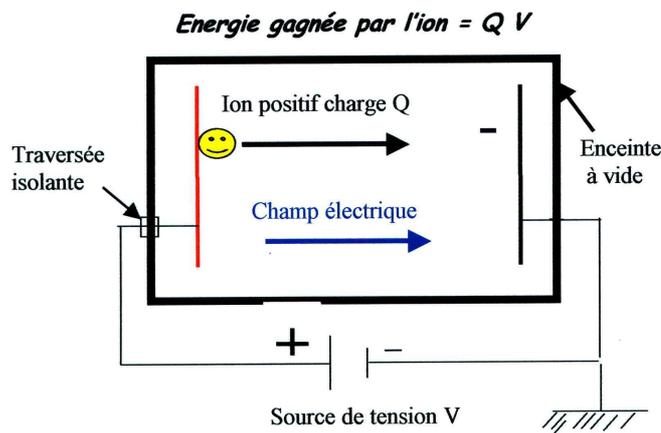


Figure 3

1.2 Quelques repères sur l'énergie et les effets relativistes

Il faut noter que l'énergie cinétique T est indépendante de la masse m du projectile et par conséquent, qu'on peut communiquer à ce dernier une énergie non limitée si l'on dispose d'une différence de potentiel également non limitée. Ce qui ne signifie pas pour autant (et cette remarque aura une grande importance pour les accélérateurs de haute énergie) que la vitesse est aussi illimitée : Albert Einstein nous a en effet appris qu'elle a pour asymptote la vitesse c de la lumière, du fait de l'augmentation de la masse. Cet effet relativiste sur la masse est illustré sur la figure suivante : il commence à se faire sentir vers 10 keV pour un électron, mais vers 100 MeV seulement pour un proton.

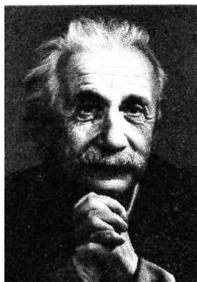
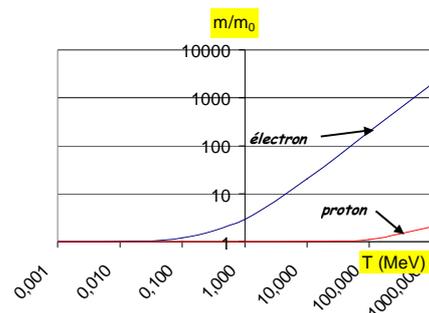


Figure 4
(ici, m_0 est la masse au repos du projectile)

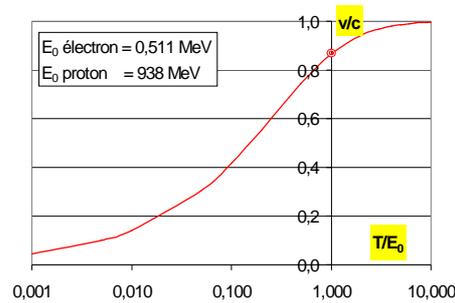


¹ On peut aussi fabriquer des ions négatifs en rajoutant un électron à l'atome neutre. Ce processus n'est cependant possible que pour un nombre limité d'éléments de la table de Mendeleev. Concernant l'accélération des électrons, la particule est évidemment électriquement chargée par nature.

² Pour les ions lourds, on utilisera plutôt l'énergie cinétique rapportée au nombre de masse du projectile (MeV/nucléon). Pour les projectiles de très haute énergie ($v \sim c$), on utilise parfois la quantité de mouvement $p = mv \sim E_{\text{totale}}/c$, exprimée en GeV/c.

À l'autre extrémité de la gamme des vitesses, lorsque l'énergie cinétique atteint environ 10 fois l'énergie au repos ($E_0 = m_0c^2$), la vitesse du projectile, proche de c , ne varie presque plus : l'énergie continue d'augmenter uniquement via l'augmentation de la masse (figure 5).

Figure 5



1.3 Les premiers accélérateurs à tension continue.

L'idée la plus simple est donc de générer une différence de potentiel continue la plus élevée possible, de la répartir sur une série de tubes à l'intérieur desquels les ions issus d'une source se déplacent. Deux inventions principales sont à mentionner :

- l'obtention d'une haute tension via un multiplicateur de tension (combinaison de diodes et de capacités, figure 6) par **Cockroft et Walton** qui, en 1932, réussissent à accélérer des protons jusqu'à 800 keV. La collision avec les atomes de lithium d'une cible produira deux atomes d'hélium. Les inventeurs recevront le prix Nobel en 1951. Un peu plus tard, Philips réussira à atteindre 1,5 MV.

Il faut noter que le Cockroft-Walton est toujours utilisé comme injecteur pour des accélérateurs à forte intensité (PSI, LAMPF, TEVATRON à Fermilab et PS du CERN jusqu'en 1992) avec des tensions de l'ordre de 800 kV.

- l'appareil inventé en 1930 par **Robert Van de Graaf** et qui porte son nom, est très ingénieux et permet d'obtenir des tensions de fonctionnement beaucoup plus élevées que le Cockroft-Walton. Un peigne polarisé à 20 ou 30 kV dépose, via de petites effluves, des charges électriques sur une courroie qui tourne à grande vitesse (10 à 20 m/s). Ces charges sont collectées à l'autre extrémité (dite terminal haute tension) par un peigne similaire qui charge ce terminal (qui est isolé) à une tension qui peut atteindre 10 MV. La tension du terminal est répartie sur un empilement de disques métalliques séparés par des isolants (figure 7). L'isolement du système par rapport à l'enceinte, qui est à la masse, est assuré par

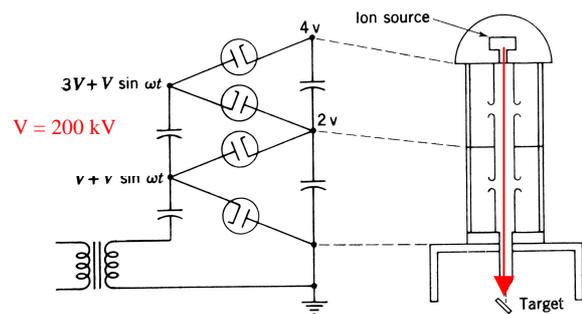


Figure 6

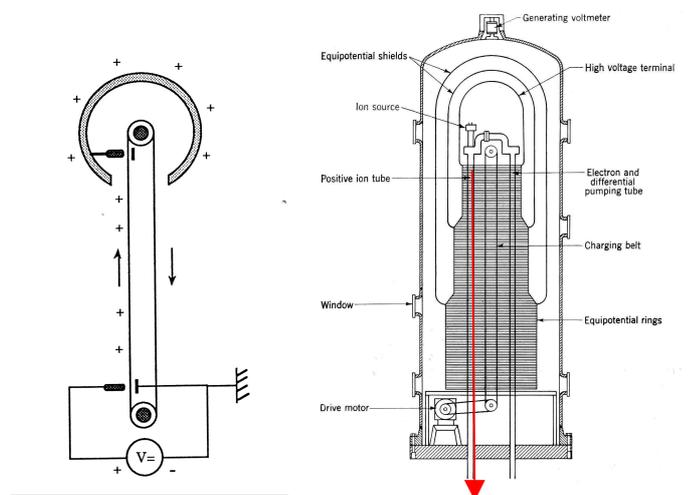


Figure 7

un gaz sous pression (air, azote, SF6, ou un mélange).

L'énergie est aisément ajustable.

Cependant, les deux méthodes présentent l'inconvénient qu'il faut placer soit la source d'ions, soit le détecteur au potentiel de la haute tension.

- Une façon élégante de pallier ce défaut tout en permettant des énergies plus élevées est le **tandem** : à condition de savoir fabriquer des ions *négatifs* à la source, tout revient à mettre deux Van de Graaf bout à bout. Les ions négatifs sont dans la première moitié accélérés jusqu'au terminal (porté à un potentiel positif V), puis épluchés³ par traversée d'une feuille très mince ou une cellule gazeuse (figure 8).

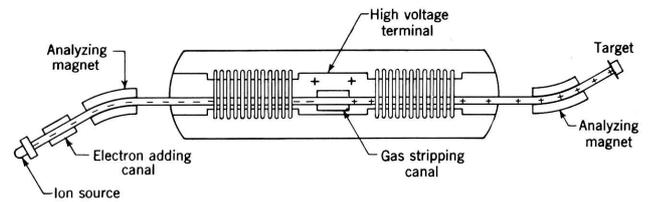


Figure 8

Devenus positifs, ils sont à nouveau accélérés jusqu'au potentiel de masse. Ils acquièrent ainsi une énergie $T = V (1 + Q)$.

Le premier tandem fut mis en service à Chalk-River (Canada) en 1960. Certains tandems atteignent de 18 à 25 MV au terminal. Mais, pour les ions lourds, l'énergie est limitée par la charge électrique Q obtenue après l'épluchage, de sorte que la barrière coulombienne ne peut être franchie : ils ne sont pas assez énergiques pour pénétrer dans le noyau-cible et aucune interaction nucléaire ne peut avoir lieu.

Les accélérateurs électrostatiques ont eu leurs heures de gloire, spécialement pour la physique nucléaire de basse énergie. Ils ont de grandes qualités : faisceau continu, à symétrie cylindrique, stabilité remarquable, et énergie facilement variable avec faible dispersion.

Cependant, dans la course vers les énergies élevées, ils souffrent d'une limitation des tensions d'isolement qui semble jusqu'ici rédhibitoire : malgré toutes les améliorations des recettes des techniques électrostatiques, au-delà de 20 à 25 MV, des effluves (parfois destructrices) se produisent qui empêchent de dépasser ces valeurs.



1.4 Les premiers accélérateurs linéaires

Le suédois Gustav Ising fut le premier qui, dès 1924, pour obvier à la limitation des tensions continues par effluves, eut l'idée de **procéder par accélérations successives**. Son modèle, conçu pour accélérer des électrons, n'a pas connu de réalisation. L'idée est d'appliquer une tension périodique à une série d'électrodes tubulaires de façon que la particule chargée « voie » un champ électrique accélérateur dans chaque intervalle entre deux tubes (gap). La vitesse augmentant à chaque étape, il faut que la longueur des tubes aille croissant de façon à maintenir le synchronisme entre l'instant de passage de la particule et la crête de la tension périodique qui est de fréquence fixe (figure 9).

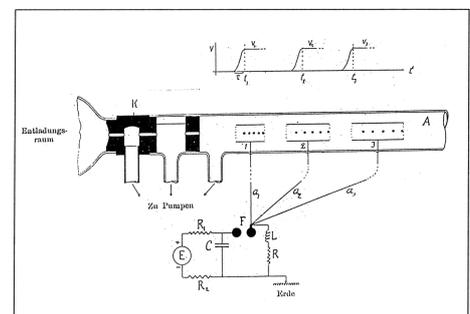


Figure 9 : le premier accélérateur linéaire selon Ising

³ Lorsqu'un ion rapide traverse une faible épaisseur de matière solide ou gazeuse, il perd une fraction des électrons qui lui restent ; cette fraction est d'autant plus grande que la vitesse est élevée. Ce phénomène s'appelle épluchage.

L'idée est reprise en 1928 par Rolph Widerøe, un norvégien travaillant à Aix-la-Chapelle : sa première réalisation constituée de deux électrodes seulement, aboutit à l'accélération d'ions sodium et potassium à une énergie de 50 keV.

En 1931, à Berkeley, Sloan et Lawrence construisent un tel « accélérateur linéaire ». Le fonctionnement en est illustré sur la figure 10 : la tension haute fréquence (HF) de période τ : $V = V_0 \sin(2\pi t/\tau)$ est appliquée alternativement aux tubes pairs et impairs. Pour que l'accélération dans les intervalles soit synchrone de la HF, la longueur des tubes L augmente comme la vitesse :

$$L = v \tau/2.$$

Avec $V_0 = 42$ kV, une fréquence $F = 2\pi/\tau = 7$ MHz et 30 électrodes tubulaires, des ions mercure furent accélérés à une énergie de 1,2 MeV (6 keV/nucléon). Il faut noter cependant que la vitesse finale étant liée à la longueur du dernier tube, elle est rigidement fixée. De plus, avec la technologie HF de l'époque, limitée en fréquence, la longueur de l'accélérateur prenait rapidement des dimensions olympiques.

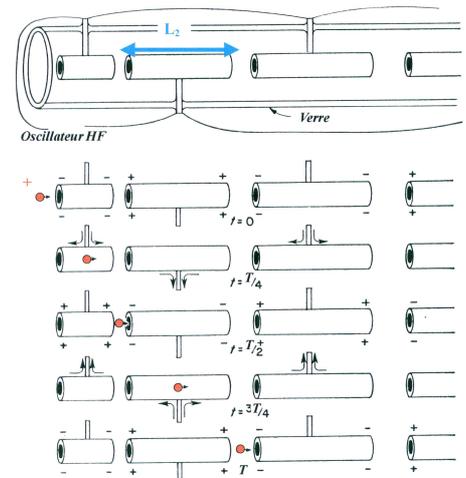


Figure 10

I.5 Naissance et premiers pas du cyclotron

Comme beaucoup de ses collègues, Ernest Lawrence à Berkeley était préoccupé par les limitations des accélérateurs linéaires (dimensions) et des machines électrostatiques (tenue en tension). L'idée du cyclotron lui vient en 1929, à la lecture d'un article de Widerøe décrivant le principe de l'accélération par impulsions successives. Lawrence retient ce principe, mais en superposant au système un champ magnétique qui aura pour vertu de courber la trajectoire des ions, autorisant ainsi le fonctionnement avec UNE SEULE paire d'électrodes. La forme en sera celle d'une boîte à camembert (en cuivre) coupée selon un diamètre et dont les moitiés sont communément appelées « dee » (lettre D majuscule, en anglais) et « antidee ». Le dee est relié à un générateur de tension sinusoïdale à fréquence fixe (figures 11a et b).

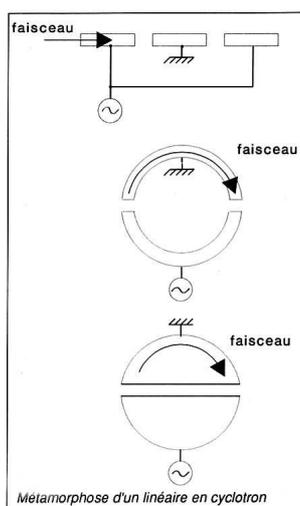


Figure 11a

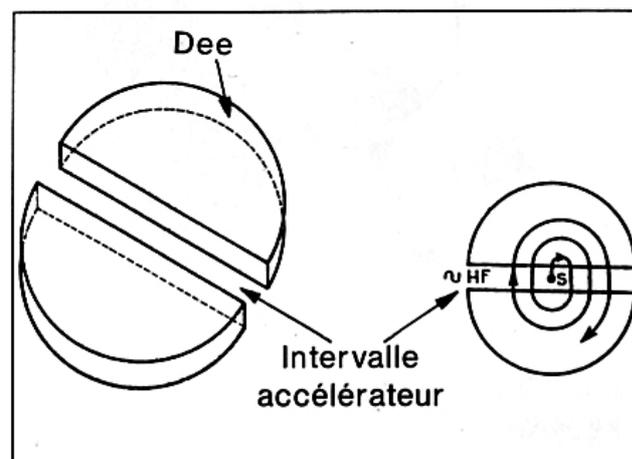


Figure 11b

Le tout doit naturellement être placé sous vide (l'enceinte des premiers modèles était faite d'une flasque de verre, les deux électrodes étant peintes à l'intérieur avec une peinture à l'argent) et glissé dans l'entrefer d'un électroaimant. Au centre, un filament chauffé et polarisé sert de source d'ions : un gaz injecté sous très faible pression à cet endroit est ionisé par les électrons émis par le filament (figures 12a et b).

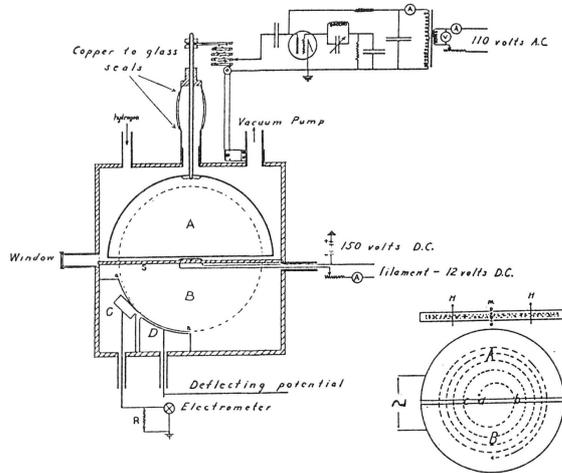


Figure 12a

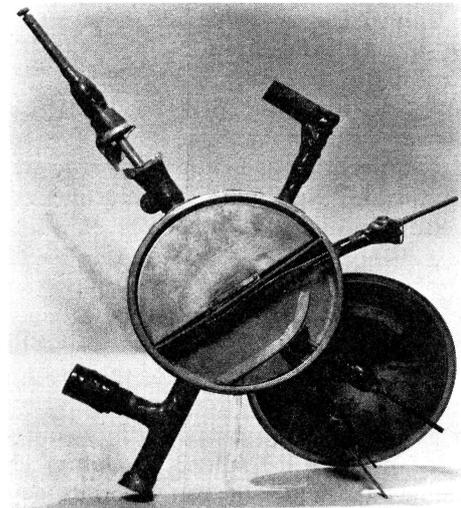


Figure 12b

Pour séduisante qu'elle soit, l'idée n'est pas suffisante. Encore fallait-il montrer que ce mariage des champs électrique et magnétique menait harmonieusement les particules à l'énergie souhaitée. A ce stade, les dieux de la physique ont été très gentils avec Lawrence, et un développement mathématique très simple lui permit d'établir l'unique équation réellement nécessaire à la compréhension du fonctionnement du cyclotron : lorsqu'un corps de masse m se déplace sur un cercle de rayon r à une vitesse tangentielle constante v_θ , il est soumis à une force centrifuge $m v_\theta^2 / r$. S'il reste sur ce cercle, c'est que cette force est équilibrée à tout instant par une force égale dirigée en sens inverse ; dans le cas d'une particule de charge électrique Q se déplaçant dans un champ magnétique B_z perpendiculaire à sa vitesse, cette force dite de Laplace vaut $Q v_\theta B_z$ (figure 13).

Il suffit d'écrire l'égalité des deux forces :

$$m v_\theta^2 / r = Q v_\theta B_z \quad [1]$$

pour en déduire la vitesse angulaire ω :

$$\omega = \frac{d\theta}{dt} = \frac{v_\theta}{r} = \frac{Q B_z}{m} \quad [2]$$

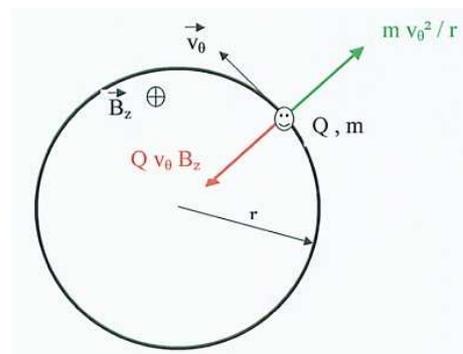


Figure 13

Voilà le miracle : **la fréquence de révolution**: $f_{rev} = \frac{\omega}{2\pi}$ **ne dépend ni de la vitesse, ni du rayon de giration**, au moins tant que la masse n'augmente pas par effet relativiste⁴. C'est ce qu'on appelle *l'isochronisme*. Il suffit donc d'appliquer entre les deux électrodes une tension sinusoïdale dont la fréquence f_{HF} est égale à f_{rev} , de façon que l'ion arrive toujours dans l'intervalle d'accélération au sommet (ou au moins au même point) de la sinusoïde . On dit alors que les deux phénomènes sont *synchrones*.

La formule [1] résume tout (enfin, presque) le cyclotron. Que nous dit-elle encore ?

On peut l'écrire $v_{\theta} = \frac{Q B_z r}{m}$: pour un type d'ion donné, à tout rayon r dans le cyclotron,

correspond une vitesse v_{θ} . Le rayon grandit donc au fur et à mesure de l'accroissement de la vitesse : la trajectoire d'un ion accéléré ressemble fortement à une spirale. La figure 14 montre comment ça marche . On supposera pour l'instant qu'il existe au centre du cyclotron une « source d'ions » placée dans l'intervalle accélérateur. Les ions en sont extraits et décrivent un demi-cercle de rayon correspondant à leur vitesse ; croisant à nouveau l'intervalle accélérateur dans l'autre sens, leur vitesse s'accroît, ainsi que le rayon de courbure, et ainsi de suite.

Dans la réalité, l'une des deux électrodes est souvent est à la masse et réduite à une sorte de moignon. On verra un peu plus loin qu'il existe des formes plus compliquées.

En 1931, dans une des premières versions du cyclotron de Lawrence, des ions moléculaires d'hydrogène (H_2^+) seront accélérés jusqu'à une énergie de 80 keV.

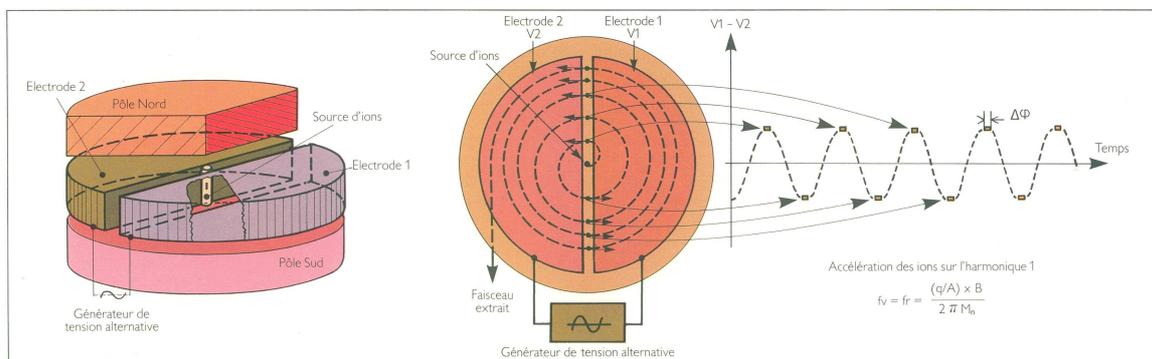


Figure 14

La chance avait souri une première fois à Lawrence pendant ses premiers essais : comme il ne savait pas lire l'allemand, langue dans laquelle Wideröe écrivait, il ne sut pas que ce dernier avait prédit « qu'il serait très difficile de maintenir les ions sur des orbites stables ». Wideröe avait même découragé Flegler, un de ses collègues d'Aix-la-Chapelle qui dès 1924, avait proposé l'idée du champ magnétique. Lawrence a donc réussi parce qu'il ne savait pas que c'était impossible (et Flegler a raté un prix Nobel).

On a ci-dessous (figure 15) une idée de l'aspect d'un tel cyclotron. Il s'agit du cyclotron à pôles plats mis en service en 1980 (et modifié en 1987), utilisé en tant qu'injecteur des gros cyclotrons du GANIL. Le diamètre des pôles est de 1 mètre.

⁴ C'est pour cette raison que le cyclotron ne peut pas être un accélérateur d'électrons. Dès 5 keV, la masse de l'électron est augmentée de 1%. Pour ces particules, on utilise des accélérateurs linéaires, des microtrons ou bien des synchrotrons (voir ces rubriques).

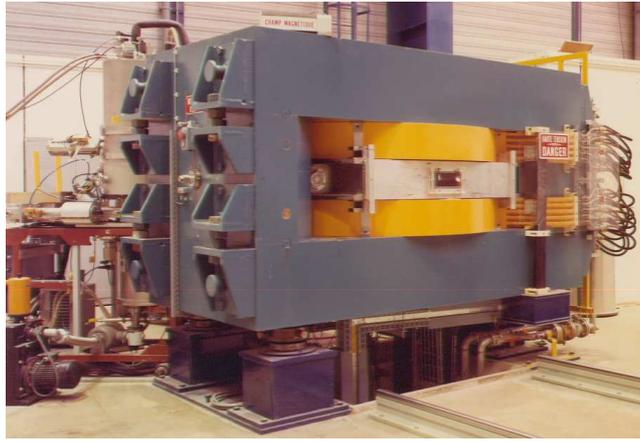


Figure 15

Un des deux injecteurs du GANIL. En jaune, les bobines circulaires qui entourent les deux pôles Nord et Sud. La chambre à vide (inox) est glissée entre les deux. La culasse (en bleu) assure le retour du flux magnétique. Les rails servent à la cavité HF qui a été reculée.

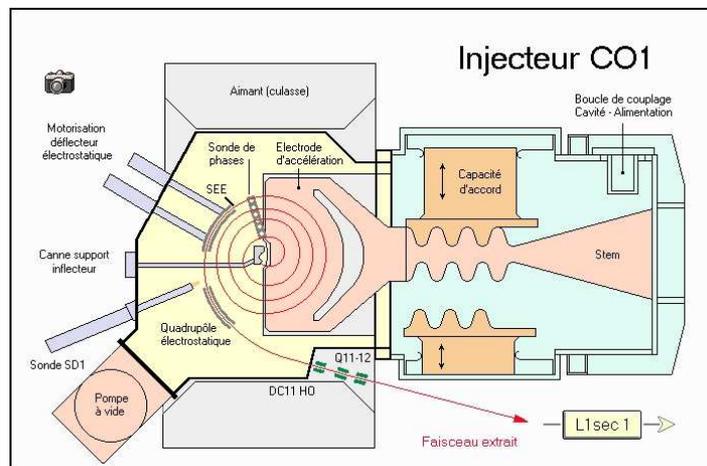


Figure 16

II Les stabilités transverses et en phase vues à travers l'évolution du cyclotron.

II.1 La focalisation verticale par gradient négatif et ses limites

A vrai dire, c'est bien Wideröe qui avait raison comme on va le voir. Dans tout ce qui précède, on a raisonné sur la base d'un seul ion qui partirait du centre du cyclotron rigoureusement dans le plan de symétrie du champ magnétique (dit aussi « plan médian »), champ dont la valeur B serait parfaitement constante du centre jusqu'au bord des pôles. Dans la réalité, on a naturellement besoin d'accélérer une grande quantité d'ions en même temps⁵ ; ces particules partent de la source avec une certaine dispersion en position et en angle et, si on ne considère par exemple que le mouvement vertical (par rapport au plan médian supposé horizontal, figure 17), il faut bien une force de rappel (flèches rouges, figure 18), faute de quoi tout est perdu sur les pôles Nord et Sud à plus ou moins brève échéance.

⁵ Selon les types d'accélérateurs, on a à gérer des débits qui s'étagent de 10^9 à 10^{16} particules par seconde, si bien qu'on est amené à parler en termes de courant électrique, qu'on mesure naturellement en μA , en mA , voire en ampères.

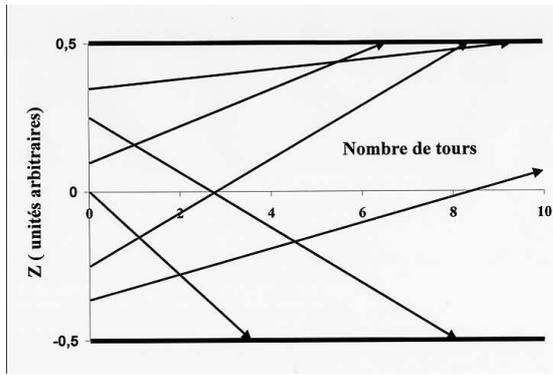


Figure 17 Il ne faut pas laisser faire ça ...

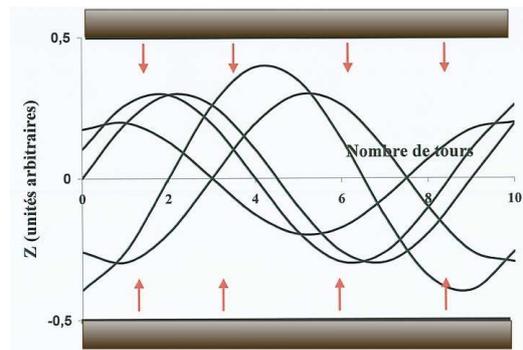


Figure 18... mais plutôt faire ça.

Alors, pourquoi le cyclotron de Lawrence a-t-il fonctionné ? Simplement parce que le champ magnétique entre les deux pôles parallèles d'un électro-aimant n'est pas réellement constant. Dans cet intervalle, les lignes de champ s'incurvent au fur et à mesure qu'on s'éloigne du centre : B_z , qui va en décroissant, n'est plus la seule composante, et c'est la petite composante B_r qui exerce une force verticale dirigée vers le plan médian (règle des trois doigts, figure 19).

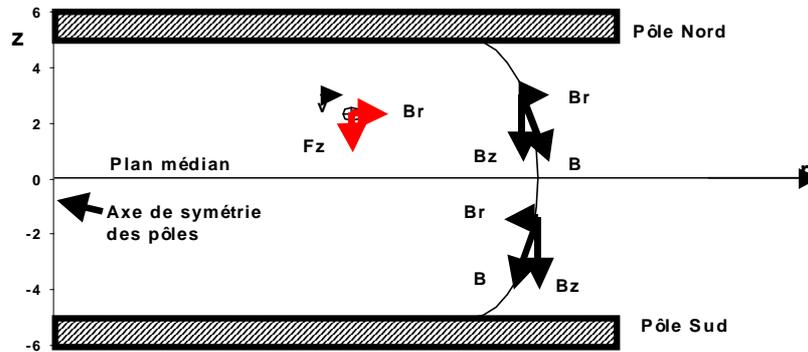


Figure 19

On mesure la décroissance de la composante verticale du champ par la variable :

$k = \frac{r}{B_z} \frac{dB_z}{dr}$, appelée « indice du champ ». Cette quantité, qu'on retrouvera dans beaucoup

d'accélérateurs circulaires, est directement liée à la stabilité du mouvement. Par exemple, pour le mouvement vertical, si on « déroule » les trajectoires, on montre facilement⁶ que les ions décrivent une oscillation autour du plan médian qui est de la forme :

$$z = z_0 \cos(v_z \theta) \quad \text{avec} \quad v_z^2 = -k$$

Il faut donc un indice néglatif (champ décroissant en fonction du rayon) pour que le mouvement soit stable (sinon v_z est imaginaire, et le mouvement est instable).

Pour les petites oscillations radiales d'amplitude $x = r - R$ autour de l'orbite de référence (la spirale) de rayon R , on montrerait de même qu'elles obéissent à une équation du type :

⁶ Nous n'en ferons pas la démonstration qui est ici de peu d'intérêt.

$$x = x_0 \cos(v_r \theta) \quad \text{avec} \quad v_r^2 = 1 + k$$

Cette fois, la condition de stabilité exige $k > -1$. Pour avoir une stabilité transverse, c'est-à-dire dans les deux plans Ox et Oz, on doit donc réaliser une loi de champ magnétique radiale obéissant aux deux conditions :

$$-1 < k < 0$$

[3]

Les figures 20 et 21 suivantes illustrent quantitativement l'évolution des oscillations dans un cyclotron « à pôles plats ». Sur la figure de gauche, le mouvement en z est de longue période : la force de rappel est faible, ce qui entraîne une oscillation de grande amplitude. Sur la figure de droite, le mouvement radial est de période environ 10 fois plus courte et l'amplitude de l'oscillation est bien plus petite. L'indice k est donc lié directement aux forces de focalisation.

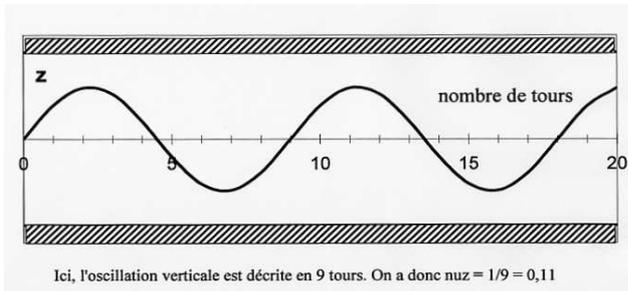


Figure 20

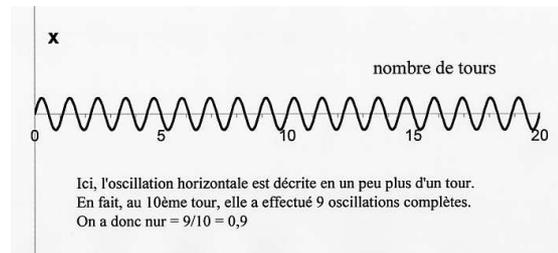
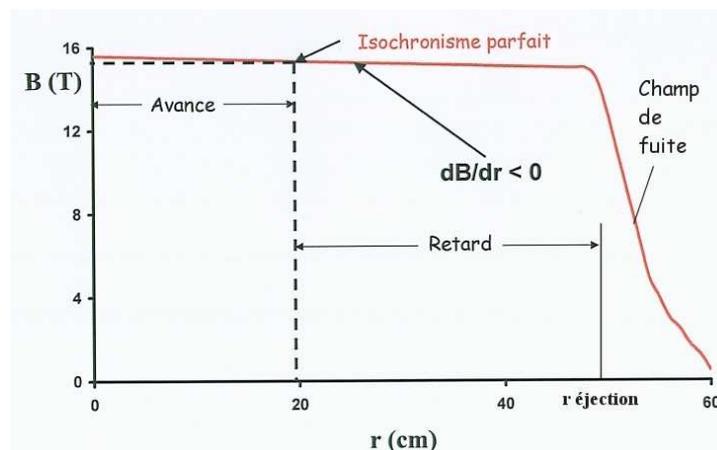


Figure 21

L'exigence [3] a une conséquence directe sur l'isochronisme. Puisque le faisceau n'est isochrone que pour une valeur précise du champ magnétique B_{iso} , si $B(r)$ diminue, $\omega = QB/m$ n'est pas constant, les ions tournent plus vite quand $B > B_{iso}$ et plus lentement quand $B < B_{iso}$ (figure 22).

Figure 22



La focalisation verticale par gradient de champ négatif est donc incompatible avec l'isochronisme parfait.

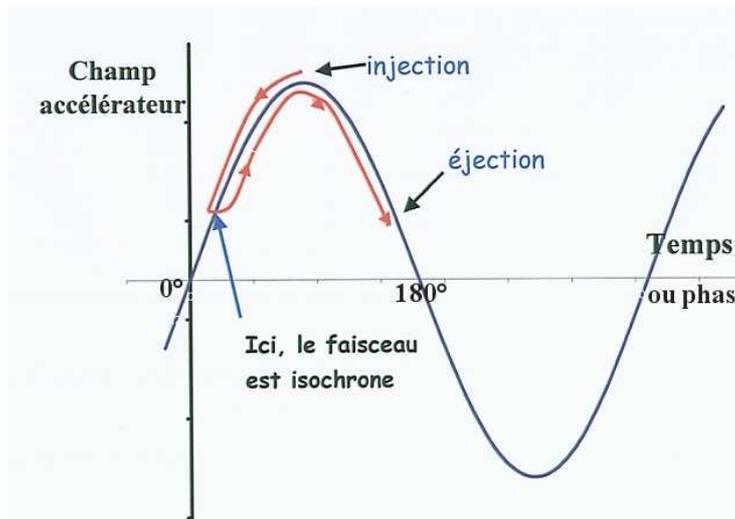


Figure 23

La figure 23 montre comment on triche avec la condition d'isochronisme : on fait partir le paquet d'ions à la phase de la crête de la sinusoïde HF. Etant accélérés dans un champ supérieur à B_{ISO} , ils tournent trop vite par rapport à la HF (on dit qu'ils sont en avance de phase) jusqu'à ce qu'ils atteignent le rayon où le champ est rigoureusement isochrone. Alors, ils commencent à tourner moins vite (retard de phase) et il faut évidemment les éjecter avant qu'ils n'atteignent la phase où le champ accélérateur est nul.

On montre que cette limitation permet difficilement de dépasser 20 MeV pour des protons. Et quand bien même on essaierait d'aller plus loin, par exemple en ayant un indice k le plus petit possible (au détriment de la qualité de la focalisation verticale), on serait coincé par Einstein : augmentation de la masse par effet relativiste. En effet, la condition d'isochronisme n'est alors plus respectée non plus, et il faudrait que le champ magnétique augmente comme la masse :

$$\omega = \frac{QB_0\gamma}{m_0\gamma} \quad [4]$$

$$m = m_0\gamma = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad \beta = \frac{v}{c} \quad [5]$$

Isochronisme (champ croissant) et focalisation (champ décroissant) sont incompatibles

Malgré ce défaut de limitation en énergie, le cyclotron « classique », c'est-à-dire à pôles plats, est resté champion jusqu'à la fin de la seconde guerre mondiale.

II.2 Comment s'en tirer ?

II.2.1 Le synchrocyclotron : modulation temporelle du champ HF

Le synchrocyclotron a été inventé et réalisé par McMillan et Veksler en 1945. Par rapport au cyclotron, une seule modification technique est nécessaire :

- on conserve des pôles plats, à symétrie cylindrique, avec une légère décroissance du champ magnétique en fonction du rayon pour conserver la stabilité verticale
- on fait varier la fréquence HF en raison inverse de la masse, de façon cyclique, avec une fréquence de répétition de quelques Hz à quelques dizaines de Hz, par un très gros condensateur rotatif (figure 24).

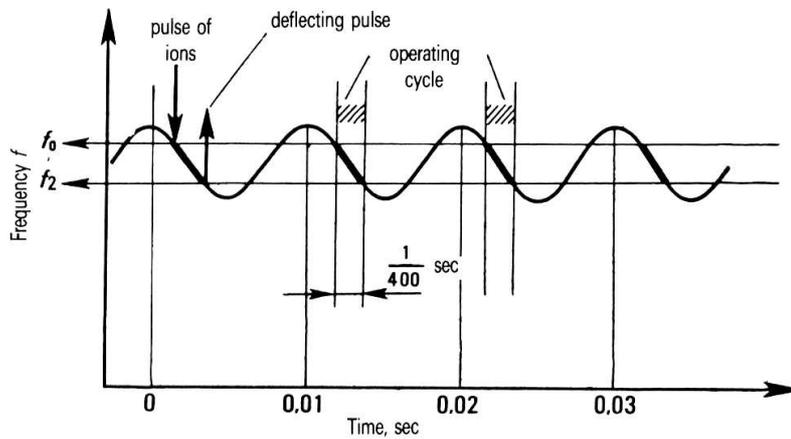


Figure 24

Une très faible quantité d'ions (par rapport au débit de la source) est capturée au centre de la machine au moment où la fréquence HF correspond à $\omega = \frac{QB_z}{m}$. Ce paquet est emmené

jusqu'à l'éjection parce qu'il reste isochrone, les autres ions sont perdus.

On obtient ainsi des protons d'énergie 600 MeV (CERN, $B = 1,94$ T, rayon 2,25 m) jusqu'à 1 GeV (Gatchina, Russie, $B = 1,9$ T, rayon 3,18 m), mais les intensités sont 10 à 100 fois inférieures à celles des cyclotrons, car le faisceau est pulsé. On a donc perdu le caractère continu du faisceau.

De plus, l'augmentation du rayon, qui permettrait de monter l'énergie encore plus haut se paie par un poids démesuré de l'aimant et une gigantisme de la chambre à vide, comme le montrent les deux photos du synchrocyclotron de l'Université Columbia (Nevis, USA) de caractéristiques énergie 570 MeV $B = 2$ T, rayon 1,50 m, poids de fer 2 300 tonnes.

A de rares exceptions près : CPO à Orsay, Gatchina en Russie, ce type d'accélérateur est abandonné. Son successeur, le synchrotron qui viendra au début des années 1950, permettra d'atteindre des énergies beaucoup plus élevées.



Figure 25a
Synchrocyclotron de l'Université Columbia à Nevis (N.Y. , USA)

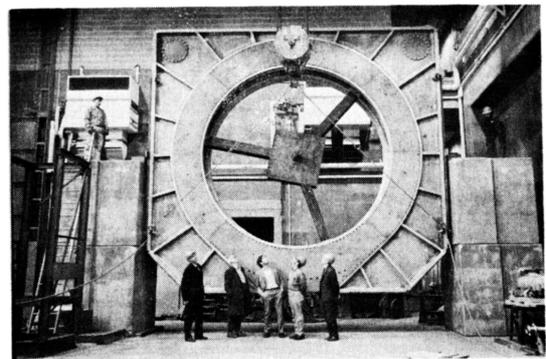


Figure 25b

II.2.2 Les secteurs : la modulation spatiale du champ magnétique

Bien que proposée et justifiée par Thomas en 1938, la focalisation par secteurs, qui permet d'assurer la focalisation verticale tout en maintenant l'isochronisme, même pour des vitesses relativistes, n'a été essayée, puis adoptée qu'à la fin des années 1950.

La figure 26 illustre l'idée. En se plaçant dans un système de coordonnées cylindriques r, θ, z :

- 1) comme on l'a vu, pour les ions qui sont lancés dans le plan de symétrie de l'intervalle entre deux pôles plats, il n'y a pas besoin de focalisation verticale. La seule force mise en jeu F_r est apportée par le couple $v_\theta B_z$.
- 2) toujours dans la même configuration, si l'on s'éloigne du plan de symétrie, c'est une petite composante radiale du champ qui apporte la force de rappel verticale ; on a, selon l'ordre de la règle des trois doigts : $F_z = v_\theta B_r$. C'est la focalisation par gradient négatif. Si on donne une valeur positive au gradient, cette force devient défocalisante et il faut la compenser cette perte par une autre force :
- 3) il reste la combinaison $F_z = v_r B_\theta$, qui exige de trouver un moyen de créer à la fois une composante azimutale du champ magnétique et une composante radiale de la vitesse, ce qui conduit à un faisceau dont la trajectoire n'est pas tout-à-fait circulaire. On y parvient en mettant sur les pôles des secteurs en forme de parts de tarte.

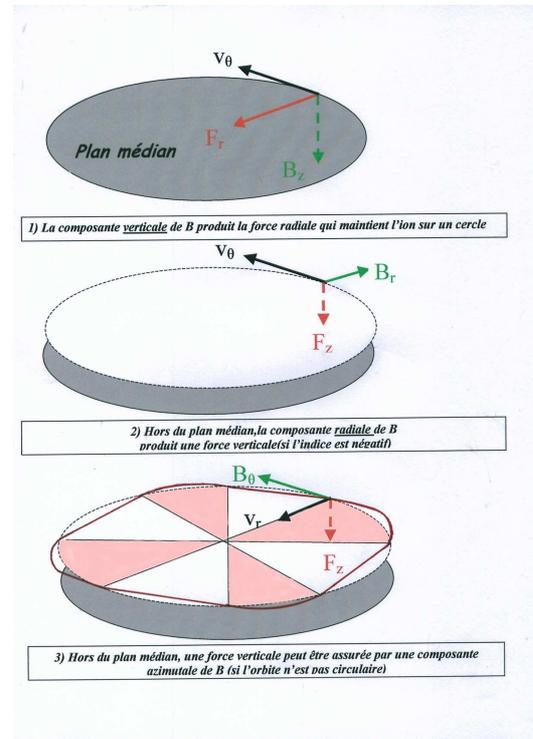


Figure 26

En effet, les secteurs, pièces magnétiques de même matériau que les pôles, créent une modulation azimutale du champ : si on développe la trajectoire sur un tour, les ions voient successivement une zone de B fort (colline), puis une zone de B faible (vallée). La trajectoire n'est plus tout à fait ronde et v_r apparaît. De surcroît, au-dessus et au-dessous du plan de symétrie, la composante B_θ recherchée apparaît au droit du bord des secteurs. La force engendrée est focalisante à l'entrée et à la sortie de chaque secteur.

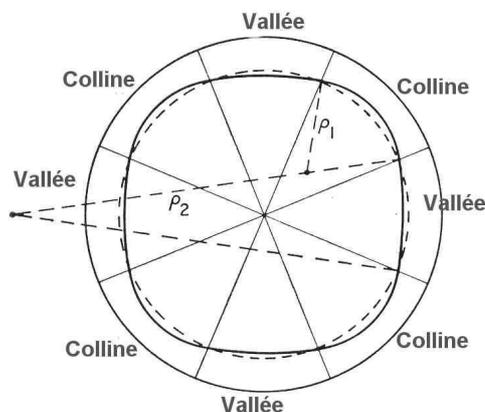


Figure 27

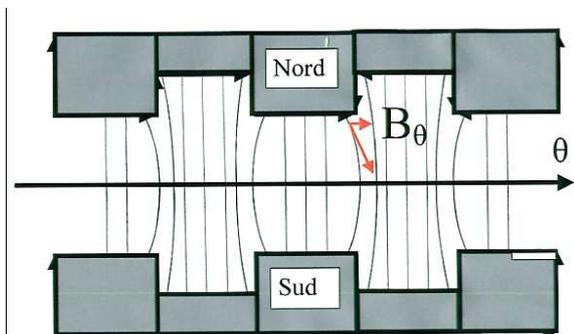


Figure 28

La mesure (approchée) de la « force » de focalisation verticale devient maintenant :

$$v_z^2 = -k + \frac{N_{sect}^2}{N_{sect}^2 - 1} Fl \quad [6]$$

Elle s'est donc vue ajouter un terme positif tenant compte du nombre N_{sect} de secteurs ainsi que d'une mesure du taux de modulation de champ magnétique le long d'une trajectoire fermée, le *flutter*⁷ :

$$Fl \cong \frac{(B_{colline} - B_{vallée})^2}{8\bar{B}^2} \quad [7]$$

où \bar{B} est la valeur moyenne du champ sur un tour.

Or, souvenons-nous que pour assurer l'isochronisme, le champ \bar{B} doit croître comme la masse. Par conséquent, l'indice de champ k doit être positif. Pour assurer une focalisation verticale, il faut donc satisfaire la condition :

$$\frac{N_{sect}^2}{N_{sect}^2 - 1} Fl > k$$

[8]

Pour obtenir une loi adéquate de champ moyen \bar{B} en fonction du rayon r :

$$\bar{B}_z(r) = \frac{B_z(r=0)}{\sqrt{1-\beta^2}},$$

on peut à la fois jouer sur la forme des secteurs, soit les tapisser de bobines de courant.

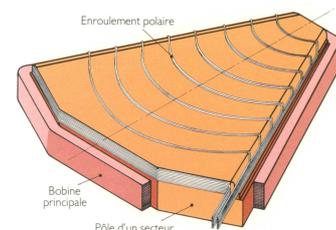


Schéma de principe de la disposition des enroulements polaires

Figure 28

Selon l'énergie visée, on obtiendra le flutter adéquat soit en rapportant des secteurs sur les pôles, soit en séparant l'aimant en plusieurs dipôles indépendants, les vallées devenant alors des zones de champ quasi nul. On parle alors de *cyclotron à secteurs séparés*. Dans ce cas, l'inconvénient est que les secteurs ne peuvent se rejoindre au centre : il y a un « cœur vide », et il faut un autre accélérateur (injecteur) pour placer les ions sur la première orbite.

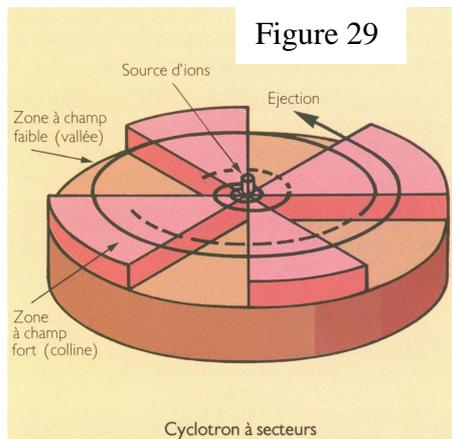


Figure 29

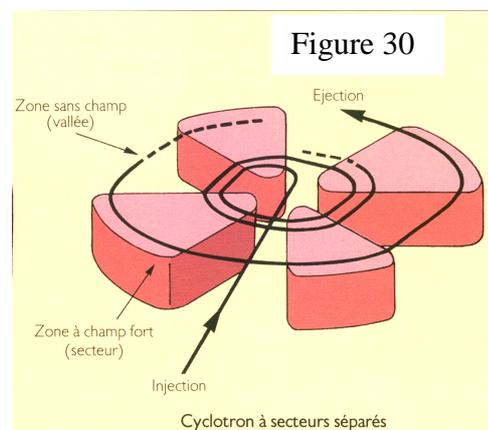


Figure 30

⁷ Que l'on pourrait traduire par le terme poétique *ondoiement*, mais aucun auteur français n'a osé s'y risquer jusqu'ici.

En réalité, les expressions [7] et [8] sont très approchées et ne permettent pas de rendre évidentes d'autres méthodes pour augmenter la focalisation :

- pour un cyclotron compact, on peut faire des secteurs très hauts et des vallées très profondes. Par exemple, le cyclotron 235 MeV protons d'IBA, dont le champ maximum monte à 2,15 T , a un entrefer de 60 cm dans les vallées et de 9 à 10 cm dans les collines.
- de plus, si les bobines sont supraconductrices, on peut fortement augmenter le champ dans les collines. Pour le cyclotron K 1200 de MSU, ce champ atteint 5,2 T avec un entrefer de 91 cm dans les vallées et de 8 cm dans les collines.
- Enfin, on peut donner aux secteurs une forme spiralée, ce qui ajoute une autre composante à la focalisation.



Figure 31



Figure 32

Secteurs spiralés d'un des cyclotrons injecteurs du GANIL et du cyclotron de PSI

II.3 La stabilité de phase dans les cyclotrons isochrones

Contrairement au cyclotron à pôles plats de Lawrence, le cyclotron à secteurs, lorsque le champ magnétique est rigoureusement isochrone, conduit chaque ion à toujours repasser exactement à la même phase par rapport à la HF. Si, pour une raison quelconque, sa phase est modifiée, elle le restera jusqu'à l'éjection.

III Energie des cyclotrons.

III.1 Energie maximale

Pour une particule donnée (q , m) , un champ maximum B au rayon R d'éjection, on calcule facilement l'énergie cinétique T . Dans le cas non relativiste :

$$T = \frac{1}{2} m v^2 \quad \text{avec} \quad v = \frac{q B R}{m}, \quad \text{il vient :} \quad T = \frac{(q B R)^2}{2m} \quad [9]$$

Dans le jargon des cyclotrons, on utilise souvent l'énergie W en MeV par nucléon et, pour le projectile, les nombres de charges Q et de masse A . Avec ces unités pratiques, et dans le cas relativiste :

$$W (MeV / n) = \frac{96,5}{1 + \gamma} \left[\frac{Q B R}{A} \right]^2 \quad \text{avec } B \text{ en Teslas et } R \text{ en mètres} \quad [10]$$

Les formules [9] ou [10] indiquent des repères précieux pour la conception d'un cyclotron :

- l'énergie est proportionnelle à Q^2 ; il est économique d'utiliser une source d'ions délivrant l'état de charge le plus élevé possible et, si on ne peut dépouiller complètement l'atome, on le fera entre deux étages d'accélérateur avec un éplucheur (voir note 2).
- l'énergie est proportionnelle à R^2 ; pour atteindre des énergies élevées, on pourrait être tenté de faire un pôle avec le plus grand rayon possible, mais le volume de fer de la culasse augmente approximativement comme R^3 ! Pour cette raison, on trouve rarement des rayons d'éjection supérieurs à 1 m pour les cyclotrons compacts (cryogéniques ou non) et 3,50 m pour les cyclotrons à secteurs séparés.
- l'énergie est proportionnelle à B^2 ; les champs maximaux accessibles avec des bobines à la température ambiante sont de l'ordre de 2 T (saturation du fer) et 5 T lorsque les bobines sont supraconductrices.

III.2 Energie variable

On a raisonné jusqu'ici comme si le champ magnétique et la fréquence HF étaient immuables, et le fonctionnement prévu pour un seul type d'ions. C'est en effet le cas pour certains petits cyclotrons destinés à produire des radio-isotopes (Cf. § VII). Les cyclotrons utilisés pour la physique nucléaire ont au contraire vocation à accélérer toutes espèces de particules dans une gamme d'énergie la plus étendue possible. Ceci est rendu possible en ajustant le niveau du champ magnétique à la fréquence HF et au rapport Q/A de l'espèce considérée. La fréquence HF est ajustable par modification de la capacité du circuit résonnant de l'oscillateur, via par exemple par des panneaux capacitifs mobiles. Le champ magnétique est modifié en conséquence en agissant sur les courants circulant dans les bobines.

III.3 Vue générale des composants d'un cyclotron

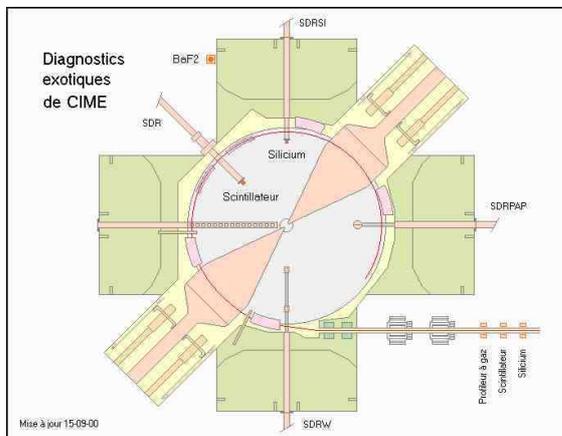
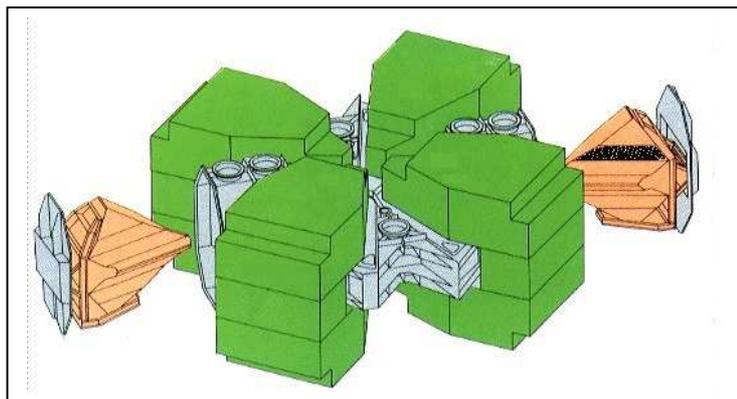


Figure 32. Coupe par le plan médian du cyclotron pour ions radioactifs CIME du GANIL

Figure 33. Vue éclatée d'un CSS du GANIL



IV Les synchrotrons

IV.1 Principe

La limitation en énergie du cyclotron (même pour les protons) : masse de fer devenant monstrueuse, a été surmontée par l'invention du synchrotron menée indépendamment par McMillan (USA) et Veksler (URSS) en 1945.

On peut introduire le principe du synchrotron de la façon simple suivante : puisque ni une augmentation statique du champ magnétique en fonction du rayon (cyclotron isochrone), ni une variation temporelle de la fréquence HF (synchrocyclotron) ne résolvent les problèmes de limitation en énergie et en focalisation, on fait varier simultanément le champ magnétique et la fréquence HF de façon que le rayon de la trajectoire du faisceau soit unique. Le « cœur » de la machine disparaît au profit d'un anneau constitué d'une série d'éléments (de focalisation et de courbure) de poids et de taille limités. La chambre à vide elle-même est réduite à une série de tronçons tubulaires courbes (dans les dipôles) et rectilignes ailleurs (figures 34 et 35).

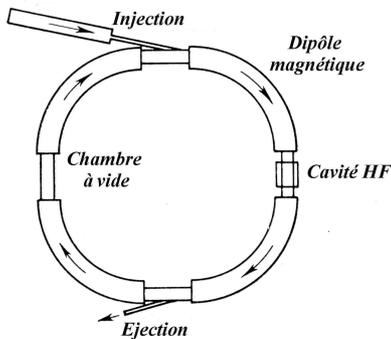


Figure 34

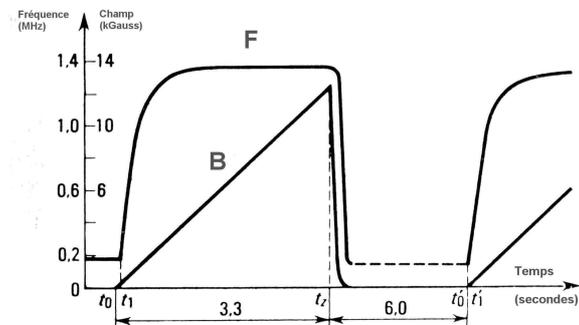


Figure 35

Pour une telle machine dont le rayon moyen R est fixé, la vieille relation fondamentale de la dynamique (formule [1]) :

$$m v = q B R$$

reste valable si le champ magnétique croît en même temps que la vitesse de l'ion. Alors, bien entendu, la fréquence HF doit rester synchrone⁸ de la fréquence de rotation, et doit en conséquence augmenter avec la vitesse, alors que le rayon reste fixe :

$$\omega = \frac{v}{R}$$

Le rayon moyen R peut être bien différent du rayon de courbure local ρ , mais la variable importante ici est le temps mis pour parcourir un tour, afin d'être synchrone par rapport à la HF. A titre d'exemple, le rayon moyen R du PS du CERN mesure 100 m, alors que le rayon de courbure local ρ dans les dipôles vaut 70 m.

L'inconvénient de cette évolution est que, comme pour le synchrocyclotron, le faisceau est pulsé, au rythme du cycle de la HF (quelques dixièmes à quelques dizaines de Hertz), d'où une diminution de l'intensité moyenne. Ce macro-cycle de la HF est lui-même bridé par le temps de montée du champ magnétique (figure 35) . Mais de ce fait, la valeur-crête de la

⁸ Noter que le mouvement n'est plus isochrone

tension HF reste faible (et donc de réalisation aisée), parfois de l'ordre quelques kV, puisque les ions ont largement le temps d'atteindre l'énergie maximale, en quelques millions de tours. En revanche, le rayon R peut être aussi grand que les autorités locales, nationales ou internationales veulent bien l'accepter, et par conséquent, l'énergie n'est plus limitée par la valeur maximale du champ magnétique. Ce qui autorise par exemple une énergie de 450 GeV pour le faisceau de protons du SPS au CERN. De plus, en faisant varier l'amplitude de l'excursion maximale du champ magnétique, on peut obtenir des énergies différentes.

Comme nous l'avons vu pour le cyclotron, si le principe de l'accélération est acquis pour une particule de référence, il faut encore assurer la focalisation du faisceau.

IV.2 La focalisation faible

Les aimants dipolaires utilisés pour courber la trajectoire dans les synchrotrons, même si les pôles sont parallèles (l'indice de champ est nul), peuvent assurer une focalisation : il suffit d'incliner les faces d'entrée et de sortie par rapport à la perpendiculaire à la trajectoire de référence pour obtenir une focalisation radiale (figure 37) et, comme on l'a déjà vu pour le cyclotron à secteurs, une focalisation verticale.

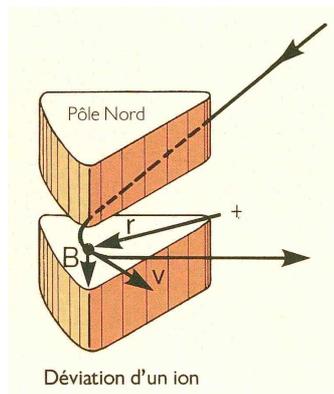


Figure 36

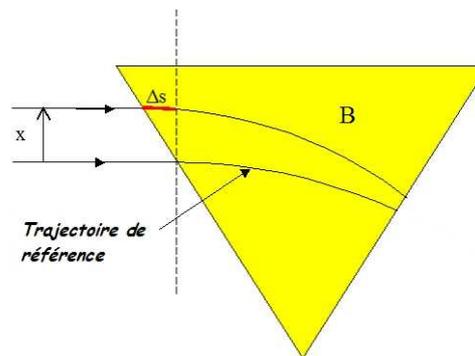
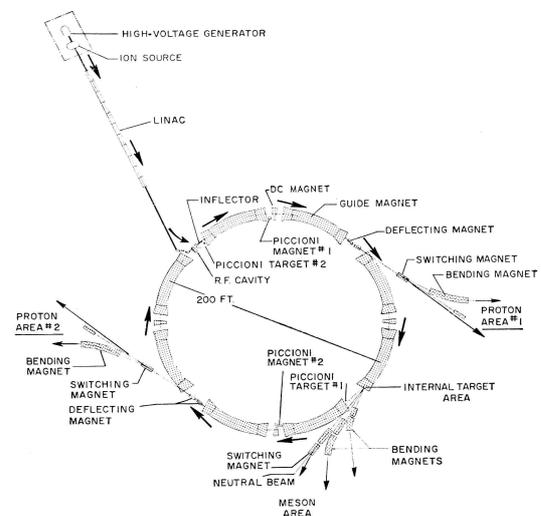


Figure 37

Un exemple : le « Zero Gradient Synchrotron » (ZGS) d'Argonne (figure 38)

Bien que n'ayant pas été le premier synchrotron, le ZGS fut conçu aux USA en 1963 sur ce principe: avec une longueur de circonférence de 169 m, cette machine délivra des faisceaux de protons de 12 GeV.



Mais il s'agit d'une focalisation faible, ce qui entraîne une grande amplitude d'oscillation du faisceau. En effet, comme dans un système de lentilles d'optique en série, l'enveloppe du faisceau est d'autant plus faible que les lentilles ont une forte convergence (voir figures 20 et 21 du paragraphe II.1). A l'inverse, une grande enveloppe du faisceau implique la nécessité d'une coûteuse chambre à vide (dimensions 85 x 13,3 cm pour le ZGS), ainsi que des aimants de très grand entrefer, donc chers, et un système de pompage coûteux.

Nous avons déjà vu un autre moyen de focalisation : comme dans les premiers cyclotrons, on peut introduire un indice de champ dans les dipôles (figure 39).

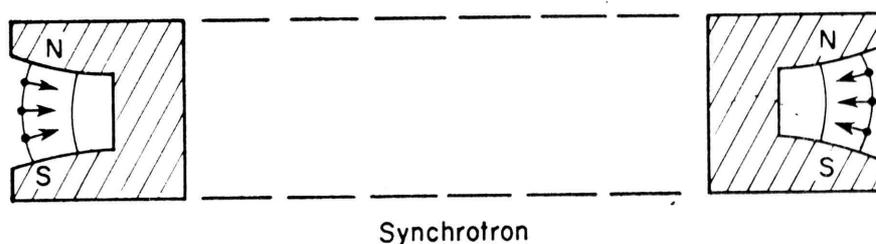


Figure 39

Mais la stabilité des oscillations dans le plan transverse impose que l'indice de champ :

$$k = \frac{r}{B_z} \frac{dB_z}{dr} \text{ soit faible, c'est-à-dire compris entre 0 et } -1 \text{ (formule II,[3])} . \text{ D'où à nouveau}$$

une focalisation faible et une grande section de chambre à vide. Le tableau ci-dessous indique que la dimension latérale de la chambre des synchrotrons à focalisation faible est toujours de l'ordre du mètre.

	Birmingham	Saclay Saturne I	Brookhaven Cosmotron	Berkeley Bevatron	Dubna Synchrophasotron
Energie (GeV)	1	2,94	3	6,4	10
Rayon Moyen (m)	4,5	11	10,7	18,2	30,5
Section chambre (cm ²)	50 x 21	60 x 10	91 x 22	122 x 30	150 x 40
Date démarrage	1953	1958	1952	1954	1957

IV.3 La focalisation forte

Le principe de la focalisation forte a été établi quasi simultanément par Christophilos (1950) d'une part, et par Courant, Livingston et Snyder (1952) d'autre part. On peut s'étonner que cette transposition d'une loi bien connue de l'optique classique aux synchrotrons n'ait pas été découverte plus tôt . En effet, on sait que lorsque deux lentilles de distances focales f_1 et f_2 sont séparées par une distance d , la distance focale résultante F est donnée par :

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 f_2}$$

et, si $f_1 = -f_2$, alors le système est globalement convergent : $F = \frac{f^2}{d} > 0$

Deux méthodes permettent d'obtenir une focalisation aussi bien verticale qu'horizontale, sans limitation des gradients, c'est-à-dire avec une force de focalisation forte :

- On combine la courbure et la focalisation. Les dipôles sont façonnés de sorte qu'ils fournissent de forts gradients, alternativement positifs et négatifs (figure 40).

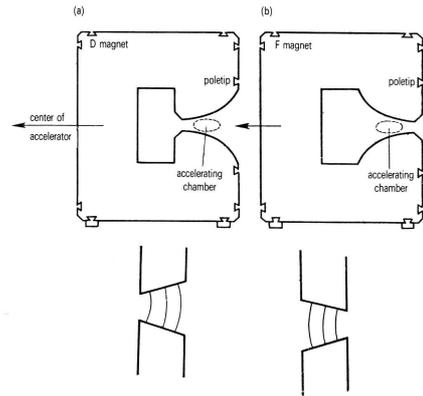


Figure 40

- On sépare les fonctions : l'anneau est constitué d'une succession de dipôles (BM) qui assurent uniquement la courbure de la trajectoire, et de paires de lentilles quadrupolaires magnétiques qui assurent la focalisation horizontale (QF) et verticale (QD).

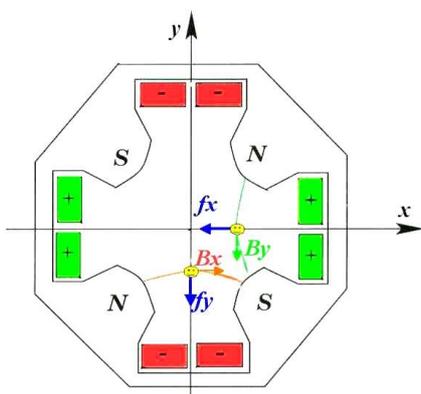


Figure 41

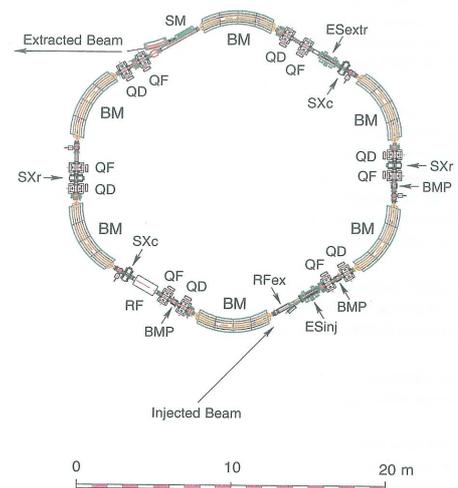


Figure 42

Schéma du projet de synchrotron médical de Heidelberg. BM = aimant de courbure, QD, Qf = quadrupôles défocalisants ou focalisants.

Contrairement aux lentilles optiques, les quadrupôles sont focalisants dans un plan (x sur la figure) et défocalisants dans l'autre (ici y).

L'une ou l'autre des deux méthodes permet de réduire considérablement les dimensions transverses du faisceau, palliant ainsi les défauts de la focalisation faible, comme illustré sur la figure 43 :

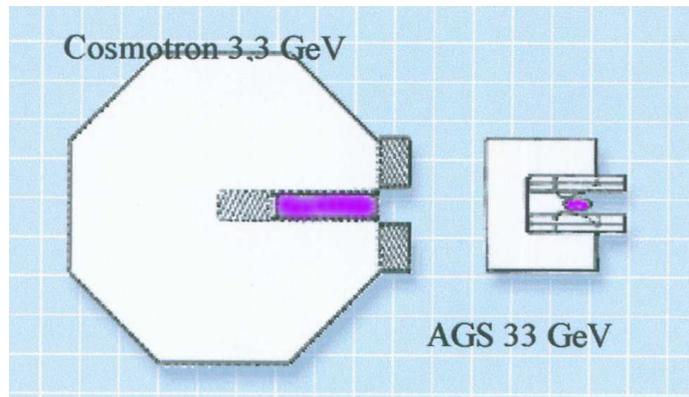


Figure 43

Un exemple : le Super Synchrotron à Protons (SPS) du CERN. Cette machine a été conçue pour accélérer de protons jusqu'à 450 GeV. Elle a ensuite été adaptée pour accélérer aussi des ions Plomb jusqu'à 158 GeV/nucléon. D'une longueur de circonférence de 6,9 km, elle est constituée de 744 dipôles et 216 aimants de focalisation, le tout étant enterré dans un tunnel, l'enfouissement participant pour beaucoup à la protection contre les rayonnements. Une coupe verticale de ce tunnel est représentée sur la figure 44 et les figures 45 et 46 donnent un aperçu de l'aspect de la machine et de la succession de dipôles et de quadrupôles. La focalisation forte permet de réduire les dimensions transverses de la chambre à vide à 10 x 5 cm.

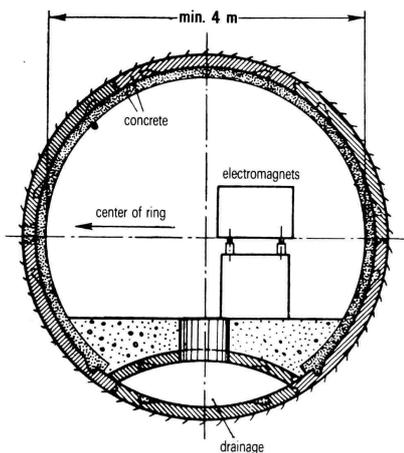


Figure 44



Figure 45

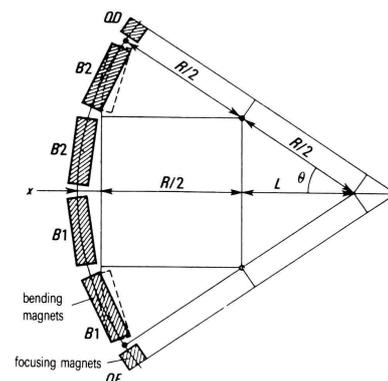


Figure 46

Parmi les autres réalisations de synchrotrons pour les hadrons (protons ou ions plus lourds), on peut citer l'AGS (Alternating Gradient Synchrotron) de Brookhaven. Cette machine de 127 m de rayon accélère des protons jusqu'à 33 GeV, ainsi que des ions lourds jusqu'à l'or.

IV.4 Les synchrotrons à électrons

Les machines compactes du genre cyclotron ne sont pas adaptées à l'accélération des électrons ; en effet, leur masse augmentant avec leur vitesse beaucoup plus rapidement que celle des protons, il faudrait réaliser un accroissement fantastique de la valeur du champ magnétique en fonction du rayon. Il en va différemment pour un synchrotron où le faisceau doit être injecté via un accélérateur situé en amont : pour des électrons, l'énergie d'injection est aisément de plusieurs MeV et par conséquent, la vitesse est déjà très proche de c . Il en résulte que la vitesse angulaire est presque constante, ce qui réduit la gamme de fréquence HF (qui peut même rester fixe).

Cependant, lorsque le facteur relativiste $\beta = v/c$ devient très voisin de 1, chaque électron perd de l'énergie par rayonnement (émission d'un photon) dans chaque virage. La puissance P ainsi perdue par l'électron dans un virage de rayon r est proportionnelle à :

$$P \approx \frac{\gamma^4 \beta^2}{r^2}$$

Ce rayonnement synchrotron limite donc l'énergie communicable aux électrons. A titre de comparaison sur deux accélérateurs du CERN :

- le LEP, d'un rayon de 3,096 km, accélère des électrons jusqu'à 108 GeV, chaque électron perdant une puissance $p = 61$ TeV /seconde et par électron.
- Le LHC, d'un rayon quasi égal (2,778 km) accélère des protons jusqu'à 7 TeV, avec une perte de puissance de seulement 0,31 eV/seconde et par proton.

On a donc tendance à préférer des accélérateurs sans courbure (linéaires) pour obtenir des électrons de grande énergie (voir paragraphe V).

IV.5 Les collisionneurs circulaires

Il existe un moyen d'augmenter encore l'énergie des collisions entre particules : **le choc frontal entre deux projectiles de vitesses opposées**. En effet, dans la collision entre une particule rapide et une particule fixe (celle qui est contenue dans une cible), une grande partie de l'énergie cinétique est dépensée inutilement dans le mouvement de recul d'ensemble des deux partenaires, alors que le paramètre important dans la collision est l'énergie du mouvement relatif (centre de masse). A titre d'exemple, le SPS du CERN peut accélérer des protons et, en sens inverse, des antiprotons, chaque faisceau ayant une énergie de 315 GeV. L'énergie disponible dans le système du centre de masse est donc de 630 GeV, alors que pour parvenir au même résultat avec une cible fixe, il faudrait un synchrotron de 212 TeV (champ moyen 8 tesla, diamètre 175 km).

On peut réaliser des collisionneurs de différents types :

- lorsque les deux faisceaux sont constitués de particules et d'antiparticules correspondantes : proton/antiproton ou électron/positon (ACO, figure 47), le même synchrotron sert aux deux faisceaux puisqu'ils ont la même masse et les charges sont de signe opposé .

- si les deux partenaires sont de même signe ou bien de masse différente : proton/proton, proton/électron, plomb/plomb, ils sont accélérés dans deux anneaux entrelacés, avec quelques points de croisement (figure 48)

Le tableau ci-dessous mentionne les principaux synchrotrons collisionneurs actuels.

	Projectiles	Energie (TeV ou TeV /n))	circonférence (km)
TEVATRON (FermiLab, USA)	Protons, antiprotons	1	6,4
RHIC (Brookhaven, USA)	Protons, or	0,2	3.8
SPS (CERN)	Protons, plomb	0,45 0,158	6,9
LHC (CERN , 2007)	Protons-Protons	14	6,9

Cette méthode du choc frontal, si elle permet d'atteindre des énergies inaccessibles par des synchrotrons conventionnels, présente quelques inconvénients :

- la densité par rapport à une cible fixe (solide, liquide ou gaz) est très faible ; il en résulte la nécessité d'une luminosité⁹ élevée.
- le nombre de points d'interactions est limité
- dans le cas d'un anneau unique, la nature de la cible est figée.

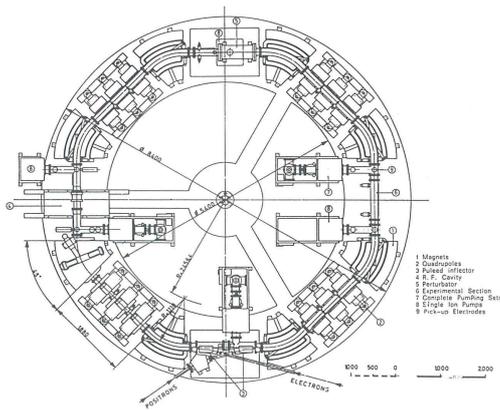


Figure 47. Anneau de collisions e+ / e- ACO, rayon 3,5 m. Orsay

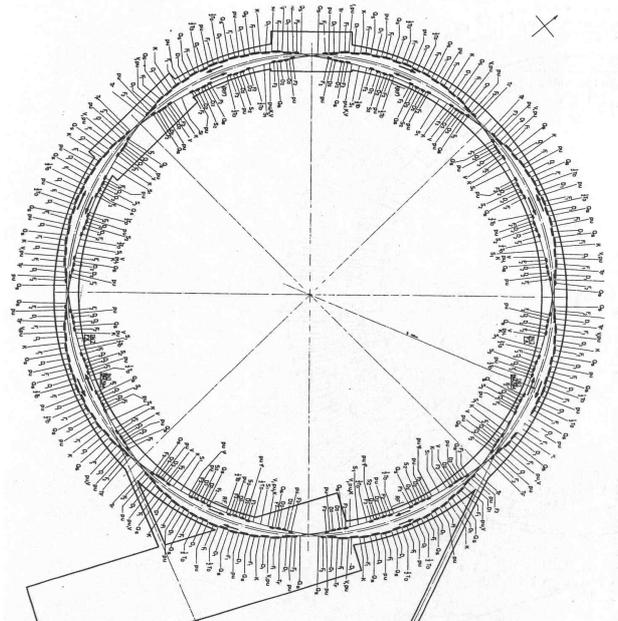


Figure 48. Anneaux entrelacés du PS (CERN) pour collisions proton-proton.

IV.6 Les sources de lumière synchrotron

Dans les anneaux de lumière synchrotron, on met à profit le rayonnement émis par les électrons de haute énergie lorsque leur trajectoire est courbée. On construit des anneaux spécifiques dans lesquels on stocke une forte intensité d'électrons (quelques ampères). Des dispositifs magnétiques : onduleurs ou wigglers placés sur le parcours du faisceau lui font

⁹ la luminosité d'un faisceau est un paramètre prenant en compte, non seulement l'intensité, mais aussi des caractéristiques optiques qui autorisent en particulier l'obtention de points focaux de très petites dimensions transverses.

subir une succession de petites courbures locales en forme de trajectoire ondulée ; les cônes de lumière émis à chaque courbure se superposent, multipliant l'intensité par rapport à une seule courbure. Le résultat est une émission de lumière (ultra-violet ou X) monochromatique et émise dans un cône très étroit, tangentiellement au faisceau.

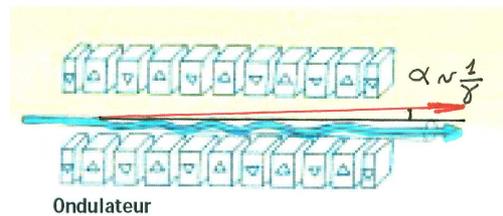


Figure 49 Ondulateur

Plusieurs points d'émission sont répartis sur la périphérie du synchrotron, avec une voie de faisceau pour chacun. Les utilisations de cette lumière sont extrêmement nombreuses :

- physique atomique , moléculaire et de la matière condensée, biologie, médecine, chimie
- recherche appliquée sur les matériaux, la catalyse , la structure biologique
- applications industrielles (lithographie)
- applications médicales (angiographie).

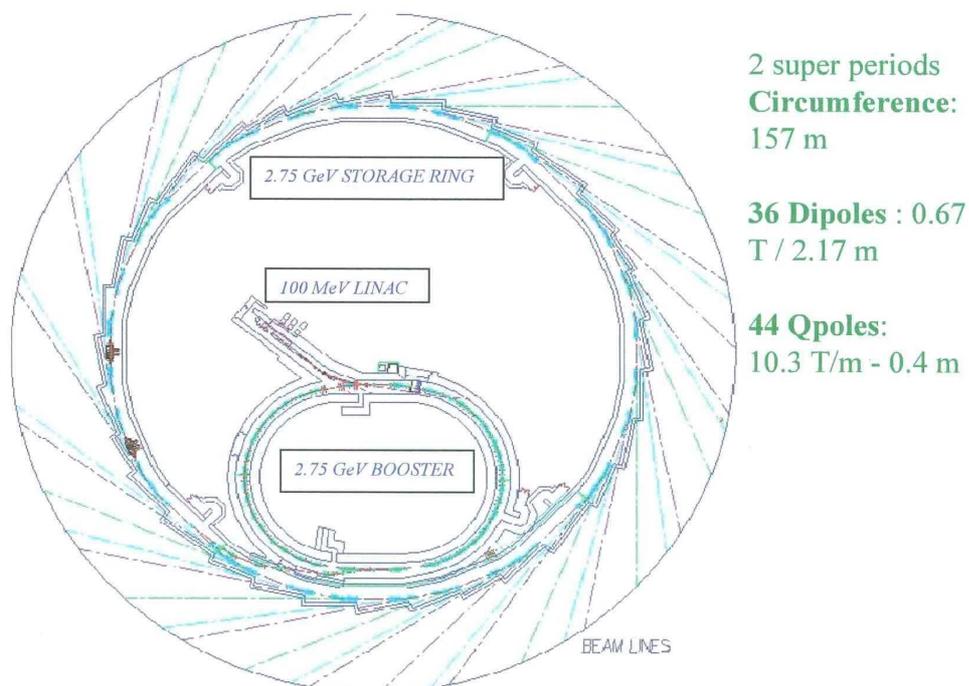


Figure 50. Le synchrotron SOLEIL

V Les accélérateurs linéaires

V.1 Structure des linacs de type Wideröe et Alvarez.

On a vu que, dans la réalisation par Sloan et Lawrence d'un linac basé sur le principe proposé par Wideröe, les tubes sont alimentés alternativement aux deux sorties d'une source de tension HF. C'est en quelque sorte un cyclotron « déroulé », où les problèmes d'injection et d'éjection sont inexistantes mais où la focalisation transverse n'existe pas de façon naturelle. La longueur des tubes est inversement proportionnelle à la fréquence HF, mais proportionnelle à la masse du projectile. Le modeste résultat obtenu (ions Mercure de 1,2 MeV), en partie dû à la limitation en fréquence des tubes de l'époque, explique aussi le choix du projectile.

En 1947, la technologie ayant évolué avec le développement du radar, Alvarez construit un linéaire qui, bien que ressemblant au précédent, en diffère radicalement : c'est toute l'enceinte dont l'enveloppe est métallique, qui joue le rôle d'une cavité résonnante. L'onde HF est injectée via une boucle de couplage (figure 51) et la cavité est dimensionnée de façon qu'elle oscille sur un mode dit « Transverse Magnétique » : la composante magnétique H est azimutale et nulle sur les parois, alors que la composante électrique E est maximum sur l'axe et zéro sur les parois (figure 52). Le rôle des tubes de glissement (qui ne sont plus isolés par rapport à l'enceinte) n'est plus que de blinder le faisceau tant que le champ électrique n'a pas la bonne direction (la composante E varie naturellement de façon sinusoïdale, tantôt dirigée dans le sens du faisceau, tantôt en sens inverse).

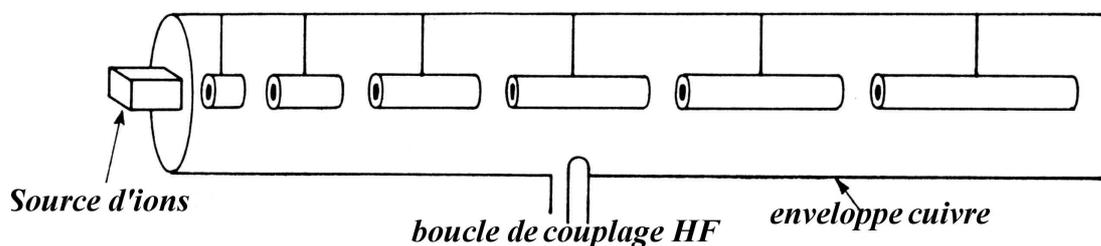


Figure 51

Bien que la longueur des tubes soit toujours dépendante de la vitesse, puisqu'elle est aussi inversement proportionnelle à la fréquence HF, on gagne beaucoup sur la dimension totale de l'accélérateur en passant de 7 MHz (1931) à 200 MHz (1947).

Il faut noter que l'énergie finale (exprimée en MeV/nucléon) est figée par la géométrie.

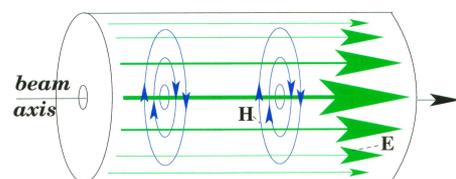


Figure 52

V.2 Accélération et focalisation.

Tout comme pour les accélérateurs circulaires, une fois défini le mouvement d'une particule de référence, il faut se préoccuper du comportement de l'ensemble des particules constituant le faisceau.

Si on considère d'abord la phase des particules par rapport à l'onde HF, l'accélération « stable » n'est possible que sur la partie croissante de la sinusoïde (figure 53) . En effet , si M est la particule de référence, passant toujours à la phase φ_s :

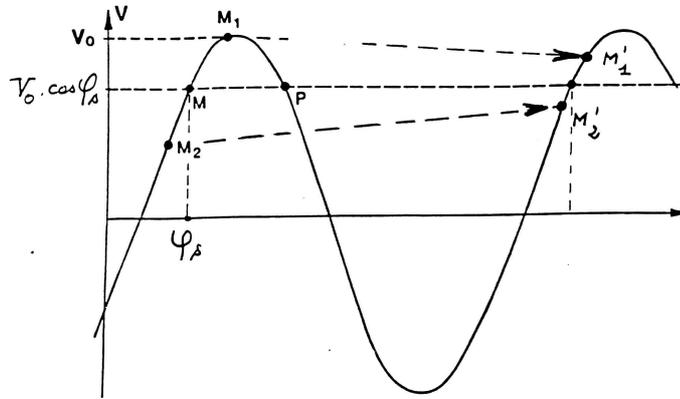


Figure 53

- la particule M_1 arrivant en retard, gagne plus d'énergie et se rapproche donc de M à l'oscillation suivante
- M_2 qui est en avance, gagne moins d'énergie et, de la même façon, se rapproche de M ;

C'est ce qu'on appelle *la stabilité de phase* : les ions d'un paquet restent groupés autour de l'ion de référence et leur phase oscille autour de φ_s . Mais si l'on tenait le même raisonnement pour les mouvements autour du point P, sur la partie descendante de la sinusoïde, on s'apercevrait qu'au contraire, les ions « satellites » s'éloignent de P.

Cette contrainte a une conséquence importante sur la focalisation transverse. La figure 54 illustre qualitativement les forces subies par une particule hors de l'axe à l'entrée et à la sortie d'un intervalle accélérateur : la force défocalisante à la sortie l'emporte sur celle focalisante de l'entrée puisque la tension (et donc le champ électrique) est plus élevée à la sortie qu'à l'entrée.

Dans un accélérateur linéaire, la stabilité de phase est incompatible avec la focalisation transverse.

Diverses méthodes ont été utilisées pour pallier ce défaut (grilles par exemple) mais la solution retenue consiste à placer des quadrupôles à l'intérieur des tubes de glissement (figure 55).

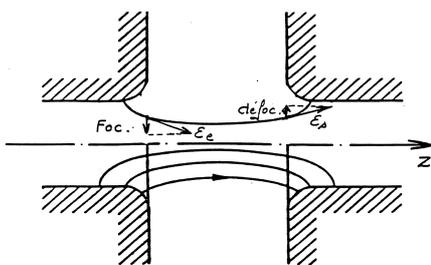


Figure 54

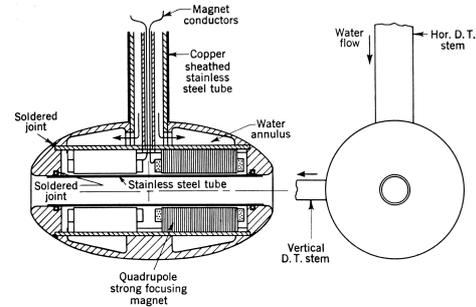


Figure 55

V.3 Caractéristiques principales des linéaires du type Alvarez

Ces linacs sont surtout utilisés pour accélérer des protons ou des ions. Ils nécessitent un injecteur de 500 à 800 keV, souvent du type Cockroft-Walton, car à très basse vitesse, les tubes de glissement deviennent ridiculement courts. La gamme d'énergie s'étend de 20 à 200 MeV pour les protons et de 1 à 10 MeV/nucléon pour les ions lourds et leur coût au MeV est élevé par rapport aux accélérateurs circulaires. Ils sont le plus souvent utilisés comme injecteurs pour des machines circulaires. Le second linac de GSI (figure 56) est une bonne illustration de ce type de machine. Spécialement conçu pour ions lourds, il a pour injecteur un Wideroë de 1,4 MeV/nucléon ; son énergie de sortie est d'environ 11 MeV/nucléon et il est lui-même injecteur d'un synchrotron.

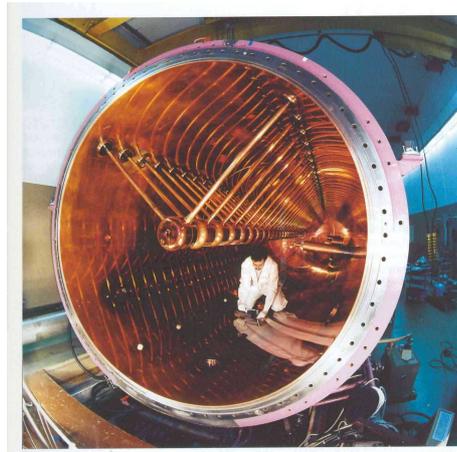


Figure 56

V.4 Les accélérateurs linéaires supra conducteurs pour ions lourds

Les accélérateurs linéaires souffrent d'un rendement énergétique très faible : une partie importante de l'énergie HF est perdue dans les parois. Cette perte est fortement réduite en rendant les parois supraconductrices.

Par ailleurs, afin de pouvoir une énergie variable à la sortie, on divise l'accélérateur en plusieurs cryostats, chacun contenant un ou plusieurs éléments accélérateurs. La figure 57 montre un exemple relatif au projet d'accélérateur d'ions lourds EURISOL. Il s'agit de l'étage « énergie intermédiaire » (5- 85 MeV protons) équipé de quadrupôles supraconducteurs et de cavités de type « quart d'onde ».

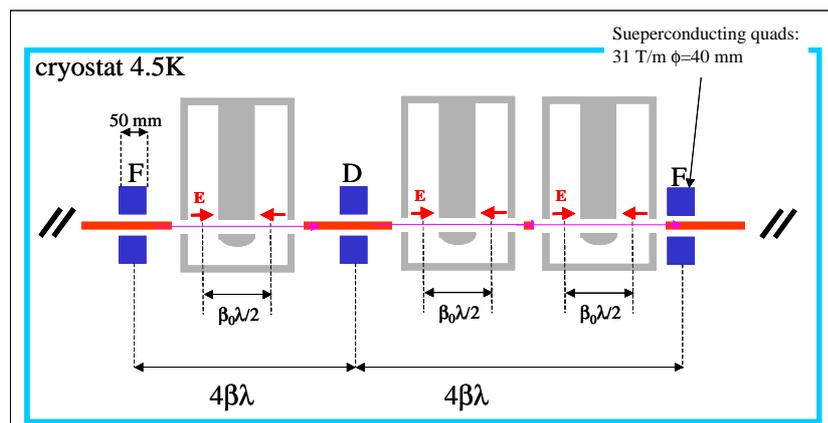


Figure 57

De la même façon, le projet SPIRAL II, destiné à produire des faisceaux de noyaux exotiques, est basé sur un accélérateur linéaire de deutons de 40 MeV et de forte intensité.

Il existe une variété de cavités accélératrices de formes différentes (figure 58) : Quart d'onde, réentrant, spoke pour les vitesses moyennes ($0,2 < \beta < 0,35$) ; les champs accélérateurs sont classiquement de l'ordre de 6 MV/m. Pour les vitesses plus élevées (protons de 1 à 2 GeV) apparaissent des cellules comprenant plusieurs cavités elliptiques brasées ensemble (figure 59). On peut obtenir des gradients de l'ordre de 25 MV/m, ce qui permet de réduire la longueur totale de l'accélérateur.



Figure 58

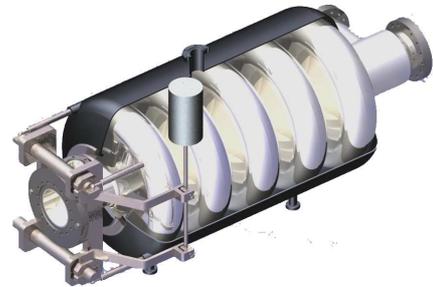


Figure 59

V.5 Les accélérateurs linéaires d'électrons

La structure et le fonctionnement des accélérateurs linéaires d'électrons sont radicalement différents de ce que nous venons de voir précédemment. On établit dans une cavité unique (en fait un guide d'ondes) une onde stationnaire, superposition de deux ondes progressives de sens inverse. La vitesse de propagation de l'onde est ajustée à celle des électrons ($\sim c$) par des iris équidistants (figure 60). L'électron est « porté » par l'onde progressive comme un surfer sur une vague (figure 61). Il n'y a pas de tubes de glissement, de sorte qu'on peut augmenter la fréquence (quelques GHz), ce qui diminue les pertes par effet de peau dans les parois. L'énergie finale obtenue dans un linac de longueur L est simplement : eLE_0 , où E_0 est la valeur –crête du champ : contrairement aux linacs pour ions, on peut augmenter l'énergie finale en augmentant la valeur du champ. Le gain d'énergie linéique peut atteindre 10 à 15 MeV/m, à comparer à 1 ou 2 MeV/m pour les ions.

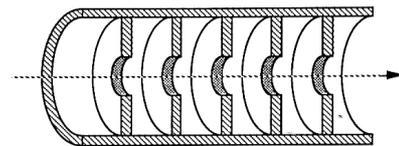


Figure 60



Figure 61

Un exemple : le SLAC (Stanford Linear Accelerator).

Cet accélérateur, maintenant modifié, délivrait un faisceau d'électrons de 32 GeV pour une longueur de 3,2 km. La fréquence HF est de 3,86 GHz et le gain d'énergie de 10 MeV/m. Il est actuellement modifié pour devenir un collisionneur linéaire d'électrons (SLC), après que son énergie finale soit poussée à 50 GeV (figure 62). Les deux faisceaux (électrons et positons) sont accélérés simultanément, puis séparés sur deux arcs qui se rejoignent au point d'intersection (figure 63). En ce point, les faisceaux ont un diamètre de $2 \mu\text{m}$.

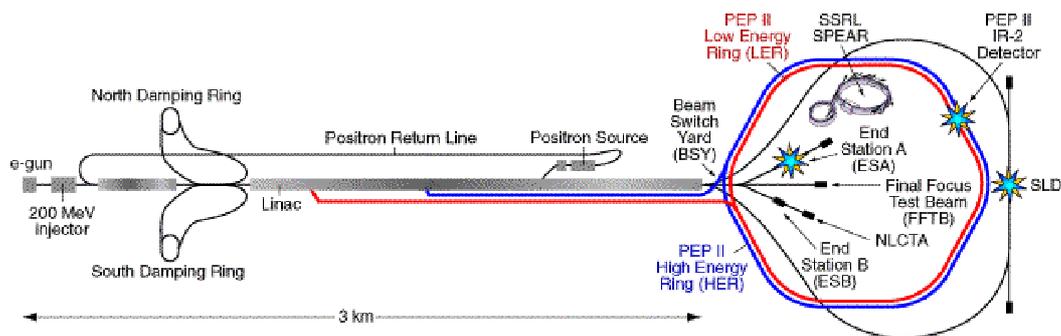


Figure 62

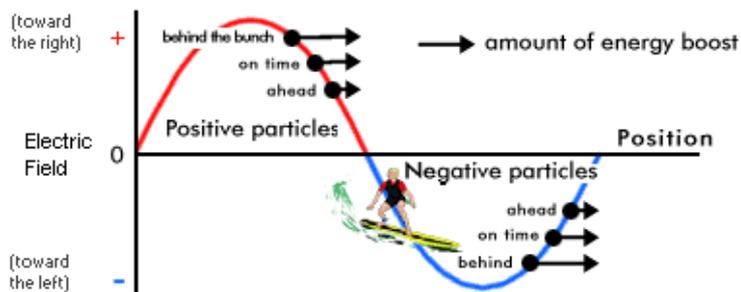


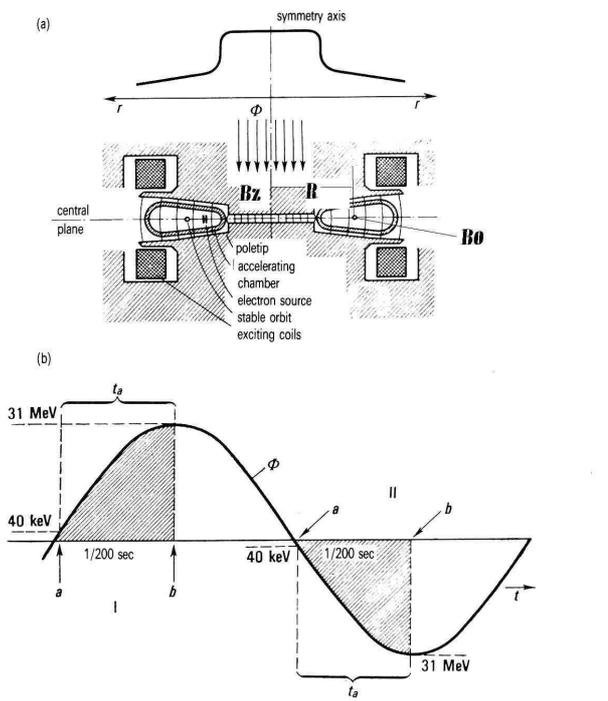
Figure 63 : accélération simultanée des électrons et des positons

VI Quelques accélérateurs « exotiques ».

VI.1 Le bêtatron

C'est un accélérateur circulaire d'électrons (dont la paternité est multiple : Slepian 1922, Wideröe 1928, Kerst 1940) qui n'utilise pas de source de potentiel propre : c'est la variation temporelle du flux de champ magnétique vertical B_z dans l'entrefer d'un électro-aimant qui induit un champ électrique azimuthal E_θ (figure 64). On peut montrer que, pour que le rayon R des trajectoires soit constant au cours de l'accélération, la condition : $B_0 = B_z/2$ doit être respectée.

Figure 64



L'injection nécessite des électrons de 50 à 100 keV et on obtient typiquement des énergies de 30 MeV (encore que Kerst ait construit en 1952 un bêatron de 340 MeV). Il est intéressant de noter que l'accélération est très lente : avec un gain d'énergie de 31 eV par tour, un million de tours (soit une trajectoire développée de 1 500 km) sont décrits en environ 5 ms. En fin d'accélération, on diminue la valeur du champ et le faisceau percute une cible productrice de rayon X . La radiographie industrielle et la radiothérapie étaient les applications principales de ce type de machine qui a disparu au profit de petits accélérateurs d'électrons, beaucoup plus compacts et moins chers.

VI.2 Le microtron

Le microtron est un accélérateur circulaire d'électrons inventé par Veksler (1954). Baignée dans un champ magnétique constant, les trajectoires repassent toutes dans une unique cavité accélératrice à fréquence constante (figure 65). Pour qu'il y ait synchronisme, il faut que la période de rotation de l'électron pour faire un tour soit *un multiple entier* de la fréquence HF ; on peut montrer de plus que le gain d'énergie par tour doit être constant et au moins égal à l'énergie au repos de l'électron, soit 511 keV. Un exemple d'un tel microtron fonctionne à Dubna : dans une chambre de 1,10 m de diamètre, les électrons atteignent 30 MeV en 30 tours. Cette machine a été récemment utilisée pour produire des noyaux exotiques par photofission.

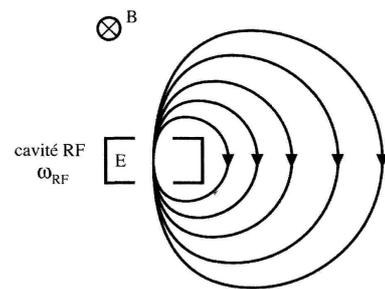


Figure 65

Pour augmenter le gain d'énergie par tour, on remplace la cavité HF par une série de cavités (accélérateur linéaire). Ainsi plusieurs machines dites « race-track microtrons » (figure 66) ont été construites à l'IKP de Mainz (Allemagne) et mis en série : un premier étage(circulaire) porte les électrons à une énergie de 14 MeV en 2 tours, puis les deux étages suivants permettent d'atteindre 883 MeV. Notons enfin qu'on peut obtenir une énergie variable en changeant l'énergie d'injection.

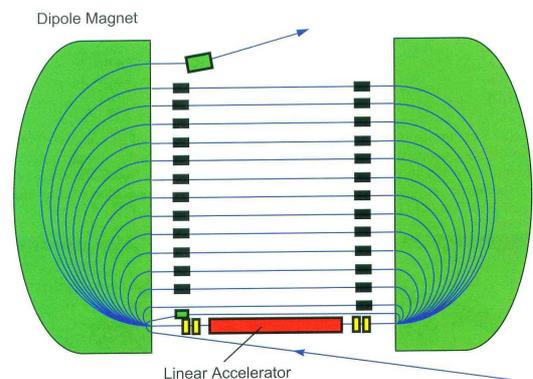


Figure 66

VI.3 Le rhodotron

Inventé par le Français Jacques Pottier (1989), le rhodotron (du grec πόδος : rose) est un accélérateur qui délivre des faisceaux d'électrons continus de forte puissance. Le principe en est illustré sur la figure 67 : les électrons traversent plusieurs fois l'âme d'une cavité coaxiale.

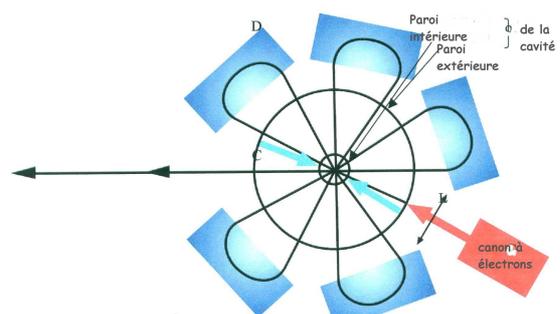


Figure 67

Ils subissent deux accélérations par passage, gagnant ainsi à chaque fois jusqu'à 500 keV. A titre d'exemple, pour 9 aimants et 10 passages, on atteint une énergie de 10 MeV et la puissance du faisceau peut atteindre 200 kW.

Les utilisations sont multiples :

- stérilisation d'aliments ou de matériel
- irradiation de polymères
- modifications de propriétés de semi-conducteurs
- coloration de diamants

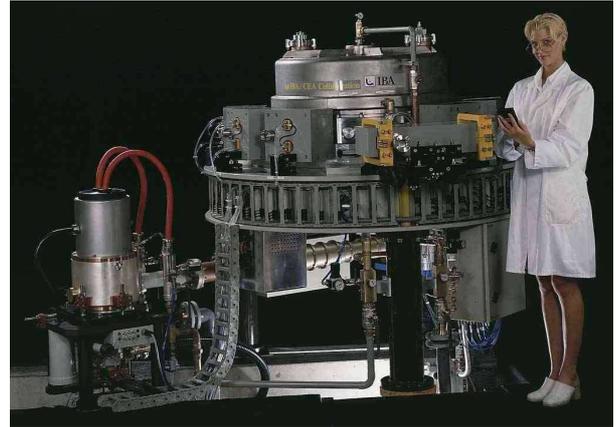


Figure 68 (Rhodotron : marque déposée par CEA sous licence IBA)

VI.4 Le quadrupôle radiofréquence (RFQ)

D'invention récente (Kapchinskiy, 1970), le RFQ (Radiofrequency Quadrupole) focalise et accélère à la fois. Utilisé uniquement pour les ions, il est surtout utilisé comme injecteur dans la gamme des quelques keV /nucléon à quelques MeV/nucléon.

Dans un quadrupôle alimenté par une tension HF comme illustré sur la figure 69, un ion de vitesse constante selon la direction x est focalisé alternativement en y et en z. Si de plus on module la forme des électrodes en forme de vagues (figure 70), il apparaît une composante longitudinale de champ électrique qui fournit une accélération.

Le RFQ est un élément qui focalise et accélère. De ce point de vue, il remplace avantageusement un Cockroft-Walton, bien que tous deux acceptent de fortes intensités de faisceau.

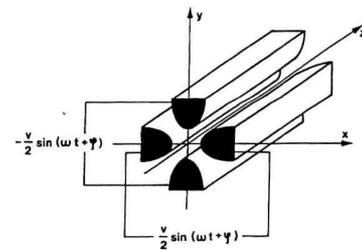


Figure 69

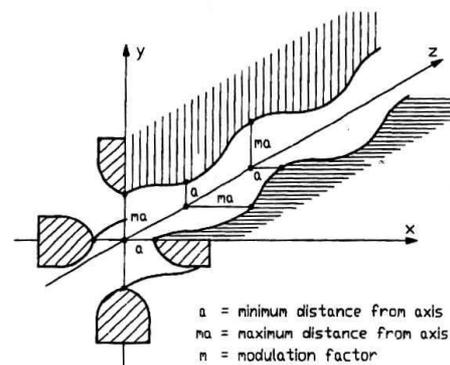


Figure 70

VII Quelques applications (hors physique nucléaire et des particules)

Les investissements pour la recherche fondamentale en physique nucléaire et physique des particules, pour la plupart à financement public, ont été et restent encore importants en volume. Il ne faut donc pas s'étonner que la Société, bien qu'en majorité favorable à ce

champ de recherche, aspire à en connaître et à en voir se développer des applications, ou plutôt des « retombées », lorsqu'elles existent.

Dans ce chapitre, on montre par plusieurs exemples comment le royaume des accélérateurs (plutôt obscur pour le public) apporte une contribution importante à la santé, au monde industriel et à la recherche de sources d'énergies nouvelles.

VII.1 Applications médicales.

Dans l'ordre d'importance des applications, la part médicale vient sans aucun doute au premier rang.

VII.1.1 - Radioisotopes pour la tomographie et l'imagerie

Pour la TEP (tomographie électrons-positons), on a besoin de radioéléments marqueurs émetteurs de positons (β^+) : ceux-ci émettent à 180° deux rayonnements γ de même énergie et permettent une reconstruction en 3D de l'organe marqué (figure 71). Bien entendu, ces marqueurs doivent être de courte durée de vie (de 2 minutes à 2 heures) et donc produits à proximité du centre hospitalier. On utilise pour les produire des petits cyclotrons compacts, presse-bouton et à énergie fixe, accélérant des faisceaux de protons (10-18 MeV) ou deutons (5-9 MeV) avec des intensités allant jusqu'à $75 \mu\text{A}$ (figure 72). Il existe plus de 200 cyclotrons dans le monde remplissant ce type de fonction.

La TEP permet d'obtenir des images et des mesures quantitatives de paramètres biochimiques : débit sanguin, métabolisme de l'oxygène, concentration et occupation des sites récepteurs dans les organes.

Un exemple de marqueur très fréquemment utilisé est le FDG¹⁰. Il est analogue au glucose (les cellules tumorales sont plus avides de glucose que les cellules saines) et la durée demi-vie du fluor 18 qui lui est incorporé est de 110 minutes.

VII.1.2 Radioisotopes pour la radioimmunothérapie

La radio immunothérapie, illustrée par la figure 74, consiste à injecter au patient une molécule anticorps anti-tumeur porteuse d'un radioélément émettant un rayonnement toxique (α ou β) dans un rayon de quelques dizaines de μm (particules α) à un cm (électrons). Elle nécessite des méthodes de production efficace de nombreux radioéléments (iode 131, Yttrium 90, technecium 99), ce qui implique l'obtention de faisceaux de protons de 30 à 70 MeV avec des intensités de 50 à 400 μA (figure 75).

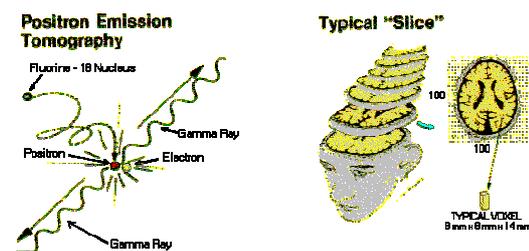


Figure 71

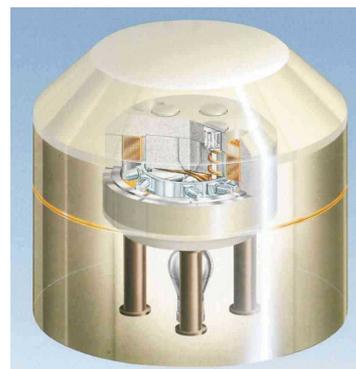


Figure 73 : CYCLONE 10/5 MeV protons-deutons d'IBA

¹⁰ 2-fluoro-2-deoxy-D-glucose

Un exemple d'une telle machine est actuellement en cours de construction pour le compte du centre hospitalier de Nantes et du laboratoire SUBATECH (cyclotron ARRONAX).

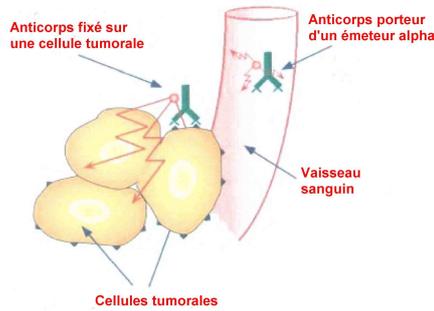


Figure 74



Figure 75. TR 30, 30 MeV H⁺ (EBCO)

VII.1.3 Radiothérapie (les petits linéaires)

Aujourd'hui, la grande majorité des traitements de tumeurs par rayonnements utilise des faisceaux de rayons X (radiothérapie). Les faisceaux d'X de quelques MeV jusqu'à 25 MeV sont produits par bombardement d'une cible par un faisceau d'électrons ayant approximativement la même énergie, le faisceau d'électrons étant lui-même accéléré par un petit linac d'énergie variable de quelques MeV à 25 MeV environ (figure 76). Après collimation, une dose adéquate du rayonnement X est dirigée dans la tumeur du patient. Le faisceau produit par la cible fait naturellement l'objet d'un contrôle draconien de l'énergie, de la dose et de la direction (figure 77).

Le nombre de tels accélérateurs linéaire dépasse 3000 unités dans le monde.

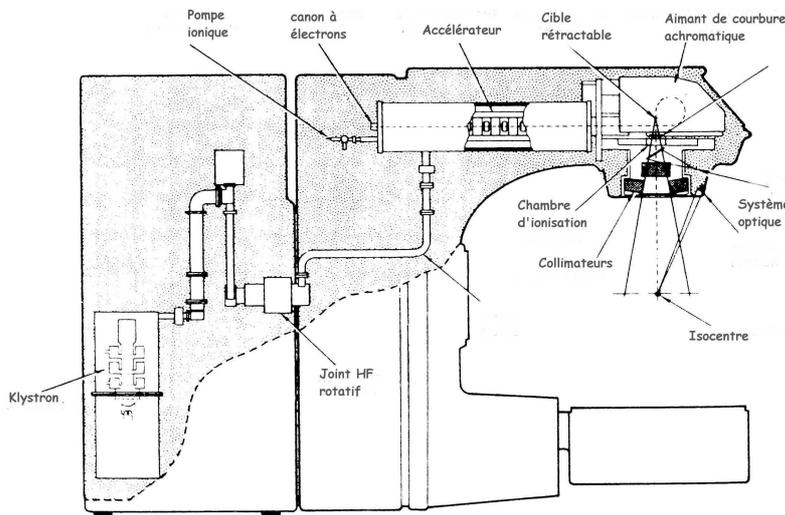


Figure 76. Accélérateur VARIAN pour radiothérapie

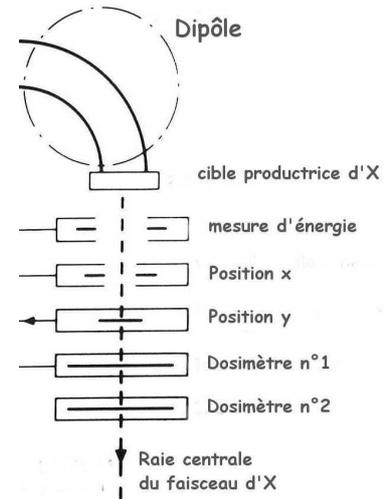


Figure 77. Contrôles du faisceau

VII.1.4 Protonthérapie et hadronthérapie

Les hadrons (protons, ions légers) déposent leur énergie avec une densité maximale en fin de parcours (pic de Bragg). La figure 78 montre une comparaison de la dose déposée en fonction de la profondeur dans les tissus pour les X et des ions carbone : les dommages causés aux tissus sont donc plus faibles en amont et en aval de la tumeur pour les faisceaux d'ions.

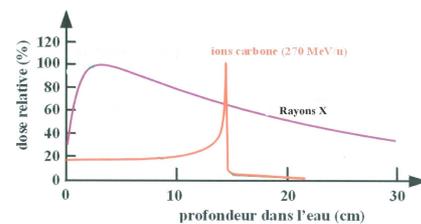


Figure 78

De plus, les particules chargées se prêtent à un balayage transverse par des dipôles à champ variable (on peut « peindre » la tumeur), alors que l'irradiation par des X nécessite des masques absorbants adaptés à chaque cas.

S'agissant maintenant de la comparaison entre protons et ions plus lourds comme le carbone, ces derniers présentent un certain nombre d'avantages :

- leur diffusion angulaire est plus faible que celle des protons comme le montre la figure 79 (le « pinceau » parvenant à la tumeur est plus fin)
- l'effet biologique semble plus important
- le pic de Bragg est plus pointu

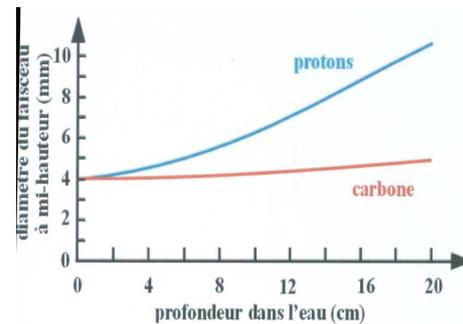


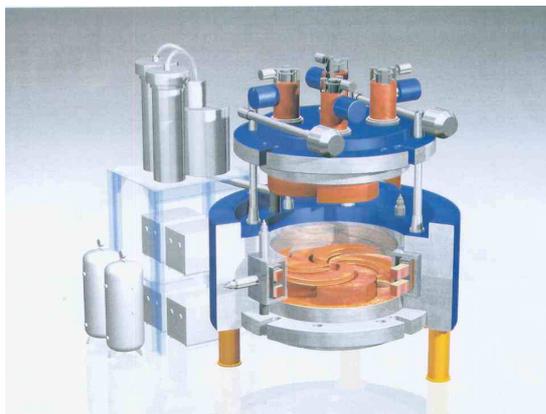
Figure 79

MAIS pour obtenir une profondeur de pénétration dans le corps humain (environ 20 cm), il suffit de disposer de protons d'environ 250 MeV, alors qu'il faut une machine de 400 MeV/nucléon pour les noyaux de carbone : l'accélérateur est plus cher. En effet, dans le premier cas, un cyclotron est un bon candidat, alors que la technologie actuelle ne lui permet pas d'atteindre 400 MeV/nucléon : il faut utiliser un synchrotron.

En revanche, un synchrotron autorise une énergie variable *rapide* (de l'ordre de 10 secondes), ce qui permet de balayer la tumeur par plans successifs en profondeur, alors que les changements d'énergie prennent beaucoup plus de temps (de l'ordre de l'heure) avec un cyclotron. Bien sûr, on peut faire varier rapidement l'énergie des protons en utilisant des matériaux ralentisseurs d'épaisseurs variables, mais la diffusion angulaire est détériorée.

Dans la situation actuelle, les deux types d'accélérateurs sont utilisés :

- les cyclotrons cryogéniques, par exemple à PSI, construit par ACCEL (figure 80) aussi bien que cyclotrons « chauds » : C235 construits par IBA (figure 81)



- les synchrotrons pour ions carbone (mais qui peuvent aussi accélérer des protons), par exemple CNAO à Pavie (figure 82)

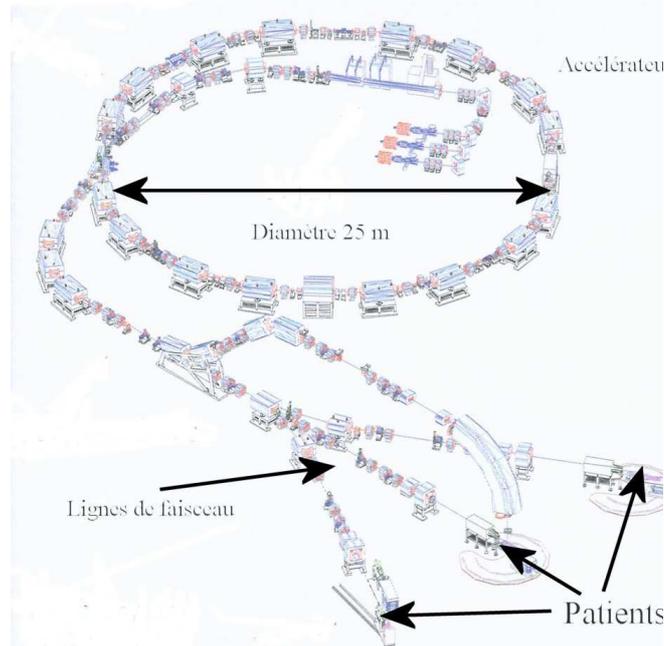


Figure 82. Le centre d'hadronthérapie CNAO (Italie)

En France, il faut citer le Centre de Protonthérapie d'Orsay (CPO), utilisant un synchrocyclotron de 200 MeV, ainsi que le cyclotron de 65 MeV du centre Antoine Lacassagne à Nice (traitement du mélanome de l'œil).

VII.2 L'apport des accélérateurs aux problèmes d'énergie

VII.2.1 IFMIF ; un exemple d'étude de dommages causés aux matériaux par les rayonnements

Une des propositions de production d'énergie pour le futur s'appuie sur la fusion thermonucléaire (Projet ITER, figure 83). Il n'est pas question ici d'aborder le fonctionnement du confinement magnétique d'un plasma à très haute température nécessaire à la fusion très exothermique deutérium-tritium (figure 84), mais de décrire une contribution à une solution au problème des dégâts causés aux matériaux par les neutrons issus de la réaction.

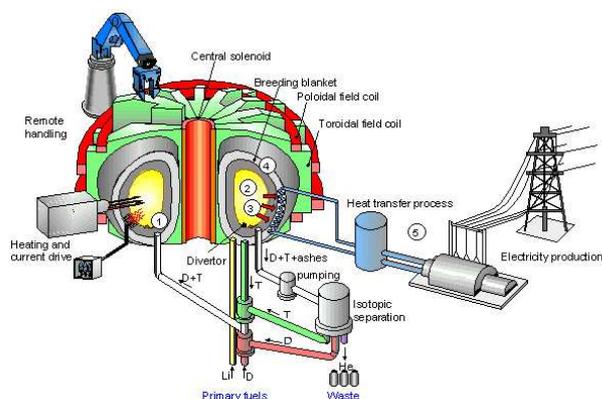


Figure 83. Schéma de principe d'ITER

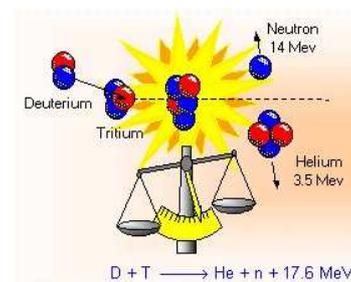


Figure 84. Réaction D-T

Les flux importants de neutrons rapides modifient la structure des matériaux solides qui constituent l'enceinte à vide et les composants annexes de la machine. La motivation du projet IFMIF (Inertial Fusion Materials Irradiation Facility) est l'étude des défauts causés aux matériaux soumis à de hauts flux de neutrons de 10 à 20 de MeV d'énergie. Un des critères de défaut est le nombre de déplacements par atome (dpa). L'accélérateur est constitué de deux linacs de 40 MeV, accélérant chacun 125 mA de deutons. Le flux de neutrons est produit par bombardement d'une cible de Lithium .

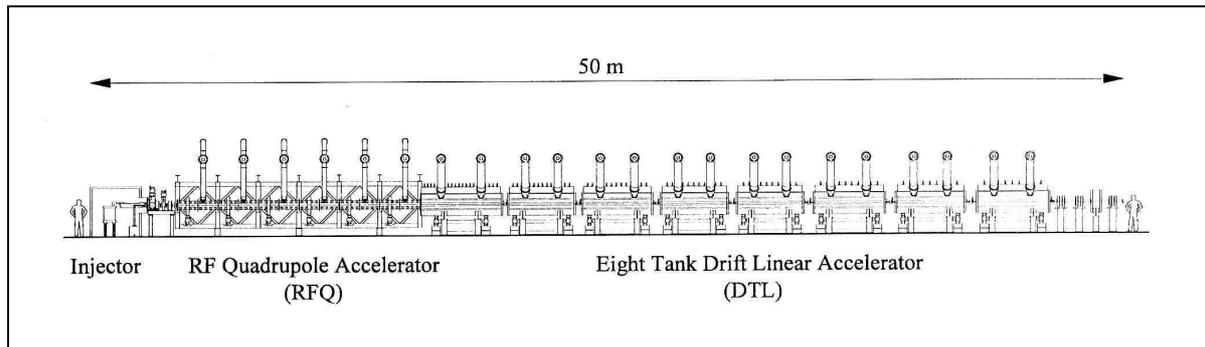


Figure 85. Vue en élévation de la configuration d'IFMIF

VII.2.2 ADS : Production d'énergie pour le futur, une utopie ?

Les ADS (Accelerator Driven Systems, dits aussi « Amplificateurs d'énergie ») proposent une alternative au fonctionnement des réacteurs nucléaires. Dans un réacteur classique à fission de l'uranium 235 (élément radioactif naturel), ce noyau émet deux ou trois neutrons qui, s'ils entrent en collision avec un autre noyau, le font fissionner et ainsi de suite : c'est une réaction en chaîne dont on contrôle l'emballement (la divergence) en utilisant un modérateur, graphite, eau lourde, etc. qui absorbe l'excédent de neutrons. Ce procédé présente au moins deux inconvénients :

- les réserves naturelles mondiales d'Uranium sont très limitées
- des défauts du système de modulation peuvent conduire à une divergence aux conséquences dramatiques (Tchernobyl, Three Mile Island).

L'idée consiste à utiliser du Thorium 232, élément naturel plus abondant dans la nature que l'²³⁵U, et à le bombarder par un flux de neutrons intense, le résultat étant l'²³³U qui est fissile avec une production moindre de déchets à vie longue. Les neutrons seraient produits par un accélérateur de protons de 1 GeV et de forte intensité (15 à 50 mA), via une cible métallique solide ou liquide, par exemple du Plomb. Les accidents de criticité sont éliminés par interruption instantanée du faisceau de protons. L'énergie nécessaire au fonctionnement de l'accélérateur serait directement prélevée sur le système.

Une partie des difficultés de réalisation (même d'un démonstrateur) réside dans la conception et le choix de l'accélérateur. Sur la figure 86, cette machine est constituée d'une cascade de 3 cyclotrons, solution qu'on pense actuellement difficile à réaliser. Un accélérateur linéaire serait probablement mieux adapté. Hormis la question de l'intensité (le record aujourd'hui détenu par le cyclotron de PSI est de 2 mA), l'accélérateur devra avoir un taux de pannes limité à quelques incidents par an, ce qui est loin d'être le cas aujourd'hui. Le faisceau devra avoir des pertes minimales de façon à ne pas activer la machine.

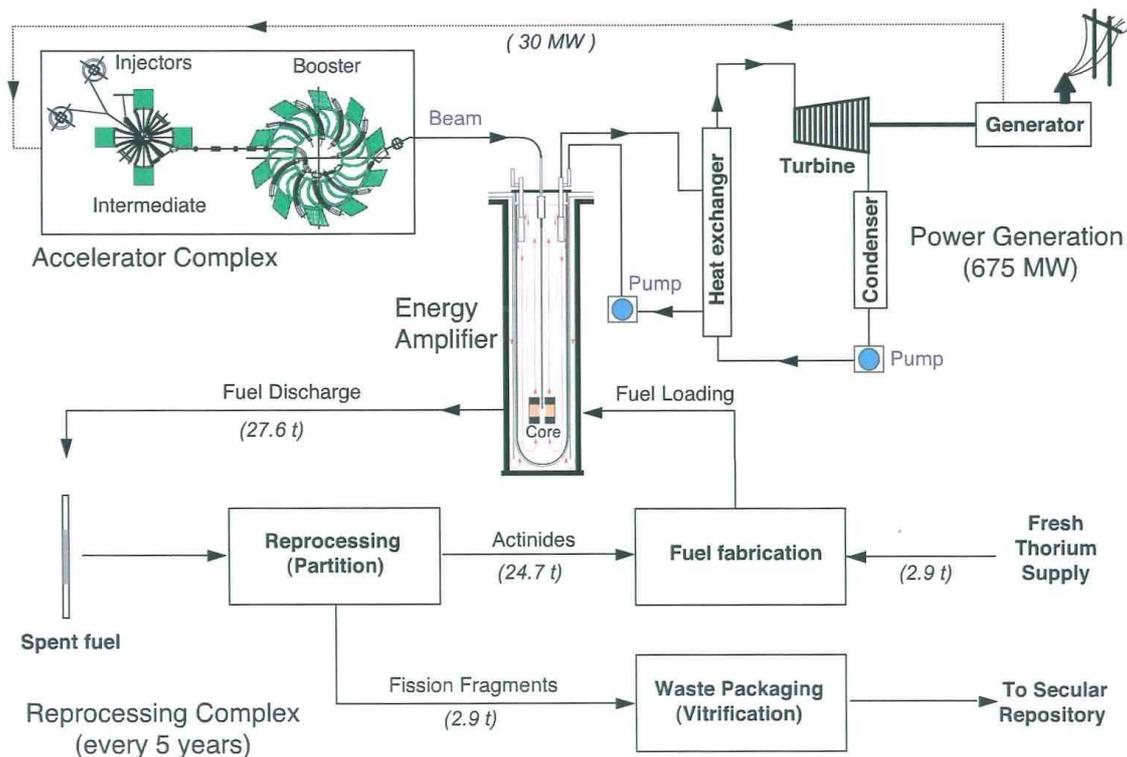


Figure 86 . Schéma d'un système piloté par accélérateur.

VII.2.3 Retraitement de certains déchets nucléaires

Les réacteurs actuels génèrent toute une panoplie de déchets, dont certains ont une vie qui se mesure en millénaires :

- les actinides (exemple : ^{237}Np , $2,1 \cdot 10^5$ ans)
- les produits de fission (exemples : ^{129}I $1,6 \cdot 10^7$ ans ; ^{99}Tc $2,1 \cdot 10^5$ ans)

Afin de les transmuter en radioéléments à vie plus courte, il est proposé d'utiliser des installations analogues aux ADS : les radioéléments remplacent la matière fissile dans le réacteur. On envisage de la même façon un accélérateur (probablement un linéaire) délivrant un faisceau de 100 mA de protons de 1 à 2 GeV qui bombarde une cible de spallation, générant elle-même un flux de neutrons de 10^{16} n.cm².s⁻¹.

VII.3 Applications industrielles

Les applications industrielles sont très diverses :

- mesure des dommages causés par les neutrons aux matériaux isolants (câbles, isolants des bobinages d'électro-aimants)
- « durcissement » des composants semi-conducteurs destinés à l'industrie spatiale (ions lourds)
- fabrication de filtres microporeux calibrés (ions lourds)
- modification des propriétés de surface des métaux (coefficient de frottement)
- stérilisation d'aliments ou de matériels médicaux

Parmi les méthodes employées, l'activation en couche mince occupe une place de choix. Elle consiste à implanter un radioisotope à une profondeur précise dans une zone définie d'un matériau et à suivre la diminution de son activité sous l'effet d'une altération physique ou chimique liée à une réduction de masse ou d'épaisseur. Cette méthode présente de nombreux avantages :

- elle ne nécessite qu'une très faible activité ($\sim 10 \mu\text{Ci}$, ou 370 kBq)
- les radioéléments implantés sont des émetteurs γ (pas de neutrons ni d' α) qu'on choisit avec une période de quelques mois
- la mesure est beaucoup plus précise que la pesée
- elle permet un suivi en temps réel.

A titre d'illustration, on montre sur la figure 87 le suivi de l'usure (ici mesurée en μg) d'une cage de roulement à billes ; on voit en particulier que l'addition de 0,2% d'eau au lubrifiant augmente l'usure de façon spectaculaire.

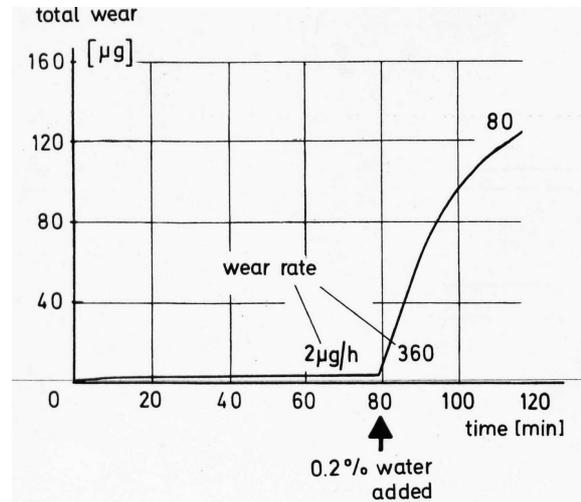


Figure 87

VII.4 Aglaé est au Louvre !

L'analyse non destructive d'objets ou de matériaux peut se pratiquer en les bombardant avec des ions. L'interaction est suivie d'une émission de photons ou d'ions secondaires caractéristique de l'élément-cible. Une des applications concerne la datation et l'analyse de la composition d'objets d'art anciens. Dans ce but, le musée du Louvre s'est doté d'un Tandem de 2 MV dénommé AGLAE (Accélérateur Grand Louvre d'analyse Élémentaire) capable en particulier de délivrer A LA PRESSION ATMOSPHERIQUE un faisceau de protons de $10 \mu\text{m}$ de diamètre, réalisant ainsi une microsonde nucléaire permettant l'analyse directe des œuvres d'art sans prélèvement (figure 88).



Figure 88

VIII Quelques remarques finales

- La recherche fondamentale sur le noyau et les particules élémentaires n'a pu se développer que grâce aux accélérateurs
- Les grands accélérateurs de recherche ne peuvent être réalisés qu'en collaboration entre plusieurs nations.
- Les applications dans le domaine de la santé (traitements par rayons X et hadrons, diagnostics et études radiobiologiques avec isotopes à vie courte, etc.) sont pour l'instant irremplaçables
- Les applications en stérilisation, datation, analyses diverses sont passées dans le domaine public.

Bibliographie

- Historique : *The infancy of Particle Accelerators* (Life and Work of Rolf Wideröe) édité par Pedro Waloschek, DESY 94-039, Mars 1994.
- Vraiment très simple, sans mathématiques : *les accélérateurs de particules*, Pierre Lapostolle. Bilan de la Science, Fayard 1966, 150 petites pages.
- Si vous voulez un document concis (110 pages), très bien fait et en français, lisez : *Introduction aux accélérateurs de particules*, Pierre Germain, 89-07, accessible sur la toile à : <http://cdsweb.cern.ch>

Ouvrages plus approfondis

- Un manuel, très bien documenté sur toutes les caractéristiques de la majorité des accélérateurs existants : *Particle Accelerators and their Uses*, Waldemar Scharf, Harwood Academic Publishers (1986)
- Un fantastique exemple de pédagogie : *Principles of cyclic particle accelerators*, John J. Livingood, Van Nostrand Co, 1960. Bien sûr, il n'y a pas la supraconductivité. Difficile à se procurer car n'est plus édité.
- Plus complet, mais aussi ancien : *Particle accelerators*, M.S. Livingston et J.P. Blewett, McGraw-Hill book Co (1962)
- Uniquement théorique, mais pas trop compliqué, en français : *Accélérateurs circulaires de particules*, H. Bruck, PUF (1966)
- Un cours de l'école du CERN (CAS), par 23 experts : *Cyclotrons, linacs and their applications*, rapport CERN 96-02.

Glossaire

- AGS : Alternating Gradient Synchrotron, Brookhaven (USA). Cette machine de 127 m de rayon accélère des protons jusqu'à 33 GeV, ainsi que des ions lourds jusqu'à l'or.
- ACCEL : société allemande constructrice d'accélérateurs
- Barrière coulombienne : pour qu'un projectile de charge électrique de même signe qu'un noyau-cible puisse pénétrer celui-ci, il faut lui donner une énergie minimale de façon à vaincre la force de répulsion coulombienne.
- CERN : Centre Européen de Recherches Nucléaires, Genève
- COSMOTRON : synchrotron à focalisation faible de 3,3 GeV. Brookhaven, USA
- CPO : centre de protonthérapie d'Orsay
- EBCO : société canadienne de fabrication de cyclotrons
- Flux : nombre de particules qui traversent une surface unité par unité de temps (s'exprime en particules /cm².seconde⁻¹)
- Hadron : famille des particules lourdes comprenant les protons, les neutrons et les noyaux des ions.
- HF : Haute Fréquence, appelée aussi RadioFréquence (voir RF). On dit en raccourci « la HF » pour désigner la tension alternative utilisée dans les accélérateurs.
- IBA : Ion Beam Applications, société industrielle belge fabriquant des accélérateurs
- Intensité : les faisceaux d'ions ou d'électrons étant constitués de particules chargées en mouvement, on peut mesurer leur débit en unités électriques courantes : ampère, mA, μ A. Dès que l'on a affaire à des ions portant plus d'une charge électrique, il est plus judicieux de parler en termes de particules/seconde.
- LAMPF : Los Alamos Meson Physics Facility, centre de recherches (USA)
- LEP : Linear Electron-Positron colliding beam machine: collisionneur e+ e- de 210 GeV . CERN. Démantelé pour faire la place au LHC.
- LHC : Large Hadron Collider. Collisionneur du CERN
- MSU : Michigan State University, USA
- Nombre de masse : nombre total de protons et de neutrons constituant un noyau
- PIG: Penning Ionisation Gauge. A l'origine, c'est un instrument de mesure de basses pressions, basé sur le mouvement oscillatoire d'électrons dans un champ magnétique. Certaines sources d'ions fonctionnent sur ce principe et sont appelées sources PIG.
- PSI : Paul Scherrer Institut, centre de recherches suisse (Villigen) exploitant un cyclotron de 550 MeV ainsi qu'un cyclotron supraconducteur de 250 MeV pour la protonthérapie
- RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider): Collisionneur pour protons et ions lourds, Brookhaven, USA
- RF : (voir HF)
- SPS : Super Proton Synchrotron au CERN
- Synchrone, synchronisme : dans un système périodique, deux événements sont synchrones lorsqu'ils se produisent simultanément ; par exemple, dans un accélérateur, le projectile se présente dans chaque intervalle d'accélération toujours à l'instant où la tension d'accélération a une phase donnée.
- TEVATRON : collisionneur protons de 1 TeV, FermiLab, USA