

A

CEA-N 510

- Note CEA-N 510 -

CENTRE d'ETUDES NUCLEAIRES DE FONTENAY-AUX-ROSES  
Service d'Etudes de Protections de Piles

ANALOGIE OPTIQUE  
RAPPORT DE SYNTHESE

par

Le Service d'Etudes de Protections de Piles

COMMISSARIAT  
A L'ENERGIE ATOMIQUE  
BIBLIOTHEQUE  
C. E. R. R. CLAY

- Janvier 1965 -

## TABLE DES MATIERES

- I - INTRODUCTION
- II - RAPPELS SUR LE NEUTRON ET LE PHOTON
- III - DEFINITIONS NEUTRONIQUES
- IV - LA REFLEXION DES NEUTRONS
- V - DEFINITIONS OPTIQUES ANALOGUES (OU PHOTONIQUES)
- VI - COMPARAISON NEUTRON - PHOTON
- VII - QUELS TYPES DE PROBLEMES POUVONS-NOUS TRAITER ?
- VIII - DEFINITIONS DES GRANDEURS MESUREES EN OPTIQUE CLASSIQUE.
- IX - RACCORD ENTRE L'OPTIQUE CLASSIQUE ET L'OPTIQUE PHOTONIQUE.
- X - CONCLUSION DE LA PREMIERE PARTIE
- XI - ETUDE DES MATERIAUX D'OPTIQUE
- XII - LES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DE REFLEXION EN OPTIQUE.
- XIII - DETERMINATION EXPERIMENTALE DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DE REFLEXION.
- XIV - DETERMINATION EXPERIMENTALE DE L'ALBEDO

## ANALOGIE OPTIQUE RAPPORT DE SYNTHESE

### I. - INTRODUCTION

Les calculs d'atténuation des flux neutroniques sont abordables dans des cas simples, en dehors desquels les difficultés mathématiques sont telles que le calcul ne peut être achevé sans approximation plus ou moins justifiée. Pour des géométries compliquées et en particulier dans le cas, très important pour la pratique, où la protection présente des lacunes en forme de chicane, le calcul est impossible. On peut se rabattre sur l'expérience qui est coûteuse et difficile à interpréter s'il y a lieu d'extrapoler.

Serait-il possible alors de simuler le comportement des neutrons par des radiations lumineuses, ce qui conduit à des expériences beaucoup plus faciles, à une dépense moindre et à une exploration plus étendue des différents paramètres, notamment géométriques.

Nous examinons dans ce rapport les conditions dans lesquelles l'atténuation de la lumière (réflexion, diffusion, absorption) et l'atténuation de certaines radiations, notamment les neutrons thermiques, peuvent être décrites par des calculs analogiques. L'analogie n'est pas recherchée entre les propriétés physiques de la lumière et les propriétés des neutrons ; mais entre les caractéristiques d'atténuation de la lumière et les caractéristiques d'atténuation des neutrons, effectivement utilisées dans les calculs conduisant aux formules courantes de neutronique et intervenant dans ces formules d'une manière vérifiée de façon satisfaisante par des expériences connues ; c'est donc en fait une sorte de machine à calculer analogiquement les atténuations qu'on se propose de justifier théoriquement.

Dans une première partie, nous exposerons une formulation mathématique convenable des phénomènes neutroniques et optiques, capable de justifier théoriquement l'analogie optique.

Une seconde partie plus pratique examinera les problèmes d'optique :

- Etude de matériaux d'optique simple,
- Mesure des éclaircissements.

Le but final poursuivi étant les mesures d'atténuation des flux dans des protections comportant des lacunes complexes, nous étudierons plus particulièrement les distributions angulaires de réflexion et la façon de les mesurer.

## II. - RAPPELS SUR LE NEUTRON ET LE PHOTON

Les caractéristiques du neutron sont les suivantes :

- charge nulle
- masse non nulle
- Spin 1/2
- vitesse  $v$
- énergie  $mo c^2 + 1/2 mv^2$  ( $c$  vitesse de la lumière)

Les caractéristiques du photon de lumière sont les suivantes :

- charge nulle
- masse nulle
- Spin 1
- vitesse  $c$
- énergie  $h\nu$

Le caractère ondulatoire de ces deux particules s'observe pour le photon de lumière (diffraction de la lumière sur les bords d'un écran) et pour le neutron (diffraction du neutron par certains cristaux, expérience de Davidson). On peut aussi mettre en évidence des phénomènes de polarisation du neutron et du photon.

Toutefois, la neutronique appliquée ne tient pas compte des phénomènes ondulatoires, dont le rôle est totalement négligé dans les études de protection : on ne s'attache qu'aux propriétés de transport du neutron.

L'optique conserve, elle, un caractère ondulatoire plus marqué. Dans la suite de l'étude nous considérerons cependant la lumière composée de photons sans nous occuper des phénomènes ondulatoires et en nous attachant aux propriétés de transport globales. Cette façon de voir se justifie par le fait qu'il est envisagé de mesurer des énergies ou des nombres de particules photons. Les photons utilisés, à l'origine incohérents, peuvent éventuellement être polarisés dans l'expérience, mais ils ne seront jamais analysés dans l'instrument de mesure.

## III. - DEFINITIONS NEUTRONIQUES

Soit un repère  $T_p$  d'origine  $O$ . Nous faisons choix d'un système de coordonnées  $x, y, z$ , permettant de repérer la position d'un point  $M$  du milieu. De plus à chaque point  $M$ , nous attachons un repère  $T_v$  d'origine  $M$  et nous faisons choix d'un système de coordonnées  $s_1, s_2, s_3$ , permettant de repérer l'extrémité d'un vecteur  $MN$ , représentant la vitesse  $v$  d'un neutron situé en  $M$ .

Dans le système  $T_p$  l'élément de volume sera désigné par  $\underline{dr}$  et dans le système  $T_v$  par  $\underline{dv}$ .

$$\overrightarrow{OM} = \vec{r}(x, y, z) \qquad \overrightarrow{MN}_O = \vec{v} \qquad |\vec{v}| = v$$

Nous définissons :

- densité angulaire des neutrons

$$\psi(\vec{r}, \vec{v}, t)$$

telle que  $\psi \underline{dr}, \underline{dv}$ , représente à l'instant  $t$  le nombre de neutrons situés dans l'élément de volume

$d\vec{r}$  entourant le point M et dont le vecteur vitesse a son extrémité N à l'intérieur d'un petit élément de volume  $d\vec{v}$  entourant le point  $N_0$ .

- densité neutronique

$$n(\vec{r}, t) = \int_{\text{vitesses}} \psi(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v} \quad \text{N/cm}^3$$

- le flux neutronique

$$\phi(\vec{r}, t) = \iiint_{\text{vitesses}} |v| \psi d\vec{v} \quad \text{N/cm}^2 \cdot \text{s}$$

- la densité de courant neutronique

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = \iiint_{\text{vitesses}} v \psi d\vec{v} \quad \text{N/cm}^2 \cdot \text{s}$$

telle qu'étant donné un petit élément de surface  $dS$  entourant un point M et un vecteur unitaire  $\vec{N}_1$ , porté par la normale à  $dS$  préalablement orientée, la somme algébrique du nombre de neutrons traversant  $dS$  pendant l'unité de temps est égale à :

$$dS \vec{j} \cdot \vec{N}_1$$

Il est entendu que les neutrons sont comptés positivement ou négativement selon le sens de la projection de leur vitesse sur  $\vec{N}_1$ .

1° - Emploi des coordonnées sphériques.

Dans le repère  $T_v$ , nous introduisons le système à coordonnées sphériques  $v, \varphi, \theta$ ; les angles  $\varphi, \theta$  déterminent une direction qu'on définira par un vecteur unitaire  $\vec{\Omega}$ ; on a :

$$\vec{v} = v\vec{\Omega} \quad \sin \theta d\varphi d\theta = d\omega$$

$$\text{et } dv = v^2 dv \quad \sin \theta d\theta d\varphi = v^2 dv d\omega$$

2° - Application aux neutrons monocinétiques.

Pour des neutrons monocinétiques de vitesse  $v$ , les quantités introduites précédemment se simplifient.

- La densité angulaire des neutrons :  $\psi(x, y, z, \theta, \varphi, t)$
- La densité neutronique :  $n = \int_{\Omega} \psi(x, y, z, \theta, \varphi, t) d\omega$
- Le flux neutronique :  $\phi = |v| \int \psi(x, y, z, \theta, \varphi, t) d\omega$
- Le courant neutronique :  $\vec{j} = |v| \int \vec{\Omega} \psi(x, y, z, \theta, \varphi, t) d\omega$
- Et la relation bien évidente :  $\phi = nv$

#### IV. - LA REFLEXION DES NEUTRONS

L'étude sera faite pour des neutrons de vitesse quelconque.

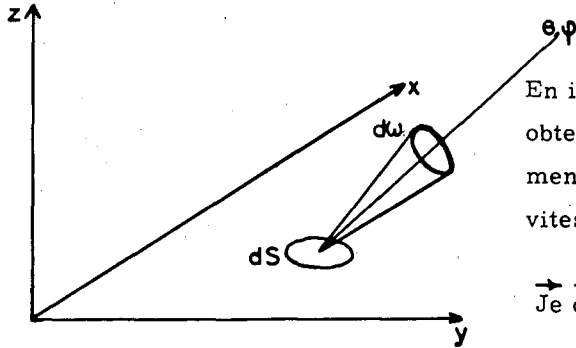
Nous considérons une plaque plane de grande extension située dans le plan  $0 \ x \ y$ ;  $0$  est l'origine; l'axe  $0z$  est alors perpendiculaire à cette plaque.

1° - Le faisceau incident.

Le faisceau incident peut se déduire de la densité angulaire des neutrons. Le nombre des neutrons qui frappent une surface élémentaire  $dS$  de la plaque en un temps  $dt$  avec une vitesse  $\vec{v}$

située dans l'élément  $\underline{dv}$  s'exprime par :

$$\psi(x, y, 0, \vec{v}, t) \vec{v} d\vec{S} \underline{dv} dt$$



En intégrant en  $\underline{dv}$  sur l'hémisphère supérieure nous obtenons le nombre total de neutrons frappant un élément  $dS$  de la plaque quelle que soit la direction de leur vitesse, soit :

$$\int \vec{v} d\vec{S} dt = \iint \psi(x, y, 0, \vec{v}, t) \vec{v} d\vec{S} \underline{dv} dt$$

2° - Le faisceau réfléchi.

Le phénomène de réflexion en neutronique est la conclusion de nombreux processus de diffusion et d'absorption à l'intérieur de la matière.

Un neutron, frappant une surface réfléchissante, pénètre à l'intérieur de la plaque et diffuse à l'intérieur et est réémis au bout d'un certain temps s'il n'est pas absorbé.

- De ce fait le point d'impact est différent du point de réémission.

- Le nombre de neutrons réémis dépend de l'épaisseur de la plaque. Pour des plaques plus épaisses qu'une certaine épaisseur critique  $e_c$ , le nombre de neutrons réémis peut-être considéré comme constant.

- La réémission ne se fait pas instantanément.

- La plaque absorbe des neutrons.

Nous introduisons le coefficient  $\chi'_2$  caractérisant le pouvoir réflecteur d'un matériau considéré, tel que :

$$\chi'_2(x, y, 0, \vec{v}, t; x_1, y_1, 0, \vec{v}_1, t_1) dS dS_1 \underline{dv} \underline{dv}_1 dt dt_1$$

donne la probabilité pour qu'un neutron thermique reçu sur la surface  $dS$  centrée en  $x, y$ , dans l'intervalle de temps  $dt$ , centré en  $t$ , avec une vitesse  $v$  se trouvant dans l'élément  $\underline{dv}$  soit réémis par la surface  $dS_1$  centrée en  $x_1, y_1, 0$ , dans l'intervalle de temps  $dt_1$  en  $t_1$  avec une vitesse se trouvant dans l'élément  $\underline{dv}_1$ .

Si maintenant nous bombardons la plaque par un faisceau de neutrons, la quantité :

$$\chi'_2(x, y, 0, \vec{v}, t, x_1, y_1, 0, \vec{v}_1, t_1) \psi(x_1, y_1, 0, \vec{v}_1, t_1) \vec{v}_1 d\vec{S} dt dv dS_1 dt_1 dv_1$$

représente le nombre de neutrons réémis par un élément  $dS$  de la plaque centré au point  $x, y, 0$ , avec une vitesse de direction  $\vec{v}$  au temps  $t$ , provenant d'un faisceau incident frappant l'élément  $dS_1$ , centré au point  $x_1, y_1, 0$  avec une vitesse de direction  $\vec{v}_1$  au temps  $t_1$ .

Les neutrons réfléchis avec une vitesse  $\vec{v}$  au point  $x, y, 0$ , au temps  $t$  s'obtiennent en sommant sur tous les points d'impact et toutes les vitesses incidentes : la quantité  $\chi_2$  est définie par la relation.

$$dS \underline{dv} dt \chi_2(x, y, 0, \vec{v}, t) = \int_{S_1} \int_{v_1} \int_{t_1} \chi'_2 \psi(x_1, y_1, 0, \vec{v}_1, t_1) \vec{v}_1 d\vec{S}_1 dv_1 dt_1 dS dv dt$$

C'est la formule la plus générale tenant compte de tous les phénomènes.

a) - Simplification de la formule de réflexion.

Considérons un neutron tombant à l'instant  $t = 0$  sur la plaque, tous les autres paramètres étant fixes, il sera réémis à l'instant  $t_1$  tel que  $t < t_1 < t_2$ .

En général la quantité  $|t_2 - t_1|$  sera très petite. Nous supposons dans la suite que  $t = t_1$ .

Elimination des variables spatiales.

Pour la commodité des calculs, nous allons mettre le  $\chi_2'$  sous la forme suivante :

$$\chi_2' (x, y, 0, \theta, \varphi ; x + \Delta x, y + \Delta y, 0, \theta_1, \varphi_1)$$

avec  $x_1 = x + \Delta x$   
 $y_1 = y + \Delta y$

Un développement limité au 1er ordre permet d'écrire :

$$\begin{aligned} & \chi_2' (x, y, 0, \vec{v}_1 ; x + \Delta x, y + \Delta y, 0, \vec{v}) \psi (x, y, 0, \vec{v}) \\ & = \left\{ \chi_2' (x, y, 0, \vec{v}_1 ; x, y, 0, \vec{v}) + \frac{\delta \chi_2'}{\delta x_1} \Delta x + \frac{\delta \chi_2'}{\delta y_1} \Delta y \right\} \psi (x, y, 0, \vec{v}) \end{aligned}$$

Dans le cas où le libre parcours moyen des neutrons dans le matériau utilisé est faible

$$\frac{\delta \chi_2'}{\delta x_1} \quad \text{et} \quad \frac{\delta \chi_2'}{\delta y_1}$$

sont petits et en bonne approximation, on a :

$$\chi_2' (x, y, 0, \theta, \varphi ; x, y, 0, \theta_1, \varphi_1) \psi (x, y, 0, \theta, \varphi)$$

on considère alors que le neutron est réémis au point où il a été absorbé.

Si de plus le matériau est homogène et si la condition d'épaisseur critique est remplie, le coefficient de réflexion est indépendant du point d'impact. Les paramètres du  $\chi_2'$  sont les suivants :

$$\chi_2' (\vec{v}, \vec{v}_1)$$

et la densité du faisceau réfléchi s'écrira :

$$\chi_2 (x, y, 0, \vec{v}) = \chi_2' (\vec{v}, \vec{v}_1) \psi (x_1, y_1, 0, \vec{v}_1) \vec{v}_1$$

Le nombre de neutrons émis sur la surface élémentaire  $dS$  centrés en  $x, y, 0$ , avec une vitesse  $\vec{v}$ , située dans l'élément  $dv$  s'écrit en sommant sur tous les points d'impact et toutes les directions d'impact.

$$dS \underline{dv} \chi_2 (x, y, 0, v) = dS dv \int_{S_1} \int_{v_1} \chi_2' (\vec{v}, \vec{v}_1) \vec{v}_1 \psi \vec{dS}_1 dv_1$$

C'est sous cette forme en général que nous utiliserons cette formule.

1° - L'albedo total.

C'est le nombre de neutrons réfléchis sur le nombre de neutrons incidents :

Le nombre de neutrons tombant sur la plaque en  $x, y$ , est :

$$\vec{dS}_1 \vec{A}_i = \iint \psi (x_1, y_1, 0 ; \vec{v}_1) \vec{v}_1 \vec{dS}_1 dv_1 dt_1$$

Le nombre de neutrons émis par la plaque au point  $x, y$ , dans toutes les directions, est :

$$dS A_r = \iint_{\text{incident}} dv \iint_{\text{réfléchis}} dv_1 \chi_2' \psi(x_1, y_1, 0; \vec{v}_1)$$

par définition l'albedo est :  $\frac{A_r dS}{A_i dS_1}$

a) - L'albedo partiel dépendant de l'angle d'incidence.

On peut aussi calculer un albedo partiel en fonction de l'angle d'incidence :

Supposons que nous bombardions une plaque plane infinie avec un faisceau unidirectionnel de neutrons thermiques.

Le nombre de neutrons tombant sur un élément  $dS$  de la plaque en un temps  $dt_1$  s'exprime par :

$$A_i dS_1 dt_1 = \psi(x_1, y_1, 0, \vec{v}_1, t) \vec{v}_1 \cdot \vec{dS}_1 dt_1$$

Le nombre de neutrons réfléchis dans toutes les directions par l'élément  $dS$  dans le temps  $dt$  :

$$\begin{aligned} dv A_r dS dt &= \iint_{\text{réfléchi}} dv_1 \chi_2'(v_1, v) \psi(x_1, y_1, 0, v_1, t_1) dv ds dt \\ &= \psi(x_1, y_1, 0, v_1) dS dt d\omega \iint dv_1 \chi_2'(v_1, v) \end{aligned}$$

$$\frac{A_r}{A_i} = \frac{\int_{\vec{v}_1} \vec{dS}}{dS_1 \iint dv_1 \chi_2'(v_1, v)}$$

En résumé : Le faisceau réfléchi est entièrement défini par la donnée du  $\chi_2'$ . L'albedo, d'un maniement plus aisé, nous donne une idée plus globale du phénomène de réflexion ; en tous les cas l'albedo conduit à une perte de connaissance.

## V. - DEFINITIONS OPTIQUES ANALOGUES (OU PHOTONIQUES)

Si nous ne nous attachons pas pour l'instant à une famille de mesures optiques déterminées et aux instruments correspondants, ce que nous avons établi pour le neutron s'applique avec peu de changement au photon. (On ne tient pas compte des phénomènes ondulatoires liés à cette particule).

Le photon a une vitesse constante  $c$ , une fréquence variable  $\nu$ .

Nous définissons :

- la densité angulaire des photons :  $\psi(r; c, \theta, \varphi, t, \nu)$

telle que le produit :  $\psi dr d\omega d\nu$

représente à l'instant  $t$  le nombre de photons situés dans l'élément de volume  $dr$  entourant le point  $M$  et dont le vecteur vitesse a son extrémité dans le cône élémentaire  $d\omega$  de direction  $\theta, \varphi$  et que la fréquence des photons soit située entre :  $\nu$  et  $\nu + d\nu$

- la densité photonique :  $n(\vec{r}, t) = \int d\nu \iint \psi(\vec{r}, c, \theta, \varphi, t, \nu) d\omega$

- le flux photonique :  $\varphi(\vec{r}, t) = c \int d\nu \iint \psi(\vec{r}, c, \theta, \varphi, t, \nu) d\omega$

- le courant photonique :  $j(\vec{r}, t) = c \int d\nu \iint \Omega \psi(\vec{r}, c, \theta, \varphi, t, \nu) d\omega$



et des formules semblables pour le calcul des faisceaux incidents et réfléchis.

VI. - COMPARAISON NEUTRON - PHOTON

En coordonnées sphériques, le courant de neutrons monocinétiques s'écrit :

$$j_N(\vec{r}, t) = v \iint_{\Omega} \vec{\Omega} \psi(\vec{r}, v \vec{\Omega}, t) d\omega$$

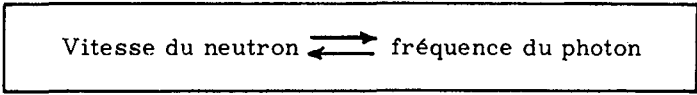
où v, la vitesse des neutrons est constante. Le courant photonique s'écrit :

$$j_p(\vec{r}, t) = \int_{\nu} c d\nu \iint_{\Omega} \vec{\Omega} \psi(\vec{r}, c \vec{\Omega}, t, \nu) d\omega$$

Si on pose  $\nu = \text{constante}$  (lumière monochromatique) :

$$j_p(\vec{r}, t) = c \iint_{\Omega} \vec{\Omega} \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, t) d\omega$$

la correspondance :



permet une formulation identique des courants en neutronique et en optique. On vérifie que les autres grandeurs (flux, densité) peuvent se correspondre pareillement.

VII. - QUELS TYPES DE PROBLEMES POUVONS-NOUS TRAITER ?

Dans la suite du rapport nous ne nous intéresserons pas au problème du ralentissement du neutron. Nous avons en effet trouvé une analogie optique possible, pour les neutrons monocinétiques, quelle que soit leur énergie, pourvu qu'ils n'en changent pas, nous pouvons considérer comme application :

1° - Les neutrons thermiques.

Un neutron thermique est un neutron en équilibre thermique ou énergétique avec le milieu ambiant : au cours de ses différents chocs, le neutron reçoit du milieu extérieur autant d'énergie qu'il lui en donne et statistiquement bien entendu, il a toujours la même énergie moyenne. Pour simplifier le problème, nous faisons l'hypothèse que le neutron thermique a une énergie bien déterminée et qu'au cours de ses différents chocs il n'en change pas.

Nous pouvons associer à un neutron thermique un photon de lumière de fréquence bien déterminée.

Durant sa vie, un neutron thermique ne peut-être qu'absorbé ; de même tout changement de fréquence de la lumière (luminescence) sera considéré comme une absorption au même titre qu'une absorption vraie au sens optique.

2° - Les neutrons les plus rapides.

Les neutrons les plus rapides peuvent être étudiés de la même façon que les neutrons thermiques. Ils sont d'une énergie et d'une vitesse bien déterminées ; tout changement d'énergie peut-être considéré comme une absorption au même titre qu'une absorption vraie. Nous pouvons donc leur faire correspondre des photons de lumière de fréquence bien déterminée. Nous nous retrouvons

dans le cas des neutrons thermiques.

Dans tout ce qui suit, nous ne traiterons que les neutrons les plus rapides et les neutrons thermiques qui peuvent être considérés comme monocinétiques moyennant une interprétation appropriée des phénomènes liés au changement d'énergie. Hors du réacteur :

a) - Tout ralentissement d'un neutron du groupe le plus rapide est assimilé à une absorption, puisque le neutron ralenti sort du groupe.

b) - Toute thermalisation d'un neutron est assimilée à une source de neutrons thermiques située dans la protection.

### VIII. - DEFINITIONS DES GRANDEURS MESUREES EN OPTIQUE CLASSIQUE

L'optique classique introduit les définitions suivantes :

#### 1° - Le flux lumineux :

C'est la quantité d'énergie que transportent dans chaque unité de temps les rayons qui traversent cette surface. Si  $U$  est l'énergie qui traverse dans le temps  $t$ , cette quantité sera :  $\frac{U}{t} = W$

Dimension : Energie/seconde.

#### 2° - L'éclairement :

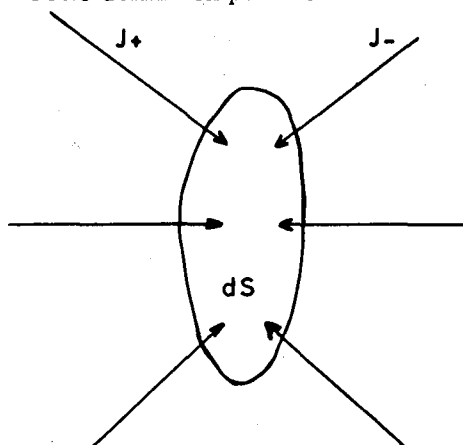
Soit dans une région du plan considéré une petite surface  $dS$  ; soit  $d\phi$  le flux qu'elle reçoit, le rapport  $\xi = \frac{d\phi}{dS}$  représente la densité superficielle du flux.

Dimension : Energie/cm<sup>2</sup> seconde.

### IX. - RACCORD ENTRE L'OPTIQUE CLASSIQUE ET L'OPTIQUE PHOTONIQUE

La dimension de l'éclairement  $\xi$  est énergie/cm<sup>2</sup>.s. Les photons ont ici même énergie, c'est donc à une constante multiplicative près le nombre de photons de direction quelconque qui traversent une surface unité par seconde.

Cette définition peut se rattacher à la définition du courant en optique photonique  $J+$  et  $J-$ .



$J+$  est le nombre de photons qui traversent la surface  $dS$  quelle que soit leur direction à la condition que la projection de la vitesse sur l'axe des  $x$  soit positive.

$J-$  est le nombre de photons qui traversent la surface  $dS$  quelle que soit la direction de leur vitesse à condition que la projection de leur vitesse sur l'axe des  $x$  soit négative.

On voit donc que  $\xi = (J+) + (J-)$

Dans le cas où la mesure se fait devant une substance parfaitement absorbante ou sur fond noir en optique :

$$J- = 0 \quad \text{et} \quad \xi = J+$$

### X. - CONCLUSION DE LA PREMIERE PARTIE

Dans le vide l'équation d'évolution des neutrons et des photons est la même : propagation en ligne droite. Les réflexions sur les surfaces s'expriment par une formulation mathématique identique (seules les constantes diffèrent). A la mesure de l'éclairement en optique correspond la mesure du courant en neutronique.

Si, dans le vide, nous nous donnons une lacune de géométrie quelconque, si les conditions aux limites (source, coefficients de réflexion) sont exprimés par une même formulation mathématique, il sera évident que l'évolution du courant neutronique et celle de l'éclairement optique seront homologues.

#### NOTA. - Analogie du flux neutronique.

La grandeur optique analogue que nous appelons flux photonique au paragraphe IV., ne correspond à aucune des grandeurs optiques mesurées classiquement.

### XI. - ETUDE DES MATERIAUX D'OPTIQUE

Deux moyens s'offrent à nous pour obtenir les matériaux d'optique dont nous aurons besoin.

- Se fabriquer une cellule élémentaire réfléchissante douée des propriétés recherchées. La surface est alors constituée d'une multitude de ces cellules élémentaires. En théorie, on pourra toujours réaliser une telle surface ; mais en pratique cette façon de faire nous apportera de grosses difficultés techniques.

- Utiliser les matériaux existants, essentiellement les surfaces mates, obtenues à l'aide des poudres et des peintures, utilisées en photométrie. C'est ce deuxième moyen, simple et d'une application pratique immédiate, que nous étudierons dans la suite.

### XII. - LES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DE REFLEXION EN OPTIQUE

On suppose que la lumière réfléchie émane également de toutes les directions des particules constituant la substance du corps réfléchissant. Dans ce cas si  $\alpha$  est le coefficient d'absorption du milieu, l'intensité de la lumière émise dans la direction  $\theta$  par des particules situées à la distance  $x$  au dessous de la surface, est proportionnelle à :

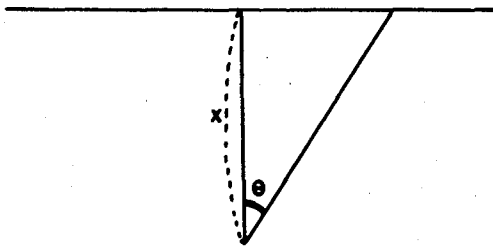
$$e^{-\alpha x \sec \theta}$$

Si la réfraction est ignorée, la lumière totale émise dans cette direction est :

$$\int_0^{\infty} e^{-\alpha x \sec \theta} dx = \frac{\cos \theta}{\alpha}$$

c'est une loi en cosinus.

On a supposé qu'une surface mate est constituée d'innombrables surfaces élémentaires réparties suivant une loi gaussienne et qui agissent chacune comme un miroir.



### XIII. - DETERMINATION EXPERIMENTALE DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DE REFLEXION

En fait aucune surface réfléchissante n'obéit exactement à la loi en cosinus. Expérimentalement la mesure de la distribution angulaire de réflexion se fait à l'aide d'un goniomètre. Pour un faisceau incident de direction  $\theta, \varphi$  on détermine la lumière diffusé dans l'angle  $\theta_1, \varphi_1$ .

On détermine donc expérimentalement la grandeur :

$$\chi_2'(\theta, \varphi ; \theta_1, \varphi_1)$$

Nous donnons ci-après les distributions angulaires de réflexion des corps suivants : (Pl. I, II, III).

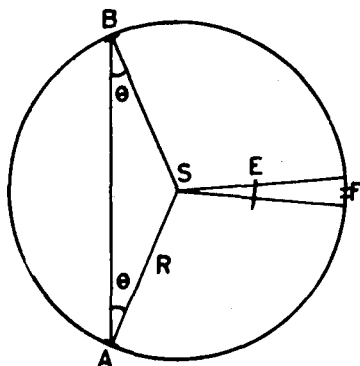
- Mg O
- Glace dépolie
- Rhodamine

Il faut noter que le faisceau incident a la même densité de neutrons quelle que soit sa direction, le nombre de photons tombant sur une surface élémentaire varie donc avec l'angle d'incidence.

### XIV. - DETERMINATION EXPERIMENTALE DE L'ALBEDO

#### 1° - Lumenmètre sphérique d'ULBRICHT.

Si on place une source lumineuse S à l'intérieur d'une sphère de rayon R recouverte d'un enduit diffusant, de facteur de réflexion  $\rho_0$ , on peut montrer que l'éclairement de la paroi sphérique est indépendant de la position de la source et du point choisi sur la sphère ; par conséquent, si on pratique dans la paroi une ouverture F et que l'on ferme cette ouverture au moyen d'une lame de verre opalin l'éclairement de la lame et par suite sa brillance, extérieurement à la sphère seraient proportionnels aux flux de la source à condition bien entendu de masquer par un écran E la fenêtre de mesure aux rayons directement émis par la source.



Considérons un élément de surface placé en A et égal à l'unité de surface. Il recevra un flux direct  $\varphi$  et réfléchira  $l_0 \varphi$  si  $I_m$  est l'intensité de la lumière en direction normale à l'élément on a d'après la loi de LAMBERT.

$$l_0 \varphi = \pi I_m \quad I_m = \frac{l_0 \varphi}{\pi}$$

l'éclairement dû à l'élément A et reçu par un point quelconque B de la sphère sera :

$$\xi = \frac{I_m \cos^2 \theta}{AB^2} \quad \text{où} \quad AB = 2 R \cos \theta$$

$$\xi = \frac{I_m}{4 R^2} = \frac{l_0 \varphi}{4 \pi R^2}$$

On voit que cette expression est indépendante du point choisi.

L'éclairement en B dû à tous les points de la sphère sera :

$$E_{AB} = \frac{l_0 \sum \Psi}{4\pi R^2} = \frac{l_0 \Phi}{4\pi R^2}$$

$\Phi$  étant le flux total émis par la source. Après une deuxième réflexion sur la paroi interne, on aura un nouvel éclairement

$$\frac{l_0 \Phi}{4\pi R^2} \quad \text{superposé au } 1^\circ$$

Après un nombre infini de réflexions l'éclairement deviendra :

$$E = \frac{\Phi}{4\pi R^2} (1_0 + 1_0^2 + 1_0^3 + \dots) = \frac{\Phi}{4\pi R^2} \left( \frac{1_0}{1 - 1_0} \right)$$

la brillance d'un point de la sphère sera donnée à nouveau par la loi de LAMBERT d'où :

$$B = \frac{l_0 E}{\pi} = \frac{l_0 \Phi}{4\pi^2 R^2} \left( \frac{1_0}{1 - 1_0} \right)$$

valeur proportionnelle au flux  $\Phi$  émis par la source et indépendante de la répartition de ce flux.

Remarquon que l'éclairement E n'est relatif qu'au flux réfléchi par la paroi, et non au rayonnement direct de la source, en effet la répartition des sources lumineuses n'étant pas uniforme, l'éclairement produit ne pourrait être uniforme, c'est pourquoi il est nécessaire de masquer la fenêtre de mesure à la vue directe au moyen d'un petit écran opaque.

#### Principe de la mesure.

On place la source S à mesurer au centre de la sphère, la lumière directe étant masquée par un écran 0 et on égalise la brillance de la fenêtre avec celle que procure une lampe tare. Cette brillance étant proportionnelle au flux on a :

$$K \Psi_0 = \frac{I_t}{d^2}$$

On remplace la source à mesurer par un étalon de flux connu  $\Psi_e$  on a :

$$K \Psi_2 = \frac{I_t}{d'^2}$$

d'où

$$\Psi_0 = \Psi_2 \left( \frac{d'}{d} \right)^2$$

#### 2° - Mesure de la réflexion.

Soit  $\rho_e$  le facteur de réflexion cherché. On ménagera dans la sphère, sur le diamètre passant par l'orifice A d'entrée du faisceau, une autre ouverture D devant laquelle on placera l'échantillon.

La brillance de la paroi de la sphère deviendra alors :

$$B_1 = \frac{\rho_e \Psi}{4\pi^2 R^2} \left( \frac{\rho_0}{1 - \rho_0} \right)$$

Une mesure de brillance faite dans les conditions de la mesure de transmission, c'est-à-dire, l'orifice D étant obturé donnera, comme précédemment :

$$B = \frac{\rho_o \psi}{4\pi R^2} \frac{\rho_o}{1 - \rho_o}$$

le rapport  $B_1/B$  donnerait  $\rho_e$  si on connaissait la valeur de  $\rho_o$  facteur de réflexion de la sphère.

On place alors un écran M peint comme la paroi de la sphère sur le trajet des rayons allant de l'échantillon au point B de mesure qui ne recevra plus alors que le flux diffusé par ce dernier, la brillance de la paroi devient alors :

$$B_2 = \frac{\rho_e \rho_o \psi}{4\pi^2 R^2} \left( \frac{\rho_o}{1 - \rho_o} \right)$$

on a alors :

$$\rho_e = \frac{B_2}{B}$$

Nous donnons en annexe quelques albedos mesurés expérimentalement pour différents corps et différentes longueurs d'onde.

ALBEDO

Albédo en lumière blanche

$$A_e = \frac{F_r}{F}$$

-  $F_r$  flux lumineux total réfléchi.

-  $F$  flux lumineux total incident.

MgO       $A_e = 0,97$        $A_e = 0,970$  ;  $\lambda = 0,45$   
    $A_e = 0,975$  ;  $\lambda = 0,55$   
    $A_e = 0,975$  ;  $\lambda = 0,65$

MgCO<sub>3</sub>       $A_e = 0,98$

Glace dépolie       $A_e = 0,75$  ; 085

Albédo en fonction de la longueur d'onde :

$\lambda$	0,44	0,50	0,60	0,70
Vermillon américa	0,08	0,05	0,24	0,65
Jaune chrome	0,05	0,08	0,78	0,81
C <sub>1</sub> bleu	0,36	0,29	0,14	0,09

## CONCLUSIONS

### 1° - Conclusions théoriques.

Sous certaines conditions (épaisseur supérieure à une épaisseur critique, faible variation spatiale du flux neutronique) l'analogie optique a théoriquement un sens. Ce sens est restreint :

a) - La grandeur correspondant au courant neutronique est l'éclairement optique. Ces deux grandeurs sont mesurables.

b) - La grandeur correspondant au flux neutronique n'est pas le flux optique, ni aucune grandeur optique mesurée classiquement.

c) - L'analogie n'a de sens que pour des neutrons monocinétiques (soit les neutrons thermiques, soit le groupe des neutrons les plus rapides). Le ralentissement des neutrons n'étant pas raisonnablement simulable.

### 2° - Conclusions pratiques.

a) - L'analogie optique présente surtout de l'intérêt pour étudier les réflexions multiples dans une lacune de forme géométrique compliquée, sous réserve de la limitation de portée paragraphe XIII.

b) - Pratiquement, il est assez facile de simuler des surfaces optiques ayant même albédo total, en jouant sur les longueurs d'onde.

c) - En revanche, il faut prendre les distributions angulaires optiques comme elles sont. Certains matériaux présentent une réflexion en cosinus pour presque toutes les incidences ; d'autres s'en éloignent énormément. Dans tous les cas, les incidences rasantes sont telles que la réflexion spéculaire prédomine nettement. On se heurte à la difficulté de réaliser une surface optique parfaitement diffusante par exemple.

d) - La connaissance expérimentale de distributions angulaires de réflexion optique est restreinte (surtout aux incidences très rasantes). Une étude expérimentale de l'analogie optique devrait logiquement commencer par une étude systématique de ces distributions à l'aide du goniomètre décrit au paragraphe XIII.

e) - Signalons pour terminer une analogie valable entre le lumènemètre d'ULBRICHT et les expériences actuellement en cours au C. E. A. sur le rayonnement neutronique réfléchi par une sphère. Toutefois l'appareil optique d'ULBRICHT est conçu pour mesurer l'albédo total par intégration et non la distribution angulaire.



BIBLIOGRAPHIE

- MEMORIAL DES SCIENCES PHYSIQUES fascicule XXXIX

DARMOIS E., COHU,

La photométrie industrielle, cours de photométrie de l'Ecole Supérieure d'Electricité.

COHU M.,

2 volumes 1950

WALSH John W.,

Photométrie

COHU M.,

Rayonnement photométrie et éclairage, Gauthiers VILLARS

- INTERNATIONAL CRITICAL TABLES

- BULLETIN DU BUREAU DES STANDARDS Vol. 9, 1913

FABRY

Photométrie, cours de l'Ecole d'Optique.

Introduction à la photométrie.

ROUSSET

Diffusion de la lumière par les molécules rigides.

KASTLER

Diffusion de la lumière par les milieux troubles.

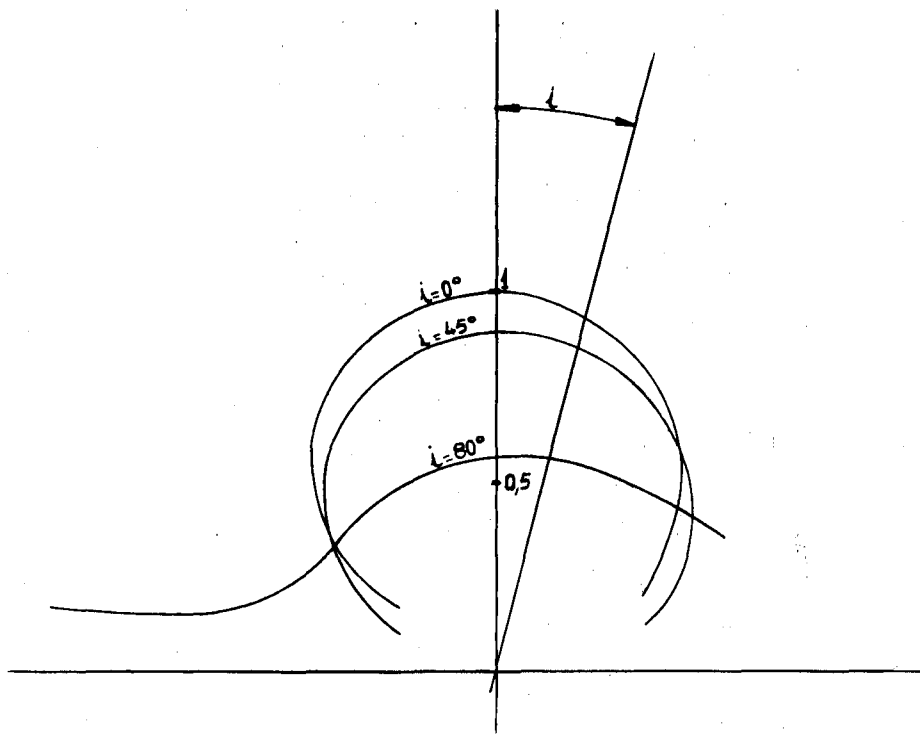


Diagramme de diffusion de  $MgO$   $\lambda = 0,55 \mu$

$$\chi'_2(i, \varphi; \theta_1, \varphi_1)$$

$$\varphi = \varphi_1 + \pi$$

densité de faisceau incident constante

PLANCHE 1

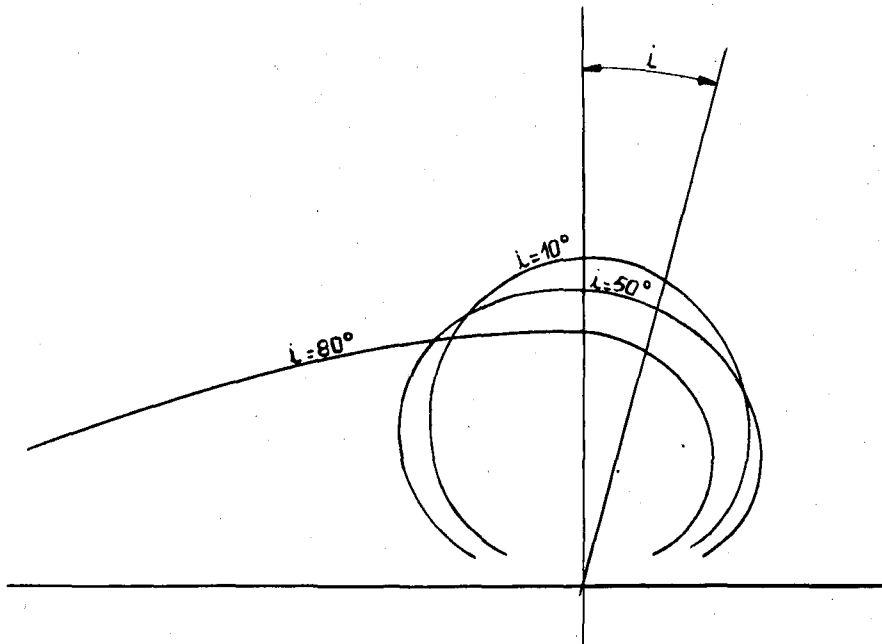


Diagramme de diffusion glace dépolie  
Lumière blanche

$$\chi'_2(i, \varphi; \theta_1, \varphi_1)$$

$$\varphi = \varphi_1 + \pi$$

densité de faisceau incident constante

PLANCHE 2

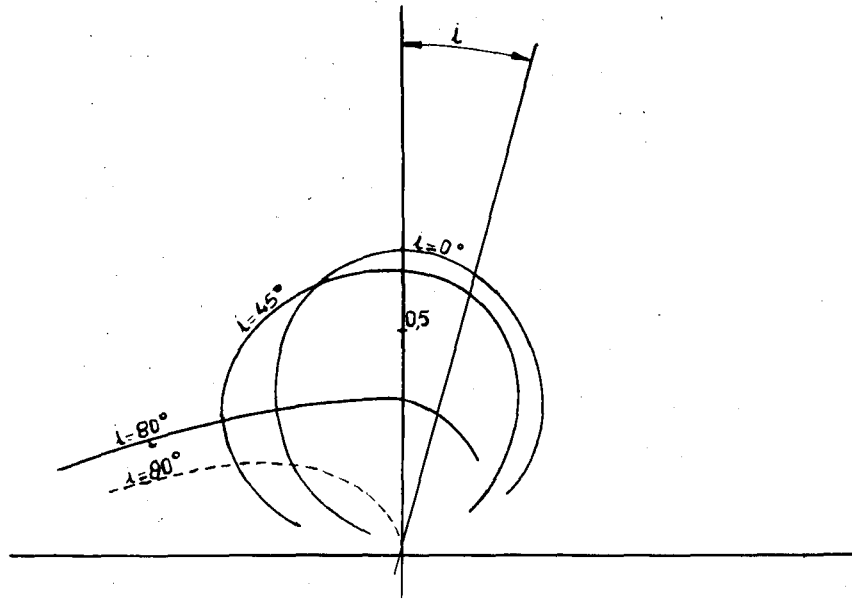


Fig:A

Diagramme de diffusion Rhodamine B sur du papier à dessin blanc

Fig A -  $\lambda = 0,65\mu$ , -----  $\lambda = 0,55\mu$  Fig B  $\lambda = 0,55\mu$

$$\chi'_2(i, \varphi; \theta_1, \varphi_1)$$

$$\varphi = \varphi_1 + \pi$$

densité de faisceau incident constant

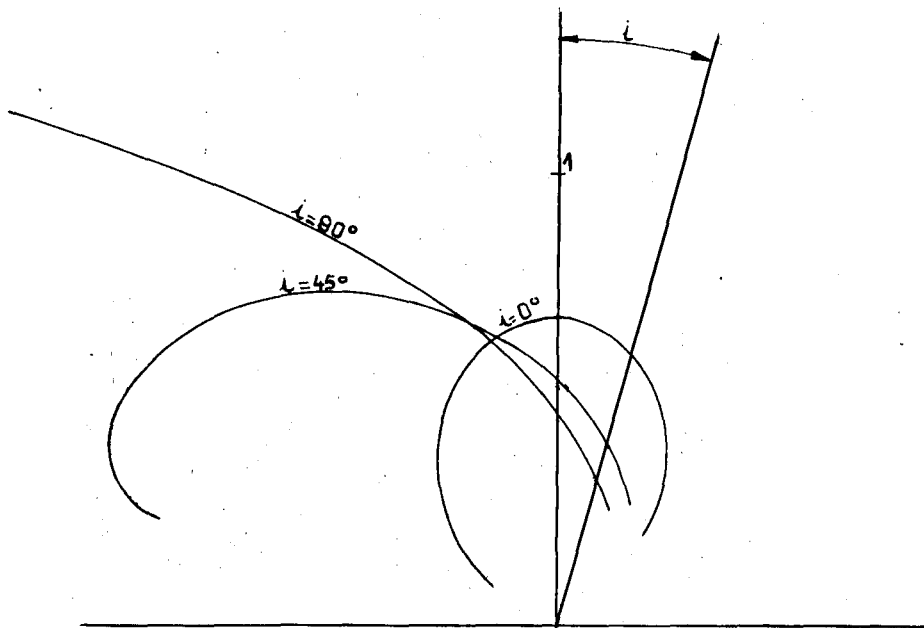


Fig: B

---

*Edité par  
le Service de Documentation du C.E.A.  
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay  
Boîte Postale n° 2 - GIF-sur-YVETTE (S.-et-O.)  
France.*