

RG/ip

CERN/PS/SM 76-1

3.8.1976

ENROULEMENTS POLAIRES

DE L'AIMANT DU C.P.S.

R. Gouiran

1. Théorie Générale

1.1 Le Champ Magnétique de l'Aimant

1.1.1 Champ pur non saturé ($\mu = \infty$)

En coordonnées complexes utilisant la variable z

$$z = x + iy \text{ (en m)} \quad (1)$$

le champ magnétique est décrit par les composantes B_x, B_y suivant

$$B^* = B_x - iB_y = i \frac{dU}{dz} \text{ (en T)} \quad (2)$$

U est le potentiel $U = A + iV$ dont le développement en série autour de l'origine $z=0$ est

$$U = \sum_{n=1}^{n=\infty} \frac{a_n}{n!} z^n \quad (4)$$

D'où
$$U = -B_0 z - \frac{G}{2} z^2 - \frac{S}{6} z^3 - \frac{O}{24} z^4 \dots \quad (5)$$

avec les appellations

$a_1 = B_0$ (T)	dipole
$a_2 = G$ (Tm ⁻¹)	gradient ou quadrupole
$a_3 = S$ (Tm ⁻²)	sextupole
$a_4 = O$ (Tm ⁻³)	octupole
etc...	

Le champ magnétique est alors donné par :

$$B_x - iB_y = -iB_0 - iGz - i\frac{S}{2} z^2 - i\frac{O}{6} z^3 \dots \quad (7)$$

ce qui donne les composantes verticale B_y et horizontale B_x .

$$\begin{aligned}
 B_y &= \left\{ a_1 - \frac{a_3}{2} y^2 + \frac{a_5}{24} y^4 \right\} + x \left\{ a_2 - \frac{a_4}{2} y^2 + \frac{a_6}{24} y^4 \right\} + x^2 \left\{ \frac{a_3}{2} - \frac{a_5}{4} y^2 \right\} \\
 &+ x^3 \left\{ \frac{a_4}{6} - \frac{a_6}{12} y^2 \right\} + \frac{a_5}{24} x^4 + \frac{a_6}{120} x^5 \text{ etc...} \\
 B_x &= y \left\{ a_2 + a_3 x - \frac{a_4}{2} x^2 + \frac{a_5}{6} x^3 + \frac{a_6}{24} x^4 \right\} - y^3 \left\{ \frac{a_4}{6} + \frac{a_5}{6} x + \frac{a_6}{12} x^2 \right\} + y^5 \frac{a_6}{120} \dots
 \end{aligned}
 \tag{8}$$

Le champ est purement quadrupolaire si $a_n = 0$ pour $n > 3$,
 et alors il se résume à :

$$B_y = B_0 + Gx, \quad B_x = Gy$$

Le profil du pôle de fer où $\mu = \infty$ correspond à une constante de la partie
 imaginaire de U puisqu'il n'y a pas de courant sur les pôles, donc à
 $V = \text{constante} = V_0$.

Le choix des paramètres du PS (voir ci-dessous) ont
 amené à prendre $G = B_0 / 0.243$

$$\text{et } a_n = 0 \text{ pour } n \geq 3 \text{ (S = 0, 0 = 0...)}.$$

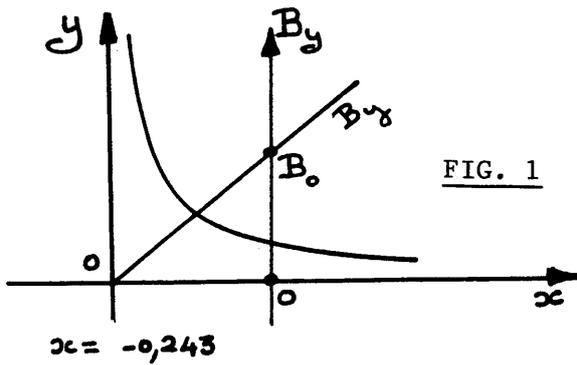
Puisque alors $U = -B_0 \left(z + \frac{1}{2} \frac{z^2}{0,243} \right)$ nous en déduisons

$$x + \frac{1}{0,486} (x^2 - y^2) = \frac{A}{B_0} \tag{10a}$$

$$y + \frac{xy}{0,243} = \frac{V_0}{B_0} \text{ (hyperbole)} \tag{10b}$$

Comme il a été décidé que $y = 5\text{cm}$ si $x = 0$, l'équation du profil parfait
 pour $\mu = \infty$ est l'hyperbole

$$y = \frac{0,01215}{x+0,243} \tag{11}$$



Sur la Fig. 1 nous voyons d'une part que le profil est asymptotique à $x = -0,243$, d'autre part que la composante "verticale" B_y croît linéairement de 0 (à $x = -0,243$) à B_0 (pour $x = 0$) car $\underline{B_y = B_0 + Gx}$ (1)

De là suivent différentes définitions utilisées au CPS:

rayon de courbure : $\rho = 70,08 \text{ m}$; $B_0 \rho = 3,33 \text{ p}$ où $\text{p} =$ quantité de mouvements en GeV/c. $B_0 = 21 \text{ p}$. Indice : $n = g \frac{\rho}{B_0} = 288 = \frac{\rho}{0,243}$ (1)
 paramètre de profil = $\frac{n}{\rho} = \frac{1}{0,243} = 4,115 \text{ m}^{-1}$, $g = dB_y/dx = B_0/0,243 \text{ (Tm}^{-1}\text{)}$

1.1.2 Champ saturé

Lorsque l'induction est élevée, le fer est saturé; μ diminue d'autant plus que l'entrefer est plus étroit (donc vers les x croissant sur la Fig. 1). Champ (B_y) et gradient (G) prennent l'allure des Figs. 2 et 3.

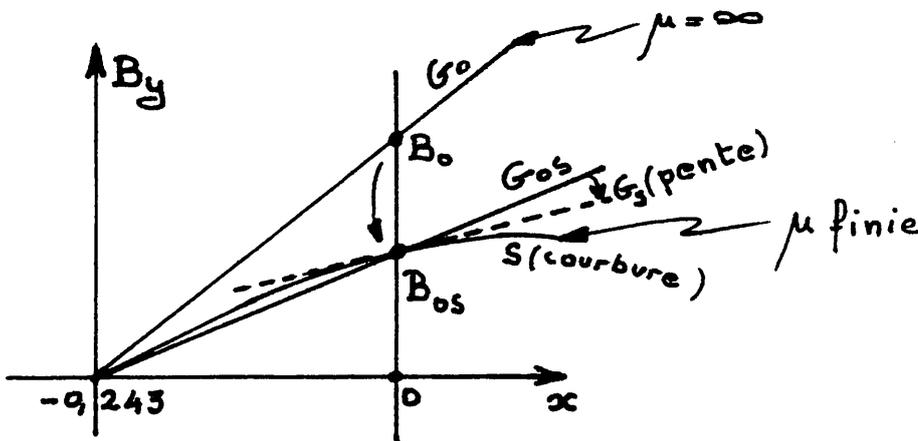


FIG. 2

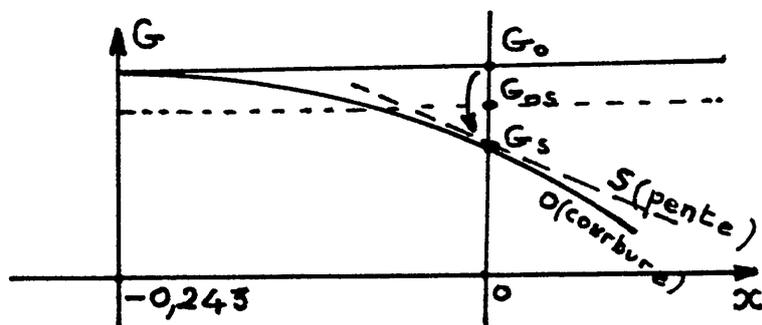


FIG. 3

Sur la Fig. 2 nous voyons l'effet de la saturation : le dipôle B_o est devenu B_{os} . La pente originale (gradient G_o) est devenue G_s , une courbure apparaît avec le sextupôle S.

La Fig. 3 montre ce même effet après une première dérivation par rapport à x.

Le champ avec saturation est devenu

$$B_y = B_{os} + G_s x + \frac{S}{2} x^2 + \frac{O}{6} x^3 \dots \quad (14)$$

La valeur G_{os} est $B_{os}/0,243$. Appelons $\Delta G_s = G_s - G_{os}$.

Maintenant nous allons réécrire le champ ainsi:

$B_y = B_o \left(1 + \frac{x}{0,243}\right) + \Delta G_s x + \frac{S}{2} x^2 + \frac{O}{6} x^3 \dots$	(15)
<div style="display: flex; justify-content: space-around; width: 100%;"> champ pur champ manquant créé par la saturation </div>	

(Nous avons mis B_o maintenant pour B_{os} .)

Le champ manquant de l'éq. 15 est donné par le tableau suivant, dans le cas du fer seul s'est-à-dire sans courant dans les enroulements polaires. En effet, la relation avec p change lorsqu'il y a du courant dans les PFW car ceux-ci, comme nous le verrons, créent un dipôle supplémentaire qui a tendance à changer l'état de saturation des pôles. Nous pouvons considérer qu'en général

$p = 21 B \quad (\text{GeV}/c, T)$	(16)
------------------------------------	------

p (GeV/c)	ΔG_S (Tm ⁻¹)	S (Tm ⁻²)	O (Tm ⁻³)	$\Delta G_S/S$
24,0	-0,095	-2,22	-19,1	0,0427
26,0	-0,185	-3,83	-28,3	0,0483
28,0	-0,312	-6,04	-47.	0,0516

Tableau 1: Champ manquant créé par la saturation

Ces valeurs ont été mesurées dans des bobines au milieu d'une unité⁽¹⁾. Elles donnent donc un champ à 2 dimensions. Pour avoir l'effet intégré à 3 dimensions, il faudrait tenir compte des variations des différentes longueurs magnétiques avec la saturation, pour les différents multipôles. Au point de vue vocabulaire, nous traduisons cet effet en disant que le champ manquant intégré et moyenné sur toute la longueur d'une demi-unité (soit un secteur F ou un secteur D) est donné par le champ manquant mesuré à 2 dimensions et indiqué dans le tableau 1, mais multiplié par une "efficacité" qui dépend de l'énergie, du type de multipôle et du type de secteur (F ou D). Ainsi par exemple nous appellerions $\eta_F^G(p)$ l'efficacité du gradient pour le secteur F etc...

Il n'a pas été possible de mesurer en détail toutes ces efficacités pour tous les cas. Mais l'expérience montre, comme nous le verrons plus loin, qu'il y a une différence importante entre les efficacités des secteurs F et celles des secteurs D (plusieurs pourcents) lorsque nous considérons l'effet sur tout l'anneau. Ce manque d'information détaillée limite la précision de l'approche théorique du problème des enroulements polaires par le calcul; mais néanmoins les résultats expérimentaux ne s'éloignent guère plus de 5 à 6% des valeurs calculées.

1.1.3 A propos des signes du champ manquant

Les Figs. 2 et 3 montrent le champ du profil de la Fig. 1 où les x sont comptés positifs vers l'entrefer étroit. Nous conserverons

cette convention pour tout calcul se référant simplement au profil qui est le même pour les secteurs F ou les secteurs D.

Mais si nous nous référons à l'accélérateur, il est d'usage de compter la variable radiale en R, positif vers l'extérieur de l'anneau (donc à la "gauche" des protons circulant).

Des dessins feront mieux comprendre alors les signes des multipôles dans un référentiel lié à la "machine".

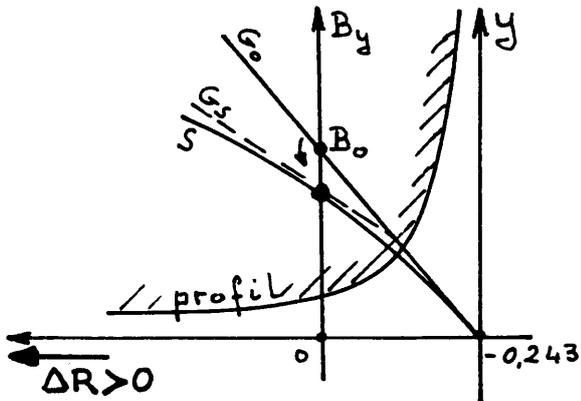


FIG. 4a

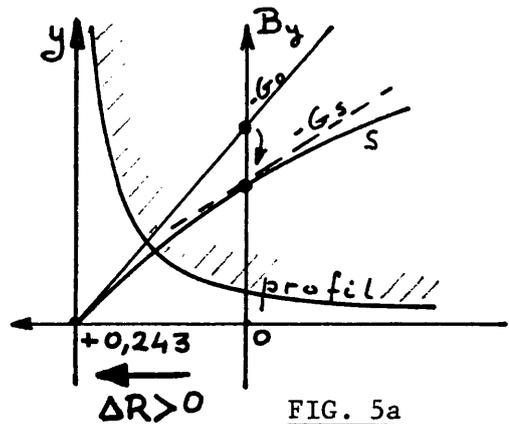


FIG. 5a

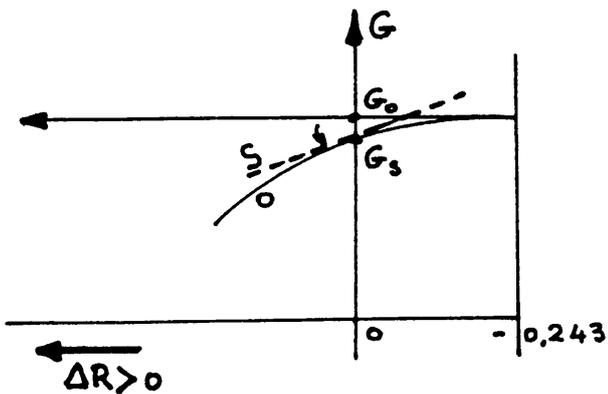


FIG. 4b

Secteur F

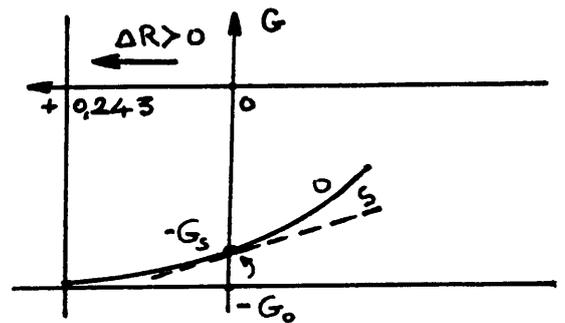


FIG. 5b

Secteur D

Nous constatons donc que, dans ce référentiel, lié à la machine, G_s , ΔG_s et O alternent de signe de F à D, tandis que S ne change pas de signe (comme tous les autres multipôles d'ordre pair dans l'équation 7).

Par la suite les valeurs algébriques des multipôles seront données avec le signe qu'ils ont dans le référentiel en x lié simplement au profil, sans distinguer F de D.

Dans ce système G_s , ΔG_s , S et O ont le même signe que ce soit en F ou en D.

1.2 Les Paramètre de l'Accélérateur

Le nombre d'oscillations bétatroniques par tour est appelé $Q^{2,3,4}$. L'accélérateur est une séquence périodique de 50 mailles ($N=50$) FOFDOD, chaque maille ayant 2 unités d'aimant. L'avance de phase bétatronique (par maille) est $\mu = \pi/4$. La circonférence totale de l'orbite centrale (où $\Delta R = 0$) est $C = 200\pi = 628,3$ m.

Alors $Q = \frac{N\mu}{2\pi}$ et la longueur d'onde bétatronique (17)
est

$$\lambda_\beta = \frac{C}{Q} = 100,5 \text{ m ou } \underline{16 \text{ unités d'aimant.}}$$

A 10 GeV/c, loin de la saturation $Q_H = 6,245$, $Q_V = 6,299$ sans enroulements polaires ni correction autre, sur l'orbite centrale où $\Delta R = 0$.

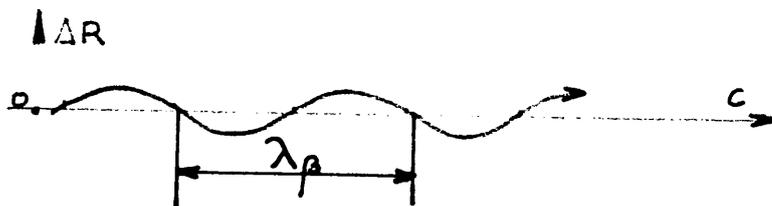


FIG. 6: Oscillations bétatroniques radiales

Lorsque pour un même champ B_0 sur l'orbite centrale la quantité du mouvement devient $p = p_0 + \Delta p$, les protons se mettent à osciller autour d'une autre orbite fermée, décalée de ΔR donné par une valeur moyenne :

$$\boxed{\overline{\Delta R} = R_0 \overline{\alpha} \Delta p / p_0} \quad (18)$$

(p_0 est la quantité de mouvement telle que les protons avec p_0 sont sur $\overline{\Delta R} = 0$ pour B_0) ($R_0 = 100$ m). Valeurs de $R_0 \alpha$: 3,042 max, 2,562 moyen, 2,304 min (en m). (La barre supérieure indique des valeurs "moyennes".) Cette orbite fermée décalée n'est pas une trajectoire parallèle à l'orbite centrale $\Delta R = 0$, mais une trajectoire décalée "en moyenne" de $R_0 \overline{\alpha} \Delta p / p_0$ et oscillant autour de cette moyenne entre ($R_{\alpha \max} \Delta p / p_0$) là où β_H est max (sections droites F) et ($R_{\alpha \min} \Delta p / p_0$) là où β_H est minimum (sections droites D).

La mesure du déplacement moyen $\overline{\Delta R}$ se fait avec une moyenne des ΔR indiqués par les électrodes PU, mais en affectant les ΔR des sections F d'un poids de 1 et ceux des sections D d'un poids de 1,35 puisque les oscillations bêtatroniques sont plus grandes dans les sections F que dans les sections D dans le rapport

$$\sqrt{\beta_{\max} / \beta_{\min}} \approx \sqrt{22,5 / 12,25} = \underline{\underline{1,35}}$$

C'est une normalisation se référant aux mesures en section F (impaires).

Lorsque p change de Δp pour le même B_0 à $\Delta R = 0$, l'orbite se déplace de ΔR et le nombre Q pour cette orbite change aussi. Nous définissons la chromaticité suivant

$$\boxed{\xi = \frac{dQ}{Q} / \frac{dp}{p} = \frac{\Delta Q}{\Delta R} \cdot \frac{R_0 \overline{\alpha}}{Q_0} = 0,42 \frac{\Delta Q}{\Delta R}} \quad (19) *$$

* En réalité, le coefficient $R_0 \overline{\alpha} / Q_0$ et sa variation éventuelle avec p n'ont jamais été mesurés avec précision.

ou Q_0 est le Q sur l'axe centrale où $\Delta R = 0$.

On peut montrer que, pour des angles de phase bétatronique par période, μ , compris entre 30° et 70° (au PS, $\mu = 45^\circ$), les chromaticités pour un champ quadrupolaire pur (pas de multipôle supérieur au quadrupôle, donc dans le cas pur d'une machine parfaite à perméabilité infinie sans sextupôle ni octupôle ni autre), nous avons

$$\xi_H \approx \xi_V \approx 2 \frac{\cos \mu - 1}{\mu \sin \mu} \approx -1 \quad (20)$$

d'où pour un champ pur idéal:

$$\boxed{\frac{dQ}{dR} = -2,38 \text{ m}^{-1}} \quad (21)$$

||| Donc, les chromaticités d'une machine parfaite à gradient pur sont toujours aux alentours de -1 dans les deux plans.

En faisant varier les gradients G, nous modifions les Q_0 . En faisant varier les sextupôles S, nous modifions les chromaticités. En faisant varier les octupôles O, nous modifions la dérivée de la chromaticité (par rapport à p ou à R) et appelée dispersivité. Mais l'emploi des octupôles est surtout recherché pour créer de rapides variations de Q lors d'oscillations de grandes amplitudes pendant les instabilités, et créer ainsi un amortissement de ces oscillations.

Les variations de Q et ξ sont données dans une approximation linéaire par (5,6)

$$\boxed{\begin{pmatrix} \Delta Q_H \\ \Delta Q_V \end{pmatrix} = \frac{104,18}{P} \begin{pmatrix} 1. & -0,676 \\ -0,711 & 1,041 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta G_F \\ \Delta G_D \end{pmatrix}} \quad (22)$$

$$\boxed{\begin{pmatrix} \Delta \xi_H \\ \Delta \xi_V \end{pmatrix} = \frac{48,86}{P} \begin{pmatrix} 1, & 0,595 \\ -0,668 & -0,858 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta S_F \\ \Delta S_D \end{pmatrix}} \quad (23)$$

Ces coefficients de matrice sont une interpolation entre des données de calcul (P. Lefèvre⁽⁵⁾) et des résultats du programme de simulation AGS.

Les valeurs des gradient G et des sextupôles S à droite sont supposées être constantes dans des longueurs magnétiques fixes considérées loin de la saturation.

Malheureusement ce n'est pas le cas en pratique. Nous avons déjà dit, au § 1.1.2, que l'effet intégré et moyenné le long de tout l'aimant PS se traduisait en affectant les valeurs des multipôles à 2 dimensions d'une efficacité variable avec l'énergie et dépendant du type de secteur et du type de multipôles. Il faudrait donc, pour prévoir les ΔQ et les $\Delta \xi$ créés par les champs manquants, multiplier les termes de droite par ces efficacités mal connues.

Le problème se complique lorsque nous voulons utiliser ces matrices pour prévoir les variations de Q et de ξ créées par du courant dans les enroulements polaires, car les efficacités de ces enroulements ne sont pas les mêmes que celles du champ manquant. Il faut donc introduire de nouvelles "efficacités" d'enroulements polaires, elles aussi variables avec l'énergie et dépendant du type de secteur (F ou D) et du type de multipôles.

Le résultat de ces difficultés est qu'il n'est pas possible de prédire les variations de Q et de ξ avec des précisions supérieures à 5 à 6% et donc que finalement nous utiliserons de préférence des résultats expérimentaux.

1.3 Effec des Enroulements Polaires

1.3.1. Les Enroulements Polaires sont faits de conducteurs posés sur les pôles afin de modifier le champ dans l'entrefer en introduisant une composante tangentielle du champ sur les pôles. Lorsqu'il n'y a pas de saturation ($\mu = \infty$) il n'y a pas de composante tangentielle naturelle.

Les conducteurs courant le long des pôles sont appelés "conducteurs actifs". Mais en réalité ils ne sont que la moitié d'une boucle, l'autre moitié, appelée "conducteur de retour" étant disposée le plus loin possible (Fig. 7).

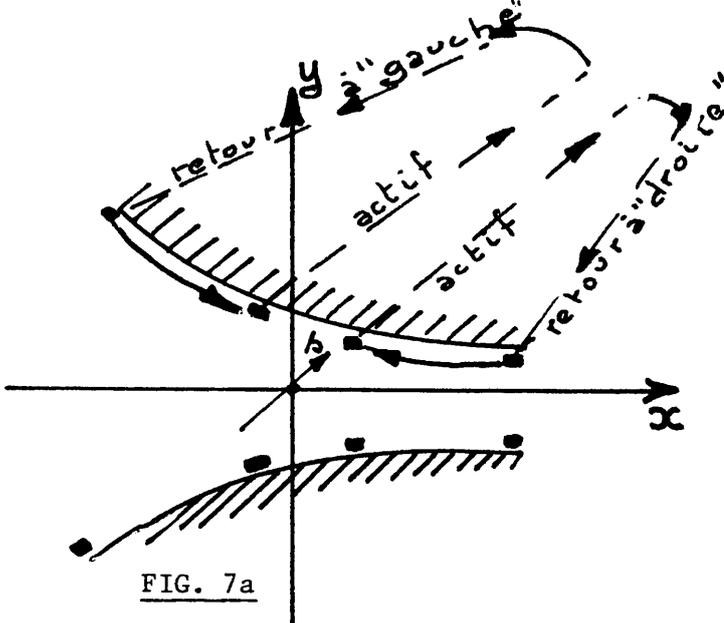


FIG. 7a

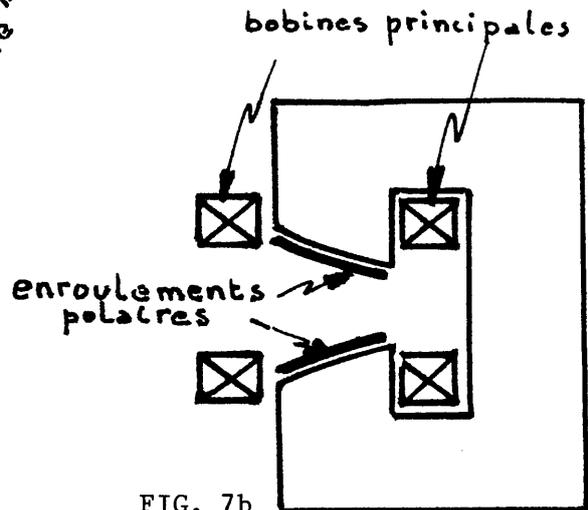


FIG. 7b

Chaque conducteur possède toujours son symétrique par rapport au plan médian et forme donc une paire avec le haut et le bas. Leur longueur est peu inférieure à celle d'un secteur F ou D, soit une demi-unité d'aimant (environ 2 m pour la longueur moyenne des conducteurs contre 2,13 m pour le fer d'un secteur, soit $\approx 7\%$ de moins, les D étant plus longs que les F de 8 mm).

1.3.2 Effet individuel des Spires

Nous nous référons à l'étude de M. Gyr⁽⁷⁾ dont sont extraites les figures qui vont suivre*.

Supposant que le profil est une hyperbole parfaite, que la perméabilité μ est infinie et que les conducteurs sont sans dimensions, le champ à l'emplacement z et créé par un courant I_i situé à z_i , a pour composante :

* D'une façon générale, les données analytiques ont été confirmées par des résultats de programmes numériques d'ordinateur (Poisson, MIRT) Réf: R. Holsinger.

$$\begin{aligned}
 B_x(z) &= \frac{\mu_o}{2R^2} \operatorname{Im} \left[I_i z \left(\coth \frac{\pi(z^2 - z_i^2)}{2R^2} + \coth \frac{\pi(z^2 - \bar{z}_i^2)}{2R^2} \right) \right] \\
 B_y(z) &= \frac{\mu_o}{2R^2} \operatorname{Re} \left[I_i z \left(\coth \frac{\pi(z^2 - z_i^2)}{2R^2} + \coth \frac{\pi(z^2 - \bar{z}_i^2)}{2R^2} \right) \right]
 \end{aligned}
 \tag{24}$$

où $z = x + iy$, $\bar{z} = x - iy$ et $R = \sqrt{2 \times 0,01215} = 0,1559 \text{ m}$.

Les Figs. 8 et 9 (extraites de (7)) montrent le champ et le gradient créés par des conducteurs disposés aux emplacements décrits au Tableau 2 à titre d'exemple type, suivant les équations 24. Il s'agit de la composante B_y dans le plan médian ($y = 0$) et de sa dérivé dB_y/dx .

La droite $R_L - R_R$ donne le champ pour la différence des courants de retour entre la gauche (L) et la droite (R).

Prenons par exemple le conducteur no. 10 qui est pratiquement dans l'axe $x = 0$. Il donnera au centre de l'entrefer ($y = 0, x = 0$) un champ de 0,11 G/A si ce conducteur fait partie d'une boucle retournant à gauche. Autre exemple, un ampère dans les bobines principales (à 10 spires) donne d'après la droite $R_L - R_R$: $10 \times 0,26 = 2,5 \text{ G/A}$ ou 1 T pour 4000 A ce qui est bien le cas loin de la saturation.

1.3.3 Densité de Courant polaire

En considérant le potentiel magnétique $U = A + iV$ sur la surface d'un pôle et en supposant ce pôle recouvert d'une mince nappe de courant, on peut montrer⁽⁸⁾ que ce courant modifie la composante tangentielle du champ, et par conséquent le potentiel, de telle façon que⁽⁸⁾

$$\mu_o \Delta I = - (\Delta V(S_2) - \Delta V(S_1))
 \tag{25}$$

Exemple extrait de [7] correspondant aux deux courbes qui suivent (Réf: M.G.Y.R)

TABLE 2

PFW CURRENTS FOR QUADRUPOLE AND SEXTUPOLE FIELD

FILAMENT NO.	COORDINATES WITH RESPECT TO EQUILIBRIUM ORBIT $[(x-x_0)/y]$ [cm]	
1	- 9.4/ 7.7	COND. (1)
2	- 8.4/ 7.1	
3	- 7.2/ 6.6	
4	- 6.0/ 6.1	COND. (2)
5	- 4.8/ 5.7	
6	- 3.6/ 5.4	
7	- 2.7/ 5.2	COND. (3)
8	- 1.8/ 5.0	
9	- 1.0/ 4.8	
10	- 0.3/ 4.6	COND. (4)
11	1.1/ 4.4	
12	2.4/ 4.1	
13	3.6/ 3.9	COND. (5)
14	4.6/ 3.8	
15	5.6/ 3.6	
16	6.7/ 3.5	COND. (6)
17	7.7/ 3.4	
18	8.7/ 3.2	
R _L	-34.0/ 7.0	(-24.3/50.0)
R _R	29.0/ 5.0	(40.0/1.0)

NOTE: The coordinates in parenthesis correspond to the idealized hyperbolic profile. (The return conductor can be anywhere far away from the equilibrium orbit!)

FIELD (GAUSS/A)

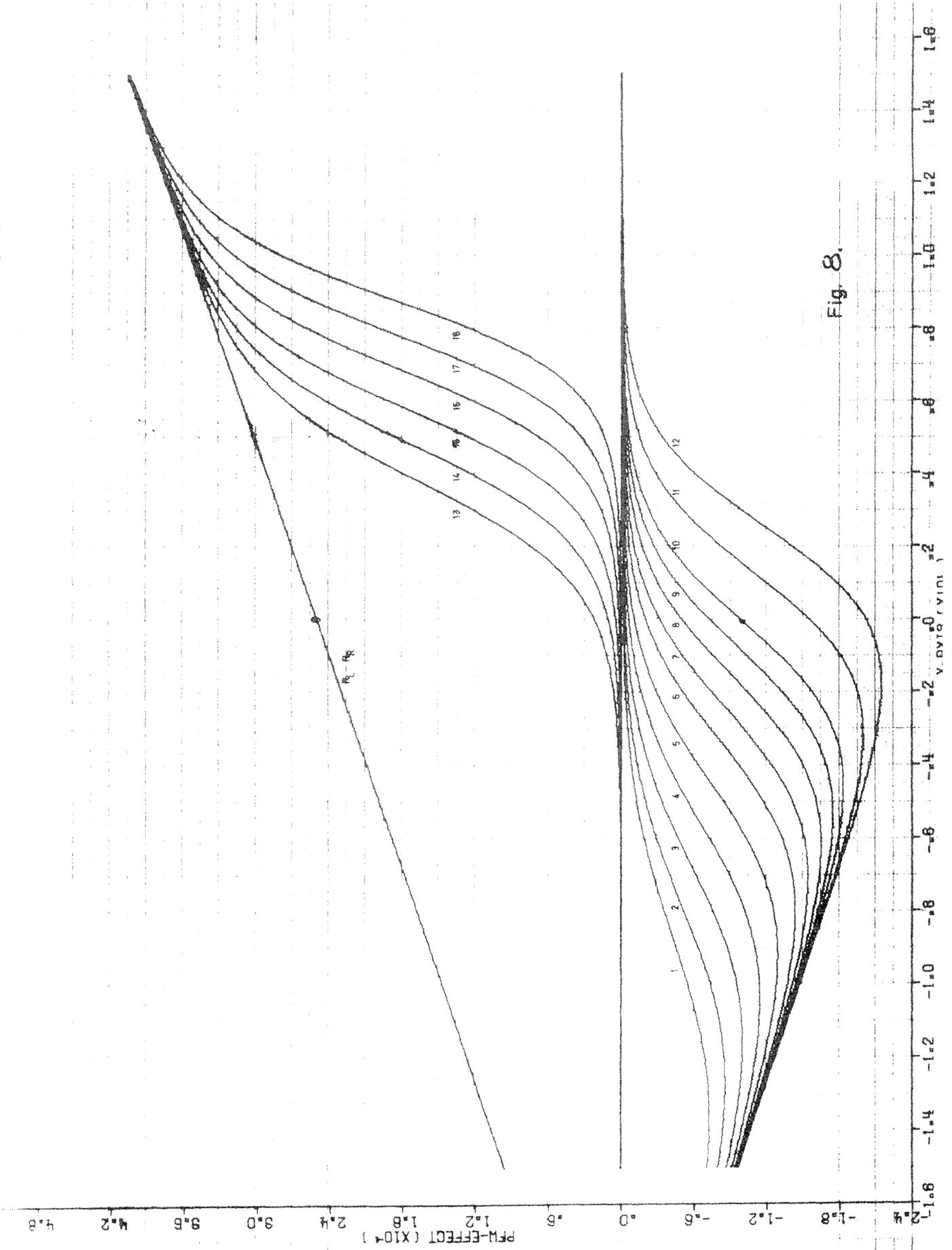


Fig. 8.

GRADIENT (GAUSS/CM/A)

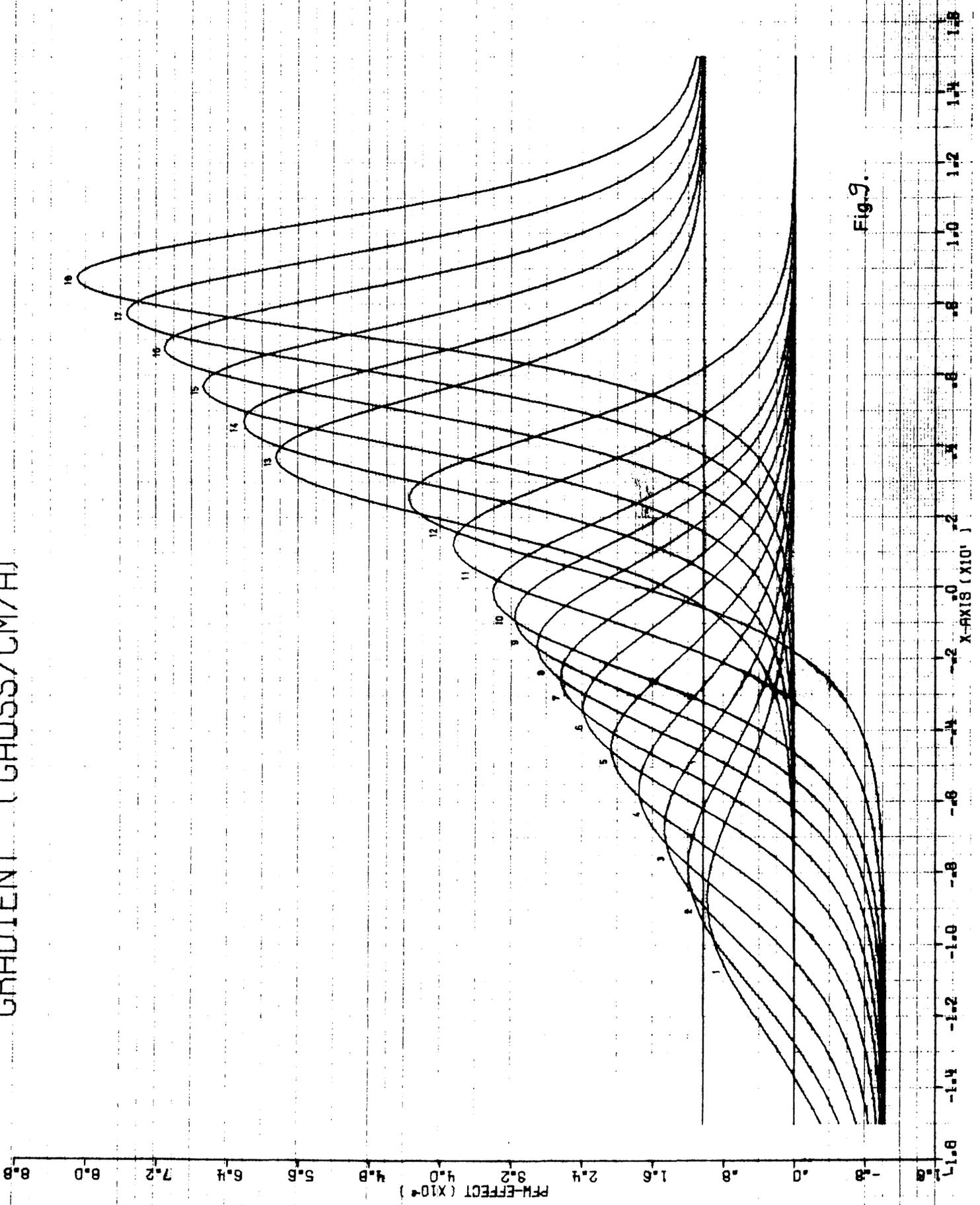
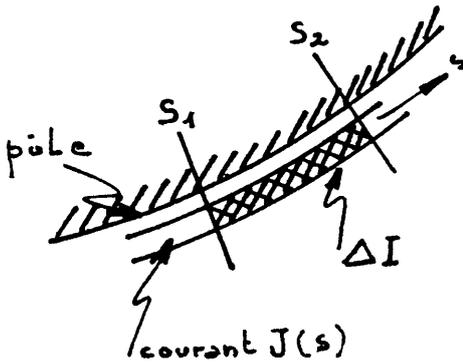


Fig. 9.



où \$S\$ est la coordonnée le long du pôle, \$\Delta I\$ la quantité de courant passant dans la tranche limitée par \$S_1\$, et \$S_2\$ et \$\Delta V\$ la variation de la partie imaginaire du potentiel créée par la présence du courant \$\Delta I\$.

\$\Delta I\$ est défini par
$$\Delta I = \int_{S_1}^{S_2} J(S) ds \quad (26)$$

où \$J(S)\$ est la densité de courant par unité de longueur \$s\$.

Considérons le développement des équations (4) et (5). nous en déduisons que, pour avoir \$B_0\$, \$G\$, \$S...\$ au centre (\$x = 0\$, \$y = 0\$), le potentiel imaginaire sur le pôle doit valoir:

$$V(x,y) = -B_0 y - Gxy - \frac{S}{6} (-y^3 + 3y^2 x) \dots \quad (27)$$

avec l'équation du profil : $y = \frac{0,01215}{x + 0,243}$.

Exemples: 1) Dipôle : $V = -B_0 y = \Sigma I \mu_0$. Donc \$I\$ croît avec \$s\$ selon une loi hyperbolique comme le profil \$y\$. (Courbe 10, d'après M. Gyr). Les courbes sont normalisées en \$A \cdot T \cdot m^n\$.

2) Quadrupôle : $V = -Gxy = \Sigma I \mu_0$. Donc \$I\$ croît selon une loi hyperbolique opposée à la précédente (Courbe 11).

Si nous voulons un champ combiné tel que \$G = B_0 / 0,243\$, alors $\Sigma I = V = \frac{0,01215}{0,243 \mu_0} B_0 = \text{cste}$. C'est évident, car un tel champ est donné par les bobines principales pour \$\mu = \infty\$. Alors \$\Sigma I\$ monte brusquement de 0 à \$nI\$ à l'endroit des conducteurs de gauche de la bobine (à \$n\$ spires), reste ensuite constant, puis redescend de \$-nI\$ à droite à l'endroit des conducteurs de droite de la bobine (Fig. 12).

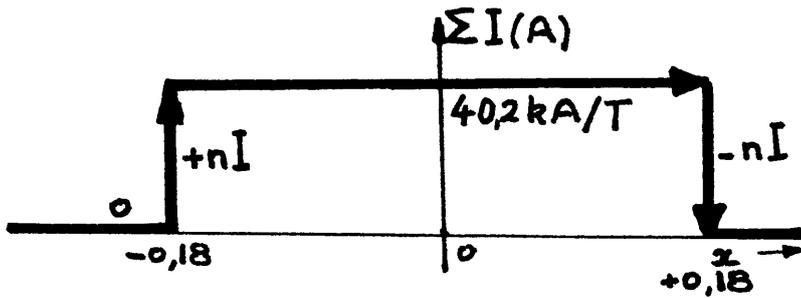


FIG. 12: Densité de courant des bobines principales

(Attention: nous supposons toujours qu'il y a des paires de conducteurs (haut et bas). Donc les courants des courbes sont donnés pour une telle paire. Ainsi le nombre de spires de la bobine principale doit-il être compté 10 et non 20 comme il y en a en réalité en tout.)

Par expérience nous pouvons ainsi normaliser les échelles à 40,2 k A/T hors saturation. Mais il ne faut pas oublier de faire intervenir les efficacités (pôle non-infini, longueurs magnétiques variables, etc...) Analytiquement

$$\frac{\Sigma I}{B_0} = \frac{0,01215}{0,243} \times \frac{10^7}{4\pi} = 39,8 \text{ k A/T},$$

donc assez proche de la valeur "efficace" de 40,2 k A/T.)

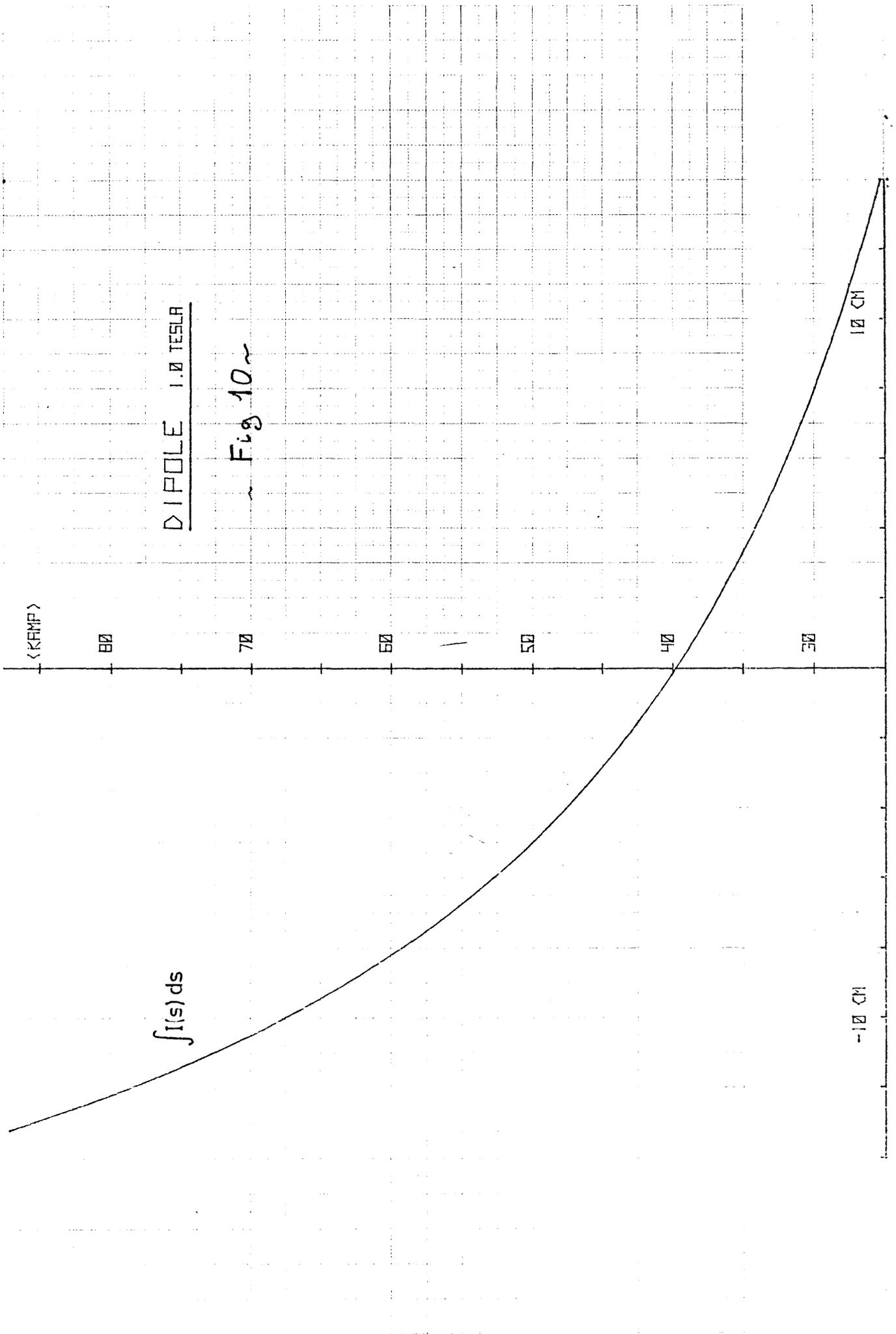
3) Sextupôle : $\Sigma I = V = \frac{S}{6\mu_0} y^2 (y - 3x)$ (Courbe 13)

4) Les Courbes 14, 15, 16 donnent ensuite ΣI pour l'octupôle, le décapôle et le dodécapôle.

1.3.4 Optimisation des Dispositions des Conducteurs

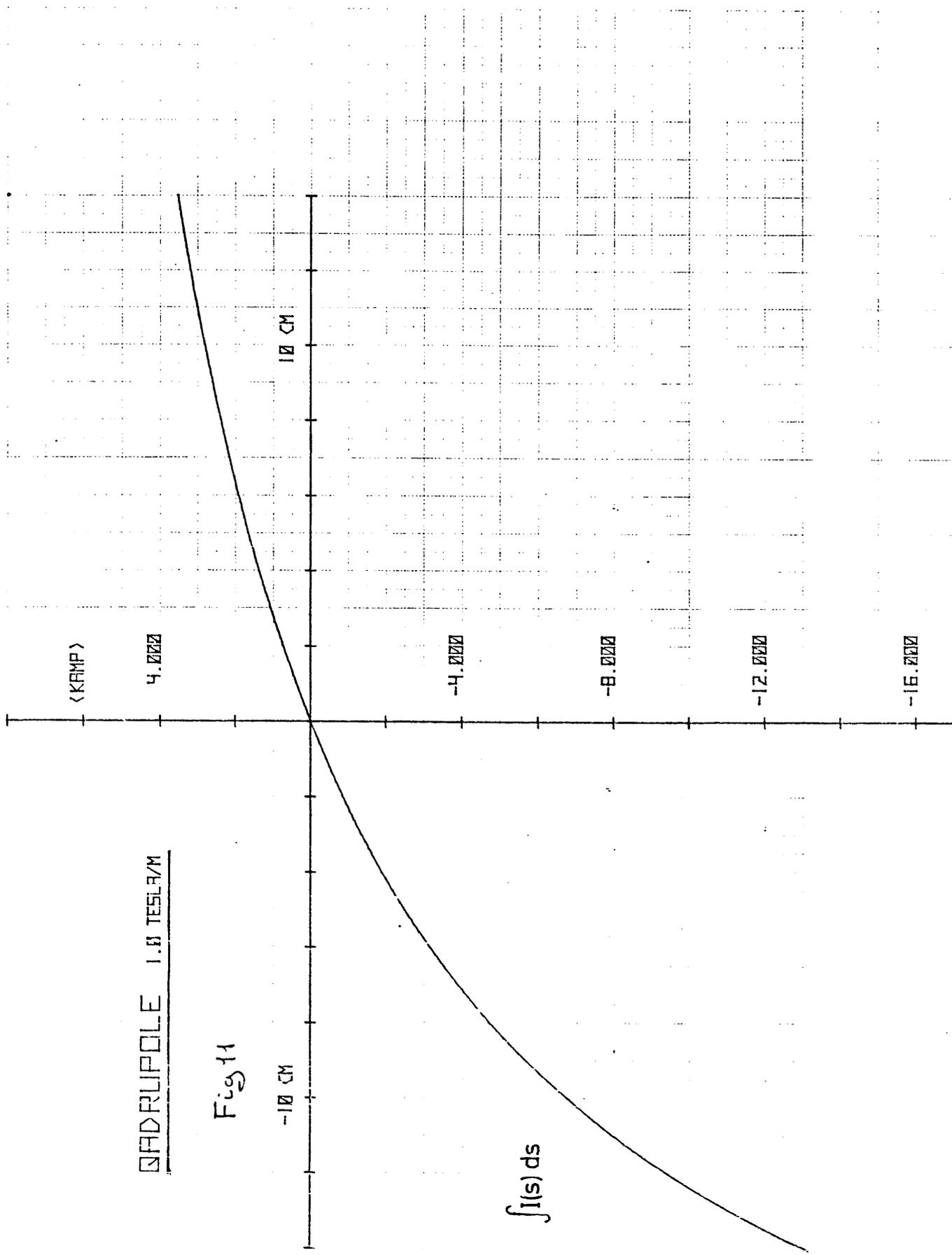
Bien que la solution précise soit analytique⁽⁷⁾, il est bon, néanmoins, de chercher une première optimisation par la méthode très simple décrite au paragraphe précédent.

La disposition finale est un compromis entre trois exigences:



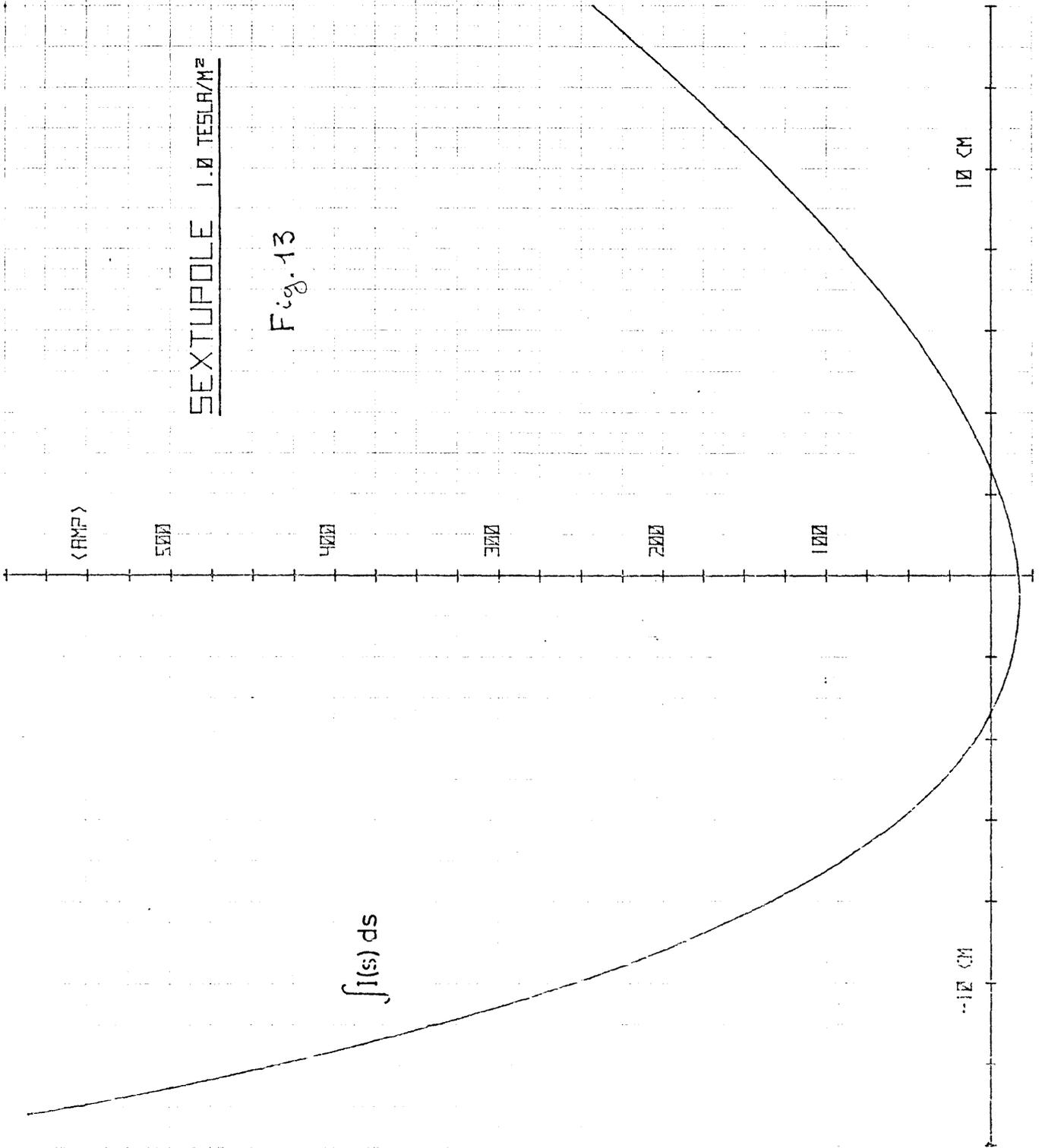
DIPOLE 1.0 TESLA

Fig 10~



QUADRUPOLE 1.0 TESLA/M

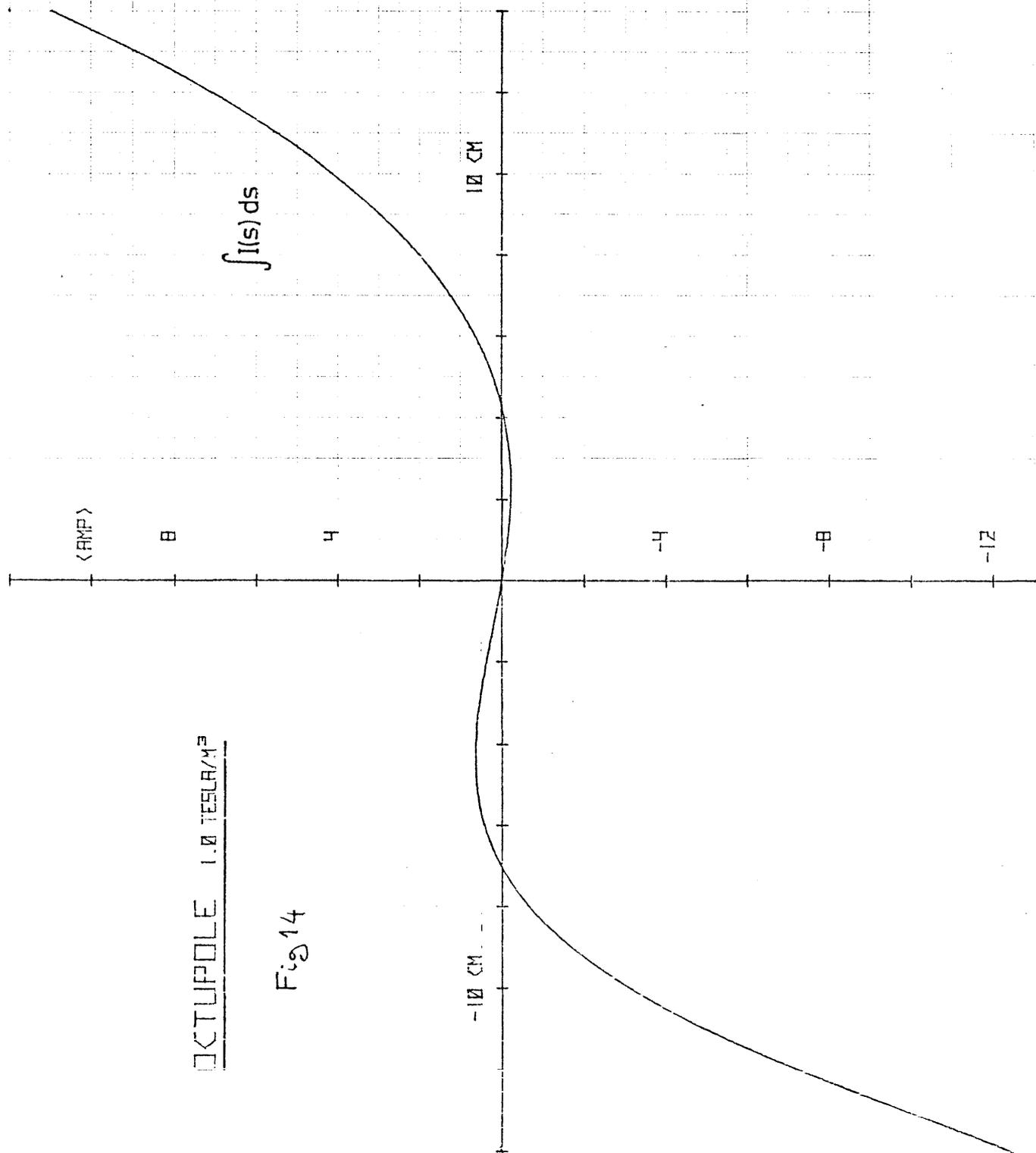
Fig 11

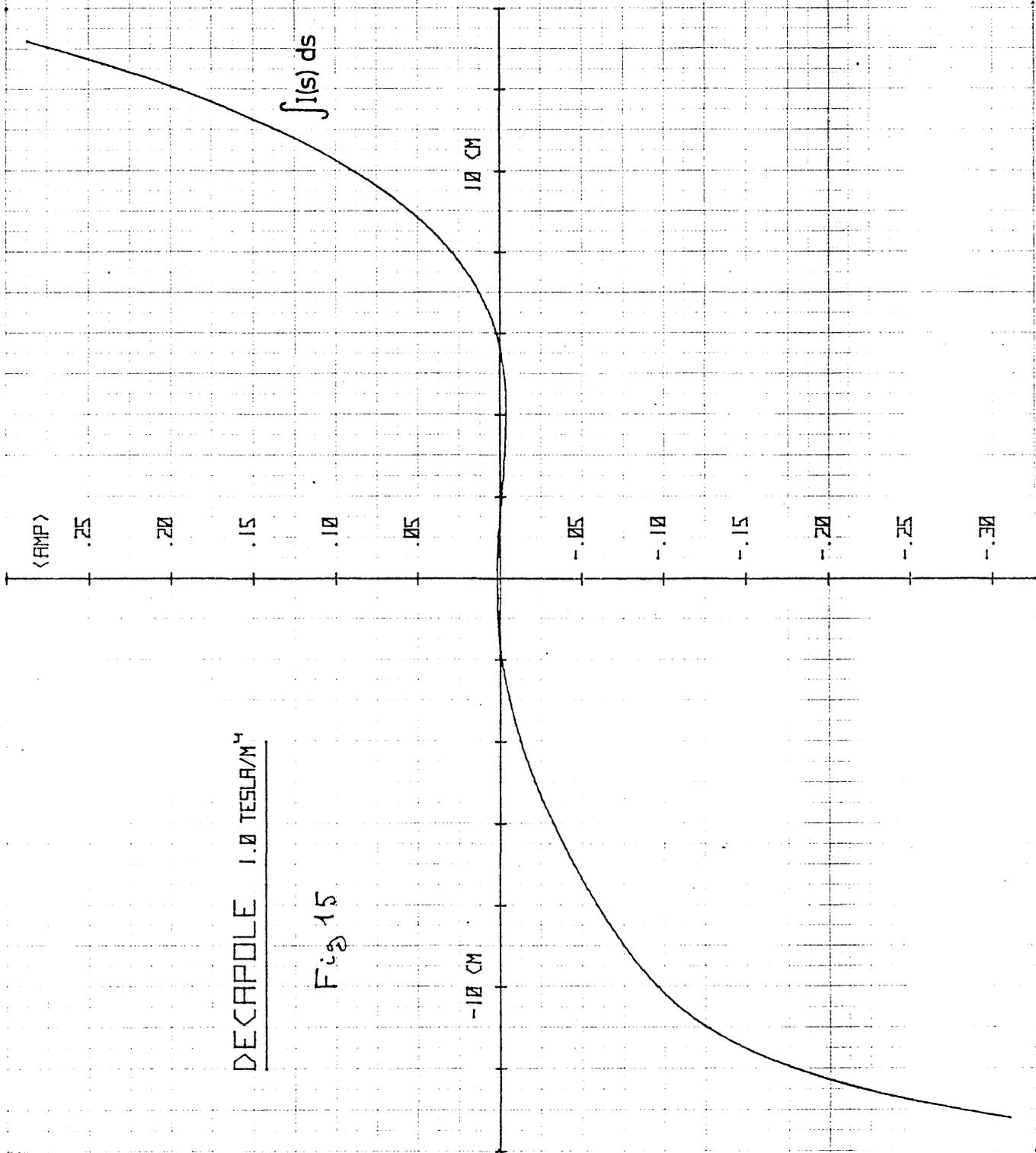


SEXTUPOLE 1.0 TESLA/M²

Fig. 13

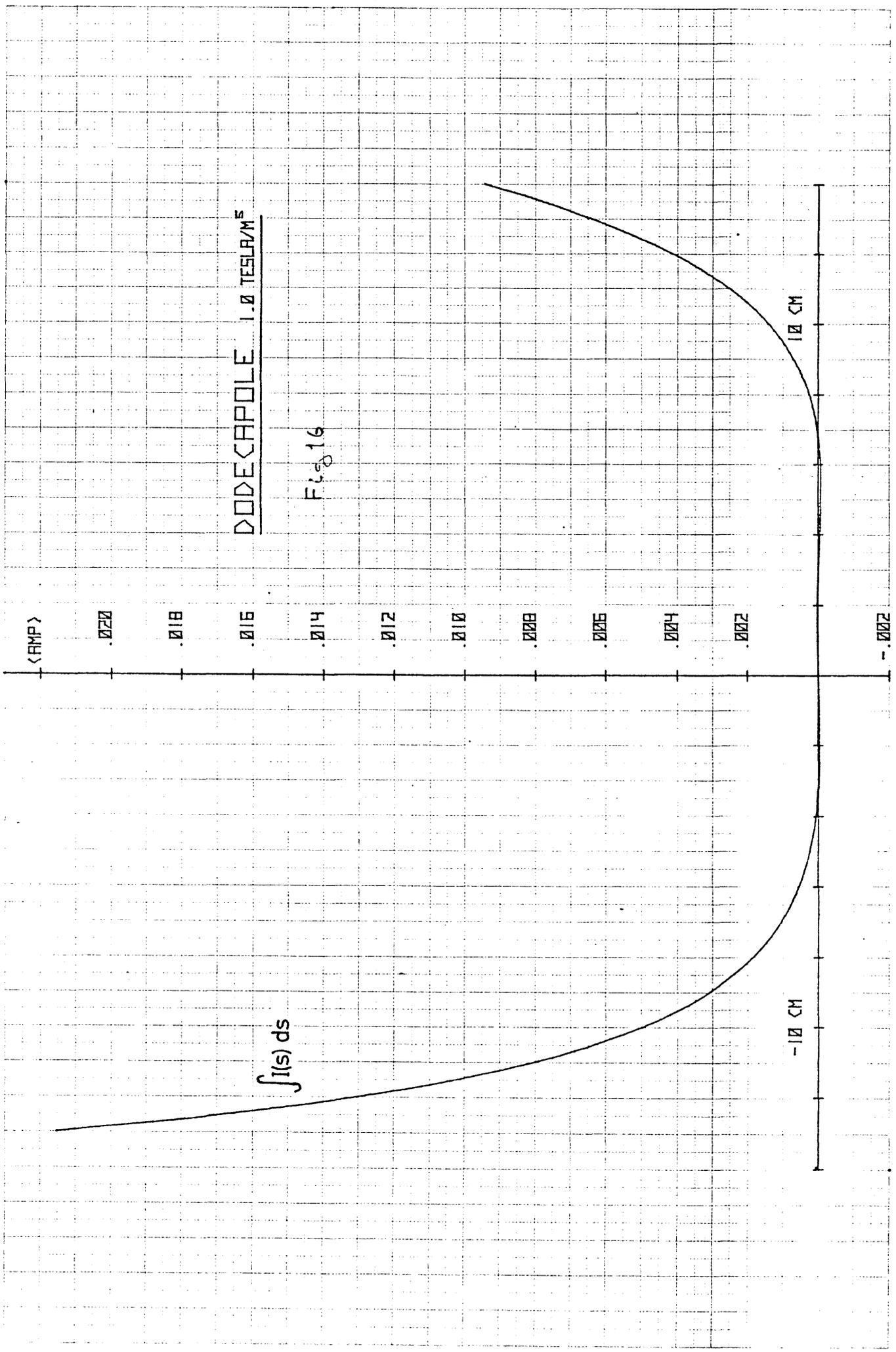
$\int I(s) ds$





DECAPOLE 1.0 TESLA/M

Fig 15



DODECAPOLE 1.0 TESLA/M²

Fig. 16

$\int I(s) ds$

- 1) Avoir le bon champ
- 2) Minimiser l'induction mutuelle avec les bobines principales de l'aimant
- 3) Minimiser la création d'un dipôle supplémentaire.

Etudions à titre d'exemple les enroulements polaires actuels. Leur disposition sur le pôle est la suivante :

Conducteurs avec retour <u>à gauche</u> (entrefer large)		Conducteurs avec retour <u>à droite</u> (entrefer étroit)	
<u>aller</u>	<u>retour</u>	<u>aller</u>	<u>retour</u>
- 3,5	- 8,2	5,7	15,0
- 1,75	- 9,2	6,7	15,0
- 0,2	-11,0	7,7	16,0
+ 1,2	-11,0	8,7	16,0
+ 2,45	-12,0	9,7	16,5
+ 3,6	-12,0	10,7	16,5
+ 4,5	-12,0		

Tableau 3 : Position des conducteurs PFW actuels

En tout 13 conducteurs. Les coordonnées sont les x en cm. Les y sont à peu près ceux du pôle moins les épaisseurs d'isolants et autre (soit 2 à 3 mm en moins). (Fig. 17)

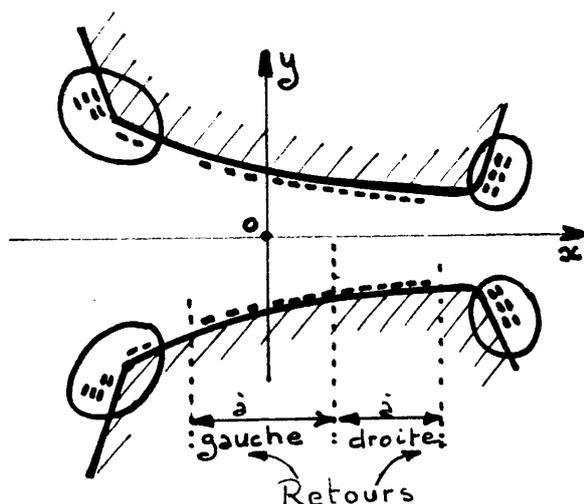


FIG. 17

Disposition des conducteurs PFW actuels (encerclés les conducteurs dits "de retour")

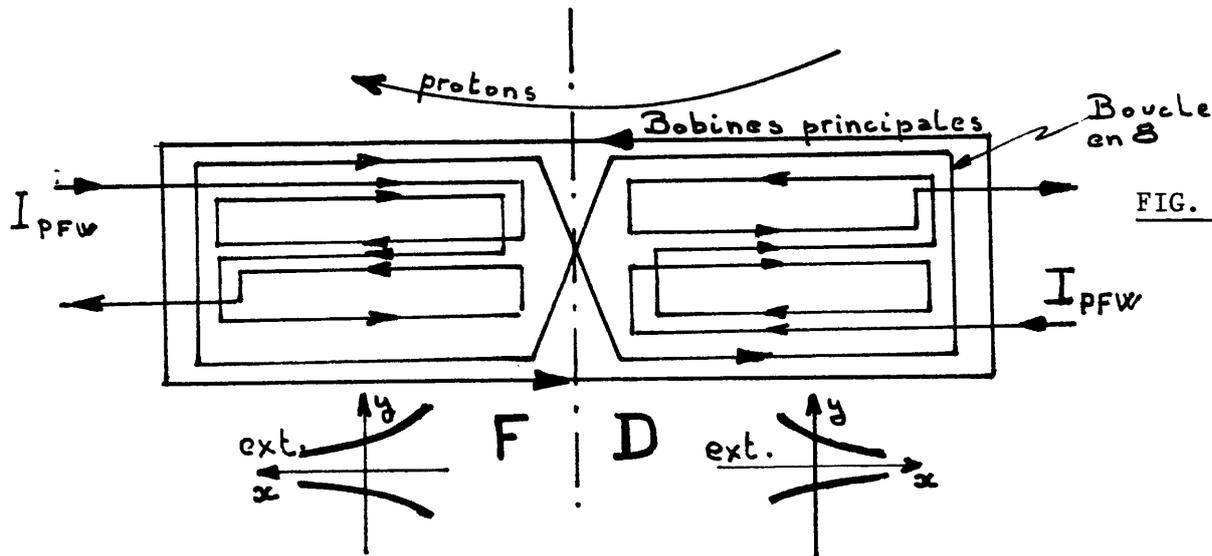


FIG. 18: Convention du sens des courants positifs, dans une unité d'aimant DF

La Fig. 17 montre la disposition sur les pôles et la Fig. 18 la convention des sens relatifs des courants. (La boucle en 8 y est déjà figurée mais nous en reparlerons plus loin.)

Des mesures ⁽¹⁾ sur des enroulements pôlaires, dans des blocs au milieu d'une unité, loin de la saturation, ont montré l'effet suivant, par Ampère dans les enroulements :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Dipôle} \quad : \delta B = - 9,7 \cdot 10^{-5} \text{ T/A} \\ \text{Gradient} \quad : G = 1,204 \cdot 10^{-3} \text{ Tm}^{-1}/\text{A} \\ \text{Sextupôle} \quad : S = 3,178 \cdot 10^{-2} \text{ Tm}^{-2}/\text{A} \end{array} \right. \quad (28)$$

L'octupôle est très faible lorsqu'il n'y a pas de saturation.

L'effet intégré et moyenné dans le PS tient compte des efficacités décrites dans (6) et par lesquelles il faut multiplier les données (28) pour avoir l'effet à 3 dimensions, comparé à ce que donneraient les champs (28) sur une longueur fixe et officielle de 2,20 m par secteur. Loin de la saturation, mesurées sur une unité d'aimant séparée, sans courant dans les bobines principales, ces efficacités sont environ

$$\boxed{0,89 \text{ pour } G, 0,93 \text{ pour } S, 1. \text{ pour } \delta B} \quad (29)$$

En réalité ces efficacités non seulement diminuent d'environ 10% à haute saturation ⁽⁶⁾, mais encore d'une façon dissymétrique pour les secteurs F et D lorsqu'il faut considérer l'effet intégré sur tout l'anneau. La difficulté augmente lorsque nous devons considérer les effets de désatura-

tion des pôles produits par les enroulements polaires eux-mêmes et les pertes d'efficacité dues aux courants dérivés dont nous parlerons plus loin. Il y a donc des incertitudes de plusieurs pourcents sur les efficacités réelles des enroulements polaires.

Nous voyons que les enroulements polaires, hors saturation, donnent un rapport $\frac{G}{S}$ constant égal à 0,036 m en tenant compte des efficacités. Or nous avons vu que ce même rapport, pour le champ manquant créé par la saturation, était aux alentours de 0,043 vers 24 GeV/c (voir Tableau 1), mais nous allons voir que nous ne pouvons pas comparer ces 2 valeurs sans faire intervenir le dipôle qui va changer $\frac{G}{S}$.

La Fig. 19 montre d'une part l'intégrale de la densité de courant ΣI , qui donnerait ces multipôles et d'autre part le ΣI des enroulements polaires où chaque marche d'escalier représente un conducteur parcouru par 300 A. L'accord est assez bon, surtout si nous considérons qu'en réalité les conducteurs ont une certaine largeur et qu'en conséquence les marches d'escalier devraient être "biseautées". *

La nécessité d'annuler la mutuelle inductance avec les bobines principales a guidé le choix de la répartition entre les retours à droite ou à gauche et par conséquent de la "hauteur" de la ligne de base de la Fig. 19. En effet, les courants de retour sur les côtés sont figurés par les secteurs "descendants" des courbes, alors que les conducteurs actifs sur les pôles donnent les secteurs "ascendants" là où ΣI croît positivement avec x . Mais du même coup la position de cette ligne de base introduit ce dipôle δB gênant, car monter ou descendre la ligne de base de la Fig. 19 équivaut à rajouter ou retrancher un ΣI constant, donc un champ quadrupôle-dipôle couplé suivant l'échelle de la Fig. 12.

Les mêmes multipôles G et S , sans dipôle, auraient été obtenus avec une courbe ayant l'allure de la courbe (a) de la Fig. 20. La courbe (b) figure les enroulements actuels.

Le système original d'enroulements polaires a été conçu par S. van der Meer

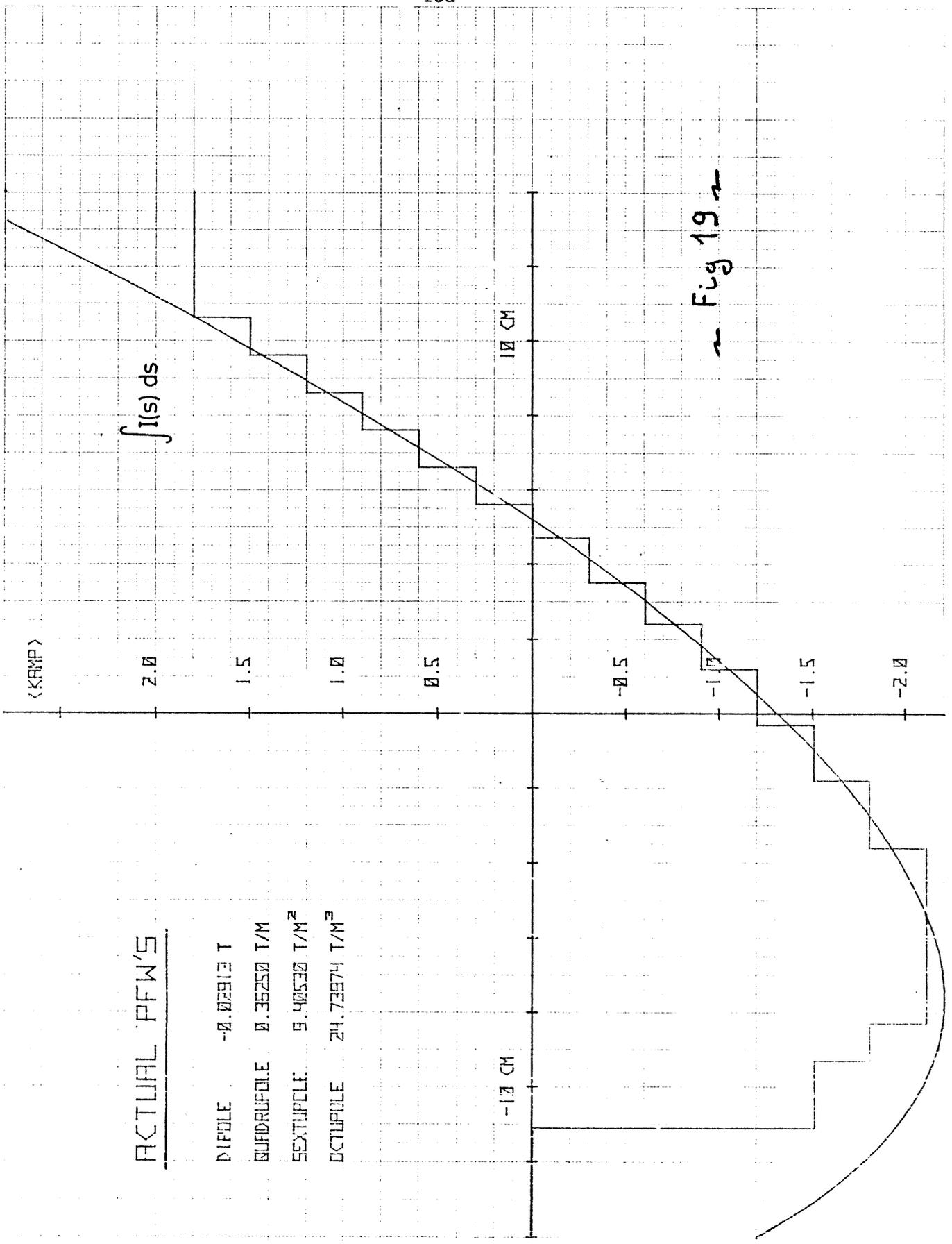


Fig 19a

ACTUAL PFW'S

- DIPOLE -0.02913 T
- QUADRUPOLE 0.36250 T/M
- SEXTUPOLE 9.40530 T/M²
- OCTUPOLE 24.73974 T/M³

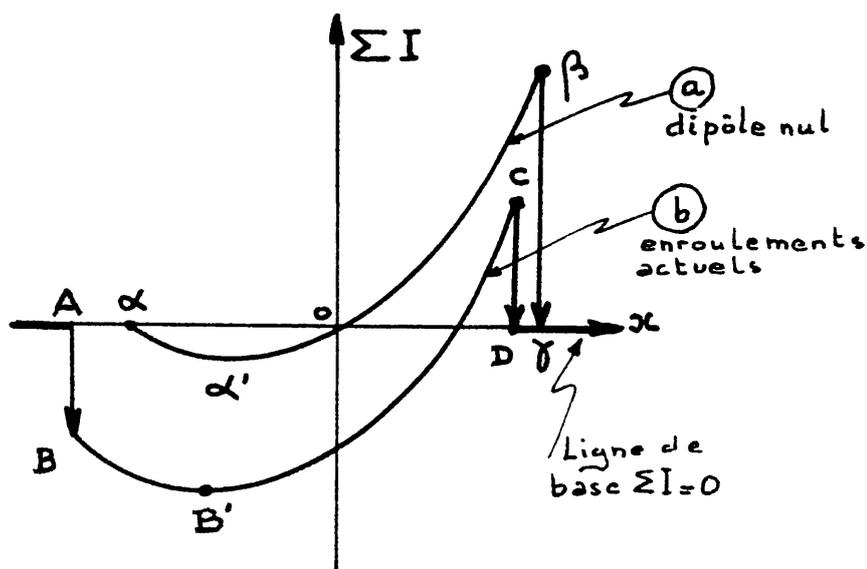


FIG. 20: Densité de courant pôle pour avoir G et S avec $\frac{G}{S} \approx 0,04$

Nous voyons nettement sur la courbe a que le courant de retour à droite ($\beta\gamma$) est bien plus important que le courant de retour à gauche ($\alpha\alpha'$). Alors que sur la courbe réelle (b) les retours à droite (CD) et à gauche (AB') sont à peu près équilibrés ce qui permet de mieux annuler la tension induite par l'aimant principal.

Lorsque le dipôle δB ainsi introduit par le courant PFW est le même en F et en D, cela ne fait que diminuer le champ moyen vu par les protons. Si le contrôle de faisceau ("beam control") est en service, le faisceau adapte son énergie automatiquement pour rester centré et rien ne se voit, si ce n'est que pour une même énergie le courant principal de l'aimant est un peu plus élevé pour compenser ce dipôle négatif. Par contre, si le contrôle de faisceau est "hors service" (faisceau dégroupé sur un plateau par exemple) ce dipôle déplacerait radialement le faisceau, ce qui montre que nous ne pouvons pas faire varier beaucoup les courants PFW sur un plateau sans risquer de perdre le faisceau sur la chambre à vide.

$$\text{Par exemple le faisceau se déplacerait de } \Delta \bar{R} = R \bar{\alpha} \frac{\delta B}{B_0} \quad (30)$$

Comme δB vaut à peu près 1 Gauss per Ampère dans les PFW, nous voyons que $\Delta R = 0,23 \text{ mm/A}$ à 24 GeV/c, soit 1 mm pour une variation de 5 A.

1.3.5 Influence du Dipôle sur l'Efficacité

Cette composante dipolaire parasite des PFW, introduite afin de permettre l'annulation de l'inductance mutuelle avec les bobines principales, vient perturber considérablement les effets des enroulements.

Lorsque nous mettons un courant I_{PFW} dans ces enroulements, le champ sur l'orbite baisse de

$$\delta B = \frac{dB}{dI_{\text{PFW}}} \cdot I_{\text{PFW}}, \text{ avec}$$

$$\frac{dB}{dI_{\text{PFW}}} = -9,7 \cdot 10^{-5} \text{ T/A. Pour retrouver le champ}$$

de départ, afin que les protons gardent la même énergie, le courant des bobines principales I_M (M pour "Main") va augmenter de

$$\Delta I_M = - \frac{dB}{dI_{\text{PFW}}} \cdot I_{\text{PFW}} / \frac{dB}{dI_M}, \text{ soit } \Delta I_M \approx 0,4 \Delta I_{\text{PFW}}$$

Cet accroissement du courant principal a pour effet de :

- augmenter le gradient de la valeur $(\frac{dG_0}{dB} + \frac{dG_s}{dB}) \delta B$
- changer le sextupôle de la valeur $\frac{dS}{dB} \delta B$
- augmenter l'octupôle de saturation de la valeur $\frac{dO}{dB} \delta B$.

Les valeurs utilisées sont approximativement les suivantes ⁽⁶⁾ :

- $\frac{dG_0}{dB} = 1/0,243$, variation du gradient standard
- $\frac{dG_s}{dB} =$ variation du gradient manquant créé par la saturation valant environ -0,233 (p-20) au-dessus de 20 GeV/c
- $\frac{dS}{dB} =$ variation du sextupôle manquant créé par la saturation, valant environ -9 à 21.5 GeV/c, -15 à 24 GeV/c et -18,5 à 26 GeV/c
- $\frac{dO}{dB} =$ variation de l'octupôle manquant créé par la saturation, valant environ -130 vers 23 GeV/c et -190 vers 25 GeV/c.
- $\frac{dB}{dI} (\text{PFW}) = -9,7 \cdot 10^{-5}$.

En plus le champ supplémentaire apporté par le courant dans les enroulements pôlaires sursature la partie étroite de l'entrefer, entraînant encore par là même des gradients, des sextupôles et des octupôles manquants supplémentaires. Etant donné déjà toutes les incertitudes du problème nous négligerons ce deuxième effet en première approximation.

Donc finalement, lorsque nous mettons le courant I dans les enroulements pôlaires, les changements réels de G et de S, vus par les protons de même énergie sont, en première approximation (cf. Réf. 6) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta G = \left[\eta_G \frac{dG}{dI} - \frac{dB}{dI} \left(\frac{dG_0}{dB} + \frac{dG_s}{dB} \right) \right] I \\ \Delta S = \left[\eta_S \frac{dS}{dI} - \frac{dB}{dI} \frac{dS}{dB} \right] I \end{array} \right. \quad (31)$$

$$\text{avec } \frac{dG}{dI} = 1,204 \cdot 10^{-3} \text{ et } \frac{dS}{dI} = 3,178 \cdot 10^{-2} \quad (32)$$

L'efficacités propres η_G et η_S sont fonction de p et dépendent du type de secteur (F ou D). Elles sont données plus en détail dans la Réf. 6. A titre d'exemple nous prendrons :

$$\begin{aligned} \eta_G &= 0,86 \text{ à } 24 \text{ GeV/c et } 0,84 \text{ à } 26 \text{ GeV/c} \\ \eta_S &= 0,88 \text{ à } 24 \text{ GeV/c et } 0,85 \text{ à } 26 \text{ GeV/c} \end{aligned} \quad (33)$$

Ainsi les valeurs réelles "efficaces" de l'effet du courant dans les enroulements pôlaires, à p constant, sont, à titre d'exemple :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta G = 1,35 \cdot 10^{-3} \text{ Tm}^{-1}/\text{A à } 24 \text{ GeV/c et } 1,29 \text{ Tm}^{-1}/\text{A à } 26 \text{ GeV/c} \\ \Delta S = 2,64 \cdot 10^{-3} \text{ Tm}^{-2}/\text{A à } 24 \text{ GeV/c et } 2,52 \text{ Tm}^{-2}/\text{A à } 26 \text{ GeV/c} \\ \frac{\Delta G}{\Delta S} = 0,051 \end{array} \right. \quad (34)$$

Si nous appliquons brutalement ces chiffre, encore approximatifs, au tableau 1 pour connaître le courant qu'il faudrait pour compenser simplement les champs manquants du dit tableau, nous trouverions qu'il nous faudrait à 24 GeV/c, 70 A pour compenser le gradient et 84 A pour com-

penser ce sextupôle. La moyenne est 77 A, ce qui est assez proche de la valeur optimisée expérimentalement et qui est 75 A. A 26 GeV/c, la compensation du gradient serait obtenue avec 143 A et celle du sextupôle avec 152 A, ce qui donnerait une moyenne de 147 A, à comparer avec les 138 A optimisée empiriquement.

La différence vient principalement de quatre effets que nous avons dû négliger, faute d'information précise à leur sujet :

- i) la sursaturation de la partie étroite de l'entrefer créée par le courant dans les enroulements pôlaires, entraîne des multipôles manquants supplémentaires;
- ii) les efficacités propres pour passer du champ manquant du tableau 1 à l'effet intégré sur tout l'anneau et qui, avec la saturation, décroissent plus vite que celles des enroulements eux-mêmes à cause de l'effet défavorable des blocs d'extrémité (les enroulements pôlaires sont plus courts que le fer; ils restent donc à l'intérieur de l'unité et ne subissent pas cet effet de bord);
- iii) les variations d'efficacité selon les secteurs (F ou D) ou les profils (culasse à l'intérieur ou à l'extérieur de l'anneau);
- iv) enfin une importante perte d'efficacité (pouvant aller jusqu'à 5%) est engendrée par les dérivations du courant des enroulements pôlaires dans des réseaux annexes de résistances servant à compenser les effets des courants de Faucault dans les chambres à vide. Comme ces chambres varient de forme autour du PS, ces systèmes de corrections varient et la perte d'efficacité que s'en suit se trouve donc modulée azimutalement de façon irrégulière.

En conclusion nous devons nous servir dans la pratique des relations directes entre les variations des Q ou des ξ et celles des courants d'enroulements pôlaires, mesurées expérimentalement et indiquées dans les chapitres suivants. Les différences entre ces mesures empiriques et l'approche théorique sont de l'ordre de 5 à 6%.

1.3.6 Calcul de l'inductance mutuelle avec l'aimant

L'inductance mutuelle peut être définie de deux façons: en valeur absolue comme le rapport Φ/I du flux induit par le courant inducteur, ou en valeur relative comme le rapport U/\dot{I} de la tension induite par la dérivée du courant inducteur.

Dans notre cas ces deux définitions sont très proches lorsqu'il n'y a pas de saturation, mais elles diffèrent dès qu'il y a saturation. Nous choisirons la définition "relative" en définissant

$$U_{ind} = M dI/dt \quad (33)$$

où U_{ind} est la tension induite dans le circuit 1 par une variation de I dans le circuit 2.

Nous montrons dans (9) que l'inductance mutuelle entre les enroulements pôlaires actuels et l'aimant principal du CPS pour le système avec 4 branches en parallèle est, loin de la saturation:

$$M = 2,06 \cdot 10^{-4} \sum_1 (0,486x_i + x_i^2 - y_i^2) \text{ Henry, m)} \quad (35)$$

où x_i et y_i sont les coordonnées de chaque conducteur supposé sur les pôles, donc où y_i répond à l'équation du profil (11). Σ est une somme sur tous les conducteurs d'enroulements pôlaires mais chaque terme étant affecté du signe + pour les conducteurs d'aller et du signe - pour les conducteurs de retour.

La compensation est bien faite et en pratique M tourne autour de 0,3 mH, donc pratiquement nulle.

Lorsque la saturation apparaît, la partie étroite de l'entrefer se sature plus vite et la compensation ne joue plus. Alors à haute énergie l'inductance mutuelle croît comme on le voit sur la courbe M de la Fig. 21, extraite de la référence (9). A 26 GeV/c M atteint 6,8 mH, soit une tension induite de 68 V si le \dot{I} de l'aimant PS vaut 10^4 A S^{-1} . Cela représente environ 10% de la tension totale aux bornes des branches à cette énergie.

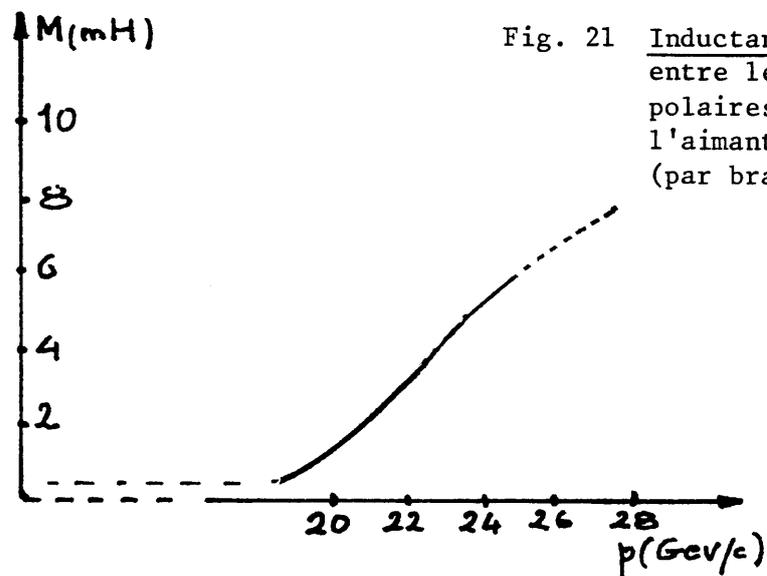


Fig. 21 Inductance mutuelle entre les enroulements polaires actuels et l'aimant principal (par branche)

1.3.7 Caractéristiques Electriques du Circuit

Pour expliquer ce que nous appelons "4 branches en parallèle", précisons le branchement actuel des PFW. Il y a en tout 404 nappes: 200 dans les secteurs F (100 en haut, 100 en bas) et 200 dans les secteurs D, plus 4 dans la 101ème unité, dite de référence.

Une branche comporte 101 nappes en série équipant : les 50 secteurs F numérotés "pairs", puis une autre, les 50 impairs, une autre branche, les 50 secteurs D pairs et la 4ème branche, les 50 secteurs D impairs. (Nous négligeons l'unité de référence pour simplifier sur la Fig. 22.)

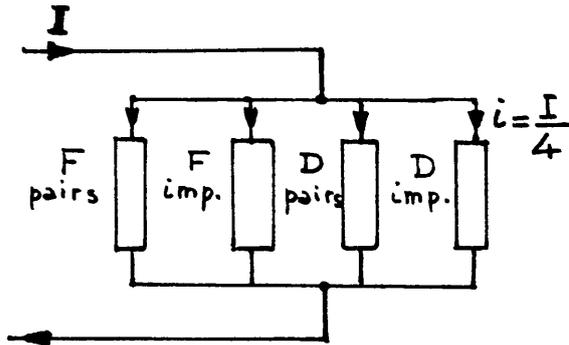


Fig. 22 : Branchement des PFW en 4 branches en parallèle

L'avantage de l'imbrication des branches paires et impaires est que, s'il y a une différence de courant entre le secteur F pair d'un côté d'une section droite et le secteur F impair de l'autre côté de cette même section droite, cela a beaucoup moins d'effet sur la focalisation que si c'était toute une moitié d'anneau qui avait un courant différent d'une autre moitié qui la suivrait.

Comme l'inductance mutuelle, bien que faible, n'est pas tout à fait nulle à l'injection, un transformateur de compensation ayant son primaire sur les barres d'alimentation des bobines de l'aimant et son secondaire sur celles des PFW permet d'annuler tout courant induit au moment délicat de l'injection.

En plus, si c'est nécessaire, des diodes sur les branches peuvent limiter les courants de circulation entre branches.

Rappelons les caractéristiques du circuit de la Fig. 22 avec les quatre branches en parallèle (y compris le câblage):

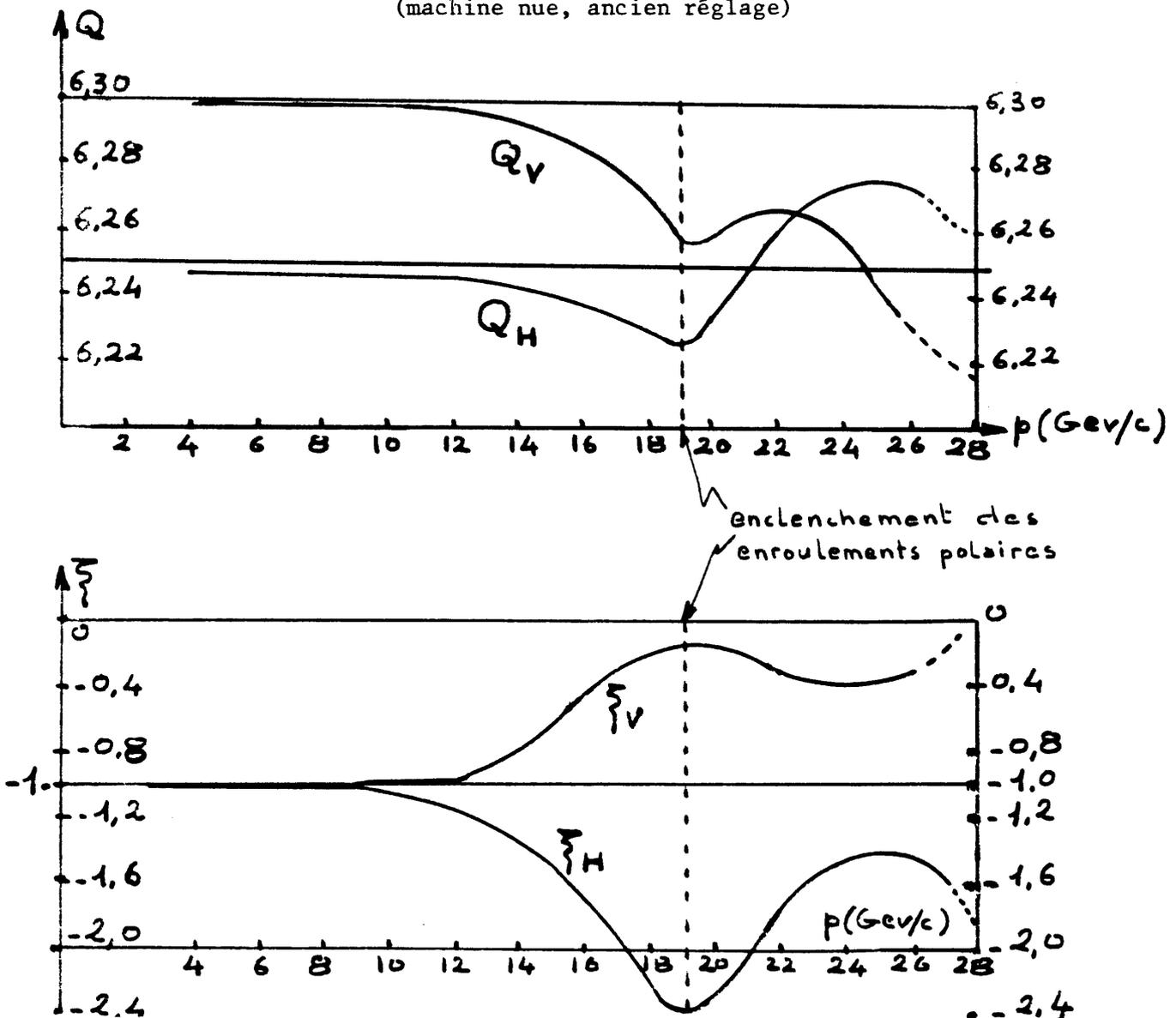
- R = 1,4 Ω avec les nappes ACEC, 1,25 Ω avec les futures nappes (1979)
- L = 48 mH (descendant vers 44 mH à haute énergie)
- M avec l'aimant = $\pm 0,3$ à + 6,8 mH à haute énergie.

2. Corrections des Paramètres de l'Accélérateur au Moyen des Enroulements Pôlares

2.1 Situation d'Origine

Les courbes de la Fig. 23 montrent les variations des paramètres Q et ξ en cours d'accélération pour une machine nue (sans quadrupôle ni sextupôle auxiliaire) avec l'ancien réglage du courant dans les enroulements pôlares.

Fig. 23 Q et ξ du PS en cours d'accélération (machine nue, ancien réglage)



Nous constatons que la saturation commence à se faire sentir dès 12 GeV/c, là où les courbes commencent à s'éloigner des valeurs de départ qui sont, pour une machine nue "hors saturation" vers 10 GeV/c :

$$Q_H = 6,247 \quad Q_V = 6,298 \cdot \xi_H = -1 \cdot \xi_V = 1$$

Dans l'ancien réglage, les enroulements pôlaires étaient enclenchés vers 19 GeV/c, un courant commun unique circulant dans les quatre branches en parallèle.

Nous voyons sur la Fig. 23 que les paramètres étaient ainsi ramenés vers des valeurs raisonnables, sans qu'il soit possible néanmoins de les régler indépendamment*.

Ce courant unique d'enroulements pôlaires était très proche d'une forme parabolique comme :

$$\underline{I_{\text{PFW}} \approx 2,9 (p - 19)^2} \quad (36)$$

tandis que le courant principal de l'aimant était, avec ce réglage:

$$\underline{I_{\text{Main}} \approx 192,8p + 9,39(p - 19)^2} \quad (37)$$

L'examen attentif des courbes de la Fig. 23 révèle un phénomène nouveau. Sous l'effet de la saturation, avant même que les PFW soient enclenchés, les paramètres varient d'une façon fortement dissymétriques. Par exemple Q_V décroît beaucoup plus vite que Q_H et ξ_H change à son tour plus vite que ξ_V . Cette dissymétrie ne peut pas être expliquée par la théorie simple pour une machine parfaite, même en faisant intervenir les variations de longueurs magnétiques efficaces. Elle est probablement liée à la disposition des blocs d'aimant eux-mêmes.

* Des lentilles auxiliaires (quadrupôles et sextupôles) disposées dans les sections droites avaient été prévues pour optimiser le point de fonctionnement. Mais ce système est devenu insuffisant pour les très hautes intensités, non seulement par manque de place disponible dans les sections droites, mais aussi parce que leur répartition ponctuelle excite des résonances.

Pour justifier les Q et ξ réellement mesurés, il faut faire entrer des efficacités "ad hoc" dans les matrices 22 et 23 du § 1-2.

2.2 Effet Général du Courant des Enroulements Polaires sur les Points de Fonctionnement de l'Accélérateur

Considérons les déplacements des points de fonctionnement dans les deux diagrammes Q_H, Q_V d'une part et ξ_H, ξ_V d'autre part sous l'effet du courant dans les enroulements polaires (Fig. 24).

Si le courant varie dans les enroulements des secteurs F seuls, le point de fonctionnement se déplace le long de la droite I_F . Le vecteur unitaire OA correspond à 1 Ampère par GeV/c. Pour une variation dans les secteurs D seuls, ce point se déplace le long de la droite I_D , avec le vecteur unitaire OB.

Si le même courant circule dans les deux secteurs, ce qui est le cas lorsque les 4 branches en parallèle forment un circuit unique parcouru par un courant commun, le point de fonctionnement se déplace le long de la droite $I_F + I_D$, avec le vecteur unitaire OC.

Nous constatons immédiatement que, étant donné la petitesse des angles entre les droites I_F et I_D , le point de fonctionnement se déplace lentement le long de la première diagonale dans le diagramme de Q , alors qu'au contraire il se déplace vite et le long de la deuxième diagonale dans le diagramme des ξ .

Nous verrons plus loin qu'il est devenu nécessaire de s'approcher du point 0,0 dans le diagramme des ξ . Nous voyons de suite que pour obtenir ce résultat il faut se déplacer le long d'une droite voisine de celle marquée $I_F - I_D$, avec le vecteur unitaire OD, c'est-à-dire avec un courant I_D de signe opposé du courant I_F . Alors nous nous déplacerions lentement le long de la première diagonale dans le diagramme des ξ , mais en contre

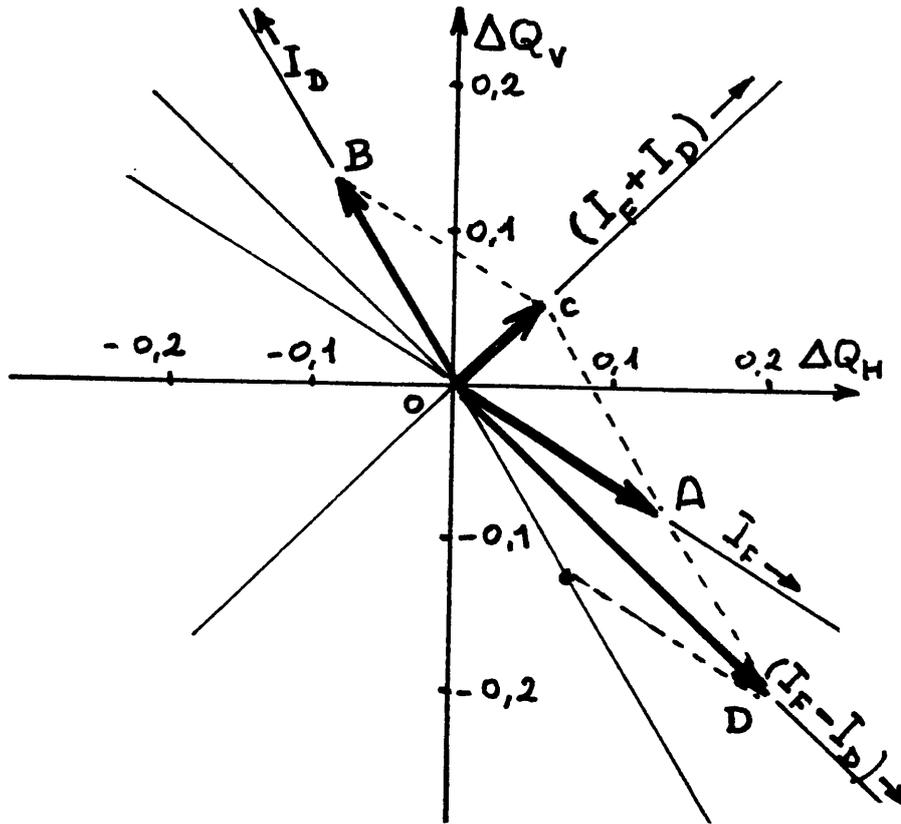
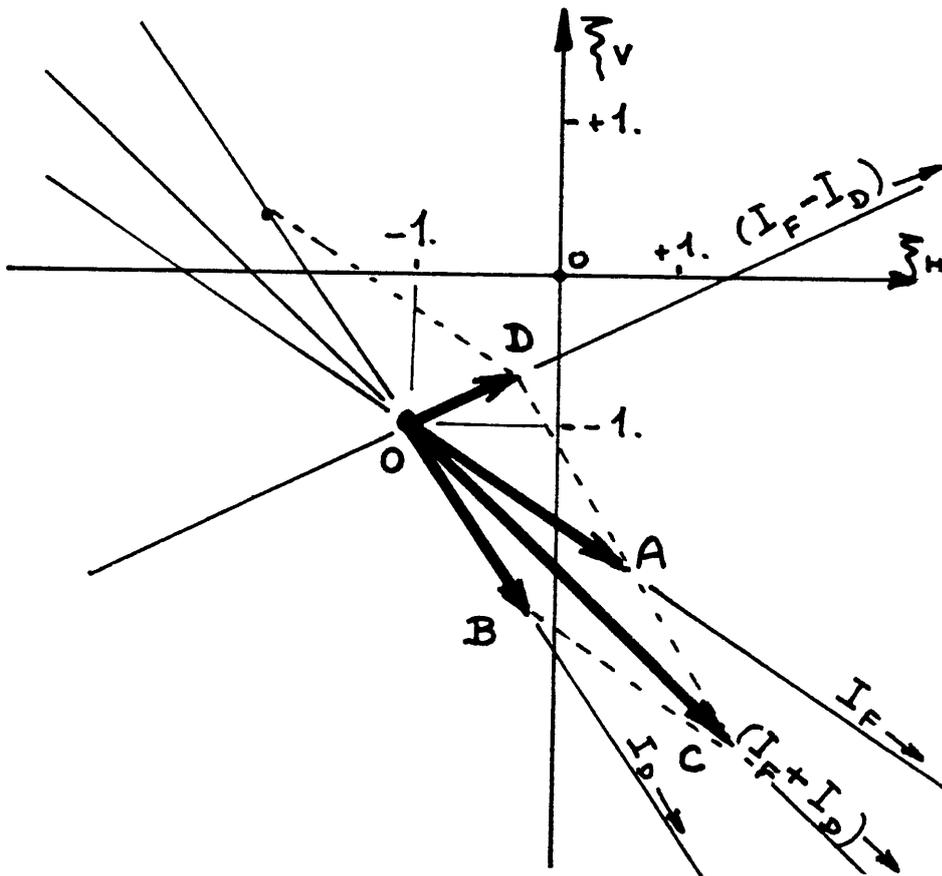


Fig. 24 Déplacement des points de fonctionnement sous l'effet des courants dans les enroulements polaires



partie nous filerions très vite, et le long de la deuxième diagonale, dans le diagramme des Q. Et c'est ce dernier phénomène qui sera compensé par la boucle en 8 dont nous parlerons dans un instant.

2.3 Solution "Standard" Ancienne par Courant Commun

Lorsque le même courant I passe dans les secteurs F et les secteurs D, les variations des paramètres de l'accélérateur en fonction de ce courant commun sont donnés par le tableau 3, pour les dérivées du premier ordre.

p (GeV/c)	10	22	24	26
$p\Delta Q_H/\Delta I$	0,053	0,052	0,052	0,050
$p\Delta Q_V/\Delta I$	0,052	0,045	0,044	0,043
$p\Delta\xi_H/\Delta I$	2,32	2,23	2,18	2,04
$p\Delta\xi_V/\Delta I$	-2,22	-2,12	-2,04	-1,93

Tableau 3 : Variations des paramètres machine pour un courant commun ΔI dans les enroulements F et D.

Ces coefficients représentent les coordonnées des vecteurs unitaires OC de la Fig. 24. Ils résultent d'une adaptation statistique entre des mesures expérimentales et les prédictions théoriques. Leur précision est de l'ordre de $\pm 5\%$.

2.4 Solution Actuelle avec trois Courants

2.4.1 Principe Général

Pour pouvoir accélérer de très fortes intensités de protons ($\geq 10^{13}$ ppi) il est nécessaire d'une part de maintenir des chromacités pratiquement nulles pendant l'accélération et d'autre part de contenir le point

de fonctionnement du diagramme des Q dans une petite zone loin des bandes de résonance.

Idéalement il faudrait pouvoir contrôler de façon indépendante les 4 paramètres Q_H , Q_V , ξ_V et ξ_V pour choisir le meilleur point de fonctionnement tout au long de l'accélération.

La possibilité d'obtenir rapidement un découplage entre des champs quadrupôlares et sextupôlares donnés par les PFW a été décrite dans (10) et (5).

Son principe découle de l'examen de la Fig. 24. Pour s'approcher du point de chromaticités nulles, il faut d'abord compenser la saturation pour s'approcher du point -1, -1 le long du vecteur OC, puis ajouter des courants ΔI_F et ΔI_D de signes opposés pour s'approcher du point 0,0 le long du vecteur OD cette fois.

Mais, transposés dans le diagramme des Q, ces variations ΔI_F et ΔI_D de valeurs sensiblement égales mais de signes opposés nous font nous éloigner très vite du bon point de fonctionnement, le long du vecteur OD.

L'idée consiste à ajouter un troisième enroulement qui a pour effet de ramener les Q à leurs valeurs de départ le long de la deuxième diagonale.

C'est le travail de la boucle en 8 mise en place en Février 1975.

2.4.2 La Boucle en 8

Une unité d'aimant est faite de deux demi unités dites secteur F et secteur D (Focalisant et Défocalisant), séparées heureusement

par une mince fente de 17 mm entre deux blocs d'aimant. La boucle en 8 consiste en 3 spires d'un câble rectangulaire (de 150 mm^2 de section) bobiné en sens inverse d'un secteur à l'autre en passant par la fente entre les secteurs F et D (Fig. 25).

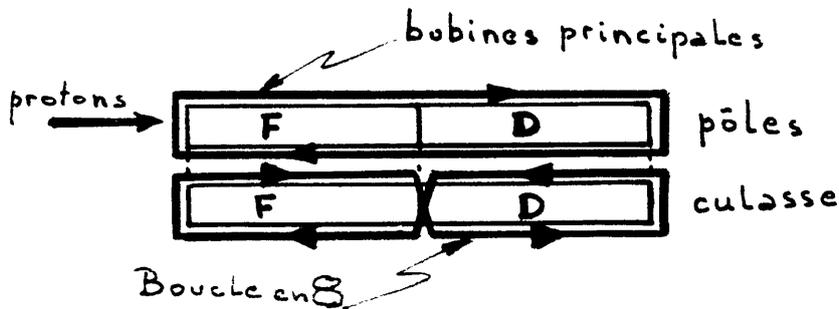


Fig. 25: La boucle en 8

Trois spires de câbles de 150 mm^2 ont pu être ainsi insérées, mais au prix de difficultés considérables avec une isolation minimale!

Cette boucle donne donc des champs égaux mais opposés dans les deux secteurs. Il suffit de régler son courant pour qu'il annule l'excès de gradient donné par les enroulements pôlaires afin que ceux-ci ne donnent plus que des variations de sextupôle.

En première approximation, cette boucle ne fait varier que les Q , ce qui permet un bon découplage. (Son effet sur les chromaticités est presque négligeable car il n'apparaît qu'à haute énergie par suite d'un phénomène secondaire de désaturation ou de sursaturation des pôles faisant alors varier le sextupôle créé par la saturation.)

Comme elle est formée de trois spires bobinées sur la culasse, le champ B_B qu'elle fournit en secteur D pour un courant I_B est, grosso modo

$$B_B = \left(\frac{B}{I}\right)_M \times \frac{3}{20} \eta_B I_B \quad (38)$$

où $\left(\frac{B}{I}\right)_M$ est le rapport entre le champ et le courant des 20 spires des bobines principales et où η_B est une efficacité. Le gradient correspondant est, loin de la saturation

$$G_B = 1,53 \cdot 10^{-4} \eta_B I_B \quad (39)$$

d'où, après les matrices (22), une première approximation de l'effet de la boucle en 8 :

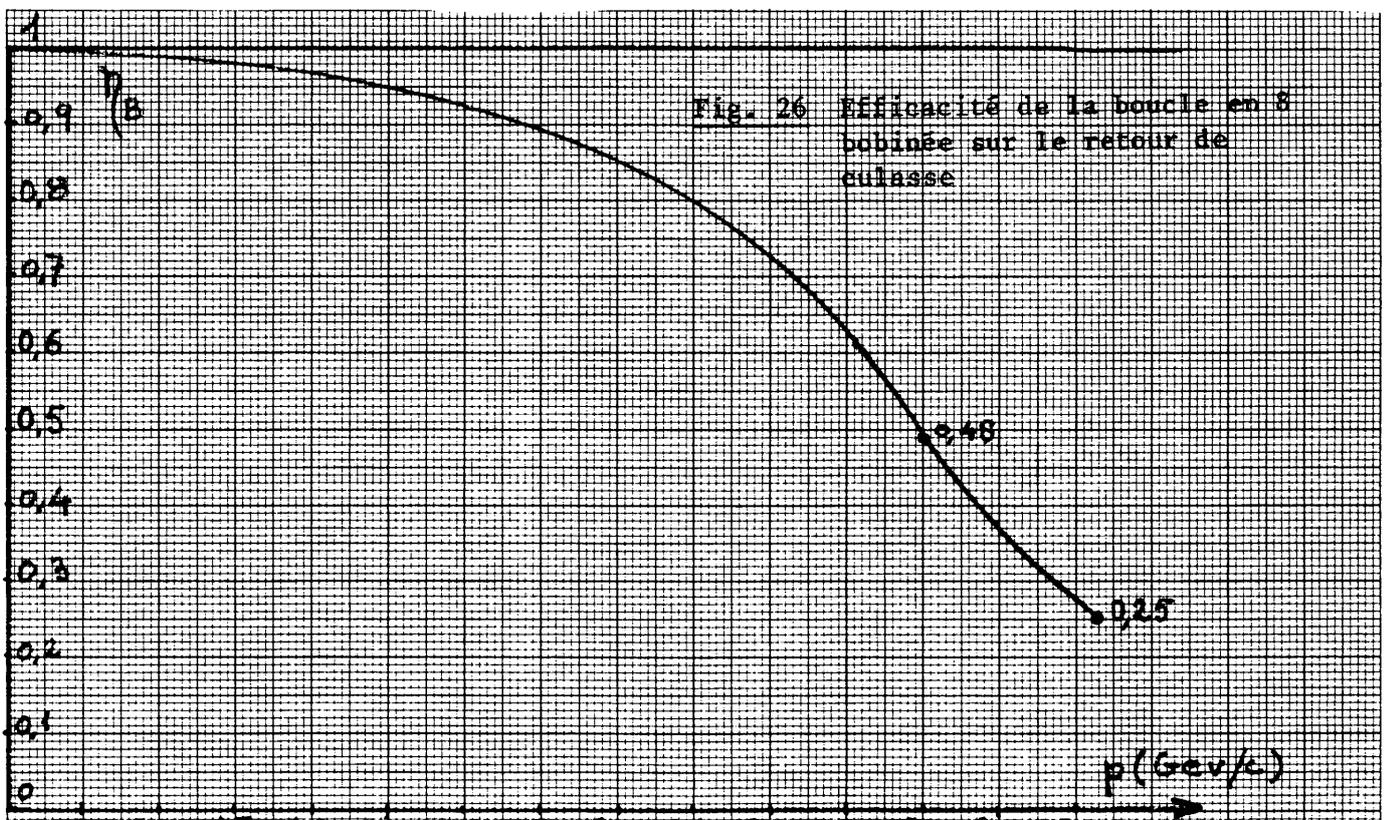
$$\begin{aligned} \Delta Q_H &= \frac{1}{p} 0,026 \eta_B \Delta I_B \\ \Delta Q_V &= -1,04 \Delta Q_H \end{aligned} \quad (40)$$

Cela signifie qu'à 10 GeV/c, où $\eta_B = 1$ par définition, il faut 100A pour faire varier Q_H de 0,26 et Q_V de -0,27.

Mais le grave problème est celui de l'effondrement de l'efficacité η_B à haute énergie.

En effet, pour aller vite, il a fallu bobiner ces spires sur le retour de culasse et non directement sur les pôles qui ne sont pratiquement pas accessibles. A champ élevé la saturation est telle que le flux créé par cette boucle ne passe pratiquement plus dans l'entrefer, mais dans l'air environnant!

La Fig. 26 montre la chute de cette efficacité qui tombe à 25% à 26,3 GeV/c, ce qui est considérable.



2.4.3 Découplage des Champs Quadrupôlares et Sextupôlares des Enroulements Pôlares

Les enroulements sont à leur tour alimentés séparément pour les secteurs F et les secteurs D. Nous avons donc trois alimentations programmant trois courants I_F , I_D et I_B (enroulements pôlares F, enroulements pôlares D et boucle en 8). D'où le nom de système à 3 courants donné à cette solution.

Le principe peut être décrit schématiquement ainsi :

- Le courant commun des PFW qui compense la saturation est I_S
- Pour s'approcher du point de chromaticités 0,0, il faut

$$\begin{cases} I_F = I_S + \Delta I \\ I_D = I_S - \Delta I \end{cases} \quad (41)$$

avec I valant autour de 2,5 A/GeV/c.

Dans ce cas les gradients G et les sextupôles S deviennent schématiquement (en fait la saturation n'est pas idéalement compensée):

$$G_F = G_0 + \Delta G_{\text{PFW}}$$

$$G_D = G_0 - \Delta G_{\text{PFW}}$$

$$S_F = \Delta S_{\text{PFW}}$$

$$S_D = - \Delta S_{\text{PFW}}$$

$$\text{avec } G_0 = B_0/0,243$$

En plus un dipôle apparaît suivant :

$$\Delta B_F = \delta B_0 + \delta B_{\text{PFW}}$$

$$\Delta B_D = \delta B_0 - \delta B_{\text{PFW}}$$

(42)

Si nous mettons maintenant du courant I_B dans la boucle, nous faisons apparaître dans les secteurs F et D les champs suivants :

$$\begin{cases} \text{en F : } \Delta B_B + \Delta G_B \\ \text{en D : } -\Delta B_B - \Delta G_B \end{cases}$$

avec $\Delta G_B = \Delta B_B / 0,243$

(Nous négligeons les effets de sursaturation et de désaturation des pôles dans cette approche schématique.) Nous nous arrangeons pour que $\Delta G_B = -\Delta G_{\text{PFW}}$. Alors le champ vu par les particules devient :

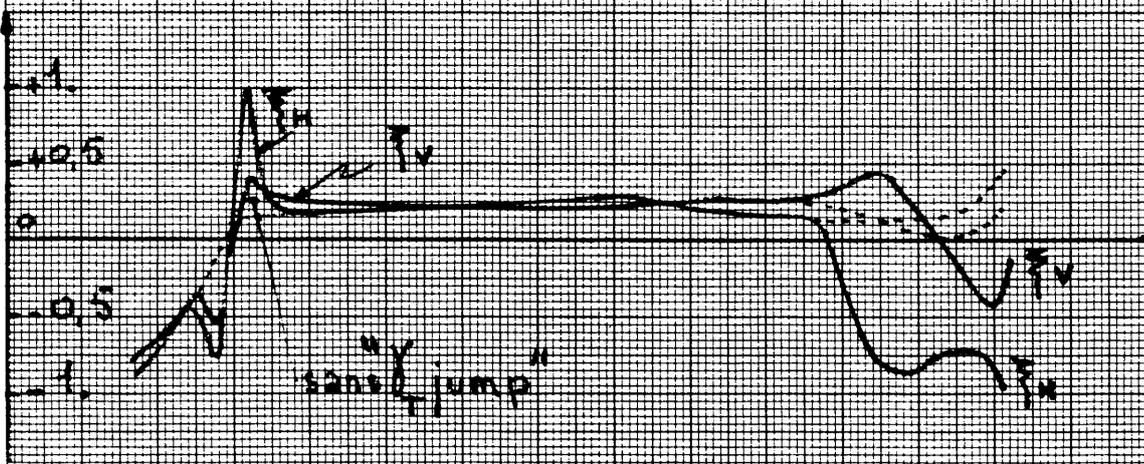
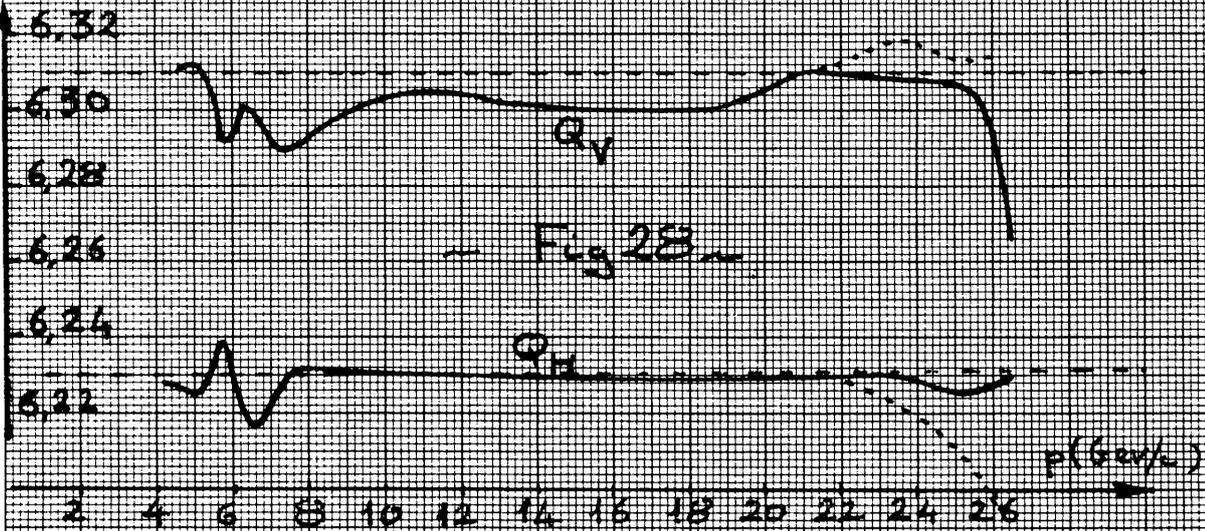
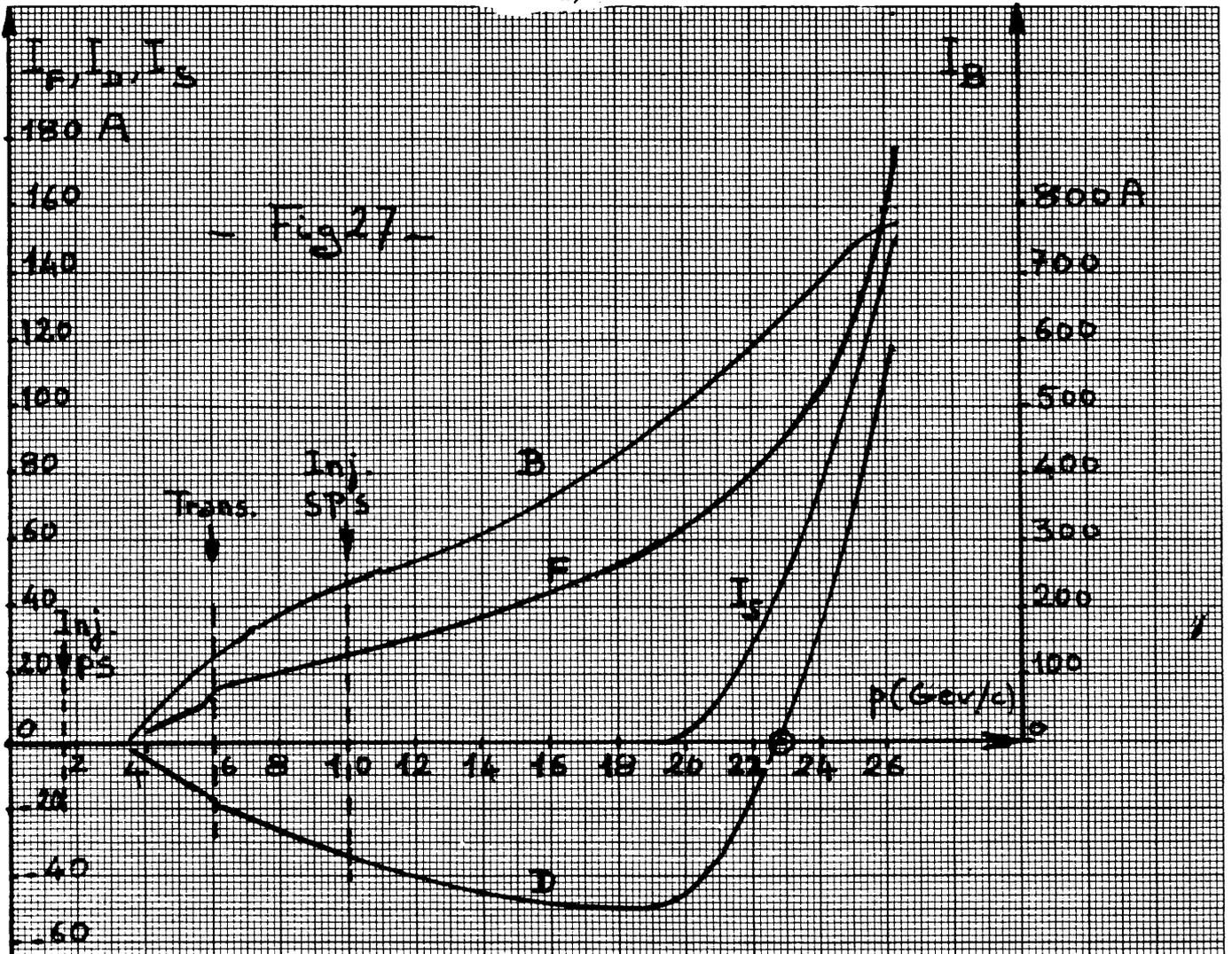
$$\begin{cases} \text{en F : } G_0 + \Delta S_{\text{PFW}} + (\delta B_0 + \delta B_{\text{PFW}} + \Delta B_B) \\ \text{en D : } G_0 - \Delta S_{\text{PFW}} + (\delta B_0 - \delta B_{\text{PFW}} - \Delta B_B) \end{cases} \quad (43)$$

C'est-à-dire un champ quadrupolaire naturel G_0 sur lequel se superposent les sextupôles alternés nécessaires pour rejoindre la zone des chromaticités nulles. Mais en contre partie, il reste un dipôle alterné que nous examinerons plus loin.

Ainsi nous disposons de trois paramètres (I_F, I_D, I_B) pour régler quatre variables (Q_H, Q_V, ξ_H, ξ_V). Il existe donc un couplage qui est de toute évidence $\Delta Q_V \approx -\Delta Q_H$ si nous voulons rester maîtres des chromaticités. Il se trouve par chance que ce couplage va dans un sens qui autorise un compromis qui n'est pas trop éloigné du point de fonctionnement idéal défini par les chiffres "magiques" : $Q_H = 6,23, Q_V = 6,31, \xi_H = \xi_V = 0!$

2.4.4 Premiers Résultats Expérimentaux avec un Système à 3 Courants Provisoires

Dès la mise en service de ce système en Mai 1976 avec des alimentations provisoires, la validité de son principe a été confirmé⁽¹⁴⁾. La Fig. 27 montre une première optimisation des 3 courants I_F, I_D et I_B pour obtenir une accélération avec des chromaticités autour de zéro afin d'accélérer sans pertes un faisceau de forte intensité dans des émittances acceptables sans avoir besoin ni d'octupôle pour amortir les instabilités



ni de sextupôle (au moins jusqu'à 22 GeV/c) pour régler les chromaticités⁽¹³⁾.

Ces fonctions sont provisoires, d'une part parce qu'elles n'ont pas encore été optimisées pour l'injection 800 MeV dans le CPS (les courants sont réglés à zéro pour l'instant au moment de l'injection) et d'autre part parce que les possibilités des alimentations pour I_D et I_B sont insuffisantes (provisoirement) pour maintenir le point du fonctionnement idéal autour de la pointe à haute énergie.

Néanmoins à ce jour (Juillet 76) ce système a permis* d'accélérer dans de bonnes conditions d'émittance et sans perte: $1,1 \cdot 10^{13}$ ppi à 10 GeV/c, pour l'injection SPS, $5 \cdot 10^{12}$ ppi à 26 GeV/c (remplissage ISR, physique à haute énergie) et près de 10^{13} ppi à 26 GeV/c avec l'appoint des octupôles déjà existants dans l'accélérateur juste pour passer la pointe à 26 GeV/c. Ces performances n'étaient pas possibles avant la mise en service de cet ensemble à 3 courants.

Nous noterons deux caractéristiques importantes sur les courbes de la Fig. 27. D'abord une certaine bosse à la transition, due à un petit saut très précis de chromaticités (de légèrement négatif à légèrement positif) pour éviter toute naissance d'instabilité^(13,14). Ensuite le passage précis par zéro de la fonction I_D , avec une forte pente, ce qui a réclamé l'adoption particulière d'une alimentation bipolaire; à cet instant, seul le sextupôle négatif créé par la saturation dans les secteurs D suffit pour avoir la bonne chromaticité. (Pour mémoire, la fonction I_S du courant unique standard compensant les effets de saturation est aussi indiquée.)

Ces règles ont permis de maintenir les Q et les ξ autour des valeurs idéales, au moins jusqu'à 22 GeV/c, comme on peut le voir sur la Fig. 28 extraites de la Réf. 14.

* avec les réglages optimisés par J. Gareyte et E. Brouzet

Sur ces courbes nous remarquons d'abord le saut de chromaticité à la transition très heureusement amplifié par l'action du " γ_T jump"⁽¹⁴⁾ Ensuite les chutes rapides au-delà de 22 GeV/c dues à la perte d'efficacité de la boucle en 8 (cf. Fig. 26) qui ne permet plus le réglage au point de fonctionnement idéal. Les chromaticités pourraient être rétablies alors aux valeurs 0,0 grâce aux lentilles sextupôlaires du CPS (traits poitillés).

Ces courbes sont à comparer avec les anciennes valeurs de la Fig. 23 obtenues avec la fonction standard I_S .

2.4.5 Le Problème du Dipôle

Nous avons vu au § 2.4.1 (Eq. 39) qu'il nous restait un dipôle ($\delta B_{\text{PFW}} + \Delta B_B$) qui s'alternait en passant d'un secteur F à un secteur D, présentant ainsi une ondulation à la fréquence de 50 par tour.

Essayons d'évaluer les ordres de grandeur de ces ondulations parasites. D'abord le champ dipolaire produit par le courant PFW correspond à (voir Eq. 28):

$$\delta B_{\text{PFW}} = \mp \Delta I \cdot 10^{-4} \approx \mp 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ p} \quad (\text{suivant (42)})$$

(avec le signe supérieur pour les secteurs F et le signe inférieur pour les secteurs D).

Puis le champ dipolaire produit par le courant de boucle I_B vaut $\Delta B_B = \Delta G_B \cdot 0,243$; or pour l'annulation de ΔG , il fallait que ΔG_B soit opposé à ΔG_F ; d'où $\Delta B_B = \mp \Delta G_F \cdot 0,243$ ce qui d'après (28) et (43) donne finalement :

$$\Delta B_B \approx \mp 7,3 \cdot 10^{-4} \text{ p}$$

Il en résulte le champ dipolaire parasite alterné en F et D décrit dans (43) que nous appellerons $\delta \tilde{B}_O = \delta B_{\text{PFW}} + \Delta B_B$ et dont l'ordre de grandeur est :

$$\delta \tilde{B}_0 \approx \mp 9,7 \cdot 10^{-4} p \rightarrow 2 \cdot 10^{-2} B_0 \text{ (car } p \approx 21 \text{ B) .}$$

D'où la valeur relative de l'oscillation (pour une accélération à chromaticités nulles) :

$$\frac{\delta \tilde{B}_0}{B_0} \approx 2\%$$

(44)

En présence d'un tel champ, la trajectoire d'orbite formée va être une trajectoire ondulée à la fréquence de 50 périodes par tour. Mais lorsque le "contrôle de faisceau" est en service la valeur moyenne de cette trajectoire va rester sur l'axe où $\overline{\Delta R} = 0$.

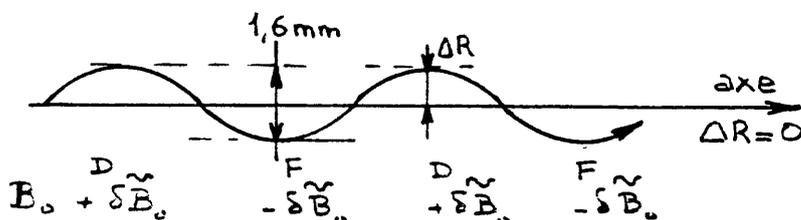


Fig. 29

Orbite "ondulée"

Nous montrons dans la Réf. (5) deux points: D'abord que l'ondulation crête à crête de cette nouvelle orbite fermée vaut :

$$2 \Delta \tilde{R} = 8 \cdot 10^{-2} \frac{\delta \tilde{B}_0}{B_0}$$

(45)

ce qui donne 1,6 mm crête à crête pour un $\frac{\delta \tilde{B}_0}{B_0}$ de 2%.

Ensuite que le champ B équivalent lorsque $\delta \tilde{B} = 0$ et qui demeurerait des particules ayant la même impulsion p que lorsque le champ vaut $B \pm \delta \tilde{B}_0$, est donné par

$$B = \frac{1}{2} \left[B_F (1 + k) + B_D (1 - k) \right]$$

(46)

où B_F et B_D sont les champs respectivement dans les secteurs F et D et où

$$k = \frac{0,243}{R\bar{\alpha}} \cdot \frac{L_F - L_D}{L_F + L_D} = 0,091 \quad (47)$$

(L_F et L_D sont les "longueurs magnétiques" des secteurs F et D.)
 (Cette formule permet de recalibrer un nouveau train d'impulsions B avec boucle en 8 en service, et engendré par deux bobines, une en F, une en D, mises en série avec les atténuateurs convenables. Mise en service: février 1976.)

Nous supposons que l'ondulation de $\pm \Delta\hat{R} \approx \pm 0,8$ mm restera peu décelable. En effet c'est bien ce qui se passe dans un synchrotron normal lorsqu'une orbite est décalée artificiellement en changeant p grâce à la radiofréquence, et aucun effet dangereux n'a été constaté sur des orbites fermées décalées. Pour avoir une ondulation équivalente sur le synchrotron normal, sans boucle en 8, il suffirait de déplacer l'orbite d'un $\Delta R = 0,243 \frac{\delta B_0}{B_0}$, soit environ 4,7 mm, ce qui se fait tous les jours sans incident. Nous en concluons que l'ondulation de champ inhérente au principe de ce système n'est pas dangereuse.

2.4.6 Matrices de Fonctionnement

Finalement l'effet des trois courants peut être représenté sous forme matricielle, pour les variations au premier ordre

a) Hors saturation ($p \leq 15$ GeV/c)

$$p \begin{pmatrix} \Delta Q_H \\ \Delta Q_V \\ \Delta \xi_H \\ \Delta \xi_V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,131 & -0,079 & -0,0257 \\ -0,079 & 0,131 & 0,0267 \\ 1,48 & 0,84 & 0 \\ -1,04 & 1,18 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta I_F \\ \Delta I_D \\ \Delta I_B \\ - \end{pmatrix} \quad (48)$$

Cette matrice étant de forme 3 x 4, elles possèdent 4 inverses avec quatre équations de couplage. Nous indiquerons la matrice inverse la plus usuelle :

$$\frac{1}{P} \begin{pmatrix} \Delta I_F \\ \Delta I_D \\ \Delta I_B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1,352 & 0,962 \\ 0 & -1,192 & -1,696 \\ -38,86 & 10,54 & 10,10 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta Q_H \\ \Delta \xi_H \\ \Delta \xi_V \end{pmatrix} \quad (49)$$

avec le couplage :

$$\Delta Q_V = -1,037 \Delta Q_H + 0,018 \Delta \xi_H - 0,028 \Delta \xi_V \quad (50)$$

A titre d'exemple, si nous voulons passer de l'ancien point de fonctionnement

$$Q = \begin{pmatrix} 6,246 \\ 6,298 \end{pmatrix} \xi = \begin{pmatrix} -1, \\ -1, \end{pmatrix} \text{ à } 10 \text{ GeV/c au nouveau}$$

point

$$Q = \begin{pmatrix} 6,231 \\ 6,305 \end{pmatrix} \xi = \begin{pmatrix} 0,16 \\ 0,18 \end{pmatrix}, \text{ cela demanderait une}$$

variation :

$$\Delta Q_H = -0,015$$

$$\Delta \xi_H = +1,16$$

$$\Delta \xi_V = +1,18. \text{ En mettant ces valeurs dans}$$

la matrice (49) nous obtiendrions:

$$I_F = 27. \quad I_D = -34. \quad I_B = 258A$$

$$\text{et } \Delta Q_V = 0,004 \text{ soit } Q_V = 6,302$$

b) p = 24 GeV/c

$$P \begin{vmatrix} \Delta Q_H \\ \Delta Q_V \\ \Delta \xi_H \\ \Delta \xi_V \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0,125 & -0,073 & -0,0130 \\ -0,076 & 0,120 & 0,0132 \\ 1,40 & 0,78 & 0,0045 \\ -0,97 & -1,07 & 0,0055 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \Delta I_F \\ \Delta I_D \\ \Delta I_B \\ - \end{vmatrix} \quad (51)$$

avec son inverse :

$$\frac{1}{p} \begin{vmatrix} \Delta I_F \\ \Delta I_D \\ \Delta I_B \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0,784 & 1,227 & 0,841 \\ -1,041 & -1,021 & -1,608 \\ -53,45 & 17,50 & 17,08 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \Delta Q_H \\ \Delta \xi_H \\ \Delta \xi_V \end{vmatrix} \quad (52)$$

et son couplage :

$$\Delta Q_V = -1,017 \Delta Q_H + 0,016 \Delta \xi_H - 0,040 \Delta \xi_V \quad (53)$$

L'ancien point de fonctionnement était $Q = \begin{pmatrix} 6,276 \\ 6,259 \end{pmatrix}$, $\xi = \begin{pmatrix} -1,4 \\ -0,4 \end{pmatrix}$

avec $I_S = 75$ A dans tous les enroulements polaires. Le nouveau point est

$Q = \begin{pmatrix} 6,230 \\ 6,307 \end{pmatrix}$ et $\xi = \begin{pmatrix} -0,7 \\ +0,25 \end{pmatrix}$. Mais les incertitudes sur les chiffres sont

assez grandes. Quoi qu'il en soit, la matrice (52) donnerait :

$\Delta I_F = 32A$ soit $I_F = 107A$, $\Delta I_D = -41A$ soit $I_D = +32A$ et $I_B = 630A$

c) $p = 26,3$ GeV/c (pointe maximale)

A cette énergie les efficacités tombent assez vite

$$p \begin{vmatrix} \Delta Q_H \\ \Delta Q_V \\ \Delta \xi_H \\ \Delta \xi_V \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0,125 & -0,075 & -0,0073 \\ -0,079 & 0,122 & 0,0073 \\ 1,28 & 0,73 & 0,0035 \\ -0,91 & -1,00 & 0,0045 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \Delta I_F \\ \Delta I_D \\ \Delta I_B \\ - \end{vmatrix} \quad (54)$$

avec son inverse

$$\frac{1}{p} \begin{vmatrix} \Delta I_F \\ \Delta I_D \\ \Delta I_B \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1,133 & 1,268 & 0,841 \\ 1,489 & -1,010 & -1,626 \\ -101,58 & 31,88 & 30,90 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \Delta Q_H \\ \Delta \xi_H \\ \Delta \xi_V \end{vmatrix} \quad (55)$$

et son couplage

$$\Delta Q_V = -1,018 \Delta Q_H + 0,011 \Delta \xi_H - 0,037 \Delta \xi_V \quad (56)$$

(Les matrices détaillées pour toutes les énergies sont disponibles pour l'opération du CPS.)

2.4.7 Caractéristiques des circuits et limitations du système

Les caractéristiques électriques sont indiquées sur le tableau 7

Circuit	F	D	Boucle en 8
Branchement	2 branches en parallèle	2 branches en parallèle	3 spires en série sur chaque secteur
R (Ω à chaud)	3,1 (2,7 nouveaux)	3,1 (2,7 nouveaux)	0,6
L (mH)	24	24	22
\bar{M} avec PS (mH)	0,3 à 7 à 26 GeV/c	0,3 à 7 à 26 GeV/c	$\approx 0,1$ à 7
\bar{I} efficace (A)	144 (ancien ≈ 160 nouveaux)	144 (ancien ≈ 160 nouveaux)	365

Tableau 7 : Caractéristiques des 3 circuits

Les limites sont surtout imposées par les courants efficaces qui peuvent limiter la longueur des plateaux à 24 GeV/c. Mais comme il y a une certaine liberté sur le choix des chromaticités pour les ejections lentes, il est très difficile de définir une contrainte bien précise. Les limites viendront plutôt des alimentations choisies.

Quant au courant efficace supportable par les enroulements polaires, il dépend de la qualité géométrique de la fabrication, c'est-à-dire que les nappes se refroidissent d'autant mieux qu'elles sont mieux plaquées au contact du fer des pôles. C'est pourquoi il faut espérer que les nouvelles nappes à venir supporteront au moins 80A⁽¹⁰⁾ par branche d'enroulements polaires (soit le double pour un circuit à 2 branches parallèles). Un système de connecteurs permet de revenir à l'ancien branchement de la Fig. 22 si nécessaire.

2.5 Projet pour une solution finale à 5 courants

2.5.1 Principe général

Il a été proposé⁽⁵⁾ d'augmenter les possibilités du système en coupant les nappes d'enroulements polaires en 2 circuits électriquement différents. Les trois conducteurs actifs du côté large ("Wide") de l'entrefer formant le circuit W et les dix autres conducteurs du côté étroit ("Narrow") forment le circuit N, et cela pour les secteurs F comme pour les secteurs D.

Cette solution a l'avantage de rester compatible avec les enroulements actuels en remettant les circuits W et N en série par un simple portage électrique. La boucle en 8 resterait utilisée telle qu'elle est déjà montée.

Il y aurait donc 5 courants variables dénommés

$$I_{FW}, I_{FN}, I_{DW}, I_{DN}, I_B$$

Nous ne reprendrons pas l'exposé détaillé déjà décrit dans (5). Si ce projet est exécuté, il fera l'objet d'un rapport spécial au moment de sa mise en service.

2.5.2 Champ magnétique

La césure entre les conducteurs 3 et 4, donc pratiquement sur l'axe de l'orbite centrale, a l'avantage de permettre un découplage presque parfait entre sextupôle et quadrupôle. Malheureusement elle introduit des termes d'ordres supérieurs très importants qu'il faudra apprendre à manier.

Nous définissons un courant de "trimming" balancé I_T entre les circuits de gauche (W) et de droite (N) ainsi :

$$I_T = \frac{1}{2} (I_W - I_N) \quad (57)$$

Ainsi, ce courant de "trimming" apporte les multipôles supplémentaires suivants (en plus des multipôles "normaux" définis par les équations (28) et (29)), définis par Ampère de "trimming" gauche-droite :

$$\left\{ \begin{array}{l} a_1 = (\text{dipôle}) : 6,5 \cdot 10^{-5} T/A_T \\ a_2 = (\text{gradient}) : 7 \cdot 10^{-5} T_m^{-1}/A_T \\ a_3 = (\text{sextupôle}) : -5 \cdot 10^{-2} T_m^{-2}/A_T \\ a_4 = (\text{octupôle}) : -1,6 T_m^{-3}/A_T \\ a_5 = (\text{décapôle}) : 65 T_m^{-4}/A_T \\ a_6 = (\text{dodécapôle}) : 7500 T_m^{-5}/A_T \end{array} \right.$$

Les conventions de signe sont les mêmes que celles décrites aux paragraphes 2.2.1 et suivant.

2.5.3 Optimisation du champ avec 4 termes multipôlaire seulement

Le problème se pose de trouver les valeurs de sextupôle et d'octupôle moyens pouvant représenter tant bien que mal un tel champ dans un espace donné. L'étude a été faite par M. Gyr⁽¹²⁾.

A l'intérieur d'un cercle dans le plan x, y il n'y a pas de meilleur "fit" que la décomposition de Taylor avec les dérivées à l'origine.

Mais nous sommes plus intéressés par le meilleur "fit" à l'intérieur d'une ellipse deux fois plus large que haute, suivant la coupe de la chambre à vide du PS.

Alors la meilleure optimisation du champ créée par un Ampère de "trimming", en arrêtant le développement à l'octupôle, devient : $S = -4,6 \cdot 10^{-2} T_m^{-2}/A_T$ et $O = -1,15 T_m^{-3}/A_T$.

2.5.4 Matrices de fonctionnement

L'effet du "trimming" seul peut être représenté par des matrices carrés 4 x 4, facilement inversables, et définies ainsi :

$$P \begin{vmatrix} \Delta Q_H \\ \Delta Q_V \\ \Delta \xi_H \\ \Delta \xi_V \end{vmatrix} = |Q| \begin{vmatrix} \Delta I_{FN} \\ \Delta I_{FW} \\ \Delta I_{DN} \\ \Delta I_{DW} \end{vmatrix} \quad (49)$$

a) Hors saturation $p \leq 15$ GeV/c

$$P \begin{vmatrix} \Delta Q_H \\ \Delta Q_V \\ \Delta \xi_H \\ \Delta \xi_V \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0,06471 & 0,06628 & -0,03523 & -0,04377 \\ -0,03458 & -0,04442 & 0,06417 & 0,06683 \\ 1,7909 & -0,3109 & 1,0416 & -0,2016 \\ -1,222 & 0,1820 & -1,4866 & 0,3066 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \Delta I_{FN} \\ \Delta I_{FW} \\ \Delta I_{DN} \\ \Delta I_{DW} \end{vmatrix} \quad (59)$$

avec son inverse :

$$\frac{1}{P} \begin{vmatrix} \Delta I_{FN} \\ \Delta I_{FW} \\ \Delta I_{DN} \\ \Delta I_{DW} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 4,083 & 2,456 & 0,8901 & 0,6329 \\ 21,853 & 14,074 & -0,8750 & -0,5234 \\ 2,2957 & 4,1584 & -0,7210 & -1,0527 \\ 14,433 & 21,596 & 0,5713 & 0,9904 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \Delta Q_H \\ \Delta Q_V \\ \Delta \xi_H \\ \Delta \xi_V \end{vmatrix} \quad (60)$$

L'octupôle, en F ou en D, est donné par* :

$$O_{F,D} = 1,02 \Delta I_{T(F,D)} \quad (61)$$

Pour connaître les courants de "trimming" nécessaires nous procédons en deux étapes :

i) connaissance d'un point de fonctionnement avec le système à trois courants I_F , I_D , I_B (voir Fig. 27 et 28 et § 2.4.6)

* L'octupôle est positif lorsqu'il augmente le champ dans le même sens que le gradient du secteur considéré.

- ii) les variations ΔQ et $\Delta \xi$ pour avoir un nouveau point de fonctionnement donnent les variations de courant par l'équation 60. Alors $I_{FN} = I_F + \Delta I_{FN}$, $I_{FW} = I_F + \Delta I_{FW}$, $I_{DN} = I_D + \Delta I_{DN}$, $I_{DW} = I_D + \Delta I_{DW}$. Nous ne considérons ici que des variations à I_B constant, afin d'avoir des matrices carrées facilement inversables.

Exemple à 10 GeV/c:

Nous avons trouvé au § 2.4.6 un point de fonctionnement

$$Q = \begin{pmatrix} 6,231 \\ 6,305 \end{pmatrix}, \quad \xi = \begin{pmatrix} 0,16 \\ 0,18 \end{pmatrix}$$

avec $I_F = 27$, $I_D = -34$, $I_B = 245$. Nous pouvons alors nous poser deux questions :

- i) quel "trimming" faudrait-il pour remplacer le courant de boucle? Si nous faisons $I_B = 0$, cela équivaut à mettre $\Delta I_B = -245A$ dans la matrice (48). Les ΔQ et $\Delta \xi$ obtenus sont ensuite mis dans la matrice (60) et nous obtenons les courants de "trimming" équivalents à la suppression de la boucle en 8 à 10 GeV/c.

Tout calcul fait nous obtenons :

$$\Delta I_{FN} = 10,68 \quad \Delta I_{FW} = 50,98 \quad \Delta I_{DN} = -12,20 \quad \Delta I_{DW} = -46,95$$

Ce qui fait que les cinq courants deviennent :

$$I_{FN} = 37,7 \quad I_{FW} = 78 \quad I_{DN} = -46,2 \quad I_{DW} = -81, \quad I_B = 0$$

Les octupôles sont alors

$$O_F = 1,02 (78 - 37,7) \frac{1}{2} = 20,5$$

$$O_D = 1,02 (-81 + 46,2) \frac{1}{2} = -17,7$$

Dans un tel cas le "trimming" atteint 35% ce qui est la limite tolérable.

- ii) comment faire un saut de chromaticité seule?

Si nous voulons faire $\Delta \xi_n = 0,5$ seule, nous mettons cette valeur dans la matrice (60) et nous obtenons :

$$\Delta I_{FN} = 4,45, \quad \Delta I_{FW} = -4,37, \quad \Delta I_{DN} = -3,6, \quad \Delta I_{DW} = +2,85$$

Ce qui fait que les cinq courants deviennt :

$$I_{FN} = 31,45, \quad I_{FW} = 22,63, \quad I_{DN} = -37,60, \quad I_{DW} = -31,15, \quad I_B = 245.$$

Les octupôles sont alors :

$$O_F = 1,02 (-4,37 - 4,45) \frac{1}{2} = -4,5$$

$$O_D = 1,02 (+2,85 + 3,6) \frac{1}{2} = +2,3$$

Ici le "trimming" est faible, donc très acceptable (15%) ce qui montre que ce système permet facilement de bonnes variations de chromaticité.

Nous pouvons remarquer que la matrice (59) redonne la matrice (48) pour le fonctionnement à trois courants car alors $I_{FN} = I_{FW}$ etc... Ainsi les termes (i, j) de la matrice (48) sont simplement la somme des termes (i, j) + (i, j+1) de la matrice (59).

De même nous retrouvons les termes pour le fonctionnement en courant unique commum du tableau 3, dont les termes de la ligne (i) sont la somme des termes (i, j) + (i, j+1) de la matrice (48) à 3 courants. A fortiori ils sont la somme des termes (i, j)+(i,j+1)+(i, j+2)+(i, j+3) de la matrice (59) à cinq courants.

b) p = 24 GeV/c

$$p \begin{array}{l} \Delta Q_H \\ \Delta Q_V \\ \Delta \xi_H \\ \Delta \xi_V \end{array} = \begin{array}{cccc} 0,06376 & 0,06124 & -0,03488 & -0,03814 \\ -0,03644 & -0,03956 & 0,06050 & 0,05950 \\ 1,6176 & -0,2716 & 0,9533 & -0,1733 \\ -1,1229 & 0,1529 & -1,3129 & 0,3429 \end{array} \begin{array}{l} \Delta I_{FN} \\ \Delta I_{FW} \\ \Delta I_{DN} \\ \Delta I_{DW} \end{array}$$

et son inverse

$$\frac{1}{p} \begin{array}{l} \Delta I_{FN} \\ \Delta I_{FW} \\ \Delta I_{DN} \\ \Delta I_{DW} \end{array} = \begin{array}{cccc} 3,2261 & 1,0917 & 0,9277 & 0,63828 \\ 23,833 & 15,923 & -0,9647 & -0,5996 \\ 3,6909 & 6,5187 & -0,7309 & -1,090 \\ 14,069 & 21,434 & 0,670 & 1,1005 \end{array} \begin{array}{l} \Delta Q_H \\ \Delta Q_V \\ \Delta \xi_H \\ \Delta \xi_V \end{array} \quad (63)$$

avec les octupôles : $0 = 1,0 \Delta I_T$ (64)

c) $p = 26 \text{ GeV}/c$

$$P \begin{vmatrix} \Delta Q_H \\ \Delta Q_V \\ \Delta \xi_H \\ \Delta \xi_V \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0,06464 & 0,06036 & -0,03709 & -0,03791 \\ -0,03947 & -0,03953 & 0,06228 & 0,05972 \\ 1,5849 & -0,2849 & 0,9090 & -0,1690 \\ -1,0711 & 0,1511 & -1,3013 & -0,2913 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \Delta I_{FN} \\ \Delta I_{FW} \\ \Delta I_{DN} \\ \Delta I_{DW} \end{vmatrix} \quad (65)$$

et son inverse :

$$\frac{1}{P} \begin{vmatrix} \Delta I_{FN} \\ \Delta I_{FW} \\ \Delta I_{DN} \\ \Delta I_{DW} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 4,3508 & 2,2857 & 0,9482 & 0,6477 \\ 23,291 & 15,0863 & -1,0132 & -0,6496 \\ 2,6090 & 5,0203 & -0,7361 & -1,1167 \\ 15,5716 & 23,006 & 0,7236 & 1,1627 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \Delta Q_H \\ \Delta Q_V \\ \Delta \xi_H \\ \Delta \xi_V \end{vmatrix} \quad (66)$$

avec les octupôles :

$$0 = 0,98 \Delta I_T \quad (67)$$

Exemple à 26,3 GeV/c :

A l'énergie de pointe (26,3 GeV/c) le système à trois courants nous donnait, d'après les Figs. 27 et 28 :

$$Q = \begin{pmatrix} 6,221 \\ 6,264 \end{pmatrix} \text{ et } \xi = \begin{pmatrix} -1,0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

avec les courants : $I_F = 179$, $I_D = 118$, $I_B = 762$.

Le manque d'efficacité du courant de boucle ne permettait pas d'atteindre le point de fonctionnement idéal

$$Q = \begin{pmatrix} 6,23 \\ 6,31 \end{pmatrix} \text{ et } \xi = \begin{pmatrix} +0,2 \\ +0,2 \end{pmatrix}$$

Quel "trimming" permettrait alors d'atteindre ce point recherché?

Pour cela nous mettons dans la matrice (66) les valeurs : $\Delta Q_H = 0,009$, $\Delta Q_V = 0,046$, $\Delta \xi_H = 1,2$, $\Delta \xi_V = 0,2$, et nous obtenons les courants totaux :

$I_{FN} = 216$, $I_{FW} = 167,4$, $I_{DN} = 95,6$, $I_{DW} = 178,5$, $I_B = 762$ avec les octupôles (Eq. 67) :

$$O_F = -23,8 \text{ Tm}^{-3}$$

$$O_D = +40,6 \text{ Tm}^{-3}$$

Le "trimming" atteint ici 30% ce qui est la limite juste acceptable, compte tenu des multipôles parasites élevés qui apparaissent alors. En effet, nous voyons sur le tableau 1 que les octupôles ainsi créés sont du même ordre de grandeur que ceux engendrés par la saturation, mais alternés.

2.5.5 Caractéristiques des circuits et limitations du système

Les caractéristiques électriques sont indiquées sur le tableau 10. Les deux valeurs pour chaque mutuelle inductance (M) correspondent respectivement à la valeur avant saturation ($p < 18 \text{ GeV/c}$) et à la valeur à haute énergie ($\simeq 26 \text{ GeV/c}$).

Il s'agit là aussi d'inductances mutuelles relatives, telles que les tensions induites soient :

$$U_i = M_{ij} \frac{dI_j}{dt}.$$

Circuit	FN	FW	DN	DW	Boucle
Branchement	2 branches en parall.	2 branches en parall.	2 branches en parall.	2 branches en parall.	3 spires en série sur chaque secteur
R (Ω à chaud)	1,87	0,83	1,87	0,83	0,6
L (mH)	17.	2	17	2	22.
M avec PS (mH)	-8,7 à + 0,5	+9 à + 6,2	-8,7 à 0,5	+9 à 6,2	\simeq 0. à 7.
M entre circuits (mH)	entre W et N: DN: -1,3 à 0	-2 à + 1,5; DW: +1,3 à 0	Boucle avec: FN:+1,3 à 0		FW: -1,3 à 0
I efficace (A)	160	160	160	160	365

TABLEAU 10: Caractéristiques électriques des 5 circuits (avec les câblages)

Comme cela a déjà été dit au § 2.2.5, les limites sont surtout imposées par les courants efficaces qui peuvent limiter la longueur des plateaux à 24 GeV/c. Il est donc difficile de définir à l'avance une contrainte bien précise.

Quant au courant efficace par branche, il est pris ici égal à 80 A car les nappes seront d'une nouvelle fabrication. Mais un courant de 100 A (soit 200 par circuit) n'est pas à exclure, compte tenu de la fabrication améliorée des nouvelles nappes qui seront en service en 1979.

Nous voyons maintenant que, pour chaque circuit, l'inductance mutuelle avec l'aimant principal PS n'est plus compensée et devient très élevée. C'est là une des difficultés de ce système. En effet, autour de l'injection à 800 MeV, lorsque le \dot{B} varie assez vite, des tensions variant rapidement entre 0 et 70V apparaîtront dans les circuits et devront être immédiatement annulées par les alimentations pour maintenir les courants des enroulements polaires stables à moins de cent milliampères près, à des fréquences de l'ordre de 100 à 1000 Hz. Des alimentations adéquates ont été étudiées pour cela.

3. Conclusions Générales

Les premiers résultats obtenus au début de 1975 avec le système à trois courants provisoire ont été très satisfaisants⁽¹⁴⁾ et le point de fonctionnement correct a pu être maintenu jusque vers 22 GeV/c. Ainsi il ne semble pas que ce système, en lui-même, introduise des limitations pour accélérer plus de 10^{13} ppi à 10 GeV/c pour l'injection dans le SPS.

A haute énergie, pour les ISR et la physique à 25 GeV, ce système permet d'accélérer dans de bonnes conditions les $5 \cdot 10^{12}$ ppi demandés jusqu'ici. Mais la perte d'efficacité de la boucle en 8 ne permet plus d'assumer le point de fonctionnement idéal qui serait nécessaire si des intensités de l'ordre de 10^{13} ppi étaient exigées à haute énergie, ce qui n'est pas prévu pour l'instant.

Une amélioration serait donc nécessaire uniquement si des intensités de 10^{13} ppi venaient à être exigées dans l'avenir pour des énergies supérieures à 24 GeV/c. Cela pourrait être obtenu en passant au système à 5 courants, mais avec les difficultés relatives aux tensions induites à l'injection déjà mentionnées, à la présence d'octupôles imposés, et aussi celles relatives à un système de contrôle adéquat et dont nous n'avons pas parlé dans cette note.

La possibilité d'améliorer l'efficacité de la boucle en 8 a été écartée jusqu'ici car il faudrait alors la bobiner directement sur les pôles, ce qui entraînerait des difficultés considérables de montage et d'installation, vu le manque de place. Mais une telle éventualité n'est pas à exclure totalement.

Quoi qu'il en soit, un ensemble complet de nouvelles nappes polaires déjà coupées en deux circuits W et N (ou gauche et droite) est en cours de fabrication pour être totalement installé en 1979, donnant ainsi la possibilité d'un système à 5 courants, s'il était décidé plus tard de commander les alimentations et les systèmes de contrôle pour un tel complexe.

En même temps, un ensemble de 3 nouvelles alimentations, avec leur réserve adéquate, a aussi été commandé pour remplacer les alimentations provisoires du système à 3 courants et ainsi consolider et améliorer cet ensemble déjà en service. Si aucune autre décision n'était prise d'ici là, ces trois alimentations commandées seraient mises en service en 1979 sur les nouvelles nappes polaires. Un simple potage électrique à un panneau général d'interconnexion permettra de mettre simplement en série les circuits W et N (ou gauche et droite), afin de ramener à volonté le système à 5 courants à un système classique à 3 courants ou même à un seul courant en circuit unique en cas d'urgence. Dans tous les cas, il est probable que des essais avec un système à 5 courants pourraient être conduits en 1979 afin de vérifier son éventuelle utilité future.

Remerciements

Il serait difficile de donner ici la liste complète des personnes qui ont collaboré de près ou de loin à cette étude et à ce projet. En priant les personnes non-citées de m'excuser, je mentionnerai particulièrement : pour les études générales M. Gyr, R. Holsinger, P. Lefèvre et J. Gareyte, pour les mesures magnétiques C. Mazeline, pour le nouveau train d'impulsion B, I. Kamber et J. Bleeker, pour l'étude des nappes, J. Gruber et A. Dind, pour l'installation de la boucle en 8, U. Jacob et L. Jeannerot, pour les systèmes de contrôle de l'opération, R. Débordes, J.P. Potier et V. Schou, pour les alimentations électriques, G. Héritier, D. Cornuet, F. Rohner et J. Guillet, pour la mise en opération E. Brouzet et enfin pour leur soutien à ce projet les chefs de groupe C. Germain, R. Mosig et D. Dekkers ainsi que le chef de la division G.L. Munday.

Références

1. Mesures de C. Mazeline
2. "A selection of formulae and data useful for the design of A.G. synchrotrons", C. Bovet, R. Gouiran, I. Gumowski, K.H. Reich, CERN/MPS/SI/Int DL/70-4.
3. "A soviet formalism in Betatron oscillation theory and its comparison with other concepts", J. Fronteau et R. Gouiran, CERN 68-12.
4. "Theory of alternating gradient synchrotrons", E.D. Courant et H.S. Snyder, Ann. Phys. 3 (1958).
5. "Projet de nouveaux enroulements polaires pour le CPS", R. Gouiran et P. Lefèvre, MPS/DL/Note 74-11 et "Proposition pour de nouveaux enroulements polaires pour le CPS", J. Gareyte et P. Lefèvre, MPS/DL/72-27 Rev.
6. "Projet d'un nouveau système d'enroulements polaires à cinq courants. Proposition pour une solution finale en 1979", R. Gouiran, MPS/SM/Note 75-21.
7. "An analytical approach for the design of new pole face windings for the CPS", M. Gyr, MPS/SR/Note 73-15.

8. M. Gyr, Communication privée.
9. "Inductance mutuelle des enroulements polaires avec l'aimant CPS. Sa variation avec la saturation", R. Gouiran, MPS/SM/Note 75-33.
10. "Découplage des champs quadrupolaire et sextupolaire avec les enroulements polaires CPS", R. Gouiran, MPS/SM/Note 74-26.
11. J. Gruber. Mesures d'échauffement. Communication privée.
12. "Least square fit of conservative 2-dimensional magnetic fields", M. Gyr, MPS/SM/75-3.
13. "The Head-Tail instability in the CPS...", J. Gareyte, PS/DL/Note 76-10.
14. "Performances des PFW provisoires à trois courants. Résumé des essais effectués avec le faisceau jusqu'au 17 juillet 1976", E. Brouzet et J. Gareyte, PS/DL 76-19.