

CRN/PN 75-53

FR7602449

ETUDES SUR LE STRIPPING D'IONS LOURDS

PAR DES FEUILLES DE CARBONE

G. Frick, C. Gehringer, B. Heusch, Ch. Ricaud,

P. Wagner et E. Baron.

Institut National
de Physique Nucléaire
et de Physique
des Particules

Université
Louis Pasteur
de Strasbourg

INSTITUT NATIONAL DE
PHYSIQUE NUCLEAIRE ET DE
PHYSIQUE DES PARTICULES

UNIVERSITE
LOUIS PASTEUR DE
STRASBOURG

CENTRE DE RECHERCHES NUCLEAIRES
DE STRASBOURG

ETUDES SUR LE STRIPPING D'IONS LOURDS
PAR DES FEUILLES DE CARBONE

G. Frick, C. Gehringer, B. Heusch, Ch. Ricaud,

P. Wagner et E. Baron

Le grand accélérateur national d'ions lourds (GANIL) (fig. 1) dont la construction a été décidée en France, est basé sur une combinaison de deux cyclotrons à secteurs séparés. Dans le premier, des ions lourds ayant des charges pouvant aller jusqu'à 9^+ , sont accélérés à une énergie intermédiaire de l'ordre du MeV par nucléon. Ces ions sont alors amenés sur un épulseur gazeux ou solide, et, après la traversée de celui-ci, ils auront acquis des états de charge plus élevés, de 20^+ à 30^+ . Injectés dans le deuxième accélérateur, leur énergie est alors amenée aux valeurs prévues par le projet ; de 10 à 100 MeV/nucléon.

Une des parties difficiles de ce projet est précisément l'épulséur et plus particulièrement l'épulséur par feuille, nécessaire pour les ions de masse supérieure à 40. Dans le cadre des travaux préalables nécessaires pour la réalisation du GANIL, le Centre de Recherches Nucléaires et l'Université Louis Pasteur de Strasbourg ont été chargés d'une étude expérimentale sur le problème du stripping des ions lourds par feuille de carbone.

Le présent document constitue la première partie d'un rapport sur ce travail. Au cours des chapitres successifs nous définirons, à partir des normes GANIL, les caractéristiques d'énergie, d'intensité et d'émission du faisceau au niveau du stripper. Puis nous verrons comment les propriétés du faisceau d'ions traversant un stripper sont altérées; les ions subissent une diffusion angulaire et une perte d'énergie; cette dernière est fluctuante. Finalement la feuille est détruite par rupture ou déchirure.

Dans ce rapport nous relatons ensuite les résultats des expériences effectuées au Centre de Recherches Nucléaires et destinées à illustrer les problèmes de diffusion angulaire et de straggling. Nous étions placés dans des conditions proches des normes établies au premier chapitre. Nous comparons nos résultats et les prédictions théoriques. En ce qui concerne cette partie du travail, nous considérons notre mission comme terminée.

Les chapitres suivants sont consacrés à une étude bibliographique du dommage par irradiation en nous plaçant plus particulièrement

dans le cas des faisceaux GANIL. Un chapitre à part est consacré au phénomène de l'épaississement des feuilles qui serait lié à l'irradiation. Enfin nous reportons quelques rares résultats expérimentaux que nous essayons de placer dans le cadre des idées exposées sur le dommage par irradiation. En dernier lieu nous proposons quelques expériences qui permettraient de mieux cerner cette question. Ces derniers travaux seront exécutés au cours des mois à venir et feront l'objet d'un deuxième rapport.

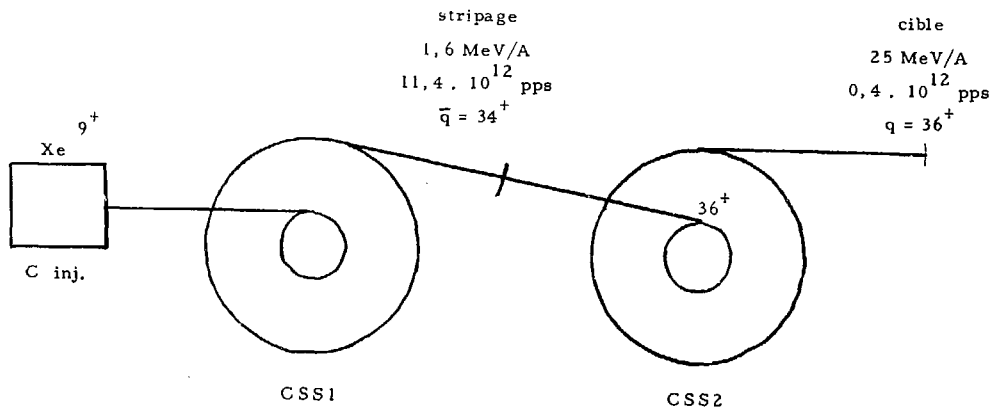


Figure 1

Les personnes suivantes ont collaboré à ce travail :

G. FRICK pour les expériences

C. GEHRINGER

B. HEUSCH

Ch. RICAUD

P. WAGNER

E. BARON (du groupe GANIL)

J. HEUGEL pour la réalisation de certains dispositifs

M. LETOURNEL et ses collaborateurs fournissaient les
faisceaux

R. REBMEISTER est responsable du spectromètre magnétique

P. PIERAU fabrication de certains dispositifs
expérimentaux

M. WEISHAAR, Mme A. MEENS et Melle M. A. SAETTEL
fabriquaient les cibles.

CHAPITRE I

CONDITIONS DE TRAVAIL DES FEUILLES DE STRIPPING

Le projet d'accélérateur a été exposé dans deux documents, le rapport du groupe de travail pour l'accélérateur national à ions lourds (dénommé par la suite livre bleu) (1973)¹ et l'avant projet de l'accélérateur national d'ions lourds (2ème livre bleu) (1975)². De ces documents nous extrayons les caractéristiques que doit présenter le faisceau au niveau de la feuille de stripping. Nous examinons ainsi l'énergie, l'intensité, l'émittance pour des ions de différentes masses. Le point de départ est toujours le même rapport (réf. 2, page I₁₋₃).

1) ENERGIE

L'énergie des ions au niveau du stripper est obtenue à partir de la norme GANIL et du gain en énergie du deuxième cyclotron.

Le tableau I regroupe des données pour différents isotopes.

L'énergie minimum est toujours de 0,25 MeV/nucléon tandis que l'énergie maximum est comprise entre 0,5 MeV/nucléon (119 MeV) pour l'Uranium et 6 MeV/nucléon (72 MeV) pour le Carbone.

Les mêmes documents (réf. 2, page II₁₁) donnent les valeurs de l'état de charge sélectionnés après épluchage. Un examen des tables ou graphiques donnant l'état de charge le plus probable en fonction de l'énergie montre qu'un stripping à feuille est indispensable pour des cas plus lourds que A⁴¹ alors que pour les corps plus légers on a certainement avantage à utiliser un stripper à gaz.

Rappelons que la norme GANIL fixe la valeur maximum de la fluctuation d'énergie $\frac{\Delta E}{E}$ entre 0,4 et $1 \cdot 10^{-3}$ selon le cas.

2) INTENSITE

L'intensité demandée à la sortie est située entre 0,1 et $1 \cdot 10^{12}$ pps selon la masse considérée. A partir de l'état de charge sélectionné et du rendement du stripper pour cet état de charge on peut calculer l'intensité incidente sur la feuille.

Sur le tableau I nous avons indiqué ces valeurs compte tenu d'une "transparence" du deuxième accélérateur égale à 0,35. Cette transparence est uniquement liée au changement de charge des ions dans le vide résiduel et par conséquent leur perte pour la suite de l'accélération ou du transport du faisceau. On suppose également que les admittances des différentes parties de l'accélérateur et du système de transports sont telles qu'il n'y ait pas de perte d'intensité de ce fait. Les intensités ainsi évaluées sont comprises entre 2 et $17 \cdot 10^{12}$ pps, c'est à dire dans la gamme du microampère-particule. On note que les valeurs les plus élevées correspondent aux masses voisines de 100.

3) EMITTANCE

L'émittance du faisceau est une caractéristique importante. L'avant-projet (réf. 2) expose longuement cette question. Si nous essayons de définir la valeur de l'émittance du faisceau avant stripper, nous tiendrons compte des points suivants :

- En premier lieu l'émittance varie au cours de l'accélération essentiellement selon le théorème de Liouville.
- On tient compte d'une certaine "génération" d'émittance dans le cyclotron injecteur et le deuxième cyclotron. L'avant-projet a étudié cet effet.
- Le cyclotron injecteur a une acceptance limitée, c'est à dire l'émittance du faisceau à sa sortie est inférieure à certaines limites.
- L'émittance radiale est limitée par le cyclotron et par la nécessité d'une extraction à un seul tour.

- La norme GANIL fixe des limites pour l'émittance à la sortie du deuxième cyclotron. Ces limites sont relativement larges.
- Enfin le faisceau injecté dans le deuxième cyclotron subit une augmentation d'émittance après traversée du stripper.

Sans vouloir entrer dans une discussion détaillée, les arguments suivants peuvent nous éclairer.

Le cyclotron injecteur, de par ses dimensions et ses propriétés, fournit un faisceau à la sortie dont l'émittance radiale est $\zeta_r \leq 45 \pi$ et l'émittance verticale $\zeta_v \leq 150 \pi$. Ces valeurs peuvent évidemment être bien plus faibles selon l'émittance de la source.

Au niveau du stripper, c'est à dire après accélération par le premier cyclotron, appliquant le théorème de Liouville, le faisceau aura une émittance égale à $\frac{\zeta_r}{r} \leq 11 \pi$ et $\frac{\zeta_v}{v} \leq 37 \pi$. L'émittance après le deuxième cyclotron descend à $\zeta_r \leq 3 \pi$ et $\zeta_v \leq 12 \pi$. On se rend compte que l'on se trouve bien dans l'ordre de grandeur de la norme GANIL. Des calculs plus élaborés dont les résultats sont reportés dans l'avant-projet (réf. 2) correspondent à des émittances initiales plus faibles, mais aussi plus réalistes. A partir des valeurs reportées dans le tableau de résultats on détermine un ordre de grandeur de l'émittance au niveau du stripper $\zeta_r = 10 - 50 \pi$ et $\zeta_v = 8 - 30 \pi$, les valeurs les plus grandes correspondent à des cas qui pourraient être rejetés.

Ces considérations, énergie, intensité, émittance, permettent de définir un "profil" moyen du faisceau, que l'on pourrait décrire comme suit au niveau du stripper :

Faisceau de Xe^{131} , énergie 1,6 MeV/nucléon
intensité 10^{13} pps = 1,6 μ A particules
émittance $\zeta_r = \zeta_v = 10 \pi$.

Si le faisceau a un impact de forme circulaire sur la feuille de carbone, la divergence est de 2 mrad pour un diamètre de 1 cm.

	q	E_1	\bar{q}_1	q_s	η_s	I_{stripper}	E_2	I_{sortie}
	source	MeV/A		choisi		10^{12} pps	MeV/A	10^{12} pps
C	2	6	5	6	0,5	5,7	95	1
Ar	5	4,7	18	18	0,32	8,2	75	1
Kr	8	2,8	28	30	0,10	17,1	45	0,6
Xe	9	1,6	34	36	0,10	11,4	25	0,4
Au	9	0,8	36	38	0,12	5,7	12	0,2
U	9	0,5	26	32	0,06	4,8	8	0,1
C	1	0,25	4	4	0,50	5,7	4	1
Ar	2	0,25	8	8	0,32	8,2	4	1
Kr	3	0,25	12	12	0,23	7,4	4	0,6
Xe	4	0,25	17	16	0,14	8,2	4	0,4
Au	5	0,25	21	20	0,16	3,6	4	0,2
U	6	0,25	22	24	0,13	2,2	4	0,1

Tableau I - q, état de charge de l'ion à la source d'ions, E_1 , énergie de l'ion à la sortie du 1er cyclotron, \bar{q}_1 , état de charge moyen des ions après stripping, q_s , état de charge sélectionné pour injection dans le 2ème cyclotron, η_s , rendement de stripping pour l'état de charge q_s , I_{amont} , intensité incidente sur le stripper, E_2 et I , énergie et intensité des ions à la sortie du 2ème cyclotron.

CHAPITRE II

REFLEXIONS SUR LE COMPORTEMENT DES FEUILLES DE STRIPPING AU COURS DU BOMBARDEMENT

Si nous plaçons un stripper solide dans un faisceau d'ions lourds on classera les phénomènes observés en plusieurs catégories.

On pourra étudier d'une part le changement d'état de charge et le rendement pour les différents états de charge produits selon l'énergie incidente ou l'épaisseur de la feuille (fig. 2). On déterminera également l'épaisseur dite d'équilibre au delà de laquelle le spectre des états de charge ne bouge plus (fig. 3). Ce premier aspect est exposé dans deux rapports GANIL^{1,2}. On consultera en particulier les textes de E. Baron³, E. Leischner, Ch. Schmelzer et H. D. Betz^{4,5} et d'autres auteurs cités par ces derniers.

En deuxième lieu on observera des modifications de propriétés caractéristiques du faisceau après traversée de la feuille. Ainsi il y aura une diminution d'énergie ΔE , affectée d'une dispersion δE . Si l'on peut imaginer une correction de la variation ΔE , l'effet de dispersion d'énergie aura une incidence sur la valeur finale de la résolution en énergie, ou bien, donnera lieu à une perte d'intensité, qui devra être compensée par une augmentation de l'intensité à la source. Dans le même ordre d'idées les particules subissent une dispersion angulaire $\Delta \theta$ qui augmente la valeur de l'émittance. L'admittance limitée des éléments en aval peut donner lieu ici également à une perte d'intensité. D'un autre côté, l'augmentation d'émittance ne peut être que gênante pour les expériences.

Ce sont ces effets, la perte d'énergie, la fluctuation d'énergie, la dispersion angulaire, qui font l'objet du travail expérimental reporté ici.

En troisième lieu on parlera d'une détérioration de la feuille et ceci de deux manières différentes. On pourra ainsi observer une évolution lente des caractéristiques du faisceau transmis, c'est à dire, par exemple, une augmentation de la dispersion angulaire, qui, étant donné l'admittance limitée de la partie aval, se manifestera comme une diminution de l'intensité. On concluera finalement à une inaptitude de la feuille à remplir ses fonctions pour la remplacer par une autre. Mais on pourra également avoir affaire à une destruction, une rupture de la feuille. On voit très bien qu'il est difficile de définir la vie d'une feuille en termes absolus. Ceci serait possible si l'on ne parlait que de la rupture de celle-ci, alors que la détérioration des caractéristiques du faisceau aura nécessité son remplacement bien avant. Mais alors la vie dépendra de la tolérance que l'on marquera à ce changement de caractéristiques et également des propriétés optiques du deuxième accélérateur, du transport de faisceau, etc.

La recherche d'une réponse à toutes les questions ouvertes à ce propos doit se faire par des voies différentes.

- Des travaux théoriques ont donné une approche des phénomènes de perte d'énergie, de dispersion d'énergie, de dispersion angulaire. Ces travaux ont déjà fait l'objet de quelques confrontations avec l'expérience.

- Nous avons mesuré ces grandeurs dans un nombre limité de cas, mais qui correspondent assez bien aux faisceaux GANIL (Chap. I) et nous pouvons les confronter à notre tour avec les prédictions théoriques.

- La destruction des feuilles est due essentiellement au dommage par irradiation. Le phénomène est bien analysé d'une façon générale, mais l'application aux cas qui nous intéressent est assez difficile du point de vue quantitatif. Des phénomènes tels que le sputtering et les contraintes dus simplement à l'échauffement, jouent certainement un rôle.

- La détérioration lente des feuilles, semble due à une augmentation d'épaisseur, ce phénomène a été longuement étudié mais les interprétations sont pas définitives et les remèdes pas toujours efficaces.

- Un travail expérimental patient et peut-être de longue haleine est encore nécessaire pour mieux saisir ce dernier phénomène.

Les chapitres suivants seront consacrés à un exposé détaillé de ce que nous avons pu établir dans chacune de ces voies.

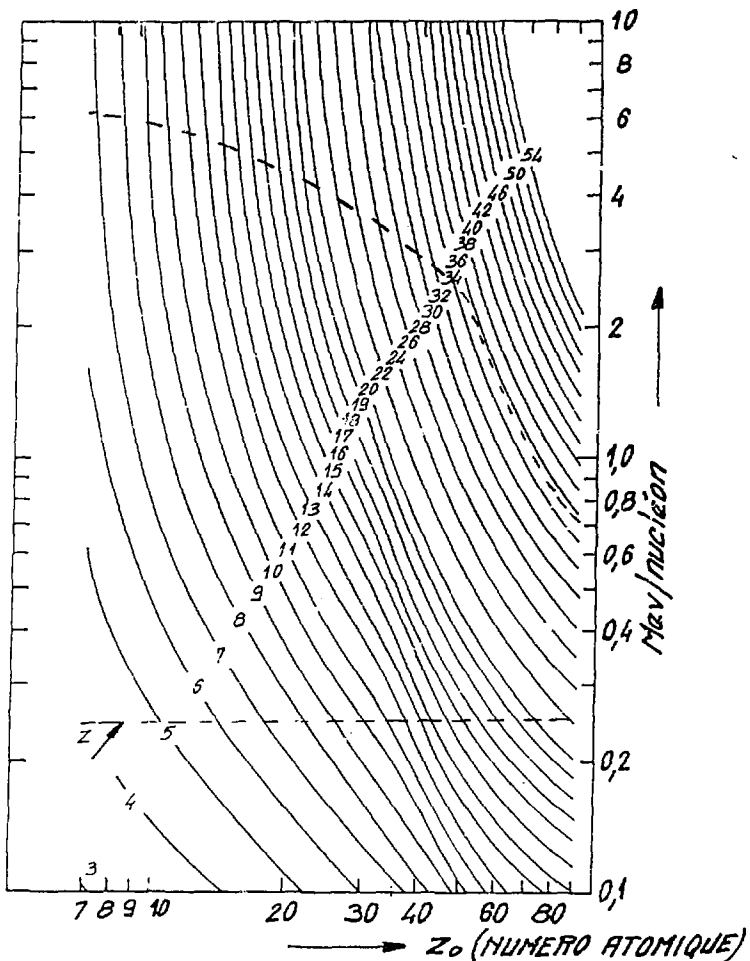


Figure 2 Eplucheur solide (formvar). Les courbes correspondent à un état de charge moyen \bar{z} constant. Le numéro atomique de l'ion est porté en abscisse; son énergie, en MeV/nucleon, est précisée en ordonnée (d'après réf. 4). Les courbes en pointillé indiquent les limites d'énergie GANIL.

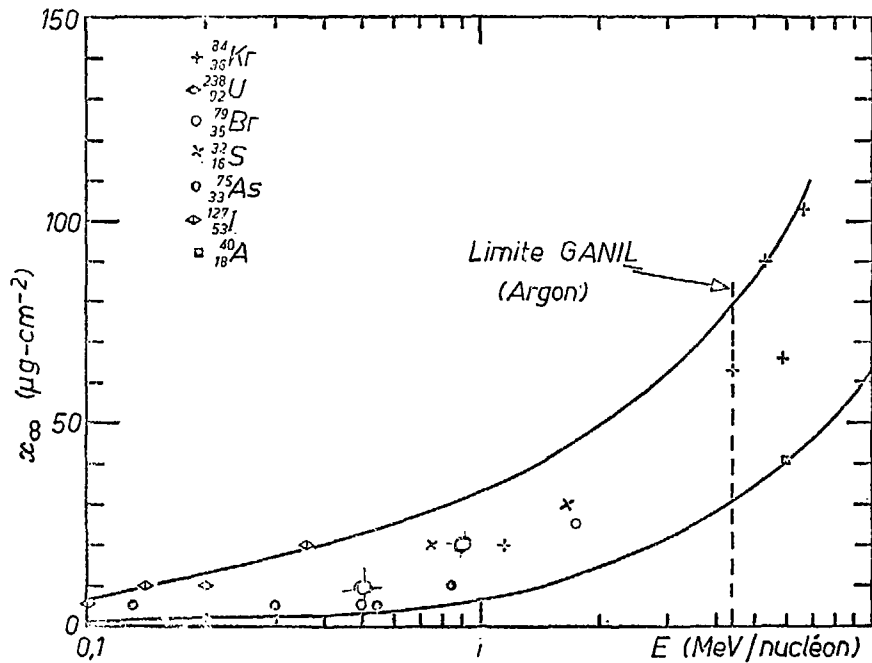


Figure 3 Epaisseur d'équilibre en fonction de l'énergie de l'ion incident (réf. : 1, 2 et 3). Pour les cas qui nous intéressent l'épaisseur d'équilibre varie entre 10 et 50 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

CHAPITRE III

DISPERSION ANGULAIRE, PERTES D'ENERGIE ET STRAGGLING THEORIES ET BIBLIOGRAPHIES

1) DISPERSION ANGULAIRE

Sur ce sujet il faut considérer essentiellement l'article de L. Meyer⁶ sur la diffusion multiple de particules lourdes dans les solides à basse énergie (paramètre de Born $\alpha > 1$). Ce travail reprend la théorie déjà ancienne de G. Molière⁷ en la perfectionnant. Résumons le cheminement des idées et les conclusions de L. Meyer.

L'interaction de particules de grande énergie avec la matière se fait selon deux types de phénomènes, des collisions plus ou moins élastiques avec les atomes et des processus inélastiques conduisant à une excitation électronique. C'est le premier type d'interaction, collisions avec les atomes, qui est pris en considération pour la diffusion de la particule incidente, de même d'ailleurs pour le dommage dans les structures des solides, le sputtering et l'arrêt des particules dans la matière.

Pour des particules de grande énergie les calculs sont effectués en supposant le paramètre $\alpha = \frac{Z_1 Z_2}{137\beta} < 1$ (Z_1 et Z_2 sont les numéros atomiques de la particule incidente et l'atome diffuseur, $\beta = \frac{v}{c}$, v , vitesse de la particule incidente). L. Meyer considère le cas opposé $\alpha > 1$, ce qui veut dire que l'énergie de la particule incidente est inférieure à $E < A_1 Z_1^2 Z_2^2 \times 25 \text{ keV}$ (A_1 nombre de masse de la particule incidente). Cette condition est toujours remplie dans les cas qui nous intéressent. La section efficace peut être calculée par la mécanique classique. On se base sur un potentiel $V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \Psi\left(\frac{r}{a}\right)$ (e , charge élémentaire). La fonction Ψ est la fonction de Thomas-Fermi bien connue et a le paramètre d'écran

$$\text{égal à } a = \frac{0,885 a_0}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}}, \quad a_0 = 0,528 \cdot 10^{-8} \text{ cm.}$$

La section efficace $\frac{d\sigma}{d\theta}$ est fonction de l'angle de diffusion θ et de l'énergie présentée sous la forme réduite

$$\xi = \frac{a}{b} \quad \text{avec} \quad b = \frac{2Z_1 Z_2 e^2 (m_1 + m_2)}{m_1 m_2 v^2}$$

m_1 et m_2 sont les masses de la particule incidente et du noyau cible.

Il a été montré⁸ que cette dépendance de deux variables peut être réduite à une seule $\eta = \xi \sin\theta/2$ et on écrira

$$\frac{d\sigma}{d\eta} = \pi e^2 \frac{f(\eta)}{\eta^2}$$

La fonction $f(\eta)$ est représentative du phénomène et on montre que pour $\alpha \ll 1$ on recouvre le calcul de G. Molière.

Dans la suite de l'article de L. Meyer, on calcule la forme de la distribution angulaire et on présente des graphiques donnant la demi-largeur à mi-hauteur de celle-ci, $\theta_{1/2}$, en fonction de l'épaisseur de la feuille.

L'utilisation des grandeurs réduites $\bar{\theta}$ et τ donne une courbe "universelle" indépendante de l'énergie et des masses

$$\text{angle réduit} \quad \bar{\theta} = \theta \cdot \frac{\xi}{2} \frac{m_1 + m_2}{m_2}$$

$$\text{épaisseur réduite} \quad \tau = \pi a^2 N t \quad \text{avec } t \text{ épaisseur}$$

N nombre d'atomes par unité de volume.

Le tableau II donne quelques exemples calculés pour 0,5 MeV/A et une épaisseur de 20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. La figure 4 donne $\bar{\theta}_{1/2}$ en fonction de τ .

Dans sa discussion l'auteur montre la légitimité du caractère universel de la courbe. C'est à dire, la forme de la distribution en grandeurs

réduites dépend peu de l'énergie, si ce n'est à travers la relation entre $\bar{\theta}$ et θ . Ceci signifie également que la valeur mesurée $\theta_{1/2}$ est inversement proportionnelle à l'énergie incidente. On montre également que la dépendance du résultat, de la valeur r_0 est faible, sauf pour les petites épaisseurs ($\tau < 1$) (r_0 est la demi-distance moyenne entre deux atomes). Autrement dit le résultat dépend peu de la nature du matériau diffuseur.

Plusieurs auteurs ont entrepris des travaux expérimentaux destinés à vérifier des prédictions théoriques de L. Meyer. Citons d'abord les plus anciens où les énergies étaient faibles et les masses petites.

J. H. Ormrod et H. E. Duckworth (1963)⁹ ont calculé la dispersion angulaire subie par des ions Ne de 61 keV sur une feuille de carbone de 2,12 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. G. Högberg et al (1970)¹⁰ ont mesuré les largeurs de dispersion pour les ions N de 40 keV dans une feuille de carbone de 5,7 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. De même ils reportent des valeurs pour des ions H, He, Li, N, Ne et Ar dont l'énergie était comprise entre 3 et 54 keV. T. Anderson et al¹¹ ont étudié le même phénomène pour des ions Kr ayant une énergie jusqu'à 500 keV à travers des feuilles de 5 à 10 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. F. Bernhard (1969)¹² bombardait avec des ions Li ayant une énergie jusqu'à 100 keV. J. Schwabe et R. Stolle (1971)¹³ rapportent des résultats similaires pour des ions Li de 10 à 50 keV dans des feuilles de C, Al, Si, Va, Fe, Co et Ge. H. Andersen et J. Boettiger en 1971/72¹⁴ quant à eux, bombardent avec des ions très variés $3 < Z < 30$ ayant des énergies de 0,2 à 1 MeV, des feuilles de 8 à 25 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. A. A. Bednyakov et al (1964)¹⁵ ont étudié les ions Cu avec des énergies de l'ordre du keV et M. Sakisaka et al (1970)¹⁶ utilisaient des ions N dans le Cu à 1,28 et 2,29 MeV. Il faut encore citer C. K. Cline et al (1969)¹⁷.

Parmi les travaux plus récents, nous citons d'abord celui de B. W. Hooton, J. W. Freeman et P. P. Kane (1975)¹⁸ où, avec des ions de O, Cl et Fe on a bombardé des feuilles de C, Al, Ni et Au de 12 à 90 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Les énergies incidentes étaient selon le cas de 12 à 37 MeV. G. Spahn et K. O. Groeneveld (1975)¹⁹ bombardent des cibles de C, Al, Ni, Sb, Ag et Au (12 à 400 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$) avec des ions H, He, N et Ne de 1 à 11 MeV.

Ces deux derniers travaux se caractérisent par l'utilisation de projectiles légers mais avec des énergies qui entrent dans la gamme GANIL.

Les résultats expérimentaux de tous ces auteurs ont été confrontés aux prédictions de L. Meyer et l'accord est assez satisfaisant en général. Des divergences existent néanmoins. Si une partie d'entre elles peut être attribuée aux difficultés expérimentales, d'autres sont interprétées dans le cadre même de la théorie. Il faut noter également que dans aucune de ces expériences on analyse les ions après diffusion par états de charge. La théorie de L. Meyer d'ailleurs ne tient pas compte de la production de plusieurs états de charge au cours du stripping.

Un travail plus récent²⁰ étudie le phénomène de la diffusion angulaire dans le stripper à gaz et trouve un bon accord avec la théorie de L. Meyer, bien que celle-ci ait été établie pour des solides. Ces expériences montrent des écarts importants pour les épaisseurs faibles, par rapport à l'épaisseur d'équilibre. Nous reviendrons sur ce travail au moment de la discussion de nos propres résultats.

En résumé, la théorie de L. Meyer[†] partant de la diffusion multiple sur les atomes permet de bien interpréter de nombreux résultats expérimentaux, principalement pour des ions légers et des énergies allant jusqu'à 1 MeV/nucléon.

Au cours de notre travail décrit plus loin, nous avons utilisé des projectiles lourds (Ni, I, Au) avec des énergies GANIL (voir chapitre I). Nous confronterons les mesures de $\theta_{1/2}$ avec les prédictions de L. Meyer

+ P. Sigmund et K. B. Winterbon²¹ ont repris ces calculs et trouvent des valeurs peu différentes de celles de L. Meyer. Voir également D. A. Eastham²² qui utilise une méthode de Monte Carlo.

2) PERTE D'ENERGIE ET DISPERSION D'ENERGIE.

THEORIES ET BIBLIOGRAPHIES

Le problème de la perte d'énergie, le $\frac{\Delta E}{\Delta x}$ a été étudié de façon très approfondie du point de vue théorique et expérimental. La perte d'énergie peut être due à deux causes différentes, collisions avec les atomes ou excitation électronique. Il est établi que le premier processus est prédominant aux faibles énergies, celles qui sont proches de l'arrêt total, tandis que l'excitation électronique reste prédominante aux grandes énergies. C'est dans ce domaine que l'on se trouve lorsqu'on étudie la perte d'énergie subie dans une feuille mince par des ions ayant les énergies GANIL (~ 1 MeV/nucléon) ; cette perte est le plus souvent de l'ordre de quelques pour cent.

L'article de L. C. Northcliffe (1963)²³ contient une étude complète de cette question et les tables de L. C. Northcliffe et R. F. Schilling²⁴ donnent des valeurs numériques pour tous les projectiles et différents matériaux cibles.

Voici les idées essentielles à ce sujet.

Il n'y a pas de différence fondamentale entre les ions légers (p ou α) et des ions lourds en ce qui concerne la pénétration dans la matière, les mécanismes étant les mêmes. Tous les phénomènes observés pour les ions lourds se retrouvent dans l'observation du comportement des protons et les théories peuvent être transposées d'un cas à l'autre.

La différence, s'il faut en relever une, est le fait que les ions légers peuvent être considérés pour une énergie donnée comme invariants en charge, alors que pour les ions lourds la plupart du temps il n'en est pas ainsi. Cette différence conduira, comme on le verra, à des divergences et nécessitera quelques interprétations particulières.

Northcliffe établit la relation suivante :

$$-\frac{dE}{dx} = k_1 \frac{(vZ)^2}{\beta^2} \frac{Z}{M} (\mathcal{L} + \Delta \mathcal{L} r)$$

$$k_1 = 3,072 \cdot 10^{-4} \text{ cgs}$$

- n numéro atomique projectile
yz charge effective du projectile
Z numéro atomique cible
M masse cible
 $\beta = \frac{v}{c}$ vitesse projectile

\mathcal{L} est le nombre d'arrêt (stopping number) et $\Delta\mathcal{L}$ r une correction relativiste de \mathcal{L} , négligeable dans notre cas. Le nombre \mathcal{L} n'est pas constant, mais varie assez lentement avec le log. de la vitesse. \mathcal{L} décroît lentement avec Z (cible) et est indépendant de yz et des masses.

La fluctuation de la charge des ions dans la matière conduit à la valeur moyenne yz appelée charge effective. Cette grandeur peut en principe être calculée par la théorie, mais on préférera des valeurs expérimentales. Il est bien connu que l'état de charge moyen ne dépend que de l'énergie et on peut assimiler yz à ce dernier. Les tables de L. C. Northcliffe et R. F. Schilling ont été établies à partir de ces idées et en s'accordant sur le plus grand nombre de résultats connus. On définira alors γ^2 comme le rapport

$$\gamma^2 = \frac{\Delta E / \Delta x \text{ ion}}{z^2} / \Delta E / \Delta x \text{ proton}$$

pour une même énergie par nucléon.

Dans leur travail expérimental, W. Booth et I. S. Grant²⁵ comparent la charge moyenne vraie des ions à la charge effective ainsi définie. Pour les cas présentés, la charge moyenne vraie est toujours plus élevée et le rapport, fonction de l'énergie, varie de 0,5 à 0,9. Cet exemple montre que la notion de charge effective doit être utilisée avec prudence.

Quoi qu'il en soit, on peut accorder une certaine confiance aux tables de L. C. Northcliffe et R. F. Schilling et dans la discussion de nos travaux nous comparons nos résultats à ces prévisions.

Le complément à la notion de perte d'énergie est celle de la dispersion d'énergie (straggling). Elle est due au caractère statistique du phénomène. Un calcul dû à N. Bohr²⁶ est exposé par R. D. Evans²⁶ et conduit

à la formule du livre bleu¹

$$\delta E_{\text{kev}} = 0,24 \cdot 10^{-4} z \cdot \sqrt{\frac{Z}{A}} \frac{c}{c} \cdot \sqrt{x} \text{ } \mu\text{g/cm}^2.$$

Ce calcul se rattache directement aux conceptions qui ont permis d'expliquer la perte d'énergie. Notons quand même que $\frac{\Delta E}{\Delta x}$ dépend de l'énergie en $\frac{1}{E}$ en toute première approximation alors que pour δE cette dépendance a disparu. D'autre part z "charge effective" ou "charge réelle" est un paramètre mal établi. Enfin nous remarquons une dépendance de l'épaisseur en \sqrt{x} . Même si cette formule n'est pas utilisable quantitativement pour des ions lourds, elle doit décrire correctement le phénomène, conformément à l'idée que les comportements en ions légers ou ions lourds ne sont pas différents.

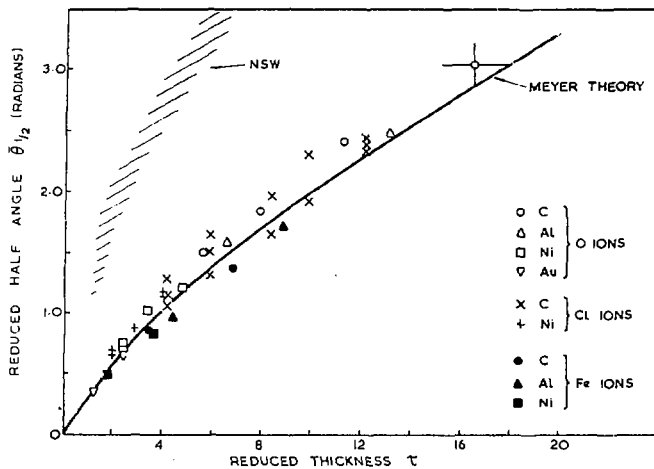
Plus récemment P. V. Vavilov²⁷ a réétudié cette question (voir aussi B. Rossi, K. R. Symon²⁸). C. Tschalär dans deux articles^{29, 30} l'a reprise également pour le cas de l'étude de l'absorption d'énergie dans les feuilles. En se basant sur ce travail N. M. Clarke³¹ a publié des graphiques qui permettent de trouver plus facilement les valeurs de δE correspondant à un cas donné. Il se restreint à la région dite "stochastique" où la perte d'énergie est inférieure à 5 %.

Toutes ces considérations sont basées sur les sections efficaces de collisions. Plusieurs auteurs ont pris de plus en considération les sections efficaces de changement de charge. On arrive ainsi à des valeurs de δE plus grandes que celles prévues par P. V. Vavilov et C. Tschalär. Les publications de O. Vollmer, de V. V. Avdeichkov et al³³ et de B. Efken³⁴ mettent cet effet très nettement en évidence.

Nous reprendrons ce point au cours de la discussion des résultats expérimentaux.

Ion incident	$^{12}_6\text{C}$	$^{20}_{10}\text{Ne}$	$^{40}_{18}\text{Ar}$	$^{56}_{26}\text{Fe}$	$^{84}_{36}\text{Kr}$	$^{127}_{53}\text{I}$	$^{133}_{54}\text{Xe}$	$^{197}_{79}\text{Au}$	$^{238}_{92}\text{U}$
$a \times 10^{-8}$	0.182	0.166	0.147	0.135	0.124	0.112	0.112	0.100	0.096
σ pour $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de $^{12}_6\text{C}$	10.443	8.688	6.813	5.746	4.848	3.955	3.955	3.153	2.906
$\bar{\theta}_{1/2}$	2.0	1.8	1.6	1.4	1.2	1.0	1.0	0.9	0.8
E_{incident} en MeV (0.5 MeV/nucléon)	6	10	20	37	42	65	70	100	120
$\theta_{1/2}$ mrad	1.9	1.9	1.9	1.3	1.4	1.3	1.2	1.2	1.1

Tableau II



Experimental half angle results for the foils and beams indicated, plotted in terms of the reduced half angle $\bar{\theta}_{1/2}$ and the reduced thickness τ as defined by Meyer. Experimental errors range from that indicated on one carbon foil point to a value smaller than the size of the point (in the case of Au for example). The full curve shows Meyer's theoretical predictions and the hatched area those of Nigam, Sundaresan and Wu, as represented by Marion and Zimmermann.

Figure 4 - Extrait de la référence 18.

CHAPITRE IV

MESURES DE DISPERSION ANGULAIRE ET DE DISPERSION D'ENERGIE

A L'ACCELERATEUR MP

1) DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Dans nos expériences, nous envoyons des ions Ni, I et Au avec une énergie de 0,5 à 1 MeV/A sur des feuilles de carbone ayant des épaisseurs variées entre 2 et 200 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ (fig. 5).

Ces ions ont été choisis pour leur facilité de production à partir des sources d'ions disponibles et aussi pour avoir des points de mesure dans plusieurs zones du système périodique. La masse de Ni⁵⁸ est voisine de celles déjà étudiées par B. W. Hooton et al¹⁸. Nous nous raccordons ainsi à une zone déjà explorée. L'Au¹⁹⁷ est l'élément le plus lourd qui peut être produit sans difficultés. Tandis que I¹²⁷ représente un point intermédiaire.

Ni et Au ont été produits à partir d'une source à sputtering du type UNIS³⁵. Les ions ont été injectés dans l'accélérateur sous la forme NiO⁻ ou NiO²⁻ et Au avec des intensités de l'ordre de 0,1 μA ($6 \cdot 10^{11}$ pps). L'I provenait d'une source Penning, sous la forme I⁻ ou IO⁻. Des intensités jus - qu'à 10 μA ont été injectées. L'accélérateur est équipé à son terminal d'un stripper à gaz et d'un stripper à feuille. Tous les travaux décrits ici ont été faits avec un stripper à gaz, permettant un fonctionnement d'une grande sûreté. Néanmoins, des essais ont été faits avec le stripper à feuille et si la vie de ces dernières était trop faible à notre avis, nous avons pu tirer de ces essais quelques conclusions que nous relaterons dans le chapitre consacré à la vie des feuilles.

Pour nos besoins nous n'avons jamais dépassé 10 MV au terminal et l'état de charge moyen dans la partie HE de l'accélérateur était égal à 5 ou 6⁺ (alors qu'il aurait été 11⁺ dans le cas du stripper à feuille). Le produit $\frac{ME}{Z^2}$ de l'aimant d'analyse est de 175 et, en général, on ne pouvait pas déflé-

chir des ions correspondant à l'état de charge moyen. Ces derniers auraient aussi eu trop peu d'énergie, 50 à 60 MeV. Cependant étant donné la dispersion assez large de la distribution des états de charge, on a pu choisir l'état 10^+ voire dans un cas pour Au un état 13^+ . L'intensité analysée était alors très faible, $\sim 0,1$ nA particules, mais suffisante pour notre propos. Notons cependant les difficultés pour l'opérateur à faire les réglages avec ces faibles courants.

Ce faisceau est alors amené à travers 3 fentes étroites distantes de 80 cm. On réalisait ainsi une "parallélisation" du faisceau nécessaire pour les mesures angulaires. La dispersion du faisceau était alors de l'ordre de 0,5 mrad. Le système de fente jouait ainsi un rôle dans l'amélioration de la résolution en énergie du faisceau, qui était meilleure que 50 keV, c'est à dire

$$\frac{\Delta E}{E} < 5 \cdot 10^{-4}$$

Les feuilles de carbone ont été fabriquées par les méthodes habituelles. Les épaisseurs ont été déterminées en mesurant la perte d'énergie des particules α traversant la feuille (Am^{241}). L'erreur de mesure était de $\pm 2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ et à l'intérieur de ces limites, nous n'avons observé aucun défaut d'homogénéité. Les feuilles étaient placées dans la chambre de diffusion du spectromètre Browne-Buechner. Cinq cibles différentes pouvaient être étudiées sans ouvrir celle-ci. Les ions incidents subissent dans la feuille le changement d'état de charge, la dispersion angulaire et la dispersion d'énergie que nous voulons observer. Ces ions pénètrent alors dans le spectromètre magnétique du type Browne-Buechner (tableau III) et sont focalisés dans le plan focal de celui-ci. Ainsi des particules étaient sélectionnées non seulement en fonction de leur énergie, mais également selon leur état de charge. Le produit $\frac{ME}{Z^2}$ du spectromètre est égal à 31. La valeur limite de la résolution est égal à 1800. Le spectromètre pouvait tourner autour d'un axe passant par la cible. Cette possibilité a été utilisée pour les mesures de dispersion angulaire.

Traditionnellement la détection se fait par émulsions nucléaires. Ce procédé, commode pour l'expérimentation, est peu pratique pour l'exploitation des résultats vu le nombre de mesures à faire (fig. 6). Pour une partie du travail de mesure de dispersion d'énergie, nous avons utilisé les plaques. Mais pour la plus grande partie des mesures, nous avons utilisé un détecteur à localisation de 4,5 cm de long (tableau IV). L'emploi en est très avantageux. On le connecte aux systèmes d'acquisitions de données et les exploitations ultérieures sont grandement facilitées. Les limitations sont quand même sévères. Le taux de comptage doit être faible et le dommage dû à l'irradiation intervient très rapidement. Enfin, le prix très élevé de ces détecteurs fait qu'on ne les utilise qu'en nombre limité dans le plan focal. Nous n'en avons jamais branché plus qu'un seul. Afin de limiter le comptage, le détecteur de 5 mm de large était recouvert d'un cache ne laissant qu'une fente de 0,5 mm dans le sens de la longueur.

Voyons la méthode de mesure de la dispersion angulaire. Dans un spectromètre Browne-Buechner, tous les ions ayant même produit ME/q^2 sont focalisés sur une surface hyperbolique selon un axe x , mais il n'y a pour ainsi dire pas de focalisation dans la direction perpendiculaire y . Le détecteur à localisation est placé dans le plan focal, avec son axe direction le long de x . En faisant varier le champ dans le spectromètre les groupes de particules correspondant aux différents états de charge sont amenés dans la région couverte par le détecteur (fig. 7). Celui-ci, d'une résolution de 1 mm, était couvert d'un masque ne laissant qu'une fente $x = 45$ mm et $y = 0,5$ mm. Pour un état de charge donné, la distribution angulaire était mesurée en observant le taux de comptage en fonction de l'angle entre le faisceau incident et le spectromètre mobile dans son ensemble autour de la cible (fig. 8). Une autre méthode était également utilisée. Le détecteur était tourné de 90° , de sorte que son axe position était dans la direction y . Ainsi le spectre des impulsions donnait directement la distribution angulaire. Les deux méthodes donnent des résultats consistants.

Avec le même équipement on mesurait le straggling d'énergie. Le détecteur était placé dans le plan focal avec son axe dans le sens x . Les

pics correspondant aux différents états de charge étaient observés en faisant varier le champ du spectromètre. La valeur de la dispersion d'énergie δE était déterminée à partir de la largeur à mi-hauteur de ces pics, compte tenu de corrections dues à la fluctuation d'énergie du faisceau incident, les aberrations du spectromètre et de la résolution intrinsèque des appareils.

À la place du détecteur à localisation nous avons, comme déjà dit, également utilisé des émulsions nucléaires. Cette méthode est rapide et commode pour la prise de données, mais les résultats ne sont obtenus qu'à près un dépouillement long et laborieux.

À partir du calibrage en énergie du spectromètre la perte d'énergie ΔE dans les feuilles pouvait également être déterminée. Nous pouvions ainsi calculer, connaissant l'épaisseur des feuilles, les valeurs de $\frac{\Delta E}{\Delta x}$.

En conclusion, l'ensemble de l'appareillage était lourd et la rapidité des mesures en était gênée. Mais il faut dire que la qualité d'un spectromètre magnétique était absolument nécessaire pour les mesures d'énergie. D'autre part nous avons pu mesurer les effets selon les différents états de charge. Cette particularité est nouvelle parmi les techniques utilisées par les différents auteurs.

La totalité des données présentées ci-dessous a été acquise en cinq séances de travail, soit au total 14 journées. Ce temps comprenait celui nécessaire à la mise en route de la source d'ions et au changement de source. Six autres journées ont été nécessaires pour la préparation des faisceaux.

2) RESULTATS DE MESURES DE DISPERSION ANGULAIRE

La figure 9 représente la demi-largeur à mi-hauteur de la courbe de distribution angulaire en fonction de l'épaisseur des feuilles pour chacun des projectiles Ni, I et Au. Les courbes montrent les prédictions de L. Meyer alors que les points correspondent aux mesures expérimentales.

Les valeurs mesurées de $\theta_{1/2}$ ont été corrigées de la valeur de la dispersion angulaire du faisceau incident. En général, celle-ci n'a pas pu être mesurée directement, mais de simples considérations géométriques

montrent qu'elle est inférieure à 0,5 mrad. L'incidence de cette erreur est surtout importante pour les feuilles les plus minces. D'autres erreurs sont dues à la statistique, à l'aberration du spectromètre et à l'étalonnage. Sauf pour les feuilles les plus minces, l'erreur est inférieure à 10 %.

L'examen des figures nous conduit aux conclusions suivantes :

- Nous retrouvons pour nos valeurs expérimentales de la dispersion angulaire celles prédites par L. Meyer avec l'ordre de grandeur convenable mais avec quelques restrictions cependant. Dans les autres travaux cités⁹⁻²⁰, les auteurs relevaient un accord satisfaisant entre leurs résultats et la théorie. Rappelons cependant que toutes ces expériences furent faites avec des ions plus légers et des énergies plus faibles. Notons encore que, ni dans la théorie de L. Meyer, ni dans les expériences citées et contrairement aux nôtres, on ne distinguait les états de charge après stripping.
- Parmi ces restrictions, nous observons que la dispersion angulaire augmente avec l'état de charge après stripping de 15 à 30 % selon le cas entre l'état de charge mesuré le plus faible et le plus fort. Ceci est montré sur les figures 10 et 11.
- Une autre divergence entre expérience et théorie est le fait que l'accord est meilleur pour les feuilles d'épaisseur supérieure à l'épaisseur d'équilibre. Pour les feuilles plus minces, malgré l'erreur plus grande introduite par les corrections, il apparaît que l'angle de diffusion est beaucoup plus grand que ne le prévoit le calcul. Pour les feuilles les plus minces la prédiction théorique ne tient pas du tout et il semble que l'extrapolation de l'épaisseur vers zéro donne une valeur finie pour $\theta_{1/2}$. E. Effen et al²⁰ avaient observé un phénomène semblable lors de leurs mesures de dispersion angulaire dans un stripper à gaz.
- Faisons encore une remarque d'ordre physique qui a déjà été citée par plusieurs auteurs^{20, 32, 33, 34}. Les prédictions de L. Meyer sont basées uniquement sur les sections efficaces de collisions entre atomes et ne tiennent pas compte de l'état de charge. Une théorie qui reprendrait les sections efficaces de changement de charge pourrait peut-être interpréter certaines divergences et serait compatible avec les valeurs variant avec l'état de charge.

Enfin, en ce qui concerne le projet GANIL, on peut dire que les prédictions de L. Meyer, avec les restrictions indiquées dans ces conclusions, sont convenables pour les nécessités du calcul du projet.

Pour une feuille de $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, donc environ l'épaisseur d'équilibre, aux énergies considérées, la valeur de $\theta_{1/2}$ est située entre 1 et 2 mrad.

3) RESULTATS DES MESURES DE $\frac{\Delta E}{\Delta x}$ ET DE LA DISPERSION D'ENERGIE δE .

Pour ces mesures on a utilisé la technique du compteur et l'émulsion nucléaire. Les valeurs reportées sont celles dues aux plaques tandis que celles des compteurs ont servi aux mises au point. La méthode utilisée donne également avec précision les valeurs de pertes d'énergie ΔE . Combinées avec les épaisseurs x mesurées directement, nous trouvons à 5 % près, un bon accord avec les valeurs de $\Delta E/\Delta x$ prévues par les tables de L. C. Northcliffe et R. F. Schilling²⁴.

Notre but principal était les mesures de dispersion d'énergie (fig. 12). Sur la figure 13 nous présentons les courbes théoriques estimées à partir des graphiques de N. M. Clarke (voir annexe)³¹ et les valeurs expérimentales en fonction de l'épaisseur. Celles-ci ont été corrigées pour une largeur naturelle, combinaison de la résolution en énergie du faisceau et de l'aberration du spectromètre. Cette largeur naturelle est obtenue en observant le δE pour une feuille très mince $2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, dont l'épaisseur peut être assimilée à zéro pour les autres épaisseurs. Les faibles épaisseurs ($< 50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) seront affectées d'une erreur assez grande qui devient négligeable pour les feuilles épaisses. On constate :

- que la progression de la largeur en fonction de x suit assez bien la loi en racine de l'épaisseur
- que les largeurs expérimentales sont très supérieures, de 3 à 4 fois, aux prévisions calculées par N. M. Clarke.

Cette contradiction pourrait s'expliquer comme suit.

Le phénomène d'excitation électronique qui seul est pris en compte dans les calculs théoriques ne suffit pas à interpréter le phénomène. Cette

constatation n'est pas nouvelle, elle a déjà été faite par O. Vollmer³² et V. V. Avdeichikov³³. O. Vollmer introduit le stragglng de changement de charge et calcule l'incidence de cet effet en partant des sections efficaces de changement de charge. Pour les cas traités, p, α ou des ions légers de faible énergie, strippés dans des gaz, on calcule que le $\int E$ dû à cet effet peut valoir deux fois celui prévu par C. Tschalär. Ce stragglng de changement de charge disparaît pour des ions entièrement strippés, des p ou des α de plus grande énergie par exemple, mais doit être important dans le cas de nos expériences. V. V. Avdeichikov a mesuré la dispersion d'énergie pour des ions lourds de grande énergie, par exemple 2,2 MeV/A d'N absorbé dans du Silicium. L'expérience donne des valeurs non compatibles avec le stragglng de collision et l'effet supplémentaire est interprété également par le stragglng de changement de charge. La largeur "changement de charge" est égale à environ deux fois la largeur "collision".

Les divergences que nous observons peuvent être interprétées dans le même sens.

Pour une feuille de $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, donc environ à l'épaisseur d'équilibre, la valeur de δE est de 100 à 150 keV pour les énergies choisies. Si l'on se rappelle les valeurs de $\frac{\Delta E}{\Delta x}$ correspondantes, on trouve un rapport $\frac{\delta E}{\Delta E}$ égal à environ 10 %.

4) CONCLUSION

Le but de ce travail était d'étudier le phénomène de dispersion angulaire et la dispersion d'énergie afin de déterminer son incidence sur le projet de l'accélérateur. Nous pouvons énoncer à ce sujet les conclusions suivantes :

dispersion angulaire

- pour des feuilles d'épaisseur égale ou supérieure à l'épaisseur d'équilibre on peut prendre les prédictions de L. Meyer comme guide pour la prédiction de la largeur de la dispersion angulaire

- pour des états de charge éloignés de l'état de charge moyen il convient de majorer les valeurs trouvées ci-dessus jusqu'à 40 % pour une feuille de $25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ par exemple

- pour des feuilles d'épaisseurs inférieures à l'épaisseur d'équilibre, les prédictions de L. Meyer ne s'appliquent pas. La largeur de la dispersion angulaire tend vers une valeur minimum et non vers zéro.

dispersion d'énergie

Les prévisions de P. V. Vavilov, C. Tschalär, N.M. Clarke sont trop faibles d'un facteur 3 à 4 par rapport aux résultats expérimentaux.

Nos mesures ont été faites pour Ni, I et Au dans la gamme d'énergie de 0,5 à 1 MeV/nucléon. On peut certainement interpoler et extrapoler au delà de Au si l'on reste dans cette gamme d'énergie. Les grandeurs observées deviennent plus faibles, donc plus favorables pour le projet avec les énergies croissantes.

Ces conclusions permettent de préparer la réalisation de l'accélérateur et de calculer ses performances avec une certitude plus grande. Il ne nous semble pas utile, dans la phase actuelle du projet, de procéder à d'autres mesures de ce type.

CARACTERISTIQUES DU SPECTROGRAPHE

BROWNE-BUECHNER

Rayon des pièces polaires	55,0 cm
Entrefer	27,3 mm
Longueur de la surface focale	1,00 m
Nombre de plaques	4 plaques de 2" x 10"
Largeur des bandes	7 mm standard variable entre 4 et 15 mm
Position des bandes 1, 2, 3 et 4	218, 178, 126 et 86
Position pour repérer les plaques	300
Induction maximale B	1,25 tesla
Rayons des trajectoires	
R_{\min}	36,8 cm
R_0 ($\varphi = 90^\circ$)	57,73 cm
R_{\max}	64,7 cm
Rapport E_{\max}/E_{\min}	5,08
Energie maximale de protons détectables	31 MeV
Angle solide : $\varphi = 90^\circ$ et $\alpha = \pm 2,5^\circ$ (1)	
pour des bandes de 7 mm (standard)	0,28 msr
pour des bandes de 15 mm (maximum)	0,60 msr
Rotation du spectrographe	continue de -10° à $+140^\circ$ sans briser le vide
Stabilité de l'induction $\Delta B/B$ à longue durée	10^{-5}
Intensité maximale	260 A sous 40 V
Puissance de l'alimentation	10 KW

(1) correspond à une ouverture des lèvres d'entrée du spectrographe de 45 mm.

Tableau III

Caractéristiques physiques	Surface utile : $50 \times 10 \text{ mm}^2$	Résistivité : $8500 \Omega \cdot \text{cm}$
	Épaisseur utile : 500μ	Épaisseur totale : 500
	Résistance arrière : 12000	Capacité : 140 pF
Caractéristiques du détecteur (20° C)	Tension : 120 V	Courant : $4 \mu\text{A}$
	Résolution en énergie (α de $5,47 \text{ MeV}$)	Constante de temps :
	52 KeV	$0,5 \mu\text{s}$
	Résolution test :	Limite énergie 2%
Résolution spatiale : (α de $5,47 \text{ MeV}$)	Constante de temps :	$0,5 \mu\text{s}$
	$0,5 \text{ mm}$	
Boîtier	Boîtier standard : \times	Boîtier spécial :
	Dimensions : Dimensions	

Tableau IV - Extrait de la fiche de spécification du détecteur Silicium à localisation
Schlumberger, modèle PIER 5010-500-415.

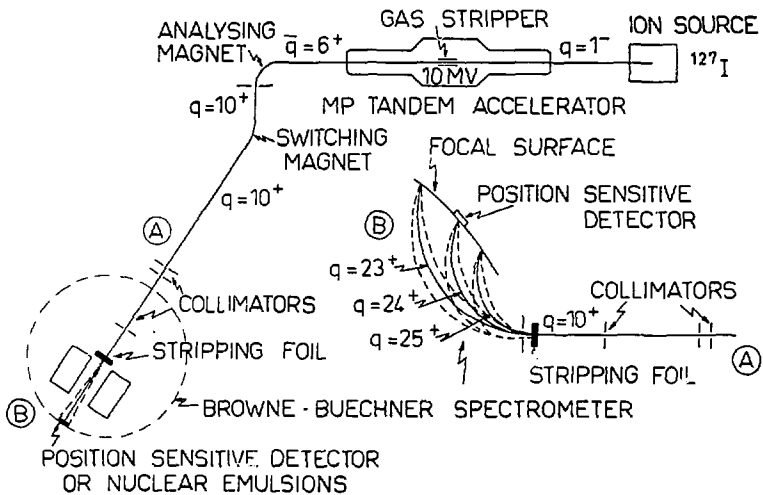


Figure 5 - Dispositif expérimental.

DISTRIBUTION des ETATS de CHARGE
pour différentes épaisseurs de feuille de Carbone

Mesures faites au Bushner avec plaques

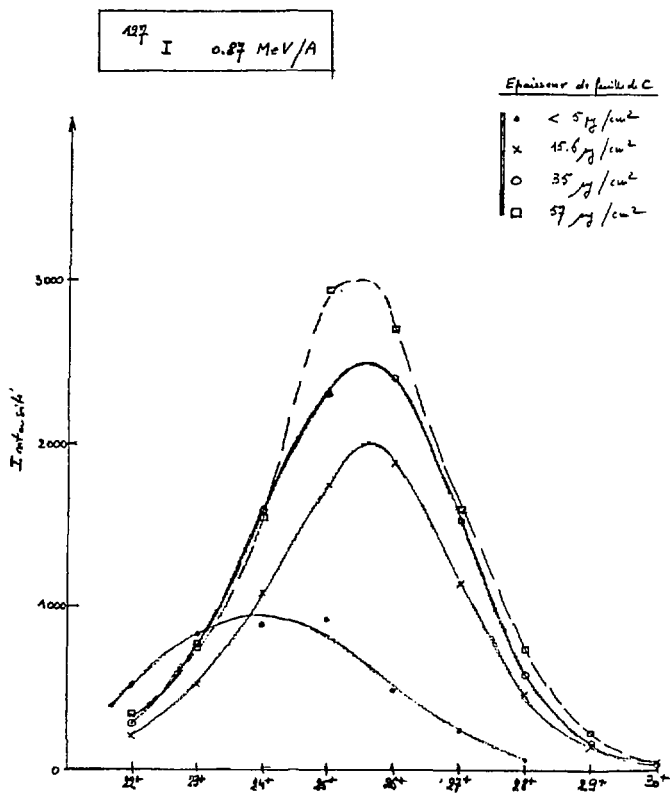


Figure 6

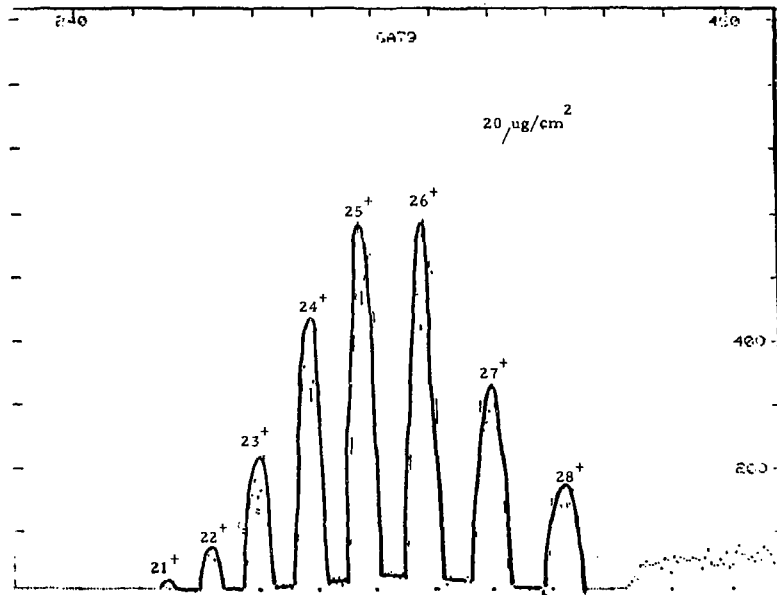


Figure 7 - Spectre des états de charge des ions I de 0,87 MeV/A après stripping.
Mesure effectuée avec le détecteur à localisation. L'état de charge
moyen est 25⁺.

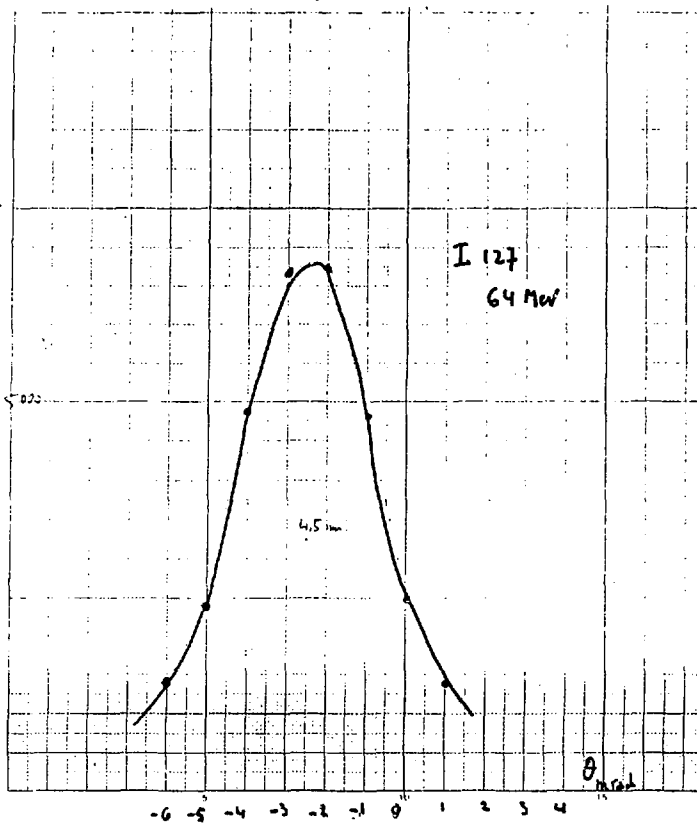


Figure 8 - Mesure de la diffusion angulaire, θ en fonction de l'angle entre le faisceau incident et le spectromètre.

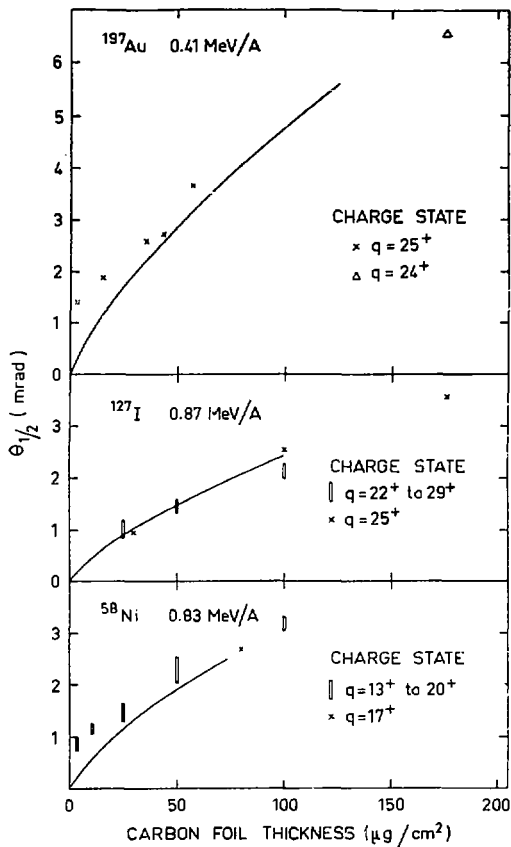


Figure 9 - Valeurs de la demi - largeur de la courbe de dispersion angulaire à mi-hauteur ($\theta_{1/2}$) en fonction de l'épaisseur de la feuille. Les valeurs de $\theta_{1/2}$ ont été corrigées de la largeur angulaire du faisceau incident et des aberrations du spectromètre. Les erreurs sur les valeurs de $\theta_{1/2}$ sont inférieures à 10 %.

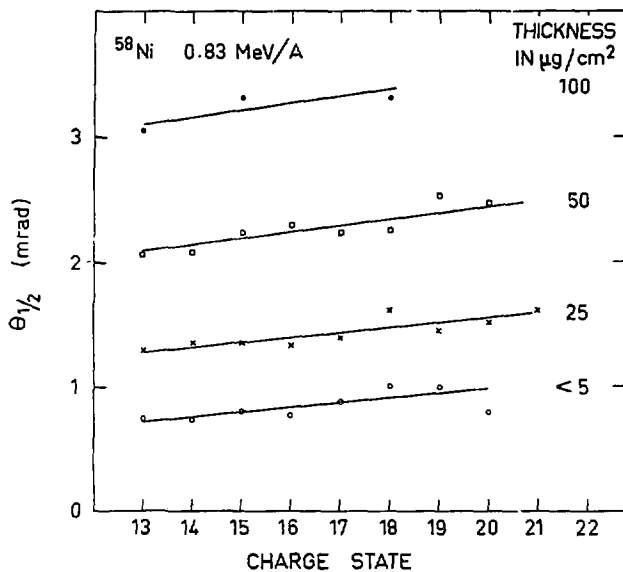


Figure 10 - Valeur de la demi-largeur de la courbe de dispersion angulaire à mi-hauteur ($\theta_{1/2}$) en fonction de l'état de charge pour différentes épaisseurs de feuille.

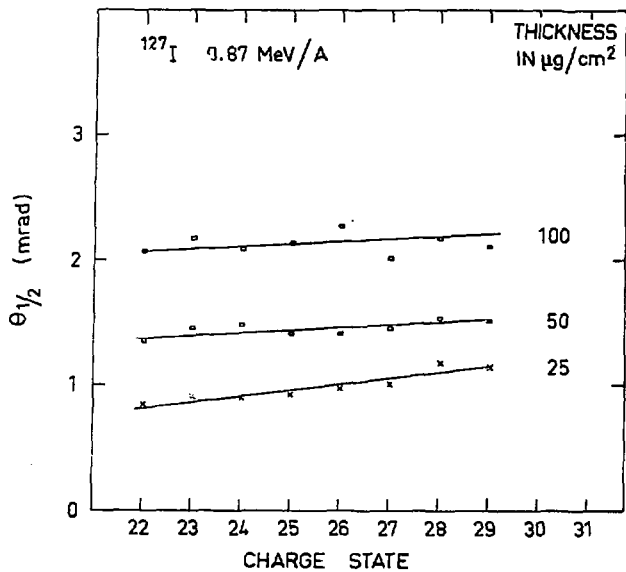


Figure 11 - Valeur de la demi-largeur de la courbe de dispersion angulaire à mi-hauteur ($\theta_{1/2}$) en fonction de l'état de charge pour différentes épaisseurs de feuille.

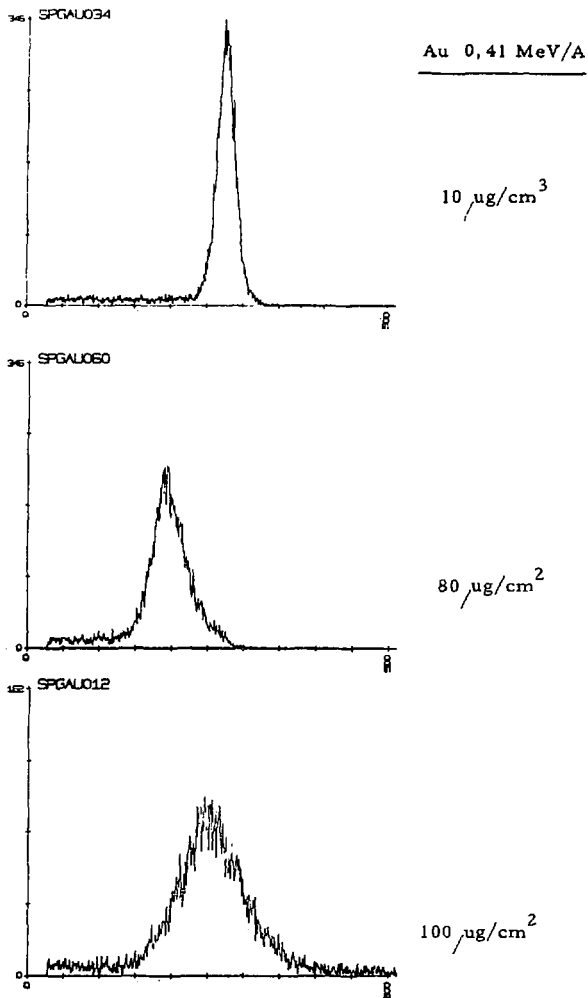


Figure 12 - Mesure de dispersion d'énergie δE . Spectres observés à partir du détecteur à localisation. On calcule le δE à partir de la largeur à mi-hauteur de ces spectres.

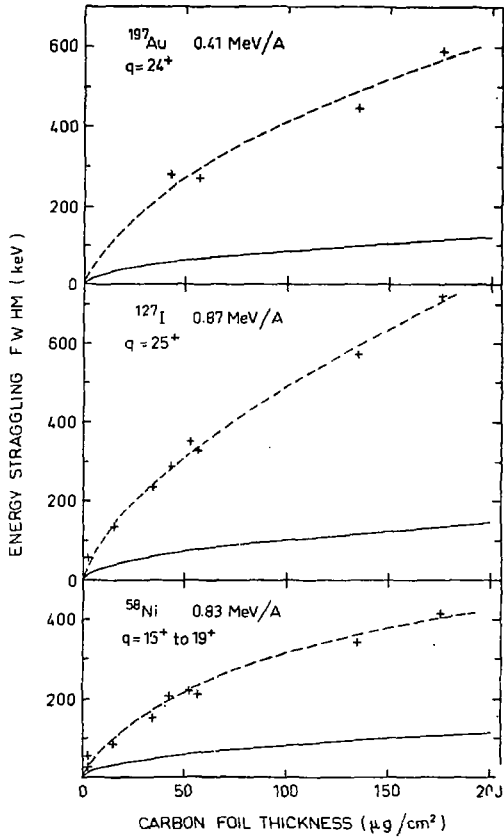


Figure 13 - Valeurs de la dispersion d'énergie δE (largeur à mi-hauteur).

Ces valeurs ont été corrigées pour la dispersion d'énergie du faisceau incident et pour les aberrations du spectromètre.

ANNEXE

Dispersion d'énergie selon N. M. Clarke NIM 96 (1971) 497.

- strictement valable que pour $\frac{\Delta T}{T} < 5 \%$.

valeurs relevées sur l'abaque pour

$$\text{Au } 80 \text{ MeV} - 0,41 \text{ MeV/A} \quad \frac{\text{FWHM} \cdot A^{1/2}}{\Delta T} = 70 \quad \gamma_3 A^{1/2} = 0,7$$

$$\text{I } 110 \text{ MeV} - 0,87 \text{ MeV/A} \quad \frac{\text{FWHM} \cdot A^{1/2}}{\Delta T} = 62 \quad \gamma_3 A^{1/2} = 0,8$$

$$\text{Ni } 48 \text{ MeV} - 0,83 \text{ MeV/A} \quad \frac{\text{FWHM} \cdot A^{1/2}}{\Delta T} = 62 \quad \gamma_3 A^{1/2} = 0,8$$

Pour une épaisseur Δt en MeV ($\Delta t = \frac{\Delta E}{\Delta x} \cdot \Delta x$ $\frac{\Delta E}{\Delta x} = 80 \text{ keV}/\mu\text{g pour Au}$)

= 62	I
= 41	Ni

δE pour

$$(\text{fwhm})_{\Delta t} = \frac{0,005 T}{100} \cdot \left(\frac{\text{FWHM} \cdot A^{1/2}}{\Delta T} \right) \cdot \frac{1}{A^{1/2}} \cdot \sqrt{\frac{\Delta t}{0,005 T}}$$

$$\text{Au } \frac{0,005 \cdot 80}{100} \cdot \frac{70}{\sqrt{197}} \cdot \sqrt{\frac{72 \cdot 10^{-3}}{0,005 \cdot 80}} \cdot \sqrt{\Delta x} / \mu\text{g/cm}^2 = 11,6 \sqrt{\Delta x}_{\text{kev}}$$

$$\text{I } \frac{0,005 \cdot 110}{100} \cdot \frac{62}{\sqrt{127}} \cdot \sqrt{\frac{62 \cdot 10^{-3}}{0,005 \cdot 110}} \cdot \sqrt{x} / \mu\text{g/cm}^2 = 10,1 \sqrt{\Delta x}_{\text{kev}}$$

$$\text{Ni } \frac{0,005 \cdot 48}{100} \cdot \frac{62}{\sqrt{58}} \cdot \sqrt{\frac{41 \cdot 10^{-3}}{0,005 \cdot 48}} \cdot \sqrt{\Delta x} / \mu\text{g/cm}^2 = 8,1 \sqrt{\Delta x}_{\text{kev}}$$

CHAPITRE V

LE DOMMAGE PAR IRRADIATION

1) TYPES D'INTERACTIONS POUVANT CONDUIRE

AU DOMMAGE PAR IRRADIATION

Les études relatives aux chapitres précédents ont été faites avec des intensités si faibles que les propriétés de la feuille ne se modifiaient pas au cours du temps. Nous voulons étudier maintenant l'évolution des feuilles durant le bombardement. Les propriétés de celles-ci changeront et finalement il pourra y avoir rupture. Le dommage par irradiation³⁶, cause de cette évolution, peut s'expliquer en étudiant les différents types d'interactions entre les ions incidents et les atomes du stripper.

Ainsi on distinguera :

- a) les collisions avec les atomes, conduisant à la théorie du déplacement d'atomes
- b) les pointes thermiques (thermal spikes) dues à l'excitation mécanique d'un nombre élevé d'atomes dans un espace très restreint et pendant une très courte durée
- c) l'excitation électronique
- d) la perte d'énergie par changement de charge
- e) et les pointes de fission (fission spikes).

Tous ces phénomènes coexistent en général, mais selon l'énergie de l'ion, l'un ou l'autre sera prédominant.

a) Les collisions donnent lieu au déplacement d'atomes et sont souvent considérées comme le type de phénomène déterminant les modifications de propriétés les plus importantes dans les solides. C'est le même phénomène d'ailleurs qui régit la diffusion angulaire. Par contre, on a montré, que dans les cas qui nous intéressent la perte d'énergie dans les feuilles

$\left(\frac{\Delta E}{\Delta x} \cdot \Delta x\right)$ n'est pas due pour l'essentiel à ce phénomène, qui ne jouerait un rôle important que pour les énergies proches de l'arrêt total. Quoiqu'il en soit, les collisions jouent un rôle, la preuve en est l'effet de diffusion angulaire et nous étudierons cette question plus loin dans le texte.

b) Les pointes thermiques (thermal spikes) sont également dues à des collisions. A partir d'un premier choc, des collisions secondaires de grande énergie ont lieu pendant une durée de l'ordre de 10^{-13} sec. Ainsi il se crée une zone très endommagée avec un excédent d'énergie qui ne peut être dissipé que par des vibrations thermiques. Il y aura création d'un point chaud, la pointe thermique. Les dimensions sont de l'ordre de 10 \AA , c'est à dire, des valeurs voisines de l'épaisseur des feuilles. Ce phénomène a été bien étudié du point de vue théorique, mais est mal relié aux faits expérimentaux. On peut dire simplement que le type de dommage causé par les pointes thermiques se superpose à celui dû au déplacement d'atomes.

c) d) La perte d'énergie dans la feuille est due principalement à l'excitation électronique des atomes et au changement de charge des ions incidents. Si l'énergie mise en jeu était faible, c'est à dire de l'ordre de grandeur des énergies d'excitation des atomes, ce type de phénomène ne conduirait à aucun dommage important dans le solide. En effet, après dés-
excitation les atomes se retrouvent à la même place dans le réseau et l'énergie est dissipée par émission de rayonnements électromagnétiques ou par l'ionisation des ions incidents.

e) Si, par contre, l'énergie dissipée par effet électronique ou par changement de charge est importante, comme c'est notre cas, on parlera de pointes de fission (fission spikes). En effet, l'énergie des ions est alors semblable à celle des produits de fission avec lesquels ce type de dommage a été observé. On considère, que lors du passage de l'ion, une ionisation très forte a lieu le long du trajet. Des ions et des électrons de recul sont émis radialement et donnent lieu à ce qu'on appelle la pointe de fission. La dissipation plus ou moins rapide de cette accumulation d'énergie électronique dépend de la nature du matériau. Dans le cas de gros grains ou de cristaux

métalliques, cette dissipation est rapide et le dommage plus faible. Tandis que dans une structure à grains plus petits, l'énergie est réfléchiée sur les parois de ceux-ci, la dissipation sera plus lente et une partie de cette énergie sera transmise au système atomique où elle est convertie en vibrations et en chaleur et causera une destruction des réseaux semblable au cas des pointes thermiques.

En résumé, il semble que deux processus sont responsables du dommage, le déplacement d'atomes et les pointes de fission.

2) LE DEPLACEMENT D'ATOMES PAR COLLISIONS

Le nombre d'atomes déplacés par unité de volume est donné par la relation suivante³⁶ :

$$N_d = \phi t n_o \sigma_d \bar{v}$$

ϕ est le flux d'ions incidents en nombre par cm^2 par sec.

t est le temps de bombardement

n_o est le nombre d'atomes par unité de volume de la cible

σ_d est la section efficace par atome pour les collisions conduisant à un déplacement

\bar{v} est le nombre de collisions secondaires provoquées par l'atome déplacé.

Dans le domaine d'énergie auquel nous nous intéressons, il faut considérer une diffusion Rutherford. La section efficace est donnée par :

$$\sigma_d = 16 \pi a_o^2 Z_1^2 Z_2^2 \frac{M_1^2}{(M_1 + M_2)^2} \frac{E^2}{T_m} \left(\frac{T_m}{E_d} - 1 \right)$$

a_o rayon de Bohr

$M_1 M_2$ masse des ions incidents et cible

E_r énergie de Rydberg, 13,3 eV

E_d énergie minimum pour déplacer un atome, E_d est égal à environ 25 eV pour le carbone

$$T_m = \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E, \quad \text{énergie maximum transférée, } E \text{ énergie de l'ion incident.}$$

Dans notre cas $T_m \gg E_d$, ce qui donne pour σ_d

$$\sigma_d = 4 a_0^2 \frac{Z_2^2}{M_2} \frac{E_r}{E_d} \frac{Z_1^2}{E/M_1}$$

Pour le bombardement de feuilles de carbone ($Z_2 = 6$, $m_2 = 12$, $E_d = 25 \text{ eV}$)

$$\sigma_d = k \cdot \frac{Z_1^2}{E/M_1}$$

Le coefficient $\bar{\nu}$ est plus difficile à établir et plusieurs approches théoriques existent, dont toutes concluent à une saturation de $\bar{\nu}$, vers une valeur limite pour les énergies les plus élevées, celles qui nous concernent. Cette valeur est située autour de 8.

Ces éléments théoriques amènent la conclusion que le nombre d'atomes déplacés par ion incident, c'est à dire le dommage par irradiation

dû aux collisions est proportionnel à $\frac{Z_1^2}{E/A_1}$. (A : masse atomique)

Le tableau V montre des exemples de valeurs du produit $\frac{Z_1^2}{E/A} \cdot \frac{1}{S}$, quantité qui est proportionnelle au nombre d'atomes déplacés pour une densité de courant $\frac{I}{S}$. Les cas choisis correspondent au projet GANIL (chap. I). A titre de comparaison, nous indiquons le cas d'un faisceau de protons de 1 mA à 1 MeV. La figure 14 donne cette quantité en fonction du numéro atomique. L'examen de ces chiffres indique une situation assez désespérée si le déplacement par collisions était le seul phénomène en cause.

Remarquons encore que le nombre de déplacements est plus grand pour l'énergie minimum que pour l'énergie maximum.

3) DOMMAGES PAR POINTES DE FISSION (FISSION SPIKES)³⁶

Nous avons montré en 1) qu'au cours de ce type d'interaction, l'énergie d'excitation électronique se transformait en énergie de vibration des atomes et conduisait à l'existence d'une zone de température très élevée le long du parcours de l'ion incident. Cette pointe (spike) de chaleur, porte une région de quelques dizaines d'Å à une température de 1000° environ. On conçoit aisément qu'il pourra y avoir des modifications de structure cristalline, des restructurations et tout simplement des ruptures. Ce phénomène est difficile à voir de façon quantitative. Cependant, si nous nous rappelons que toute l'énergie absorbée dans la feuille l'est par effet électronique, nous pouvons comparer des situations entre elles sur la base de cette perte d'énergie. Dans le tableau V on a calculé pour les mêmes exemples que précédemment le produit $\frac{\Delta E}{\Delta x} \cdot \Delta x \cdot \frac{1}{S}$ qui est l'énergie dissipée par unité de surface. La figure 15 montre l'évolution de cette quantité en fonction du numéro atomique.

Si ce processus était seul en présence, l'importance des spikes, le dommage causé ou également l'échauffement des feuilles seraient plus grands pour les ions légers que pour les plus lourds. Ceci provient du fait que $\frac{\Delta E}{\Delta x}$ varie peu et que l'on demande une intensité plus grande pour les ions légers. Contrairement à tout à l'heure, c'est pour l'énergie la plus grande que l'absorption est la plus élevée.

4) SPUTTERING

Un troisième effet altère les feuilles : le sputtering, c'est à dire une perte de matière. Cet effet est surtout important aux faibles énergies incidentes. Il convient néanmoins de le prendre en considération ici. Peu de renseignements existent sur le taux de sputtering aux énergies supérieures à 1 MeV. Néanmoins par extrapolation on peut l'estimer inférieur à 1 (Hg^+ de 1 MeV sur C, $S = 3$)³⁷.

Pour 10^{13} pps d'intensité incidente sur une aire de 1 cm^2 on peut déterminer l'érosion à environ $1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ par heure. Ce chiffre qui n'est qu'un ordre de grandeur, indique que le phénomène ne doit pas être négligé complètement.

5) PREMIERES CONCLUSIONS

L'analyse précédente, pour intéressante qu'elle soit, nous renseigne mal pour savoir comment le dommage causé dans les feuilles agit sur l'aptitude de celles-ci à jouer leur rôle ou sur le temps nécessaire pour conduire à la rupture. Nous ne pouvons pas dire non plus l'importance relative des deux phénomènes, le déplacement d'atomes ou les pointes de fission. Seul le travail expérimental pourra nous éclairer et nous nous servirons de cette approche théorique pour comparer les résultats entre eux.

	E_z/A	I_{incident} 10^{12} pps	E_1/A	$\frac{Z_1^2}{E/A}$	$\frac{Z_1^2}{E/A} \cdot \frac{I}{S}$ $S = 1 \text{ cm}^2$	$\frac{\Delta E}{\Delta x}$	Δ_x	$\frac{\Delta E}{\Delta x} \cdot \Delta_x \cdot \frac{I}{S}$ $S = 1 \text{ cm}^2$
$^{12}_6\text{C}$	95	5,7	6	6	34	2,2	50	627
$^{39}_{18}\text{Ar}$	75	8,2	4,7	69	565	15	50	6 150
$^{83}_{36}\text{Kr}$	45	17,1	2,8	463	7 920	46	30	23 600
$^{131}_{54}\text{Xe}$	25	11,4	1,6	1 820	20 700	73	20	16 600
$^{197}_{79}\text{Au}$	12	5,7	0,8	7 800	44 500	98	20	11 200
$^{238}_{92}\text{U}$	8	4,8	0,5	16 900	81 100	89	10	4 300
C	4	5,7	0,25	144	820	7,7	10	440
Ar	4	8,2	0,25	1 300	10 700	2,1	10	1 720
Kr	4	7,4	0,25	5 100	38 300	33	10	2 400
Xe	4	8,2	0,25	11 700	95 900	42	10	3 400
Au	4	3,6	0,25	25 000	90 000	53	10	1 900
U	4	2,2	0,25	33 900	74 600	58	10	1 280
p	1	6 000 (1mA)	1	1	6 000	0,6	10	36 000

Tableau V - Dommage par irradiation. Les colonnes E_z/A , E_1/A , I sont reprises du tableau I. Dans la colonne $Z_1^2/E/A$, on donne un nombre proportionnel au déplacement d'atomes par unité de densité de courant, tandis que la colonne suivante $Z_1^2/E/A \cdot \frac{I}{S}$ multiplie ce nombre par la densité de courant obtenue avec le courant de la colonne I_{incident} en supposant la surface égale à 1 cm^2 . Les deux dernières colonnes sont obtenues de la même manière et représentent l'énergie absorbée dans la feuille par unité de courant et en multipliant, comme précédemment, ce nombre par la densité du courant.

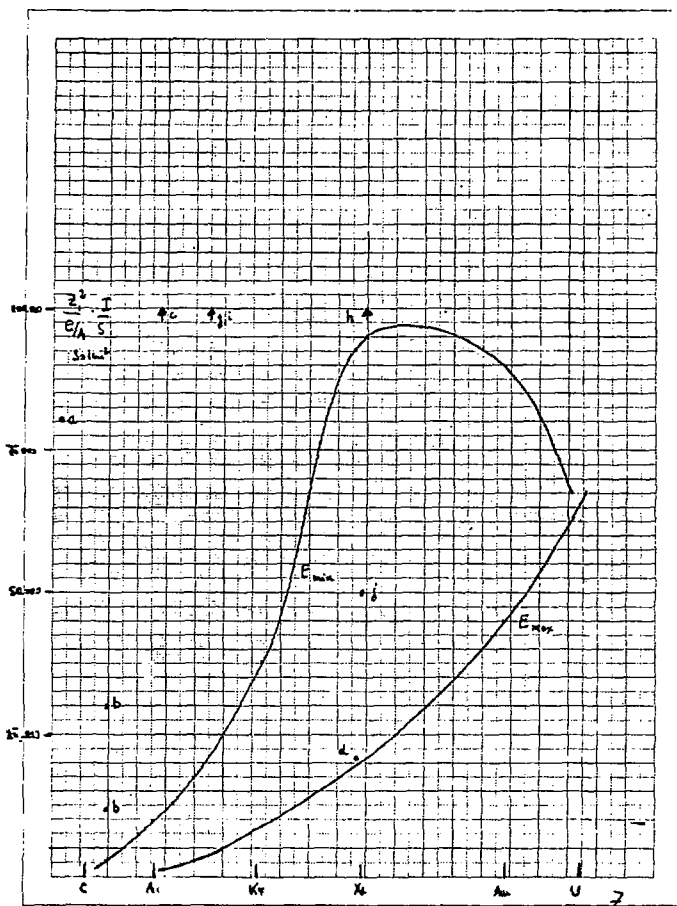


Figure 14 - Nombre d'atomes déplacés (en unités arbitraires) en fonction du numéro atomique calculé pour des exemples présentés dans les tableaux I et V et correspondant aux normes GANIL. Les points représentent des valeurs expérimentales.

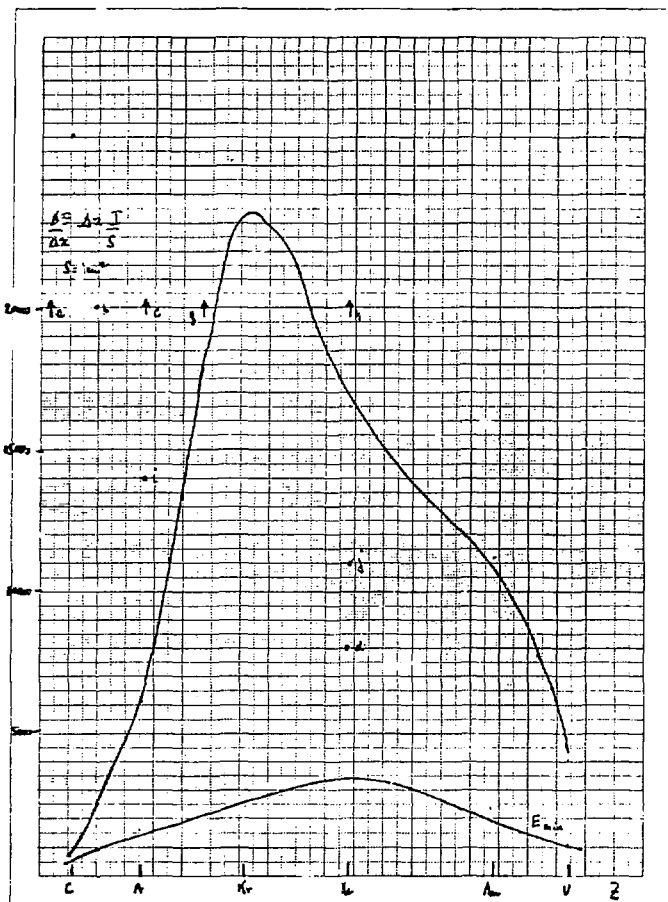


Figure 15 - Energie absorbée dans la feuille, calculée en fonction du numéro atomique pour les exemples présentés dans les tableaux I et V et correspondant aux normes GANIL. Les points représentent des valeurs expérimentales.

CHAPITRE VI

HYPOTHESE DE L'ÉPAISSISSEMENT DES FEUILLES

SOUS LE BOMBARDEMENT

J. L. Yntema³⁸ et D. S. Whitnell et al.^{39, 40} relient la vie moyenne des feuilles irradiées à un épaissement consécutif à la migration de carbone du bord de la feuille vers la zone bombardée. Ce genre de processus a été observé dans le graphite des réacteurs. Par le biais de l'augmentation de la diffusion angulaire et de la dispersion d'énergie, l'épaississement amène une diminution de l'intensité transmise, celle-ci pouvant mener au rejet de la feuille. Ce phénomène, lié au dommage par irradiation, se superpose à l'effet du dépôt dû au cracking dans le gaz résiduel. Dans une expérience avec un vide inapproprié les deux effets ne peuvent pas être séparés.

Cette question a été longuement discutée et controversée. Afin de rester objectifs, nous joignons en annexe à ce chapitre de larges extraits des articles de ces auteurs. En fait, le phénomène n'est pas établi de façon certaine, bien que dans une contribution plus récente⁴¹, J. L. Yntema réaffirme "l'épaississement est dû au vide, aux particules entraînées par le faisceau, à la cristallisation du carbone suite à l'échauffement et au phénomène de recuit". D'un autre côté H. Andrews et al.⁴² à Chalk River ont fait une expérience remarquable qui conclue précisément qu'il n'y a pas d'épaississement. Ces auteurs ont utilisé une feuille de ^{13}C comme stripper. Les ions incidents étaient de l'Iode à 60 MeV (0,5 MeV/A). Cette feuille était ensuite reprise dans un autre dispositif expérimental où elle est bombardée par un faisceau de deutérium de 1 à 2 MeV. A l'aide de réactions nucléaires $^{13}\text{C}(\text{dp})\text{st } ^{12}\text{C}(\text{dp})$ ils montrent que l'épaississement dans la zone bombardée est dû uniquement à un apport de ^{12}C . Il n'y a donc pas de migration. De même le travail de Los Alamos cité par J. L. Yntema aurait été refait et là aussi il n'est pas sûr qu'un épaissement ait été observé. Enfin il faut citer le travail de P. D. Dumont⁴³ où des feuilles de C étaient bombardées avec des ions N de 1 à 2 MeV. Ces

auteurs ont également mesuré l'épaississement à l'aide de réactions nucléaires et montrent qu'il n'y en a pas si la qualité du vide est améliorée jusqu'à une valeur de 10^{-6} Torr.

En conclusion, on peut dire aujourd'hui sur cette question, que :

- la vie moyenne des feuilles est liée à l'épaississement des feuilles
- celui-ci est dû en premier lieu au cracking dans le vide résiduel
- si on améliore ce dernier jusqu'à l'ultra-vide, un épaississement subsisterait selon J. L. Yntema et D. S. Whitmell et al. ou disparaîtrait selon H. Andrews et P. D. Dumont
- on peut augmenter la vie de la feuille (d'un facteur 2 à 3) en la chauffant ou en déplaçant le faisceau sur celle-ci.

Extraits des articles de J. L. Yntema et de D. S. Whitmell et al.

J. L. Yntema ³⁸

Un avantage évident à utiliser des strippers à feuille de carbone est la valeur bien plus élevée de q/Z qui peut être obtenue. Pour des ions lourds $Z > 16$, la vie moyenne des feuilles de carbone est très courte. Elle est approximativement inversement proportionnelle à la densité de courant. Une valeur typique de la vie moyenne pour une feuille de $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, bombardée par 4 MeV de Ni^+ , avec une densité de courant de $1 \mu\text{A}/\text{mm}^2$, est de 15 secondes.

En vue de trouver des voies pour augmenter la vie moyenne, il est convenable de faire certaines hypothèses sur les processus intervenant lorsqu'une feuille est bombardée par des ions très lourds.

a) Il y aura un sputtering qui va diminuer l'épaisseur de la feuille. Pour une feuille bombardée dans les conditions indiquées ci-dessus, si le sputtering est le processus prédominant, la vie moyenne, probablement, excédera 10 heures.

b) A cause de la perte d'énergie et du stripping des électrons, il y aura une température et des gradients de champ électrique plutôt élevés au bord du faisceau.

c) Des effets électrostatiques prononcés apparaîtront. Si on arrête le faisceau de Ni^+ sur une pièce de quartz à quelques cm en aval de la feuille, les forces électrostatiques détruisent la feuille presque instantanément. Si une couche mince d'Or est évaporée sur le quartz, de telles explosions n'apparaissent pas.

d) L'augmentation de température sur le spot du faisceau produira des changements de structure dans la feuille tout en préservant son caractère amorphe.

Des microphotographies électroniques de feuilles qui ont été bombardées avec des faisceaux d'ions lourds de faible densité pour des périodes relativement courtes, montrent des changements de structure. Une certaine graphitisation a été observée et il y a une caractéristique marquée de dommage par irradiation. Comme il est bien connu que le dommage par irradiation dans le graphite peut être guéri en chauffant le matériel, il semble raisonnable de supposer que si le dommage par irradiation est la raison principale de destruction des feuilles, la vie moyenne peut être augmentée en chauffant les feuilles. Une telle augmentation de vie est observée expérimentalement. Si la feuille est chauffée, on observe après un bombardement de quelques minutes, un changement rapide dans la feuille. Elle est légèrement froissée à l'installation et, après 7 minutes de bombardement, elle devient subitement tendue et déchire près du bord du support de feuille.

Il est bien connu que l'épaisseur des feuilles à l'impact du faisceau, augmente avec le temps. Cette augmentation d'épaisseur a été attribuée au dépôt de carbone suite au cracking des vapeurs d'hydrocarbures dans le vide. Il est certain que cet effet contribue à l'épaississement des feuilles, si elles sont bombardées par des faisceaux d'ions lourds à la température ambiante avec des faibles densités de courant, mais c'est tout au plus une contribution mineure à l'épaississement observé avec des densités de courant d'ions lourds élevées.

Au cours d'expériences à Los Alamos, des feuilles de nickel ont été bombardées par des ions lourds et un épaississement a été observé. Cet épaississement était dû à un "build-up" local de nickel et non pas de carbone.

Dans la feuille, au cours du bombardement, on produit des températures très élevées et un champ électrique près du bord de l'impact du faisceau. Typiquement le courant à travers la feuille est du même ordre de grandeur que le courant incident donnant des densités de courant très élevées dans la feuille. La température au centre de l'impact du faisceau est de 100° environ au-dessus de celle des zones non bombardées. Dans ces conditions, les atomes de carbone fortement polarisés à la surface de la feuille migrent vers la zone du faisceau. Avec la feuille chauffée, cette migration apparaît devoir devenir la raison majeure de la destruction des feuilles. Il semble possible de diminuer le champ électrique en évaporant une fine couche métallique sur les feuilles. L'effet de ces couches est une augmentation de la vie de 50 % environ. Evidemment une telle couche va augmenter la diffusion angulaire et le straggling d'énergie. Une diminution du gradient de température peut être obtenue en utilisant des feuilles plus minces.

Le moyen le plus efficace pour éviter une augmentation de l'épaisseur de la feuille semble être un mouvement lent de la feuille de stripping pendant le bombardement. Un tel mouvement avec environ un tour par minute sur un diamètre de 5 mm avec le faisceau de Ni^{+4} 4 MeV, augmente la vie moyenne par un facteur 5.

La structure de la feuille de carbone amorphe à des températures plus élevées change d'une façon significative. En particulier la feuille tend à montrer un degré élevé de graphitisation. Lorsque l'on utilise des feuilles à la température ambiante après un recuit dans le vide au cours de plusieurs heures à 1000° , on ne voit aucun changement de la vie par rapport à des feuilles non recuites. L'utilisation de feuilles de différentes origines donne approximativement le même résultat, sauf si l'échantillon est de façon évidente non uniforme ou endommagé, ainsi qu'on peut l'observer par une inspection visuelle. Ces résultats tendent à montrer que la structure ou le processus de fabrication, à ce point là, n'est pas un facteur prédominant dans les expériences de vies moyennes. Le groupe de Los Alamos a eu certains succès à augmenter la vie des feuilles en les éclairant avec une lampe au xénon. Pour des raisons qui ne sont pas comprises, la migration des atomes de carbone semble alors

être interdite. La possibilité que la microstructure des feuilles soit reliée à sa vie ne peut pas être exclue, mais il semble improbable que la microstructure appropriée puisse être trouvée par une recherche au hasard.

Au cours de quelques expériences, nous avons bombardé des feuilles de carbone de $5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ avec des ions 1^+ de 3 MeV et $1 \mu\text{A}/\text{mm}^2$. La vie observée au cours de ces expériences est essentiellement la même que pour le faisceau de 3 MeV Ni^+ avec la même densité de particules et la même température dans la feuille. Sur la base de ces informations limitées, il semble donc qu'il n'y ait pas de différence prononcée dans la vie moyenne pour des noyaux avec $Z > 16$. Les expériences à Argonne (ANL) ont été faites avec le faisceau d'ions lourds du Dynamitron de 4 MeV.

L'accélérateur tandem de Chalk River utilise maintenant des feuilles non chauffées avec une épaisseur de $2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Ceci d'une manière évidente améliore la transmission de même que la qualité du faisceau. Les feuilles sont recouvertes d'une mince solution de Zapon quand elles sont encore sur le support et sont séchées dans la position verticale durant plusieurs heures. Les feuilles sont alors montées de la manière habituelle dans le changeur de feuilles. Le Zapon évaporerait en un temps très court dès qu'il sera exposé au faisceau. Pour des feuilles de $2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Gallant et Alexander rapportent des vies moyennes de 10 heures pour $1 \mu\text{A } ^{16}\text{O}^-$ injecté dans l'accélérateur tandem et une vie moyenne de 15 minutes pour $1.5 \mu\text{A } \text{Br}^-$ injecté dans le tandem MP.

Un changeur de feuilles, appelé à être utilisé dans le tandem FN de ANL comprendra un système de chauffage et de mouvement. Si un tel dispositif fonctionne de façon satisfaisante avec une charge adéquate des feuilles, on obtiendra de façon évidente une augmentation de la gamme des ions que l'on peut obtenir dans les accélérateurs tandem.

D. S. Whitmell, B.H. Armitage, D.R. Porter et A. T. G.
Ferguson³⁹.

1. Introduction.

Il est bien établi qu'en accélérant des ions lourds dans un générateur tandem, des états de charge moyens plus élevés peuvent être obtenus à partir de strippers solides qu'avec des strippers gazeux. Leur utilisation est préférable pour augmenter la production de faisceaux de haute énergie d'ions lourds. Tandis que pour des ions légers, tels que hydrogène ou hélium, la vie des feuilles est assez longue ; elle devient intolérablement courte lorsque des ions plus lourds, tels que le fer, sont accélérés. J. L. Yntema a trouvé que la vie moyenne de feuilles bombardées avec 4 MeV Ni peut être considérablement augmentée en maintenant les feuilles à une température élevée. Ce papier résume la première phase d'une étude systématique des causes de cette vie courte et des moyens de l'augmenter. La plus grande partie de ce travail a été faite en utilisant le faisceau de 4,8 MeV d'argon provenant du Van de Graaff 6 MeV.

Un grand nombre de feuilles du tandem de 14 MeV de Harwell, bombardées avec divers ions, a été étudié à l'aide de techniques de microscope électronique.

2. Expériences avec le faisceau d'argon de 4,8 MeV.

2.1. Techniques expérimentales.

La ligne de faisceau utilisée au cours de ce travail est montrée dans la figure 16.1. Un fil oscillant permettait un monitoring permanent du faisceau incident. Une cage de Faraday très longue mesurait le faisceau transmis. La feuille était entourée d'un four qui pouvait produire des températures dans la région de 600° C. En utilisant les quadrupoles, la densité du faisceau sur la feuille pouvait être changée à volonté. L'observation de base a été d'enregistrer le courant transmis en fonction du temps. Quelques exemples de cette sorte sont donnés sur la figure 16.2. Dans tous les cas il y a immédiatement une décroissance linéaire en fonction du temps. Parfois elle est suivie par une augmentation rapide lorsqu'il y a rupture de feuille. Définissons la "vie moyenne" de la feuille, soit comme le temps que met le cou-

rant pour diminuer de moitié soit par le temps après lequel la feuille est détruite. Il est clair que la vie moyenne diminue rapidement lorsque la densité de faisceau augmente.

2.2. Dépôt de carbone.

La diminution lente de l'intensité du courant transmis est due à l'épaississement de la feuille suite au dépôt de carbone. Ceci a été vérifié en observant les feuilles avec un microscope électronique stéréoscopique. Le dépôt de carbone est plutôt non uniforme, ayant l'apparence de "dunes de sable". Une relation exacte entre la densité de courant et le taux de dépôt de carbone est difficile à déterminer à partir de ces expériences à cause de l'effet d'échauffement dû au faisceau. Pour les densités de courant les plus faibles, lorsque l'échauffement était négligeable, le taux de dépôt de carbone a pu être réduit énormément, d'un facteur jusqu'à 4, en augmentant la température du four à 600° C. Pour les densités de courant moyennes et élevées, aucun effet sur le taux de dépôt de carbone n'a été observé lorsque le four était chauffé à 600° C. En prenant la valeur raisonnable de 10 % pour l'émissivité de la feuille, des calculs indiquent que dans ces conditions le chauffage de la feuille dû au faisceau est prédominant et que l'effet du four ne peut être que négligeable. L'effet de la température du four et de la densité sur la vie moyenne est montré sur la figure 16.3.

2.3. Rupture de feuille.

La vie moyenne relativement à la rupture est également en relation directe avec la densité du courant ainsi que le montre la figure 16.4 où le temps pour doubler d'épaisseur et le temps pour la rupture sont montrés. Pour des courants élevés la rupture intervient à la limite de la surface irradiée. Ceci est dû certainement à la contraction de la partie irradiée de la feuille suite au dommage par irradiation. En combinant les données de ces expériences avec les données pour d'autres ions au générateur tandem, le nombre de déplacements de chaque atome de carbone pendant la durée de la vie de la feuille a été calculé. Cette quantité semble être située entre 0,15 et 0,3 indépendamment de l'ion bombardant. Pour le graphite en bloc, le ré-

trécissement du graphite suite à l'irradiation dans un réacteur est bien établi. Un certain nombre de feuilles a été examiné par diffraction électronique. Ceci donne des images correspondant à une mosaïque de domaines de faibles dimensions où les liaisons carbone - carbone sont en partie du type graphite et en partie du type diamant. Après irradiation, les images montrent d'une façon plus nette une cristallisation ainsi que certaines modifications de dimensions.

Nous ne nous sommes pas attendus a priori à une influence significative du chauffage à 600°C sur les effets du dommage par irradiation. Cependant pour les faibles densités de courant il y a une indication que la vie moyenne relativement à la rupture augmente de 1 heure à la température ambiante à environ 2 heures avec le four à 600°C . Une dernière série de mesures avec le four à 900°C donne une augmentation de 3 heures avec une vie de feuille atteignant exceptionnellement 5,5 heures.

3. Examen des feuilles de stripper avant et après irradiation dans l'accélérateur tandem.

L'accélérateur tandem a une tension terminale de 7 MV et produit des faisceaux d'ions dont hélium, oxygène et fer.

Des feuilles ont été examinées avant et après l'utilisation dans l'accélérateur tandem. Avant l'utilisation, les feuilles étaient uniformes d'apparence, relativement transparentes et plus ou moins lâches dans leur support. Un examen au microscope électronique montrait que généralement ces feuilles étaient sans structure, libres de tout dépôt en surface et sans rides. Des dépôts en surface, dont nous pensons qu'ils consistent en particules de carbone extérieur et en détergent pris au moment du floating, variables en quantité et en dimensions, occupaient une très faible fraction de la surface totale de la feuille. Les feuilles étaient généralement plates, mais en certains cas on pouvait voir des structures en forme de terrasses ou d'ondulations.

Après les avoir enlevées de l'accélérateur, nous avons observé que les feuilles avaient rétrécies et parfois étaient fendues ou séparées du support et que la partie irradiée était souvent noircie. Les feuilles irradiées avec des ions d'hélium dans l'accélérateur tandem montraient de très faibles

changements dans la microstructure, sauf qu'elles avaient épaissies suite au dépôt de carbone dû au cracking des hydrocarbures. Ce dépôt apparaît localement comme des pièces rapportées et donnait une surface ressemblant à des dunes de sable.

L'effet du bombardement par des ions lourds dans l'accélérateur tandem était plus marqué. Nous avons trouvé une plus grande proportion de feuilles fendues après les avoir enlevées de l'accélérateur. Après bombardement par un ion quelconque, tel que oxygène, fluor, aluminium, fer ou nickel, des trous d'un diamètre de 10 nm à 25 nm ont été observés. Certains de ces trous traversaient la feuille et étaient bordés d'un anneau de carbone déposé ayant typiquement 8 nm de largeur et 60 nm de diamètre. Dans d'autres régions de la feuille, les trous ne pénétraient pas complètement à travers la feuille. Cependant la porosité de la feuille qui en résultait était habituellement faible, de l'ordre de 1 %, sauf cas exceptionnel. Un examen des déchirures des feuilles, suite à l'irradiation, montrait que celles-ci ne relient pas les trous entre eux.

Après le bombardement, les feuilles avaient généralement une épaisseur de 40 à 50 nm, dépendant des conditions d'irradiation. Cependant des épaisseurs jusqu'à 70 nm ont été mesurées localement lorsque les conditions d'hydrocarbures étaient plus sévères. Des fluctuations significatives de l'épaisseur des feuilles avant et après irradiation ont également été observées, avec une valeur moyenne de 30 ± 10 nm.

La raison des trous dans les feuilles après utilisation dans le tandem reste obscure. Il est improbable qu'ils soient causés par les ions lourds de haute énergie. Notre propre observation de l'effet d'ions argon de 4,8 MeV et d'ions d'oxygène de 24 MeV ne montrait pas ce phénomène. De même aucun trou n'a été vu dans les feuilles bombardées par des ions de magnésium de 25 MeV provenant du Hilac de Manchester. Une possibilité est que, dans le tandem, des ions lourds de faible énergie aient été diffusés à partir de la surface d'un diaphragme situé à proximité et qu'il y ait une oxydation catalytique possible dans le gaz résiduel qui certainement contient de l'oxygène.

4. Travaux futurs.

D'autres travaux avec l'argon et avec d'autres ions lourds vont être conduits dans un environnement ultra-vide. Un spectromètre de masse en ligne permettra de mesurer la contenance en hydrocarbures du vide. Le four a été prévu pour aller à 1200°C . Ceci permettra, non seulement d'étudier les effets de températures plus élevées sur la rupture, mais aussi permettra d'étudier le dépôt de carbone comme une fonction de la densité de courant à une température constante de la feuille.

5. Conclusions.

La vie moyenne des feuilles de stripper en carbone, bombardées par des ions lourds, est limitée à la fois par le dépôt d'hydrocarbures et par des ruptures dues au dommage par irradiation. Il a été montré que la vie des feuilles peut être augmentée par un ordre de grandeur au maximum en combinant une faible densité d'ions et le chauffage.

Dans la discussion, A. T. G. Ferguson a encore donné plusieurs renseignements supplémentaires. Ainsi :

Question de Bethge : Quel est l'effet d'échauffement des faisceaux sur la feuille ?

Réponse : Les feuilles avaient une épaisseur de $0,5 \mu\text{g}/\text{mm}^2$. En supposant une émissivité autour de 10 % avec une densité de $1 \mu\text{A}/\text{mm}^2$, nous prévoyons une température autour de 1200°C . Il est à peu près impossible de mesurer la température de la feuille tant qu'elle est transparente. Aussi l'émissivité varie de feuille en feuille à cause de plissements de celles-ci.

Question de Bethge : A l'accélérateur de Darmstadt, les feuilles peuvent redroidir entre les impulsions et il y aura une faible augmentation de température au dessus du niveau moyen. Est-ce que ces "collines" de vos feuilles peuvent être dues à des cloques ?

Réponse : Nous avons diffusé des protons et des alphas sur les feuilles et nous avons trouvé que leur masse et leur épaisseur sont consistantes. Naturellement, les faisceaux de protons et d'alphas ne peuvent que mesurer des épaisseurs moyennes puisqu'ils n'ont pas la résolution spatiale du microscope électronique.

Question de Henkel : Nous avons étudié environ 500 feuilles à Los Alamos avec un appareil semblable en faisant varier l'énergie, le matériau des feuilles et l'ion. Nos résultats sont en accord avec ceux de Ferguson sauf que nous trouvons que la densité du courant que multiplie le temps est indépendante de la dimension du faisceau. Les taux d'épaississements des feuilles apparaissent être indépendants de la pression résiduelle. L'épaississement tel qu'il est mesuré par la diffusion vers l'avant dans un détecteur semi-conducteur apparaît à moins de 25 μ m du bord du faisceau. Avec une feuille de carbone le matériau qui épaisse est le carbone, avec une feuille de nickel le matériau qui épaisse est le nickel. Peut-être y a-t-il une migration d'atomes à l'intérieur de la feuille.

Question de Allen : Est-ce que le carbone est un bon conducteur ? Est-ce qu'il y a une force électrostatique sur les feuilles ?

Réponse : La cavité dans laquelle la feuille est placée est très grande et l'effet électrostatique doit être faible.

Question de Henkel : J'ai vu des feuilles ayant une forme en demi-sphère qui deviennent incandescentes et qui brûlent comme s'il y avait un effet de répulsion coulombien. Nous avons délibérément comparé des feuilles de nickel et de carbone parce que la conductivité thermique et électrique du nickel semblait meilleure que pour le carbone. En fait la vie moyenne était 200 fois plus faible pour le nickel pour la même perte d'énergie.

Question de Howe : Avez-vous utilisé une pompe cryogénique pour enlever les hydrocarbures ?

Réponse : Nous l'installons.

Question de Titterton : Est-ce qu'un travail a été fait pour faire bouger les feuilles ?

Réponse de Henkel : Oui. La vie moyenne augmente linéairement avec la surface bombardée. Une feuille en forme de ruban continu réglerait tous nos problèmes.

Commentaire de Langsdorf : Yntema a fait un travail du même genre. Il pense que l'effet provient d'une migration d'ions et non du carbone dans le vide. Yntema pense qu'il y a un : température optimum autour de 600° C. Il a aussi

trouvé que de faire bouger les feuilles aidait. Dans une expérience il fermait les fentes pour diminuer le faisceau et il a trouvé une vie moyenne plus courte pour la feuille, ainsi la distribution du faisceau doit jouer un rôle important.

Intervention de Wegner : Le graphite pyrolythique augmente son volume d'un facteur quatre suite à l'irradiation par des neutrons. Il n'est pas évident quelle forme prend le graphite dans les feuilles de stripping. Ceci doit dépendre de la méthode de préparation. Est-ce que vous utilisez un arc ou une évaporation au faisceau électronique en préparant vos feuilles ? Avez-vous pensé à chauffer vos feuilles avec un faisceau infrarouge laser ?

Réponse : Nous avons fait des mesures optiques de la transmission des feuilles et nous avons trouvé que l'absorption n'est pas grande et qu'une grande quantité de puissance serait nécessaire.

Question de Assimakopoulos : Avez-vous utilisé des feuilles sur Formvar ?

Réponse : Non, mais nous avons essayé de monter des feuilles sur une grille de fibres de carbone et ceci sans succès.

Question de Assimakopoulos : Une pompe cryogénique devant la feuille aiderait à diminuer la pression et aussi à absorber le gaz provenant de la surface de la feuille.

Hilscher : Quelqu'un a-t-il mesuré le straggling d'énergie dans les feuilles ?

Réponse : Nous pensons faire un tel travail en utilisant un spectromètre magnétique.

Commentaire de MacDonald : Nous avons utilisé du nitrate de cellulose comme support pour des feuilles de $0,02 \mu\text{g}/\text{mm}^2$. Nous avons examiné des feuilles plus épaisses qui ont été bombardées avec des ions lourds et nous avons trouvé une ondulation dans la région de la feuille où le faisceau avait passé. Ceci peut être dû à un changement de structure cristalline.

Les mêmes auteurs ont fait paraître par la suite de nouveaux résultats⁴⁰ dont nous donnons un extrait :

... Le rapport précédent étudiait les vies moyennes des feuilles de carbone bombardées avec 4,8 MeV d'Ar provenant de l'accélérateur Van de Graaff. Ces mesures étaient faites dans un système de vide à une pression

de 10^{-5} Torr et nous n'essayions pas de contrôler ou de mesurer l'environnement dans lequel les feuilles bombardées étaient susceptibles d'un épaissement continu dû au dépôt de carbone.

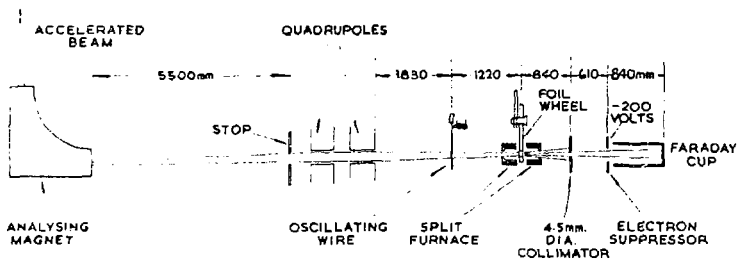
Un système nouveau d'ultra-vide a été construit dans lequel des solénoïdes pouvaient être chauffés à $1\ 000^{\circ}\text{C}$ et où les hydrocarbures ou autres gaz ou vapeurs pouvaient être contrôlés. Les feuilles de strippers ont été introduites dans le système à ultra-vide ($\sim 10^{-9}$ Torr) à travers des sas vidés séparément. Le système de mesure de faisceaux à fils oscillants permettait de mesurer le faisceau incident et le faisceau diffusé à travers la feuille. La dimension du faisceau de 4,8 MeV d'Ar sur la feuille de carbone pouvait être contrôlée par les lentilles quadripolaires. Le courant transmis était mesuré dans une grande cage de Faraday. Le rapport entre le courant transmis et le courant observé sur le fil oscillant aval a été enregistré en fonction du temps. De même que dans le travail précédent, la vie de la feuille est définie comme le temps nécessaire pour que le courant diminue de moitié de sa valeur initiale, ou que la feuille se déchire.

Dans le travail précédent la diminution lente du courant transmis était supposée due à l'épaississement de la feuille par dépôt de carbone. Cette fois-ci c'est la rupture qui était la cause prédominante de la mort des feuilles. Ainsi qu'il était supposé, la baisse du courant transmis a considérablement diminué dans l'environnement à ultra-vide. Dans les mesures présentes les ruptures de feuilles étaient dues principalement à une contraction due à l'irradiation.

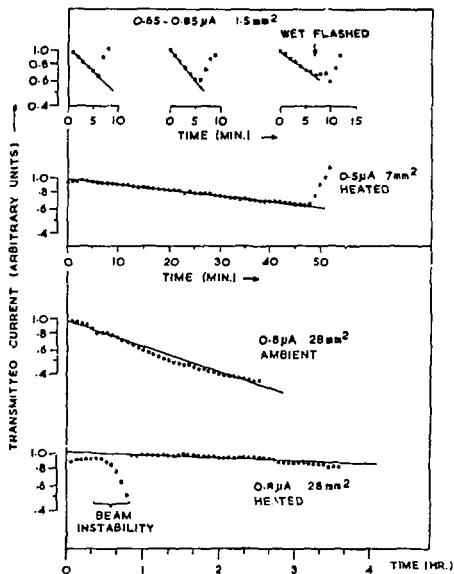
Les mesures au spectromètre de masse montraient qu'il y avait une pression partielle inférieure à 10^{-10} Torr associée à des hydrocarbures lourds dans le système à proximité de la feuille. Pendant le pompage et les premières étapes du bombardement un dégagement d'eau et d'oxyde de carbone a eu lieu. Cependant la pression dans le système du vide restait en dessous de $5 \cdot 10^{-8}$ Torr pendant toute la durée de l'irradiation et était habituellement autour de $2 \cdot 10^{-9}$ Torr lorsque le four était coupé. Le spectromètre de masse indiquait de l'hydrogène, de la vapeur d'eau, du méthane, de l'oxyde de carbone avec des traces d'éthylène et d'hydrocarbures similaires.

Dans les premières mesures avec le système de vide conventionnel, chauffant jusqu'à 900°C , on a trouvé que le chauffage n'avait aucun effet significatif sur la vie de la feuille. Une plus grande évidence pour ce résultat a été obtenue dans les dernières mesures à des températures à 600°C et à $1\ 000^{\circ}\text{C}$ avec un faisceau incident de $0,4$ à $0,65\ \mu\text{A}$ défocalisé à $20\ \text{mm}^2$.

Comme alternative à la défocalisation du faisceau et à l'échauffement de la feuille, l'effet de déplacer le spot sur la feuille a été étudié. Avec une déflexion magnétique appropriée du faisceau, nous avons fait en sorte qu'un faisceau entre $0,5$ et $0,65\ \mu\text{A}$ de $7\ \text{mm}^2$ environ pouvait suivre un chemin circulaire de diamètre extérieur de $6\ \text{mm}$ à une fréquence de $0,3\ \text{Hz}$. L'effet du mouvement du faisceau a été d'augmenter la vie utile de la feuille entre 50 et 85 minutes. Ce résultat est moins satisfaisant que l'on pouvait espérer sur la base d'une vie moyenne qui augmenterait dans le rapport de la surface balayée à la surface du faisceau mobile (4 à 1)

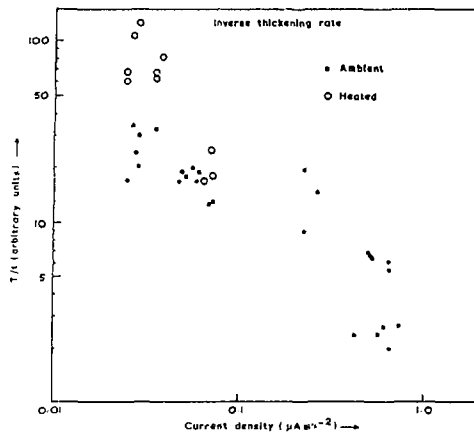


16.1 The experimental arrangement for the bombardment of foils in the 6 MeV Van de Graaff accelerator.

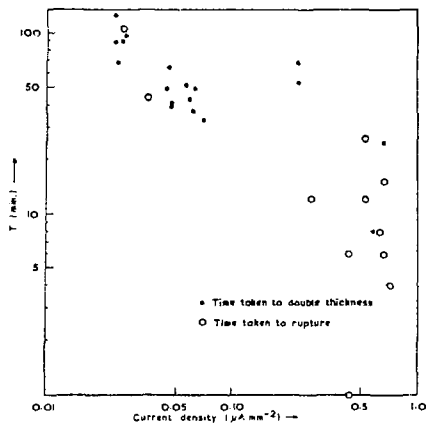


16.2 The current transmitted through the foil as a function of time.

Figure 16 - Figures extraites de l'article de D.S. Whitnell et all. (réf. 39)



16.3 The variation of thickening rate with current density plotted as the reciprocal of the thickening rate.



16.4 The variation of foil lifetime with current density.

Figure 10 - Figures extraites de l'article de D. S. Whitmell et al. (réf. 39)

CHAPITRE VII

TRAVAIL EXPERIMENTAL EFFECTUE AU CRN

SUR LA VIE DES FEUILLES

En remarque préliminaire nous dirons que les expériences faites donnent lieu à des observations variées, dont on ne peut tirer pour l'instant que des conclusions hasardeuses. Il est quand même intéressant de relier ces expériences.

a) Nous avons bombardé avec un faisceau de He^4 à 2 MeV, des feuilles de $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Le faisceau avait une section de 3 mm^2 et une intensité de 50 à $100 \mu\text{A}$ particules. La durée de bombardement était de 30 à 60 minutes.

La relation $Z^2/E/A$ nous indique que ce faisceau est équivalent à $0,05 \mu\text{A}$ particules en U, c'est à dire 10 fois moins que la norme GANIL.

Le produit perte d'énergie \times densité de courant $\frac{dE}{dx} \cdot \Delta x \cdot \frac{I}{S}$ est considérable.

Cette expérience assez brutale nous a montré que des feuilles supportaient bien ces contraintes. Une observation au microscope électronique met en évidence le dépôt de carbone et de nombreux trous de $0,1 \mu\text{m}$ environ dans celui-ci.

b) Nous avons bombardé des feuilles de $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ avec des ions Ne^{++} à 10 MeV d'énergie avec une intensité $0,3 \mu\text{A}$. La feuille était placée en amont de l'aimant d'analyse de l'accélérateur de 5 MV, tandis que le détecteur servait à analyser le faisceau après stripping. Nous avons très bien observé les différentes composantes du faisceau. Cette méthode était déjà plus quantitative que celle utilisée au cours de l'expérience a). Nous avons pu bombarder une feuille pendant 4 heures sans observer de variation dans l'intensité de la composante 7^+ . On a pu évaluer que pendant cette durée, la feuille de $25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ s'épaississait de 5 à $7 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, probablement suite au dépôt dû au cracking.

Après exposition, nous avons observé les feuilles à la loupe, au microscope optique et au microscope électronique. A la loupe on voit que la partie bombardée est froissée et tendue. Le microscope optique met en évidence l'amorce de déchirure au bord de l'impact du faisceau et au microscope électronique on ne voit aucun des trous relatés au de cours de l'expérience a). Nous en concluons que ceux-ci étaient dûs à l'arrachement de particules dans la couche de cracking suite à un sputtering provenant du diaphragme voisin sur lequel l'intensité du faisceau et l'échauffement était considérable.

Le produit $Z^2/E/A \cdot \frac{I}{S}$ ainsi que la perte d'énergie calculée dans ce cas, indiquent que cette expérience est moins sévère que la précédente.

c) Dans de meilleures conditions expérimentales nous avons bombardé des feuilles de $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ par des faisceaux de Ne^{++} et A^{++} de 0 à 8 MeV et des intensités inférieures $0,5 \mu\text{A}$ particules dans 3mm^2 . Ce travail était un banc d'essai pour les expériences ultérieures. La vie des feuilles est supérieure à 4 heures.

d) Bombardement de feuilles par un faisceau d'iode de 110 MeV ($0,7 \text{MeV}/\text{A}$). Au cours de cette expérience nous pouvions observer les états de charge du faisceau après stripping à l'aide de l'aimant d'aiguillage. Des problèmes liés à la focalisation, aux cages de Faraday et de façon générale à la géométrie de l'expérience, nous font rejeter les résultats quantitatifs. Si l'on veut néanmoins donner un chiffre pour une intensité incidente de $0,03 \mu\text{A}$ particules, l'intensité de l'état de charge moyen diminue de moitié en 30 minutes.

e) Enfin au cours des expériences de diffusion angulaire et de dispersion d'énergie le faisceau était beaucoup plus faible encore, $10^{-5} \mu\text{A}$ particules en Au, I ou Ni, mais avec une dimension plus réduite conduisant à une densité de courant de $0,01 \cdot 10^{12} \text{pps}/\text{cm}^2$. Cette fois-ci, au cours de bombardements pouvant atteindre plusieurs heures, nous n'avons mesuré aucun

épaississement qui se serait traduit par une variation mesurable de $\theta_{1/2}$ ou de ΔE . Par contre on observait à l'oeil un dépôt de carbone et un changement d'aspect de l'endroit bombardé.

f) Des observations indirectes ont été faites à l'aide des feuilles au terminal du MP. Les énergies sont alors très éloignées des énergies GANIL, et la dispersion angulaire est beaucoup plus grande. La vie d'une feuille de $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ est très courte, la vie d'une feuille de $2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ est plus importante. Nous avons noté une variation rapide de l'intensité après analyse au cours des premières minutes du bombardement. Après quelques minutes le faisceau se stabilisait aux alentours de 1/10 de la valeur initiale et restait identique pendant 1 heure. Le vide étant de 10^{-7} Torr, nous pensions ainsi observer le phénomène d'épaississement de la feuille, qui se stabilise après les premières minutes d'exposition. Pendant le temps qui suit, la feuille continue à rester valable avec une épaisseur plus grande. Les difficultés expérimentales sont telles qu'il faut prendre cette conclusion avec beaucoup de réserve.

Enfin, nous allons tenter une synthèse des cas observés dans l'esprit de la conclusion du chapitre V.

Rappelons simplement que si le dommage par irradiation était dû au seul déplacement d'atomes (Chap. V - 2), la vie moyenne serait proportionnelle au nombre d'atomes déplacés par unité de surface, c'est à dire à une quantité représentée par la valeur de $\frac{Z^2}{E/A} \times \frac{I}{S}$. Par contre si le phénomène prédominant est celui des "fission spikes", on prendrait en considération l'énergie absorbée dans la feuille (Chap. V - 3). Le tableau VI montre ces quantités pour les observations indiquées plus haut. Sauf pour le cas e), les vies moyennes sont de l'ordre de l'heure ce qui évite de normaliser par rapport à la durée de vie. Dans les cas e), aucune altération de la cible n'a été observée au cours de bombardements ayant atteint la dizaine d'heures. Pour la comparaison, nous avons indiqué dans la colonne densité de courant, une valeur 10 fois supérieure au courant effectivement utilisé lors des expé-

riences. Sur le tableau nous avons enfin ajouté des exemples cités par d'autres auteurs.

Ces résultats ont été reportés sur les figures 14 et 15 et l'on voit que, si les normes GANIL ne sont pas atteintes, les exemples cités sont néanmoins assez sévères.

Pour conclure cette analyse, on dira :

- aucune expérience à ce jour ne permet de dire qu'un faisceau correspondant à la norme GANIL ne détruira pas la feuille de stripping en un temps inférieur à 1'heure

- les résultats expérimentaux interprétés en déterminant le dommage dans la cible, montrent que cette vie de l'ordre de 1'heure a été observée, mais au cours d'expériences avec des énergies beaucoup plus faibles que celles prévues et des ions très légers.

Un certain optimisme est donc néanmoins permis dans le cas des faisceaux GANIL.

ion	E/A MeV/nucl.	I/S		$Z^2/E/A \cdot I/S \cdot 10^{12}$	$\Delta E/\Delta x \cdot \Delta x \cdot I/S$	
		$p/\mu A/cm^2$	$pps/cm^2 \cdot 10^{12}$			
a) α	0,5	50/0,03	10 000	80 000	320 000	($x = 20 \mu g/cm^2$)
b) Ne	0,5	0,3/0,03	60	12 000	20 000	($x = 20 \mu g/cm^2$)
	0,4	0,5/0,03	120	30 000	35 000	($x = 20 \mu g/cm^2$)
c) A	0,2	0,5/0,03	120	240 000	45 000	($x = 20 \mu g/cm^2$)
d) I	0,8	0,03/0,03	6	21 000	8 000	($x = 20 \mu g/cm^2$)
e) I	0,8	-	0,1	350	150	($x = 20 \mu g/cm^2$)
e) Ni	0,8	-	0,1	100	70	($x = 20 \mu g/cm^2$)
e) Au	0,5	-	0,1	8 000	160	($x = 20 \mu g/cm^2$)
g) Ni (Yntema)	0,07	1/0,01	600	6 700 000	100 000	($x = 5 \mu g/cm^2$)
h) I (Yntema)	0,07	1/0,01	600	80 000 000	30 000	($x = 5 \mu g/cm^2$)
i) A (Whitmeil)	0,12	0,5/0,015	200	700 000	14 000	($x = 5 \mu g/cm^2$)
j) I (Andrews)	0,47	0,1/0,08	8	50 000	11 000	($x = 10 \mu g/cm^2$)

Tableau VI - Tentative de comparaison de résultats expérimentaux.

CHAPITRE VIII

PROJETS DE TRAVAIL EXPERIMENTAL

Le travail sur la diffusion angulaire et la dispersion d'énergie a été conduit à un point qui semble satisfaisant pour les besoins actuels du projet GANIL. Le problème de la vie des feuilles par contre est à peine abordé.

La lecture des articles de J. L. Yntema et A. T. G. Ferguson ainsi que nos propres observations indiquent que le problème du vide est tout à fait capital. Toute expérience au cours de laquelle il y a un dépôt de carbone de cracking est à rejeter. On sait combattre ce dépôt en améliorant le vide et dans la résiliation finale du stripper il faudra veiller à ce point. C'est pour cette raison que nous ne pouvons que regarder avec prudence les observations relatées dans le chapitre précédent.

Les expériences en projet devront nous apprendre quelque chose sur la migration de carbone et sur la corrélation entre la rupture de la feuille et l'intensité des ions incidents.

Une expérience à faire pourrait se décrire comme suit :

Un accélérateur adéquat produit des faisceaux avec les énergies et les intensités du projet GANIL.

On bombarde des feuilles de carbone placées dans la position objet d'un aimant qui pourrait être un spectromètre Browne-Buechner.

On observe sur un état de charge donné $\theta_{1/2}$ et δE , tout en mesurant les intensités amont et aval. $\theta_{1/2}$ et δE sont liés à l'épaisseur ; on pourra en tirer la variation de celle-ci en fonction du temps de bombardement. Les mesures d'intensités rendront compte de la rupture.

Cette expérience ne peut pas être effectuée facilement. Il n'existe qu'un seul accélérateur au monde ayant les intensités requises, c'est celui de la G.S.I. à Darmstadt. Il n'est qu'au début de sa mise en service et les faisceaux produits n'ont pas toujours les normes GANIL.

Il faudrait y installer le spectromètre Browne-Buechner, ce qui représente de nombreux problèmes pratiques.

Il faudrait développer un compteur pouvant absorber le comptage élevé dû à la grande intensité.

Cette catégorie d'expérience sera certainement effectuée un jour et nous préparons des idées et les projets dans ce sens, mais il faudra peut-être un délai supérieur à un an.

a) Dans la phase intermédiaire nous proposons l'expérience suivante :

- Produire un faisceau de 30 à 100 nA particules en Ni ou I sur une surface de 1 mm^2 environ de la feuille placée dans la chambre à vide du spectromètre Browne-Buechner. On aura amélioré le vide pour éviter le dépôt de carbone.

- Avant le bombardement intense, on aura mesuré $\theta_{1/2}$ ou δE , fentes fermées et avec une faible intensité incidente.

- Après ce bombardement qui durera des temps variables on refera la mesure.

Cette procédure nous renseignera sur l'épaississement par migration avec des faisceaux de Ni ou I. On observera peut être des ruptures de feuilles après des temps relativement courts.

La même expérience pour l'Au semble peu intéressante à cause de l'intensité très faible qui peut être produite. Des essais peuvent néanmoins se faire.

b) Dans la géométrie stripper-analyseur de Darmstadt on peut placer des feuilles à exposer au faisceau de Xe. Nous craignons des difficultés quant aux conclusions, le matériel existant pouvant être insuffisant.

c) Nous reprendrons des contacts avec les experts en cristallographie et microscopie électronique afin de mieux saisir les transformations pouvant survenir dans les feuilles.

d) Nous essayerons d'intéresser plus les physiciens du solide à ce problème.

CONCLUSIONS FINALES

L'étude sur le stripping dans le cadre du projet GANIL a été menée à sa fin pour ce qui est du problème de la diffusion angulaire et d'énergie. L'étude expérimentale montre, que pour des ions Ni, I et Au, aux énergies de 0,5 à 0,8 MeV/A, les prédictions de L. Meyer basées sur le phénomène de collisions entre les atomes, rendent compte avec une précision suffisante pour être utilisées au cours des calculs du projet GANIL. Les déviations de ces prédictions, pour intéressantes qu'elles soient du point de vue de la physique, ne représentent pas une gêne au cours de cette application. Pour ce qui est de la dispersion d'énergie, il y a un désaccord avec les théories et les calculs issus du premier développement de Bohr. Ce dernier est basé sur les sections efficaces d'excitations électroniques des atomes. Nous trouvons des valeurs 2 à 3 fois supérieures et les valeurs pour les trois cas étudiés ne dépendent que peu de l'énergie ou du numéro atomique. Nous retenons l'interprétation selon laquelle cette divergence serait due à l'incidence de section efficace d'échange de charge. En conclusion, dans la perspective de ce travail, les valeurs numériques obtenues peuvent être utilisées avec profit pour conduire le projet GANIL à son terme. Nous notons encore que les valeurs de $\frac{\Delta E}{\Delta x}$ que nous avons mesurées sont proches de celles des tables de L. C. Northcliffe et R. F. Schilling.

Si le travail a été mené à bonne fin pour ce qui est de ces problèmes, la question de la vie des feuilles reste entière. Nous avons fait une étude bibliographique sur ces phénomènes et recherché les conclusions auxquelles nous conduisent les théories sur les dommages par irradiations. Quelques observations expérimentales ne permettent pas de conclure. Plusieurs projets d'expériences sont évoqués et nous espérons pouvoir dans un an présenter une nouvelle version de ces derniers chapitres en y incluant les résultats des expériences projetées par nous-mêmes et ceux provenant d'autres auteurs.

REFERENCES

- 1) Rapport du Groupe de travail pour l'accélérateur national à ions lourds (IN2P3 - CEA) juillet 1973.
- 2) Avant-projet de l'accélérateur national à ions lourds (IN2P3 - CEA) avril 1975.
- 3) E. Baron, thèse, Université de Paris-Sud (1975)
- 4) E. Leischner, Rapport UNILAC 1-66 (1966) Heidelberg et H. D. Betz et Ch. Schmelzer, Rapport UNILAC 1 - 67 (1967) Heidelberg.
- 5) H. D. Betz, Rev. Mod. Phys. 44 (1972) 465.
- 6) L. Meyer, Phys. Stat. Sol. 44b (1971) 253.
- 7) G. Molière, Z. Naturf. 3a (1948) 78 et 2a (1947) 133.
- 8) J. Lindhard, K. Nielsen et M. Scharff, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 36 (1968) No 10.
- 9) J. H. Ormrod et H. E. Duckworth, Can. J. Phys. 41 (1963) 1424.
- 10) G. Högberg, N. Nordin et H. G. Berry, NIM 90 (1970) 283.
- 11) T. Anderson, K. Jessen et G. Sorensen, NIM 90 (1970) 41.
- 12) F. Bernhard, F. Lippold, L. Meyer, S. Schwabe et R. Stolle, Proc. of the International Conference on Atomic Collision Phenomena, Brighton, Ed. North-Holland Pub. Co. (1970) 663.
- 13) J. Schwabe et R. Stolle, Phys. Stat. Sol. 47b (1971) 171.
- 14) H. Andersen et J. Boettiger, Phys. Rev. B1 (1971) 2105 et IEEE Trans. on Nucl. Science NS-19, No 2 (1972) 274.
- 15) A. A. Bednyakov et al. Soviet Phys. JETP 23 (1966) 391.
- 16) M. Sakisaka, T. Yamazaki et M. Takasaki, J. Phys. Soc. Japan 29 (1970) 1551.
- 17) C. K. Cline, T. E. Pierce, K. H. Purser et M. Blann, Phys. Rev. 180 (1969) 450.
- 18) B. W. Hooton, J. W. Freeman et P. P. Kane, NIM 124 (1975) 29.
- 19) G. Spahn et K. O. Groeneveld, NIM 123 (1975) 425.
- 20) B. Eifen, D. Hahn, D. Hilscher et G. Wustefeld, NIM 129 (1975) 219.
- 21) P. Sigmund et K. B. Winterbon, NIM 119 (1974) 541.
- 22) D. A. Eastham (à paraître)
- 23) L. C. Northcliffe, Ann. Rev. Nucl. Sc. 13 (1963) 67.

- 24) L. C. Northcliffe et R. F. Schilling, Nucl. Data A7 (1970) 233.
- 25) W. Booth et I. S. Grant, Nucl. Phys. 63 (1965) 481.
- 26) N. Bohr, Kgl. Dansk. Viden. Selsk. Mat. Fys. 18 (1948) No 8 et R. D. Evans, The Atomic Nucleus, Ed. McGraw-Hill Book Co (1955)
- 27) P. V. Vavilov, Soviet Phys. JETP 5 (1957) 749.
- 28) K. R. Symon, Harvard University, thesis (1948), voir aussi B. Rossi, High-Energy Particles, Ed. Prentice Hall (1952) p. 32.
- 29) C. Tschalär, NIM 61 (1968) 141.
- 30) C. Tschalär, NIM 64 (1968) 237.
- 31) N. M. Clarke, NIM 96 (1971) 497.
- 32) O. Vollmer, NIM 121 (1974) 373.
3) V. V. Avdeichikov, E. A. Ganza et O. V. Loshkin, NIM 118 (1974) 247.
- 34) B. Efken, D. Hahn, D. Hilscher et G. Wüstefeld, NIM 129 (1975) 227.
- 35) R. Middleton, NIM 122 (1974) 35.
- 36) R. S. Nelson, The Observation of Atomic Collisions in Crystalline Solids, Ed. North-Holland Pub. Co (1968)
F. L. Vook, Radiation Effects in Semiconductors, Ed. Plenum Press (1968)
J. J. Harwood, H. H. Hausner, J. G. Morse, W. G. Rauch, The Effects of Radiation on Materials, Ed. Reinhold Pub. Co (1958)
G. S. Dienes, G. H. Vineyard, Radiation Effects in Solids, Ed. Interscience Pub. Inc. (1957)
- 37) P. Sigmund, Phys. Rev. 184 (1969) 383.
- 38) J. L. Yntema, NIM 122 (1974) 45.
- 39) D. S. Whitmell, B. H. Armitage, D. R. Porter et A. T. G. Ferguson, Proc. International Conference on the Technology of Electrostatic Accelerators, Daresbury, 4-7 mai 1973, Ed. T. W. Aitken et N. R. S. Tait.
- 40) B. H. Armitage, D. R. Porter, D. S. Whitmell, Rapport Harwell AERE PR/NP 22, p. 79.
- 41) J. L. Yntema, Communication à l'International Conference on Heavy Ion Sources, Gatlinburg (USA) octobre 27-30 1975.
- 42) H. Andrews et al. communication privée.
- 43) P. D. Dumont et al. (à paraître).

TABLE DES MATIERES

Introduction	1
<u>CHAPITRE I - CONDITIONS DE TRAVAIL DES FEUILLES DE STRIPPING</u>	4
1) Energie	4
2) Intensité	5
3) Emittance	5
<u>CHAPITRE II - REFLEXIONS SUR LE COMPORTEMENT DES FEUILLES DE STRIPPING AU COURS DU BOMBARDEMENT</u>	7
<u>CHAPITRE III - DISPERSION ANGULAIRE, PERTES D'ENERGIE ET STRAGGLING. THEORIES ET BIBLIOGRAPHIES</u>	10
1) Dispersion angulaire	10
2) Pertes d'énergie et dispersion d'énergie. Théories et bibliographies	14
<u>CHAPITRE IV - MESURES DE DISPERSION ANGULAIRE ET DE DISPERSION D'ENERGIE A L'ACCELERATEUR MP.</u>	17
1) Description du dispositif expérimental	17
2) Résultats de mesures de dispersion angulaire	20
3) Résultats des mesures de $\Delta E/\Delta x$ et de la dispersion d'énergie δE	22
4) Conclusion	23
<u>CHAPITRE V - LE DOMMAGE PAR IRRADIATION</u>	
1) Types d'interactions pouvant conduire au dommage par irradiation	25
2) Le déplacement d'atomes par collisions	27
3) Dommages par pointes de fission (fission spikes) ..	29
4) Sputtering	29
5) Premières conclusions	30

<u>CHAPITRE VI</u> - <u>HYPOTHESE DE L'EPAISSISSEMENT DES</u> <u>FEUILLES SOUS LE BOMBARDEMENT</u>	31
<u>CHAPITRE VII</u> - <u>TRAVAIL EXPERIMENTAL EFFECTUE AU CRN</u> <u>SUR LA VIE DES FEUILLES</u>	45
<u>CHAPITRE VIII</u> - <u>PROJETS DE TRAVAIL EXPERIMENTAL</u>	49
<u>CONCLUSIONS FINALES</u>	51
<u>REFERENCES</u>	52

