RÉALISATIONS D'UN SPECTROMÈTRE A DOUBLE FOCALISATION A SECTEURS

Deuxième Partie

Par R. BOVING, S. CAEYMAEX ⁽¹⁾, A. JONES et A. MARTEGANI,Centre de Physique Nucléaire, Université de Louvain ⁽²⁾.

(Reçu le 18 juillet 1968.)

Résumé. — Un spectromètre à deux secteurs, à champs uniforme et non uniforme, a été construit. Des spectres de raies d'électrons de conversion provenant de sources de ^{137}Cs , ^{193}Au , ^{192}Ir ont été relevés. Les dimensions des sources sont de $0,5 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$, l'angle solide étant de $3 \times 10^{-5} \Omega/4\pi$, la résolution atteinte est de $4,5 \times 10^{-4}$.

Abstract. — A two sector type spectrometer with one homogeneous field and one inhomogeneous field has been built up. Conversion electrons of ^{137}Cs , ^{193}Au and ^{192}Ir sources have been measured. Source dimensions are $0.5 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$, the solid angle is $3 \times 10^{-5} \Omega/4\pi$, and the resolving power is 4.5×10^{-4} .

I. Introduction. — Dans un article précédent [1], nous avons exposé la méthode utilisée pour le calcul des éléments des matrices de transfert correspondant aux divers éléments constitutifs d'un spectromètre composé d'une suite de deux secteurs, l'un à champ non uniforme, l'autre à champ uniforme.

Suivant les axes choisis (voir Première Partie), on a admis :

$$B_2 = B_0 \left[1 + a \frac{X_1}{r_0} + b \left(\frac{X_1}{r_0} \right)^2 \dots \right] + B_0 f(X_1, X_2). \quad (1)$$

En tenant compte de $\text{rot } \mathbf{B} = 0$ et $\text{div } \mathbf{B} = 0$, au second ordre, c'est-à-dire $f(X_1, X_2) = CX_2^2$, on trouve :

$$B_1 = B_0 \frac{X_2}{r_0} \left[a + 2b \frac{X_1}{r_0} \right] \quad (2)$$

$$B_2 = B_0 \left[1 + a \frac{X_1}{r_0} + b \left(\frac{X_1}{r_0} \right)^2 \right] + B_0 \left(\frac{X_2}{r_0} \right)^2 \left[\frac{a}{2} - b \right] \quad (3)$$

$$B_3 = 0. \quad (4)$$

⁽¹⁾ Actuellement à la division I.S.R. ; C.E.R.N., Genève (Suisse).

⁽²⁾ Travail supporté financièrement par l'Institut Interuniversitaire des Sciences Nucléaires (Bruxelles).

De l'étude des trajectoires, il résulte que :

— Dans la première section principale ($X_3 = 0$) :

Si $a < 1$, il y a convergence

Si $a > 1$, il y a divergence.

— Dans la seconde section principale ($X_2 = 0$) :

Si $a > 0$, il y a convergence

Si $a < 0$, il y a divergence.

La double focalisation est donc assurée par l'une des combinaisons suivantes :

$$0 < a < 1$$

$$a > 1 \text{ suivi de } a \leq 1.$$

II. Construction du spectromètre. — Le choix du type d'appareil est conditionné par les considérations suivantes :

a) Le spectromètre est destiné à des mesures d'électrons de conversion émis par une cible placée dans un faisceau de particules (α , d, p) accélérées. Il est donc souhaitable, pour des raisons de bruit de fond et d'accessibilité, de placer la source en dehors du spectromètre.

b) Étant donné les dimensions habituelles d'un faisceau de particules, il semble justifié de donner à la source des dimensions de l'ordre du cm^2 .

c) La construction doit être aussi simple que possible. Nous retiendrons donc parmi les combinaisons possibles un secteur avec $a \geq 1$ suivi d'un secteur avec $a = 0$ et nous choisirons $r_0 = 50 \text{ cm}$.

FIG. 3.

CHOIX DE φ ET ψ . — Des abaques données dans la première partie, valables pour le choix $a = 1$ et $a = 0$, on peut déduire qu'un choix de $\varphi \simeq 200^\circ$ et $\psi \simeq 40^\circ$ est raisonnable.

CHOIX DU COEFFICIENT a . — Les figures 4 et 5 montrent qu'il y a avantage à augmenter la valeur

FIG. 4.

R , rayon de la trajectoire centrale ; D , dispersion.

FIG. 5. — 1, largeur du faisceau.

de a , mais que cet accroissement est limité par la nécessité de maintenir le faisceau dans la partie voisine de la trajectoire centrale.

La figure 6 indique l'évolution du pouvoir de réso-

FIG. 6. — $10^{-4} R$, résolution ; $\frac{L_i}{R}$, position de l'image ; $\text{tg } \varepsilon_s$, tangente de l'angle de sortie.

lution, de la position de l'image et $\text{tg } \varepsilon_s$ assurant la coïncidence des deux images, en fonction de a .

— Pour $\varphi = 210^\circ$ et $\psi = 50^\circ$, la valeur limite de $a = 1,12$.

— Pour $\varphi = 200^\circ$ et $\psi = 60^\circ$, elle est de 1,16.

Quelques-unes des valeurs calculées ont été regroupées dans le tableau ci-dessous.

	φ (degrés)	ψ (degrés)	a	$R (\times 10^4)$	A_H	A_V	ε_s (degrés)	D (cm)	L_i (cm)
1.....	200	40	1	4,2	0,3	0,6	10		89
2.....	200	40	1,12	3,9	0,11	0,4	9	255	89
3.....	210	50	1,12	3,4	0,055	0,35	26	160	46
4.....	200	60	1,12	3,4	0,084	0,66	20	246	56(*)
5.....	200	60	1,16	2,9	0,046	0,31	26	159	42

(*) Position du compteur dans le faisceau entrant, c'est-à-dire solution impossible à retenir.

Conclusion. — Nous avons retenu la combinaison 3. Compte tenu de la largeur de l'entrefer et de ce que le champ de fuite s'étend sur une distance égale à un entrefer, nous avons construit un spectromètre dont les angles sont $\varphi = 200^\circ$ et $\psi = 40^\circ$. Le noyau de ce spectromètre est en forme de diabol (fig. 1).

IV. Le champ magnétique. — a) MISE EN FORME DU CHAMP MAGNÉTIQUE. — 1. *Mesure de l'induction.* — Les mesures ont été effectuées à l'aide d'un fluxmètre dont la bobine a été installée de façon à pouvoir être déplacée dans le plan de symétrie de l'aimant, suivant le rayon et sur des circonférences centrées sur l'axe du diabol.

L'ensemble du fluxmètre a été étalonné par comparaison avec un système à résonance nucléaire. La sensibilité était de 0,36 gauss par division du fluxmètre.

2. *Homogénéité de l'induction rémanente et démagnétisation.* — L'induction rémanente a été mesurée à plusieurs reprises. Elle a toujours été trouvée avoir une valeur moyenne d'environ 8 gauss, mais avec des fluctuations, variables d'un point à l'autre du spectromètre d'environ 2,5 gauss. Ceci étant inadmissible, il a été nécessaire de prévoir une démagnétisation efficace, c'est-à-dire :

- avec un champ alternatif d'amplitude décroissant régulièrement de 1 % au maximum, d'une amplitude à l'autre,
- une amplitude initiale qui soit au moins cinq fois le champ coercitif,
- une amplitude initiale d'environ 10^4 à 10^5 fois l'amplitude finale.

Vu la valeur de la self (15 henry), il a fallu construire une alimentation de tension alternative de basse fréquence ($\pm 0,08$ Hz). Elle est obtenue au départ d'une tension continue commandée par un jeu de relais dont l'ouverture ou la fermeture a pour effet de créer un courant de décharge ou de charge dans la bobine d'excitation. La décroissance de l'amplitude d'un cycle à l'autre est obtenue en faisant tourner lentement l'autotransformateur alimentant le redresseur. Si le courant initial est de 4 A, la durée d'un cycle est de 24 minutes, le champ rémanent est de 0,1 gauss et les fluctuations réduites à des valeurs non mesurables au fluxmètre.

3. *Indice du champ.* — La conicité des pièces polaires a été déterminée de façon à obtenir l'indice $a = 1$. Grâce à la présence des petits entrefers (fig. 1), il est possible d'obtenir un indice différent de l'unité, en écartant les pièces polaires.

Pour un écart de 8 cm entre pièces polaires, nous avons obtenu $a = 1,12$.

4. *Homogénéité du champ.* — En introduisant des plaques, par exemple en fer doux ou en nickel, dans les petits entrefers, on ramène la non-uniformité de 3 % à < 1 % environ. Dans le domaine de 15 à 500 gauss, elle reste la même en valeur relative.

b) STABILISATION DU CHAMP. — 1. *Principe.* — Étant donné que la résolution calculée est de l'ordre de 3×10^{-4} , nous avons estimé nécessaire une stabilité du champ d'environ 5×10^{-5} . Nous avons porté notre choix sur une méthode basée sur la résonance nucléaire.

FIG. 7. — *Erratum* : Dans la case de gauche, en bas, lire : Alimenta. 5×10^{-4} .

Pour les champs de l'ordre de grandeur de ceux que nous désirons stabiliser, le rapport signal/bruit de fond rend, tenant compte du volume admissible pour l'échantillon ($0,2 \text{ cm}^3$), la stabilisation par les méthodes classiques de résonance, illusoire.

Grâce à une préorientation des spins des protons, obtenue par le passage de l'eau de l'échantillon (vitesse = 75 cm/s) dans un champ auxiliaire intense ($18\,000 \text{ gauss}$), il a été possible d'accroître de façon très sensible ce rapport signal/bruit de fond (30 dB pour un champ d'environ 67 gauss).

En se plaçant sur le flanc le plus raide de la raie d'électrons K, émise par une source de ^{137}Cs , le taux de comptage relevé à intervalles réguliers durant 3 heures est demeuré dans les limites de l'erreur statistique de la première mesure. On peut ainsi être assuré qu'une stabilité de 5×10^{-5} est certainement acquise.

2. *Servomécanisme de stabilisation* (fig. 7). — La stabilisation comporte deux étapes : la première est celle de l'accord du circuit oscillant à la fréquence choisie; la seconde celle de la régulation du courant.

Accord du circuit oscillant. — La tension est fournie par un générateur Adret, type Codasyn 102. L'accord est assuré par une capacité variable ($2\,000 \text{ pf}$) commandée par un moteur pas à pas M_1 .

L'opération se déroule comme suit : R étant excité (R_1 fermé; R_2 et R_3 ouverts), la fréquence imposée est affichée à l'oscillateur. Fermant ensuite le circuit en B, le relais S s'est excité et R désexcité (R_1 ouvert, R_2 et R_3 fermés; S_1 et S_3 fermés et S_2 ouvert), de sorte que l'accord du circuit se réalise de la façon suivante : un

oscillateur local oscille à la fréquence de résonance du circuit : cette fréquence est comparée à la fréquence imposée et le moteur M_1 est mis en marche jusqu'à ce que la différence des fréquences soit $< 300 \text{ Hz}$.

Régulation du courant. — L'ajustement du champ se fait en variant le courant dans une bobine auxiliaire de 100 tours, coaxiale à la bobine principale d'excitation de l'aimant. La variation du courant est réalisée par une détection de phase du signal de résonance. Le détecteur commande un moteur pas à pas M_3 .

V. **Réglages et mesures.** — 1. **RÉGLAGE DES FENTES** (fig. 8). — Pour une source de $2 \times 0,5 \text{ cm}^2$, on a utilisé une fente d'entrée (F) (hauteur = 2 cm ; largeur = $0,5 \text{ cm}$) et une fente de sortie devant le compteur C_3 (hauteur = $1,8 \text{ cm}$; largeur = $0,2 \text{ cm}$).

2. **ORIENTATION DU TUBE D'ENTRÉE.** — Les compteurs G.M., C_1 et C_2 , peuvent être déplacés suivant le rayon de la trajectoire centrale, de sorte que, grâce aux fentes qui les précèdent ($2 \text{ cm} \times 0,1 \text{ cm}$), il est possible de repérer la position du faisceau. L'orientation du tube d'entrée a été adaptée de sorte que les maxima de comptage se placent sur la trajectoire centrale ($r_0 = 50 \text{ cm}$) pour un même courant. Cet angle d'entrée est de 7° . Ce réglage a été effectué avec des sources de ^{137}Cs , ^{198}Au et ^{192}Ir .

3. **POSITIONS ET LARGEURS DES IMAGES.** — Grâce à un système mécanique permettant de déplacer le compteur de sortie C_3 suivant les axes t , n , b , il a été possible de relever les positions des images verticale et horizontale en fonction de l'angle ε_s .

FIG. 8. — F, fente d'entrée; C_1 , C_2 , compteurs G.M. pour l'alignement du faisceau; Pol. magn., aimant de polarisation; C_3 , compteur G.M. à l'endroit « image »; FL , fente de sortie de la lentille L.

FIG. 9.

Des sources de ^{198}Au , d'épaisseurs décroissantes, ont été utilisées pour déterminer la résolution en fonction de l'épaisseur des sources et de l'angle solide (fig. 9).

4. ANGLE SOLIDE. — Nous avons utilisé à la source une lentille magnétique en vue d'accroître l'angle solide [3].

5. MESURES DE RAPPORTS DES CONVERSIONS DANS LES SOUS-COUCHES L (fig. 10 et 11). — Les résultats obtenus ont été groupés dans le tableau I.

Si les résultats obtenus par ^{198}Au sont en accord avec la théorie, ceux de ^{192}Ir sont en accord avec ceux publiés par V. M. Kelman [4].

FIG. 10.

FIG. 11.

TABLEAU I

		INTENSITÉS ÉLECTRONIQUES					
SOURCE	E_γ	L_I		L_{II}		L_{III}	
		Mes.	Théo. ($E2$)	Mes.	Théo. ($E2$)	Mes.	Théo. ($E2$)
^{198}Au	411,77	$22,5 \pm 0,4$	22	$23,2 \pm 0,5$	23	10	10
^{192}Ir	316,5	$13,0 \pm 0,5$	14,3	$18,5 \pm 0,6$	21,4	10	10

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BOVING (R.), CAEYMAEX (S.), JONES (A.) et MARGANI (A.), voir 1^{re} partie, même fascicule, p. 1.
- [2] ZHERNOVOI (A. I.), Nuclear Magnetic Resonance in a Flowing Liquid, Consult. bur., N. Y., 1965.
- [3] KELMAN (V. M.), PEREGOOD (B. P.) et SKOPINA (V. I.), *Nucl. Inst. and Meth.*, 1964, **27**, 190.
- [4] KELMAN (V. M.), METSKHVARISHVILI (R. Ya), ROMANOV (V. A.) et TUCHKEVICH (V. V.), *Nucl. Phys.*, 1957, **4**, 240.