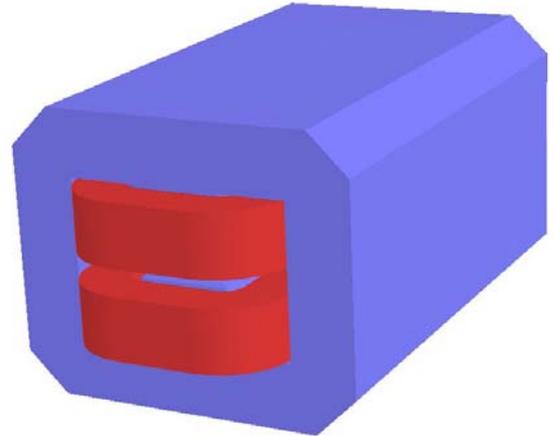


Olivier DELFERRIERE : [odelferriere@cea.fr](mailto:odelferriere@cea.fr)

Denis De MENEZES : [ddemenezes@cea.fr](mailto:ddemenezes@cea.fr)



**UN DIPOLE EN H  
POUR L'ANNEAU DE STOCKAGE DE SOLEIL**  
**OPTIMISATION MAGNETOSTATIQUE 3D**

**Olivier DELFERRIERE  
Denis DE MENEZES**

Diffusion :

Jean-Marc FILHOL  
Marie-Paule LEVEL  
Antoine DAËL  
Amor NADJI  
Murielle CORLIER  
Pascale BRUNELLE  
Fabrice MARTEAU  
Alexandre LOULERGUE  
Chamseddine BENABDERRAHMANE  
Oleg CHUBAR

## I° -INTRODUCTION

Le dipôle de l'anneau de stockage du projet SOLEIL fonctionne à l'induction nominale 1.71 T correspondant à l'énergie de la machine de 2.75 GeV. Une version de ce dipôle courbe avec un circuit magnétique en C a déjà fait l'objet d'une étude détaillée<sup>[1]</sup> durant la reprise d'APD depuis le début de l'année 2002.

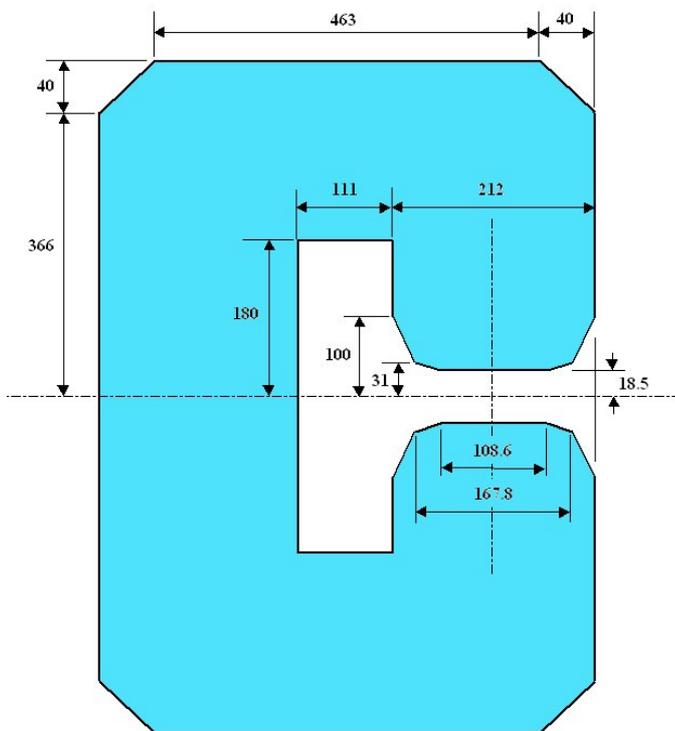


Figure 1 : Section courante du dipôle en C de l'Anneau de SOLEIL, retenue pour l'APD

Les résultats de cette étude ont montré une saturation importante de l'aimant et une homogénéité des intégrales de champ de l'ordre de  $1 \cdot 10^{-3}$  en extrémité de zone utile. D'autre part, des considérations techniques et mécaniques du point de vue de l'assemblage et du supportage des aimants sur les poutres ont amené à revoir la géométrie du dipôle et orienté les études vers un dipôle droit en H, avec un pôle élargi pour tenir compte de la flèche.

Dans ce rapport, nous présentons les résultats des simulations 3D obtenus sur ce dipôle. Nous examinons en particulier l'homogénéité des intégrales de champ, l'équilibrage des longueurs magnétiques en tenant compte des connexions ainsi que l'ajustement de la longueur magnétique à la longueur curviligne fer. Nous donnons les profils transverse et d'extrémité auxquels nous avons abouti pour satisfaire le cahier des charges.

## II° - PRESENTATION GENERALE DU DIPOLE EN H :

### 1° - Définition de la section courante :

La section courante de la tôle de l'aimant est définie figure 2. L'aimant est formé de deux demi-culasses haute et basse, permettant un déculassage de l'aimant, en particulier pour l'installation de la chambre à vide.

Le profil en H a permis une diminution importante du poids de l'aimant. L'estimation à partir de la surface des sections courantes nous fait passer de 3.6 t pour l'aimant en C à 2.1 t pour l'aimant en H.

Du point de vue magnétique la saturation est plus faible et la tolérance fixée à  $\Delta|B_{\phi}|/|B_0| = 5 \cdot 10^{-4}$  est plus facilement atteinte comme nous le verrons plus loin.

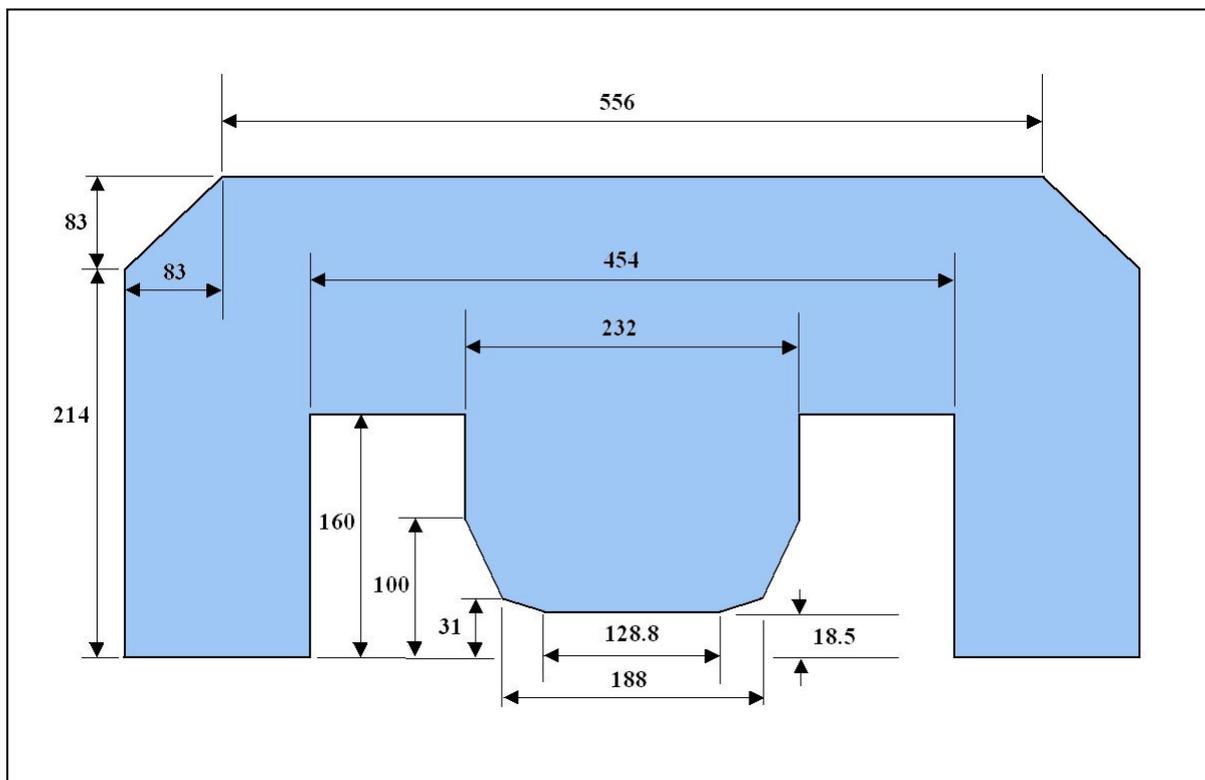


Figure 2 : Profil d'une tôle du dipôle en H

Le chanfrein retenu pour la section courante est un chanfrein antisaturant à 2 pentes qui est le même que celui défini auparavant pour le dipôle en C.

Le pôle a été élargi pour tenir compte de la flèche de l'aimant. La largeur totale est de 232 mm au lieu de 212 mm, la flèche de l'aimant étant de 25.81 mm.

Etant donné que l'aimant est maintenant coupé dans le plan médian, il n'est plus nécessaire que la bobine soit constituée de doubles galettes dont l'épaisseur devait être inférieure à l'entrefer de 37 mm pour permettre son montage autour du pôle. On gagne alors sur les épaisseurs d'isolant inter-galettes. L'encoche pour la bobine a donc été ramenée à 160 mm au lieu de 180 mm, et la section du conducteur initialement de  $98 \times 140 \text{ mm}^2$  est passée à  $98 \times 130 \text{ mm}^2$ .

## 2° - Construction du modèle:

### a - Utilisation du modelleur et mailleur d'I-DEAS<sup>[2]</sup> :

Pour avoir une très bonne précision de calcul, nous utilisons un maillage hexaédrique. Le maillage tétraédrique est plus facile à générer car il n'y a pas à se préoccuper des formes particulières des ensembles à modéliser (raccordement de chanfreins dans deux plans en particulier). Par contre il est difficilement contrôlable et est moins précis. Il faut mettre beaucoup plus de tétraèdres que d'hexaèdres pour obtenir la même précision de calcul. Le maillage hexaédrique nécessite cependant de découper tout le domaine de modélisation (air+fer) en volumes à 6 faces. Dans un premier temps le dipôle avait été modélisé sous I-DEAS car il y a une associativité entre maillage et géométrie. Lorsqu'on change une cote dans la géométrie, le maillage est automatiquement remis à jour. Or une difficulté est apparue justement au niveau du chanfrein d'extrémité pour le découpage des régions.

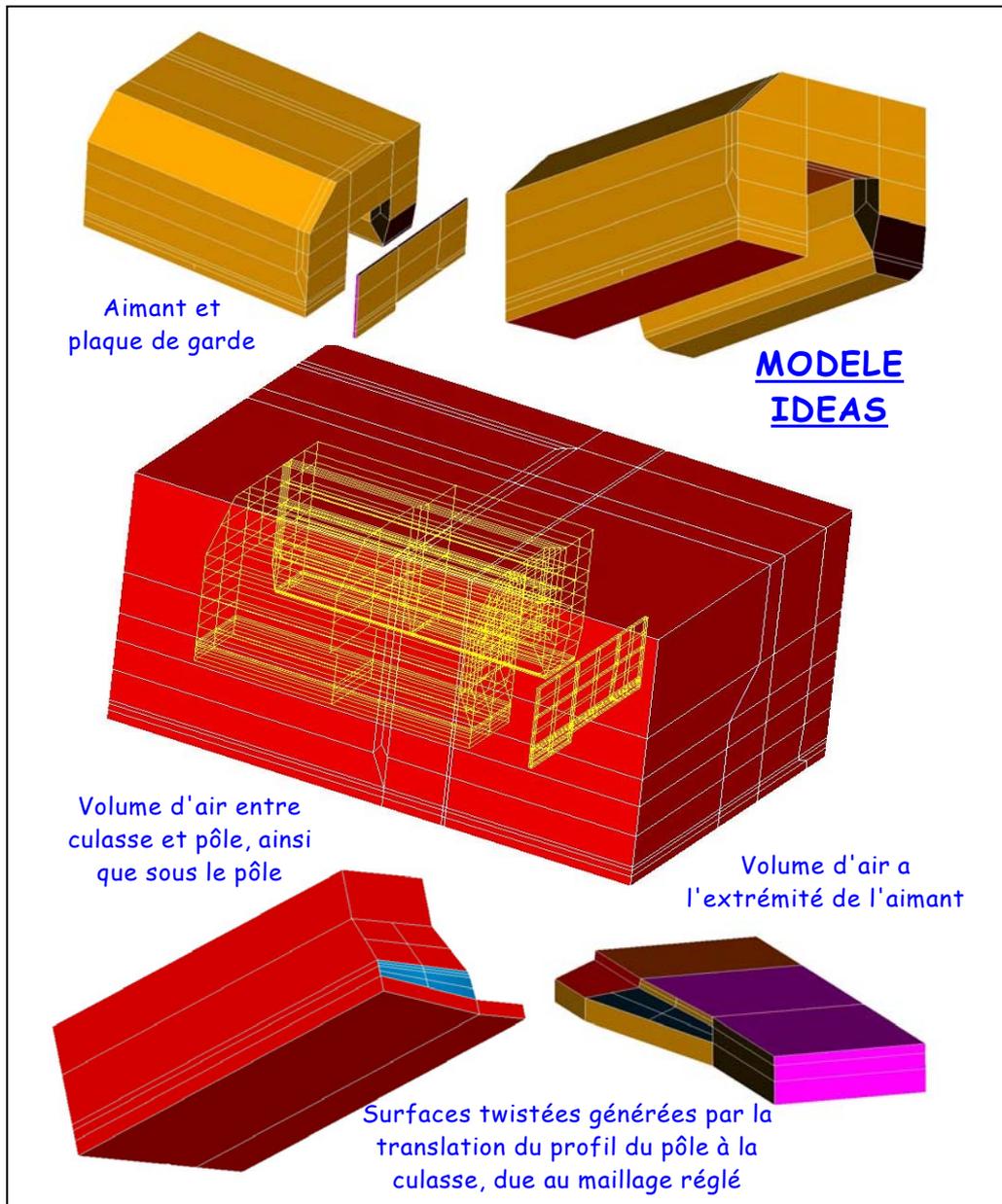
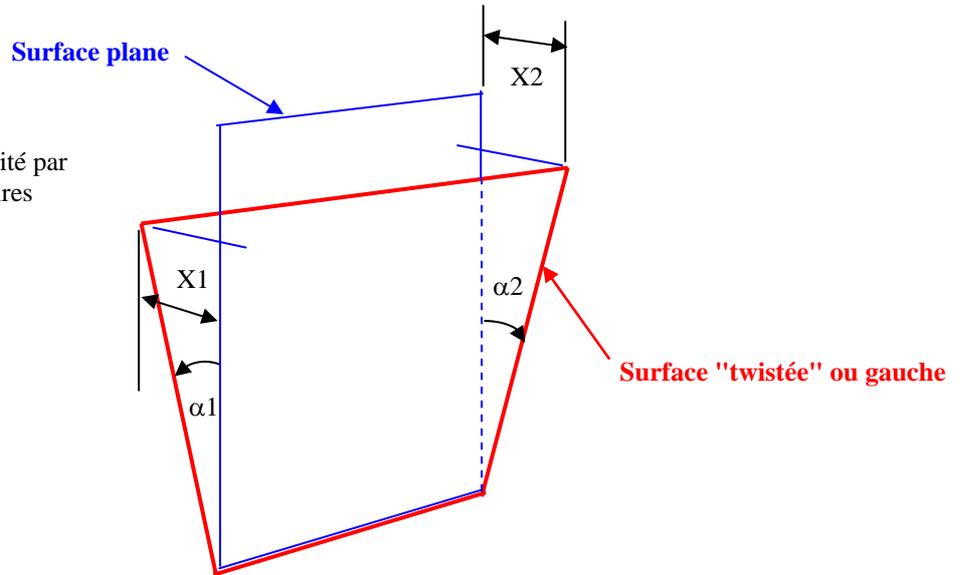


Figure 3 :  
Définition des différents volumes d'air et de fer pour un maillage hexaédrique sous IDEAS. Problème de génération de volumes à partir de surfaces "twistées" ou gauches.

La construction des volumes d'air entre la culasse et le pôle impliquait une construction à partir de surfaces "twistées", c'est-à-dire une surface dont les arêtes sont des droites non coplanaires [Fig. 4].

Figure 4 :  
Surface "twistée" délimité par  
des arêtes non coplanaires

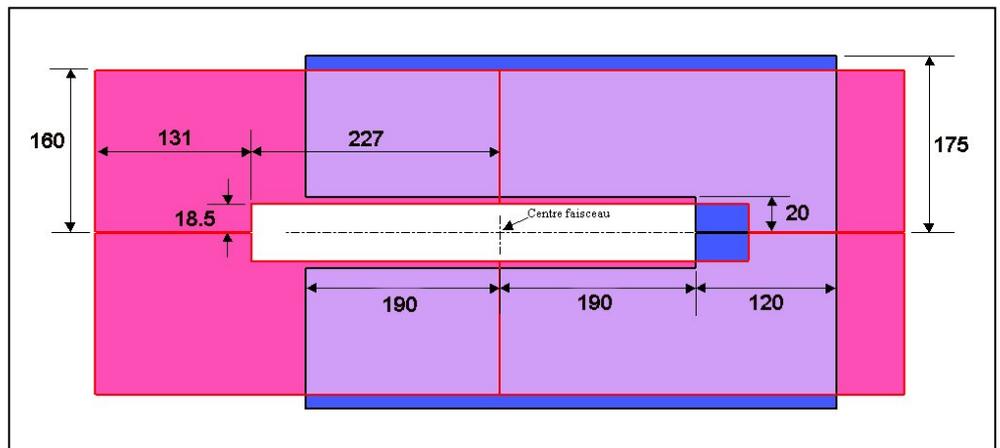


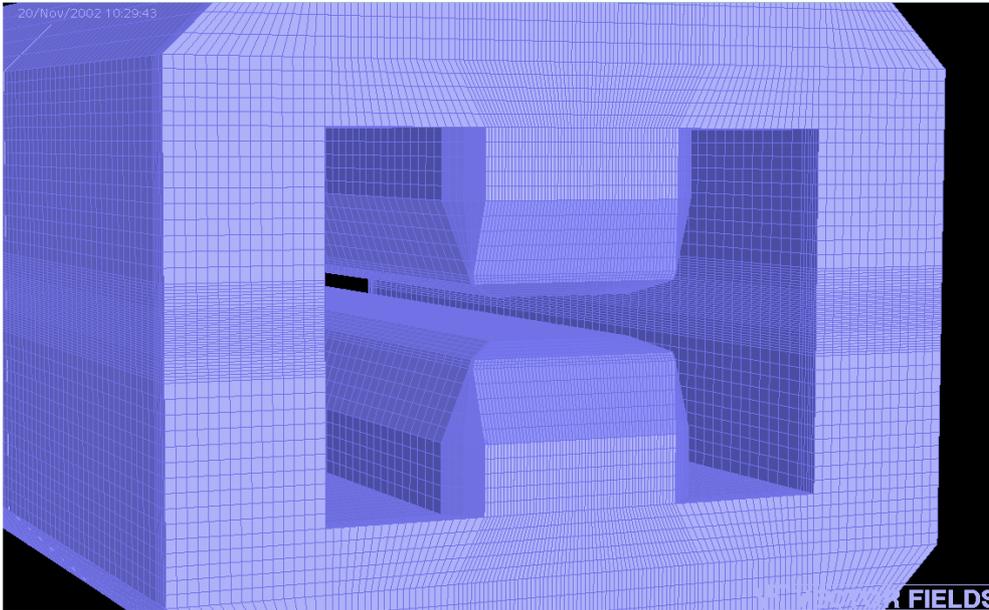
La génération de volumes à partir de ce type de surfaces a été laborieux sous I-DEAS. Un modèle a finalement pu être construit et le calcul magnétostatique effectué, mais lorsqu'on a voulu modifier la géométrie, des erreurs de construction ont été générées et la géométrie est devenue inutilisable. Nous avons donc repris toute l'étude à partir d'OPERA-3D.

#### b - Modélisation sous OPERA-3D<sup>[3]</sup> :

Le modèle est généré par extrusion d'un plan de base qui correspond ici à la section courante. On ne modélise qu'un quart de la section courante et la moitié de l'aimant dans le sens faisceau, soit au total un huitième d'aimant. De ce fait il faut noter qu'on traitera l'aimant avec des plaques de garde symétriques, donc avec deux retours de flux latéraux. En réalité les plaques de garde prévues sont en C avec le retour de flux inversé entre l'entrée et la sortie [Fig. 5]. Cet effet de second ordre ne sera pas pris en compte car la plaque n'est pas saturée.

Figure 5 :  
Plaque de garde réelle en C  
et plaque de garde  
modélisée en double C





Quelques informations :

- \*Maillage : Hexaédrique
- \*Type d'élément : mixed  
Linéaires et quadratiques
- \*Nombre d'éléments : 243936
- \*Nombre de nœuds : 647964
- \*Temps moyen de calcul  
sur station de travail  
SUN ULTRA 60 : 50 h

Figure 5 : Modèle du dipôle réalisé avec OPERA-3D (1/8<sup>ème</sup> réellement maillé)

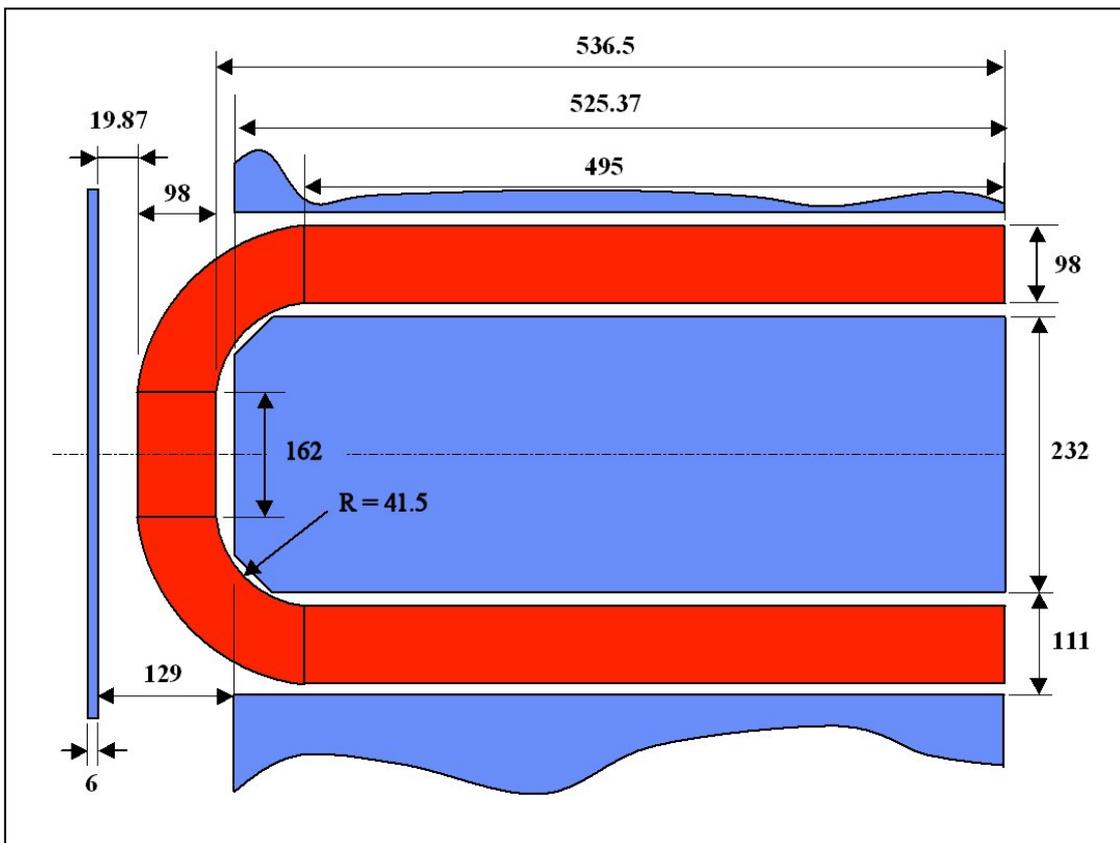


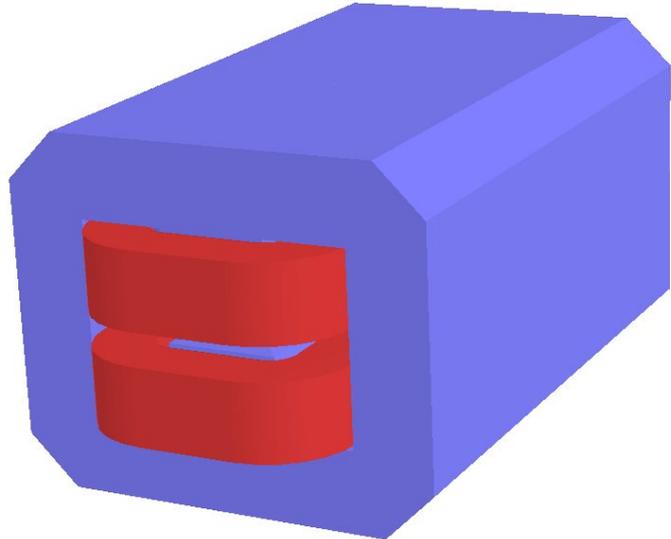
Figure 6 : Position du conducteur et de la plaque de garde par rapport au pôle

### III° - DESCRIPTION DE L'ETUDE 3D REALISEE AVEC LE CODE TOSCA® :

#### 1° - Paramètres de calcul :

##### Caractéristiques (calcul TOSCA):

- Conducteur : type racetrack
- Section : 130 mm x 98 mm
- Ampères-tours : NI=26750 At
- $B_{max}=1.7171$  T
- Matériau type ESRF
- Packing factor 0.98
- Plaque de garde :
  - \*en double c
  - \*épaisseur  $e=6$  mm
  - \*position  $z=129$  mm de la face de sortie de l'aimant
- Convergence :  $1.10^{-4}$



Le champ magnétique requis de 1.71 Tesla est obtenu avec un courant de 26750 At par bobine au lieu de 28300 At par bobine nécessaire pour la version en C.

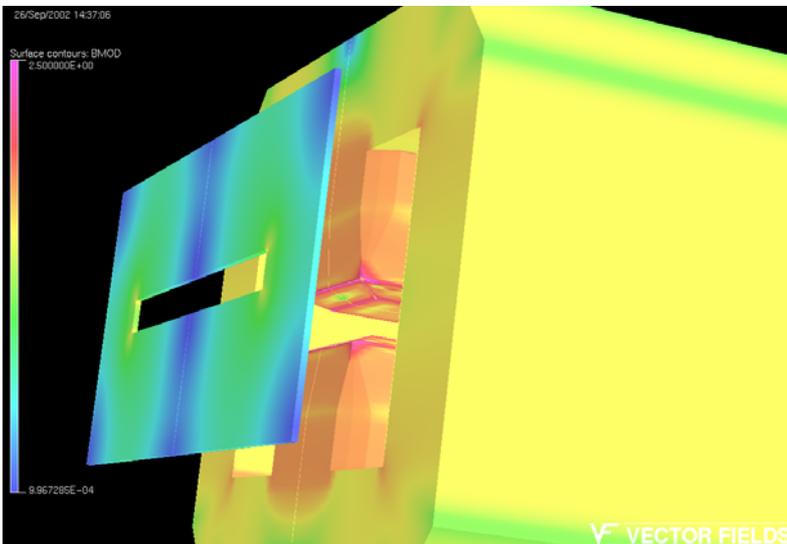


Figure 6 : Isovaleurs du module du champ magnétique dans l'aimant et la plaque de garde

Type de dipôle	H droit
Zone utile	$\pm 20$ mm
Entrefer	37 mm
Valeur nominale du champ	1.71T
Tolérance sur $ Bd $	$5.10^{-4}$
Longueur magnétique	1052.434 mm
Longueur de fer	1050.74 mm
Ampères-tours nominaux	26750. At
Densité de courant nominale	2.1 A/mm <sup>2</sup>
Champ maximal	1.76 T
Densité de courant maximale	2.35 A/mm <sup>2</sup>
Ampères-tours maximaux	29940. At

Tableau 1 : cahier des charges pour calcul du dipôle

L'optimisation du dipôle consiste, d'une part à satisfaire la tolérance de  $\Delta|B.d|/|B_0.d|=5.10^{-4}$  sur les intégrales de champ dans la zone utile correspondant à  $\pm 20$  mm par rapport à la trajectoire curviligne de référence. D'autre part on recherche une géométrie d'aimant satisfaisant au critère de longueur magnétique égale à la longueur curviligne dans le Fer, soit  $L_m=L_{fer,curv.}=1052.43$  mm.

## 2° - Homogénéité des intégrales de champ :

Le dipôle est un aimant droit dont le pôle a été élargi pour tenir compte de la courbure du faisceau dans l'aimant. La flèche étant de 25.81 mm, on effectue les études en considérant que le faisceau rentre dans l'aimant en étant décentré de la valeur de la demi flèche, soit 12.905 mm [Fig. 7]. Les trajectoires sont définies par des rayons constants  $R=5360$  mm, décalés par rapport à la trajectoire de référence [Fig. 8]. En entrée et sortie d'aimant cette trajectoire est définie par la tangente à la trajectoire circulaire dans l'aimant.

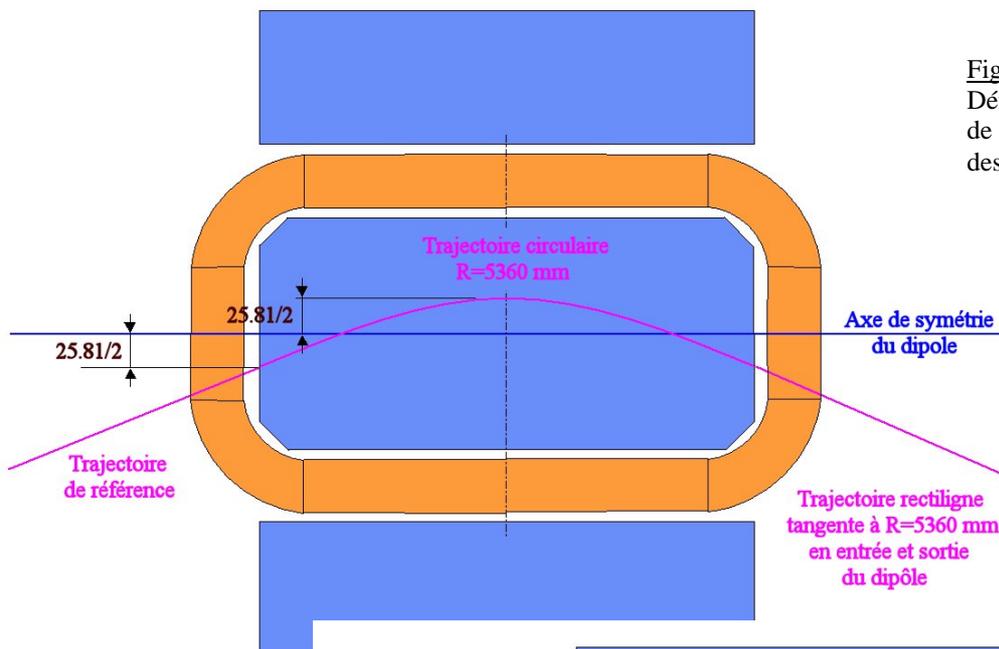
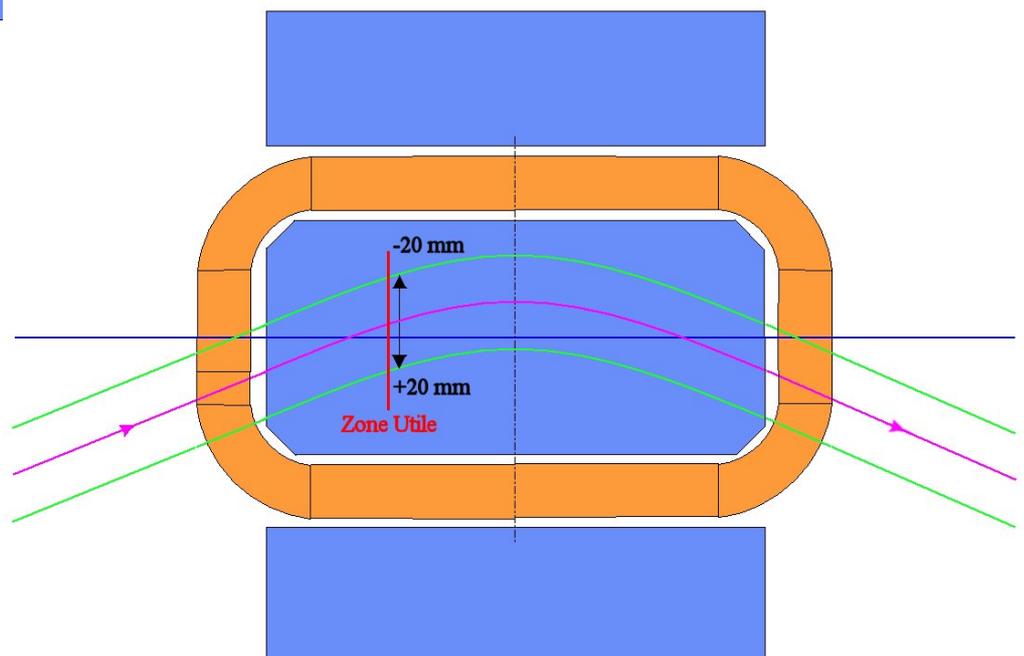


Figure 7:  
Définition de la trajectoire de référence pour le calcul des intégrales de champ

Figure 8:  
Définition de la zone utile de  $\pm 20$  mm pour le calcul des intégrales de champ (Trajectoires "hard-edge")



### 3° - Ajustement de la longueur magnétique du dipôle :

Nous avons adopté le critère selon lequel la longueur magnétique doit être égale à la longueur curviligne du trajet d'un électron dans l'aimant, soit  $L_m = 1052.43$  mm. Nous avons vérifié [1] lors de l'étude du dipôle en C, que la longueur magnétique calculée selon le principe des trajectoires "hard-edge" ne différait de la longueur magnétique effective vue par l'électron que de  $\Delta L_m / L_m = 9.10^{-4}$ .

Pour ajuster la longueur magnétique de l'aimant, nous recherchons un profil d'extrémité antisaturant à 2 pentes. Nous avons imposé que les chanfreins latéraux et d'extrémité se raccordent au même point [Fig. 9]. Par contre leurs angles sont différents.

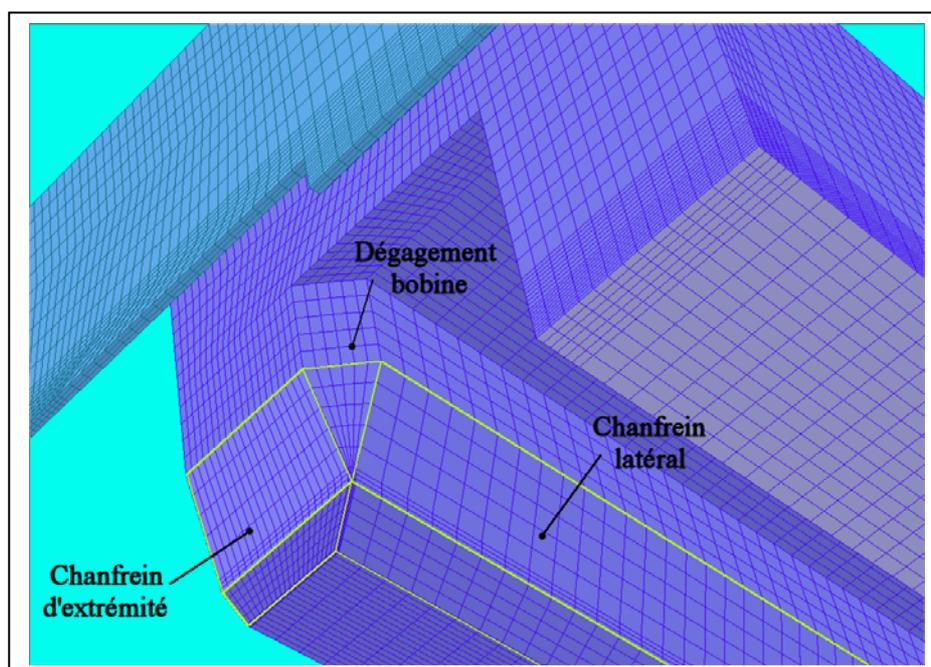


Figure 9 : Raccordement des chanfreins d'extrémité et de la section courante

### 4° - Equilibrage des demi-longueurs magnétiques du dipôle en tenant compte des connections\*:

Les connections électriques sont situées à l'extrémité du dipôle et elles induisent une dissymétrie des demi longueurs magnétiques par rapport au centre de l'aimant, du fait d'un décalage du centre de gravité des Ampères-Tours [Fig. 10]. Afin de quantifier cet effet, on introduit sous OPERA-3D des conducteurs supplémentaires en extrémité pour simuler une densité de courant non uniforme correspondant aux entrée/sortie de courant et au changement de couche dans le bobinage. On calcule alors une demi longueur magnétique qui est supérieure à la demi longueur magnétique du côté opposé aux connexions.

Ayant obtenu le profil d'extrémité qui assure  $L_m = L_{fer\ curv}$  en présence des connections, il s'agit ensuite de trouver l'allongement nécessaire de la bobine pour décaler les Ampères-Tours du côté opposé aux connections et retrouver la même longueur magnétique [Fig. 11].

\* Le principe de la simulation présenté dans cette partie a été révisé et a fait l'objet de la note jointe en annexe

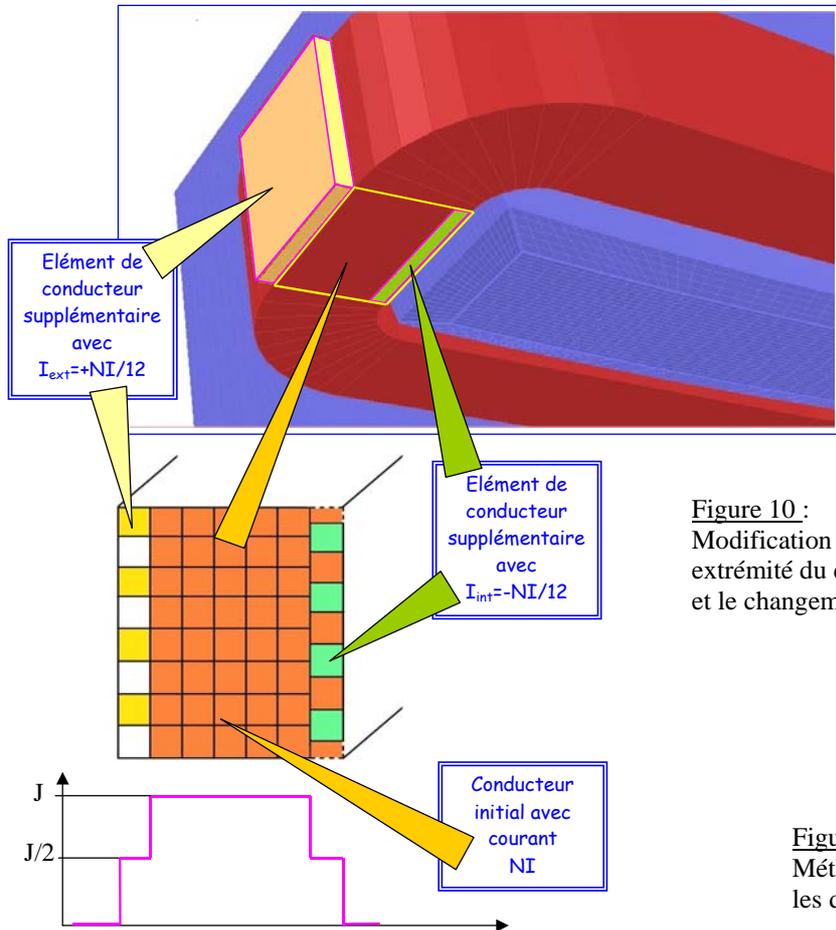
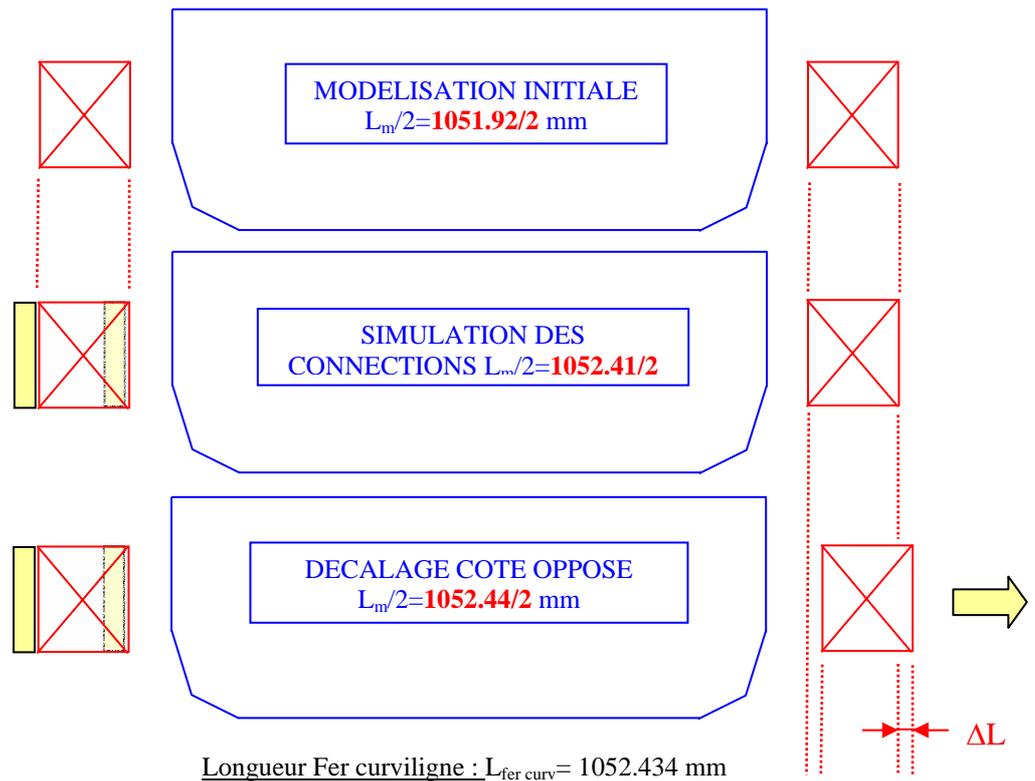


Figure 10 :  
Modification de la densité de courant en  
extrémité du dipôle pour simuler les connexions  
et le changement de couche du bobinage.

Figure 11 :  
Méthodologie pour égaliser  
les demi longueurs magnétiques



## IV°- RESULTATS DES SIMULATION :

Nous présentons en détail dans ce chapitre les résultats de l'étude du dipôle en H.

### 1° - Ajustement de la longueur magnétique du dipôle\* :

Le chanfrein d'extrémité retenu est présenté figure 12. Il permet d'obtenir une longueur magnétique "hard-edge" identique à la longueur magnétique curviligne fer en tenant compte des connections, soit  $L_m=1052.41$  mm, pour une longueur curviligne théorique de 1052.434 mm. La plaque de garde est située à 129 mm de la face magnétique du dipôle.

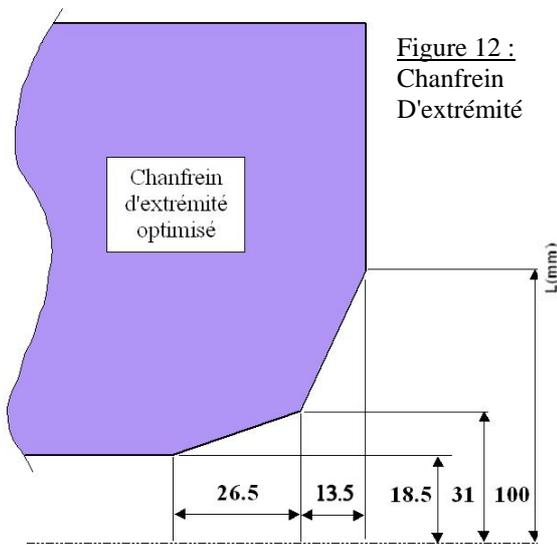


Figure 12 :  
Chanfrein  
D'extrémité

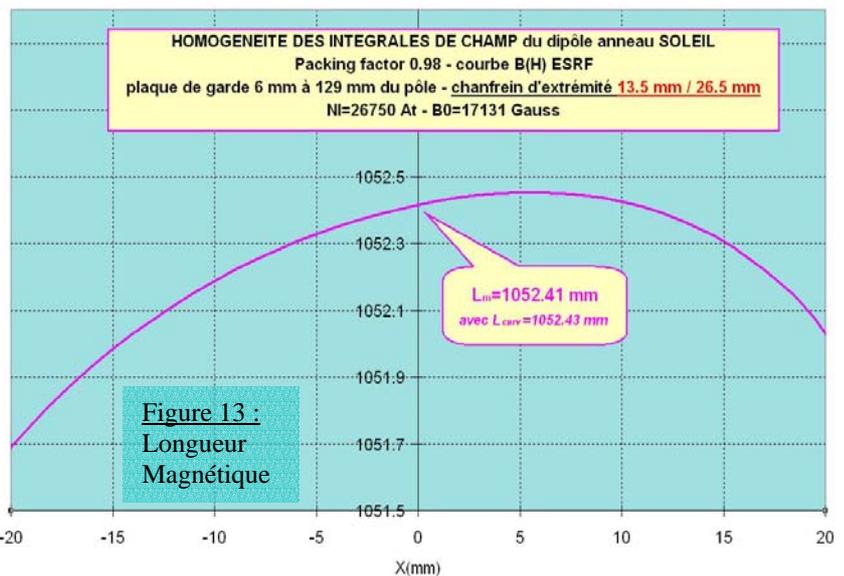
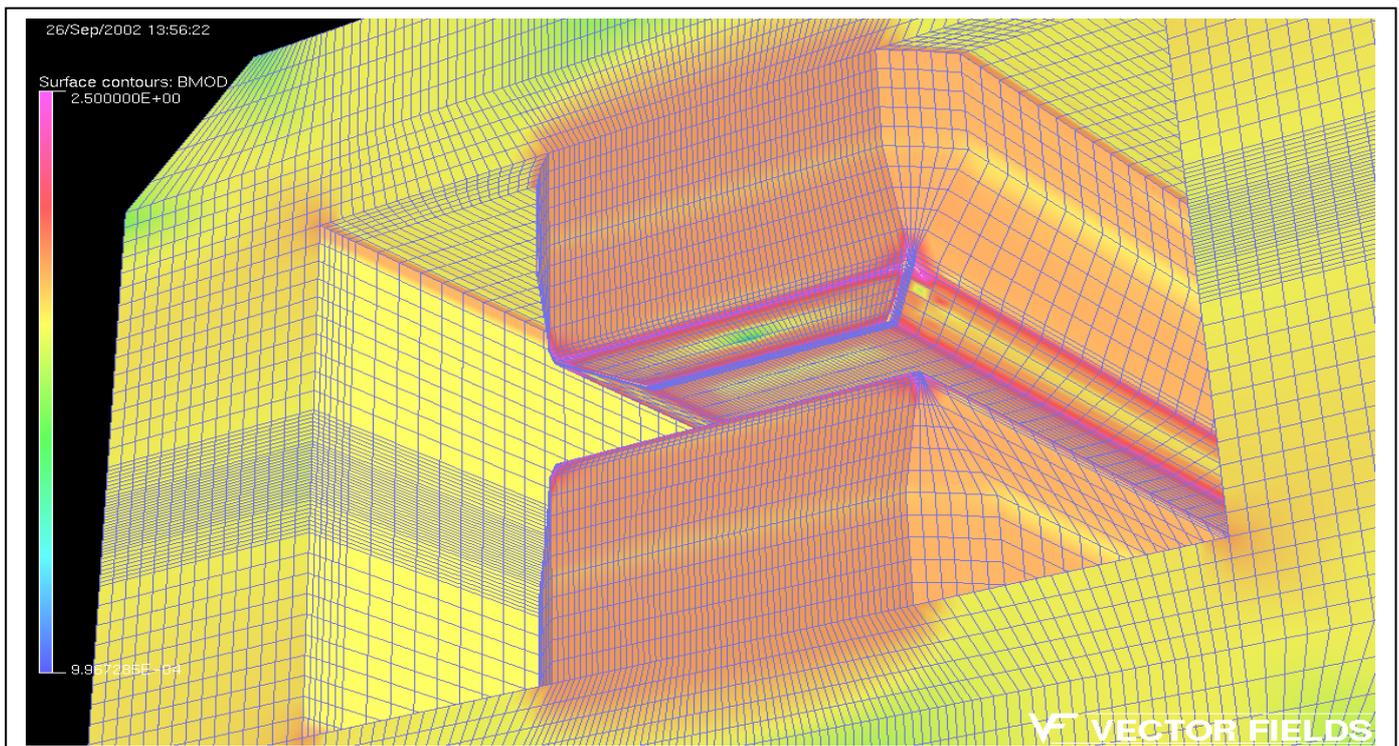


Figure 13 :  
Longueur  
Magnétique

Figure 14 : Isovaleurs de B dans l'aimant



\* Certains des résultats présentés dans cette partie ont été révisés et ont fait l'objet de la note jointe en annexe

## 2° - Homogénéité des intégrales de champ:

A partir du calcul des intégrales de champ dans la zone utile de  $\pm 20$ mm de part et d'autre de la trajectoire de référence, on trace l'homogénéité des intégrales de champ définie par :

$$\frac{\int Bdl - \int B_0 dl}{\int B_0 dl} \text{ avec } B_0 = \text{champ au centre du dipôle}$$

On effectue pour cela 30 intégrales sur un rayon  $R=5360$  mm en décalant à chaque passage l'origine du modèle pour parcourir toute la zone utile, avec un offset de  $25.81/2$  mm pour compenser la flèche [Fig. 7,8]. On obtient une homogénéité dissymétrique par rapport à la trajectoire centrale avec une valeur de  $6 \cdot 10^{-4}$  côté intérieur de l'anneau et  $4 \cdot 10^{-4}$  côté extérieur de l'anneau. On observe qu'un décalage supplémentaire de 1.8 mm assurerait une homogénéité symétrique de  $5 \cdot 10^{-4}$  à chaque extrémité de la zone utile. Un décalage de 5 mm recentrerait la courbe d'homogénéité. Le gradient résiduel présent dans les conditions actuelles qui est de l'ordre de  $3.5 \cdot 10^{-2} \text{ Tm}^{-1}$ .

**HOMOGENEITE DES INTEGRALES DE CHAMP du dipôle anneau SOLEIL**  
Packing factor 0.98 - courbe B(H) ESRF  
plaque de garde 6 mm à 129 mm du pôle - chanfrein d'extrémité **13.5 mm / 26.5 mm**  
NI=26750 At -  $B_0=17131$  Gauss

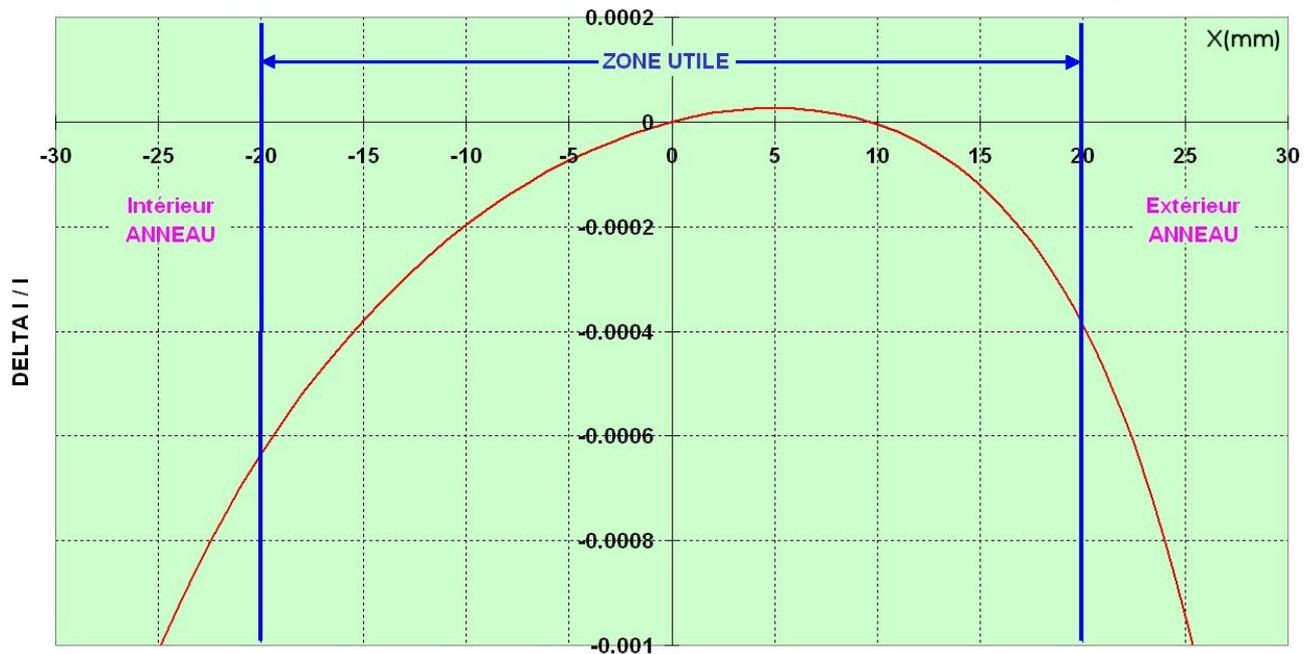


Figure 15 : Homogénéité des intégrales de champ dans la zone utile

## 3° - Carte de champ et profil longitudinal :

A partir du fichier de résultats issu de TOSCA, nous produisons un fichier sous forme de table contenant la carte de champ dans la moitié du plan médian, couvrant une surface de  $1 \text{ m}^2$  ( $1 \text{ m} \times 1 \text{ m}$ ) avec un pas de 1mm dans les deux directions [Fig. 16]. Ce fichier est récupéré par les théoriciens faisceau pour intégrer en particulier le vrai profil de champ le long de la trajectoire du faisceau dans les calculs d'orbite [Fig.17,18]. Il leur sert également pour déduire les taux d'harmoniques du champ par fit polynomial.

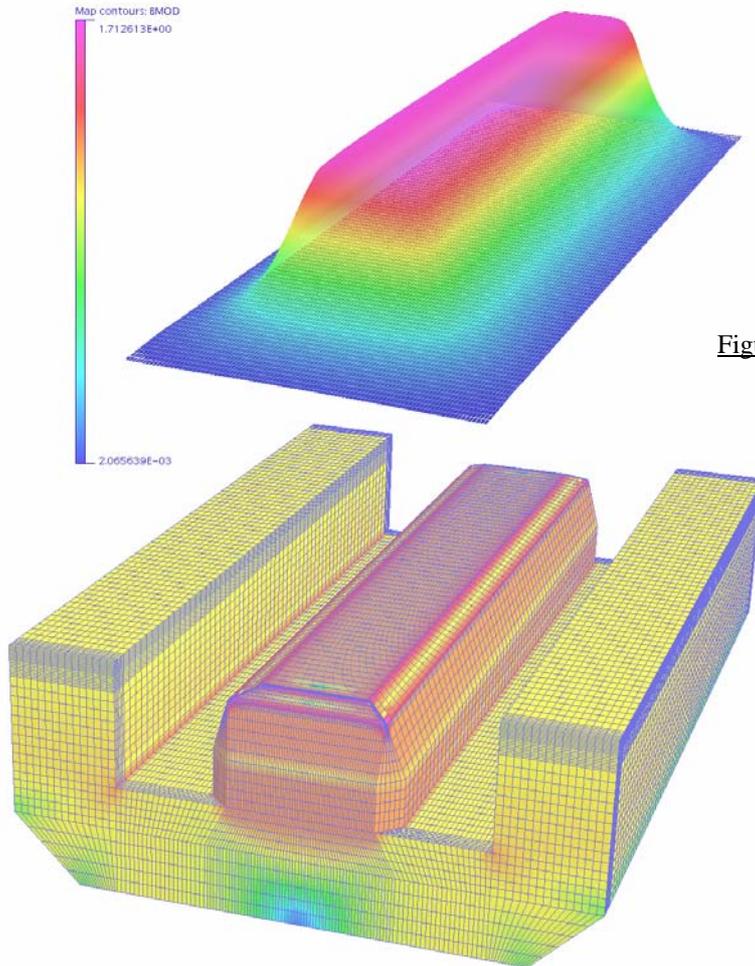
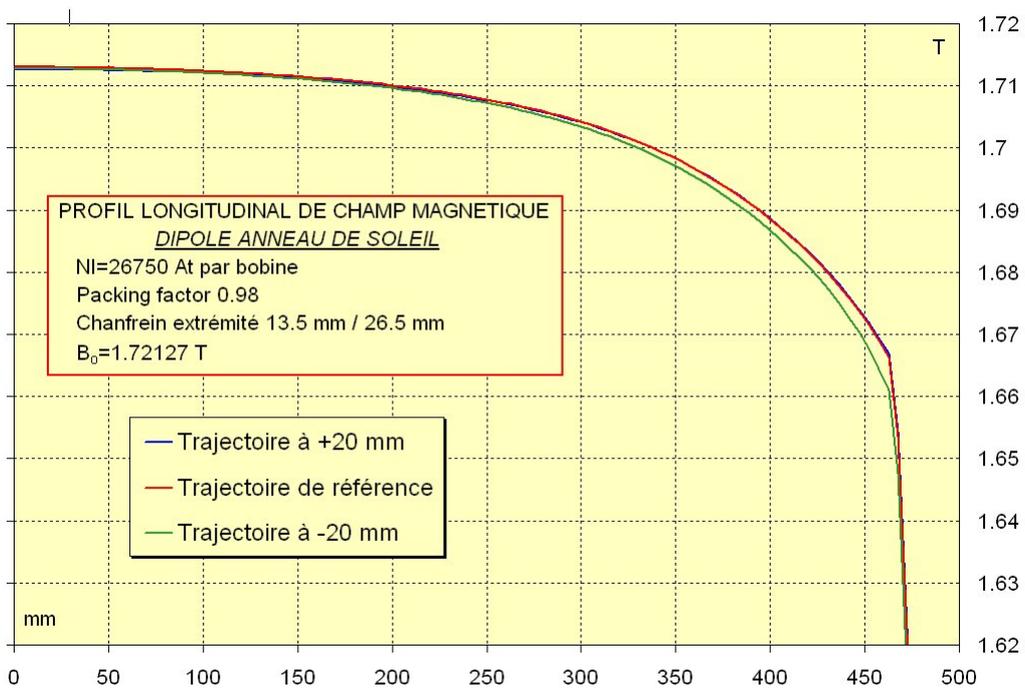


Figure 16 : Carte de champ dans le plan médian du dipole

Figure 17 : Profil du champ dans le plan médian le long de la trajectoire  
Zoom sur les fortes valeurs



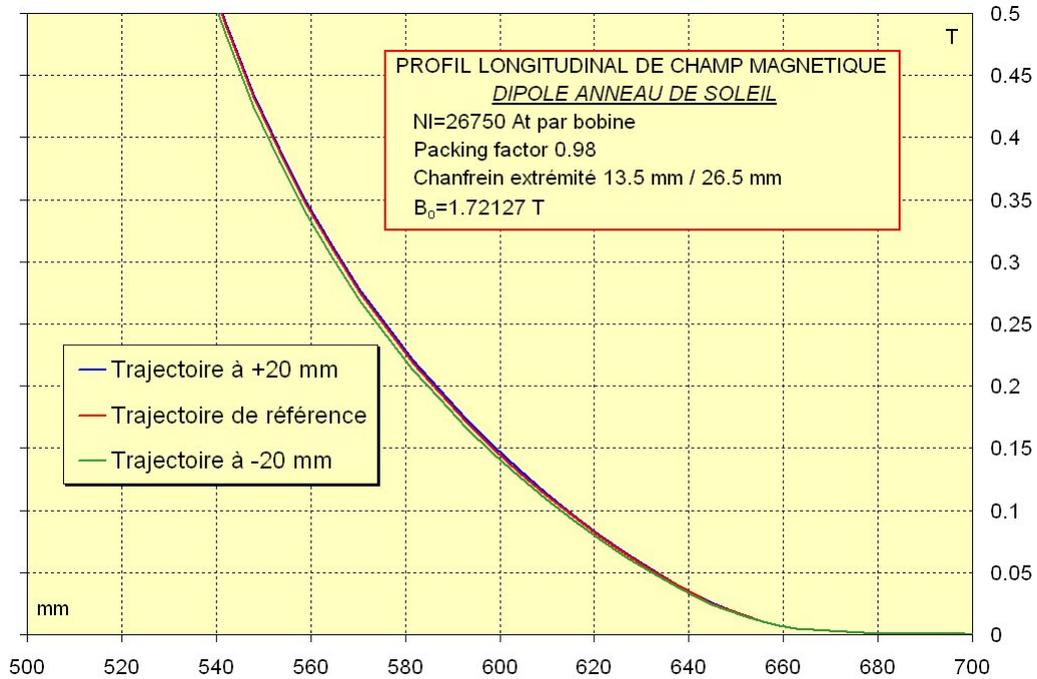


Figure 18 : Profil du champ dans le plan médian le long de la trajectoire  
Zoom sur les faibles valeurs

On remarque que la trajectoire à -20 mm, c'est-à-dire du côté intérieur à l'anneau, le champ magnétique au bord du plateau est plus faible et s'écarte du profil de la trajectoire de référence [Fig. 17], ce qu'on peut voir différemment en examinant l'homogénéité des intégrales [Fig. 15] qui s'écroule plus vite de ce côté. C'est l'effet de compensation de la flèche qui n'est pas assez important, et le faisceau rentre trop proche du bord intérieur de l'aimant.

#### 4° - Développement harmonique du champ intégré

##### Reconstitution du champ intégré et comparaison avec les intégrales du champ calculées directement à partir de la composante totale B<sub>x</sub> ou B<sub>y</sub>

On réalise la décomposition harmonique du champ intégré à l'intérieur d'un cylindre de rayon  $r_0=30$  mm, centré sur l'axe magnétique de l'aimant, et de longueur 1000 mm depuis le centre de l'aimant. Les coefficients  $A_n$  du champ intégré (termes droits) sont calculés de la manière suivante pour  $B_r^{(1)}$  par exemple :

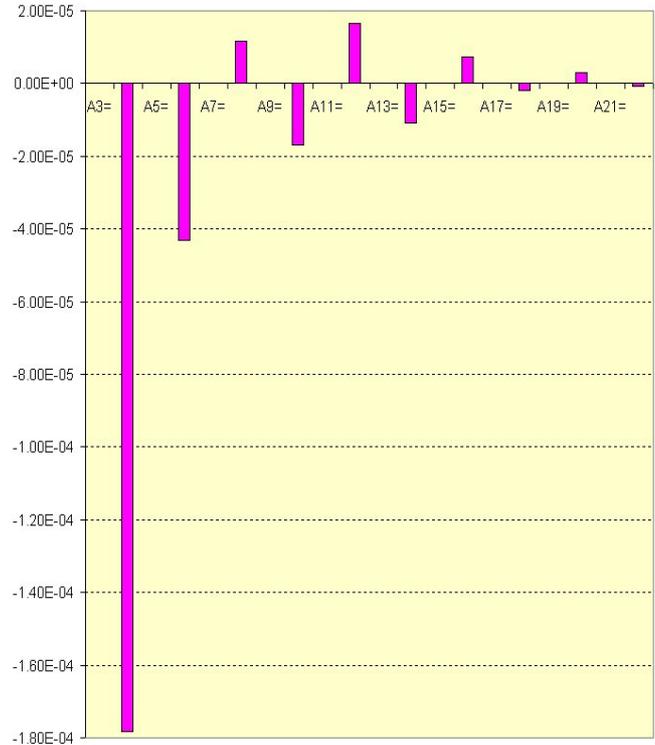
$$A_n = \frac{1}{\pi r^n 2L_m} \int_{-L}^{+L} \int_0^{2\pi} B_r(r, \theta) \sin(n\theta) d\theta dz$$

Rappelons que le développement sur un tore n'est pas correct du point de vue de la base d'harmoniques utilisée [1].

Sur la figure 19, on représente le développement harmonique 3D calculé à partir des résultats de simulation obtenus avec TOSCA. On représente également sur la figure 20, les 3 termes principaux du développement harmonique 2D du champ dans la zone du plateau de champ.

(1) Dans TOSCA l'intégration se fait en  $r.d\theta$  et non en  $\theta$

Terme multipolaire	Coefficient $A_n$	Valeur $B_n$ (Tesla)	Relatif $B_n/B_2$
A1	-1.713678982	-1.713678982	1.00E+00
A2	-4.73405E-17	-8.04789E-16	4.70E-16
A3	1.05656E-06	0.000305345	-1.78E-04
A4	7.69614E-17	3.78111E-13	-2.21E-13
A5	8.82767E-10	7.37296E-05	-4.30E-05
A6	5.40157E-18	7.66946E-12	-4.48E-12
A7	-8.24451E-13	-1.99002E-05	1.16E-05
A8	6.28333E-21	2.57829E-12	-1.50E-12
A9	4.14966E-15	2.89471E-05	-1.69E-05
A10	5.46909E-23	6.48568E-12	-3.78E-12
A11	-1.39621E-17	-2.81475E-05	1.64E-05
A12	-4.88147E-27	-1.67297E-13	9.76E-14
A13	3.15013E-20	1.83533E-05	-1.07E-05
A14	6.4772E-28	6.4154E-12	-3.74E-12
A15	-7.39219E-23	-1.24468E-05	7.26E-06
A16	-8.56109E-31	-2.45055E-12	1.43E-12
A17	6.7188E-26	3.26945E-06	-1.91E-06
A18	1.57638E-33	1.30405E-12	-7.61E-13
A19	-3.70321E-28	-5.20786E-06	3.04E-06
A20	-8.27391E-36	-1.97806E-12	1.15E-12
A21	3.12201E-31	1.26886E-06	-7.40E-07



Termes multipolaires intégrés sous OPERA-3D

Figure 19 : Décomposition harmonique 2D sur des cercles le long de l'axe du dipôle

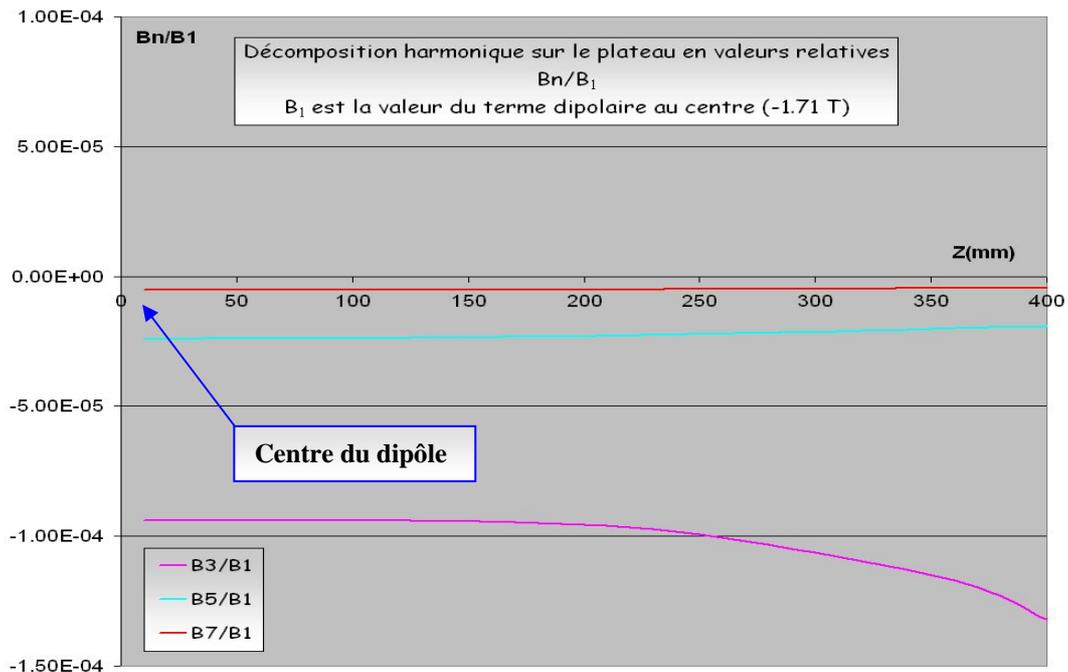


Figure 20 : Décomposition harmonique 2D sur le plateau de champ

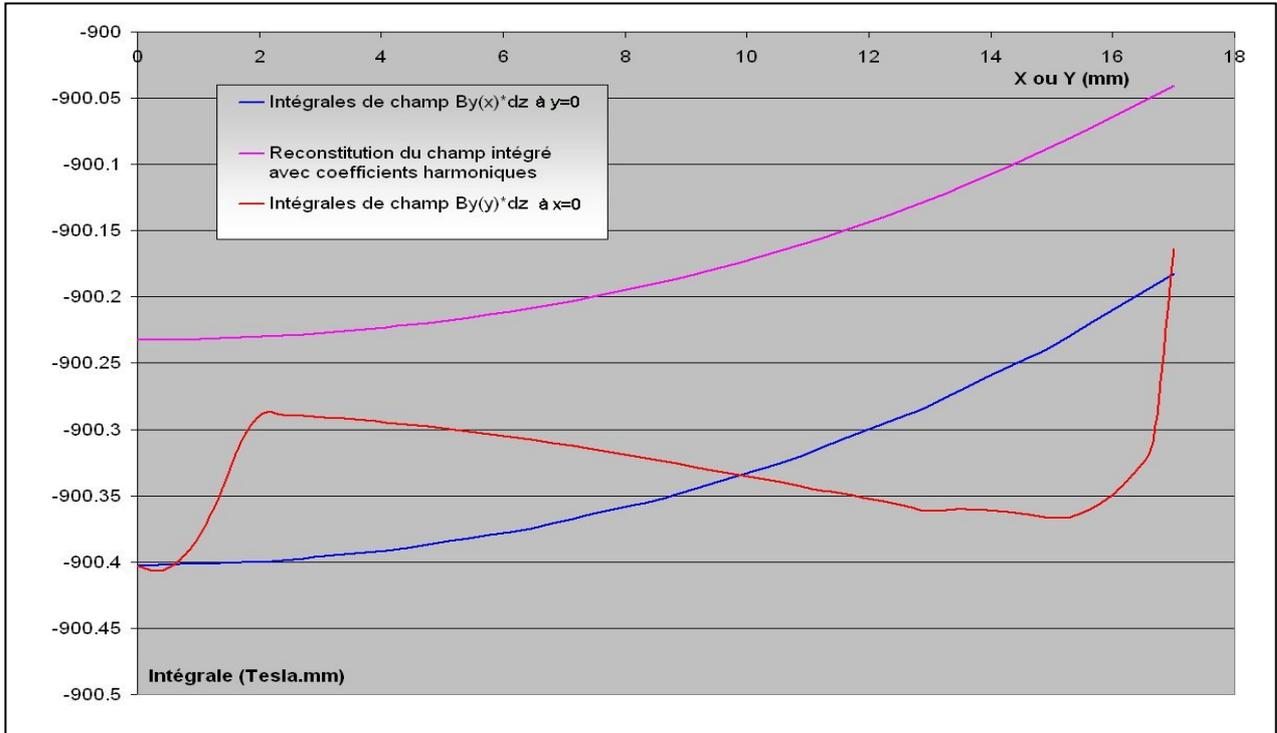


Figure 21 : Reconstitution des intégrales de champ avec les coefficients harmoniques

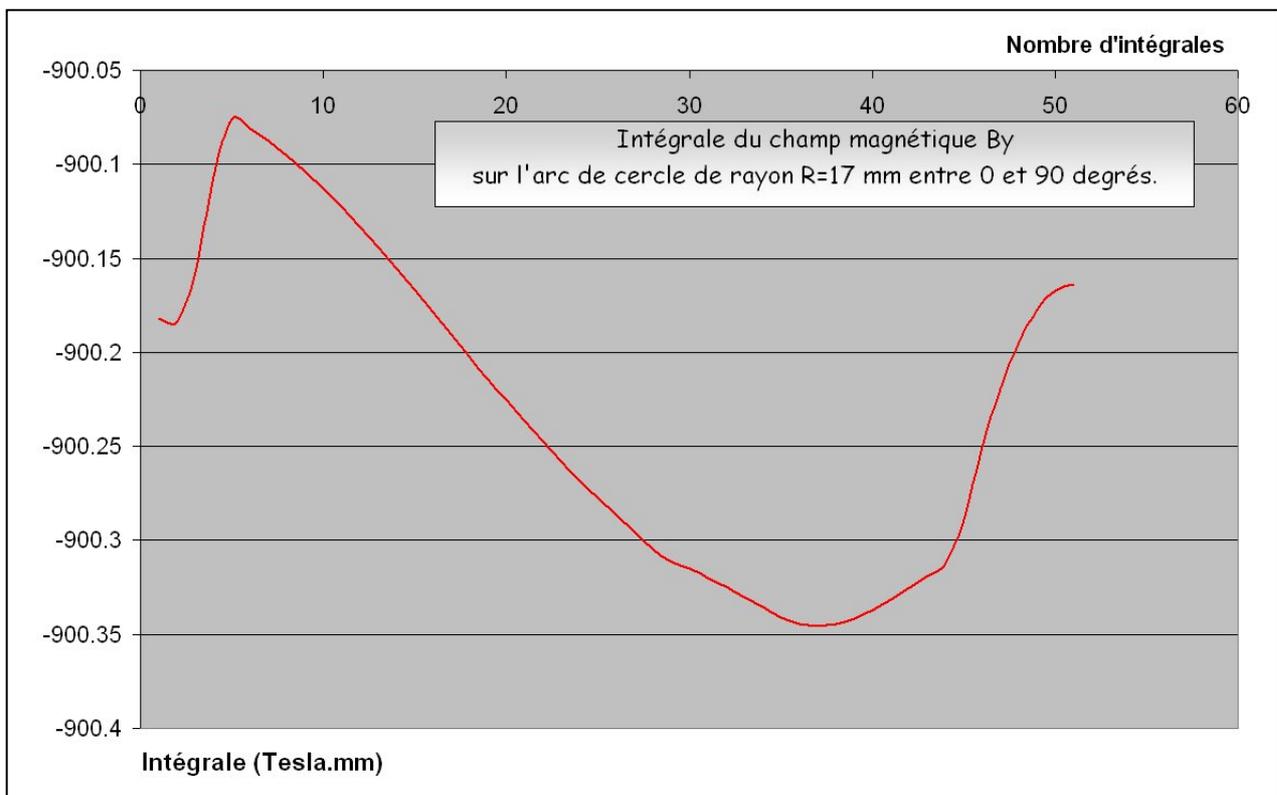


Figure 22 : Intégrale du champ selon z pour différentes positions à R=17 mm entre 0 (axe X) et 90° (axe Y)

On s'intéresse ici aux intégrales de champ hors champ de fuite.

On voit que si on effectue l'intégrale du champ  $\int B_y dz$  pour ( $x=17$  mm et  $y=0$ ), ou si on l'effectue à  $R=17$  mm avec  $x$  et  $y$  qui varient (cf. Fig. 23), on observe que la valeur oscille entre 900.075 Tesla.mm et 900.350 Tesla.mm (cf. Fig. 22).

Si on examine la figure 21, on représente maintenant l'intégrale de  $B$  dans la zone utile réduite ici entre 0 et 17 mm pour comparaison avec la reconstitution de cette intégrale en utilisant la décomposition harmonique 3D.

On voit que l'allure de l'intégrale de champ  $\int B_y dz$  pour ( $X=17$  mm ;  $Y=0$ ), où le champ est le plus homogène (courbe bleue), n'est plus la même lorsqu'on se rapproche des pôles, c'est à dire ici pour ( $X=0$  ;  $Y=17$  mm)

La décomposition harmonique prenant en compte toutes les variations du champ selon la position sur le cercle de rayon  $R=17$  mm, on obtient avec la reconstitution un résultat qui moyenne ces fluctuations. Ce résultat ne coïncide pas parfaitement avec l'intégrale pour ( $X=17$  mm ;  $Y=0$ ).

En particulier, nous n'avons pas la même valeur au centre 900.23 Tesla.mm au lieu de 900.4 Tesla.mm, ce qui ne se voit pas sur un quadripôle par exemple, car dans ce cas le champ est nul au centre.

Le fait que l'on retrouve la même allure de courbe entre la reconstitution (courbe violette) et l'intégrale  $\int B_y dz$  pour  $x=17$  mm et  $y=0$  (courbe bleue), traduit la bonne homogénéité verticale du champ. L'amplitude totale des défauts, selon l'axe des  $Y$  ou selon  $R$ , ne dépasse pas  $2.10^{-4}$  à  $3.10^{-4}$ .

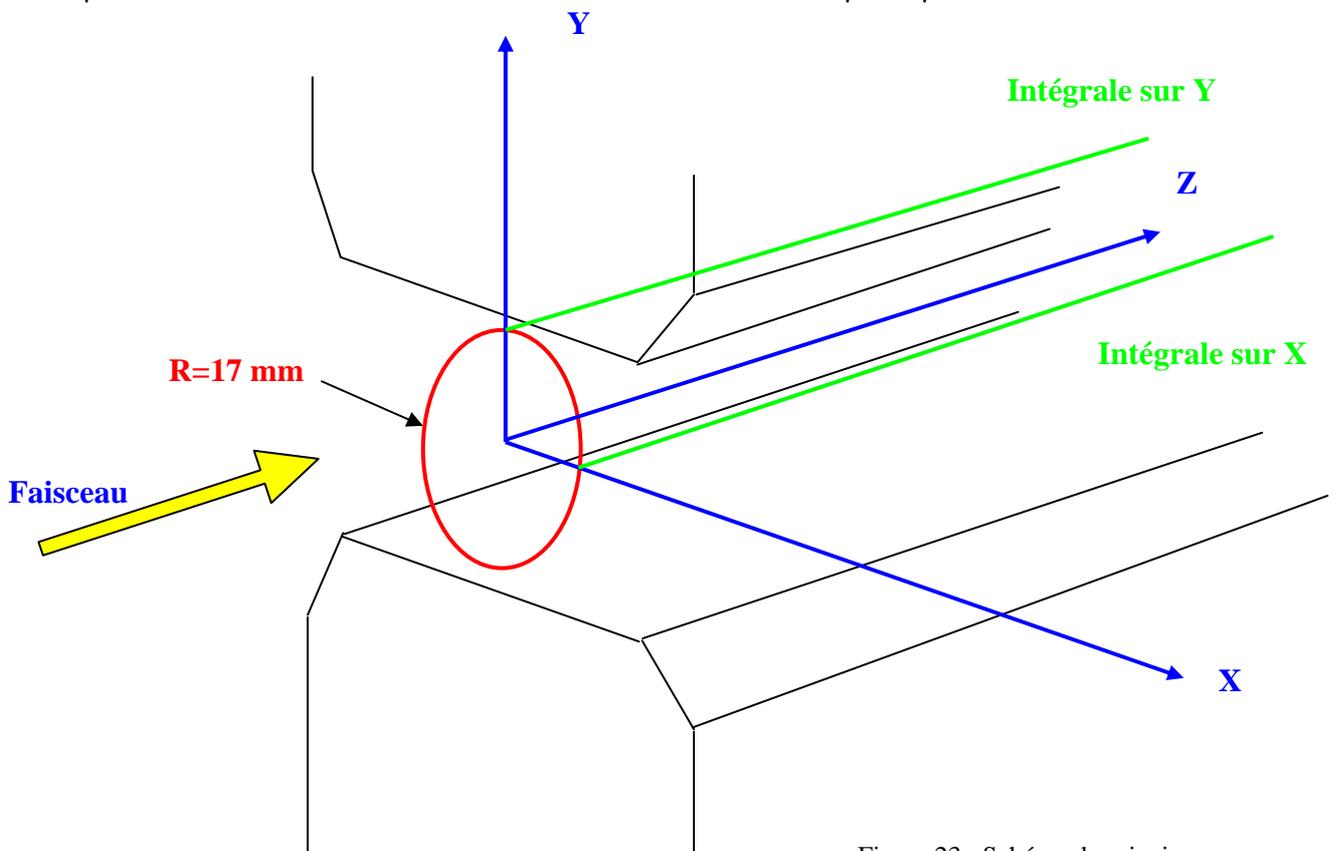


Figure 23 : Schéma de principe pour l'exploitation des intégrales de champ

### 5° - Evolution de la section courante en fonction du chanfrein :

Nous avons regroupé sur un même graphique l'homogénéité des intégrales de champ pour les différents chanfreins étudiés [Fig. 24]. On voit que la seule variation apparaît du côté intérieur à l'anneau lorsque le dipôle est "trop long", c'est à dire quand le pôle n'est pas assez chanfreiné. Cette variation est de l'ordre de  $1.5 \cdot 10^{-4}$  au maximum, et quasi nulle pour de petites excursions de la pente des chanfreins autour des valeurs optimisées.

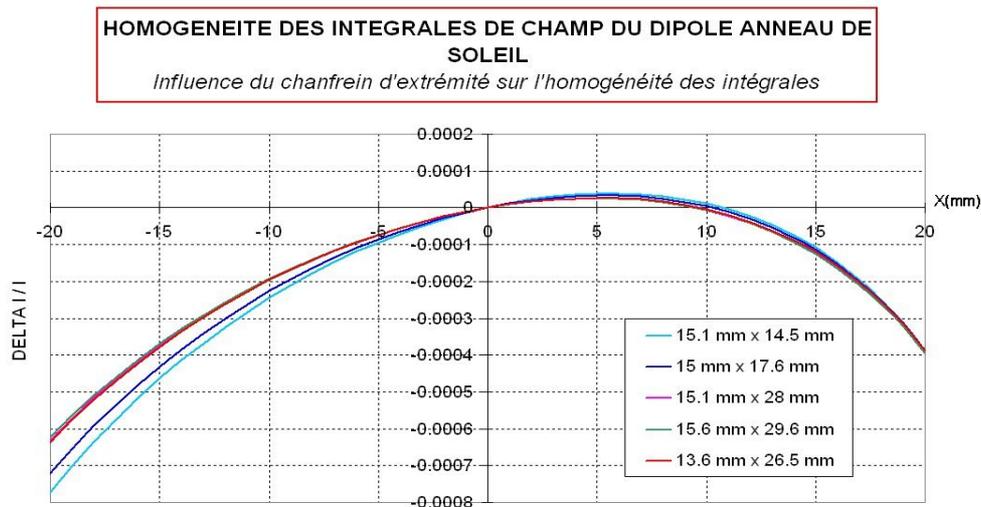


Figure 24 : Evolution de la section courante en fonction du chanfrein d'extrémité

### 6° - Passage à 1.76 Tesla :

Pour le cyclage des aimants il est nécessaire de dépasser la valeur nominale du champ. La valeur de 1.76 Tesla est une valeur de champ magnétique raisonnablement accessible. Nous pouvons observer sur la figure 25 l'effet sur l'homogénéité des intégrales de champ dans la zone utile. On est proche de  $1 \cdot 10^{-3}$  du côté extérieur à l'anneau. L'effet de saturation a rendu la courbe plus symétrique.

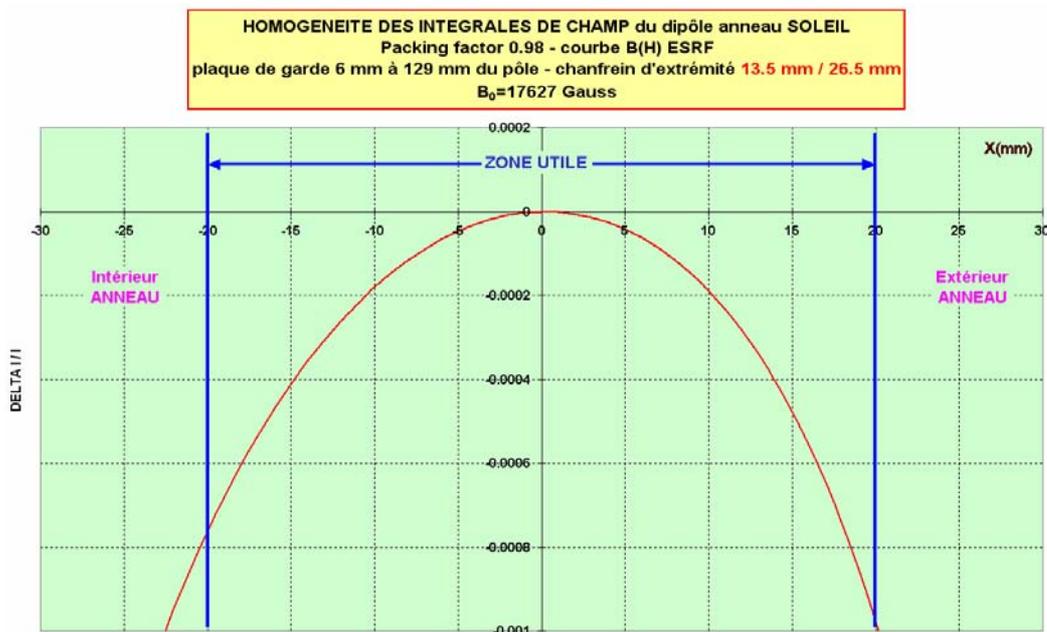


Figure 25 : Homogénéité des intégrales de champ dans la zone utile à 1.76 Tesla

### 7° - Contrôle des plans de la bobine - ajustement des calculs :

Après contrôle des plans avec le bureau d'étude de SOLEIL, la section de la bobine a été corrigée [Fig. 26], ainsi que la distance aimant-intérieur bobine en extrémité. La bobine initialement positionnée à 14.13 mm de la face de sortie du dipôle et de section 98 mm x 130 mm, est maintenant située à 8.5 mm de l'extrémité du dipôle avec une section de 92 mm x 122 mm. Les densités de courant ont été ajustées en conséquence.

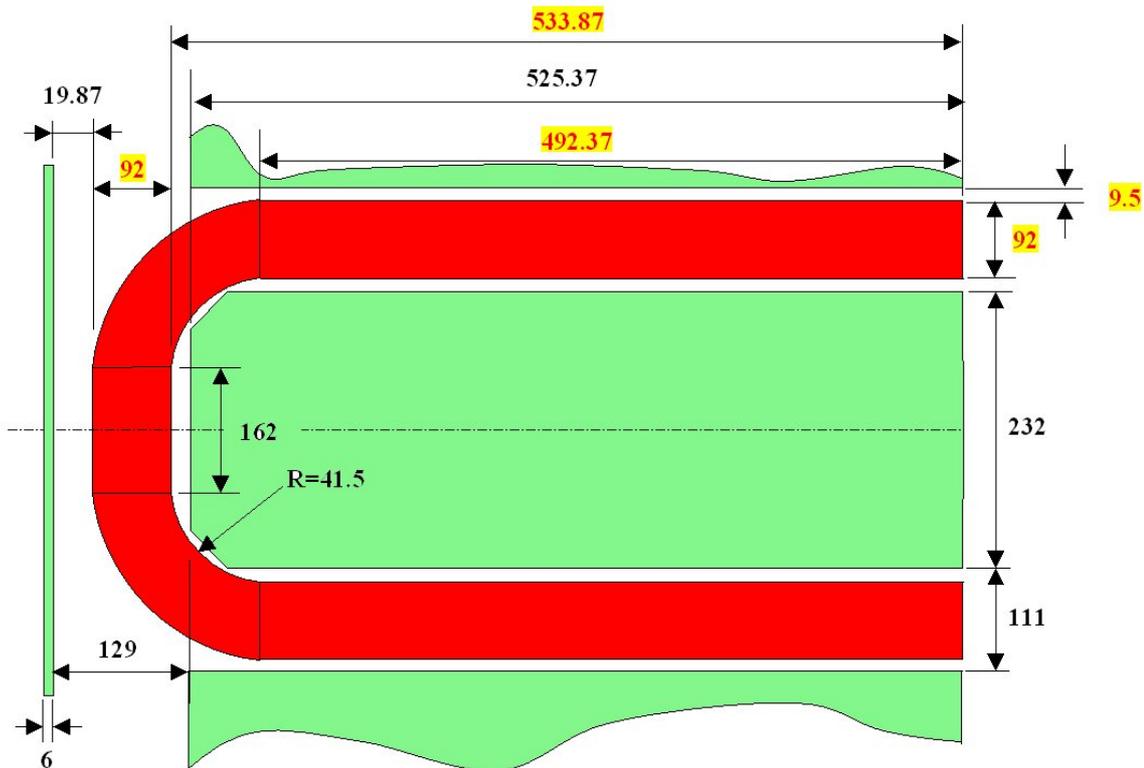
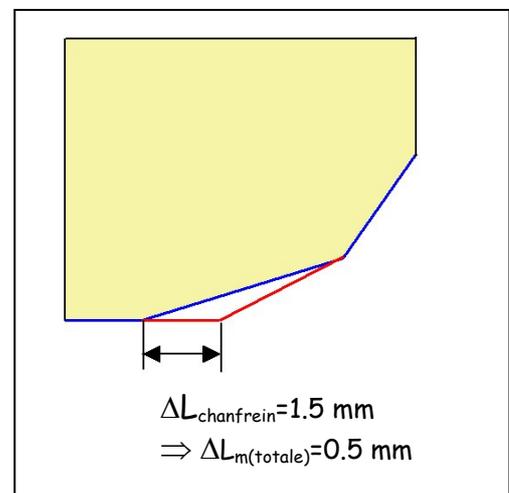


Figure 26 : correction de la géométrie des bobines

Si on se contente de modifier la section de la bobine en gardant la distance de 14.13 mm, la longueur magnétique reste inchangée, et le raisonnement précédent sur l'équilibrage des longueurs magnétiques reste valable. Le fait de modifier la distance de 14.13 mm pour se ramener à 8.5 mm (bobine plus courte) entraîne une diminution de la longueur magnétique qu'il faut compenser par un allongement du pôle, c'est-à-dire une modification de la première pente du chanfrein d'extrémité. La sensibilité du chanfrein est de  $\Delta L_{m(\text{totale})} = 0.5$  mm pour un décalage du chanfrein de 1.5 mm (Fig. 27)

Figure 27 : Sensibilité du chanfrein d'extrémité



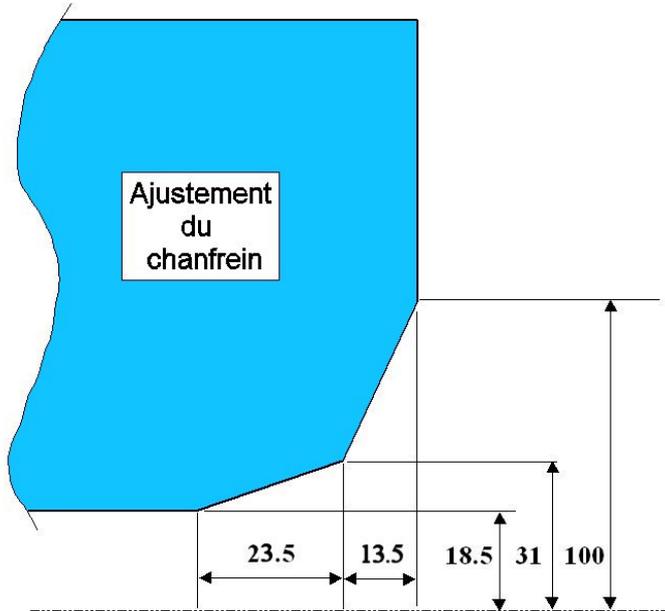


Figure 28 : Chanfrein obtenu

Pour retrouver la bonne longueur magnétique, le chanfrein a dû être décalé de 3 mm (Fig. 28). Nous vérifions la valeur de la longueur magnétique sur la figure 29, soit  $L_m=1052.39$  mm en modélisant le côté de l'aimant avec les connexions. Nous confirmons à ce stade de la modélisation, le décalage des Ampères tours de 3 mm du côté opposé aux connexions pour équilibrer les longueurs magnétiques. La valeur obtenue au centre est de  $L_m=1052.41$  mm.

Or, des simulations effectuées par l'équipe SOLEIL en parallèle avec le code RADIA<sup>[4]</sup> ont montré une différence importante sur le décalage des Ampères-tours, avec une valeur de 7.5 mm au lieu de 3 mm.

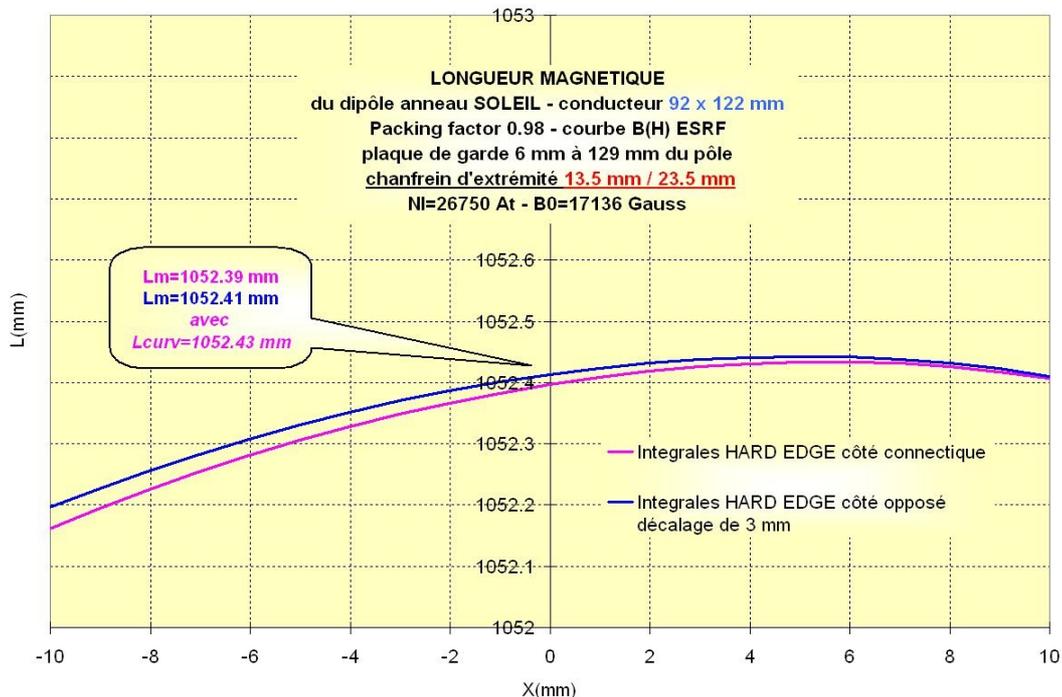
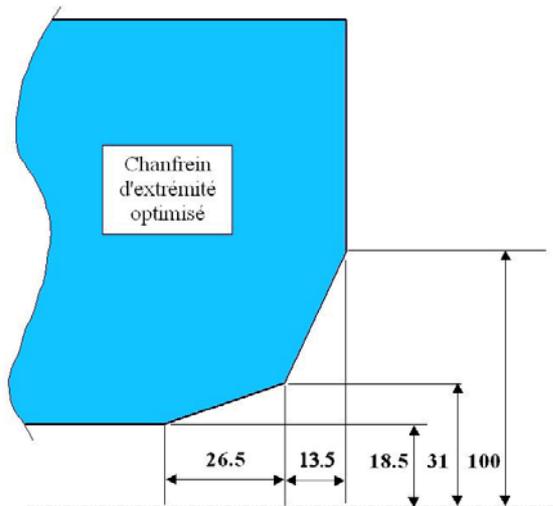


Figure 29 : Equilibrage des longueurs magnétiques

Cette situation nous a conduit à repenser la manière de simuler ces connexions. Ces nouvelles simulations ont fait l'objet de la note jointe en annexe. Le principe consiste à simuler le conducteur en 8 couches et de décaler une couche sur deux du côté connexions de manière à simuler la variation de densité de courant locale.

## 8° - Equilibrage des longueur magnétiques :

Les résultats obtenus ont permis de confirmer la valeur du décalage des Ampères-tours de 7.5 mm (voir Annexe). Il en résulte par ailleurs une modification de la longueur magnétique du côté des connexions. Sa valeur devient  $L_m=1053.238$  mm alors que la longueur curviligne dans le fer est de  $L_{curv}=1052.434$  mm.

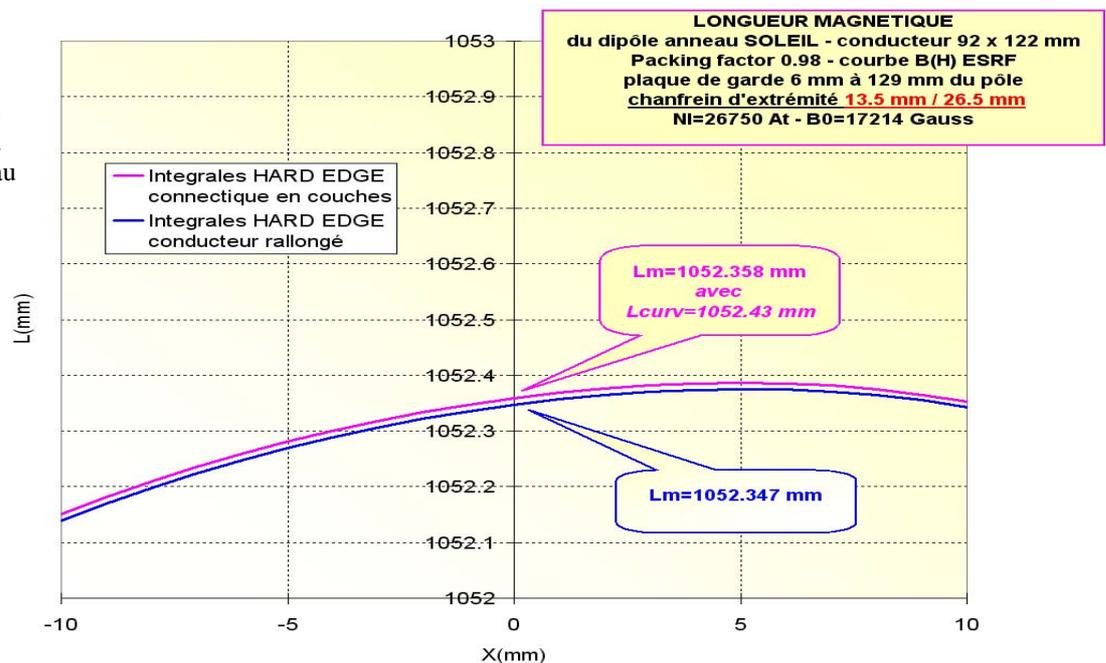


Nous avons donc à nouveau redéfini le profil d'extrémité pour obtenir  $L_m=L_{fer.curv}$ . Le profil définitif retenu est un profil à double chanfrein 13.5 mm/26.5 mm comme défini sur la figure 30.

Il permet de retrouver une longueur magnétique de  $L_m=1052.358$  mm avec les connexions [Fig. 31].

Figure 30 : Chanfrein définitif

Figure 31 :  
Equilibrage des  
demi-longueurs  
magnétiques du  
dipôle de l'anneau  
de SOLEIL



## V° - CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES :

Le dipôle de l'anneau de SOLEIL a été modélisé en 3D avec TOSCA.

Les différentes études réalisées ont permis de :

- définir le profil de la section transversale ainsi que le profil des chanfreins d'extrémité de manière à respecter les tolérances imposées
- ajuster la longueur magnétique du dipôle à la longueur curviligne dans le fer
- équilibrer les demi-longueurs magnétiques en déterminant l'allongement de bobine nécessaire du côté opposé aux connexions, de manière à compenser l'influence des connexions et du changement de couche du conducteur dans la bobine (décalage du centre de gravité des At).

La cartographie de l'aimant a été communiquée à SOLEIL en vue d'effectuer un fit polynomial du champ et en déduire les taux d'harmoniques. Ces développements sont ensuite utilisés pour le tracking des particules.

De notre côté nous avons effectué un développement harmonique du champ intégré par projection, sur un cercle de rayon  $R=17$  mm, mais qui n'englobe pas toute la zone utile horizontale. Du fait de l'entrefer de 37 mm, on ne peut pas effectuer le développement sur  $R=20$  mm.

La simulation du dipôle en H pourrait être affinée en prenant en compte la géométrie réelle des plaques de gardes. Elles ont été simulées en H alors qu'elles seront réalisées en C.

Les mesures magnétiques du prototype prévues pour la fin de l'année 2003 constituent la prochaine échéance pour une confrontation avec les résultats expérimentaux.

## REFERENCES

- [1] "Le dipôle de l'anneau de SOLEIL – Etude magnétostatique 3D détaillée" - DAPNIA-02-114, juin 2002
- [2] I-DEAS © , Structural Dynamics Research Corporation - US
- [3] OPERA-3D © Vector Fields Limited, Oxford, England
- [4] RADIA Reference guide, ESRF



COMMISSARIAT À L'ÉNERGIE ATOMIQUE

**DSM - DAPNIA**

DIRECTION DES SCIENCES DE LA MATIÈRE

Laboratoire d'Etude et de Développement des Accélérateurs

Service des  
Accélérateurs, de  
Cryogénie et de  
Magnétisme



## ANNEXE



COMMISSARIAT À L'ÉNERGIE ATOMIQUE

**DSM - DAPNIA**

DIRECTION DES SCIENCES DE LA MATIÈRE

Service des Accélérateurs  
de Cryogénie et de Magnétisme

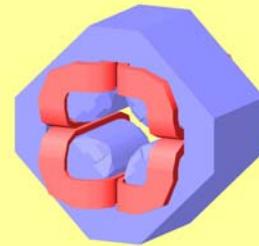
COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE - CEA/SACLAY  
DSM/DAPNIA/SACM bât. 701 – L'Orme des Merisiers  
91191 GIF-SUR-YVETTE CEDEX

O. DELFERRIERE – D. DE MENEZES



## SIMULATIONS ELECTROMAGNETIQUES 3D

**LABORATOIRE  
ETUDES ET  
DEVELOPPEMENT DES  
ACCELERATEURS**



### NOTE RECTIFICATIVE SUR LA MODELISATION DU DIPOLE DE L'ANNEAU DE SOLEIL

#### CONTEXTE

La simulation des connexions électriques du dipôle était sujette à discussion car la comparaison entre les résultats 3D TOSCA et RADIA, d'une part, et avec une simulation OPERA-2D d'autre part, montraient une grande différence sur l'allongement du conducteur nécessaire du côté opposé aux connexions, pour retrouver la même demi-longueur magnétique que la demi-longueur du côté des connexions.

Pour TOSCA nous avons prédit un gain de longueur magnétique par mm d'allongement de conducteur de 173  $\mu\text{m}/\text{mm}$ , RADIA donnait 70  $\mu\text{m}/\text{mm}$ , et l'estimation 2D prévoyait 89  $\mu\text{m}/\text{mm}$ .

#### MODELISATIONS REALISEES AU COURS DE L'ANNEE 2002 :

##### Equilibrage des demi-longueurs magnétiques du dipôle en tenant compte des connexions:

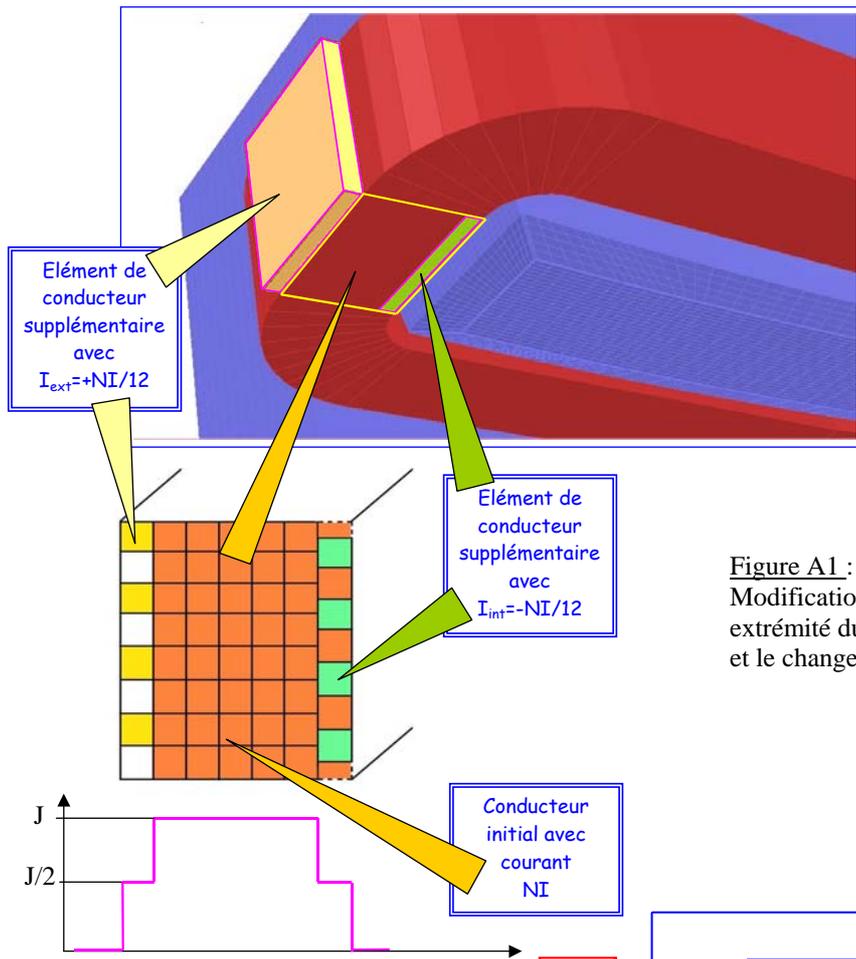
Les connexions électriques sont situées à l'extrémité du dipôle et elles induisent une dissymétrie des demi-longueurs magnétiques par rapport au centre de l'aimant, du fait d'un décalage du centre de gravité des Ampères-Tours [Fig. A1-A2]. Afin de quantifier cet effet, on introduit sous OPERA-3D des conducteurs supplémentaires en extrémité pour simuler une densité de courant non uniforme correspondant aux entrées/sorties de courant et au changement de couche dans le bobinage. On calcule alors une demi-longueur magnétique qui est supérieure à la demi-longueur magnétique du côté opposé aux connexions.

Ayant obtenu le profil d'extrémité qui assure  $L_m = L_{\text{fer curv}}$  en présence des connexions, il s'agit ensuite de trouver l'allongement nécessaire de la bobine pour décaler les Ampères-Tours du côté opposé aux connexions et retrouver la même longueur magnétique.

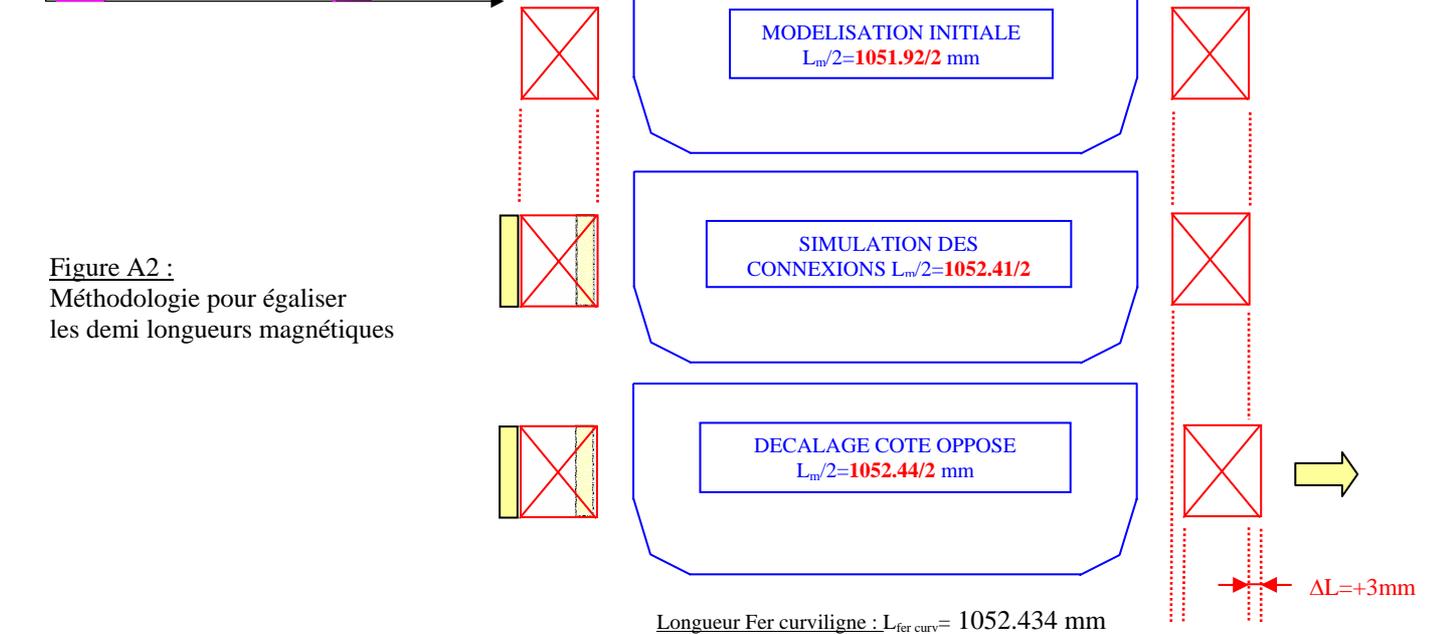
##### Méthode initialement utilisée :

La méthode consistait à rajouter au conducteur de type "racetrack" correspondant à la bobine principale, 2 conducteurs supplémentaires en extrémité, sous forme de barres qui permettaient de simuler la densité locale correspondant au changement de couche côté intérieur, et la présence des connexions à l'extérieur.

La Figure 1 ci après décrit la modélisation réalisée.



**Figure A1 :**  
Modification de la densité de courant en extrémité du dipôle pour simuler les connexions et le changement de couche du bobinage.



**Figure A2 :**  
Méthodologie pour égaliser les demi longueurs magnétiques

## IDENTIFICATION DE PROBLEME

Afin d'essayer de comprendre l'origine du problème, nous avons tout d'abord reconstruit le modèle avec un nouveau maillage plus fin au niveau de l'extrémité. Comme les calculs RADIA avaient été effectués avec un packing factor de 1 au lieu de 0.98, nous avons refait des calculs avec la valeur de 1. Nous avons également vérifié le comportement du dipôle à champ plus faible ( $\approx 1T$ ) afin d'éliminer les effets de saturation en extrémité.

Le maillage n'a pas modifié nos résultats. Le calcul à bas champ a conduit à un allongement de bobine identique.

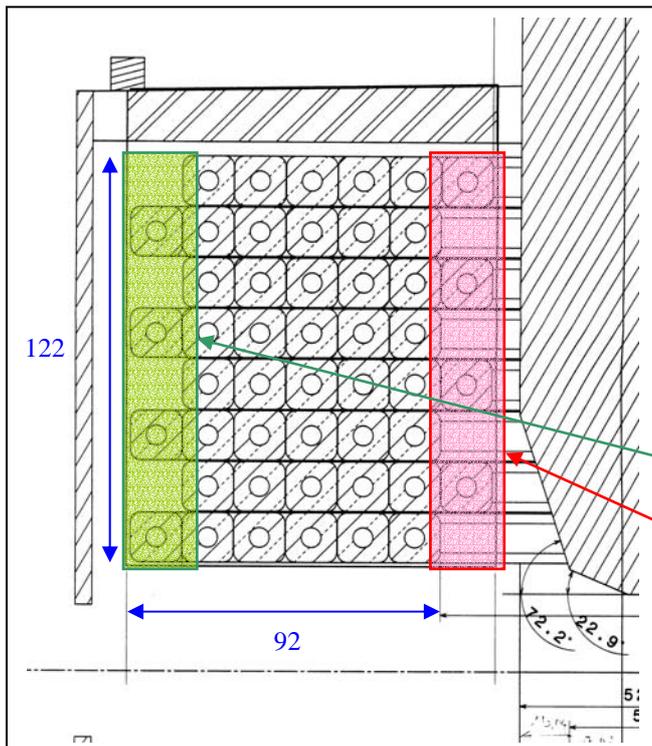
Par contre nous avons constaté des incohérences dans les résultats de calcul en considérant un aimant massif. Pour résumer, la correction de longueur sur la bobine devenait quasi nulle, et on constatait donc un comportement identique des extrémités qu'il y ait ou non les connexions.

Nous avons donc contacté VECTOR-FIELDS et leur avons soumis notre problème.

En fait ce problème vient du principe de modélisation. Bien qu'en rajoutant les 2 portions de conducteur (Fig. A1) dont la résultante en courant NI/12-NI/12 donne 0,  $\int Hdl=NI$  n'est plus respectée localement. Les conducteurs doivent nécessairement former un circuit fermé, ou alors les extrémités doivent être renvoyées à l'infini, c'est à dire très loin hors du modèle. On rappelle que les conducteurs sont des entités non liées au maillage, et qu'ils sont tous présents même si on ne modélise qu'une partie de l'aimant en raison des symétries.

## NOUVELLE MODELISATION

Le remède à ce problème a consisté à découper le conducteur principal en 8 conducteurs correspondant aux 8 couches de la bobine, et d'allonger une couche sur deux vers l'extérieur de l'aimant de la valeur correspondant à la section moyenne d'un conducteur, soit 15.33 mm, sachant que la section courante de la bobine vaut  $l=92 \text{ mm} \times h=122 \text{ mm}$  ( $92\text{mm} \div 6 \text{ conducteurs} = 15.33$ ).



Par cette méthode, on simule bien côté intérieur le changement de couche avec une densité locale  $J_{eq}$  équivalente à  $J/2$  dans la section verticale [Fig. A3].

Du côté extérieur on simule de la même manière la présence des connexions par une densité locale équivalente à  $J_{eq} = J/2$  dans la section verticale.

A l'opposé de l'aimant, la section de la bobine en extrémité reste identique à la section courante, soit une section rectangulaire de  $92 \text{ mm} \times 122 \text{ mm}$ , équivalente aux  $6 \times 8 = 48$  spires.

Figure A3 :

Extrait du plan de la bobine pour le dipôle de l'anneau de SOLEIL

Les conducteurs dans la nouvelle modélisation sont représentés figure A4. Cette modélisation prend donc correctement en compte le décalage du centre de gravité des Ampères-tours en extrémité du dipôle.

Il serait possible d'envisager une modélisation plus précise avec les barres de connexions dont les entrées/sorties seraient renvoyées très loin du modèle, avec 2 conducteurs correspondant exactement aux spires de la bobine, et qui feraient également le tour du pôle. Cette modélisation n'a pas été effectuée pour l'instant.

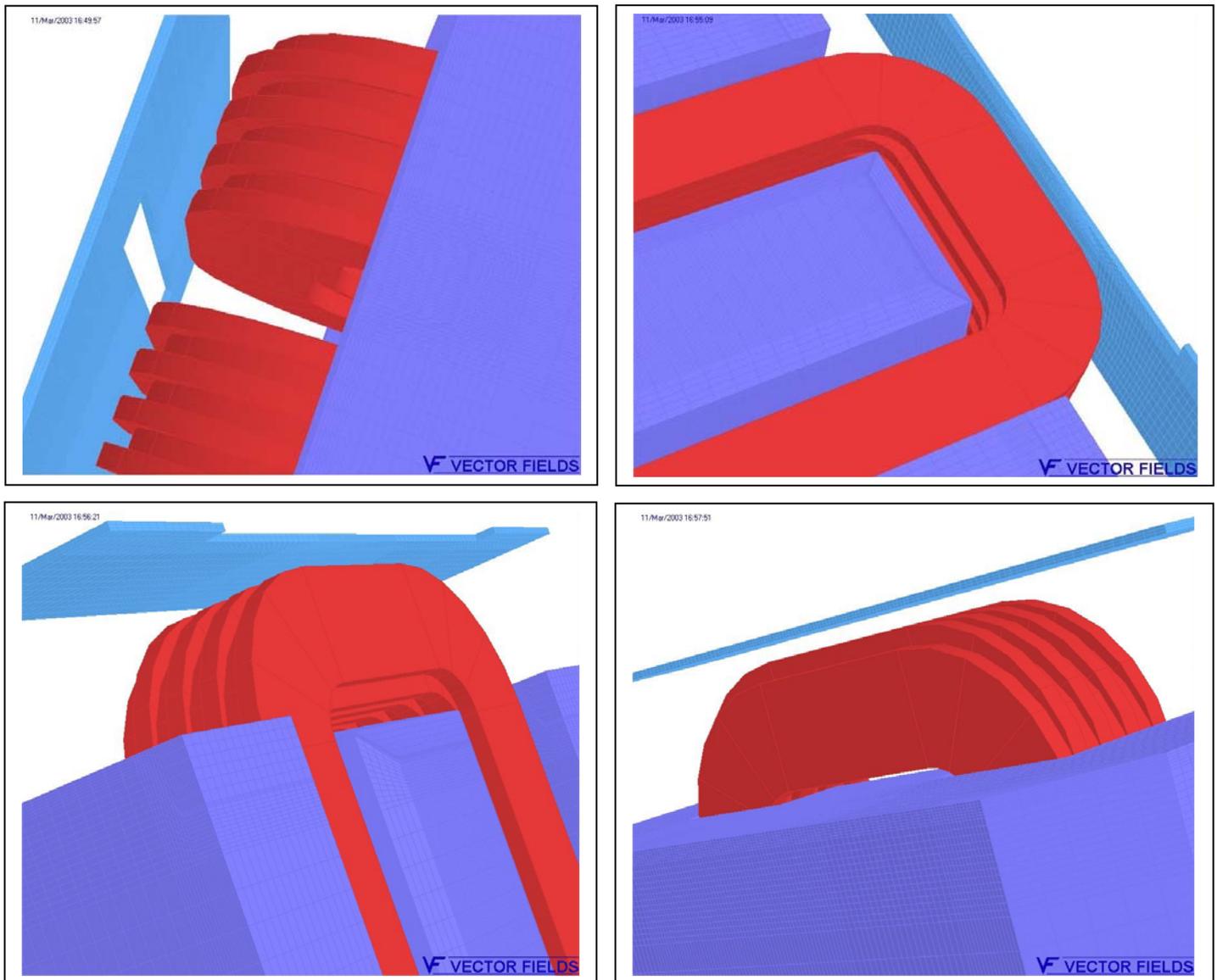


Figure 3 : Nouvelle modélisation pour la bobine du dipôle de l'anneau de SOLEIL

## CONSEQUENCES

Tout d'abord, la longueur magnétique du côté des connexions a changé [Fig. A5]. La valeur est maintenant de  $L_m=1053.238$  mm alors que la longueur curviligne dans le fer est de  $L_{curv}=1052.434$  mm. Le dipôle est alors trop long. Nous avons donc modifié le chanfrein d'extrémité en conséquence.

### Longueur magnétique du dipôle en tenant compte des connexions:

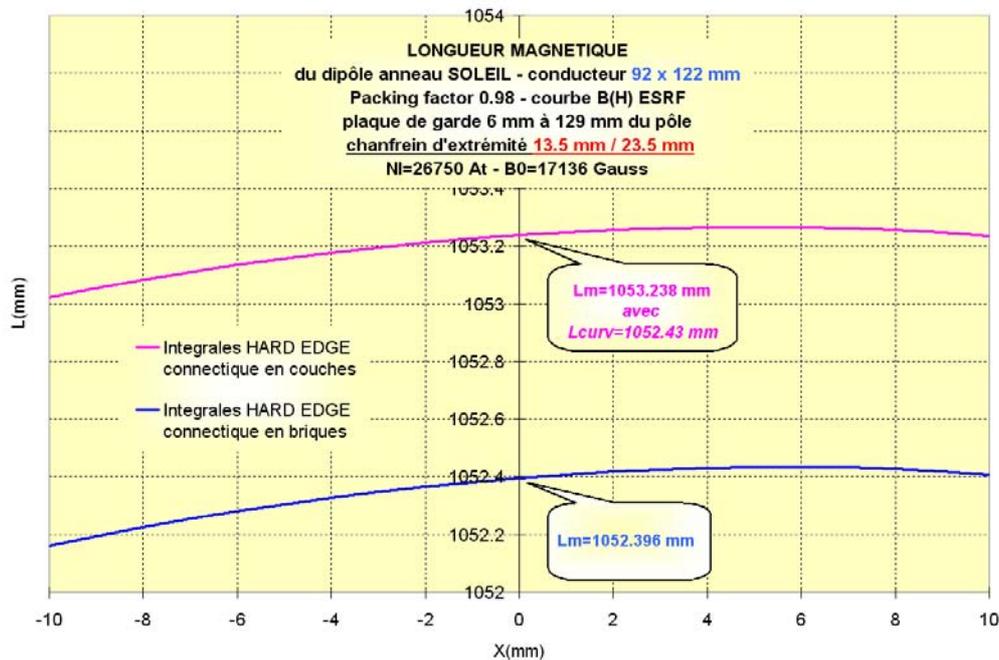


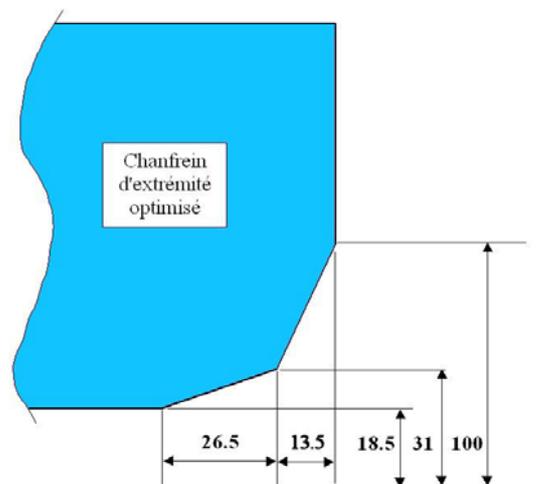
Figure A5 : Différence entre les deux modélisations pour la connectique du dipôle

### Nouveau profil d'extrémité :

Nous avons donc redéfini le profil d'extrémité pour obtenir  $L_m=L_{fer.curv}$ . Le profil retenu est un profil à double chanfrein 13.5 mm/26.5 mm comme défini sur la figure A6.

Il permet de retrouver une longueur magnétique de  $L_m=1052.358$  mm avec les connexions.

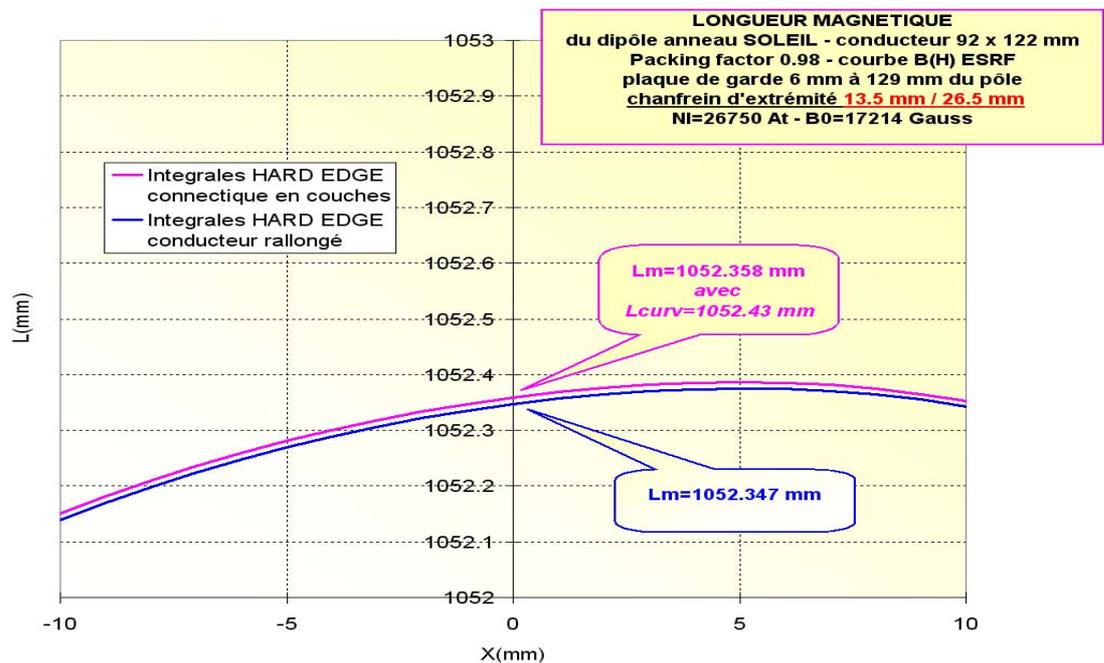
Figure A6 : Profil de chanfrein définitif pour le dipôle anneau de SOLEIL



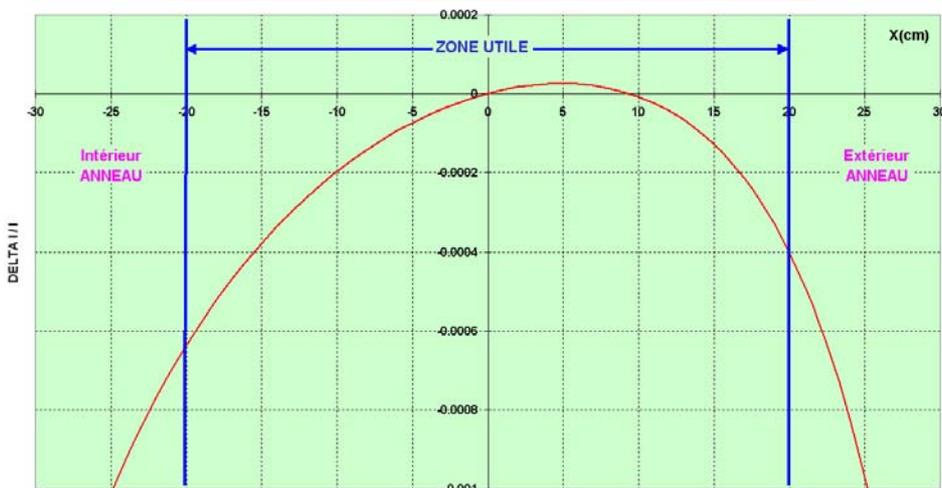
## Equilibrage des demi-longueurs magnétiques du dipôle en tenant compte des connexions:

La principale différence avec la précédente modélisation réside dans l'équilibrage des demi-longueurs magnétiques. Nous observons maintenant que le décalage des Ampères-tours correspond à un allongement de la bobine de 7.5 mm, contrairement aux 3 mm que nous avons annoncés. Cet allongement permet de retrouver une longueur magnétique de 1052.347 du côté opposé aux connexions [Fig. A7]. L'homogénéité des intégrales de champ n'a pas été modifiée [Fig. A8].

**Figure A7 :**  
Equilibrage des demi-longueurs magnétiques du dipôle de l'anneau de SOLEIL



**HOMOGENEITE DES INTEGRALES DE CHAMP** du dipôle anneau SOLEIL  
Packing factor 0.98 - courbe B(H) ESRF - conducteur 92 x 122 mm  
plaque de garde 6 mm à 129 mm du pôle - chanfrein d'extrémité 13.5 mm / 26.5 mm  
NI=26750 At -  $B_0=17214$  Gauss



**Figure A8 :**  
Homogénéité des intégrales de champ dans la zone utile du dipôle de l'anneau de SOLEIL

## CONCLUSIONS

L'effet du décalage du centre de gravité des Ampères-tours du aux connexions entraîne un allongement de longueur magnétique qui a pu être corrigé par une retouche de la longueur du chanfrein d'extrémité, en passant de 23.5 mm à 26.5 mm.

Nous confirmons la valeur de l'allongement de la bobine du côté opposé aux connexions de  $\Delta l = 7.5$  mm obtenue avec le code RADIA, avec une sensibilité de  $92 \mu\text{m}/\text{mm}$ .

Nous obtenons dans ces conditions de part et d'autre du dipôle une longueur magnétique identique à  $1.10^{-5}$  près ( $[1052.358-1052.347]/1052.358$ ).

La longueur magnétique est ajustée à  $7.2 \cdot 10^{-5}$  par rapport à la longueur curviligne dans le fer.