

CORRECTION DU CHAMP MAGNÉTIQUE PAR ENTREFER D'AMORTISSEMENT OU PAR CRÉNELAGE DE LA SURFACE POLAIRE

H. BRUCK, G. BRONCA, J. HAMELIN, G. NEYRET et J. PARAIN

CEA — Centre d'Études nucléaires, Saclay, France

(présenté par H. Bruck)

Résumé

Nous avons essayé de mieux assurer l'invariance de l'indice du champ d'un aimant accélérateur pendant la montée du champ en procédant à des modifications simples de la structure des pièces polaires.

On décrit d'abord le modèle d'aimant utilisé à l'expérimentation de ces méthodes, ainsi que le comportement magnétique du modèle à l'état « normal », c'est-à-dire en l'absence des modifications en question.

On traite ensuite des deux méthodes de correction que nous avons essayées : celles de « l'entrefer d'amortissement » et du « crénelage des surfaces polaires ».

La première de ces méthodes s'avère peu efficace, mais l'analyse des résultats obtenus éclaire le problème de la correction du champ. Par contre, la seconde méthode donne les résultats attendus et s'avère commodément utilisable. De plus, son emploi ne semble pas limité au type particulier du modèle d'aimant avec lequel nous avons fait les expériences.

I. Le modèle expérimental

(a) Géométrie

La figure 1 représente le modèle. Composé de cinq blocs, il est un modèle à l'échelle naturelle de l'aimant du synchrotron, en construction à Saclay, qui est un synchrotron conventionnel à protons de 8,45 m de rayon, assez semblable au cosmotron de Brookhaven.

La fig. 2 est un dessin coté du profil des blocs. Il y a un bloc par 184 mm de circonférence de la machine au droit du rayon de 8,45 m. L'épaisseur d'acier moyenne d'un bloc est de 145 mm. Chaque bloc comporte 14 à 15 tôles d'environ 10 mm d'épaisseur chacune.

Les pièces polaires sont amovibles. Chaque pièce polaire se compose de 82 à 83 tôles, de 2 mm chacune. Ces tôles sont isolées entre elles par des toiles de tissu de verre et assemblées par collage à l'araldite.

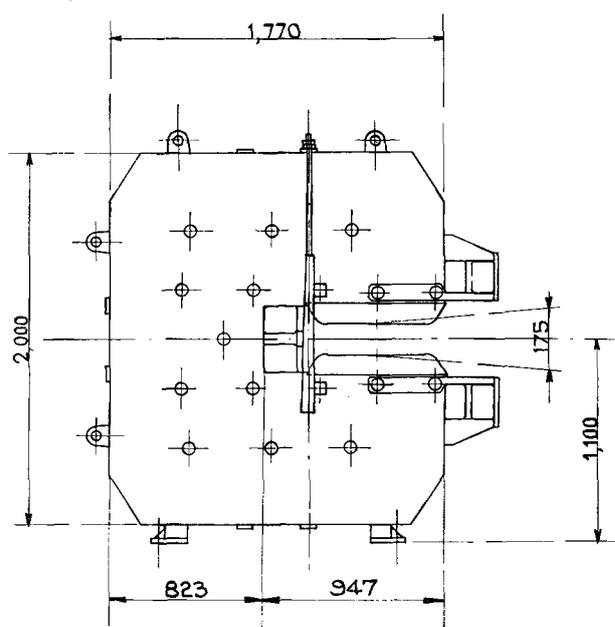


Fig. 2. Profil d'un bloc de l'aimant.

L'épaisseur totale d'acier de la pièce polaire est de 165 mm. Aux extrémités radiales, la pièce polaire est galbée (non rectangulaire) et dotée de petits bourrelets (shims), qui augmentent l'étendue de la zone radiale utilisable.

La fig. 3 montre une photo de la pièce polaire « normale », c'est-à-dire non modifiée. La modification consiste soit en un petit entrefer « d'amortissement » aménagé entre culasse et pièces polaires, par enlèvement de métal à la surface arrière de la pièce polaire, soit en un « crénelage » de la surface polaire.

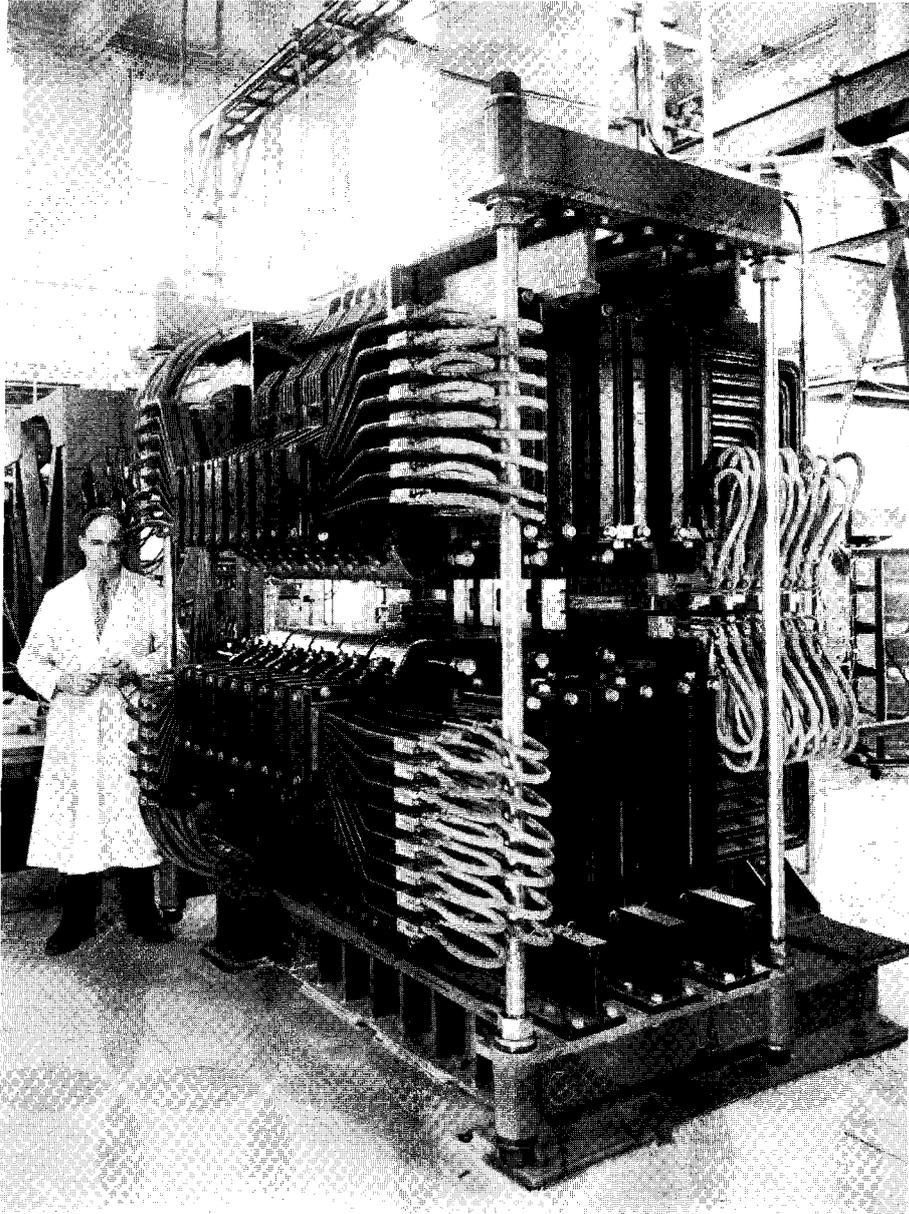


Fig. 1. Modèle expérimental du synchrotron de Saclay (5 blocs grandeur naturelle)



Fig. 3. Pièce polaire « normale »

(b) *Quelques caractéristiques magnétiques générales du modèle*

Induction rémanente

$$B_{rem} \approx 14 \text{ gauss}$$

Largeur de la pièce polaire à sa base : 734 mm

Largeur Δr_u de la zone utilisable par le faisceau dans l'entrefer, à l'injection (325 gauss) : 370 mm

Fraction du flux total traversant la zone Δr_u : 40%.

Caractéristiques magnétiques de l'acier utilisé :

B [Gauss]	10 000	15 000	20 000	25 000	30 000
μ	1430	700	96	7	3,75

Pour une induction dans l'entrefer $B_0 = 14.900$ gauss, on a :

Induction moyenne culasse : $B_{cul} = 20\,400$ gauss,

Induction moyenne pièce polaire : $B_{pp} = 17.700$ gauss,

Consommation A.T. totale : $(IN)_{tot} = 4450 \text{ A} \times 64 \text{ tours}$.

Consommation A.T. culasse : $(IN)_{cul} = 1190 \text{ A} \times 64 \text{ tours}$.

$$(IN)_{cul} / (IN)_{tot} = 27\%$$

II. **Le comportement du modèle avec pièces polaires normales**

(a) *Résultat de mesures*

Les graphiques de la figure 4 représentent pour différentes valeurs de l'induction B dans l'entrefer, l'indice n du champ, en fonction du lieu radial r . Ces courbes ont été obtenues avec pièces polaires normales par des mesures dynamiques. Le profil de la pièce polaire utilisée est également représenté sur la figure en dessous des gra-

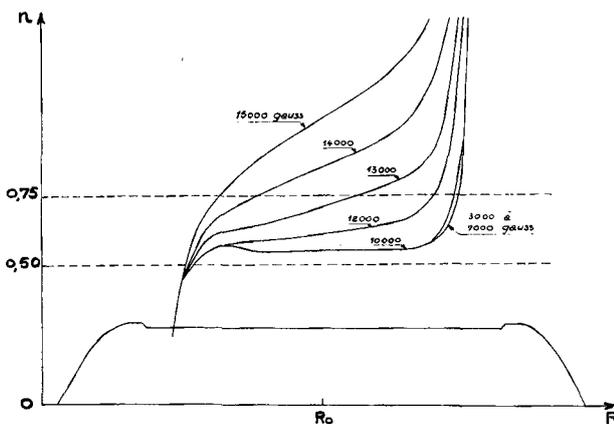


Fig. 4. Courbes $n(r)$ pour pièces polaires « normales ».

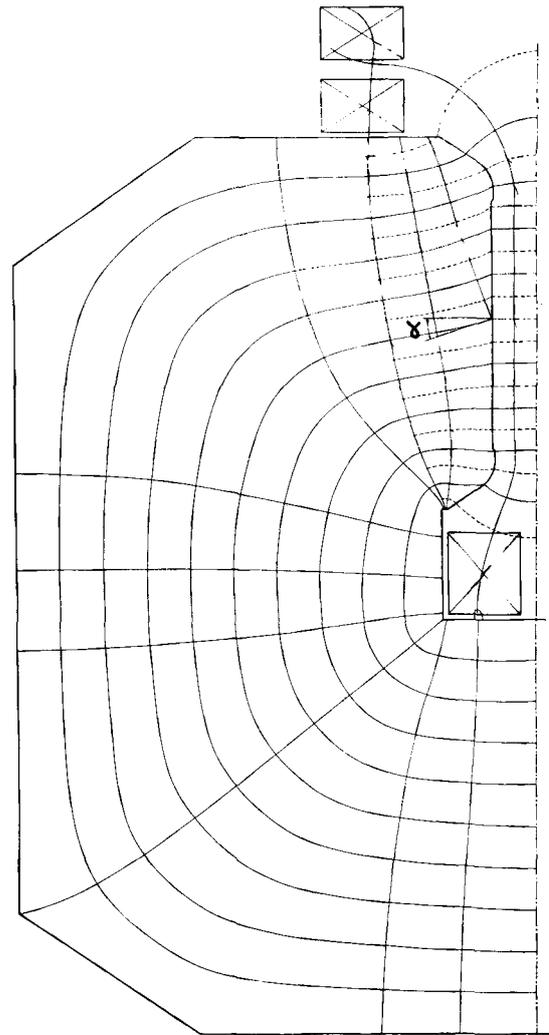


Fig. 5. Tracé de Lehmann.

phiques. Il situe l'abscisse r par rapport à la pièce polaire.

Si B_0 augmente, on note que l'indice n varie peu du côté intérieur de l'entrefer mais augmente progressivement vers l'extérieur. Le domaine des valeurs utilisables de l'indice est : $0,5 < n < 0,75$, c'est-à-dire qu'il se situe entre les traits en pointillés de la figure 4. Le champ maximum utilisable sans enroulements correcteurs est d'environ 13 kG.

(b) *Tracé de Lehmann*

La fig. 5 donne une représentation graphique des lignes d'induction et des équipotentielles du circuit magnétique du modèle, doté de pièces polaires normales. Ce tracé est obtenu graphiquement par la méthode de Th. Lehmann¹⁾, compte tenu de la non-uniformité de la perméabilité. Le

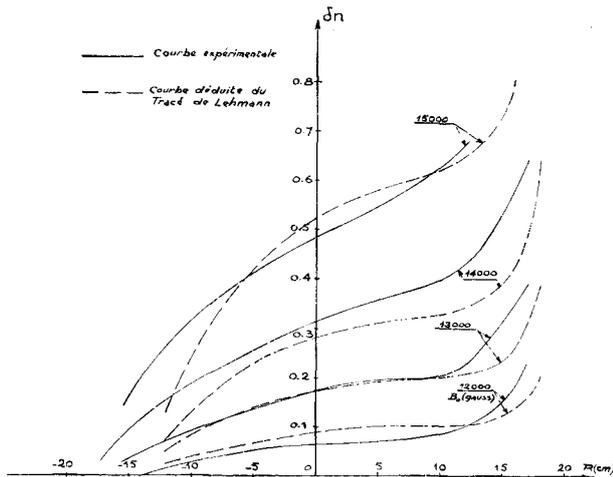


Fig. 6. Courbes $n(r)$, théorique et expérimentale pour pièces polaires normales.

tracé de la figure est valable pratiquement pour tous les aciers et toutes les inductions dans l'acier entre 16.000 et 25.000 gauss. Le tracé est donc valable dans tout le domaine des hautes inductions à partir d'environ 12.000 gauss dans l'entrefer, domaine à l'intérieur duquel précisément la détérioration de l'indice n du champ a lieu.

L'existence d'un défaut δn de l'indice signifie que la surface polaire n'est plus équipotentielle et que les surfaces équipotentielles forment un angle α avec la surface polaire; les lignes d'induction sont inclinées du même angle α par rapport à la normale à la surface polaire. On a pour le défaut δn :

$$\delta n = r_0 \operatorname{tg} \alpha / e_0 \mu \tag{1}$$

- r_0 = rayon magnétique de l'orbite synchrone,
- e_0 = demi-hauteur de l'entrefer,
- μ = perméabilité de la pièce polaire.

Le tracé corrobore bien les mesures : cela ressort de la fig. 6 qui représente en pointillé les courbes $n(r)$ aux hautes inductions, déduites du tracé de Lehmann à l'aide de la formule (1), et en traits pleins les courbes $n(r)$ mesurées et déjà représentées à la figure 4. En particulier, on vérifie aussi la validité de la loi de détérioration du champ $\delta n \propto 1/\mu$ qui découle de l'invariance de la carte du tracé (constance de α) dans le domaine considéré des hautes inductions.

Le tracé met de plus, en évidence que pour le modèle utilisé, la cause essentielle de la détérioration de l'indice aux inductions élevées n'est pas la forme dissymétrique en C de la culasse, mais le champ de fuite radial extérieur des pièces polaires. Ce champ de fuite est particulièrement fort parce que la bobine extérieure est située relativement haut, très éloignée de l'entrefer.

III. L'entrefer d'amortissement ²⁾

(a) Principe

On crée (fig. 7) un entrefer supplémentaire dit d'amortissement, de faible hauteur h , en arrière de chaque pièce polaire, au niveau de la surface de contact, entre la culasse et la pièce polaire. La hauteur $h(r)$ de cet entrefer supplémentaire peut être radialement uniforme ($\frac{dh}{dr} = 0$) ou variable ($\frac{dh}{dr} \neq 0$). L'idée de cet entrefer est double :

1. En désolidarisant les pièces polaires de la culasse, on atténue les défauts du champ dans l'entrefer, en admettant que ces défauts proviennent de la culasse, par exemple de la forme en C de cette dernière.

Les pièces polaires désolidarisées de la culasse jouent le rôle d'un blindage pour l'entrefer principal qu'elles bordent et qu'elles protègent d'une composante radiale du champ existant dans la surface de la culasse.

Si $(H_r)_c$ est la composante radiale du champ dans la surface de la culasse, le champ radial dans la surface polaire n'est que :

$$(H_r)_p = (H_r)_c / (1 + k) \tag{2}$$

$$\text{où } k = \frac{R_r}{R_p} \times \frac{8 \mu h h_p}{(\Delta r_p)^2}$$

est le rapport de deux reluctances qui se trouvent en série le long d'un chemin AA' B' B (voir fig. 7) : de la reluctance du double franchissement de l'entrefer d'amor-

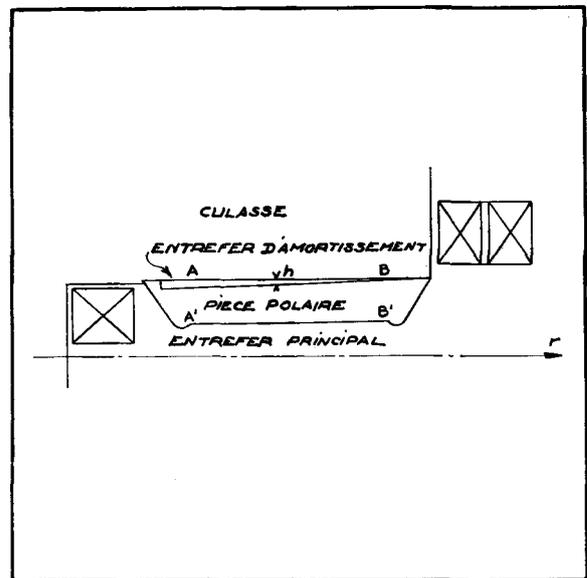


Fig. 7. Schéma de principe de l'entrefer d'amortissement.

pièces polaires "normales" - - - -
 entrefer d'amortissement - - - -

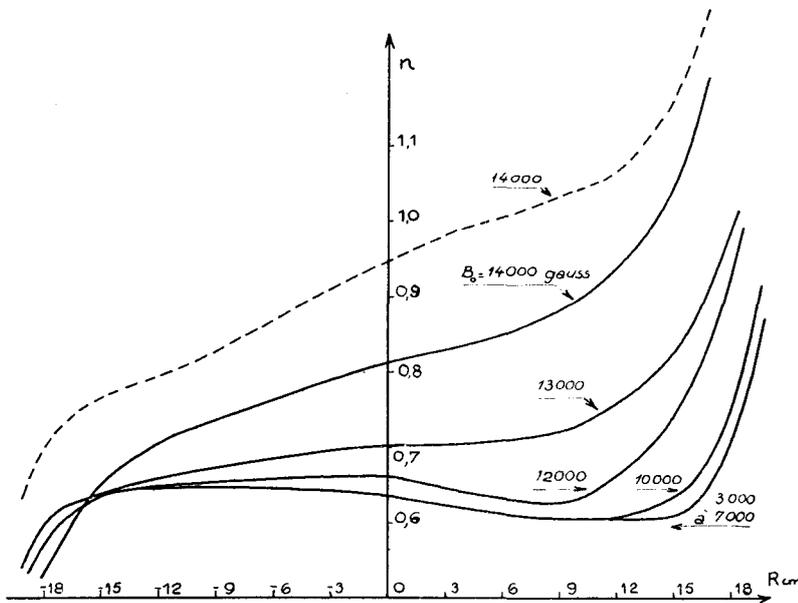


Fig. 8. Courbes $n(r)$ avec entrefer d'amortissement.

($\bar{h} = 8,3 \text{ mm}$; $(dh)/(dr) = -6,2 \cdot 10^{-3}$)

tissement à celle du trajet radial dans la pièce polaire. Δr_p et k_p sont la largeur radiale et la hauteur de la pièce polaire.

2. En rendant $\frac{dh}{dr} \neq 0$, on intercale sur le passage de chaque ligne de force un chemin dans l'air supplémentaire de longueur fonction de r : $h(r)$ pour compenser les inégalités de consommations de potentiel (d'ampères-tours) dans le fer le long de différentes lignes de force. On obtient ainsi une égalisation de potentiel en tout point de la surface polaire, tout au moins pour une valeur donnée de son choix, de l'induction B_0 dans l'entrefer.

Approximativement, on peut prévoir :

$$(H_r)_p = \left[(H_r)_c + H_0 \frac{dh}{dr} \right] / (1 + k) \quad (2b)$$

avec la possibilité de rendre $(H_r)_c + H_0 \frac{dh}{dr} = 0$, en tout lieu r pour une valeur donnée de B_0 .

(b) Résultats des mesures

Les graphiques $n(r)$ pour différentes valeurs de B_0 de la figure 8, représentent les résultats de mesure, obtenus en présence d'un entrefer d'amortissement de hauteur moyenne $\bar{h} = 8,3 \text{ mm}$, et d'inclinaison constante $dh/dr = -6,2 \cdot 10^{-3}$. La consommation d'A.T. supplémentaire due à cet entrefer est de :

$$\delta(IN)/(IN)_{\text{tot}} \approx 10\% \text{ à } 14 \text{ kG}$$

La courbe en pointillés est celle obtenue sans entrefer d'amortissement pour $B_0 = 14 \text{ kG}$, déjà représentée sur la fig. 4. On note que l'entrefer d'amortissement n'a procuré

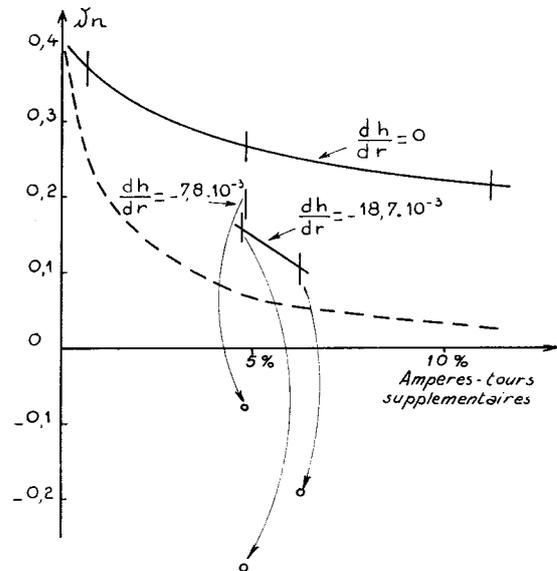


Fig. 9. Séries d'expériences avec entrefer d'amortissement sur modèle d'échelle 1/4.

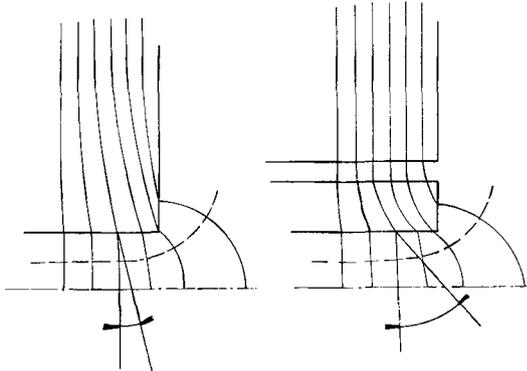


Fig. 10. Action d'un champ de fuite radial de pièce polaire sans et avec entrefer d'amortissement.

qu'un gain relativement faible et ceci au prix d'une consommation d'A.T. supplémentaire non négligeable.

Les graphiques de la fig. 9 représentent les résultats d'une série d'expériences avec entrefer d'amortissement. Toutefois, un modèle non tout à fait homothétique et d'échelle réduite à $\sim 1/4$ a servi à ces expériences. Sur la fig. 9, on a porté en abscisse la consommation d'A.T. supplémentaire, représentative pour la hauteur moyenne h de l'entrefer d'amortissement. En ordonnées, on a porté le défaut δn , de l'indice du champ à 14 kG et au point r_0 :

$$\delta n = n_{14}(r_0) - n_7(r_0)$$

Sans entrefer d'amortissement, ce défaut δn est de 0,4.

En plus de la courbe pour la série d'expériences avec $dh/dr = 0$, et des points représentatifs pour trois expériences avec $dh/dr \neq 0$, on a porté sur le graphique en pointillés la courbe théorique selon (2 a) pour $dh/dr = 0$, ainsi que les trois points théoriques (selon (2 b) et signalés par les flèches) pour les trois expériences avec $dh/dr \neq 0$. On remarque que les résultats obtenus sont très nettement inférieurs aux prévisions.

Nous pensons que la raison en est la suivante :

L'entrefer d'amortissement atténue probablement le défaut du champ comme prévue par les formules (2), si la cause du défaut est située du côté de la culasse. Cependant, le tracé de Lehmann (fig. 5) montre que, dans le cas du modèle utilisé, la détérioration du champ ne provient que très partiellement de la culasse, mais essentiellement du champ de fuite radial de la pièce polaire. Or, quand la cause du défaut du champ est située du côté de la pièce polaire, l'entrefer d'amortissement n'atténue pas, mais au contraire accentue l'incidence sur le défaut de l'indice.

Cette thèse est illustrée par les deux croquis de la fig. 10 qui montrent l'influence d'un champ de fuite radial des pièces polaires sur le champ à l'intérieur de la pièce polaire respectivement en absence ou en présence d'un entrefer d'amortissement. On note que les lignes d'induction près

de la surface polaire sont beaucoup plus inclinées dans le second cas.

Cette analyse des causes de l'inefficacité de l'entrefer d'amortissement fournit en même temps l'explication de l'efficacité très grande de la méthode de correction traitée au chapitre V, méthode dont l'action est localisée au niveau des surfaces polaires.

(c) Importance du galbe des pièces polaires

L'action perturbatrice constatée du champ de fuite radial attire aussi l'attention sur la forme du galbe aux extrémités radiales de la pièce polaire. Les deux croquis de la fig. 11 montrent, combien l'inclinaison des lignes de force dans la pièce polaire, et de ce fait, l'indice du champ, dépendent de la forme de ce galbe. L'influence perturbatrice du champ de fuite radial est particulièrement grande en cas d'un profil rectangulaire, mais peut être rendue nulle par un galbe approprié. Nous avons fait quelques expériences qui ont mis en évidence cet effet également.

IV. Le crénelage de la surface polaire

(a) Principe et réalisation

On crée dans la pièce polaire près de la surface polaire une zone à perméabilité magnétique différente de celle de

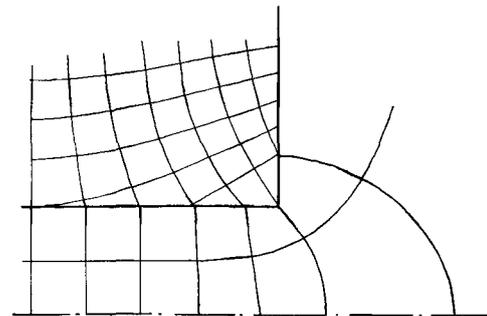


Fig. 11. Influence d'un galbe aux extrémités des pièces polaires sur l'indice du champ.

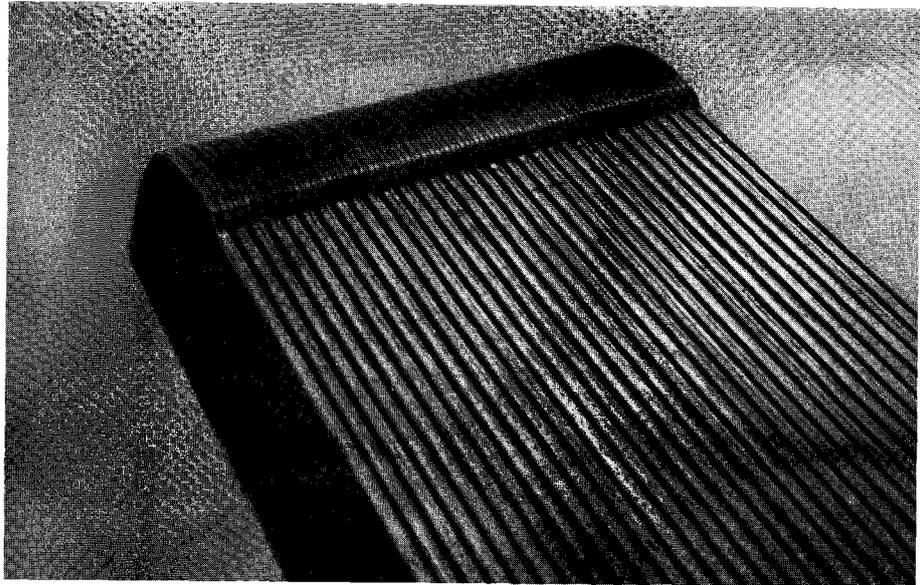


Fig. 13. Pièce polaire crénelée

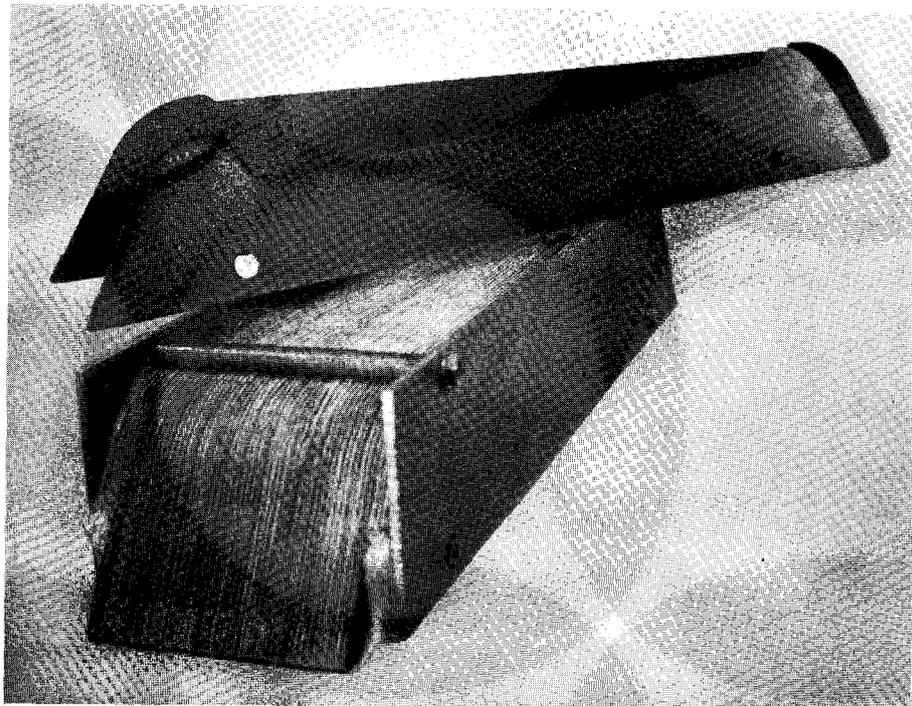


Fig. 14. Pièce polaire crénelée expérimentale, et tôles élémentaires.

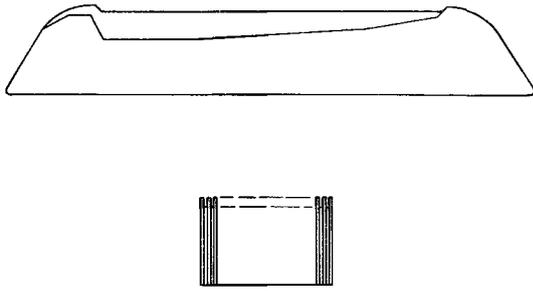


Fig. 12. Principe de réalisation de la pièce polaire à surface crénelée (géométrie de l'essai 216).

la zone subjacente de la pièce polaire, par exemple, en réduisant du côté des surfaces polaires la densité moyenne d'acier.

Ainsi pour nos premiers essais, nous avons crénelé cette surface par une suite rapprochée de traits de scie, orientés parallèlement à l'orbite. Par la suite, nous avons préféré composer la pièce polaire de deux types de lames à profil différent qui alternent entre elles, comme le montre la fig. 12. L'un des deux profils est un peu en retrait par rapport à l'autre. Le profil qui dépasse est le profil de la pièce polaire normale.

La fig. 13 montre en photo une pièce polaire crénelée collée. La fig. 14 montre une pièce polaire crénelée expérimentale, non collée, assemblée par flasques et tirant.

Au-dessus de la pièce polaire, on a posé deux lames élémentaires, une de chaque type.

En champ faible, la perméabilité (moyenne pour l'élément de volume stratifié) dans la région crénelée sera très bonne : la pièce polaire se comportera, comme si le crénelage n'existait pas.

Par contre, en champ fort, la région crénelée se sature et consomme des A.T. Cette consommation augmente avec la valeur de l'induction B_0 dans l'entrefer. Mais, étant donné que la profondeur des crénaux est fonction du lieu radial, cette consommation d'A.T. sera aussi, pour une valeur donnée de B_0 , fonction du lieu radial.

Pour certaines valeurs de B_0 , on peut obtenir que ces écarts radiaux de consommation d'A.T. compensent exactement les inégalités entre les consommations d'A.T. dans tout le circuit fer le long de lignes de force différentes, inégalités qui sont responsables de la détérioration de l'indice du champ. On rétablit ainsi la surface polaire extérieure comme équipotentielle ainsi que la valeur initiale de l'indice du champ.

Ce principe peut être utilisé aussi bien pour compenser la saturation prématurée des bourrelets de shim aux extrémités radiales de la pièce polaire en crénelant uniformément la partie centrale de la pièce polaire, que pour annuler une composante radiale de champ, apparaissant dans la partie centrale de la surface polaire.

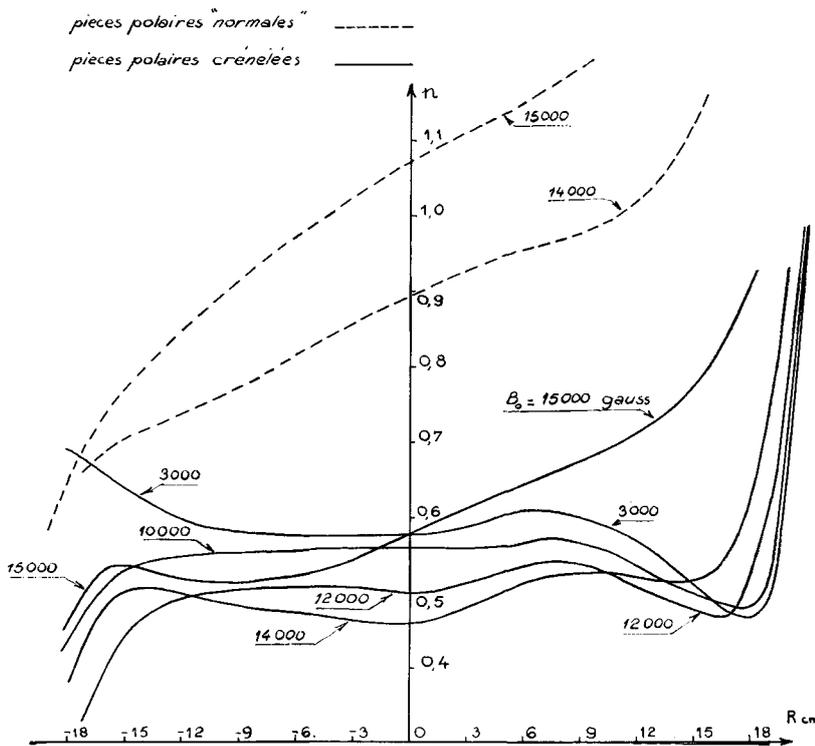


Fig. 15 (215). Courbes $n(r)$ avec pièces polaires crénelées (essai 215).

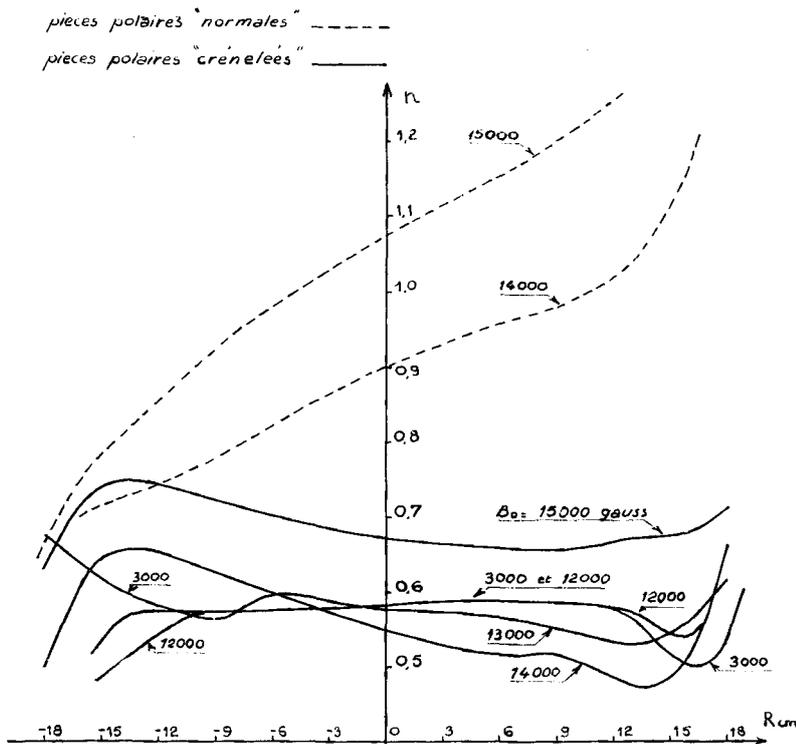


Fig. 15 (216). Courbes $n(r)$ avec pièces polaires crénelées (essai 216).

Soit δn le défaut de l'indice dans la région centrale où les shims n'interviennent pas. On établit facilement qu'alors, par le crénelage, on réduit ce défaut à :

$$\delta n' = \delta n + \frac{r_0}{e_0} \frac{\beta}{\mu_e}; \quad (3)$$

$\delta n'$, δn et β peuvent être des fonctions lentement variables du lieu radial,

r_0 : rayon magnétique de l'orbite synchrone,

e_0 : hauteur du demi-entrefer au droit de l'orbite synchrone,

β : angle entre les plans de crête et de fond de gorge du crénelage,

μ_e : perméabilité relative moyenne de l'élément de volume crénelé.

μ_e est une fonction de B_0 dont on est maître dans certaines limites par le choix de la densité d'acier dans la région crénelée, c'est-à-dire par le choix du rapport d'épaisseur des deux types de lames à profil différent.

Par un choix convenable et de l'angle β et de l'épaisseur des lames, on peut rendre $\delta n' = 0$ (cf. éq. (3)) et rétablir l'indice initial pour deux valeurs élevées différentes de B_0 .

(b) Résultat des mesures

Nous n'avons fait que peu d'essais et les performances obtenues nous semblent encore loin de ce qui est possible.

On communique ci-dessous les résultats de deux essais, l'un n° 215 avec un angle β constant, l'autre n° 216 avec un angle $\beta(r)$ variable.

Essai n° 215

Angle β non variable : $\beta = -3,8 \cdot 10^{-2}$ radian

Densité d'acier = 58 %

Essai n° 216

β variable : $\beta(r_0) = -6,5 \cdot 10^{-2}$ radian

Densité d'acier = 63 %.

La pièce polaire représentée à la fig. 12 fait voir les deux profils alternés utilisés à l'essai n° 216.

On communique pour chacun de ces essais :

1. Fig. 15₍₂₁₅₎ et 15₍₂₁₆₎ :

Des courbes $n(r)$ mesurées à différentes valeurs de l'induction B_0 .

Pour comparaison, on représente sur les mêmes graphiques en pointillés les courbes $n(r)$ pour $B_0 = 14$ kG et $B_0 = 15$ kG de l'essai avec pièces polaires normales, courbes déjà représentées sur la fig. 4.

2. Fig. 16₍₂₁₅₎ et 16₍₂₁₆₎ :

Pour $r = r_0$ et en fonction de B_0 , les courbes du défaut $\delta n(B_0)$ sans crénelage et des défauts $\delta n'(B_0)$ avec crénelage théorique et mesuré.

Ces essais sont en assez bon accord avec les prévisions théoriques, et mettent en évidence l'efficacité du procédé

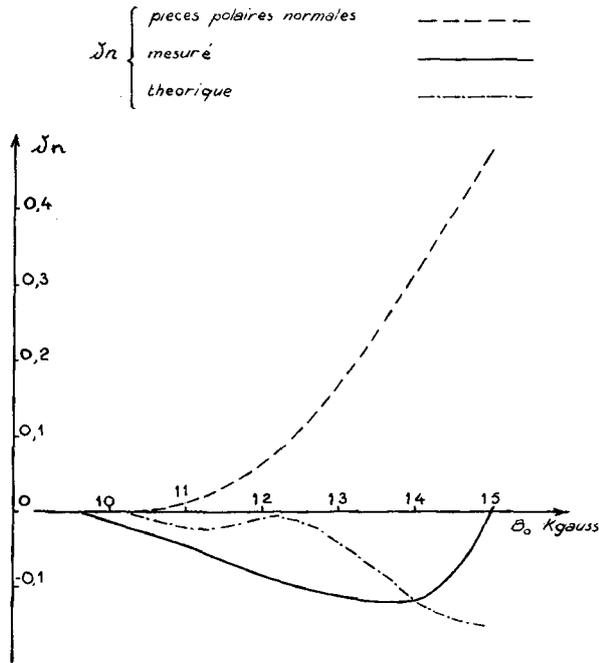


Fig. 16 (215.) $\delta n (B_0)$, pièces polaires crénelées (essai 215).

de correction par crénelage de la surface polaire. En particulier, lors de l'essai n° 216, avec angle $\beta (r)$ variable, l'indice n reste déjà, pratiquement, jusqu'à 15 kG, à l'intérieur des limites autorisées : $0,5 < n < 0,75$ et ceci sans rétrécissement du domaine radial utilisable.

Comparant à l'aide des fig. 16 (215) et 16 (216) la courbe de $\delta n'$ mesurée, avec la courbe théorique, on constate un écart dans le sens d'une action correctrice trop forte, comparée à la théorie, pour des inductions de 12... 13 kG, mais la correction s'avère plus faible que prévue vers la fin du cycle, l'écart avec la théorie augmentant même rapidement à l'approche du champ maximum, auquel les courbes théorique et expérimentale semblent nettement diverger.

La correction trop forte en champ moyen peut être due à un effondrement prématuré de la perméabilité des crénaux près des bords azimutaux de la surface polaire. Dans ces zones, il y a concentration de lignes de force à cause de l'espacement entre pièces polaires voisines.

Le fait que la correction s'avère trop faible, comparée à la théorie, à l'approche du champ maximum et que les courbes expérimentale et théorique y divergent, peut être dû en partie aux pièces polaires voisines, dont le champ était insuffisamment corrigé, mais en partie aussi, à une réaction de la culasse :

On peut supposer que la correction du champ fait varier l'induction aussi dans la culasse, le long de la ligne de force correspondante, mais que cet effet finalement se perd à une distance de l'entrefer de l'ordre de la largeur Δr_p de

la pièce polaire. Une telle hypothèse fait varier le potentiel au niveau de la surface polaire et conduit à remplacer dans la formule 3, $\delta n'$ par $\delta n''$:

$$\delta n'' = \frac{\delta n'}{1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta r_p}{e_0} \frac{1}{\mu_{cul}} \left[1 - \left(\frac{B}{\mu} \frac{d\mu}{dB_{cul}} \right) \right]} \quad (3')$$

Sur la figure 16 (216), on a également représenté la courbe théorique $\delta n''$.

(c) Consommation d'A.T. supplémentaire

L'accroissement de la consommation d'A.T. de l'aimant du fait du crénelage des pièces polaires est généralement négligeable. Il atteint, par exemple, pour l'essai n° 216, à l'induction maximum de $B_0 = 15.000$ gauss :

$$\frac{\delta(IN)}{(IN)_{tot}} = 2,3 \%$$

En règle générale, cet accroissement peut être estimé de l'ordre de la différence de potentiel entre les extrémités radiales de la surface polaire, différence de potentiel qui est à l'origine de l'erreur δn à corriger. L'ordre de grandeur de la consommation d'A.T. supplémentaire est ainsi :

$$\frac{\delta(IN)}{(IN)_{tot}} = \frac{\Delta r_p}{r_0} \delta n \quad (4)$$

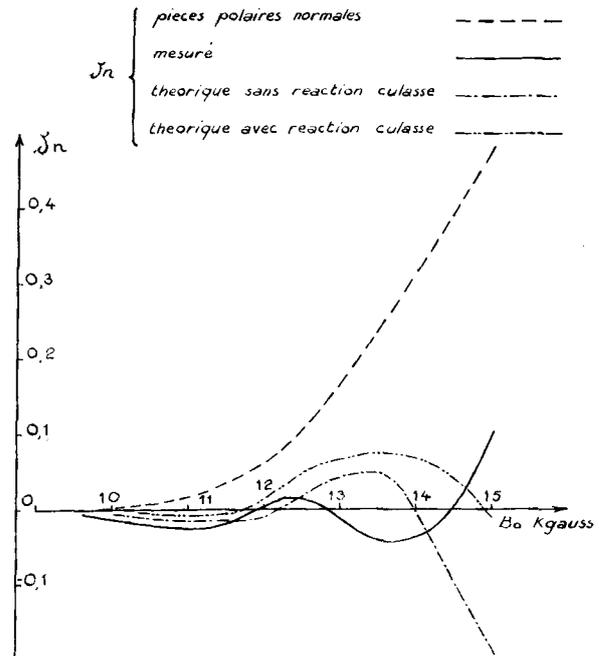


Fig. 16 (216). $\delta n (B_0)$, pièces polaires crénelées (essai 216).

C'est toujours nettement moins que la consommation d'A.T. de la hauteur qu'il faudrait ajouter à l'entrefer principal, voulant y loger des nappes de fils pour corriger le même défaut par des courants électriques.

V. Conclusion

La méthode de crénelage de la surface polaire permet de corriger efficacement le champ et semble se comporter conformément à la théorie esquissée.

On peut en tirer profit de manières très variées, ainsi non seulement pour conserver un certain indice du champ pendant tout le cycle de montée du champ, mais aussi pour passer d'un champ radialement très étendu au début du cycle à un champ qui conserve le même indice au centre,

mais qui se rétrécit radialement dans une proportion voulue vers la fin du cycle. De plus, la méthode ne semble pas limitée aux champs à indice très faible.

La méthode est simple à mettre en œuvre et donne lieu à une consommation d'A.T. supplémentaire minime. En précision, la correction peut probablement être poussée aussi loin qu'on le désire, éventuellement en multipliant le nombre de tôles à profil différent que l'on fait alterner. La méthode peut être utilisée aussi bien en champ faible qu'en champ fort. Elle doit permettre d'utiliser des aimants à des valeurs d'induction plus élevées que c'est d'usage aujourd'hui.

Une limite d'utilisation sera cependant imposée par la saturation (réaction) de la culasse ou par la saturation excessive des pièces polaires ($\mu \rightarrow 1$).

LIST OF REFERENCES

1. Lehmann, Th. Rev. gén. El. 19, (1926).
2. Ricateau, M. Perturbations magnétiques dues au remanent. (CEA Note 72) Commissariat à l'énergie atomique, Paris, 1954. (non publié.)