

Historique de l'effet Compton

ses applications en Matière Condensée

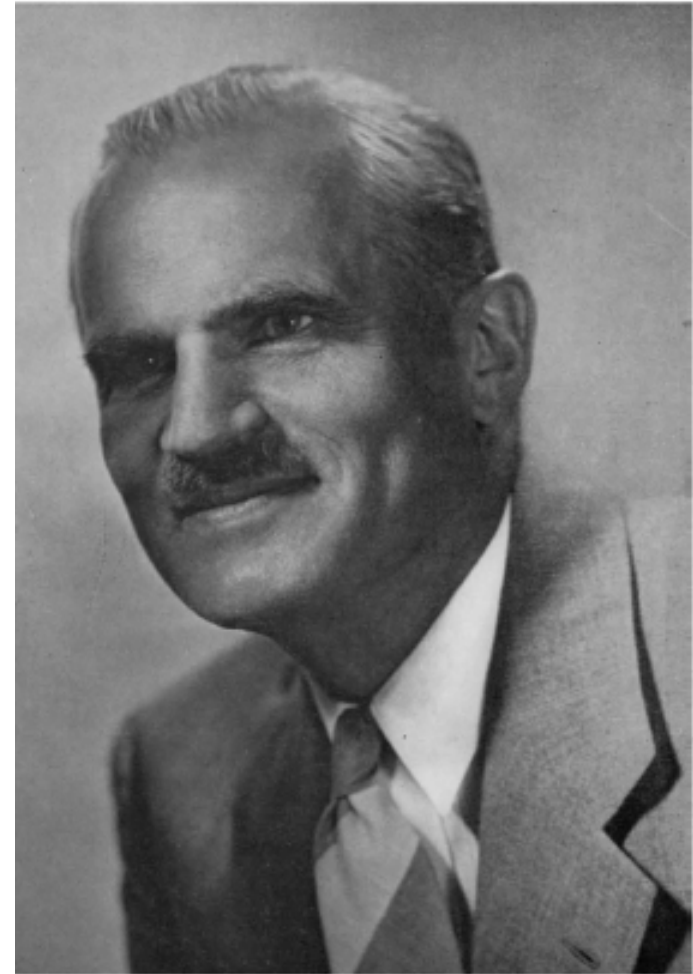
Geneviève Loupiau
Christophe Bellin

*IMPMC
Sorbonne Université Paris*

Arthur Holly COMPTON (1892-1962)

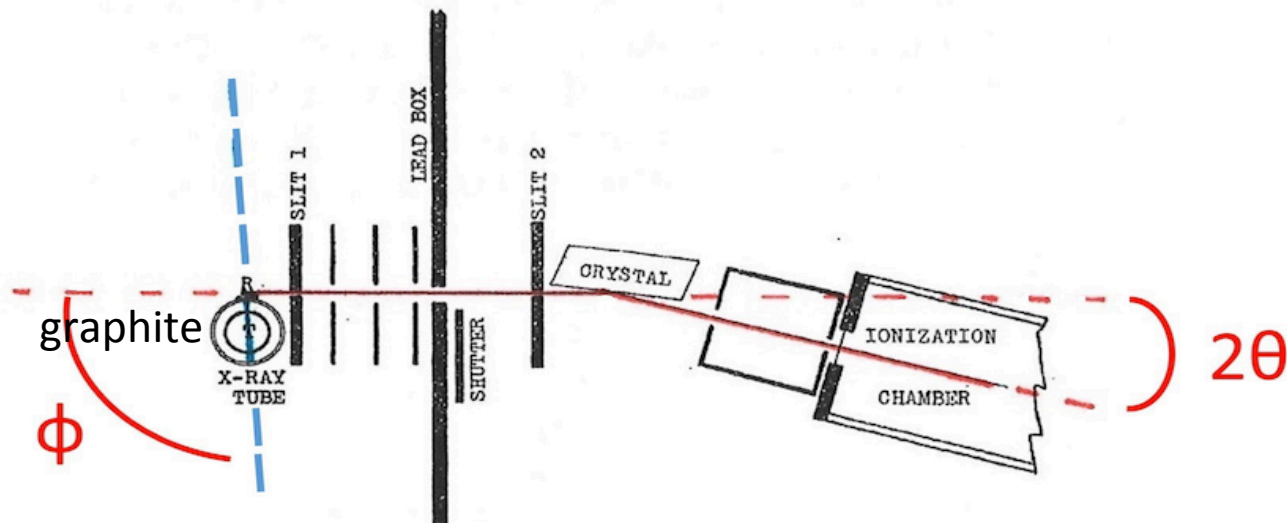
- Etudes dans sa ville natale de Wooster (Ohio).
- **1913** : entrée à **Princeton**,
- Master puis PhD en **1916**, sur la diffusion des *rayons X*.
- **1919** : obtention d'une des 2 premières bourses du « National Research Council » pour étudier à l'étranger.
- Au **Rutherford's Laboratory à Cambridge**, étude de « la diffusion et l'absorption de *rayons γ* ».
- **1920** : professeur à l'**Université Washington**, à **Saint-Louis**
- Reprise de ses travaux sur la diffusion *des rayons X*.
- Décembre **1922** : soumission de « A QUANTUM THEORY OF X-RAYS... », *accepté en mai 1923*.
- **1923** : professeur à l'**Université de Chicago**
- 1925 : L'électron de recul, prévu par Compton lors du processus de diffusion, est détecté par C.T.R. Wilson (Cavendish Lab.). Il partage avec lui le **prix Nobel**, en **1927**.
- Dès **1940**, convaincu qu'il faut vaincre le nazisme et sûr de l'importance de la fission de l'uranium, il s'engage dans le projet « Manhattan ».
- À la fin de la guerre, président de l'**Université Washington**, à **Saint-Louis**
- **1954**, conférences sur l'impact de la science sur la société ; auteur de « *Atomic Quest; a Personal Narrative* »

D'après le « Biographical Memoir » de Samuel King Allison pour la « National Academy of Sciences ». Co-écriture avec A. Compton de « X-Ray Theory and Experiments » en 1934



Arthur H. Compton

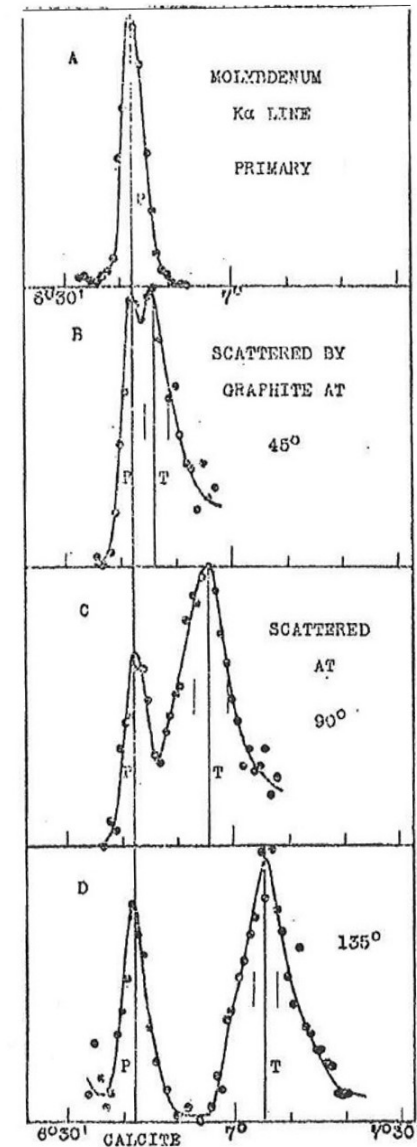
Analyse spectrale du rayonnement X diffusé par le graphite, par Arthur Compton



Angle de diffusion

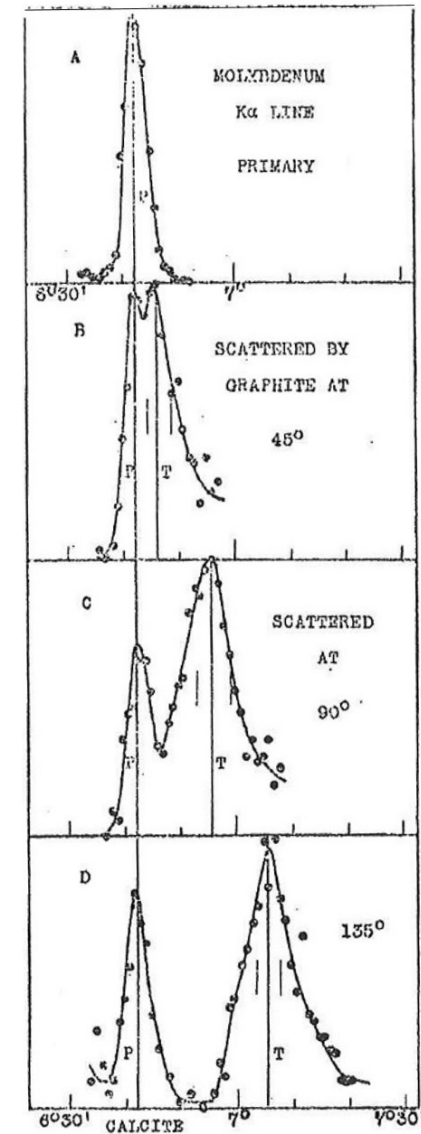
Spectromètre de type « θ - 2θ »

- sélectionne la longueur d'onde λ_{θ} qui arrive sous l'angle de Bragg θ d'un monocristal de calcite,
- détecte le rayonnement de longueur d'onde λ_{θ} , sous l'angle 2θ dans la chambre à ionisation.



Spectres de diffusion du rayonnement du Molybdène, par le graphite

- Une raie spectrale est observée pour de plus grandes longueurs d'onde que celle du Molybdène
Cohérent avec l'observation d'un rayonnement plus « absorbable » dans le cas de rayonnement γ ,
- Son écart avec la raie initiale augmente avec l'angle de diffusion
- De 1914 à 1922, des essais d'interprétation:
 - raie à plus faible énergie, donc hypothèse de rayonnement de fluorescence
 - interférences constructives entre la diffusion par différentes parties de l'électron.....



Diffusion d'un photon par un électron libre Interprétation du changement de longueur d'onde

The change in wave-length due to scattering.—Imagine, as in Fig. 1A,

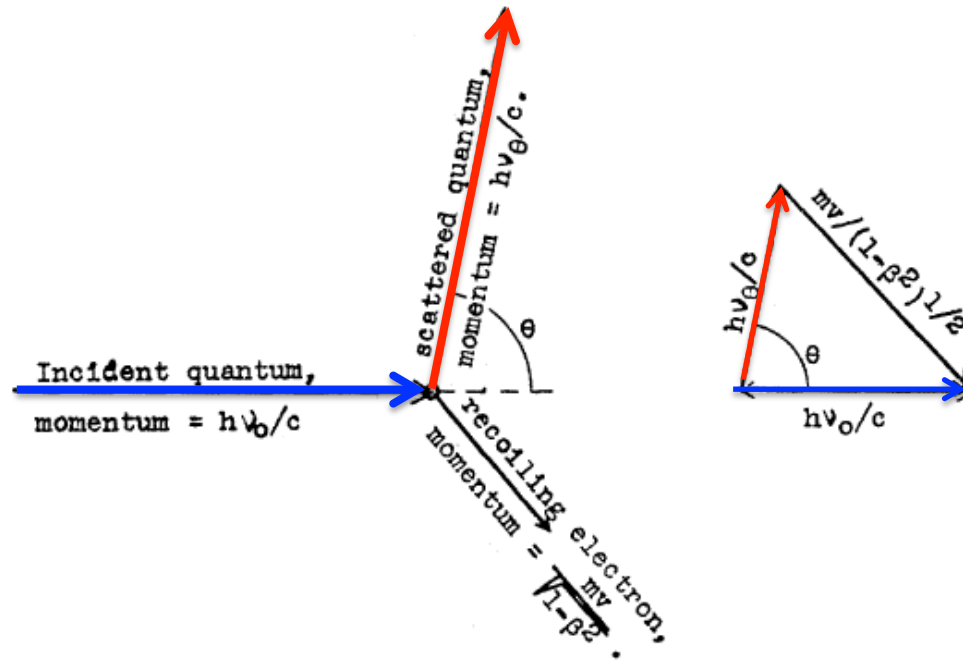


Fig. 1 A

Fig. 1 B

that an X-ray quantum of frequency ν_0 is scattered by an electron of mass m . The momentum of the incident ray will be $h\nu_0/c$, where c is the velocity of light and h is Planck's constant, and that of the scattered ray is $h\nu_\theta/c$ at an angle θ with the initial momentum.

Diffusion d'un photon par un électron libre

Interprétation du changement de longueur d'onde

The principle of the conservation of momentum accordingly demands that the momentum of recoil of the scattering electron shall equal the vector difference between the momenta of these two rays, as in Fig. 1B. The momentum of the electron, $m\beta c/\sqrt{1 - \beta^2}$, is thus given by the relation

$$\left(\frac{m\beta c}{\sqrt{1 - \beta^2}}\right)^2 = \left(\frac{h\nu_0}{c}\right)^2 + \left(\frac{h\nu_\theta}{c}\right)^2 + 2\frac{h\nu_0}{c} \cdot \frac{h\nu_\theta}{c} \cos \theta, \quad (1)$$

where β is the ratio of the velocity of recoil of the electron to the velocity of light. But the energy $h\nu_\theta$ in the scattered quantum is equal to that of the incident quantum $h\nu_0$ less the kinetic energy of recoil of the scattering electron, *i.e.*,

$$h\nu_\theta = h\nu_0 - mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right). \quad (2)$$

We thus have two independent equations containing the two unknown quantities β and ν_θ . On solving the equations we find

$$\nu_\theta = \nu_0 / (1 + 2\alpha \sin^2 \frac{1}{2}\theta), \quad (3)$$

where

$$\alpha = h\nu_0/mc^2 = h/mc\lambda_0. \quad (4)$$

Déplacement Compton

Or in terms of wave-length instead of frequency,

$$\lambda_{\theta} = \lambda_0 + (2h/mc) \sin^2 \frac{1}{2}\theta. \quad (5)$$

En conclusion, le photon diffusé voit sa longueur d'onde initiale augmentée du « déplacement Compton » (*en jaune dans l'expression ci-dessus*)

En accord avec les premières expériences d'Arthur Compton,

ce « déplacement Compton » vers de plus grandes longueurs d'onde

- rend donc bien les photons plus « absorbables »
- sa dépendance avec l'angle de diffusion est bien établie

Second Series

May, 1923

Vol. 21, No. 5

THE
PHYSICAL REVIEW

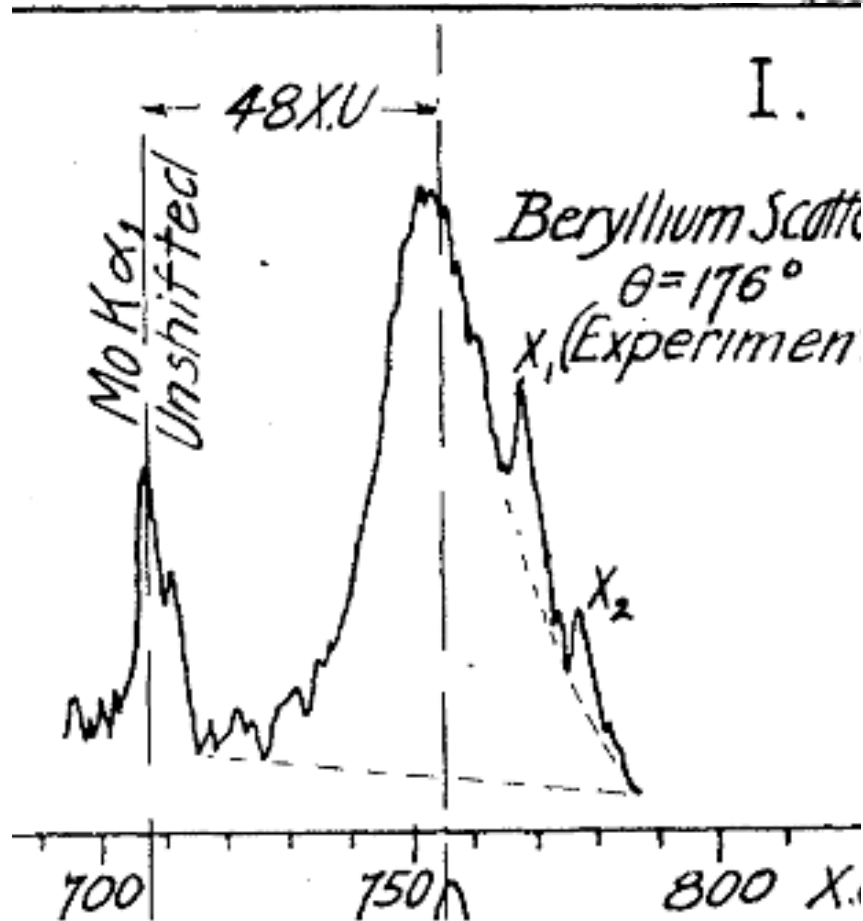
A QUANTUM THEORY OF THE SCATTERING OF X-RAYS
BY LIGHT ELEMENTS

BY ARTHUR H. COMPTON

Arthur Compton a soumis ce papier en décembre 1922

COMPTON MODIFIED LINE STRUCTURE AND ITS RELATION TO THE ELECTRON THEORY OF SOLID BODIES

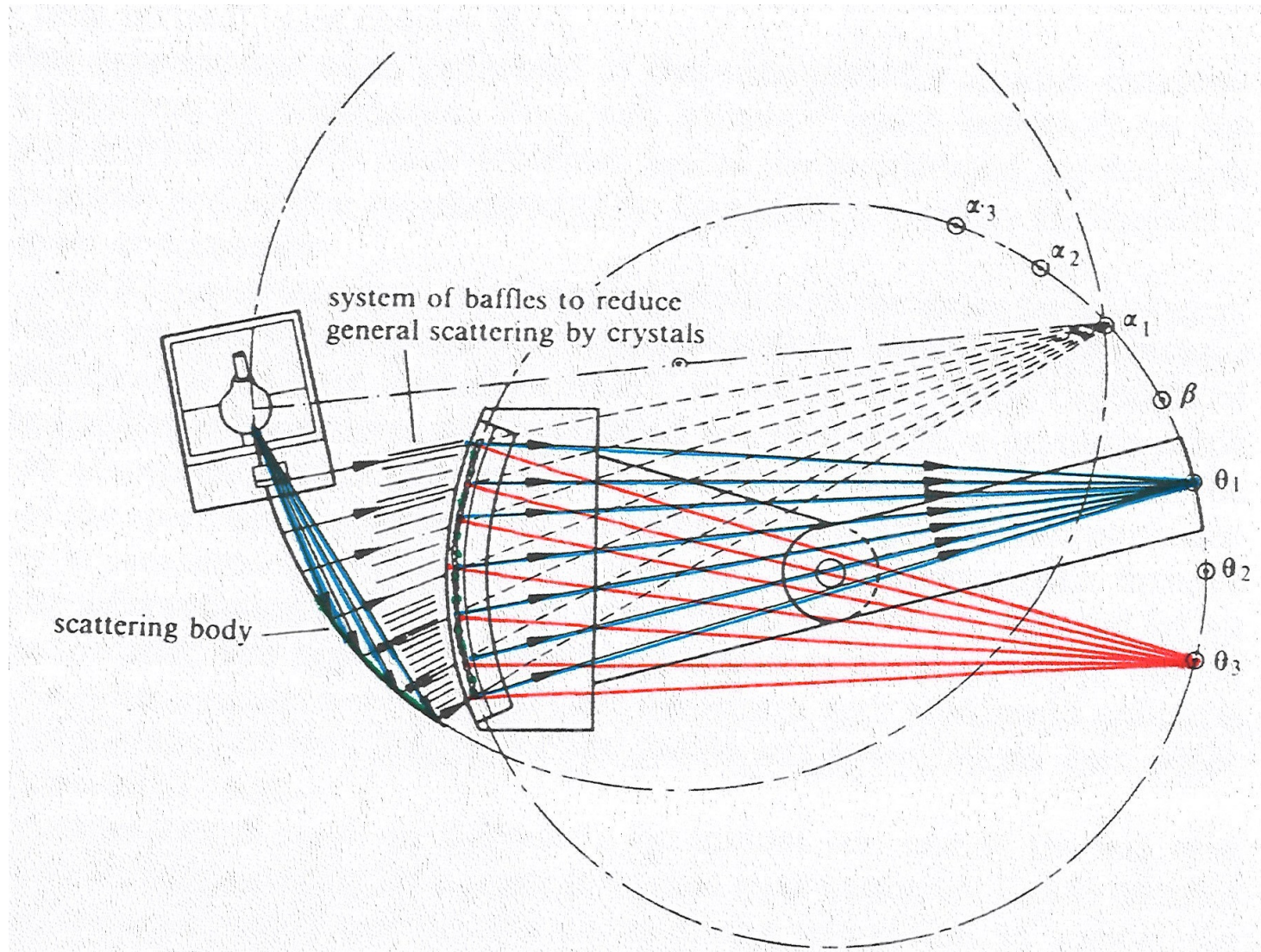
BY JESSE W. M. DU MOND



- *publié en 1929*
- *et en 1931:*
- **« Experimental evidence for electron velocities as the cause of Compton line breadth with the multicrystal spectrometer »**

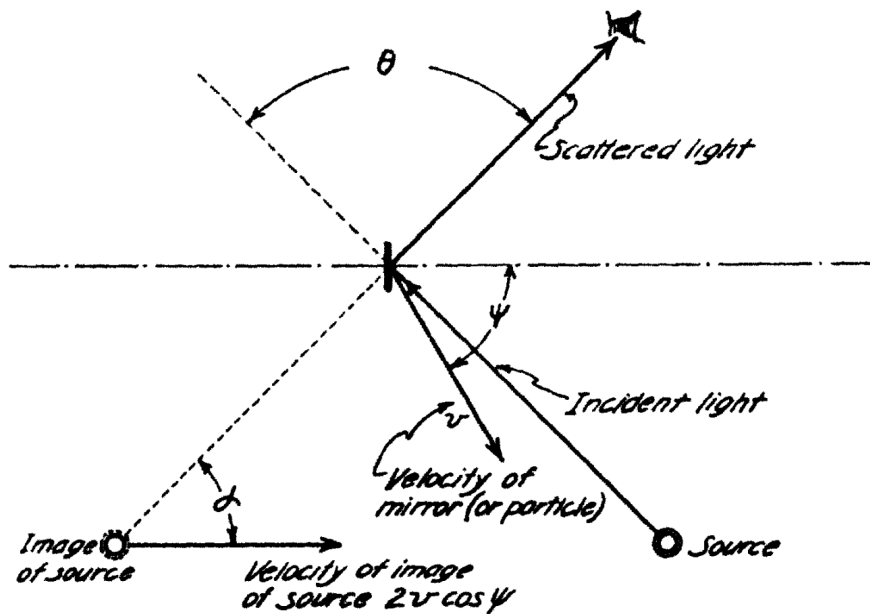
Jesse Du Mond and Harry A. Kirkpatrick
Californian Institut of Technology

Spectromètre de Du Mond (1929)



Electron – cible en mouvement : élargissement Doppler du profil Compton

*Diffusion des photons incidents par un
électron de la cible en mouvement, de
vitesse v , soit d'impulsion p*



Du Mond imagine qu'un miroir est solidaire de l'électron en mouvement.

Pour que la réflexion de la lumière sur ce miroir est lieu, Du Mond le dispose perpendiculaire au vecteur de diffusion K , ici l'axe Ox .

Dans le domaine des rayons X, ce vecteur est approximativement bisecteur de l'angle formé par les faisceaux incident et diffusé.

Déplacement « Doppler »

- Dans le domaine des rayons X, les changements d'énergie sont modestes, les vecteurs d'onde incident k_i et diffusé k_f ont donc des modules voisins et le vecteur de diffusion K s'écrit alors simplement:

$$|K| = |k_i - k_f| = 2 k_i \sin(\phi / 2)$$

- Et le déplacement en longueur d'onde:

$$\Delta\lambda = \lambda_f - \lambda_i = \frac{2h}{m_e c} \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right) + \frac{2\lambda_i p_z^i}{m_e c} \sin\left(\frac{\phi}{2}\right) = \Delta\lambda_c + \Delta\lambda_D$$

- $\Delta\lambda_c$ est le déplacement Compton, dépendant du seul angle de diffusion
- $\Delta\lambda_D$ est le déplacement dit « Doppler », proportionnel à la projection du moment initial de l'électron sur le vecteur de diffusion K , soit p_z

Profil Compton: $J(p_z)$

Lors de l'analyse spectrale du rayonnement diffusé, nous mesurons la probabilité :

$$J(p_z) = \iint dp_x dp_y n(p_x, p_y, p_z)$$

d'avoir un électron dont la projection du moment sur le vecteur de diffusion (pris par définition parallèle à z) est égale à p_z

Ci-contre, le cas simple d'un gaz d'électrons remplissant la sphère de Fermi.

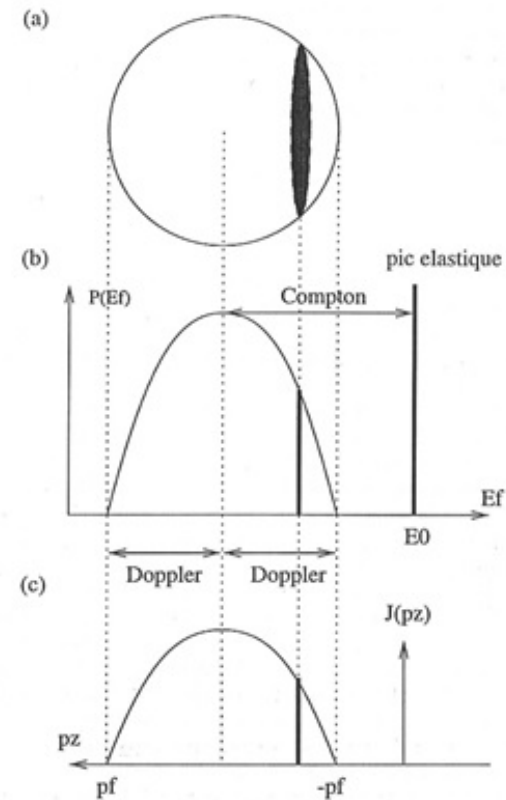
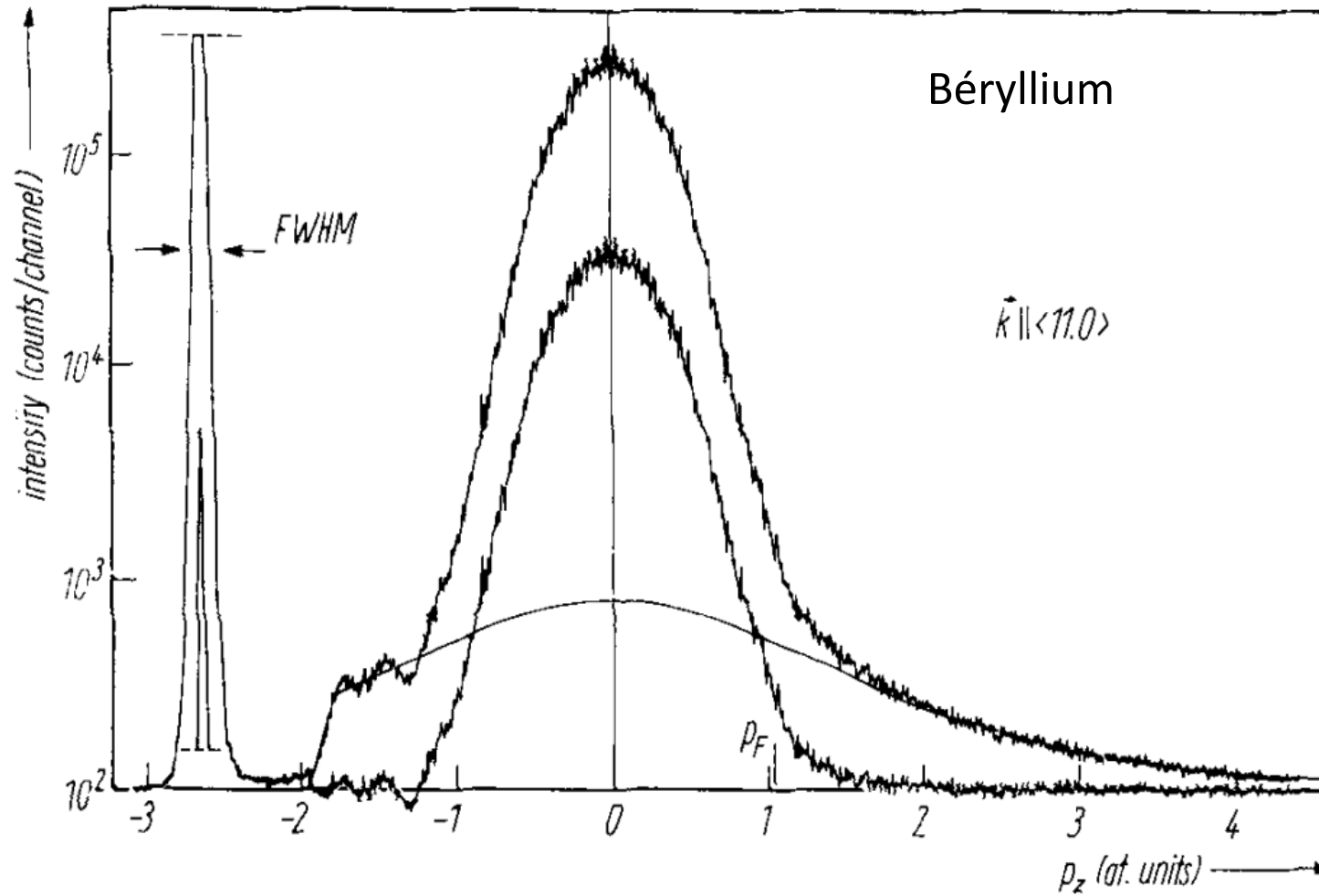


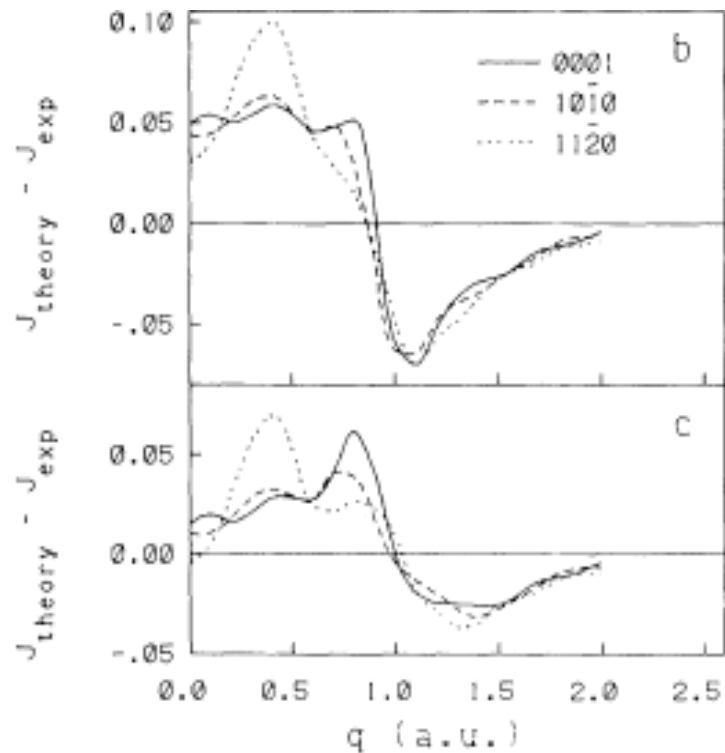
FIG. 2.2: (a). La surface de Fermi d'un gaz d'électrons est sphérique, avec l'impulsion de Fermi p_f . (b) et (c). Lors de la diffusion Compton, la probabilité $P(E_f)$ de trouver les photons avec l'énergie finale E_f , est proportionnelle au profil Compton $J(p_z)$. $J(p_z)$ est défini dans l'équation 2.9

Profil Compton du béryllium (LURE 1982)



Corrélations électroniques dans les gaz de conduction

Différences entre les profils directionnels mesurés et calculés dans Be

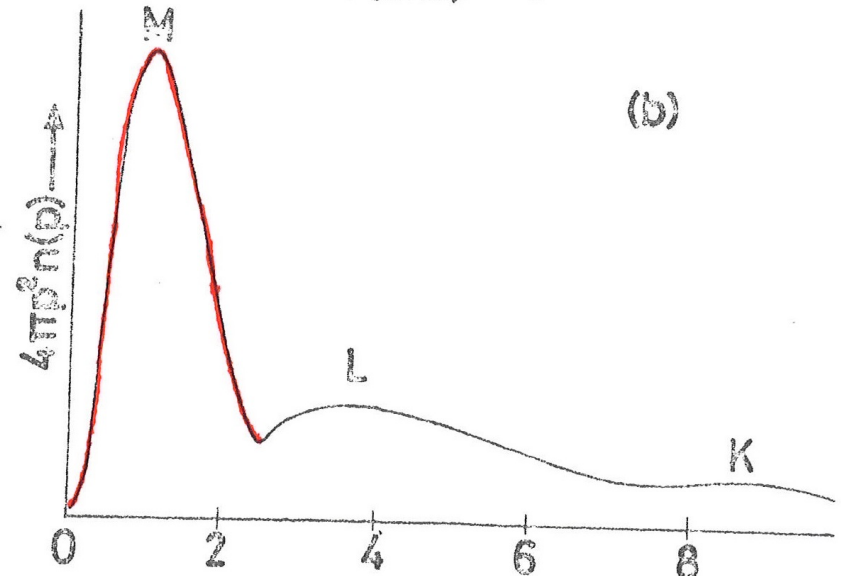
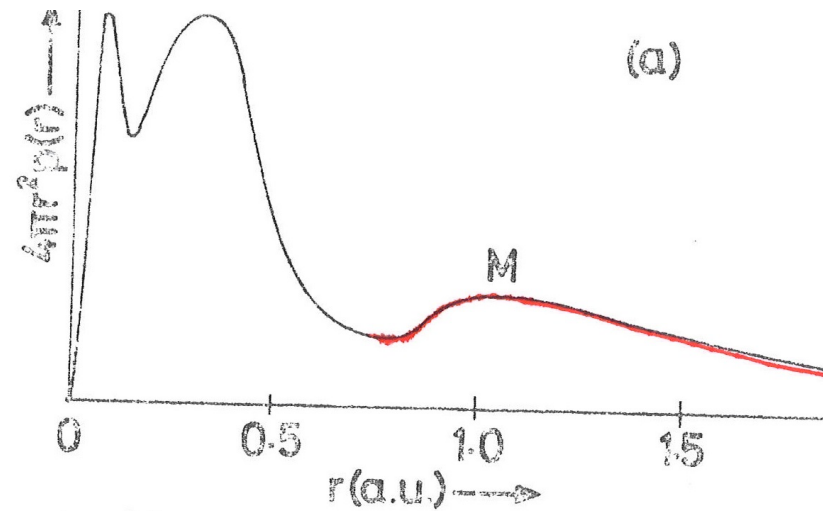


Calculs menés à Berkeley (groupe de Marvin Cohen)
(*Local Density-Functional PseudoPotentials*)
Effets de corrélation : *Homogeneous Approximation*

(0001) direction. (b) Differences between the present calculation and the experimental Compton profiles for (0001), (10 $\bar{1}$ 0), and (11 $\bar{2}$ 0) directions. (c) Differences after the correlation correction is added.

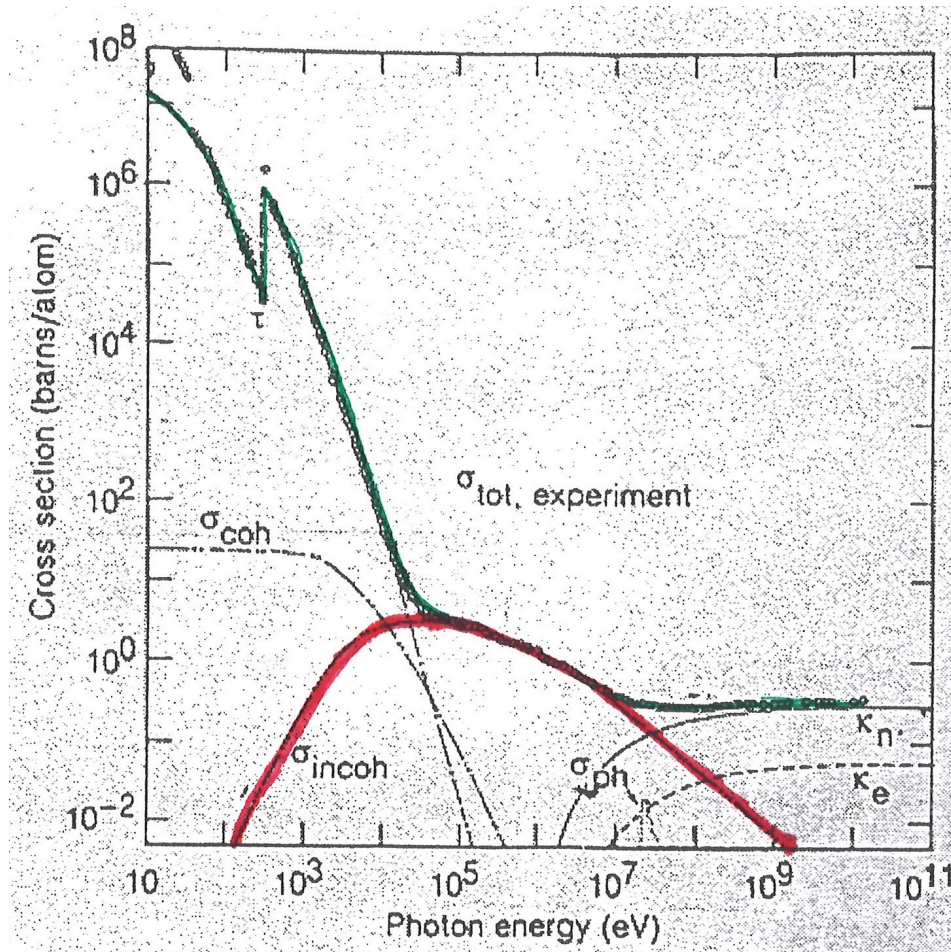
Principaux intérêts de la méthode

- **localisation dans l'espace des moments** des électrons les plus délocalisés dans l'espace des charges, d'où une meilleure sensibilité aux électrons de liaison :
Ci-contre les « couches atomiques » de l'argon
- L'électron-cible est étudié dans son état **fondamental**
- La particule-sonde ne perturbe pas le milieu (ex. **pas d'interaction coulombienne**)
- Il n'est pas nécessaire d'avoir de libre parcours moyen important dans la cible: ce qui permet l'étude de milieux **désordonnés**



Sections efficaces

des phénomènes d'interaction du rayonnement avec le graphite



Projet international de standardisation des profils Compton (1976)

Acta Cryst. (1976). A32, 513

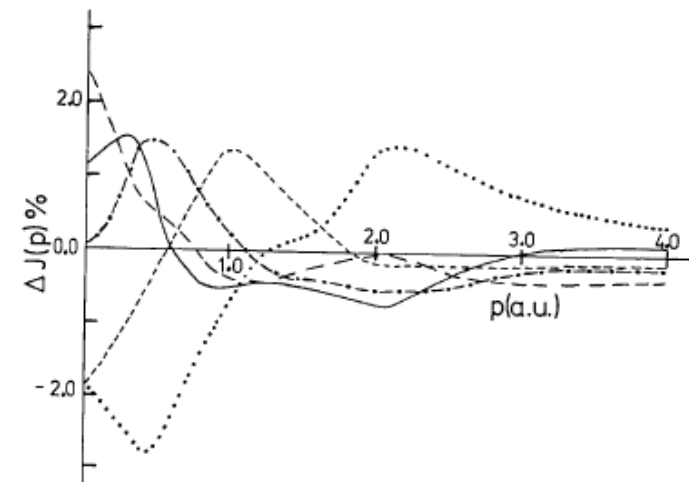
International Union of Crystallography

Commission on Spin, Charge and Momentum Density.

Project No. 1. Standardization of Compton Profile Measurements – The Compton Profile of Water

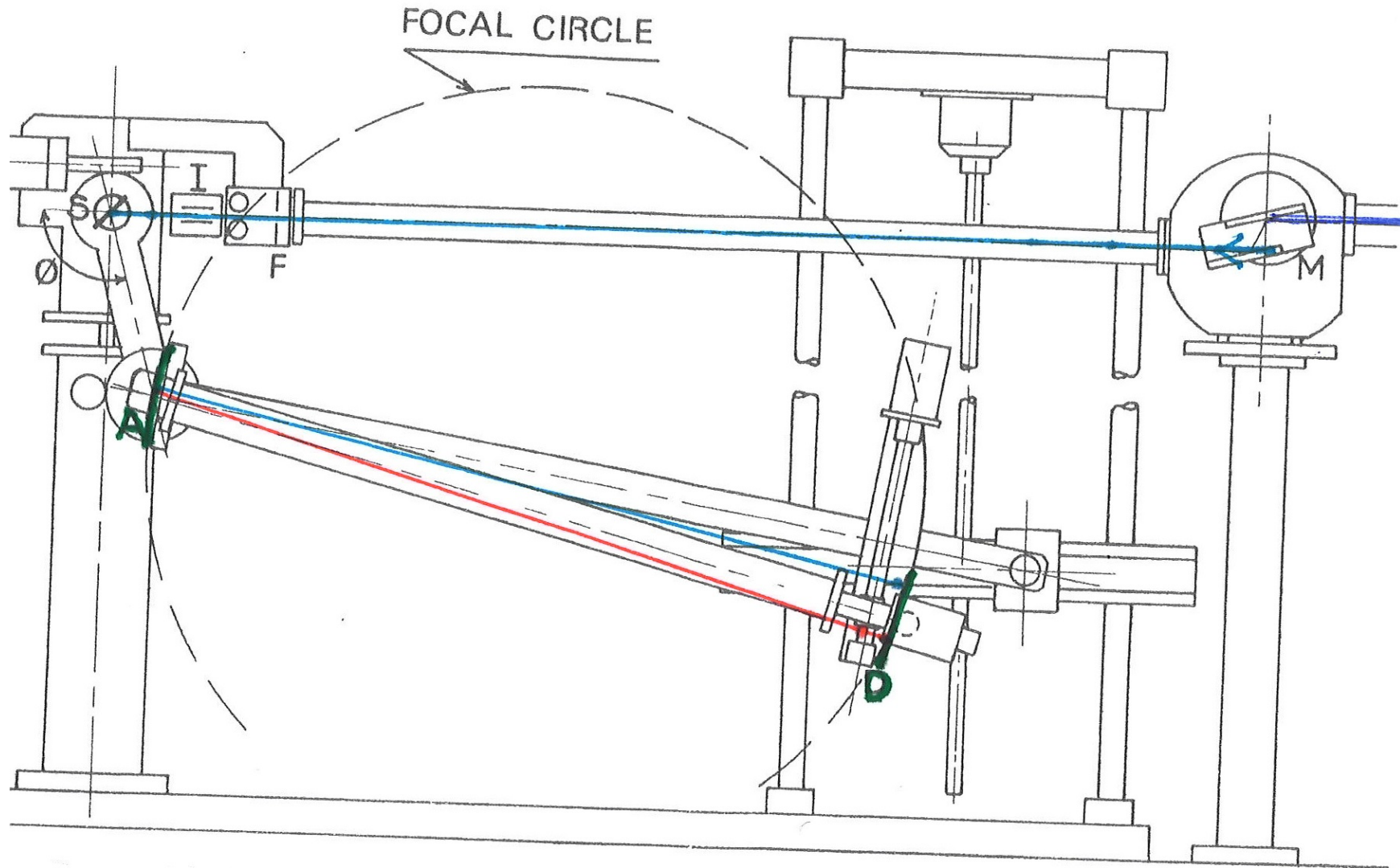
All the research groups currently known to be involved in Compton profile measurements were invited to participate in the project. The following people agreed to carry out a measurement using the radiations indicated –

Felsteiner, J – Am
Hosoya, S. – Am
Halonen, V. – Mo
Loupias, G. – Mo
Manninen, S. and Paakkari, T. – Am
Pattison, P., Cooper, M. J. and Williams, B. G. – Mo, Am
Reed, W. A. and Eisenberger, P. – Te
Schulke, W. – ?



Les profils théoriques (...) ont négligé la polymérisation des molécules d'eau dans le liquide

Spectromètre Compton à LURE



Spectro vertical car polarisation dans le plan horizontal du faisceau synchrotron

Les spectromètres Compton dans le Monde en 1980

Table 1. — Performances of various Compton spectrometers.

Method	Energy (keV)	Peak to background ratio	Momentum resolution (a.u.)	Intensity total Compton (cp/s)	Reference
^{241}Am + SSD	59.5	100 : 1	0.55	1	Manninen Paakkari (1974) Ref. [14]
^{198}Au + SSD	411.8	500 : 1	0.41	7	Pattison Schneider (1979) Ref. [5]
Mo tube + crystal anal. + scint. counter	17.4 ($K\alpha_1$ - $K\alpha_2$ doublet)	5 : 1	0.25	0.1 (*)	Cooper Pattison (1974) Ref. [14]
Synch. rad. (LURE-DCI) + curved cryst. anal. + position sensitive detector	10.5 (adjustable from 4 to 15)	100 : 1	0.15 (0.05)	1 (4)	Loupias Petiau (1979) This work

Pour mémoire, le spectromètre du laboratoire LMCP (1972-1980)

- une résolution de 0,11u.a. –

- rayonnement incident de 17,4 keV (doublet du Mo)

Distorsion de la densité électronique du graphite dans ses composés d'insertion par des alcalins: LiC_6

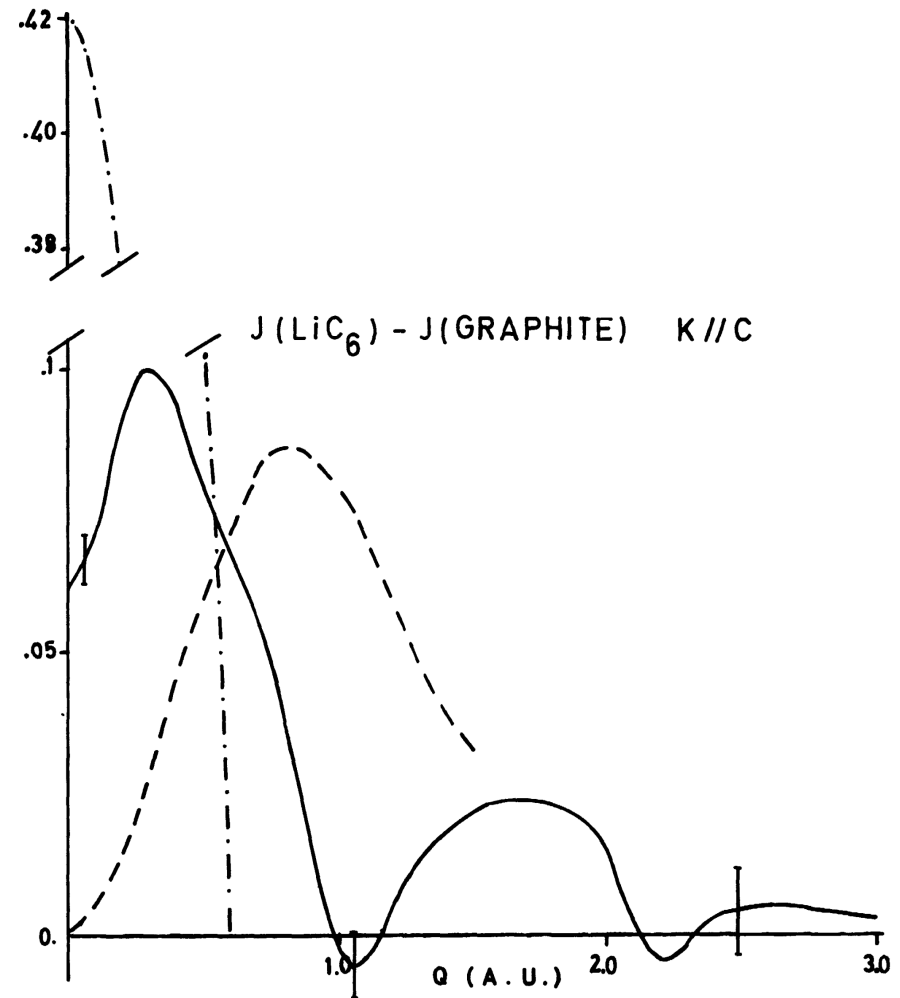
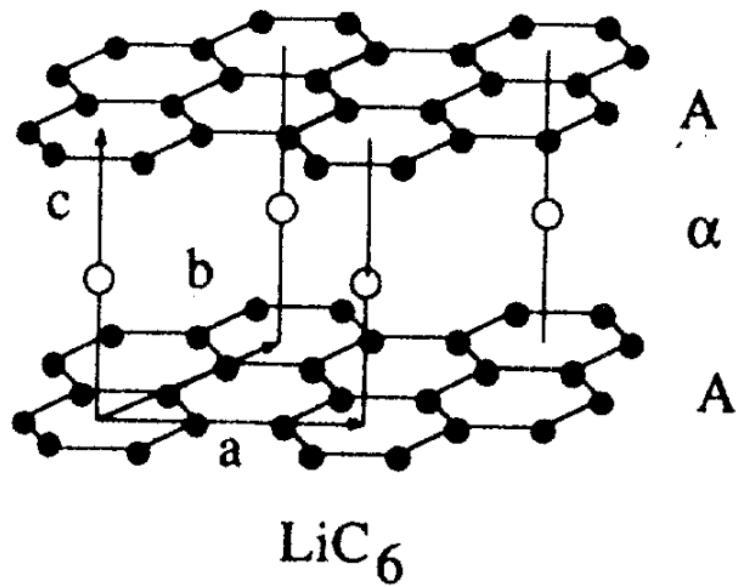
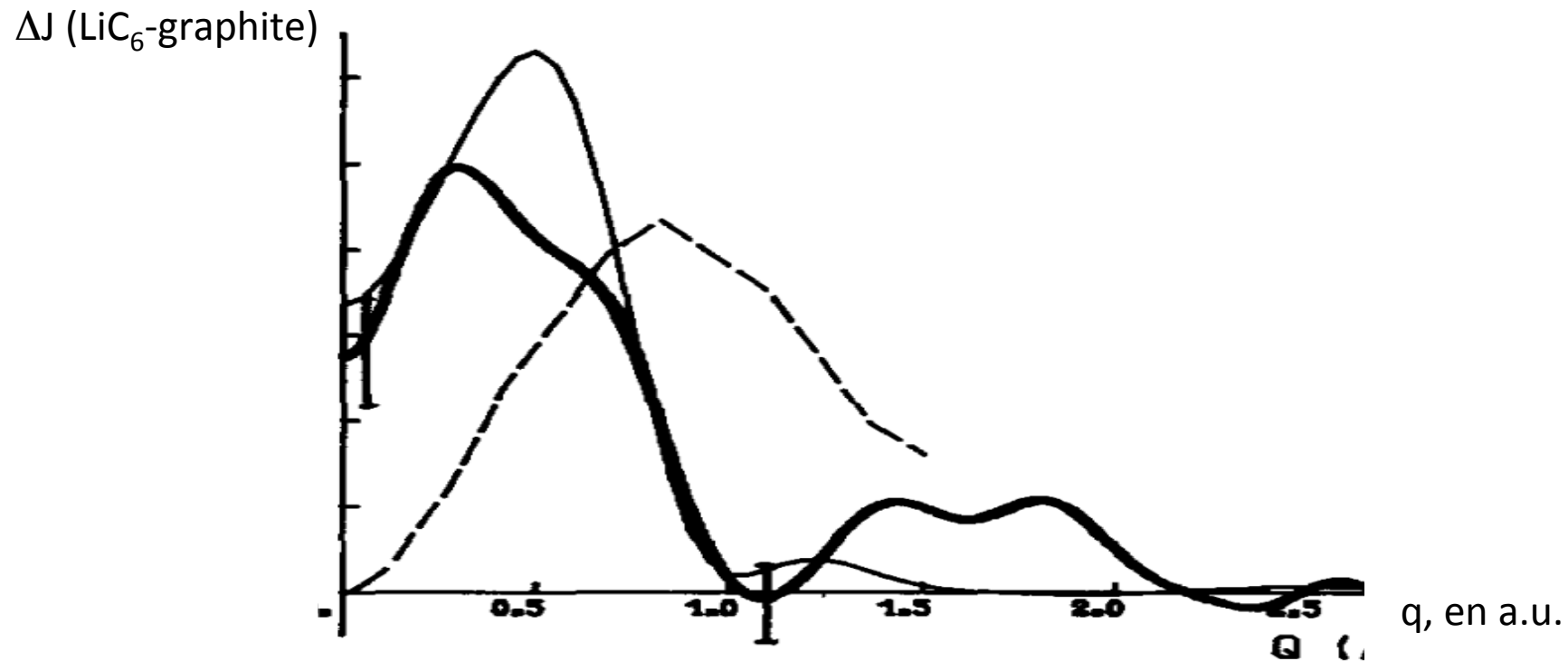


Fig. 3. — Compton profile difference for \mathbf{k} parallel to c , $J(\text{LiC}_6)$ minus $J(\text{graphite})$. Our experiment (—) is compared to a graphite Compton profile [7] (---) and to a metal-like profile (-·-). All curves are normalized to 1/6 electron.

Echec du modèle de Bandes Rigides

composés d'insertion du graphite: exemple de LiC_6



- Différence du profil de LiC_6 avec celui du graphite, pour \mathbf{K}/\mathbf{C} , normée à 1/6 électron, (*trait épais expérience, fin théorie*). Le calcul théorique (Philadelphie-Berkeley emploie des pseudo-potentiels (Local-Density Functional))
- Cette différence met en évidence la distorsion de la densité électronique de l'électron transféré/celle de l'orbitale π^* du graphite (---)



ELSEVIER

Journal of Physics and Chemistry of Solids 61 (2000) 365–367

JOURNAL OF
PHYSICS AND CHEMISTRY
OF SOLIDS

www.elsevier.nl/locate/jpcs

A study on the Fermi surface of Cr by high-resolution Compton scattering

Y. Tanaka^{a,*}, K.J. Chen^b, C. Bellin^b, G. Loupiau^b, H.M. Fretwell^c,
A. Rodrigues-Gonzalez^c, M.A. Alam^c, S.B. Dugdale^d, A.A. Manuel^d, A. Shukla^e,
T. Buslaps^e, P. Suortti^e, N. Shiotani^f

^a*The Institute of Physical and Chemical Research (RIKEN), Wako, Saitama 351-0198, Japan*

^b*University of Paris VI, 75252 Paris Cedex 05, France*

^c*H.H. Wills Physics Lab. University of Bristol, Bristol BS8 1TL, UK*

^d*Department of Condensed Matter Physics, University of Geneva, CH-1211 Geneva 4, Switzerland*

^e*ESRF, F-38000 Grenoble, France*

^f*Tokyo University of Fisheries, Kounan, Minato, Tokyo 108, Japan*

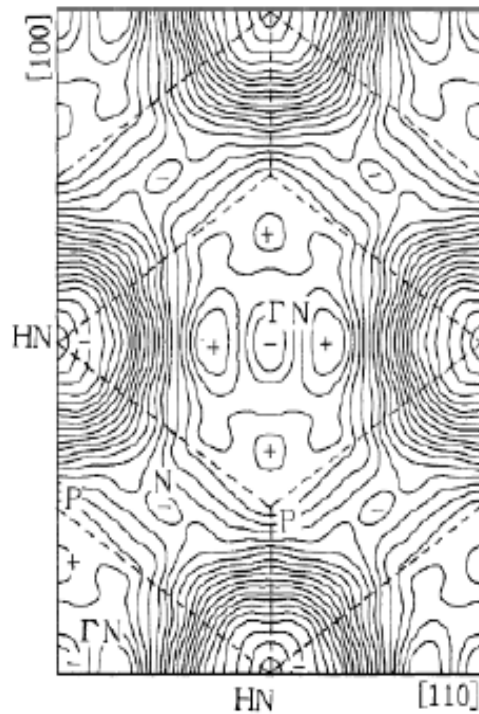


Fig. 2. Contour maps of the experimental occupation number density projected on the (110) plane. Dashed lines represent the projected image of the Brillouin zone.

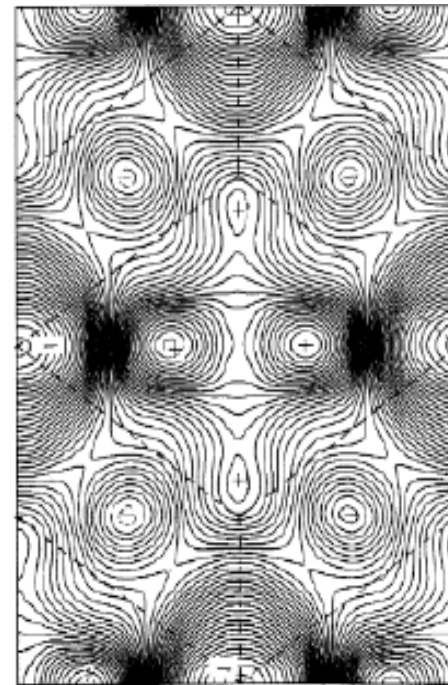


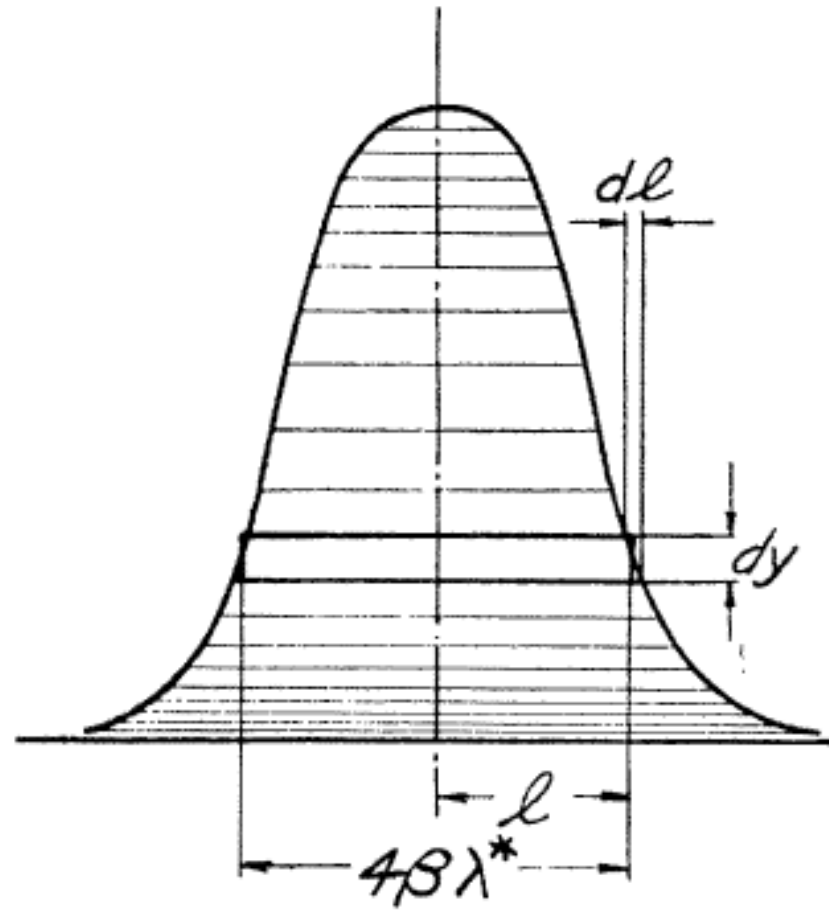
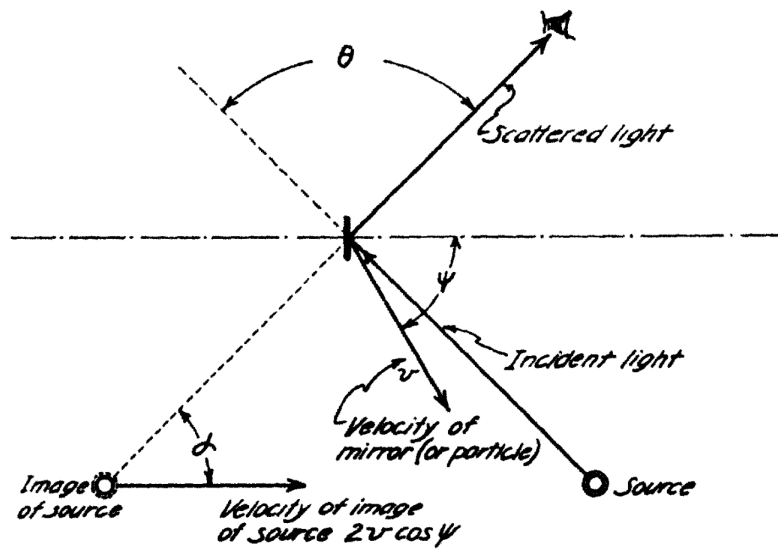
Fig. 3. Contour maps of the theoretical occupation number density projected on the (110) plane. The density is convoluted with the experimental resolution. The contour intervals are the same as those in Fig. 2.

7 directionnal Compton profiles of a Cr single crystal, measured at ESRF, using 55,79 Kev photons, with resolution =0.18 a.u.

Theoretical results of the all electron charge self consistent KKR computations

Conclusions

- L'élargissement Doppler de la raie Compton est riche d'enseignement sur les électrons les plus délocalisés des solides, dans leur état fondamental
- Actuellement il faut aller au Japon:
un spectromètre focalisant fonctionne à SPRING 8, avec une résolution de 0,1 a. u.



JANUARY 15, 1931

PHYSICAL REVIEW

VOLUME 37

EXPERIMENTAL EVIDENCE FOR ELECTRON VELOCITIES AS
THE CAUSE OF COMPTON LINE BREADTH WITH THE
MULTICRYSTAL SPECTROGRAPH

BY JESSE W. M. DuMOND AND HARRY A. KIRKPATRICK
CALIFORNIA INSTITUTE OF TECHNOLOGY, PASADENA

(Received December 1, 1930)

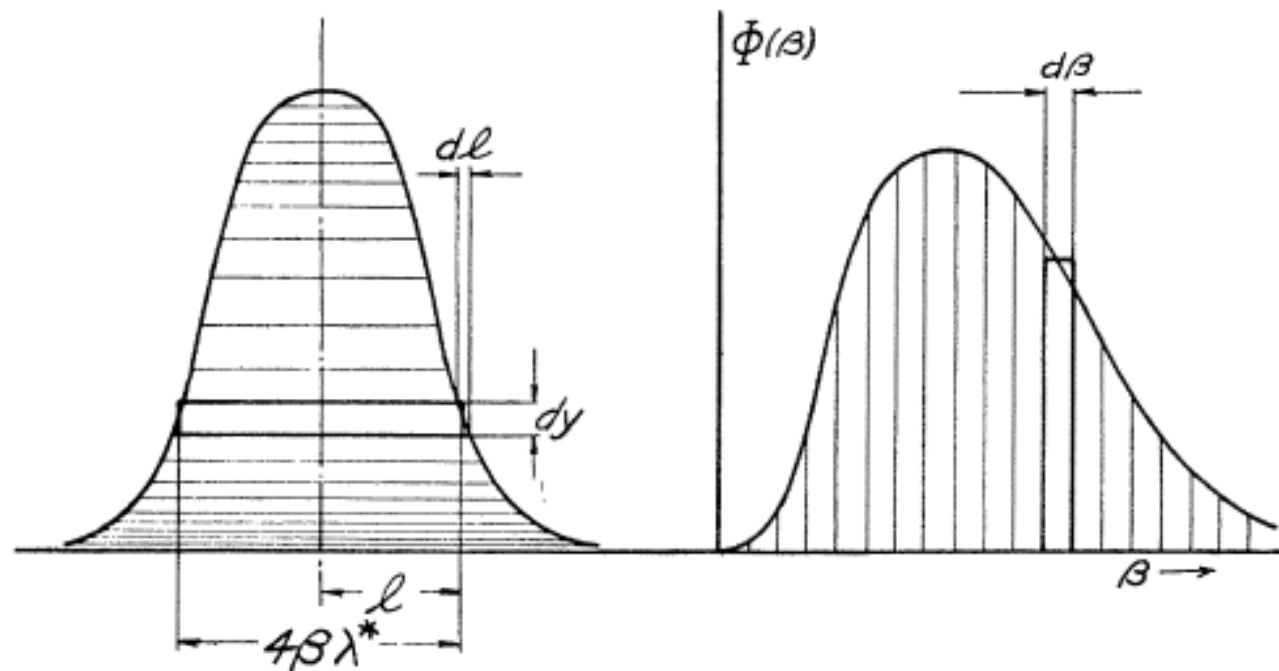


Fig. 6. Illustrating the relation between spectral intensity distribution in the Compton line (left) and population of electron speed states (right). Each elementary rectangle on the left is equal in area to a rectangle on the right while the spectral breadth $4\beta\lambda^*$ of each rectangle on the left is proportional to the abscissa β of the rectangle on the right.