



HAL
open science

Canalisation de particules chargées dans un cristal

J. Remillieux

► **To cite this version:**

J. Remillieux. Canalisation de particules chargées dans un cristal. École thématique. Ecole Joliot Curie "Matière hadronique ou..aujourd'hui et demain avec des électrons", Maubuisson, (France), du 14-19 septembre 1992 : 11ème session, 1992. cel-00648093

HAL Id: cel-00648093

<https://cel.hal.science/cel-00648093>

Submitted on 5 Dec 2011

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

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

CANALISATION DE PARTICULES CHARGÉES DANS UN CRISTAL

J. Remillieux

Institut de Physique Nucléaire, IN2P3-CNRS/Université Claude Bernard Lyon I
43 bd du 11 Novembre 1918, F-69622 Villeurbanne Cedex - France

RESUME

Une brève introduction aux phénomènes de canalisation est donnée dans le cadre de la théorie classique de Lindhard. Quelques applications des phénomènes de canalisation sont décrits dans les domaines de la physique des matériaux et de la physique nucléaire. L'intérêt, plus récemment reconnu, de ces phénomènes pour l'étude des collisions atomiques à haute énergie est décrit plus en détail. En particulier la canalisation d'ions lourds permet d'étudier les modes rares de capture et d'excitation atomiques qui sont offerts à un ion multichargé traversant une cible dense d'électrons semi-libres.

ABSTRACT

A short introduction to channeling is given in the framework of the classical Lindhard theory. A few applications are given in the field of material sciences and nuclear physics. More recently channeling was recognized as an unique tool to investigate high energy atomic collisions, and particularly to study exotic modes of electron capture and atomic excitation which are offered to fast heavy ions during their interaction with a dense target of semi-free electrons.

I - HISTORIQUE

Il paraît actuellement étonnant que la découverte de la canalisation des particules chargées ait échappé aux physiciens du début du siècle qui avaient pourtant découvert toute la richesse des phénomènes de diffraction dans les cristaux. Seul Stark prédit en 1912 "that charged particles will be able to penetrate much greater distances along certain particular axis" ; prédiction exacte, malheureusement perdue, certes par manque de moyens expérimentaux (accélérateurs de particules), mais surtout par l'arrivée des deux guerres mondiales. Il fallut attendre les années 60 pour que Robinson et Oen¹⁾ redécouvrent cette prédiction lors de simulations de la pénétration d'ions lents dans des solides ordonnés. Ce fut en fait le temps de calcul anormalement long associé au parcours des ions pénétrant dans la cible le long d'un axe cristallin qui fut à l'origine des nombreuses expériences qui autour des années 1965 signèrent expérimentalement l'existence des effets de canalisation pour des ions légers aux énergies du MeV. Simultanément J. Lindhard publiait le "modèle continu" de la canalisation²⁾ qui sert encore de base à l'estimation des grandeurs fondamentales de la canalisation : angles critiques, taux d'extinction des interactions avec les atomes cibles, réduction du pouvoir d'arrêt du cristal, distribution des flux des particules canalisées, etc... . Okorokov³⁾ prédit aussi en 1965 que la distribution discontinue mais cohérente

des charges le long d'un axe cristallin pourrait exciter de façon cohérente un projectile canalisé. Puis ce fut la prédiction de Kumakhov en 1976 [ref. 1 de l'article suivant] du rayonnement quantique d'un électron canalisé et la découverte en 1984 des "effets de champs forts" aux énergies incidentes très élevées. Ces deux aspects relativistes de la canalisation sont décrits dans l'article suivant par X. Artru.

II - LE MODELE CONTINU DE LA CANALISATION

Lorsqu'une particule chargée aborde en collision rasante une rangée d'atomes (figure 1a) l'aspect discret d'une somme d'un grand nombre de collisions successives avec chaque atome cible tend à disparaître au profit d'une diffusion cohérente sur un fil uniformément chargé.

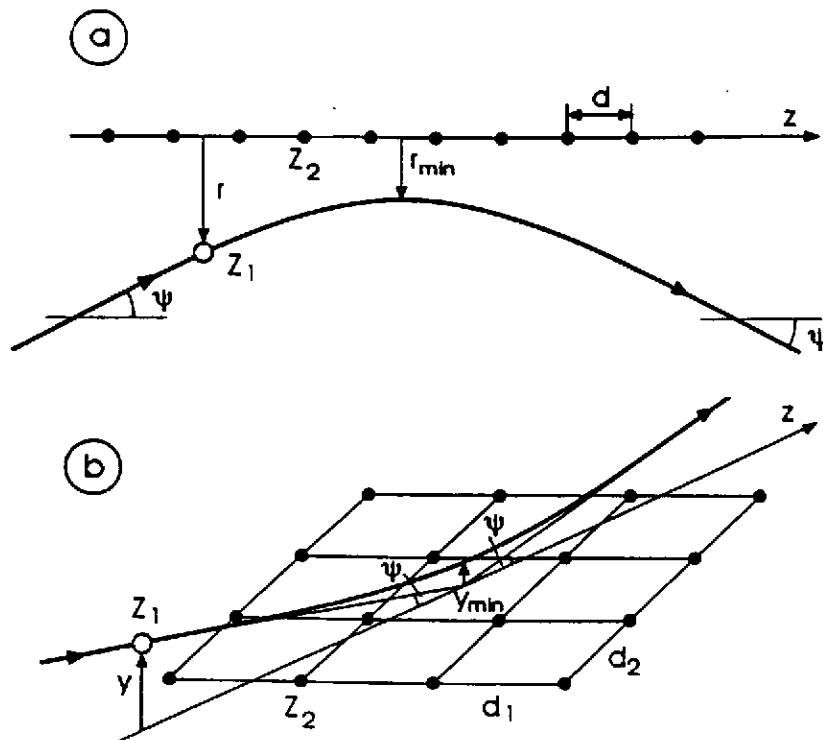


Figure 1 : Géométrie de la collision rasante entre une particule de charge positive et :
 (a) une rangée d'atome,
 (b) un plan atomique.

Cette vue "continue" de la rangée d'atomes revient à décomposer le potentiel cristallin instantané $V(x, y, z, t)$ ressenti par le projectile en deux termes : $V(x, y, z, t) = \bar{V}(x, y) + \delta V(x, y, z, t)$; un terme \bar{V} qui est le *potentiel continu* de Lindhard, moyenne sur le temps et sur la direction z de propagation, et un terme δV qui est un *potentiel résiduel*, habituellement négligé mais dont la dépendance avec le temps t peut se manifester de façon résonnante dans les phénomènes "d'excitation cohérente" prévus par Okorokov³⁾. Le potentiel continu axial est à deux dimensions, dépendant seulement de la distance r de la particule à la rangée d'atomes, la singularité coulombienne à $r = 0$ étant levée grâce à l'agitation thermique des atomes (notre fil chargé est devenu un cylindre chargé), ce potentiel dépend donc à courte distance des rangées de la température du cristal (figure 2a). Sur l'axe ($r = 0$) ce potentiel est typiquement de l'ordre de 100 eV à la température ambiante.

De même, lors d'une collision rasante sur un plan d'atomes (figure 1b), le potentiel continu $\bar{V}(y)$, moyenné sur le temps et les variables d'espace z et x , est unidimensionnel et typiquement de quelques dizaines d'eV seulement dans le plan (figure 2b).

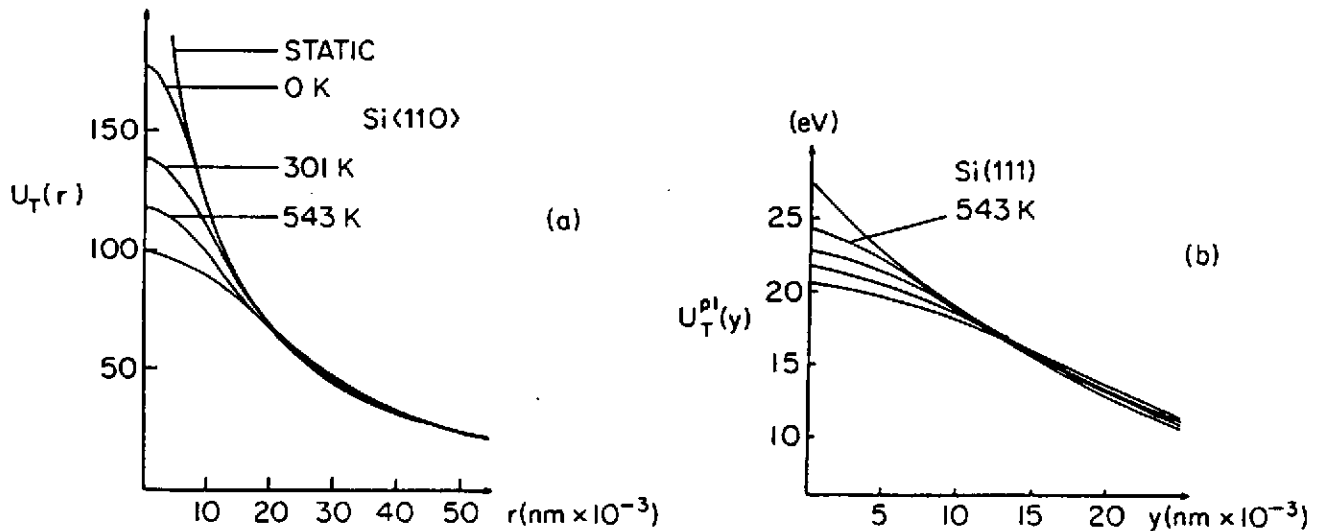


Figure 2 : Potentiels continus (en eV) vus par une particule canalisée de charge $q = +1$, dans un cristal de Si à différentes températures (en degrés K) :

- (a) le long de l'axe [110],
- (b) le long du plan (111).

Le modèle continu revient donc à négliger le potentiel résiduel δV au cours de la collision rasante, c'est-à-dire à conserver la quantité de mouvement longitudinale p_z de la particule. Si on considère que le mouvement transverse n'est pas relativiste, ce qui est toujours justifié pour des ions canalisés, on aura aussi dans le cadre de ce modèle conservation de l'énergie transverse :

$$E_T = \frac{1}{2} M\gamma v_T^2 + U(r)$$

Le premier terme est l'énergie cinétique transverse d'une particule de masse $M\gamma$, γ étant son facteur de Lorentz, et de vitesse v_T , projection de la vitesse v sur le plan transverse. Le second terme est, pour une particule de charge q à l'intérieur du cristal, une énergie potentielle $U(r) = q \bar{V}(r)$ à la distance r du plan d'atomes, ou de la rangée d'atomes. Ce terme est répulsif pour les ions et les positons, et attractif pour les électrons.

Les collisions considérées étant rasantes, pour une inclinaison ψ , par rapport à la direction de canalisation, on a $v_T \sim v \psi$, et donc une énergie transverse :

$$E_T \sim \frac{1}{2} M\gamma v^2 \psi^2 + U(r) = \frac{1}{2} p_z v \psi^2 + U(r)$$

La particule est "canalisée" tant que $E_{\perp} \leq 0$, c'est-à-dire tant que l'énergie cinétique transverse, uniquement due aux conditions géométriques d'incidence sur le cristal, est inférieure à la barrière de potentiel $|U(o)|$ de la direction cristalline. Ceci permet de définir un "angle critique" de canalisation tel que :

$$\frac{1}{2} p_z v \psi_c^2 \sim |U(o)|$$

soit :

$$\psi_c \sim \sqrt{\frac{2|U(o)|}{p_z v}}$$

Le long d'un axe cristallin principal cet angle est de l'ordre du degré pour des protons de 1 MeV, de l'ordre du milliradian pour des ions xénon de 4 GeV, et d'environ 50 microradians pour des positons de 100 GeV. L'extrême minceur de la fenêtre angulaire dans laquelle se manifeste le phénomène de canalisation (diffusion cohérente sur les rangées, ou les plans d'atomes) explique a posteriori pourquoi ses effets restèrent si longtemps cachés aux expérimentateurs, qui avaient pourtant déjà si souvent placé des cibles cristallines dans des faisceaux de particules (Rutherford utilisait du mica !).

Le calcul du potentiel continu $U(r)$ dépend évidemment de la forme des potentiels binaires ion-atome utilisés, c'est-à-dire de la forme analytique de l'écrantage électronique de la charge nucléaire, et de la façon dont est introduite la vibration du réseau. Historiquement Lindhard proposa un potentiel de la forme :

$$\bar{V}(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{d} \ln \left[1 + \left(\frac{C a}{r} \right)^2 \right] \quad \text{pour un axe}$$

et :

$$\bar{V}(y) = 2\pi Z_1 Z_2 (d_1 d_2)^{-1} \left[(y^2 + C^2 a^2)^{1/2} - y \right] \quad \text{pour un plan}$$

où Z_1 et Z_2 sont les numéros atomiques du projectile et des atomes cibles respectivement, d , d_1 et d_2 les caractéristiques de la maille du réseau (figure 1), C une constante de l'ordre de $\sqrt{3}$, et a est la distance écran de Thomas-Fermi. Pour plus de détails sur les différentes formes des potentiels continus et pour une estimation rapide de leurs valeurs dans différents types de réseaux cristallins, le lecteur pourra consulter l'excellente revue de Gemmell⁴⁾.

En fait la particule canalisée ne fait pas une collision rasante unique sur un axe ou un plan mais se trouve plongée dans un potentiel transverse qui reçoit une contribution de tous les axes, ou plans, proches voisins. On peut ainsi construire dans le plan transverse une carte des équipotentielle (figure 3) et calculer l'énergie transverse de la particule à partir de ses coordonnées initiales : angle d'incidence ψ_o (énergie cinétique) et coordonnées transverses r_o (énergie potentielle).

Dans le cadre du modèle continu, la résolution de l'équation de Schrödinger pour la particule dans le puits de potentiel transverse conduit à un nombre de niveaux transverses qui est d'autant plus élevé que le projectile est plus lourd et plus rapide. En fait pour tous les ions (du proton à l'uranium) même pour les énergies incidentes les plus faibles (quelques dizaines de keV) le nombre d'états transverses liés est tel que la notion de *trajectoire classique* sera toujours justifiée. En revanche, pour les particules légères (e^+ , e^-) il faudra atteindre des énergies incidentes élevées (> 100 MeV) pour que la notion de trajectoire soit applicable ; aux énergies inférieures, le système (électron canalisé-cristal) se comportera comme un système quantique (voir le "rayonnement de canalisation" dans l'article suivant).

Dans la suite de cet article nous ne parlerons plus que d'ions canalisés et donc de *trajectoires* qui resteront *confinées* à l'intérieur d'une équipotentielle transverse ; la fraction de l'espace transverse interdit aux particules canalisées étant d'autant plus importante que l'énergie transverse initiale est plus faible.

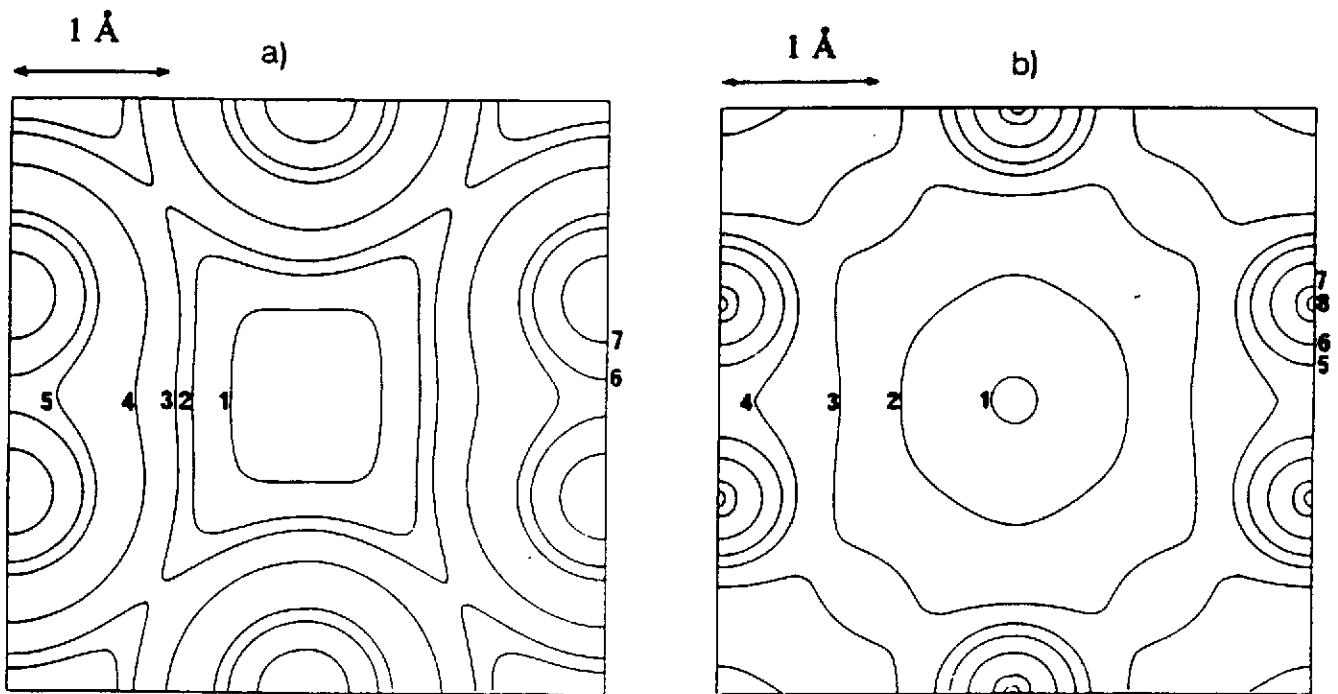


Figure 3 : Canal [110] d'un cristal de Si à la température ambiante :

- (a) équipotentiellés vues par une particule canalisée de charge $q = +1$: contour (1) = 0,5 eV ; (2) = 1,5 eV ; ... (7) = 50 eV ; sur les rangées = 140 eV,
- (b) densités électroniques moyennes (en électrons/Å³) à l'intérieur des contours : contour (1) = 0,03 ; (2) = 0,1 ; ... (8) = 30 ; densité moyenne du gaz de valence = 0,2 ; densité électronique moyenne du cristal = 0,7.

En canalisation planaire le modèle continu prévoit donc que les ions canalisés se comportent comme un oscillateur à une dimension dans le puits de potentiel transverse, ce qui correspond à une trajectoire parfaitement périodique dans le système du cristal où les ions restent confinés entre deux plans cristallins (alors que les électrons canalisés restent piégés par un seul plan cristallin). Les particules non canalisés sont libres dans l'espace transverse, cependant celles dont l'énergie transverse n'est que faiblement positive franchissent les plans mais restent très fortement perturbées par la régularité du potentiel. En revanche, en canalisation axiale les ions canalisés restent généralement libres dans le plan transverse, se voyant seulement interdites les zones à énergie transverse élevée qui entourent les rangées d'atomes. Leur trajectoire est alors cahotique dans le cristal. Ce n'est que lorsque l'énergie transverse de l'ion est très faible que la frontière équipotentielle devient un contour fermé (voir figure 3) qui piège la trajectoire entre des rangées d'atomes voisines. Dans ce cas, où l'énergie transverse est inférieure à l'énergie du col, on dit que l'ion est *hypercanalisé* ; notons que les angles critiques de l'hypercanalisation sont au moins d'un ordre de grandeur inférieurs à ceux de la canalisation normale. (Dans le cas des électrons canalisés les faibles énergies transverses permettent de les piéger autour des rangées d'atomes en un "mouvement de rosette" périodique autour de la rangée).

Dans le cas du potentiel de Lindhard donné plus haut, les angles critiques de canalisation correspondant à une distance minimum d'approche des axes ou des plans égale à la distance écran de Thomas-Fermi sont :

$$\psi_c^{axe} \sim \left(\frac{4Z_1 Z_2 e^2}{p_z v d} \right)^{1/2}$$

pour la canalisation axiale et :

$$\psi_c^{plan} \sim \left(\frac{4Z_1 Z_2 e^2 N d_p C a}{p_z v} \right)^{1/2}$$

pour la canalisation entre des plans d'espacement d_p , N étant la densité atomique du cristal.

III - LES TAUX D'EXTINCTION DE CANALISATION ET DE BLOCAGE

L'existence de zones cristallines interdites aux particules canalisées permet d'orienter un cristal dans un faisceau de particules en mesurant le taux d'extinction des interactions ion-cristal qui mettent en jeu des paramètres d'impact inférieurs au rayon des zones interdites (réactions nucléaires, diffusion de Rutherford, excitation de couches électroniques profondes...). Une telle courbe d'extinction, étudiée avec un détecteur fixe, en faisant tourner le cristal pas à pas, (figure 4b) permet de mesurer les angles critiques de canalisation ψ_c et aussi les taux d'extinction χ_{min} de l'interaction mesurée lorsque l'alignement faisceau-cristal est atteint. Dans le cadre du modèle continu la valeur de χ_{min} représente alors simplement la fraction du faisceau dont l'espace transverse accessible envahit la zone d'interaction, soit $(\pi r_{min}^2 N d)$ pour une direction d'axes, et $(2 r_{min}/d_p)$ pour une direction de plans. Dans le cas où l'on peut négliger le paramètre d'impact de l'interaction devant l'amplitude de vibration thermique u_1 des atomes cibles dans la direction transverse, et devant la valeur a de la distance écran du potentiel ion-atome, on prend simplement :

$$r_{min}^2 \sim u_1^2 + a^2$$

Une autre façon de trouver les directions cristallines d'une cible dans un faisceau consiste à étudier la distribution spatiale des particules chargées émises à partir des sites cristallins. En effet, les rangées d'atomes et les plans cristallins se repèrent par leur effet d'ombre, ou de "blocage", sur la distribution angulaire. Dans le cadre du modèle continu, les effets de canalisation et de blocage étant identiques par renversement du temps doivent conduire aux mêmes courbes d'extinction, et donc aux mêmes valeurs de ψ_c et χ_{min} . On pourra donc orienter un cristal, bombardé par un faisceau de particules dans une orientation quelconque, en repérant les zones d'ombre de la distribution angulaire de la diffusion Rutherford sous grand angle ; en effet les particules diffusées sont alors issues sensiblement des sites des atomes cibles et donc sujettes au blocage cristallin.

Lorsque l'on étudie l'interaction des ions canalisés avec les électrons atomiques, ou avec des atomes d'impuretés, il est nécessaire de connaître la distribution spatiale $f(E_T)$ du flux des particules canalisées dans l'espace transverse qui leur est accessible. En effet, le calcul du taux d'extinction en canalisation nécessite la connaissance de cette distribution de flux et bien entendu aussi de la variation de la section efficace de l'interaction considérée avec le paramètre d'impact. Si l'on suppose que l'espace des phases est uniformément peuplé (ce qui exclu l'usage de cristaux trop minces) la forme de $f(E_T)$ dépend de la dimensionalité de cet espace. Dans le cas 2D de la canalisation axiale $f(E_T)$ est constant, c'est-à-dire indépendant de r ; en revanche, dans le cas unidimensionnel de la canalisation planaire, la distribution des flux à l'équilibre n'est

plus uniforme :

$$f(E_{\perp}, y) = \sqrt{\frac{E_T}{E_T - U(y)}}$$

Dans le cas de cristaux très minces, l'équilibre des flux n'a pas le temps de se réaliser et le taux d'extinction χ_{min} peut alors varier fortement avec l'épaisseur du cristal.

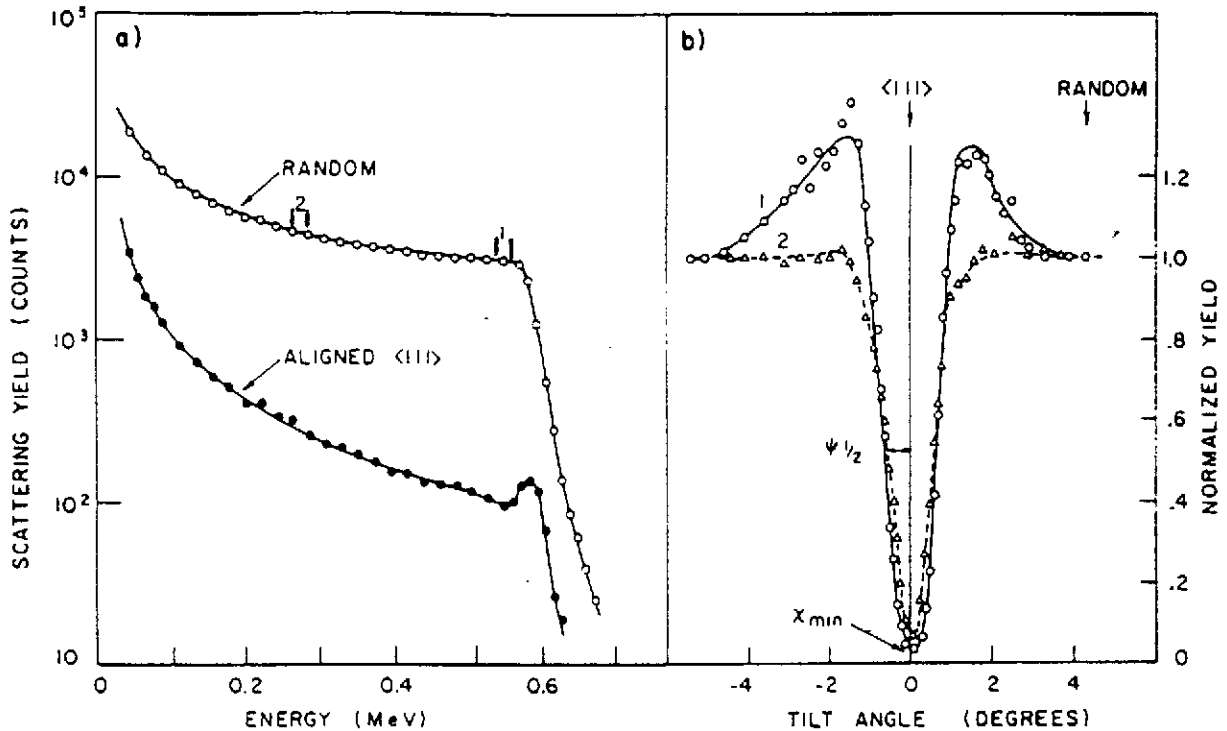


Figure 4 : Rétrodiffusion de particules α de 1 MeV par un cristal de Si épais à partir d'un faisceau non-aligné (random) et aligné le long de l'axe [111] :

(a) spectres de rétrodiffusion,

(b) taux d'extinction de la rétrodiffusion extraits des spectres (a) dans les zones d'énergie marquées respectivement (1), c'est-à-dire des événements de diffusion situés près de la surface et (2), c'est-à-dire dans la profondeur du cristal où les effets de décanalisation sont importants. Ces courbes d'extinction permettent de mesurer χ_{min} et la largeur à mi-profondeur $\psi_{1/2}$ proche de l'angle critique ψ_c .

IV - LA DECANALISATION

Le modèle continu ignore les événements de diffusions binaires que peut subir la particule canalisée soit avec les électrons-cible présents dans l'espace accessible, soit avec les atomes-cible thermiquement déplacés de leur site moyen. Ces collisions dévient la trajectoire ($\Delta\psi$) et contribuent au ralentissement $\Delta(p_z v)$ des ions canalisés, induisant une variation moyenne de leur énergie cinétique transverse :

$$\left\langle \frac{dE_T}{dz} \right\rangle = \frac{1}{2} p v \left\langle \frac{d\psi^2}{dz} \right\rangle + \left\langle \psi^2 \frac{d(1/2 p_z v)}{dz} \right\rangle$$

le second terme (ralentissement) de cette expression est le plus souvent négligé. Dans tous les cas ces diffusions induisent une élévation de la valeur moyenne de l'énergie transverse qui se

traduit par une lente augmentation de l'espace accessible avec la profondeur de pénétration. En conséquence, après l'atteinte de l'équilibre des flux, le taux d'extinction χ_{min} des interactions avec les noyaux atomiques tend à augmenter avec la profondeur, ce qui peut être observé sur la forme des spectres de rétrodiffusion avec des cristaux épais (figure 4a), les faibles énergies de rétrodiffusion correspondant aux fortes profondeurs.

V - QUELQUES APPLICATIONS DE LA CANALISATION

Dès les années 70 la canalisation d'ions de basse énergie (de l'ordre du MeV) se révéla un puissant moyen d'analyse et de contrôle de la qualité cristalline. En effet, une simple mesure du taux d'extinction χ_{min} par rétrodiffusion sur les atomes de la matrice d'un cristal, et sur ses impuretés, permet d'analyser la qualité de la surface du cristal -ses défauts ponctuels et étendus- le taux d'impureté et leur localisation spatiale dans la maille de la matrice. Le lecteur intéressé par les performances de ces méthodes pour l'analyse des matériaux pourra consulter les ouvrages de la réf. 5.

Une conséquence primaire de la canalisation est de réduire considérablement le ralentissement d'une particule canalisée, puisqu'elle n'interagit ni avec les noyaux atomiques (annulation du pouvoir d'arrêt "nucléaire") ni avec les électrons de cœur des atomes cibles (réduction d'un facteur deux environ du pouvoir d'arrêt "électronique"). Cette réduction induit une augmentation considérable du parcours de l'ion canalisé dans le cristal. Cette dernière propriété a été aussi utilisée en physique des matériaux pour réaliser des implantations ioniques profondes induisant le minimum de dommages cristallins à la cible.

Les physiciens nucléaires trouvèrent une application élégante des effets de blocage en mesurant l'effet de la durée de vie d'un noyau composé sur la profondeur χ_{min} du creux de blocage correspondant aux particules chargées émises par ce noyau. En effet, les particules incidentes, qui induisent la réaction nucléaire étudiée, communiquent aux noyaux-cible de la matrice cristalline des vitesses transverses v_T , par rapport à la rangée d'atomes observée, qui seront facilement de l'ordre de 10^8 cm/s, et donc des distances de recul ($\tau = v_T \tau$) qui seront de l'ordre de 0,1 Å pour des durées de vie τ du noyau composé de l'ordre de 10^{-17} s. Ces distances de recul sont suffisantes pour réduire fortement l'effet d'ombre de la rangée pour cette émission⁶⁾.

En physique des particules enfin, on utilise le guidage du potentiel en forme de gouttière des directions planaires d'un cristal courbe pour dévier des particules de haute énergie. Par exemple, 10% des particules d'un faisceau de protons de 450 GeV peuvent être déviés d'un angle de 0,4 degré dans un cristal courbe de Si de 5 cm de long⁷⁾. Si l'on considère que les cristaux courbes correspondent à l'effet de champs magnétiques de quelques milliers de Teslas on comprend leur intérêt potentiel pour des situations expérimentales où l'encombrement de dipôles magnétiques classiques est prohibé (zones de croisement de faisceaux par exemple). Il ne semble pas que la détérioration du cristal courbe dans le faisceau soit trop sévère, en effet le silicium par exemple ne présente pas de dommages sérieux pour des doses de protons inférieures à 10^{21} p/cm².

Nous allons maintenant exposer quelques applications de la canalisation à la physique des collisions avec des ions lourds de haute énergie⁸⁾.

VI - INTERACTION ION-ELECTRON A HAUTE ENERGIE

Nous avons vu qu'un ion lourd canalisé est confiné dans des zones de l'espace transverse excluant les noyaux-cible et les électrons-cible des couches internes. Cette exclusion d'une partie des constituants de la matière solide va permettre d'étudier d'une façon pure l'interaction ion-électron, puisqu'un cristal aligné se comporte pour l'ion canalisé comme une cible dense d'électrons froids. En effet, plus faible est l'énergie transverse de l'ion, plus rétrécie est la zone accessible, et dans cette zone ne sont présents que des électrons collectifs (de valence ou de conduction) au "profil Compton" étroit (très faible quantité de mouvement).

En faisant varier les conditions de canalisation, c'est-à-dire l'énergie transverse des ions, on peut donc faire varier, non seulement la densité de la cible électronique (voir figure 3b), mais aussi sa température.

1 - Distributions de charge

La distribution de charge d'un faisceau d'ions émergent d'une feuille résulte de l'équilibre entre les phénomènes de perte et de capture électroniques au cours des collisions multiples que subit le projectile avec les noyaux et les électrons du solide. En géométrie de canalisation il ne reste plus que les collisions avec les électrons semi-libres du cristal. En conséquence, la distribution de charge est totalement différente en -et hors- canalisation, que l'ion incident soit très habillé (figure 5a) ou très épluché (figure 5b). Dans le cas d'un ion canalisé très épluché les sections efficaces de perte et de capture peuvent être si faibles que la majorité des projectiles traversent toute la cible sans changement de charge : on dit alors que l'état de charge initial est "gelé". Cependant, une faible fraction des ions canalisés parvient à capturer les électrons semi-libres par un processus qui ne peut plus être le processus "mécanique" nécessitant le recul de l'atome cible auquel appartient l'électron capturé. Il faut alors que l'ion canalisé capture par divers modes "exotiques" qui seront décrits dans le paragraphe 3.

Dans le cas d'un ion incident très habillé ce seront les probabilités de pertes qui seront extraites des formes des distributions de charge en canalisation, ici le "gel" est très improbable et strictement réservé aux ions hypercanalisés (figure 5a).

2 - L'ionisation par impact électronique

Les ions canalisés incidents qui sont très habillés se trouvent soumis, dans leur référentiel, à un "vent d'électrons" très dense et très monocinétique. (Par exemple des ions xénon d'environ 30 MeV/u ressentent un vent d'électrons d'environ 16 keV dont la densité de courant est de l'ordre de 10^{14} A/cm². La pureté cinématique de cette configuration permet d'extraire les sections efficaces d'ionisation par impact électronique pour des ions lourds de différents états de charge⁹).

3 - La capture d'un électron libre par un ion canalisé

Les modes de capture "rares" entre un ion canalisé et les électrons semi-libres rencontrés doivent bien entendu respecter la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement et cela sans faire appel aux troisièmes corps "habituels" que sont les atomes cibles pour les ions non canalisés. Deux types de "troisième corps" ont été identifiés : les photons, dans le cas de la Capture Radiative, REC en anglais, qui est l'effet inverse de l'effet photoélectrique, et les propres électrons du projectile dans le cas d'une Capture Résonnante Diélectronique, RTE

en anglais, qui est l'inverse de l'effet Auger. Notons que, contrairement à la capture REC, la capture RTE n'apparaît qu'à des énergies bien précises du faisceau incident et n'est évidemment pas possible pour un ion incident nu. En revanche, ces modes de capture sont tous deux radiatifs, REC par nature, et RTE par décroissance du double état excité formé (voir figure 6b). Ainsi ces deux modes sont-ils simplement observables par une coïncidence entre la détection d'un ion ayant changé de charge ($q \rightarrow q - 1$) et la détection d'un photon monochromatique : par exemple $h\nu = 1/2 (m_e v_{ion}^2) + E_K$ dans le cas REC-K, et $h\nu = E_K - E_L$ dans le cas RTE-KLL (notation calquée sur celle de l'effet Auger : capture de l'électron libre vers la couche L de l'ion avec excitation simultanée d'un électron K du projectile vers sa couche L). Ces deux types de capture sont difficiles à observer hors-canalisation, car très minoritaires devant la capture mécanique. De plus, l'état initial de l'électron capturé étant ici très bien défini (électrons froids) les raies de rayonnement REC sont plus étroites en canalisation que le long d'une direction quelconque, de même la largeur de la résonance RTE est plus étroite en canalisation.

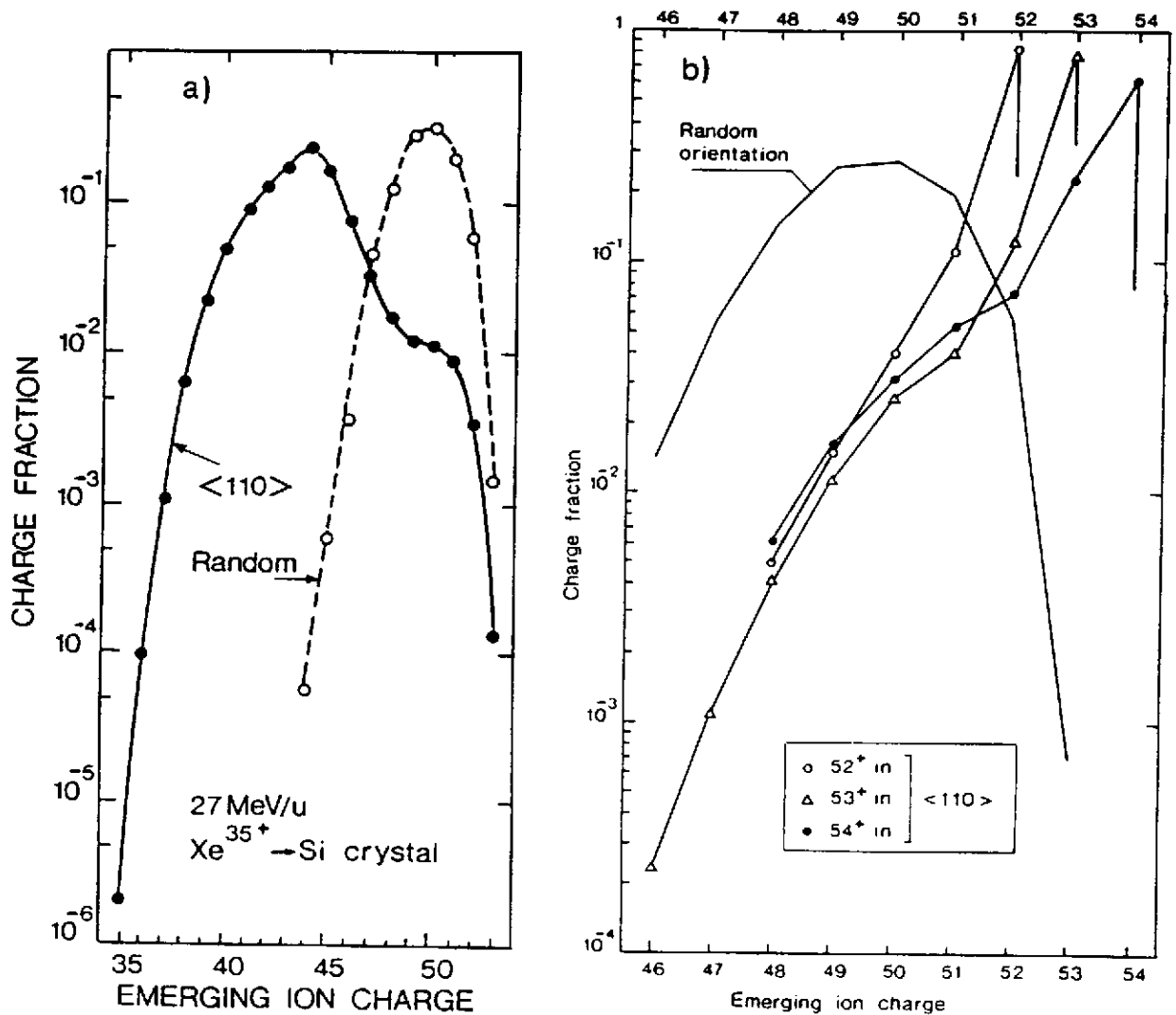


Figure 5 : Distributions de charges à la sortie d'un cristal de Si de 20 μm bombardé par un faisceau d'ions Xe de 27 MeV/u successivement non-aligné (random orientation) et aligné avec l'axe $[110]$:

- (a) les ions incidents sont très habillés (19 électrons liés : $q_{inc} = 35 +$),
- (b) les ions incidents sont nus ($54 +$), hydrogénéoïdes ($53 +$) et héliumoïdes ($52 +$).

L'étude fine de ces captures rares présente un double intérêt : en physique atomique d'une part, cela permet de comparer les sections efficaces REC et RTE à celles des processus inverses, photoélectrique et Auger ; en physique du solide d'autre part, on peut utiliser les profils des raies REC et de la résonance RTE pour mesurer la largeur "locale" du profil Compton des électrons de valence (au cœur du canal), alors que toutes les autres méthodes de mesures donnent une valeur moyennée sur tout le gaz de valence.

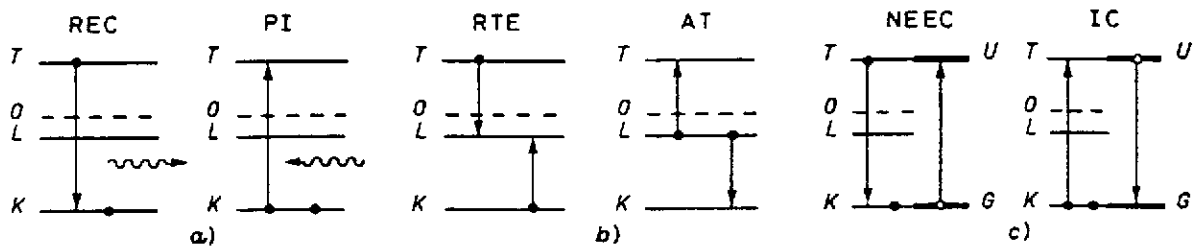


Figure 6 : Modes rares de captures entre un ion lourd de vitesse v et les électrons semi-libres du cristal (d'énergie $T = 1/2(m_e v^2)$ dans le référentiel de l'ion). Seules sont représentées les couches K et L de l'ion. L'état noté O représente le continuum de l'ion :

- (a) capture radiative (REC-K) et son inverse : la photoionisation (PI),
- (b) capture résonnante diélectronique (RTE-KLL) et son inverse : la transition Auger (AT),
- (c) capture résonnante nucléaire (NEEC-K) et son inverse la conversion interne (IC), ici G représente l'état fondamental du noyau et U l'état excité.

Un troisième mode de capture "exotique" a récemment été proposé¹⁰⁾ mais n'a toujours pas été observé : il s'agit d'une capture électronique résonnante, du type RTE, mais dans laquelle l'excitation atomique est remplacée par une excitation nucléaire, NEEC en anglais, dont l'inverse est la conversion interne nucléaire (figure 6c).

VII - EXCITATION COHERENTE D'UN ION CANALISE

V.V. Okorokov fut le premier à prédire que dans certaines conditions de résonance le potentiel résiduel $\delta V(x, y, z, t)$, qui a été négligé dans l'approximation continue de la canalisation, pourrait se manifester par l'excitation cohérente du projectile³⁾. Du point de vue purement cinématique, on peut prévoir (dans le système du cristal) que la résonance est atteinte, au cours d'une collision rasante avec une rangée d'atomes, lorsque le projectile possède une fréquence interne d'excitation (atomique ou nucléaire) qui est un multiple (k) de sa fréquence de collision ($\gamma v/d$) associée aux chocs successifs avec les atomes cibles, séparés d'une distance d , au cours de sa collision à la vitesse v avec la rangée d'atomes. La relation entre l'énergie ΔE de la transition à exciter dans le projectile et l'énergie E_r du faisceau canalisé à la résonance est alors :

$$E_r \text{ (MeV/u)} = 931,5 \left[\left\{ 1 + \left(\Delta E \text{ (MeV)} \frac{d}{k h c} \right)^2 \right\}^{1/2} - 1 \right]$$

Dans l'espace des phases, c'est-à-dire dans le réseau réciproque du cristal, la cinématique de l'excitation cohérente correspond (comme beaucoup d'autres effets de cohérence) au transfert d'une quantité de mouvement $\Delta p = k \left(\frac{2\pi}{d} \right) \hbar$, c'est-à-dire à l'échange d'un vecteur G_k du réseau réciproque entre le projectile et le cristal.

Cette prédiction fut observée avec succès à Oak Ridge (USA)¹¹⁾ avec des ions semi-lourds à état de charge gelé. A des énergies incidentes de quelques dizaines de MeV, l'excitation résonnante d'un électron K vers un état L se révélait, au cours du balayage de l'énergie incidente du faisceau, par la perte de l'électron excité (le dégel de l'état de charge) à chaque passage d'une harmonique de la vitesse de résonance. En effet, le gel peut-être mainenu par un ion canalisé tant qu'il reste dans son état fondamental, mais être rapidement détruit lorsque l'ion "gonfle" vers une orbitale atomique moins liée et plus étendue (pénétrant donc dans des zones transverses où la densité et la température électroniques sont plus élevées). Dans les cas où l'ion est assez lourd pour que l'état excité reste stable vis-à-vis de la perte électronique, la résonance a pu être observée par la détection de la fluorescence de l'ion excité. Il s'est avéré que cette spectroscopie Okorokov des ions canalisés était un puissant moyen d'étude des champs électriques statiques (cristallin) et dynamiques (de sillage) ressentis par le projectile dans le cristal. En effet, ces champs sont suffisamment intenses pour perturber la structure atomique du projectile : par rapport aux énergies de résonances attendues dans le vide on observe des déplacements Stark et des levées de dégénérescences des niveaux excités.

Du point de vue cinématique l'excitation cohérente peut en principe s'étendre au domaine des énergies nucléaires. Cependant, les énergies incidentes nécessaires pour exciter des niveaux nucléaires de l'ordre de 100 keV seulement se mesurent déjà en dizaines de GeV par nucléon ! Les difficultés associées à la canalisation de faisceaux de telles énergies (dans la mesure où ils sont disponibles) expliquent que l'excitation cohérente nucléaire n'ait pas encore été observée. On peut cependant calculer la section efficace de cette excitation nucléaire par la méthode de Weizäcker-William, c'est-à-dire en calculant la probabilité d'excitation Coulombienne du projectile par les photons équivalents issus des interactions successives avec les atomes de la rangée. Le spectre de ces photons peut être décomposé en un fond continu dû à la vibration des atomes cibles, c'est la partie incohérente de l'interaction, et en des pics étroits qui induisent la partie cohérente recherchée de l'interaction. Contrairement au cas de l'excitation atomique, ce sont ici des transitions ΔE très énergétiques qui sont à priori mises en jeu et ce sont donc des photons durs qui sont nécessaires à l'excitation, c'est-à-dire des collisions rasantes avec les rangées d'atomes à des paramètres d'impact les plus petits possibles. Sachant qu'il faut préserver le régime de canalisation pour que le rapport (cohérent/incohérent) atteigne sa valeur maximum, on recherchera l'excitation cohérente autour de l'angle critique de canalisation, pour lequel r_{min} est de l'ordre de grandeur de u_1 l'amplitude de vibration thermique des atomes.

Une expérience est actuellement en cours au GANIL¹²⁾ pour explorer la possibilité d'excitation cohérente d'un noyau, non pas à partir de son niveau fondamental, mais d'un état métastable de durée de vie assez longue pour que l'on puisse préparer un faisceau parallèle et exciter dans un cristal mince aligné un niveau voisin très proche (ΔE seulement de quelques keV) donc à des énergies facilement accessibles ($E \sim$ quelques dizaines de MeV/u) puisque le ΔE est de l'ordre des énergies atomiques.

VIII - CONCLUSION

La première partie de ce cours avait pour but d'introduire les bases classiques de la canalisation, et d'en suggérer quelques applications pluridisciplinaires. Dans le cas de la canalisation d'ions lourds on a pu voir quelques facettes du microlaboratoire que constitue le canal :

- c'est un espace ne comprenant en principe aucun noyau de la matrice cristalline : l'apparition d'un noyau "incogru" sera détectable avec une extraordinaire sensibilité, qu'il s'agisse d'une impureté, d'un défaut cristallin, d'un atome thermiquement déplacé, ou même d'un noyau-composé de recul "sortant de l'ombre".

- c'est une cible d'électrons très dense, permettant d'étudier les phénomènes les plus rares de l'interaction ion-électron.
- c'est une cible d'électrons très froide, permettant d'approcher ce que serait l'interaction d'un ion lourd avec un gaz d'électrons libres.
- c'est enfin un bain de vecteurs réciproques, permettant d'échanger de façon collective de la quantité de mouvement entre le projectile et la cible et en particulier de réaliser l'excitation cohérente de l'ion canalisé.

Les aspects relativistes de la canalisation d'électrons sont revus dans l'article suivant par X. Artru.

IX - Références

- 1) M.T. Robinson and O.S. Oen, Phys. Rev., 132 (1963) 2385.
- 2) J. Lindhard, K. Dan Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd., 34 (1965) N°14.
- 3) V.V Okorokov, JETP Lett., 2 (1965) 111.
- 4) D.S. Gemmell, Rev. of Mod. Phys., 46 (1974) 129.
- 5) D.V. Morgan, "Channeling", J. Wiley and Sons 1973.
J.F. Ziegler, "New Uses of Ion Accelerators", Plenum Press 1975.
- 6) W.M. Gibson et al., Phys. Rev. Lett., 29 (1972) 74.
- 7) S.P. Moller et al., Phys. Lett. B, 256 (1971) 91.
- 8) Une revue simple des travaux effectués dans ce domaine au GANIL (collaboration CEN-Bordeaux, IPN Lyon, GPS Paris VII, CIRIL-Caen, LSI Palaiseau) est faite par Y. Quéré dans "Images de la Physique" (Courrier du CNRS), supplément au N° 77 (1991) 23.
- 9) S. Andriamonje et al., Phys. Rev. Lett., 63 (1989) 1930.
- 10) N. Cue, J.C. Poizat and J. Remillieux, Europhys. Lett., 8 (1989) 19.
- 11) C.D. Moak et al., Phys. Rev., A19 (1979) 977.
- 12) "Excitation cohérente d'un noyau isomérique dans un cristal aligné", Proposition d'Expérience GANIL-1991, par S. Andriamonje et al. (collaboration Bordeaux-Lyon-Paris-Caen-Palaiseau-Hong Kong).