

Spectrométrie en physique nucléaire

A. Broniatowski



DRTBT 1992 - 02

Détection de rayonnements à très basses températures
2ème Ecole d'Automne La Londe Les Maures 21-26 Septembre 1992

Détecteurs bolométriques pour la rétrodiffusion Rutherford

A. Broniatowski, Groupe des Solides, Université de Paris VII
2 Place Jussieu 75251 Paris Cedex 05

L'expérience historique de rétrodiffusion des particules α sur une cible métallique mince par Geiger, et son interprétation en 1911 par Rutherford, ont marqué une étape importante de la théorie atomique en établissant le modèle de l'atome planétaire. On pratique aujourd'hui couramment ce type d'expériences à l'aide de faisceaux d'ions produits par des accélérateurs, obtenant ainsi des informations de nature quantitative sur la structure et sur la composition des solides, sur des épaisseurs de quelques centaines de nanomètres au voisinage de leur surface. La technique d'analyse ainsi définie porte le nom de Spectrométrie de Rétrodiffusion Rutherford (Rutherford Backscattering Spectrometry ou R.B.S.). Les développements récents de cette technique vont dans la direction d'études plus spécifiques des propriétés de surface (relaxation des positions atomiques, surfaces à marches, premiers stades de la formation d'alliages, initiation des phénomènes d'oxydation...). Ces développements nécessitent une amélioration de la résolution, à la fois en profondeur et en masse, vis-à-vis des dispositifs existants. Une solution est dans l'utilisation d'ions "lourds": carbone, azote, oxygène (par opposition aux ions "légers": protons et hélium habituellement utilisés), pourvu toutefois que l'on dispose de détecteurs d'une sensibilité et d'une résolution en énergie suffisantes. Les bolomètres à basse température constituent une des voies prometteuses pour ces applications, et l'examen des premiers résultats obtenus forme l'objet de cet exposé.

Plan:

1- Principe des expériences de spectroscopie de rétrodiffusion Rutherford p.1

1-1 Séparation en masse des atomes de la cible p.2

1-2 Rendement de rétrodiffusion p.4

1-3 Résolution en profondeur: l'intérêt des ions lourds p.5

2- Bolomètres pour la détection d'ions en R.B.S. p.9

2-1 Caractéristiques typiques p. 10

2-2 Théorie élémentaire p.11

2-3 Rendement de conversion énergie-chaieur et résolution-limite en énergie p.14

2-4 Comparaison à l'expérience p.20

2-5 Conditions pour une mesure précise de l'énergie indépendamment du point d'impact p.23

3- Exemples d'application de la rétrodiffusion Rutherford en Physique des surfaces p.25

3-1 Le phénomène de canalisation p. 25

3-2 Croissance en îlots à partir d'un dépôt mince de plomb sur la face (100) du cuivre p. 27

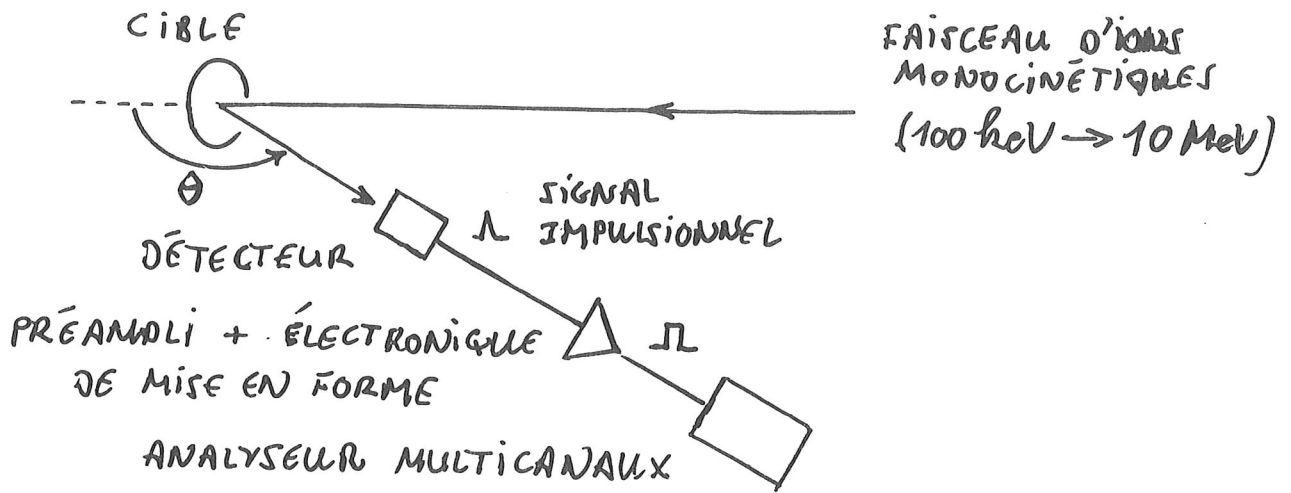
3-3 Fusion superficielle du plomb p. 28

4- Perspectives p.29

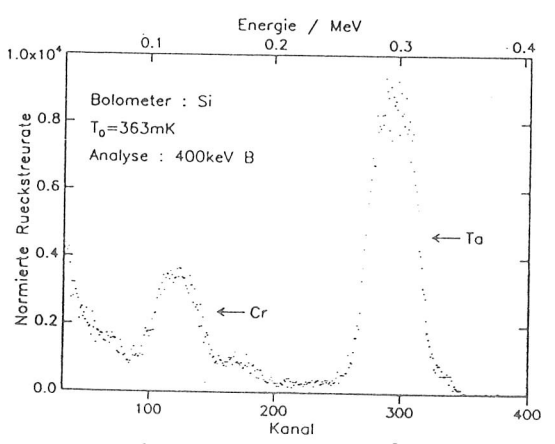
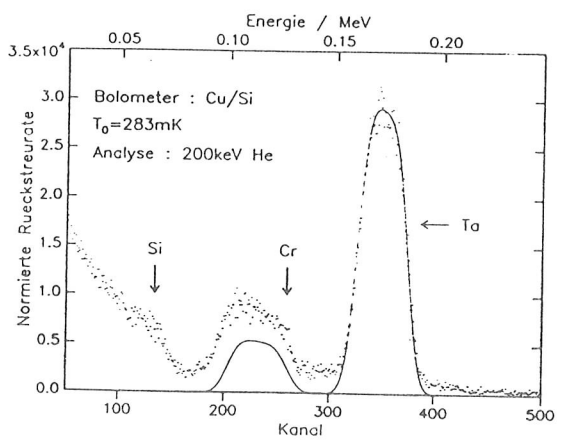
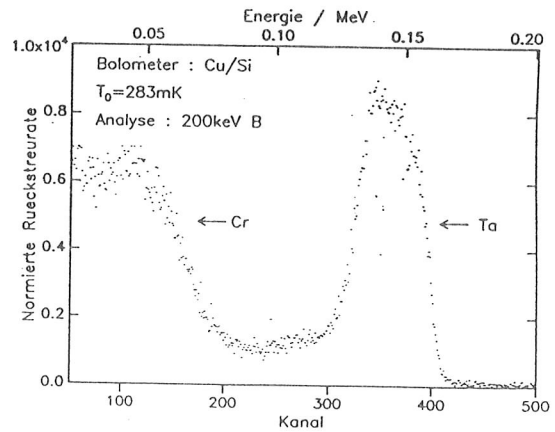
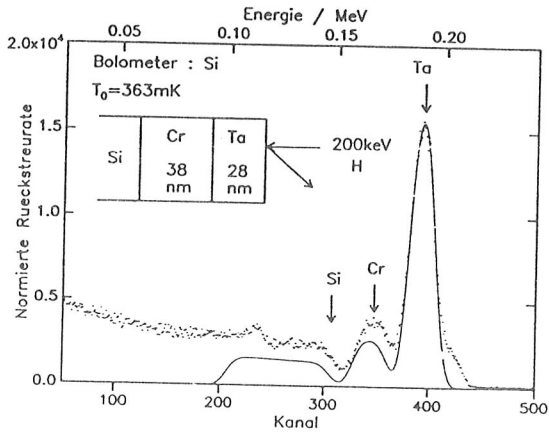
5- Bibliographie

SPECTROMÉTRIE DE RÉTRODIFFUSION RUTHERFORD (R.B.S)

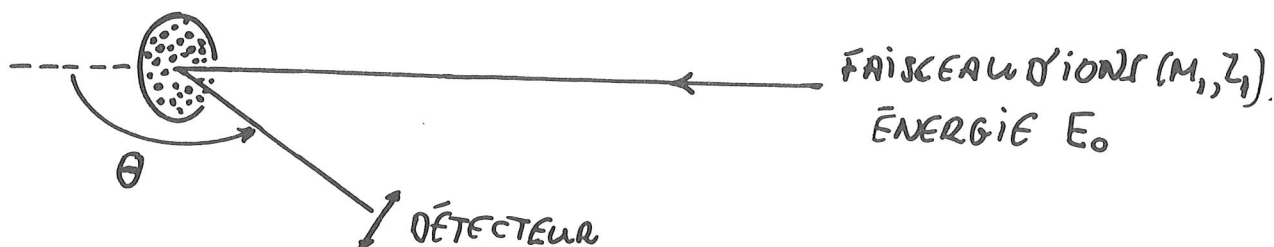
1- PRINCIPE



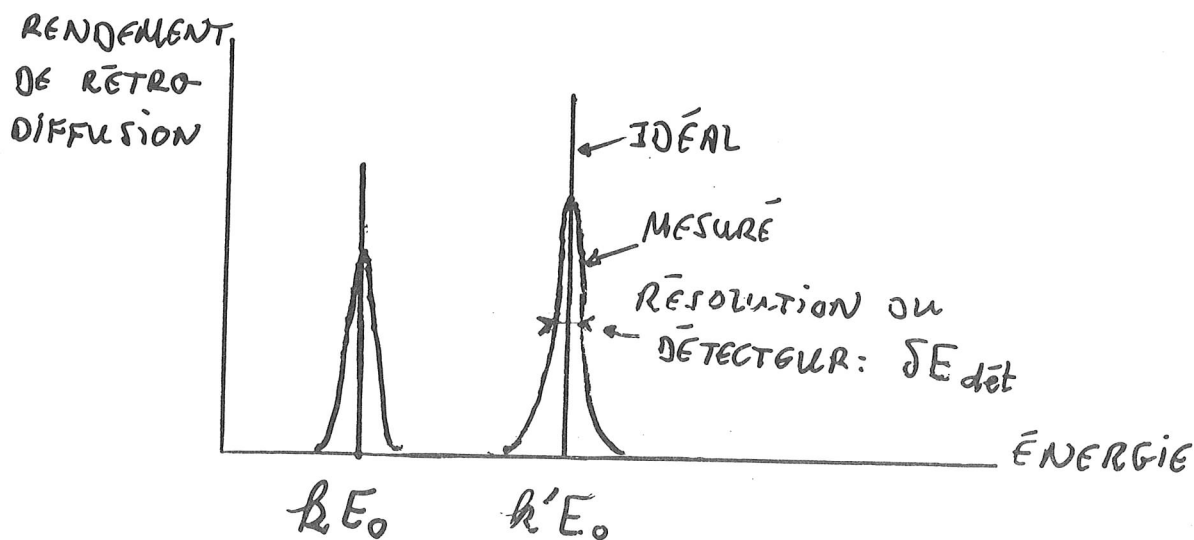
EXEMPLES DE SPECTRES R.B.S. OBTENUS SUR UNE CIBLE Si/Cr/Ta - DÉTECTEUR BOLOMÉTRIQUE À 300 mK.



1-1 SÉPARATION EN MASSE DES ATOMES DE LA CIBLE.



CIBLE MINCE COMPOSÉE DE 2 ESPÈCES D'ATOMES:
 $(M_2, Z_2), (M'_2, Z'_2)$:



$$k = \left(\frac{M_2 - M_1}{M_2 + M_1} \right)^2 \text{ FACTEUR CINÉMATIQUE } (\theta = \pi)$$

$$k' = \text{''}$$

CONDITION POUR SÉPARER DEUX ESPÈCES DE MASSES DIFFÉRENTES (M_2, M'_2) :

$$[k(M_1, M'_2) - k(M_1, M_2)] E_0 \gtrsim \Delta E_{\text{dét.}}$$

LE PROBLÈME PRATIQUE: SÉPARER DES ESPÈCES DE MASSES VOISINES (ex.: TRACEUR ISOTOPIQUE).

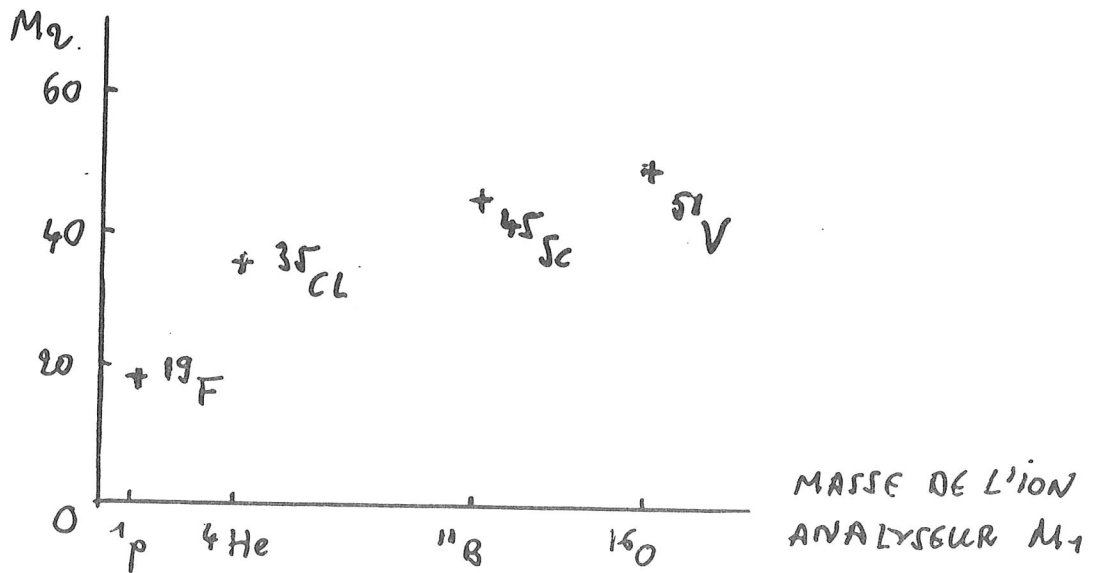
SUPPOSONS: $M'_2 - M_2 = \Delta M = 1 \text{ u.m.a.}$

⇒ L'ÉQUATION:

$$[R(M_1, M_2+1) - R(M_1, M_2)] E_0 = \delta E_{\text{dét}}$$

DÉTERMINE, EN FONCTION DE LA MASSE (M_1) DE L'ION ANALYSEUR, LA MASSE MAXIMUM M_2 POUR LAQUELLE LA RÉOLUTION EST POSSIBLE À $\Delta M = 1$.

ORDRES DE GRANDEUR: $E_0 = 2 \text{ MeV}$, $\delta E_{\text{dét}} = 15 \text{ keV}$, $\theta = 170^\circ$.



⇒ LA RÉOLUTION EN MASSE S'AMÉLIORE (TOUTES CHOSSES ÉGALES D'AILLEURS) QUAND LA MASSE DE L'ION ANALYSEUR AUGMENTE.

1-2 RENDEMENT DE RETRODIFFUSION

$$Y = \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \Omega \cdot N \cdot Q$$

Q : DOSE D'IONS ANALYSEURS (M_1, Z_1), D'ÉNERGIE E_0 .

Y : NOMBRE D'IONS REÇUS DANS LE DÉTECTEUR.

θ : ANGLE DE RÉTRODIFFUSION DANS LE REPÈRE C.M.

Ω : ANGLE SOLIDE DU DÉTECTEUR.

N : NOMBRE D'ATOMES (M_2, Z_2) PAR UNITÉ D'AIRE DE LA CIBLE.

$d\sigma/d\Omega$ = SECTION EFF. DIFFÉR. DE RÉTRODIFF. RUTNERFORD :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \left(Z_1 Z_2 e^2 / 4E_0 \right)^2 / \sin^4(\theta/2)$$

(VALABLE SOUS RÉSERVE QUE LE POTENTIEL D'INTERACTION PUISSE ÊTRE TRAITÉ COMME PUREMENT COULOMBIEN :

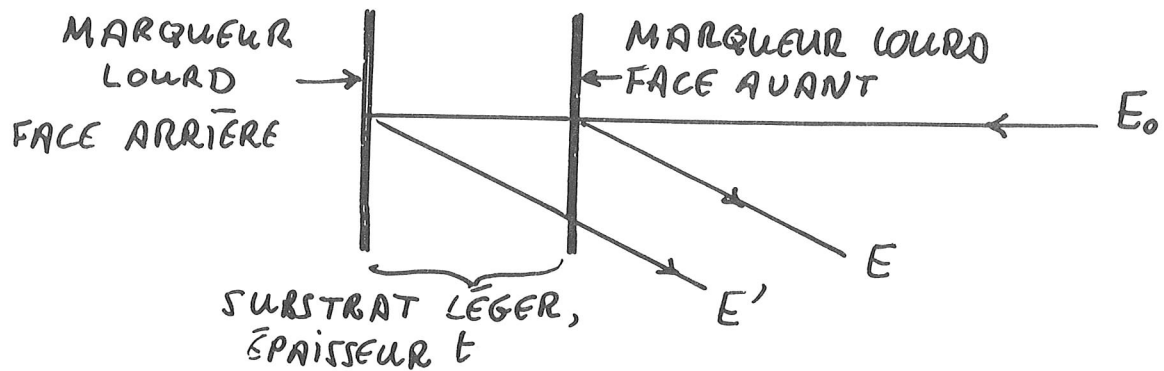
OUISTANCE MINIMUM D'APPROCHE DANS UNE COLLISION DIRECTE \ll RAYON D'ÉCRAN DE L'ATOME-CIBLE).

ORDRES DE GRANDEUR: $E_0 = 1 \text{ MeV}$, $Q = 1 \mu\text{C} = 6 \times 10^{12}$ IONS

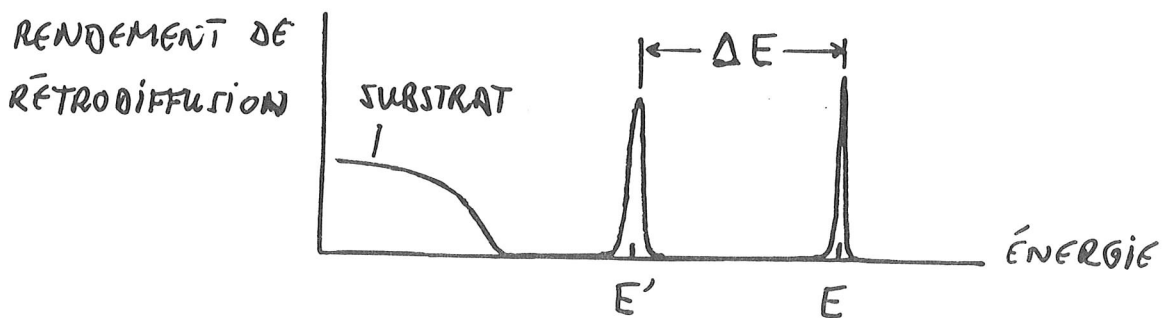
ION ANALYSEUR → CIBLE ↓	^1_1p	$^{12}_6\text{C}$
$^{28}_{14}\text{Si}$ (10^{15} at./cm ²)	1.6×10^3	5.7×10^4
$^{197}_{79}\text{Au}$ (10^{15} at./cm ²)	5.1×10^4	1.8×10^6

TOUTES CHOSES ÉGALES D'AILLEURS, LE RENDEMENT AUGMENTE COMME $Z_1^2 \Rightarrow$ COMPTAGE PLUS RAPIDE AVEC DES IONS DE Z PLUS ÉLEVÉ.

1-3 RÉSOLUTION EN PROFONDEUR.



SPECTRE D'ÉNERGIE DES IONS RÉTRODIFFUSÉS :



$\Delta E =$ PERTE D'ÉNERGIE DUE AUX COLLISIONS INÉLASTIQUES SUBIES PAR LES IONS À LA TRAVERSÉE DU SUBSTRAT.

$$\Delta E = tY, \quad \text{AVEC:}$$

$$Y = k \left| \frac{dE}{dx} \right|_{in} + \frac{1}{|\cos\theta|} \left| \frac{dE}{dx} \right|_{out}$$

$\left| \frac{dE}{dx} \right|_{in} =$ POUVOIR D'ARRÊT ÉLECTRONIQUE DU SUBSTRAT À L'ÉNERGIE E_0 .

$\left| \frac{dE}{dx} \right|_{out} =$ id. À L'ÉNERGIE kE_0 .

DISCUSSION DE LA RÉSOLUTION EN PROFONDEUR.

INCERTITUDE SUR t : $\delta t = \delta E_{\text{dét}} / \mathcal{Y}$

⇒ MAXIMISER \mathcal{Y} , ET MINIMISER $\delta E_{\text{dét}}$.

(a) \mathcal{Y} : - VARIE SUIVANT L'ION ANALYSEUR, EN PREMIÈRE APPROXIMATION COMME $Z_1^2 M_1$ (BETHE)

- DÉPEND DE LA GÉOMÉTRIE (ANGLE θ).

PLUS PRÉCIS → CALCUL "TRIM" DU POUVOIR D'ARRÊT.

ION ANALYSEUR	CIBLE	\mathcal{Y} (eV/Å)	($\theta = 110^\circ$)
^1_1p (1 MeV)	Si	15	
^4_2He (1 MeV)	Si	110	
$^{14}_7\text{N}$ (1 MeV)	Si	250	
^1_1p (1 MeV)	Au	40	
^4_2He (1 MeV)	Au	250	
$^{14}_7\text{N}$ (1 MeV)	Au	640	

(b) $\delta E_{\text{dét}}$

* DÉTECTEURS S.C. À BARRIÈRE DE SURFACE:

ION ANALYSEUR	$\delta E_{\text{dét}}$ (FWHM) [keV]	δt (Å) FWHM	
		CIBLE Si	CIBLE Au
^1_1p (1 MeV)	8	530	200
^4_2He (1 MeV)	14	130	55
$^{14}_7\text{N}$ (1 MeV)	45	180	70

* ANALYSEURS ÉLECTROSTATIQUES:

RÉSOLUTION RELATIVE $\delta E_{\text{dét}}/E \sim 0,4\%$ (FWHM),
MAIS USAGE LIMITÉ AUX IONS LÉGERS (p, He) DE
FAIBLE ÉNERGIE (≤ 100 keV).

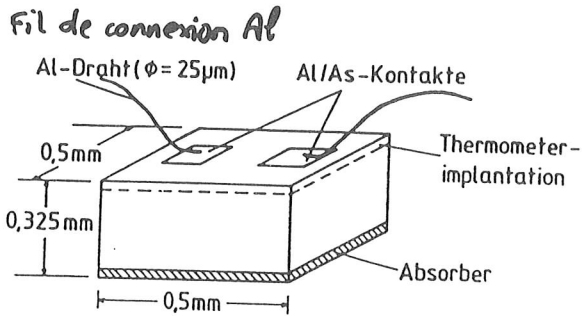
* BOLOMÈTRES À BASSES TEMPÉRATURES

ION ANALYSEUR	$\delta E_{\text{dét}}$ (keV) FWHM	δt (Å) SUR CIBLE Au
$^{11}_5\text{B}$ (400 keV)	16,0 (MESURÉ)*	250
	1,2 (OPTIMUM THÉORIQUE)	20
$^{14}_7\text{N}$ (1 MeV)	2,0 (OPTIMUM THÉORIQUE)	<u>3</u>

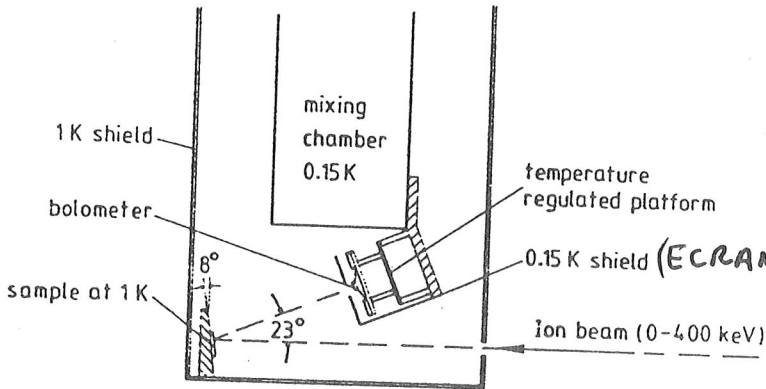
* WOIVOD 1989

N.B.: ON A NÉGLIGÉ DANS CE QUI PRÉCÈDE,
L'INCIDENCE DU STRAGGLING SUR LA RÉOLUTION.
LE STRAGGLING SE TRADUIT PAR UNE DÉGRADATION
DE LA DÉFINITION EN ÉNERGIE DU FAISCEAU
AVEC LA PROFONDEUR DANS L'ÉCHANTILLON.
DE CE FAIT, L'AMÉLIORATION DE LA RÉOLUTION
EN ÉNERGIE DES DÉTECTEURS SE JUSTIFIE
PRINCIPALEMENT (DANS LE CONTEXTE R.B.S.)
PAR LES PERSPECTIVES D'UTILISATION EN PHYSIQUE
DÉS SURFACES. Ex.: PREMIERS STADES DE LA
FORMATION D'ALLIAGES, RELAXATIONS DES POSITIONS
ATOMIQUES EN SURFACE... CE TYPE D'ÉTUDES NÉCESSITE
GÉNÉRALEMENT L'ULTRA-VIDE, CONDITION
ÉGALEMENT FAVORABLE AU BON FONCTIONNEMENT
DES BOLOMÈTRES - BASSE TEMPÉRATURE.

2- BOLOMÈTRES POUR LA DÉTECTION D'IONS EN RÉTRODIFFUSION RUTHERFORD.



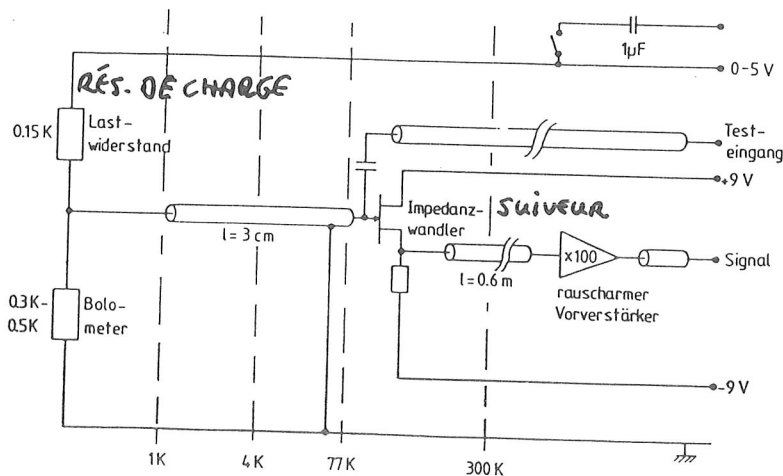
← BOLOMÈTRE A THERMOMÈTRE SEMI CONDUCTEUR IMPLANTÉ (MOSELEY 1985)



← MONTAGE DANS UN CRYOSTAT A DILUTION (WOJWOD 1989)

Fig. 1. RBS configuration inside the cryostat.

- ABSORBEUR = COUCHE MINCE DE CU ou AL EVAPORÉ (≈ 1 à $2 \mu\text{m}$).



ELECTRONIQUE DE LECTURE

2-1 CARACTÉRISTIQUES TYPIQUES

THERMOMÈTRE Si IMPLANTÉ P

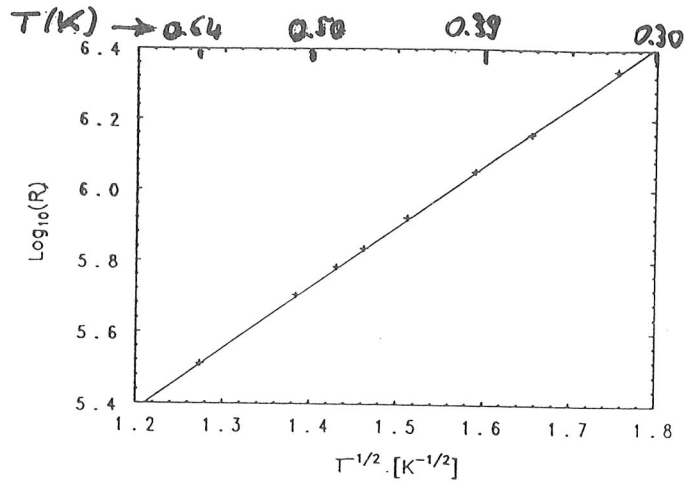
$$[P] \approx 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3},$$

PARTIELLEMENT COMPENSÉ B.

$$R(T) = R_M \exp(T_M/T)^{1/2}$$

$$R_M = 1940 \Omega, T_M = 16 \text{ K}$$

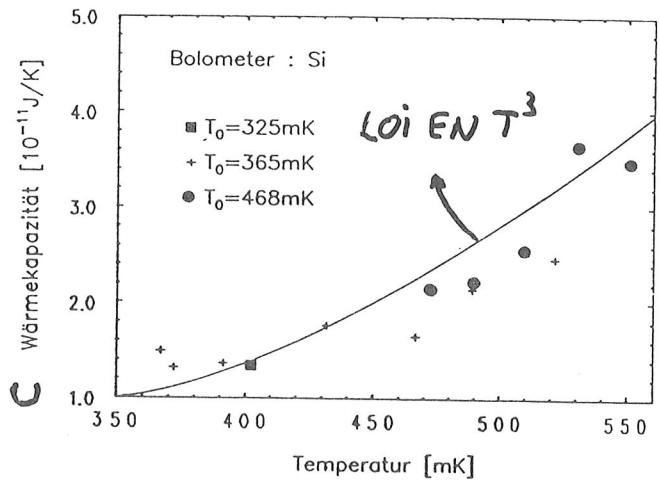
$$\alpha = (1/R)(dR/dT) = -7.9 \text{ K}^{-1} \approx 0.4 \text{ K}^{-1}$$



CAPACITÉ CALORIFIQUE C

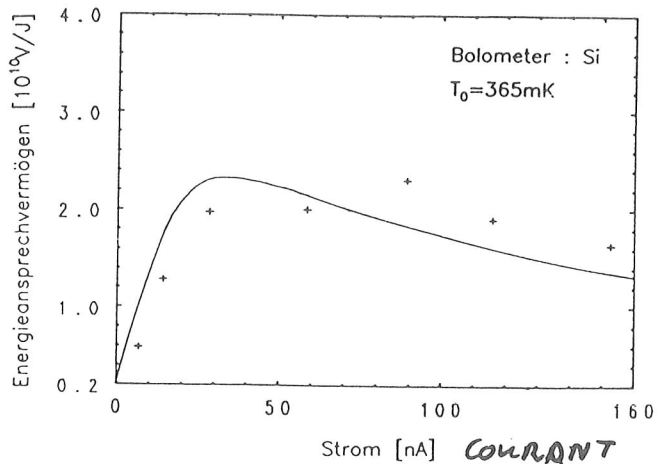
ÉLEVATION DE TEMPÉRATURE
POUR UN DÉPÔT D'ÉNERGIE
DE 1 MeV (POINT DE
FONCTIONNEMENT: 400 mK):

$$\Delta T = 10 \text{ mK}$$



SENSIBILITÉ EN ÉNERGIE

SUIVANT LE COURANT
D'ALIMENTATION



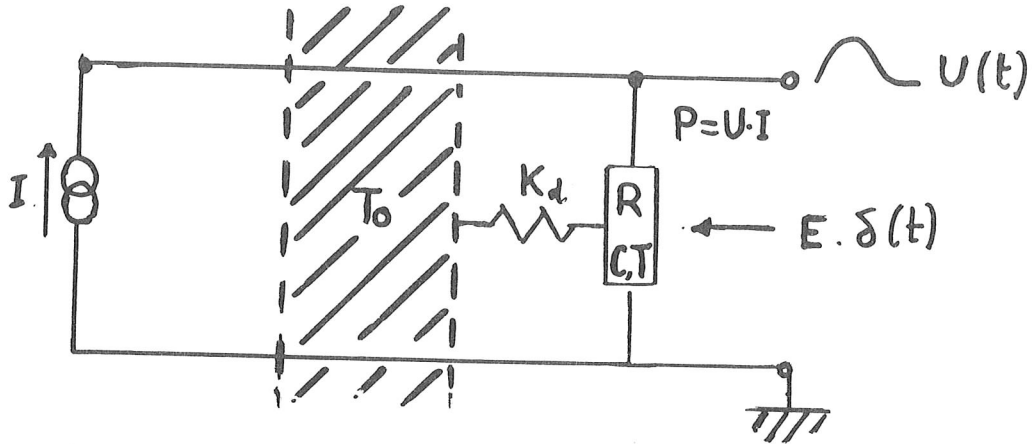
CONDUCTANCE THERMIQUE K_d :

$$1.8 \cdot 10^{-8} \text{ W/K (325 mK)} \rightarrow 2.4 \cdot 10^{-7} \text{ W/K (540 mK)}$$

$$\tau_d = C/K_d: 550 \mu\text{s (325 mK)} \rightarrow 160 \mu\text{s (540 mK)}$$

2-2 THÉORIE ÉLÉMENTAIRE

● SCHEMA ÉQUIVALENT:



● POINT DE FONCTIONNEMENT.

* PUISSANCE DISSIPÉE DANS LE BOLOMÈTRE:

$$P = U \cdot I = R(T) I^2, \quad R(T): \text{RÉSISTANCE DU THERMOMÈTRE}$$

$$K_d(T) (T - T_0) = P \Rightarrow \text{DÉTERMINE } T(T_0, I).$$

● RÉGIME DYNAMIQUE (PETITS SIGNAUX):

* DÉPÔT D'ÉNERGIE $E \cdot \delta(t) \Rightarrow$ RÉPONSE $\Delta T(t)$

$$C(T) \frac{d(\Delta T)}{dt} + K_d(T) \Delta T = \frac{dP}{dT} \Delta T + E \cdot \delta(t)$$

↑	↑	↑	↑
VARIATION DE LA CHALEUR STOCKÉE DANS LA CIBLE	FLUX DE CHALEUR ÉVACUÉE VERS LE THERMOSTAT	VARIATION DE LA PUISSANCE ÉLECTRIQUE DISSIPÉE DANS LE THERMOMÈTRE	ÉNERGIE DÉPOSÉE EN CHALEUR DANS LA CIBLE.

● COUPLAGE ÉLECTRO-THERMIQUE.

$$\alpha(T) = (1/R) (dR/dT) [K^{-1}]: \text{COEFFICIENT DE TEMPÉRATURE DE LA RÉISTANCE } R(T)$$

$$K_e(T) = K_d(T) - dP/dT = K_d(T) - \alpha \cdot P$$

CONDUCTANCE THERMIQUE EFFECTIVE

$\alpha < 0$ (CAS DES THERMOMÈTRES SEMICONDUCTEURS DOPÉS A LA TRANSITION MÉTAL-ISOLANT) \Rightarrow SYSTÈME STABLE VIS-A-VIS DE FLUCTUATIONS DU CONTENU EN ÉNERGIE.

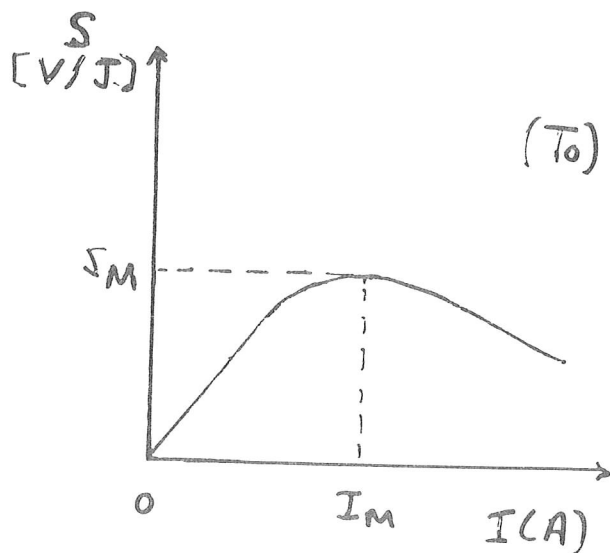
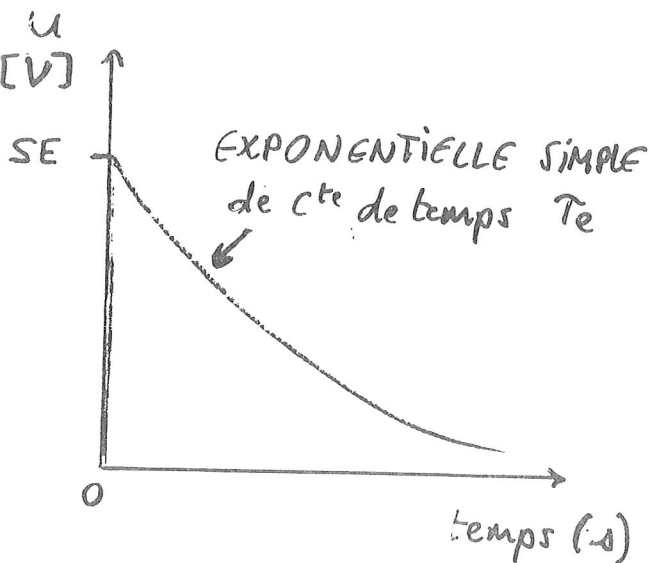
● FORME DU SIGNAL :

* $\Delta T(t) = (E/C) \exp(-t/\tau_e) \quad t > 0$

où $\tau_e = C/K_e =$ cte de temps effective de la fuite thermique ($\neq \tau_d = C/K_d$!).

* $U(t) = I \Delta R(t) = \alpha R I \Delta T(t) = S E \exp(-t/\tau_e)$

où $S = \alpha R I / C$, SENSIBILITÉ EN ÉNERGIE



CE TRAITEMENT NÉGLIGE OU OMET :

- (1) TOUTES LES NON-LINÉARITÉS DANS LA RÉPONSE THERMIQUE DU BOLOMÈTRE (CALCUL AU 1^{er} ORDRE EN ΔT)
- (2) LES DISTORSIONS INTRODUITES PAR LA MISE EN FORME DU SIGNAL (BANDE PASSANTE DE L'AMPLI, FILTRES...)
- (3) CELLES DUES AUX IMPÉDANCES ÉLECTRIQUES PARASITES (CAPAS MUTUELLES DE CABLES, IMPÉDANCE D'ENTRÉE DE L'AMPLI.)
- (4) LES BRUITS D'ORIGINE INTRINSÈQUE: FLUCTUATIONS THERMODYNAMIQUES DU CONTENU EN ÉNERGIE DU BOLOMÈTRE, BRUIT JOHNSON DU THERMOMÈTRE
- (5) LES BRUITS D'ORIGINE EXTRINSÈQUE:
 - BRUIT DE RAYONNEMENT THERMIQUE SUR L'ABSORBEUR
 - FLUCTUATIONS DE TEMPÉRATURE DU THERMOMÈTRE
 - MICROPHONIQUES ET PICK-UP DE PARASITES ÉLECTRIQUES EXTÉRIEURS
- (6) LES FLUCTUATIONS DU RENDEMENT DE CONVERSION (ÉNERGIE CINÉTIQUE DE LA PARTICULE \rightarrow CHALEUR).
- (7) LA DÉPENDANCE DU SIGNAL VIS-A-VIS DU POINT D'IMPACT SUR LA CIBLE, ET CONSÉQUENCES POUR LA RÉOLUTION EN ÉNERGIE DU DÉTECTEUR
- (8) LES FLUCTUATIONS DE LA LIGNE DE BASE DU BOLOMÈTRE SUIVANT LA CADENCE D'ARRIVÉE DES PARTICULES, (IMPORTANT EN R.B.S. : CADENCE ≥ 1000 cps/s).

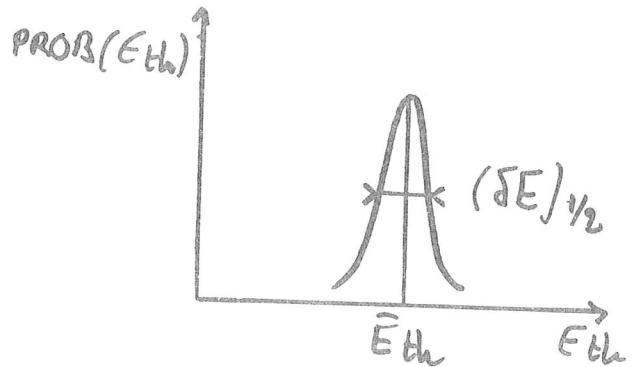
2-3 RENDEMENT DE CONVERSION ÉNERGIE → CHALEUR ET RÉOLUTION-LIMITE EN ÉNERGIE DU DÉTECTEUR

● RENDEMENT DE CONVERSION: $\eta = \frac{\text{ÉNERGIE THERMALISÉE}}{\text{ÉNERGIE DE L'ION INCIDENT}}$

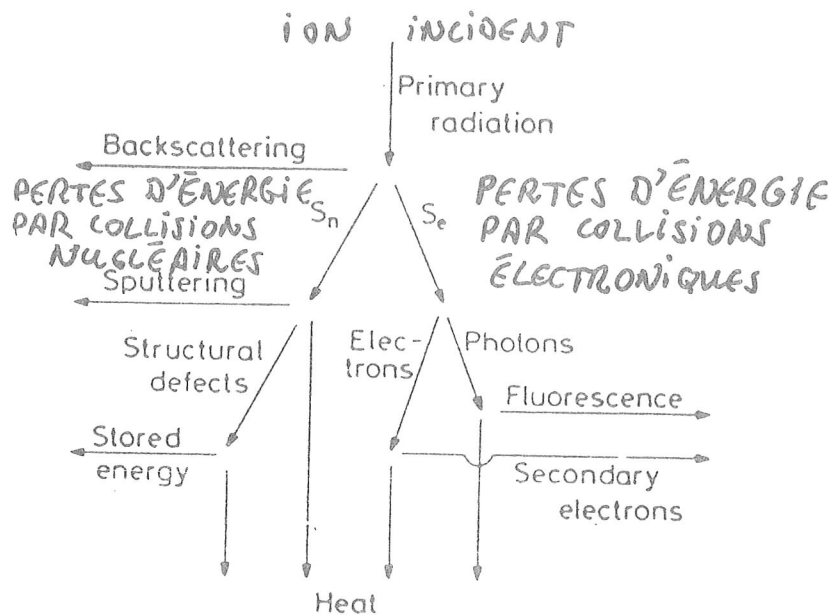
VALEURS TYPIQUES: $\eta \approx 98\%$, MAIS FLUCTUE D'ION À ION (TOUTES CHOSES ÉGALES D'AILLEURS).

● FLUCTUATIONS DE η ET RÉOLUTION-LIMITE SE DU BOLOMÈTRE

E_{th} = ÉNERGIE THERMALISÉE DANS L'ABSORBEUR



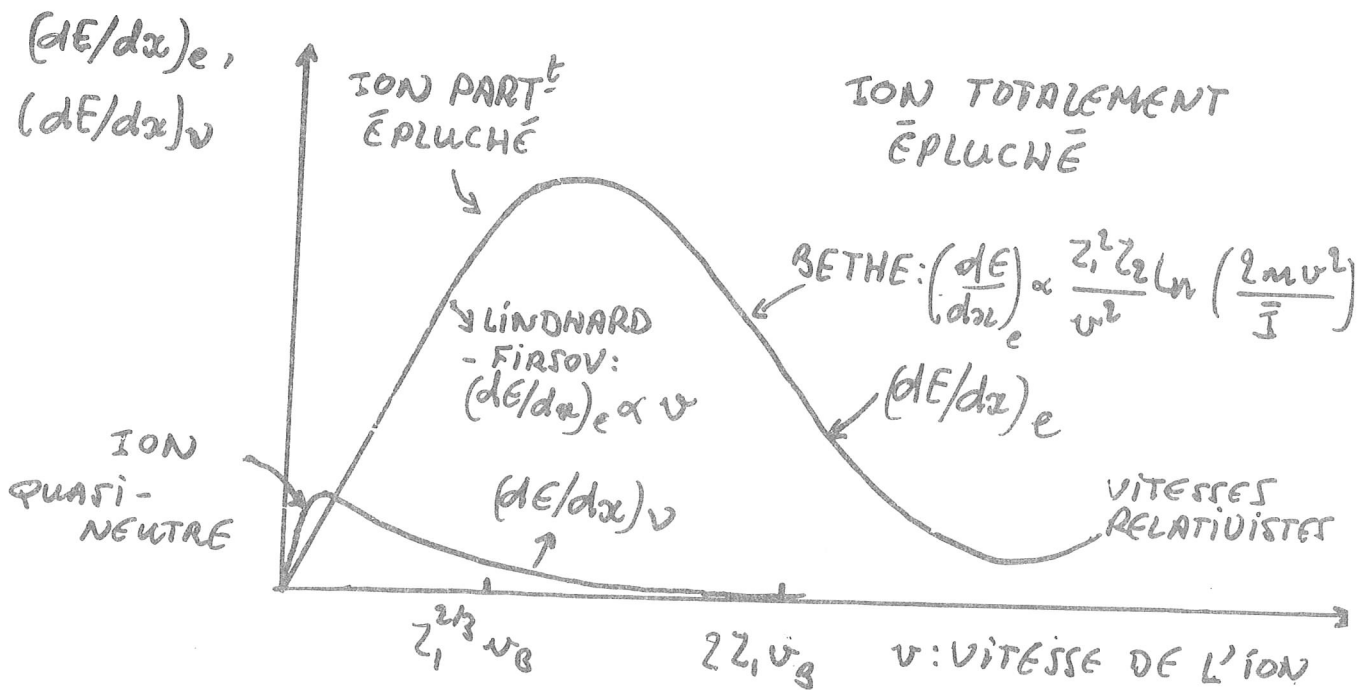
BILAN DES PERTES D'ÉNERGIE DANS L'ABSORBEUR



(ANDERSEN 86)

Fig. 3. Simplified diagram of the energy flow within a calorimetric energy-dispersive detector. Only the energy appearing as heat at the bottom of the diagram will contribute to the signal.

● ALLURE GÉNÉRALE DES PERTES D'ÉNERGIE DES IONS DANS LES SOLIDES



POUVOIRS D'ARRÊT ÉLECTRONIQUE $(dE/dx)_e$, ET NUCLÉAIRE $(dE/dx)_v$, POUR UN ION (M_1, z_1) DE VITESSE v , DANS UNE CIBLE (M_2, z_2) . v_B = VITESSE DE BOHR = $c/137$.

● BILAN DES PROCESSUS NE DONNANT PAS LIEU A THERMALISATION DE L'ÉNERGIE DE L'ION INCIDENT:

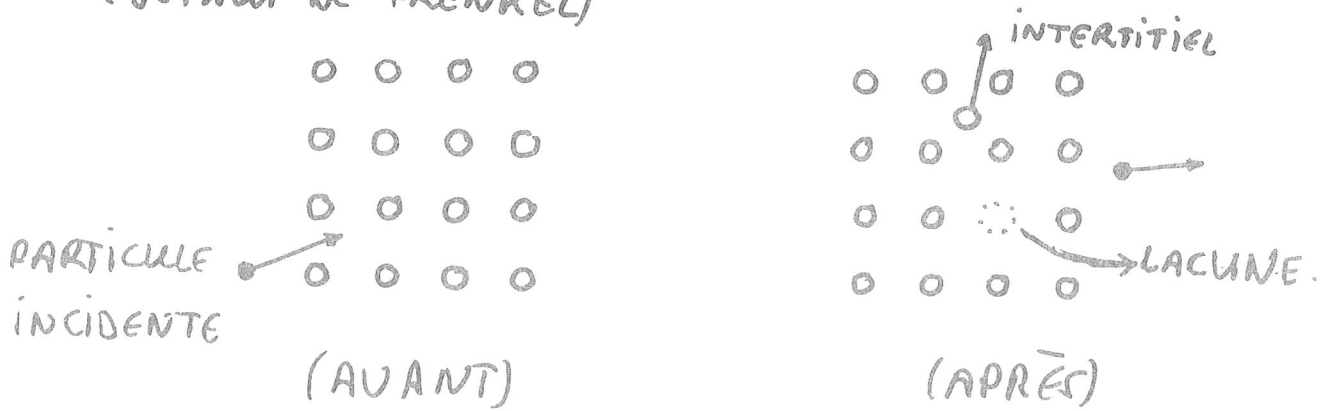
- DANS LA BRANCHE INÉLASTIQUE:
 - ÉMISSION D'ÉLECTRONS SECONDAIRES (*)
 - FLUORESCENCE X

- DANS LA BRANCHE ÉLASTIQUE:
 - RÉTRODIFFUSION DE L'ION (*)
 - PULVÉRISATION D'ATOMES DE L'ABSORBEUR (*)
 - PRODUCTION DE DÉFAUTS PONCTUELS STABLES à B.T.

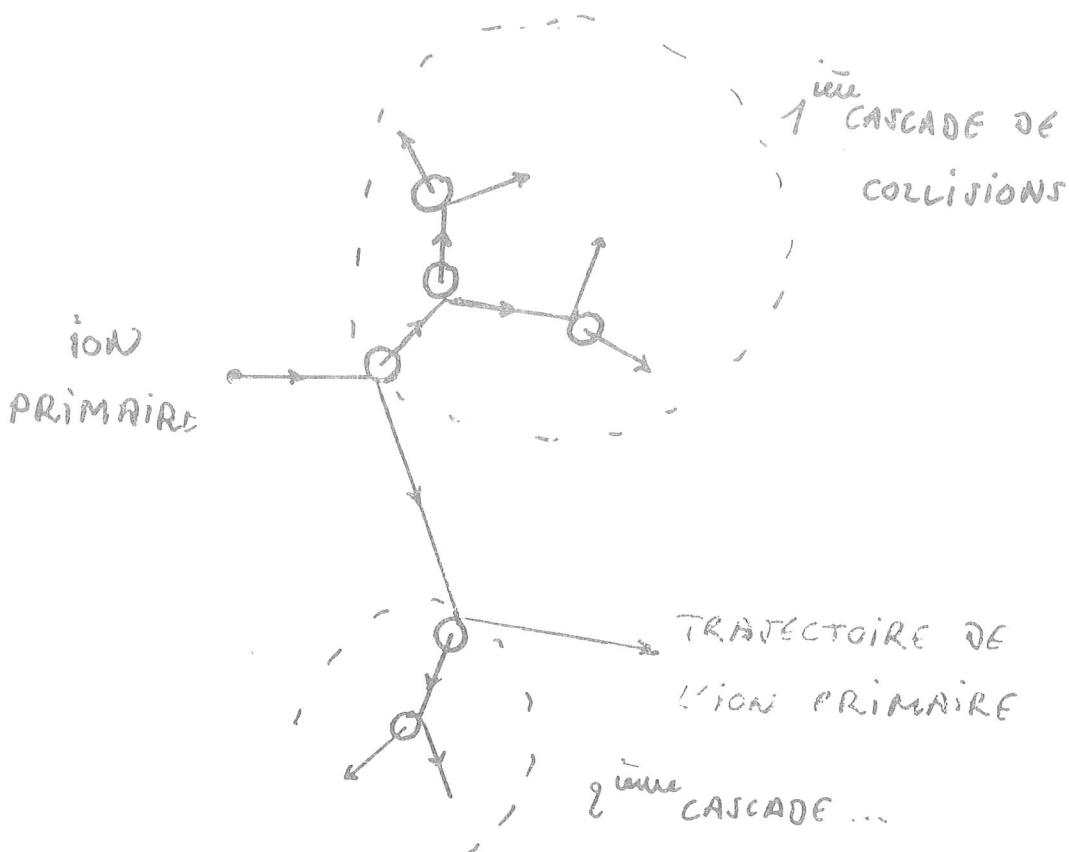
(*) NÉGLIGEABLE POUR DES IONS D'ÉNERGIE SUPÉRIEURE A QUELQUES CENTAINES DE KeV (DOMAINE R.B.S.)

DEFAUTS D'IRRADIATION ET CASCADES DE COLLISIONS

● PRODUCTION D'UNE PAIRE LACUNE-INTERTITIEL (DÉFAUT DE FRENKEL)



● INITIATION D'UNE CASCADE DE COLLISIONS



- NOMBRE DE DÉFAUTS RESULTANT DES CASCADES DE COLLISIONS (KINCHIN-PEASE 1955)

E_d = ÉNERGIE-SEUIL POUR LE DÉPLACEMENT D'UN ATOME (TYPIQUEMENT: 25eV).

E_i = ÉNERGIE DE L'ION PRIMAIRE, ET T_i = ÉNERGIE TRANSFÉRÉE DANS LA IÈME CASCADE.

N_i = NOMBRE D'ATOMES DÉPLACÉS DANS LA CASCADE (i)

E_f = ÉNERGIE D'UNE PAIRE DE FRENKEL (quelques eV).

$$\begin{cases} T_i < E_d: & N_i = 0 \\ E_d < T_i < 2E_d: & N_i = 1 \\ 2E_d < T_i < T_{max} = 4M_1M_2 / (M_1 + M_2)^2 \cdot E_i: & \bar{N}_i = T_i / 2E_d \end{cases}$$

- NOMBRE TOTAL DE PAIRES CRÉÉES PAR L'ION DANS LA CIBLE:

$$N_f = \sum_i \bar{N}_i \approx \sum_i T_i / 2E_d$$

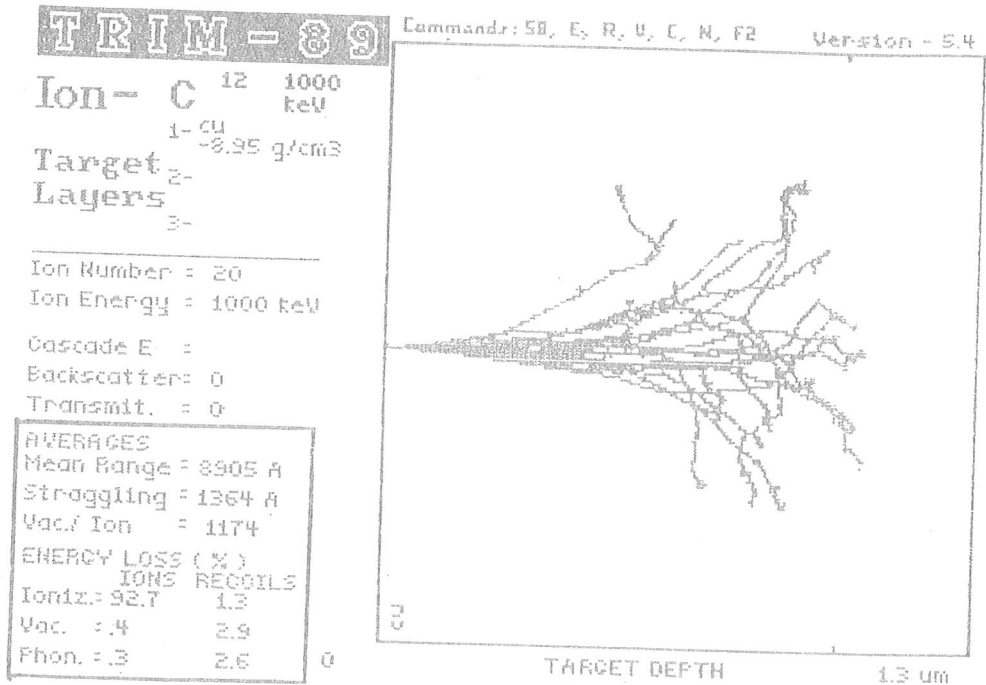
- ÉNERGIE TOTALE STOCKÉE DANS LES DÉFAUTS

$$E_f = N_f E_f \approx (E_f / 2E_d) \sum_i T_i$$

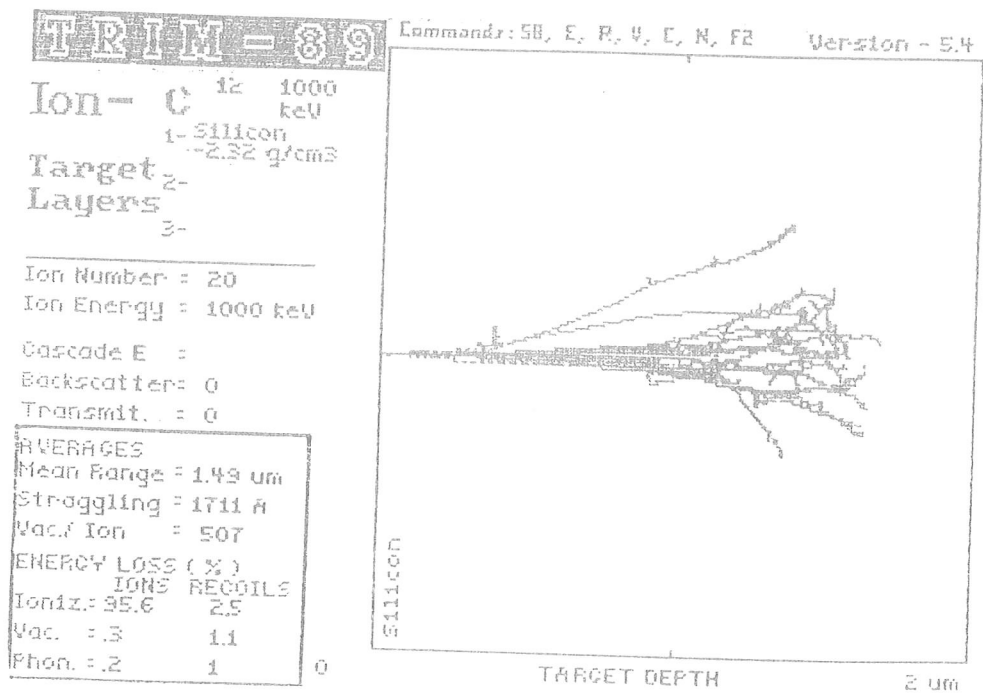
$\sum T_i$, donc N_f et E_f , FLUCTUENT D'ION À ION
 ⇒ NÉCESSITÉ D'UNE ÉTUDE STATISTIQUE DE LA PARTITION DES PERTES D'ÉNERGIE ENTRE LES PROCESSUS ÉLASTIQUES ET INÉLASTIQUES.

● SIMULATION PAR METHODE DE MONTE-CARLO DES PERTES D'ÉNERGIE, ET CALCUL DU NOMBRE DE LACUNES PAR ION PRIMAIRE (PROGRAMME TRIM = TRANSPORT OF IONS IN MATTER).

EXEMPLES :



$^{12}\text{C} (1\text{MeV}) \rightarrow \text{Cu}$



$^{12}\text{C} (1\text{MeV}) \rightarrow \text{Si}$

N.B.: NÉGLIGE LES RECOMBINAISONS LACUNE-INTERSTITIEL
 ⇒ SURESTIME SE

- ENERGIES-SEUIL DE DÉPLACEMENT ET ENERGIE STOCKÉE PAR PAIRE DE FRENKEL POUR DIFFÉRENTS MATÉRIAUX.

	$E_{d,eff}$ [eV]	E_S [eV]
Al	23,0	3,8
Si	25,0	12,0
Cu	28,5	4,6
C	28	12

- RÉSOLUTION-LIMITE EN ÉNERGIE, TELLE QU'ELLE RÉSULTE DES FLUCTUATIONS DU POUVOIR D'ARRÊT NUCLÉAIRE DANS DIFFÉRENTS MATÉRIAUX-ABSORBEUR (VALEURS CALCULÉES)

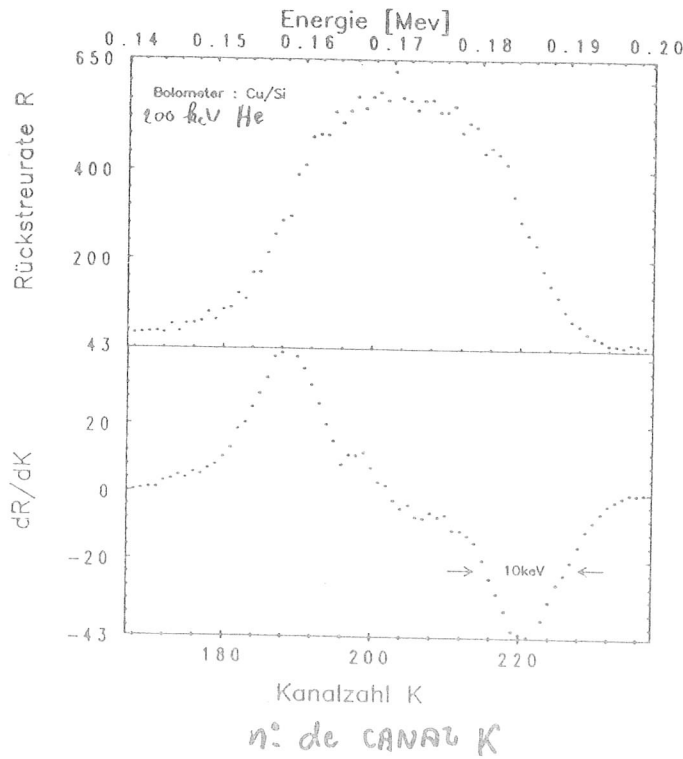
Ion	Energy [keV]	δE [eV]	
		Si	Cu
H	195	100	42
He	184	650	280
He	1000	760	400
B	159	2500	820
B	318	2630	1150
N	500		1530
N	1000		1650

SE - AUGMENTE AVEC LE Z DE L'ION ANALYSEUR
 - VARIE PEU AVEC L'ÉNERGIE AU-DELÀ DE LA CENTAINE DE keV [LES PERTES D'ÉNERGIE PAR COLLISIONS ÉLASTIQUES SONT SEULEMENT IMPORTANTES À BASSE VITESSE].

2-6 COMPARAISON À L'EXPÉRIENCE: MESURE DE LA RÉSOLUTION EN ÉNERGIE À PARTIR DES SPECTRES DE RÉTRODIFFUSION RUTHERFORD.

RENDEMENT DE RÉTRODIFF. R

dR/dK

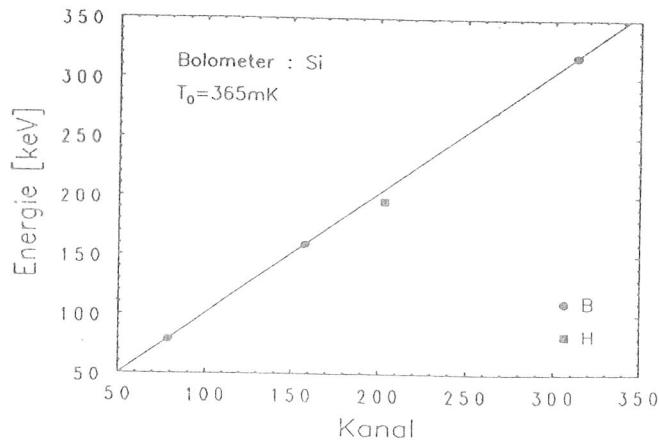


Measured energy resolutions of the bolometers for different light ions and different absorbers; the given energy corresponds to the backscattering energy at a Ta surface

Ion	Energy [keV]	FWHM [keV]	
		Si bolometer	Cu/Si bolometer
H	195	7.5 ± 1.5	—
He	184	8.0 ± 0.5	9.5 ± 0.5
B	159	11.0 ± 0.5	7.5 ± 0.5
B	318	16.0 ± 0.5	16.5 ± 0.5

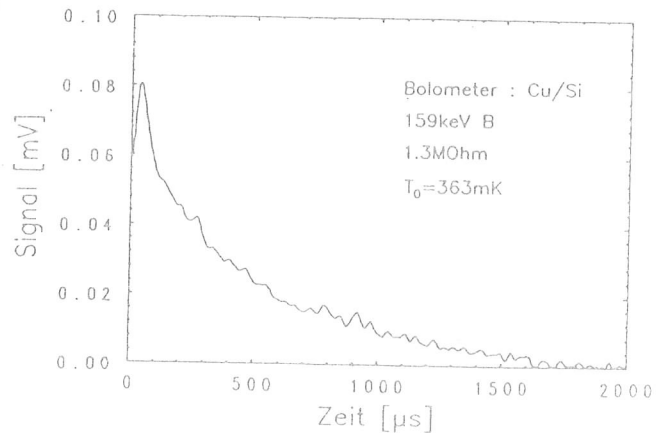
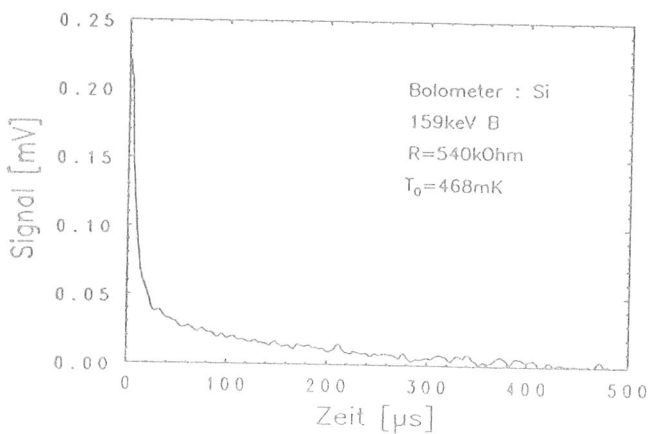
DISCUSSION

* LINÉARITÉ DE LA RÉPONSE EN ÉNERGIE



→ JUSTIFIE LE TRAITEMENT
DANS L'APPROXIMATION
"PETITS SIGNAUX."

* ALLURE DES TRANSITOIRES DE TEMPÉRATURE



* 2 CONSTANTES DE TEMPS (SPÉCIALEMENT À GAUCHE).

- COURTE : $\sim 10-30\ \mu\text{s}$
- LONGUE : $\sim 150-500\ \mu\text{s}$
- DÉPENDENT DU POINT DE FONCTIONNEMENT,
MAIS AUSSI FLUCTUENT D'ION À ION,
TOUTES CHOSES ÉGALES D'AILLEURS.

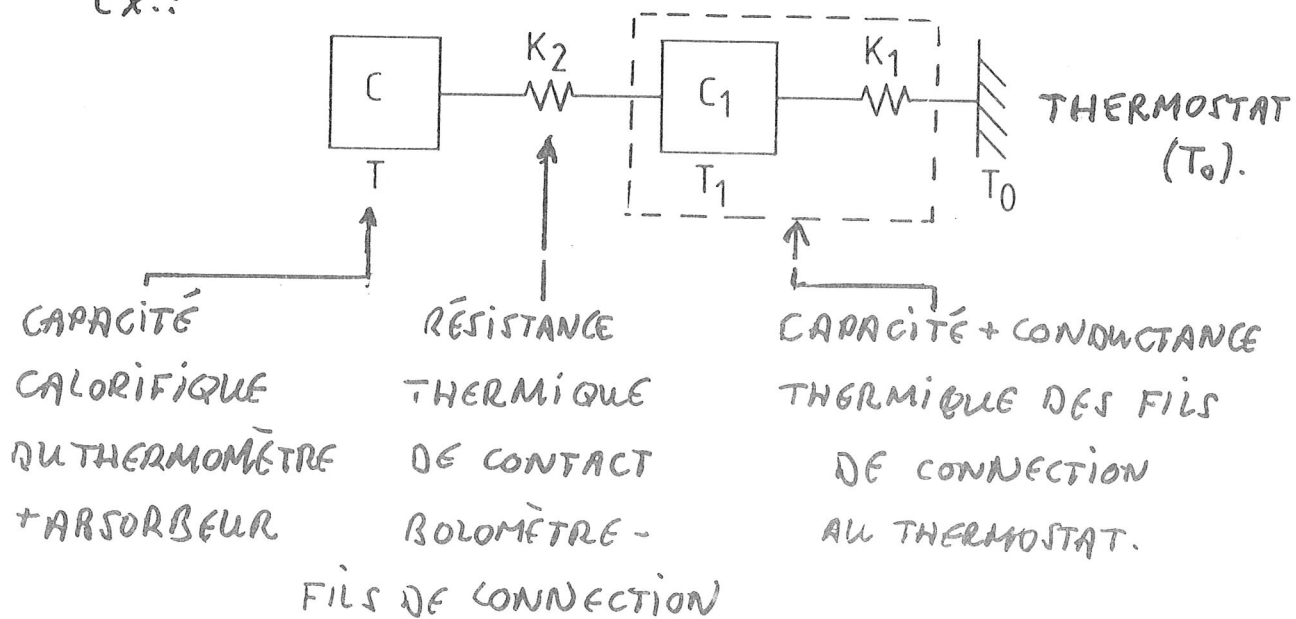
• EXPLICATIONS PROPOSÉES :

(a) 2 PROCESSUS DE THERMALISATION DE L'ÉNERGIE DÉPOSÉE, A VITESSES DIFFÉRENTES.

Ex.: UNE FRACTION DES PORTEURS CHAUDS DANS Si RECOMBINE RAPIDEMENT, L'AUTRE SE PIÈGE SUR DES DÉFAUTS DE RÉSEAU ET RECOMBINE PLUS LENTEMENT.

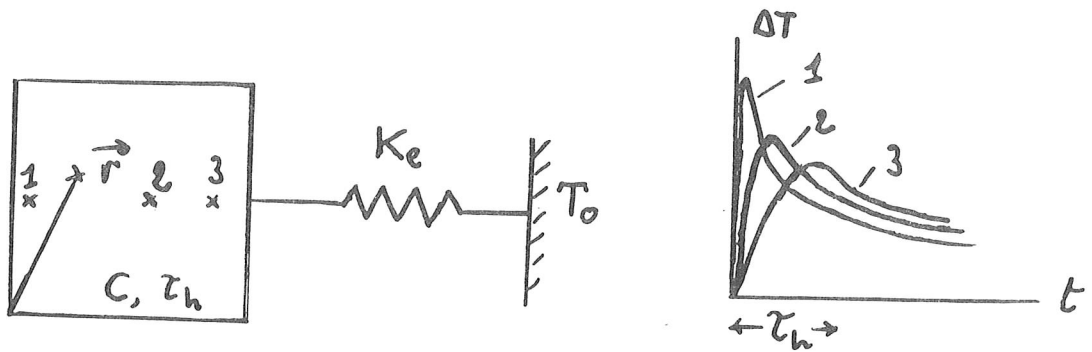
(b) 2 RÉSERVOIRS DE CHALEUR COUPLÉS PAR UNE RÉSISTANCE THERMIQUE (Niinikoski et al. 87).

Ex.:



(c) DISPERSION DE LA MESURE SELON LE POINT D'IMPACT DE L'ION SUR L'ABSORBEUR.

2-5 CONDITION POUR UNE MESURE PRÉCISE DE L'ÉNERGIE INDÉPENDAMMENT DU POINT D'IMPACT



τ_h = TEMPS D'HOMOGENÉISATION DE LA TEMPÉRATURE DU BOLOMÈTRE APRÈS IMPACT D'UNE PARTICULE (ORDRE DE GRANDEUR: $\tau_h = 1 \mu s \Rightarrow$ TEMPÉRATURE HOMOGENÈNE A NIEUX QUE 10^{-3} PRÈS).

$\tau_e = C^{te}$ DE TEMPS EFFECTIVE DE LA FUITE THERMIQUE ($\tau_e = C/K_e$)

\vec{r} = POINT D'IMPACT DE LA PARTICULE SUR L'ABSORBEUR

$\phi(\vec{r})$ = FRACTION DE L'ÉNERGIE DÉPOSÉE, ÉVACUÉE VERS LE THERMOSTAT AU TEMPS τ_h APRÈS L'IMPACT.

$\Rightarrow \phi$ DÉPEND DE \vec{r} , MAIS DONNÉ EN ORDRE DE GRANDEUR PAR

$$\bar{\phi} = [1 - \exp(-\tau_h / \tau_e)] \approx \tau_h / \tau_e \quad (\text{POUR } \tau_e \gg \tau_h)$$

\Rightarrow CONDITION POUR UNE MESURE DE L'ÉNERGIE À 10^{-3} PRÈS, INDÉPENDAMMENT DU POINT D'IMPACT:

$$\tau_e \sim 1000 \tau_h, \quad \text{SOIT } \sim 1 \text{ ms}$$

- DES MESURES PRÉCISES DEMANDENT UNE FUITE THERMIQUE LENTE.

ALTERNATIVE:

AU LIEU DE SE BASER SUR UNE MESURE PONCTUELLE DE LA TEMPÉRATURE (AU TEMPS τ_h APRÈS L'IMPACT), ON PEUT AUSSI MESURER L'ÉNERGIE E À PARTIR DE L'INTÉGRALE DU FLUX DE CHALEUR $J_Q(t)$ À TRAVERS LA FUITE:

$$E = \int_0^{\infty} J_Q(t) dt = \int_0^{\infty} K_d \Delta T(t) dt$$

* TEMPS D'INTÉGRATION τ_i NÉCESSAIRE POUR LA MESURE AU 1/1000 PRÈS DE L'ÉNERGIE:

$$e^{-\tau_i / \tau_e} = 1/1000$$

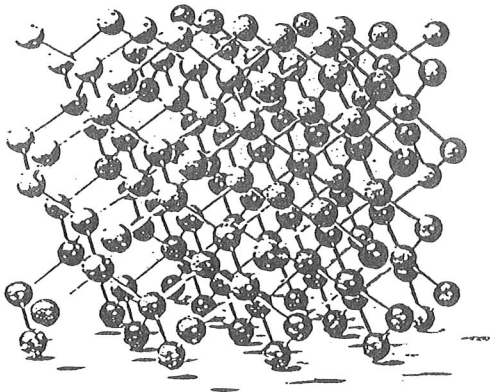
↑
FRACTION DE L'ÉNERGIE SUBSISTANT DANS LE BOLOMÈTRE AU TEMPS τ_i APRÈS L'IMPACT

$$\Rightarrow \tau_i \approx 7 \tau_e.$$

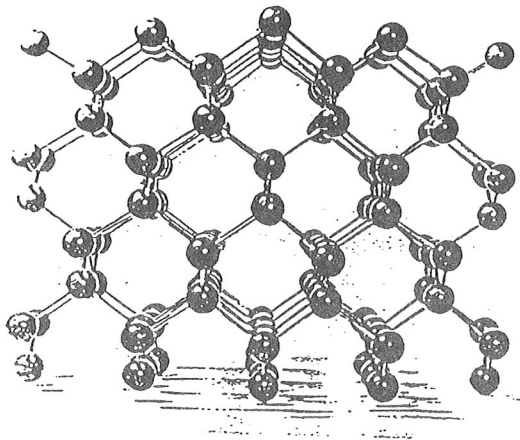
- INTÉRÊT DE CETTE SOLUTION POUR LES EXPÉRIENCES A TAUX DE COMPTAGE ÉLEVÉ (CAS DU R.R.S.): ON PEUT RÉQUÏRE τ_e SANS COMPROMETTRE L'INDÉPENDANCE DE LA MESURE VIS-A-VIS DU POINT D'IMPACT.

3- APPLICATIONS EN PHYSIQUE DES SURFACES:

3-1: LE PHÉNOMÈNE DE CANALISATION

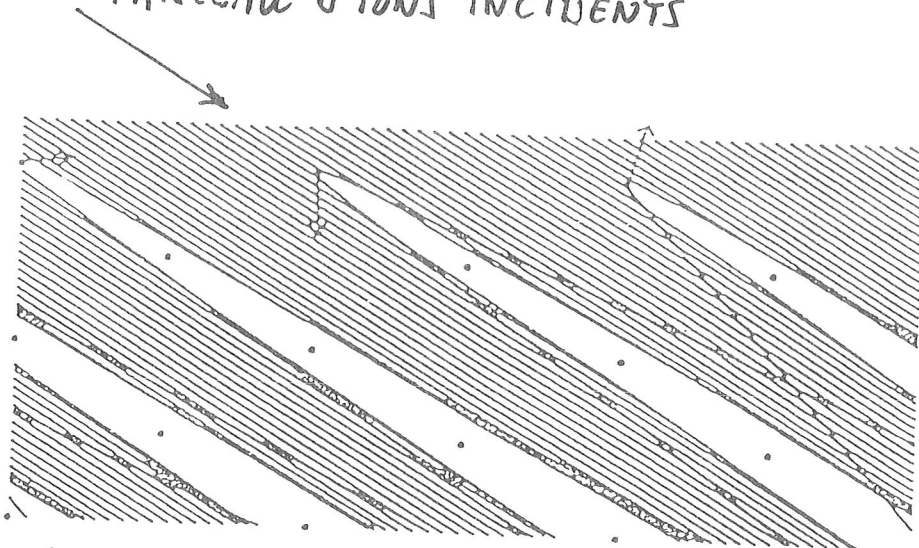


Ex.: RÉSEAU CUBIQUE DIAMANT
OBSERVÉ SUIVANT UNE DIRECTION
"QUELCONQUE"
(ICI, $\sim 10^\circ$ de $\langle 110 \rangle$).



LE MÊME, SUIVANT
LA DIRECTION DENSE $\langle 110 \rangle$.
(NOTER LES "CANAUX" ENTRE
LES COLONNES ATOMIQUES).

FAISCEAU D'IONS INCIDENTS



CONES D'OMBRE EN GÉOMÉTRIE DE CANALISATION: LE
FAISCEAU "VOIT" SEULEMENT LA PREMIÈRE COUCHE ATOMIQUE.

ALLURE TYPIQUE DES SPECTRES DE RÉTRODIFFUSION D'IONS EN GÉOMÉTRIE DE CANALISATION, ET DÉPENDANCE VIS-À-VIS DE LA STRUCTURE DE SURFACE DE L'ÉCHANTILLON.

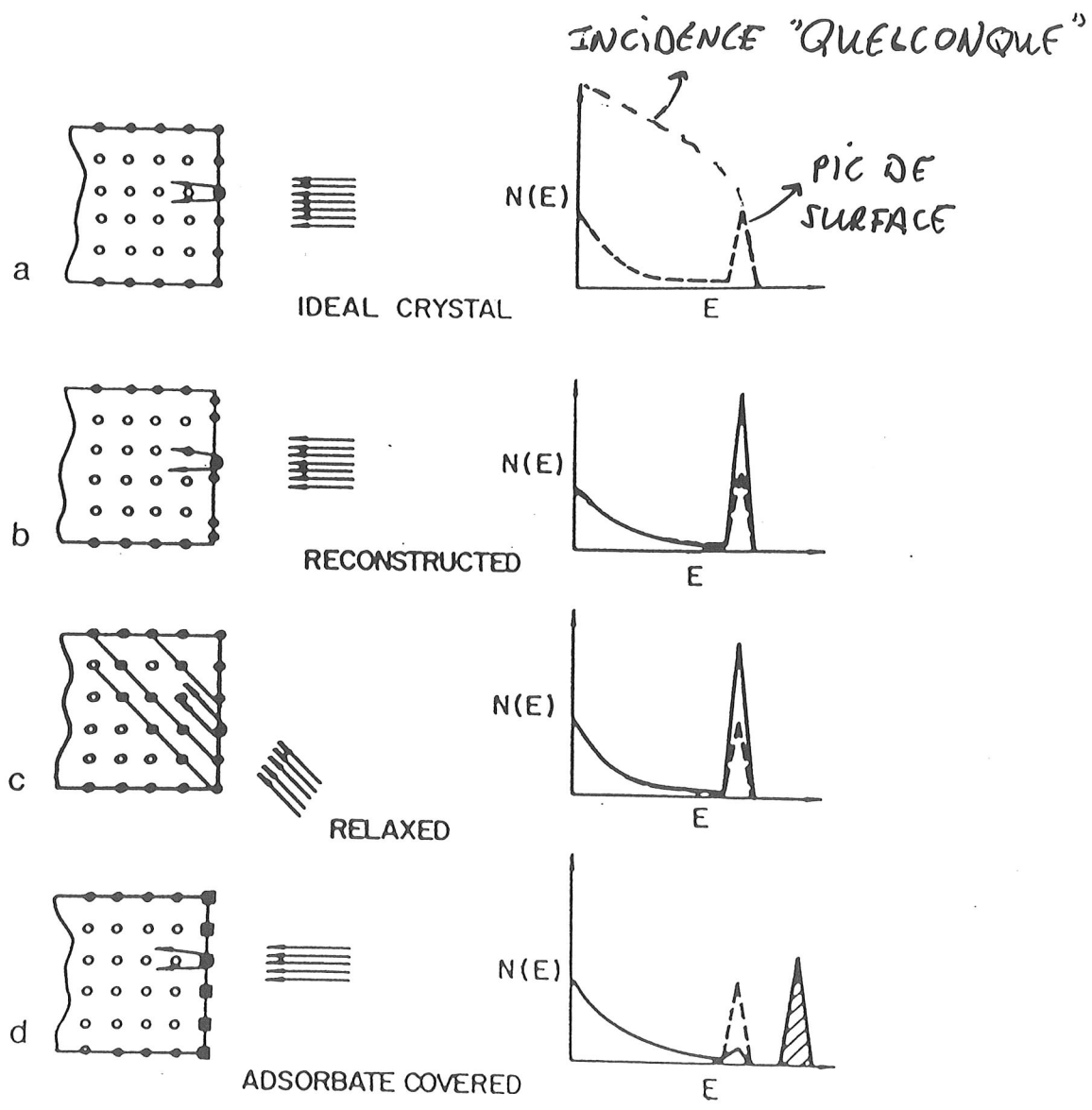
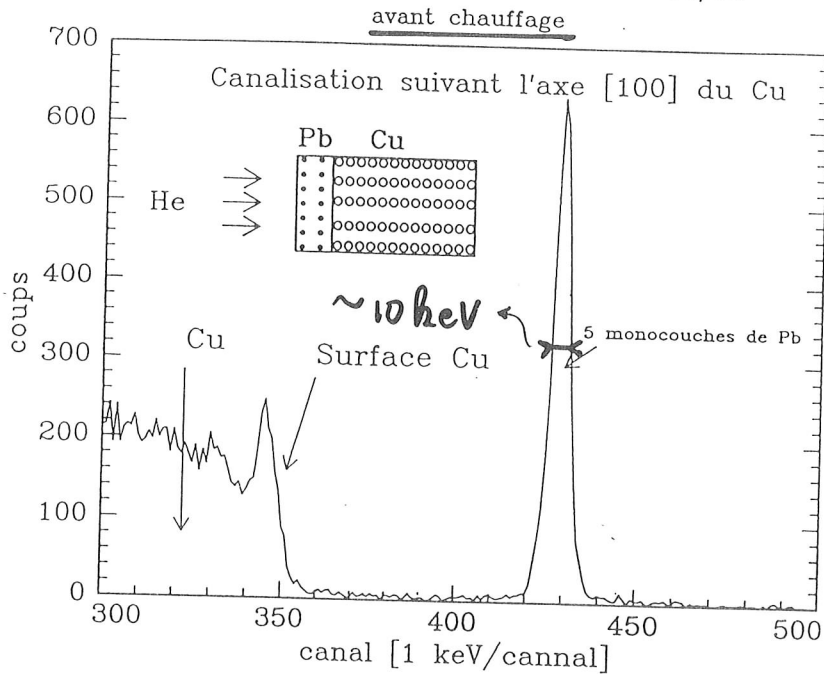


Figure 5.15 Representations of different surfaces on a simple cubic crystal. The back-scattering spectra shown on the right-hand side represent the expected signal from the different structures. The dashed line represents the signal from the "bulklike" crystal.

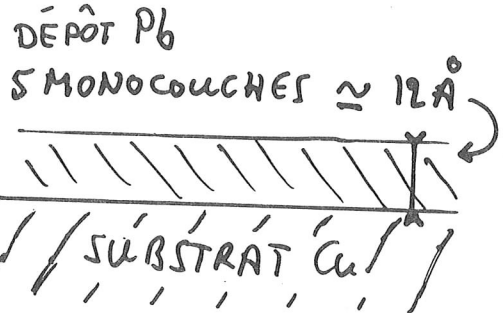
(FELDMAN ET MAYER 1986).

3-2 : CROISSANCE EN ILOTS À PARTIR D'UN DÉPÔT MINCE DE PLOMB SUR LA FACE (100) DU CUIVRE.
 [MESURES R.B.I. + SPECTROSCOPIE D'ÉLECTRONS AUGER].

Spectre ${}^4\text{He}^+$ 500keV \rightarrow 5 monocouches Pb/Cu



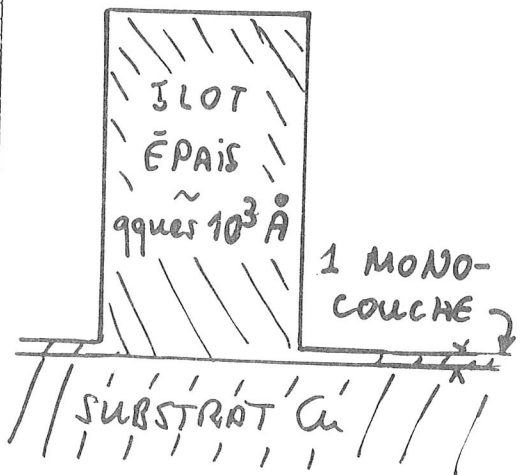
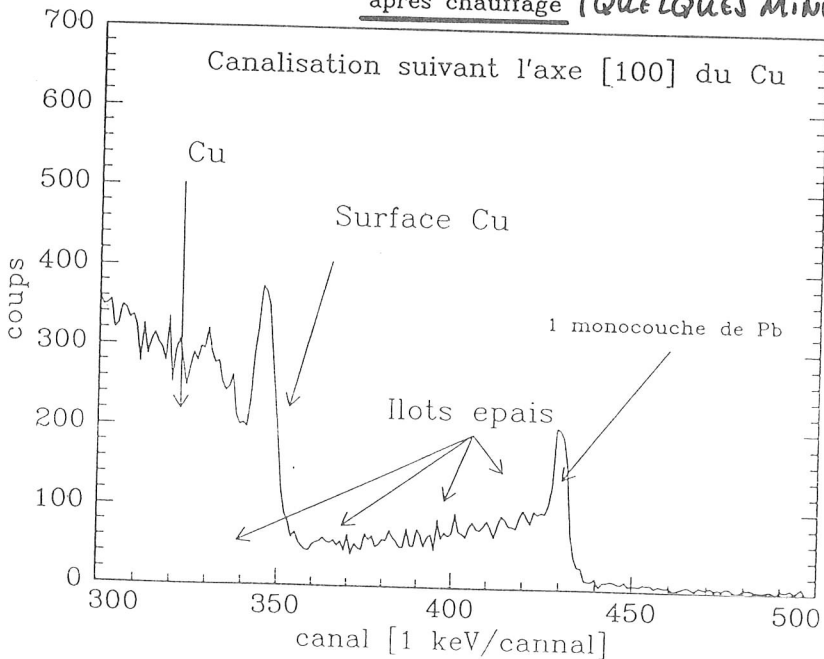
(1 MONOCOUCHE Pb = 8.2×10^{14} ATOMES / cm^2).



(Y. GIRARD 1992)

Spectre ${}^4\text{He}^+$ 500keV \rightarrow 5 monocouches Pb/Cu

apres chauffage (QUELQUES MINUTES À 600K).



ION ANALYSEUR: $\frac{1}{2} \text{ He}^+$, 500 keV

DÉTECTEUR : S.C. A BARRIÈRE DE SURFACE. RÉOLUTION $\approx 10 \text{ keV}$.

RÉSOLUTION EN PROFONDEUR (SUR Pb): $\approx 100 \text{ \AA}$

Observation of Surface Melting

Joost W. M. Frenken and J. F. van der Veen

FOM-Institute for Atomic and Molecular Physics, 1098-SJ Amsterdam, The Netherlands

(Received 1 October 1984)

Ion shadowing and blocking measurements show that the solid-liquid transition at the (110) surface of lead starts at approximately 40 K below the bulk melting point of lead T_m . The thickness of the liquid surface film increases dramatically as the temperature approaches T_m .

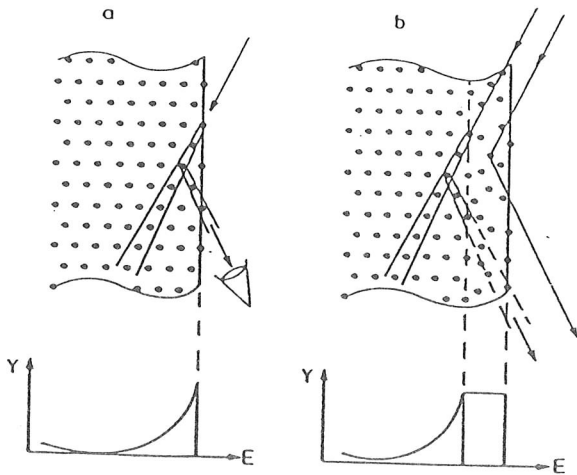


FIG. 1. Energy spectra obtained in shadowing, blocking geometry for (a) a well-ordered crystal surface and (b) a crystal covered by a liquid surface film.

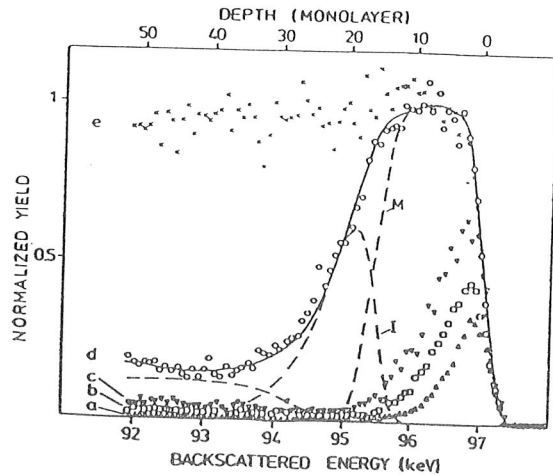


FIG. 2. Experimental energy spectra calibrated with respect to the random height: curve a, 295 K; curve b, 506 K; curve c, 561 K; curve d, 600.5 K; and curve e, 600.8 K. The fit to spectrum d with contributions M and I is discussed in the text.

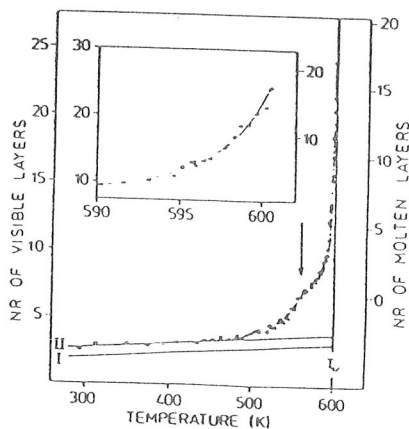


FIG. 3. Calibrated surface-peak area as a function of temperature. The vertical line indicates the bulk melting point T_m . The inset is an expanded view of the highest 10-K interval. The shaded band therein corresponds to the calibration uncertainty in T_m . The arrow indicates the surface melting point. Curves I and II and the right-hand vertical axis are discussed in the text.

- ION ANALYSEUR: p (97,5 KeV)
- DÉTECTEUR: ANALYSEUR ÉLECTROSTATIQUE.
- RÉOLUTION EN ÉNERGIE: 0,4% RELATIF, SOIT ICI: 390 eV (FWHM).
- RÉOLUTION EN PROFONDEUR (DANS LA GÉOMÉTRIE UTILISÉE): 7 Å SOIT 4 MONOCOUCHEs.

4 - PERSPECTIVES.

- (1) L'ÉCART DES PRÉVISIONS THÉORIQUES AUX PERFORMANCES EXPÉRIMENTALES ACTUELLES: GAGNER UN FACTEUR 10 SUR LA RÉOLUTION EN ÉNERGIE ?
- (2) FORME DES SIGNAUX TRANSITOIRES ET MODÉLISATION DU BOLOMÈTRE.
- (3) INCIDENCE DE LA FUITE THERMIQUE SUR LA PRÉCISION DE LA MESURE, COMPTE TENU DE LA DISPERSION DES POINTS D'IMPACT SUR L'ABSORBEUR.
- (4) SPÉCIFIQUEMENT DANS LE CAS R.B.F.: CONCILIER LA PRÉCISION DE LA MESURE (ORDRE DE GRANDEUR VISÉ: LE μeV SUR 1 MeV) À DES TAUX DE COMPTAGE ÉLEVÉS (≈ 1000 CPS/SEC.).

LE PROJET G.P.S.: RÉALISER UNE PLATE-FORME DE TEST DES DÉTECTEURS DANS UN ENVIRONNEMENT "PROPRE":

- ULTRA-VIDE ($\leq 10^{-11}$ TORR).
- CRYOGÉNIE ($T_{\text{min}} \approx 40$ mK).
- BONNE DÉFINITION EN ÉNERGIE DU FAISCEAU DE L'ACCÉLÉRATEUR (QUELQUES CENTAINES d'eV SUR 1 MeV).
- ADAPTATION DE L'ÉLECTRONIQUE ET FILTRAGE NUMÉRIQUE DES SIGNAUX.

Bibliographie

(1) Intéractions particules-matière:

- A. L'Hoir: Intéraction des ions avec la matière, cours de DEA de Micro-électronique de l'Université de Paris VII (1991) (exposé introductif).
- C. Cohen, A. L'Hoir et D. Schmaus: Intéractions particules-matière, cours de DEA de Physique nucléaire et de Physique des particules (Universités de Paris VI, VII et XI) (traitement détaillé).
- G.H. Kinchin et R.S. Pease: The Displacement of Atoms in Solids by Radiation, Rept. Prog. Phys. 18, 1 (1955) (cascades de collisions).

(2) R.B.S.:

- L.C. Feldman et J.W. Mayer: Fundamentals of Surface and Thin Film Analysis (North Holland, New York 1986) (introductif).
- C. Cohen: Surface and Interface Studies with MeV Ion Beams, dans *Fisica delle Superfici, Interfacce, Superreticoli e Quantum Wells*, Scuola Nazionale del G.N.S.M.- C.I.S.M. 1988 (applications en Physique des surfaces).

(3) Généralités sur les bolomètres:

- R. Clark-Jones: The General Theory of Bolometer Performance, J. Opt. Soc. Amer. 43, 1 (1953).
- R.A. Smith, F.E. Jones et R.P. Chasmar: The Detection and Measurement of Infra-Red Radiation (Clarendon, Oxford 1957).

(4) Bolomètres pour la détection d'ions et application à la rétrodiffusion Rutherford:

- S.H. Moseley, R.L. Kelley, J.C. Mather, R.F. Mushotzky, A.E. Szymkowiak et D. Mc Cammon: Thermal Detectors as Single Photon X-Ray Spectrometers, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS.32, 134 (1985).
- H.H. Andersen: Calorimetric Energy-Dispersive Detectors for Ion Beam Analysis, Nucl. Inst. Meth. B15, 722 (1986).
- T.O. Niinikoski et A. Rijllart, dans *Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter*, édité par K. Pretzl, N. Schmitz et L. Stodolsky (Springer 1987), p. 143.

S. Woivod: Untersuchungen von Tieftemperaturbolometern als Teilchendetektoren [Recherches sur les bolomètres à basse température pour la détection de particules] (en allemand), Thèse (KFA Jülich 1989).

S. Woivod, R.M. Mueller, B. Stritzker et S.H. Moseley: A Low-Temperature Bolometer for Particle Detection in Rutherford Backscattering Analysis, Nucl. Inst. Meth. B50, 91 (1990).

P. Egelhof, W. Henning, A. v. Kienlin, J. Meir, V. Trübenbacher, F. Azgui et K. Shepard: Calorimetric Cryodetectors for Heavy Ions, dans *Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter III*, édité par L. Brogiato, D.V. Camin et E. Fiorini (Editions Frontières, 1990), p. 289.

N. Coursol, N. Coron, D. Massé, H. Stroke, J.W. Zhou, P. de Marcillac, J. Leblanc, G. Artzner, G. Dambier, J. Bouchard, G. Jegoudez, J.P. Lepeltier, G. Nollez, G. Golbach et J.L. Picolo: Performance and Applications of Cooled Composite Bolometers in the Field of Ionizing Radiation Metrology, Nucl. Inst. Meth. A312, 24 (1992).