



HAL
open science

Techniques de production de faisceaux exotiques

P. Leleux

► **To cite this version:**

P. Leleux. Techniques de production de faisceaux exotiques. École thématique. Ecole Joliot Curie "Les noyaux en 1993 : une nouvelle façon d'exister", Maubuisson, (France), du 13-18 septembre 1993 : 12ème session, 1993. cel-00648752

HAL Id: cel-00648752

<https://cel.hal.science/cel-00648752>

Submitted on 6 Dec 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

TECHNIQUES DE PRODUCTION DE FAISCEAUX EXOTIQUES

P. LELEUX

Institut de Physique Nucléaire, Université Catholique de Louvain,
Chemin du Cyclotron, 2 - B-1348 Louvain-la-Neuve, Belgique

RESUME : Les deux méthodes de production de faisceaux radioactifs, la fragmentation et la séparation isotopique en ligne, sont présentées d'abord dans un cas simple, celui des faisceaux de neutrons, puis décrites de façon générale. Les avantages et inconvénients des deux méthodes sont soulignés. On discute finalement du choix entre faisceau radioactif et cible radioactive.

ABSTRACT : The production methods of radioactive beams, i.e. the fragmentation and the ISOL methods, are first of all presented in a simple case, the neutron beams, and then described in a general case. The advantages and the limitations of both methods are underlined. Finally the choice between a radioactive beam and a radioactive target is discussed.

I - INTRODUCTION

Depuis quelques années, les faisceaux exotiques (ou radioactifs) font l'objet de développements soutenus, motivés par l'intérêt qu'ils présentent pour les physiciens nucléaires ; non seulement la physique nucléaire proprement dite, mais aussi les applications de la physique nucléaire - à l'astrophysique, à la médecine, à la matière condensée - souhaitent disposer de ces nouveaux outils ; de nombreux laboratoires ont introduit des projets de faisceaux radioactifs tandis que certains disposent déjà de quelques faisceaux.

Ce cours porte sur les méthodes de production de faisceaux radioactifs ; dans une première partie, les deux méthodes traditionnelles de production (la fragmentation et la séparation isotopique en ligne (ISOL)) sont présentées brièvement, et immédiatement appliquées à un exemple simple, les faisceaux de neutrons. Dans la deuxième et troisième partie, la méthode de fragmentation et la méthode ISOL sont détaillées successivement. Dans la conclusion, les points forts et faibles des deux méthodes seront résumés. Enfin, en annexe, on donnera des critères permettant de décider entre la production d'un faisceau radioactif ou d'une cible radioactive.

II - LES DEUX METHODES DE PRODUCTION DANS UN CAS SIMPLE

II-1 Présentation générale

Pour fabriquer un faisceau d'ions radioactifs, il "suffit" en principe de faire interagir un faisceau d'ions stables avec une cible bien choisie, puis de sélectionner un produit de réaction particulier et enfin de l'amener là où son utilisation est requise. En schématisant beaucoup, on peut dire que :

- i) dans la méthode de fragmentation, le faisceau stable n'est pas arrêté dans la cible, et les produits de réaction sortent librement de cette dernière ; ils sont ensuite sélectionnés.
- ii) dans la méthode ISOL, le faisceau stable est arrêté dans la cible, et les produits de réaction sont mis au repos avant d'être ionisés, séparés et accélérés.

II-2. Faisceaux de neutrons

Les faisceaux de neutrons (historiquement, les premiers faisceaux radioactifs) peuvent être produits de multiples manières ; j'en ai choisi deux qui correspondent assez bien aux deux définitions données dans la présentation générale. Dans les deux cas, l'avantage (pédagogique) des faisceaux de neutrons est que la sélection à opérer après la cible est particulièrement simple.

II-2.1. Neutrons "à la fragmentation"

Un faisceau intense ($\sim 20 \mu\text{A}$) de particules légères (p.ex. protons) interagit avec une cible mince d'un élément léger (p.ex. ${}^7\text{Li}$) ; l'utilisation d'une cible légère assure un espacement suffisant des niveaux d'énergie du noyau final, de telle façon que l'énergie des neutrons puisse être précisément définie par l'utilisateur. La section efficace de la réaction (p,n) est pointée à l'avant et augmente avec l'énergie dans la gamme 0-100 MeV puis reste constante¹⁾. Un spectre d'énergie²⁾ des neutrons à 0° est représenté à la figure 1. La sélection des neutrons à 0° (ou collimation) s'effectue³⁾ en entourant la cible de production d'un blindage massif (figure 2) percé d'un trou cylindrique ou conique. Un aimant dipolaire défléchit le faisceau de protons après passage de la cible et l'arrête dans un bloc de graphite ; le Q de la réaction ${}^{12}\text{C}(p,n)$ est en effet de - 18 MeV ce qui évite de polluer les neutrons d'intérêt, qui ont une énergie à peu près égale à celle du faisceau incident. Un autre aimant retire les particules chargées du faisceau de neutrons.

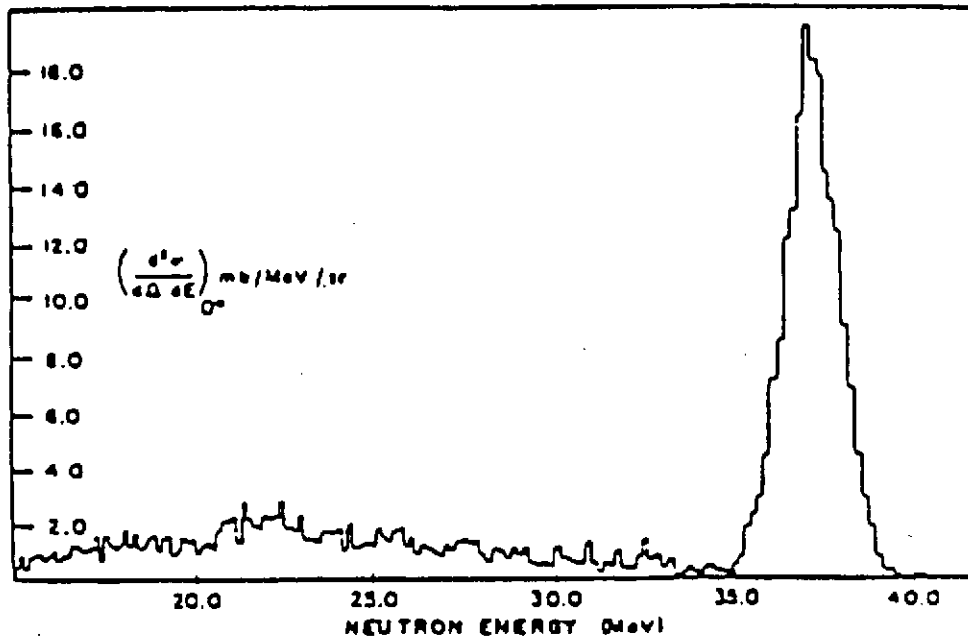


Figure 1 : Spectre d'énergie des neutrons à 0° , résultant de la réaction ${}^7\text{Li}(p,n)$ à 39.3 MeV ; la perte d'énergie des protons dans la cible est 1.1 MeV. Le pic contient les neutrons correspondant au ${}^7\text{Be}$ g.s. et ${}^7\text{Be}$ (0.4 MeV).

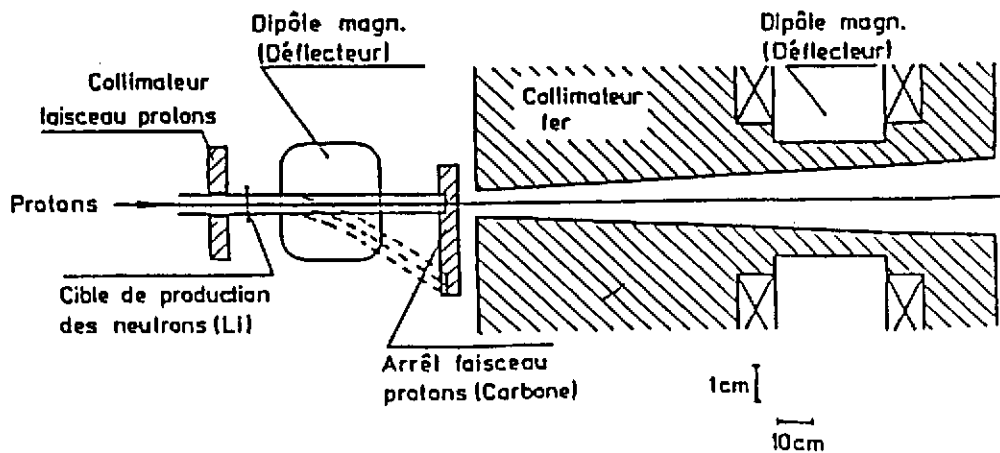


Figure 2 : Faisceau de neutrons rapides obtenu par réaction directe.

II-2.2. Neutrons "à la ISOL"

Dans ce cas, le gain de production est important, le faisceau incident étant arrêté dans la cible.

On écrira :

$$N_n = N_0 \int_T^{E_0} \sigma(E) n_x(E) dE \quad (1)$$

où $\sigma(E)$ est la section efficace de production de neutrons à l'énergie E

$n_x(E)$ est le nombre de noyaux-cibles par cm^2 , rencontrés par le faisceau entre E et $E + dE$.

N_0 est l'intensité du faisceau incident.

N_n est le nombre de neutrons produits par seconde.

l'intégrale va de l'énergie incidente E_0 jusqu'au seuil de réaction T .

Par contre, l'énergie des neutrons produits est très mal définie, la réaction de production ayant lieu entre l'énergie incidente et l'énergie éventuelle du seuil de la réaction. L'énergie des neutrons peut cependant être "homogénéisée" par un modérateur qui entoure la cible. Il est important de remarquer que ces neutrons de très faible énergie peuvent être obtenus par des moyens très divers, p.ex. des protons de 800 MeV (LAMPF)⁴ ou de 2 MeV (KFK)⁵. La figure 3 montre un spectre en énergie de neutrons obtenu par arrêt d'un faisceau de protons de 2 MeV dans une cible de Li naturel.

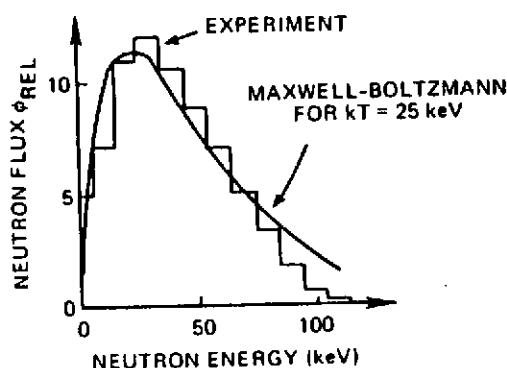


Figure 3 : Spectre en énergie de neutrons "à la ISOL".

III - METHODE DE FRAGMENTATION

On a constaté que lors de l'interaction de faisceaux d'ions lourds énergétiques ($E \geq$ quelques dizaines de MeV/A) avec une cible quelconque, des fragments ayant une masse voisine de celle du faisceau sont émis en grand nombre dans un domaine angulaire restreint, autour de 0° dans le laboratoire ; de plus, ces fragments ont une vitesse très proche de celle du faisceau. Dans la méthode de fragmentation, on va utiliser ce fait et sélectionner de façon magnétique, aux petits angles, un isotope d'un élément donné.

III-1. Sections efficaces

Même si les mécanismes impliqués doivent présenter des différences sensibles (p.ex. importance plus grande des réactions de transfert à basse énergie), les sections efficaces de production pour un Z fixé présentent la même allure et des valeurs absolues au maximum assez semblables pour divers couples projectile-cible^{6,7)}, et ceci sur une très large gamme d'énergie (quelques dizaines de MeV/A à quelques GeV) (figures 4 et 5) (à noter que la production par le couple $p + U$ procède de mécanismes tout-à-fait différents de celui décrit ci-dessus) ; si l'on veut extraire un noyau loin de la stabilité, il est bon cependant de tenir compte du rapport N/Z du projectile : il apparaît ainsi qu'un projectile riche en neutrons (^{48}Ca) favorise la production de noyaux riches en neutrons⁸⁾ (figure 4). On a développé récemment des formules empiriques qui permettent de prévoir raisonnablement les sections efficaces de production⁹⁾.

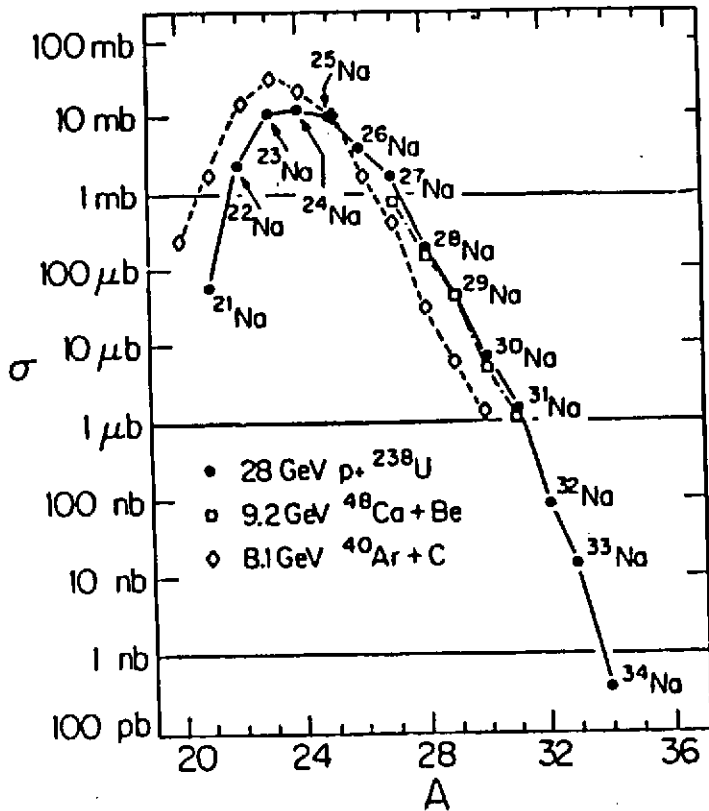


Figure 4 : Section efficace de production d'isotopes de Na par diverses voies.

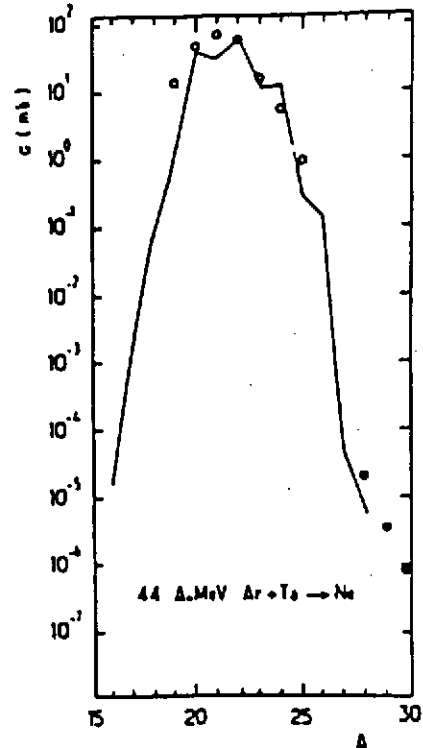


Figure 5 : Section efficace de production d'isotopes de Ne à partir de la réaction Ar + Ta.

III-2. Caractéristiques cinématiques des fragments produits

Le moment des fragments produits peut être projeté sur la direction du faisceau incident ($p_{//}$) ou sur la direction perpendiculaire (p_{\perp}). Pour un type de fragments donné (Z , A fixés), la distribution en $p_{//}$ a une allure gaussienne¹⁰⁾ (figure 6) dont la valeur moyenne $\langle p_{//} \rangle$ est légèrement inférieure à celle du faisceau, et l'écart-type $\sigma_{p_{//}}$ est petit vis-à-vis de $\langle p_{//} \rangle$ (quelques pourcents) ; $\sigma_{p_{//}}$ ne dépend que de la masse du projectile (M_P) et du fragment (M_F), suivant l'expression¹¹⁾ :

$$\sigma_{p_{//}} = \sigma_0 \sqrt{M_F(M_P - M_F)/(M_P - 1)}$$

où σ_0 est lié au moment de Fermi des nucléons retirés (~ 90 MeV/c)

$\sigma_{p_{//}}$ est maximal pour $M_F = M_P/2$.

La distribution en moment transverse, quant à elle, est compatible avec une émission de fragments isotrope dans le système de référence lié au projectile.

La vitesse moyenne des fragments est très proche de celle des projectiles : par exemple, dans la réaction $^{12}\text{C} + \text{X} \rightarrow ^8\text{He} + \dots$ à 800 MeV/A, on calcule $\beta_P = 0.9267$ et $\beta_F = 0.9237$.

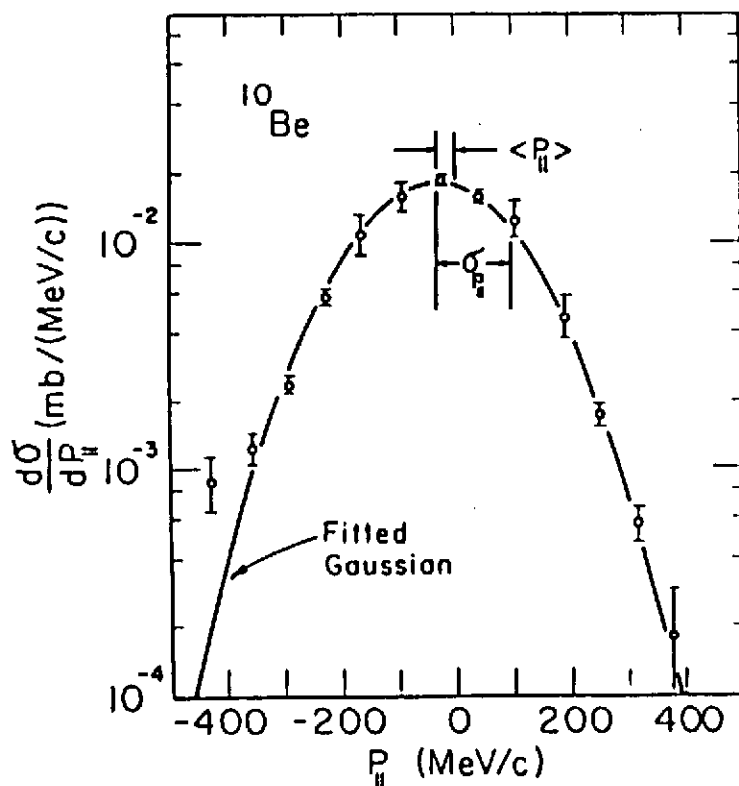


Figure 6 : Distribution en moment parallèle ($p_{//}$) de fragments de ^{10}B résultant de l'interaction d'un faisceau de ^{12}C (2.1 GeV/A) avec une cible de Be, dans le système de référence lié au projectile ; le moment moyen $\langle p_{//} \rangle = -30$ MeV/c et l'écart-type $\sigma_{p_{//}} = 130$ MeV/c sont obtenus par ajustement gaussien de la distribution.

III-3. Effet de la cible

Si la nature de la cible a peu d'importance sur la section efficace de production, deux phénomènes qui se passent dans la cible vont par contre influencer la distribution des fragments émis ; la distribution en $p_{//}$ va être affectée par la différence de $\frac{dE}{dX}$ entre projectile et fragment : un fragment émis en sortie de cible aura un moment plus faible que s'il est émis en début de cible. D'autre part, la distribution en p_t va être élargie par la

diffusion coulombienne multiple. Ces deux effets vont s'ajouter aux effets purement cinématiques décrits en III-2 ; ils ne domineront ces derniers que pour des épaisseurs de cibles importantes¹²⁾ (quelques g/cm^2) (figure 7).

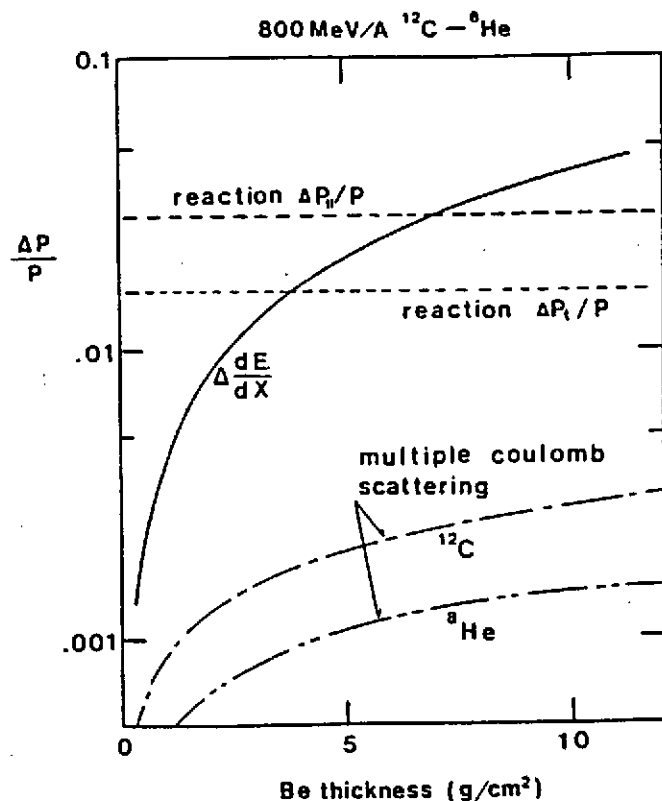


Figure 7 : Effets cinématiques ($\Delta p_{||}/p$ et $\Delta p_t/p$) et effet de la cible (en fonction de l'épaisseur de cette dernière), dans le cas de ^{12}C (800 MeV/A) + Be \rightarrow ^8He : diffusion coulombienne multiple affectant p_t et différence de perte d'énergie affectant $p_{||}$.

III-4 Polarisation

Les fragments sortant à des angles différents de 0° sont polarisés ; une polarisation non-négligeable a été mesurée dans quelques cas¹³⁾. Malheureusement, cette polarisation dépend fortement du moment des fragments, ce qui rend problématique son exploitation expérimentale (figure 8).

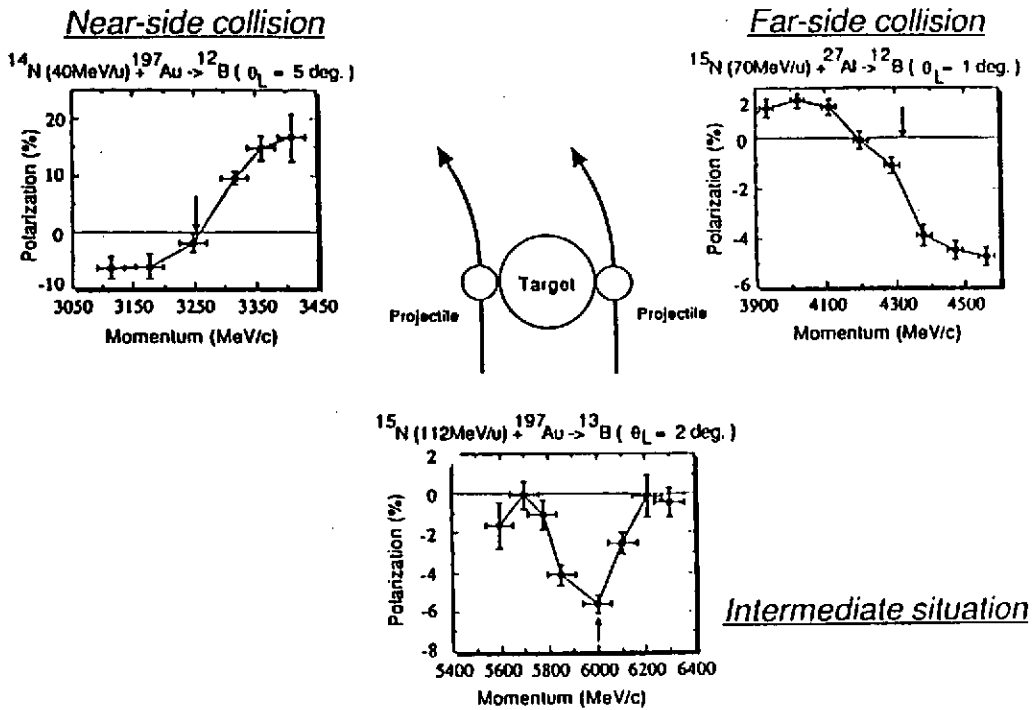


Figure 8 : Polariséon mesurée des fragments en fonction de leur moment.

III-5. Séparation des fragments

Deux faits facilitent la sélection qui est réalisée ici :

- i) La vitesse (ou le moment par nucléon) des fragments est constante : $P = v \cdot A$
- ii) Les fragments sont totalement strippés : leur charge = Z .

Dans ces conditions, l'analyse magnétique s'impose ($B\rho = \frac{P}{Z} = v \cdot \frac{A}{Z}$) ; elle va donc fournir une première sélection en A/Z qui laisse bien sûr subsister des ambiguïtés. Après la première analyse, ces ambiguïtés sont résolues par l'utilisation d'un dégradeur, avant l'entrée dans un deuxième aimant qui compense la dispersion du premier aimant (système achromatique) (figure 9). Les séparateurs existants ont des acceptances en moment ($\Delta p/p$) de quelques pourcents et des angles solides typiques de quelques msr ; leur longueur va de 20 à 100 mètres¹⁴). En bout de ligne, il peut s'avérer nécessaire de purifier encore le faisceau : un filtre de Wien est susceptible de réaliser cet objectif¹⁵).

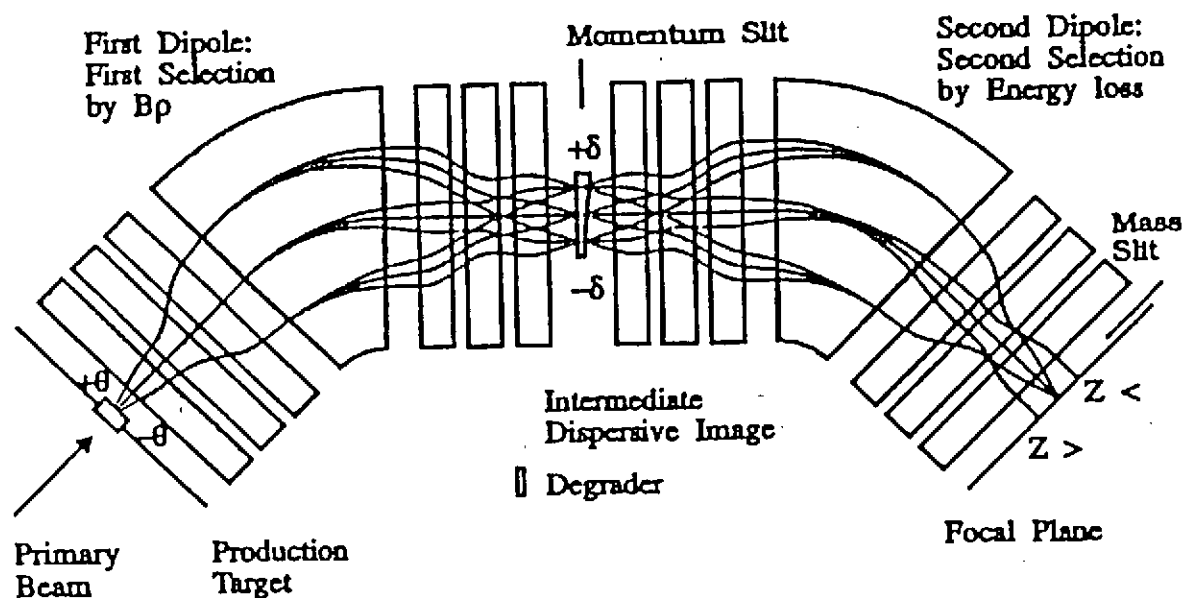


Figure 9 : Illustration de la sélection d'un type de fragments par un séparateur achromatique composé de deux aimants dipolaires, comprenant un dégradeur situé au point image dispersif du premier aimant.

III-6. Caractéristiques des faisceaux produits par fragmentation

La description donnée ci-dessus permet de déterminer les caractéristiques principales des faisceaux obtenus par la méthode de fragmentation :

- i) **Domaine de temps de vie** : c'est essentiellement la longueur du séparateur qui constitue la limite inférieure des temps de vie (τ) accessibles ; des τ de l'ordre de quelques dixièmes de microseconde peuvent être atteints.
- ii) **Energie élevée** : le mécanisme de production n'étant efficace qu'au-dessus de quelques dizaines de MeV/A et impliquant la conservation de la vitesse du projectile, les fragments analysés auront nécessairement des énergies élevées ; une décélération du faisceau¹⁶⁾ est possible, mais doit être accompagnée d'un refroidissement pour garder une émittance raisonnable ; les courts temps de vie ne survivront pas à cette opération.
- iii) **Largeur en moment** : pour obtenir des intensités de faisceau suffisantes, il est nécessaire d'accepter dans le spectromètre la plus grande partie de la production, ce qui se traduit par un $\frac{\Delta p}{p}$ de quelques pourcents : le faisceau analysé a donc une largeur en énergie non négligeable ($\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta p}{p}$), ce qui en limite sévèrement l'utilisation, dans des expériences de spectroscopie par exemple. Au cas où l'accélérateur est pulsé, il est possible de

s'affranchir de ce ΔE en mesurant le temps de vol du fragment (comme on le fait dans le cas des neutrons).

III-7. Remarque finale

A basse énergie, des réactions de transfert en cinématique inverse permettent d'obtenir des faisceaux d'éléments radioactifs légers (${}^6\text{He}$ à ${}^{18}\text{F}$) de quelques MeV/A, avec des intensités limitées ($\leq 10^7 \text{ s}^{-1}$) ; un solénoïde collecte et focalise les ions à quelques mètres de la cible de production¹⁷⁾ (figure 10) ; un faisceau isomérique de ${}^{18}\text{F}$ ($J^\pi = 5^+, \tau = 0.16 \mu\text{s}$) a pu être produit de cette façon.

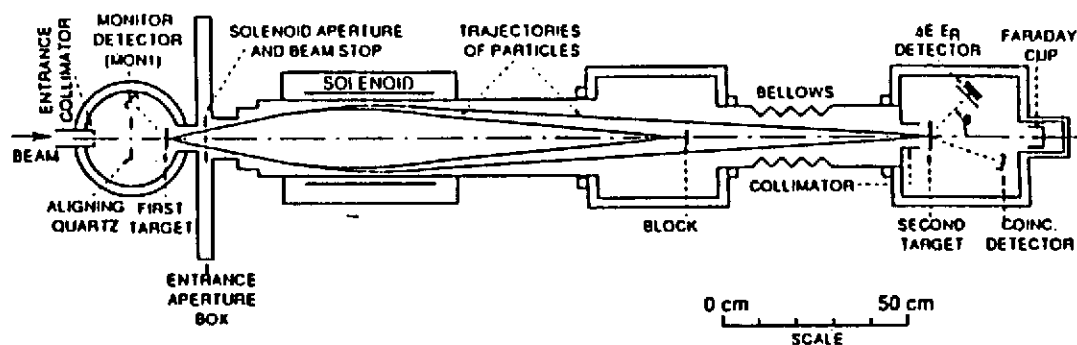


Figure 10 : Schéma de l'installation produisant des faisceaux radioactifs de faible énergie, par réaction de transfert, à l'Université Notre-Dame.

IV - METHODE ISOL

Rappelons que dans cette méthode, le faisceau est arrêté dans la cible de production, et les produits de réaction partent donc du repos avant d'être transférés dans une source, où ils sont ionisés ; un sélecteur de masse et un accélérateur qui amène le faisceau sélectionné à l'énergie voulue complètent le schéma de production représenté à la figure 11. Par rapport à la méthode de fragmentation, une remarque s'impose dès l'abord : la méthode ISOL, plus flexible, est aussi plus complexe.

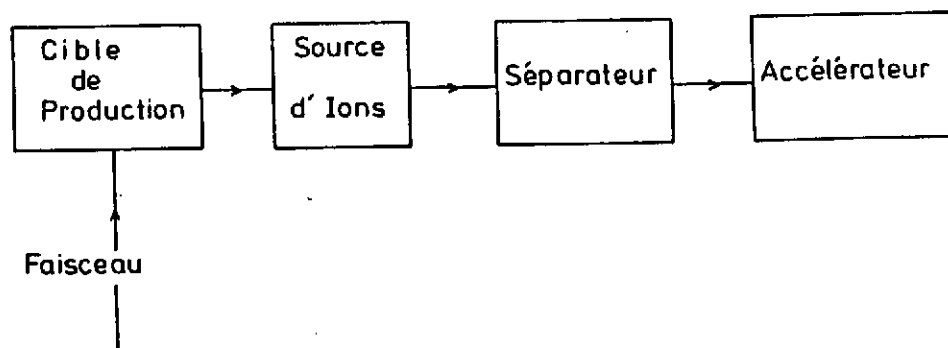


Figure 11 : Schéma général de production de faisceaux radioactifs par la méthode ISOL.

IV-1. Projectiles et sections efficaces

Comme annoncé déjà dans le § II.2.2 (neutrons "à la ISOL"), des projectiles divers et d'énergies variées peuvent être considérés ici ; leurs avantages et inconvénients sont résumés ci-après. Il est bon de se souvenir que la formule (1), écrite ci-dessus pour des neutrons, donne le nombre d'atomes radioactifs produits par seconde dans la cible.

IV-1.1. Protons de basse énergie (quelques dizaines de MeV)

Des intensités très élevées ($\sim 300-500 \mu\text{A}$) peuvent être atteintes ; le parcours limité du faisceau dans la cible ($\sim 1 \text{ g/cm}^2$), couplé à cette intensité, va produire une densité d'énergie déposée très grande (1 MeV perdu dans la cible par $1 \mu\text{A}$ particule (ou $6.25 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$) représente une puissance déposée de 1 Watt). La faible énergie du faisceau implique que la production sera limitée aux noyaux proches de la stabilité (réactions (p,n), (p,2n), (p,2p) surtout) ; l'utilisation de cibles enrichies sera souvent requise. La figure 12 est un exemple de taux de production à 30 MeV¹⁸).

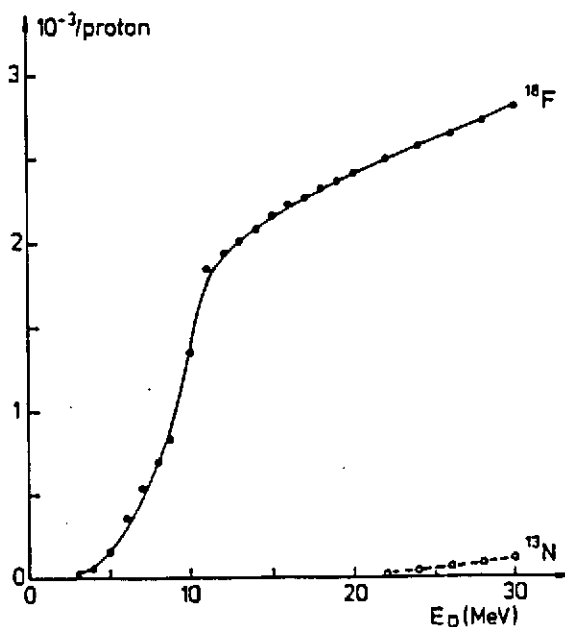


Figure 12 : Taux de production de ^{18}F par la réaction $^{18}\text{O}(p,n)$ entre 0 et 30 MeV ; ^{13}N est également produit de façon marginale au-dessus de 20 MeV.

IV-1.2. Protons de haute énergie (jusqu'à quelques GeV)

L'intensité est limitée ici à quelques dizaines de μA et le parcours très grand dans la cible (quelques centaines de g/cm^2) produira une densité d'énergie déposée faible. Il sera donc souvent nécessaire de chauffer la cible pour en extraire, en un temps raisonnable, les éléments intéressants. On produira des isotopes très loin de la stabilité, la plupart avec des sections efficaces marginales¹⁹⁾ (figure 13).

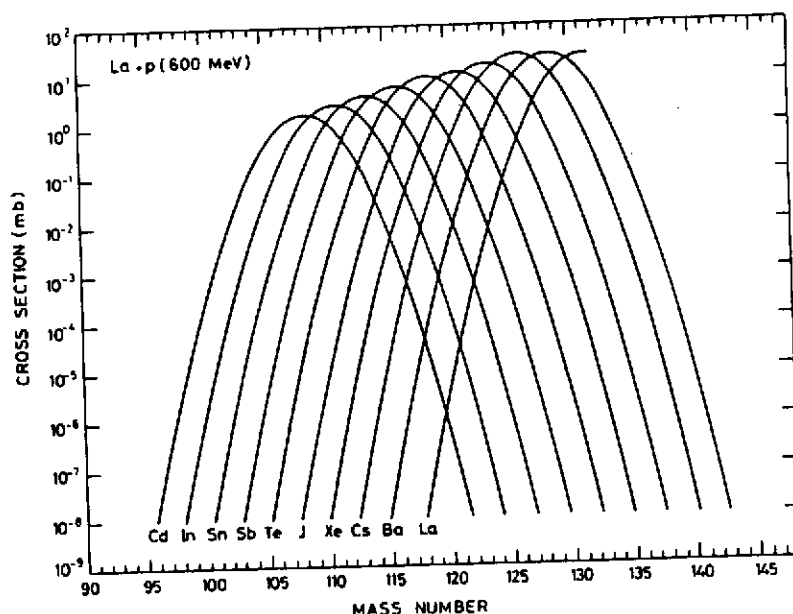


Figure 13 : Sections efficaces de production calculées pour le couple p (600 MeV) + La

IV-1.3. Ions lourds "légers" (jusqu'à 100 MeV/A)

On a mesuré la production de noyaux radioactifs en partant de faisceaux de Carbone ; l'intensité atteinte sera de l'ordre du μA et le parcours beaucoup plus faible que celui des protons. Par contre, la production loin de la stabilité est plus importante que dans le cas des protons (figure 14). Notons qu'il s'agit ici de sections efficaces à l'énergie indiquée, qui ne sont pas nécessairement représentatives de l'intégrale sur le parcours, telle qu'elle intervient dans la formule (1).

IV-1.4. Neutrons thermiques

En ligne auprès d'un réacteur, des flux de neutrons thermiques très importants sont disponibles ($10^{14}/\text{cm}^2.\text{s}$). Par fission de l'Uranium ou du Thorium on peut obtenir des quantités importantes d'isotopes riches en neutrons²¹) (figure 14).

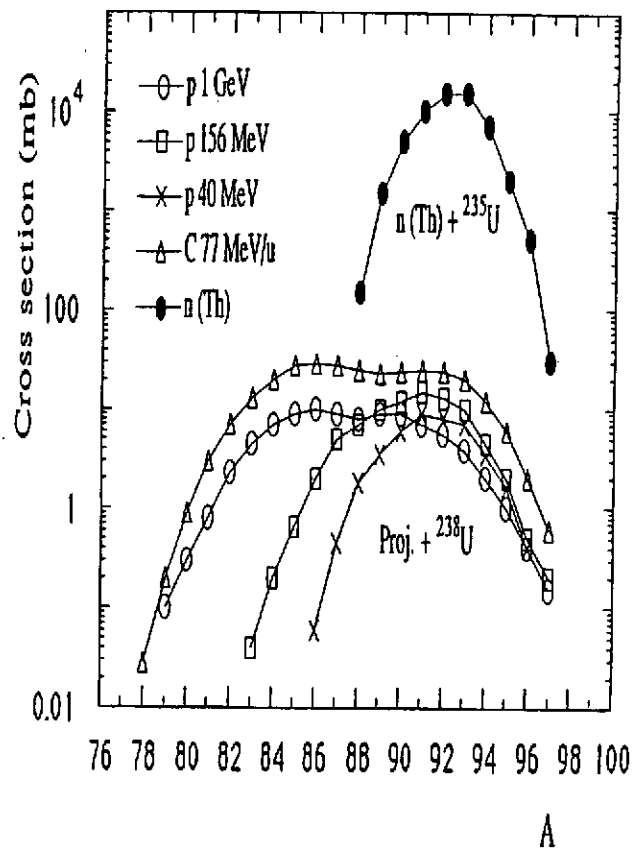


Figure 14 : Production des isotopes de Rb pour différents projectiles et énergies, sur des cibles d'Uranium.

IV-2. Cible de production

Nous considérons ici le cas d'isotopes radioactifs de court temps de vie, qu'il est nécessaire d'extraire rapidement de la cible de production, sous forme gazeuse. A quelques exceptions près (les gaz rares par exemple) il n'existe que des cas particuliers, chaque élément constituant un problème spécifique : dominer la température de la cible, éviter un relâchement excessif d'éléments non-souhaités tout en assurant une sortie maximale de l'élément souhaité (p.ex. en injectant un gaz porteur), constituent des impératifs non-triviaux. Beaucoup de travail a été effectué dans ce domaine, à ISOLDE²²⁾ notamment et ailleurs^{23,24)} (figure 15).

Il faut mentionner enfin que la cible de production, constituant l'arrêt du faisceau, est une source de radioactivité très importante, de très long temps de vie parfois ; des télémanipulateurs peuvent être requis.

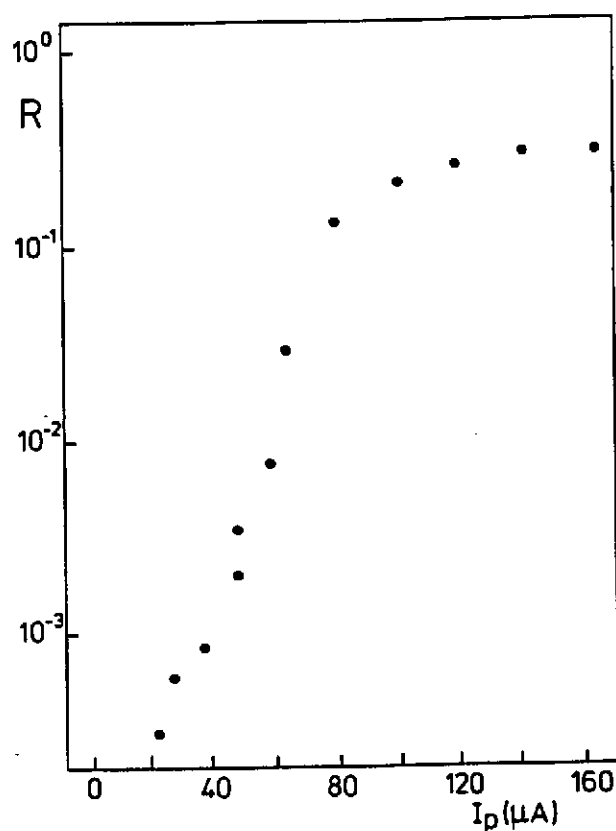


Figure 15 : Activité de ^{13}N extraite d'une cible de ^{13}C bombardée par un faisceau de protons de 30 MeV, rapportée à l'activité produite, en fonction de l'intensité du faisceau de protons (ou de la température de la cible).

IV-3. Source d'ions

La source est l'endroit où le gaz neutre venant de la cible est ionisé. Le transfert de l'activité entre la cible et la source doit être rapide et surtout il faudra veiller à ne pas engorger la source : une cible chauffée à 2000 K ou plus va relâcher des quantités importantes de gaz non souhaités ; des pièges, cryogéniques ou autres, sont utiles. L'énergie des ions à la sortie de la source est de l'ordre de 10 keV pour des ions de charge unité.

De nombreux types de sources existent ; ils ont été passés en revue dans des articles récents^{22),25)}. J'en mentionnerai quatre :

i) Surface chaude :

Des éléments dont le potentiel d'ionisation est < 7 eV, ou l'affinité électronique > 1.5 eV peuvent gagner ou perdre un électron en frappant une surface chaude, p.ex. du

Rhénium à 3000 K. Ce type de source sélectionne de façon préférentielle les alcalins et les halogènes, respectivement²⁶).

ii) Décharge d'arc à cathode chaude :

Des électrons émis par une cathode chauffée et guidés par un champ magnétique, ionisent le gaz venant de la cible ; ce type de source est la source interne typique des cyclotrons. La source FEBIAD (Forced Electron Beam Induced Arc Discharge)²⁷ utilisée intensivement auprès de nombreux séparateurs en ligne, est également de ce type.

iii) Résonance électronique cyclotron²⁸) (ECR) :

Dans une enceinte cylindrique où règne un gradient radial de champ magnétique, un plasma est généré par des micro-ondes (fréquence ν) qui transmettent leur énergie aux électrons par résonance cyclotron ($\nu = \frac{e}{2mc} B$, où m est la masse des électrons) ; ces électrons ionisent le gaz venant de la cible. Les ions ne sont pas chauffés, ce qui assure une meilleure émittance du faisceau radioactif et ils sont extraits par un électrode axiale (< 10 kV). L'efficacité d'ionisation dépend de la pression qui règne dans la source (figure 16) ; ceci constitue un argument supplémentaire pour accorder une attention particulière au transfert entre cible et source.

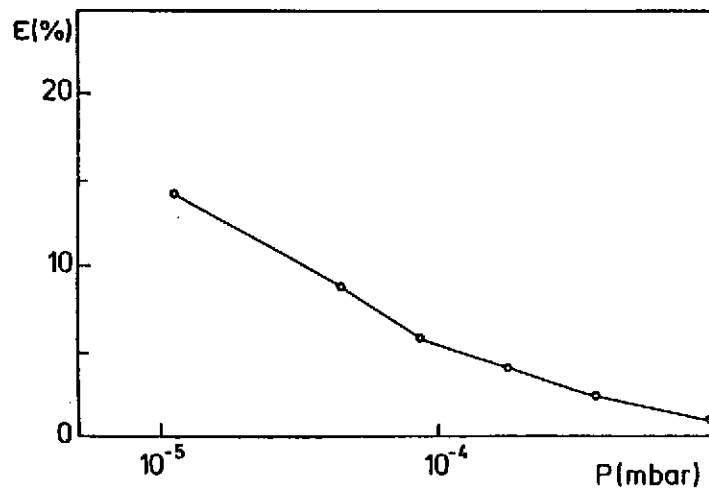


Figure 16 : Efficacité d'ionisation de ¹⁵N dans l'état 1+ dans une source ECR, en fonction de la pression régnant dans la source.

iv) Photoionisation résonnante par laser²⁵⁾.

Le gaz venant de la cible est entreposé dans une enceinte qui est bombardée par un faisceau laser intense, donc pulsé. L'absorption résonnante de photons conduit finalement à l'ionisation, et offre une sélectivité très importante. Le cycle utile très faible des lasers de puissance limite cependant l'usage de telles sources.

IV-4. Séparateur de masse

L'ionisation (dans l'état de charge q) étant la plupart du temps non sélective, il faudra sélectionner les ions (de masse M) dont on désire faire un faisceau. Le séparateur de masse réalise cette opération magnétiquement ($B\rho = \frac{M}{q}$) ; dans le plan focal du séparateur, la distribution spatiale des ions de masse M est une gaussienne de largeur à mi-hauteur ΔM . Le pouvoir de résolution de l'instrument est la quantité $R = M/\Delta M$. Pour un M donné, R doit être très grand près de la vallée de stabilité²⁹⁾, particulièrement pour les masses > 100 (figure 17); les meilleurs instruments actuels ont un pouvoir de résolution de 6000 - 8000. La transmission du séparateur est également un paramètre important ; il n'est pas évident d'optimiser ces deux paramètres simultanément.

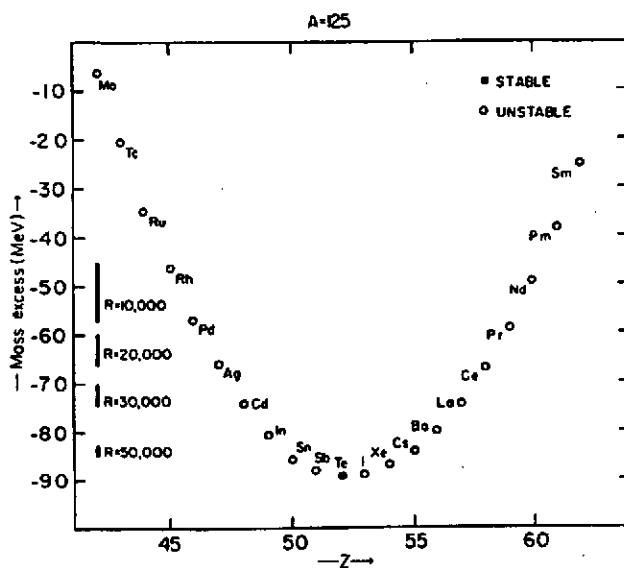


Figure 17 : Excès de masse des isobares de masse 125. Les barres verticales indiquent le pouvoir de résolution R requis pour séparer des isobares de Z voisins.

IV-5. Accélération

Cette partie est appelée souvent post-accélération, pour la distinguer de la partie pré-accélération du faisceau primaire ; dans la post-accélération, on va amener le faisceau radioactif à l'énergie requise par l'application projetée. Le post-accélérateur sera donc une machine classique (tandem, linac, cyclotron), pour laquelle l'exigence principale sera une transmission maximale. Certaines caractéristiques intrinsèques de ces accélérateurs sont également à considérer : le tandem étant une machine DC, est bien adapté à la sortie DC du séparateur de masse ; le cyclotron constitue lui-même un excellent séparateur de masse ; le linac permet une réalisation modulaire éventuellement étalée dans le temps³⁰). Rappelons enfin que pour conserver à l'accélérateur une taille raisonnable, il sera souvent nécessaire d'y injecter des ions multichargés, ce qui impose à la source des contraintes supplémentaires.

IV-6. Caractéristiques des faisceaux produits par la méthode ISOL

- i) Temps de vie : les processus d'extraction et d'ionisation étant grands consommateurs de temps, il n'est pas évident d'accélérer des isotopes de $\tau <$ quelques dizaines de ms.
- ii) La qualité de faisceau (émittance, définition en énergie) dépend de l'accélérateur utilisé, et peut donc être excellente, comparable à celle des faisceaux stables.

V - CONCLUSION

Les deux méthodes de production présentent des points forts et faibles, les uns et les autres étant d'ailleurs souvent croisés. Les principaux avantages des deux méthodes peuvent être résumés comme suit :

Fragmentation : Très courts temps de vie accessibles
 Radioactivité faible, cibles manipulables
 Grande efficacité de collection
 Un seul accélérateur

ISOL : Production élevée (cible épaisse)
 Grande flexibilité
 Large domaine d'énergie accessible
 Bonne qualité de faisceau.

Il peut être intéressant de noter que, si des installations performantes basées sur la fragmentation fonctionnent depuis quelques années, tous les projets actuels de faisceaux radioactifs utilisent la méthode ISOL. La méthode de fragmentation me semble par contre irremplaçable pour produire des isotopes loin de la stabilité (à très court temps de vie) et en mesurer les propriétés statiques (masse, modes de décroissance, moments, ...). Dans ces notes, on a fait peu référence à l'intensité des faisceaux produits. En fait, il n'est pas possible de définir une gamme d'intensité qui serait caractéristique d'une méthode donnée ; pour chaque méthode, l'intensité est (sera) très variable d'un élément à l'autre.

REMERCIEMENTS

L'auteur est Maître de Recherches du Fonds National de la Recherche Scientifique, Bruxelles ; il a bénéficié de nombreuses discussions avec ses collègues des Universités de Bruxelles, Leuven et Louvain-la-Neuve, regroupés dans un Pôle d'Attraction Interuniversitaire.

ANNEXE : Cible radioactive ou faisceau radioactif ?

Dans le cadre de la méthode ISOL, nous nous posons la question suivante : étant donné un isotope radioactif A^* sortant ionisé de la source avec une intensité N_A par seconde, et dont on veut mesurer la section efficace d'interaction avec un élément stable B , a-t-on intérêt à : i) accélérer A^* jusqu'à l'énergie requise et le faire interagir avec une cible de B [option faisceau radioactif] , ou ii) implanter A^* sur un support adéquat et bombarder ce support par un faisceau accéléré de B [option cible radioactive] ? (figure 18)

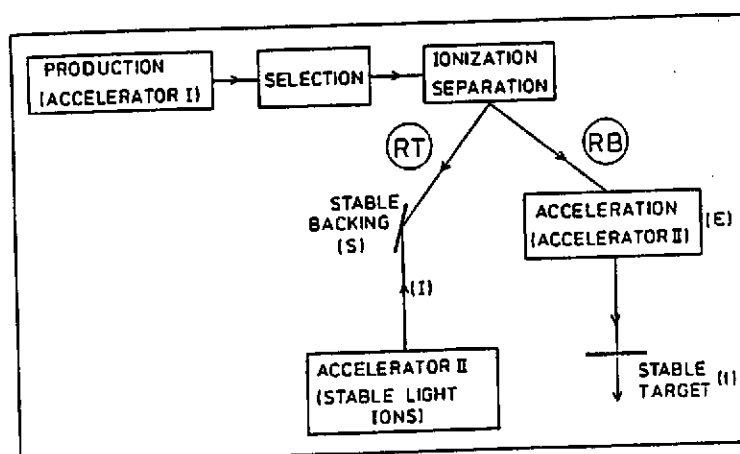


Figure 18 : Schéma de production par la méthode ISOL, suivi de deux options de mesure : cible radioactive (RT) ou faisceau radioactif (RB) ; les paramètres S , I , ϵ et t sont définis dans le texte.

Les quantités suivantes sont nécessaires pour effectuer l'estimation :

- T : temps de mesure de la réaction $A^* + B$
- σ : section efficace de la réaction $A^* + B$ (à mesurer)
- ϵ : efficacité d'accélération de A^*
- t : épaisseur de la cible B
- I : intensité du faisceau B
- S : surface du support sur lequel B est implanté
- τ : temps de vie de A^* .

On écrira alors le nombre d'événements obtenus en faisceau radioactif (N_F) comme :

$$N_F = t \cdot \epsilon \cdot T \cdot \sigma \cdot N_A$$

Par contre, le nombre d'événements obtenus en cible radioactive (N_C) sera :

$$N_C = \frac{I}{S} \cdot \sigma \cdot N_A \cdot \tau (T - \tau + \tau \exp(-T/\tau)),$$

où le dernier facteur est le nombre effectif d'atomes A^* présents dans la cible durant le temps de mesure T , c'est-à-dire $\int_0^T N_A \cdot \tau (1 - \exp(-t/\tau)) dt$.

De l'égalité $N_F = N_C$, on déduit :

$$\frac{\tau(T - \tau + \tau \exp(-T/\tau))}{T} = \frac{I \cdot \epsilon \cdot S}{I}$$

Le membre de droite est une constante, dans une situation donnée, notée K ; une valeur typique de K serait $\frac{10^{19} \text{ at/cm}^2 \times 0.1 \times 1 \text{ cm}^2}{10^{14} \text{ s}^{-1}} = 10^4 \text{ s}$.

La figure 19 représente, dans le plan τ - T exprimés tous deux en unité de K , la courbe correspondant à $N_F = N_C$ ainsi que les deux régions qu'elle sépare, celle où $N_F > N_C$ (faisceau

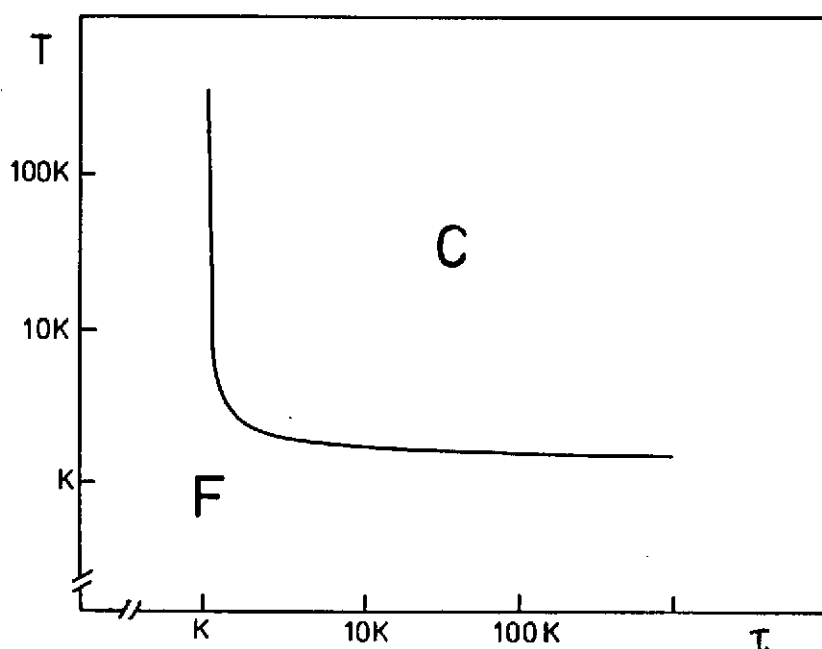


Figure 19 : Dans le plan τ (temps de vie) - T (temps de mesure), en unités de K (défini dans le texte), courbe séparant les deux régions où, soit la cible radioactive (C) soit le faisceau radioactif (F) est préférable.

radioactif plus avantageux), et l'autre où $N_F < N_C$ (cible radioactive). Estimant qu'un temps de mesure T plus petit que quelques K est irréaliste, on en conclura que pour des temps de vie $\tau < K$, le faisceau radioactif est préférable (pour $\tau > K$, la cible sera préférée). Le développement fait ci-dessus ne tient aucun compte de considérations plus "expérimentales", comme par exemple le fait que le bruit de fond dans le système de détection est normalement plus élevé dans le cas d'une cible radioactive.

REFERENCES

- 1) J.W. Watson et al, Phys. Rev. C40 (1989) 22
- 2) J.A. Jungeman et al, Nucl. Instr. Meth. 94 (1971) 421
- 3) C. Dupont et al, Nucl. Phys. A481 (1988) 424
- 4) P.E. Koehler et al, Phys. Rev. C37 (1988) 917
- 5) H. Beer and F. Käppeler, Phys. Rev. C21 (1980) 534
- 6) G.D. Westfall et al, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1859 ; C. Détraz et al, Phys. Rev. C19 (1979) 164
- 7) M. Langevin et al, Phys. Lett. 150B (1985) 71 ; D. Guerreau et al, Phys. Lett. 131B (1983) 293
- 8) T.J.M. Symons et al, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 40
- 9) K. Sümmerer, Int. Workshop on the Physics and Techniques of Secondary Nuclear Beams, Dourdan 1992, edit. J.F. Bruandet, B. Fernandez, M. Bex (Frontières, Gif-sur-Yvette), p. 273
- 10) D.E. Greiner et al, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 152
- 11) A.S. Goldhaber and H.H. Heckmann, Annu. Rev. Nucl. Sci. 28 (1978) 161
- 12) I. Tanihata, Hyperf. Inter. 21 (1985) 251
- 13) K. Asahi et al, Phys. Lett. 251B (1990) 488
- 14) B.M. Sherrill, Proc. Sec. Int. Conf. on Rad. Nucl. Beams, Louvain-la-Neuve 1991, Th. Delbar editor (Ad. Hilger, Bristol), p. 3
- 15) A.C. Mueller and R. Anne, Nucl. Instr. Meth. B56/57 (1991) 559
- 16) G. Münzenberg, Proc. First Int. Conf. on Rad. Nucl. Beams, Berkeley 1989, ed. W.D. Myers, J.M. Nitschke and E.B. Norman (World Scientific, Singapore), p. 91
- 17) F.D. Becchetti et al, Nucl. Instr. Meth. B56/57 (1991) 554
- 18) Sindano Wa Kitwanga et al, Phys. Rev. C42 (1990) 748
- 19) G. Rudstam, Z. Naturf. 21A (1966) 1027
- 20) M. de Saint Simon et al, Phys. Rev. C26 (1982) 2447
- 21) J.L. Belmont et al, Proc. Int. Workshop on the Physics and Techniques of Secondary Nuclear Beams, Dourdan 1992, edit. J.F. Bruandet, B. Fernandez, M. Bex (Frontières, Gif-sur-Yvette), p. 407
- 22) H.L. Ravn and B.W. Allardyce, in Treatise on Heavy Ion Science, Vol. 8, Nuclei far from stability (ed. D. Allan Bromley), p. 363
- 23) L. Buchmann et al, Proc. Sec. Int. Conf on Rad. Nucl. Beams, Louvain-la-Neuve 1991, ed. Th. Delbar (Ad. Hilger, Bristol), p. 109
- 24) D. Darquennes et al, Nucl. Instr. Meth. B47 (1990) 311 ; P. Decroock et al, Nucl. Instr. Meth. B70 (1992) 182

- 25) P. Van Duppen et al, Int. Workshop on the Physics and Techniques of Secondary Nuclear Beams, Dourdan 1992, ed. J.F. Bruandet, B. Fernandez, M. Bex (Frontières, Gif-sur-Yvette), p. 289
- 26) T. Bjørnstad et al, Phys. Scr. 34 (1986) 578
- 27) R. Kirchner and E. Roeckl, Nucl. Instr. Meth. 133 (1976) 187
- 28) V. Bechtold et al, Proc. Seventh Workshop on ECR Ion Sources, Jülich 1986, p. 246 ; P. Decrock et al, Nucl. Instr. Meth. B58 (1991) 252
- 29) K.S. Sharma et al, Nucl. Instr. Meth. B26 (1987) 362
- 30) H.L. Ravn, Proc. Sec. Int. Conf on Rad. Nucl. Beams, Louvain-la-Neuve 1991, ed. Th. Delbar (Ad. Hilger, Bristol), p. 85