



Rapport Interne du LPSC sur les études magnétiques dédiées aux spectromètres magnétiques gazeux

G. Kessedjian, E. Froidefond, A Chebboubi

► To cite this version:

G. Kessedjian, E. Froidefond, A Chebboubi. Rapport Interne du LPSC sur les études magnétiques dédiées aux spectromètres magnétiques gazeux. [Research Report] LPSC17003, LPSC - Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie. 2017, 38 p. in2p3-01467539v2

HAL Id: in2p3-01467539

<https://hal.in2p3.fr/in2p3-01467539v2>

Submitted on 26 Apr 2017

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial 4.0 International License

Rapport Interne du LPSC sur les études magnétiques dédiées aux spectromètres magnétiques gazeux

G.Kessedjian ; E. Froidefond ; A.Chebboubi

*Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie
CNRS/IN2P3, Université Grenoble Alpes, Grenoble INP
53 avenue des Martyrs, 38026 Grenoble, France*

Le 11/05/16

collaboration :

A. Chebboubi^a, G. Kessedjian^a, H. Faust^b, A. Blanc^b, M. Jentschel^b, U. Köster^b, T. Materna^c, O. Méplan^a, C. Sage^a, O. Serot^d

a LPSC, Université Grenoble-Alpes, CNRS/IN2P3, F-38026 Grenoble Cedex, France

b Institut Laue-Langevin, F-38042 Grenoble Cedex 9, France

c CEA, DSM, IRFU, SPhN, Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

d CEA, DEN, DER, SPRC, Cadarache, Physics Studies Laboratory, F-13108 Saint-Paul-lès-Durance, France

Table des matières

1	Étude sur les spectromètres magnétiques gazeux	7
1.1	Contexte des études sur les Spectromètres Magnétiques Gazeux	7
1.2	Choix du dispositif	8
1.3	Contraintes physiques des études sur les GFM	11
1.3.1	Rigidité magnétique $B\rho$ Vs. pertes d'énergie	11
1.3.2	Calcul des trajectoires des fragments de fission via un code Monte Carlo	12
1.3.3	Contraintes sur les caractéristiques de l'aimant	12
1.3.4	Résolution attendue et méthode d'analyse	13
2	Principes de conception d'un aimant dipolaire	18
2.1	Principes généraux	18
2.2	Contraintes techniques	19
2.2.1	Matériaux magnétiques	19
2.2.2	Contraintes de dimensionnement	20
2.2.3	Contraintes sur l'intensité du courant	21
2.3	Paramètres de l'aimant	21
3	Modèle 3D	23
3.1	Le champ magnétique principal	23
3.2	Les corrections de champ	25
3.2.1	Les cartes de champ	25
A	Caractérisation des GFM dédiés aux fragments de fission	28
B	Compléments sur les calculs magnétiques	33
	Table des figures	39
	Liste des tableaux	40

Introduction

Ce rapport expose les résultats des études menées au LPSC en collaboration avec l'ILL et le CEA sur les spectromètres magnétiques gazeux. Ces études ont été réalisées dans le cadre du projet FIPPS porté par l'ILL. Les études physiques ont fait l'objet de la thèse d'Abdelaziz Chebboubi [13]. Un résumé succinct des résultats et des propositions faites lors du Conseil Scientifique du LPSC de juin 2016 sont présentés en première partie. Des études magnétiques et mécaniques ont été réalisées au LPSC par le service accélérateur du LPSC par Emmanuel Froidefond. La seconde partie de ce rapport interne est dédié à la présentation de ces résultats.

Le projet d'instrument FIPPS, pour FISSION Product Prompt γ ray Spectrometer (FIPPS), a pour but de compléter les instruments disponibles à l'ILL pour les études sur la spectroscopie nucléaire et le processus de fission. Actuellement, le spectromètre Lohengrin (ILL) constitue un instrument phare en Europe et dans le monde pour l'étude de noyaux riches en neutrons et la caractérisation des rendements de fission. Pour l'étude de la fission, deux observables de choix sont intéressantes : l'étude des probabilités de fission en énergie d'excitation et en spin ou l'étude des rendements de fission (en fonction de la masse, de la charge nucléaire, de l'énergie cinétique et du spin emporté par les fragments). Le spectromètre Lohengrin est particulièrement bien adapté à l'étude des propriétés (γ ou β) des fragments de fission. Néanmoins plusieurs limites sont consubstantielles aux performances du spectromètre Lohengrin. La première limitation correspond au fait de ne pouvoir observer que deux fragments car le positionnement de la cible d'actinide proche du coeur du réacteur. La seconde contrainte est le temps de parcours des fragments [1 ; 2 μ s] dû aux 23 m des déflexions électrique et magnétique. De plus, l'angle solide très faible implique une acceptance très limitée de l'instrument.

Pour étudier des observables promptes de la fission, l'objectif à l'ILL est de placer une cible d'actinide fissile dans un faisceau collimaté de neutrons entouré d'un multidétecteur pour observer en coïncidence les différentes observables γ , neutron ou énergie cinétique des fragments. Dès lors, les choix des différents détecteurs sont à étudier afin de dimensionner les équipements et les expériences réalisables. Si le choix des détecteurs Germanium va de soi compte tenu de l'orientation de l'instrument vers la spectroscopie, le choix du détecteur de fragments de fission est moins immédiat. Dans ce rapport, nous présentons les principaux résultats, la proposition d'instrument et la méthode d'analyse escomptée pour les études sur la fission à l'ILL.

Chapitre 1

Étude sur les spectromètres magnétiques gazeux

1.1 Contexte des études sur les Spectromètres Magnétiques Gazeux

Les études des spectromètres magnétiques gazeux (GFM) dédiés aux produits de fission ont été initiées à l'ILL par H. Faust dans le cadre du proposal d'un nouvel instrument, FIPPS¹ à la conférence Vision 2020 organisée par l'ILL en 2010 [1]. De cette idée est né un programme de recherche sur les GFM pour vérifier leur pouvoir de séparation. Pour ce faire, nous avons pu reconvertir temporairement l'aimant de focalisation en énergie du spectromètre Lohengrin (dit RED) en GFM. Le but initial de cet aimant est de réduire la dispersion spatiale des ions sur l'axe en énergie (E_k) du spectromètre Lohengrin (ILL) pour venir déposer le faisceau extrait sur une bande magnétique pour des mesures de spectrométrie γ (mesures de structure nucléaire ou de fission).

Pour caractériser les GFM dédiés à l'étude des fragments de fission, nous allons utiliser le spectromètre Lohengrin comme une source unidirectionnelle de fragments en utilisant la multiplicité des masses extraites $(A_1, q_1, E_1) \equiv (A_2, q_2, E_2) \equiv \dots \equiv (A_k, q_k, E_k)$ comme sonde de la résolution en masse des GFM. Pour ce faire, l'aimant RED est isolé du Lohengrin via une feuille de polypropylène de 0,5 à 0,7 μm et rempli de gaz (He , N_2 , Ar , isobutane...). Dès lors, l'objectif est de mesurer la séparation spatiale des masses afin de quantifier les performances de ce type de spectromètre et de les comparer à la littérature [2, 3]. Principalement ces spectromètres sont utilisés pour étudier des noyaux légers produits par réaction de fusion-évaporation ou les noyaux super-lourds. Seules quelques études portant sur l'utilisation de ce type d'instrument pour l'étude des fragments eux-mêmes ont été réalisées par le passé [2]. L'objectif ici est d'évaluer les propriétés des GFM pour la dynamique « naturelle » en énergie des fragments de fission et non-post-accélérés. Dans la suite de ce rapport, nous présenterons les propriétés générales des GFM pour les fragments de fission puis nous discuterons de la faisabilité de ce projet en ce qui concerne la physique de la détection et la physique des aimants. Ces travaux ont conduit à l'organisation en 2014 par le LPSC et l'ILL d'un workshop intitulé : Workshop on Gas Filled Magnets for Nuclear Fission and Fission Product Spectroscopy, ILL Grenoble - LPSC Grenoble - CEA Cadarache – CEA Saclay Grenoble, May 20-22, 2014 (lpsc.in2p3.fr/gfm).

1. Fission Product Prompt γ ray Spectrometer (FIPPS)

1.2 Choix du dispositif

Proposition de projet d'un nouvel instrument : Fission Prompt Particule Spectrometer (FIPPS)

Proposé initialement en 2010, le projet FIPPS fait suite au programme EXILL qui a démontré la faisabilité de placer un multi-détecteur Germanium autour d'un faisceau de neutrons thermiques. Les campagnes de prises de données d'EXILL ont montré l'intérêt de ce type de mesures mais aussi illustré la nécessité de prévoir un détecteur de fragments comme veto ou anti-veto afin de nettoyer les spectres gamma (même en triple coïncidence). Actuellement, le projet FIPPS est découpé en deux phases : la continuité du programme EXILL est dénommée FIPPS-Phase-I; la seconde phase correspond à l'ajout d'un filtre de fragments de fission. Les campagnes expérimentales EXILL ont confirmé les idées du projet initial FIPPS combinant un spectromètre de masse à une spectrométrie γ de haute résolution (HPGE) et des détecteurs neutrons. Cet instrument permettra de mesurer sur une ligne de neutrons collimatés les cascades des rayonnements γ et neutrons prompts (énergie, multiplicité, distribution angulaire) du premier fragment en coïncidence avec l'identification en masse du second fragment. Pour cela l'instrumentation gamma ou neutron doit être placée au niveau de la cible d'actinide, ce qui n'est pas possible sur le spectromètre Lohengrin (puisque celle-ci est dans le réacteur). Pour ce faire, un fragment (A_1, Z_1) est arrêté dans le support de la cible alors que le second (A_2, Z_2) est potentiellement détecté par le filtre en masse. La méthode expérimentale est basée sur une triple coïncidence :

- une première coïncidence entre les spectres gamma et la masse filtrée doit permettre de réaliser une coupure dans les spectres gamma afin d'identifier des transitions discrètes de l'isotope ;
- sur les événements sélectionnés, une seconde coïncidence est réalisée avec une raie discrète de (A_1, Z_1) entre les détecteurs Germanium, deux à deux, sur une fenêtre de temps de quelques ns.

Le spectre obtenu correspond alors au spectre de gamma prompts du couple (A_1, Z_1) & (A_2, Z_2) après correction des événements fortuits. Les deux limites de l'expérience sont le taux de comptage en lien avec la distribution de la réponse en temps des détecteurs (largeur en temps de la coïncidence) et le bruit de fond dû aux rayonnements ambiants et à l'accumulation de produits de fission dans la cible. Ainsi, l'interprétation de ces spectres obtenus doit se faire avec un code de désexcitation nucléaire prenant en compte les transitions discrètes comme le permet par exemple FIFRELIN [6, 7] (ou GEF [4], etc...). L'objectif est d'évaluer la distribution $P(J|E^*)$ via des méthodes similaires à celles développées pour les rapports isomériques.

Néanmoins, pour que ce dispositif soit réalisable, il est nécessaire d'avoir une identification en masse correcte couplée à une bonne efficacité de détection. Plusieurs solutions sont utilisables mais il faut se rappeler que dans notre cas, nous souhaitons arrêter un des deux fragments dans la cible pour limiter l'effet Doppler. Dès lors les solutions type 2E.2V (Spider [8], Falstaff [9], Steff [10]) sont à exclure et il est nécessaire de comparer les dispositifs utilisant un seul bras de détection. Il reste alors deux solutions envisagées :

- une identification EV via une mesure de l'énergie cinétique et du temps de vol du fragment. Obtenir une grande efficacité nécessite d'ouvrir les angles solides. Cela implique des corrections de perte d'énergie qui dépendent grandement de l'angle d'émission. En supposant une résolution en temps de 200ps, une mesure de l'énergie à 1% et une distance de vol de 50 cm, la résolution en temps ne peut être meilleure que 1.2% sans les incertitudes sur les corrections de la perte d'énergie et du straggling en énergie (dans les feuilles des détecteurs de temps de vol ou la fenêtre de la chambre). L'efficacité de détection d'un fragment pour un seul bras EV serait autour de $\varepsilon_f = 0,95\%$ pour un détecteur en énergie (chambre d'ionisation) de 15 x 20 cm². Pour un tel angle solide, sans correction de la trajectoire des ions, la résolution ne peut être meilleure que $\sigma > 2\%$.
- une identification avec un GFM permet de focaliser le faisceau entrant au point focal du spectromètre. Pour une distance de 10 cm entre la cible et l'entrée du spectromètre, nous obtenons une efficacité de détection d'un fragment de l'ordre de $\varepsilon_f = 0.4\%$ pour une section de sortie de 20 x 40 cm² et une acceptance intrinsèque de 50%. La résolution en masse est de $\sigma = 1.5\%$ conformément

aux résultats précédents sur les GFM. Néanmoins pour avoir cette résolution en masse, il est nécessaire de connaître la direction d'entrée du fragment dans le spectromètre. Pour cela il est possible d'utiliser une chambre axiale avec une identification de la position (x, y) d'entrée dans le GFM via deux grilles orthogonales. Dans cette logique, la chambre axiale et la chambre d'ionisation à la sortie du GFM permettant d'identifier le fragment doivent idéalement fonctionner sans fenêtre (cf. Fig. 1.1).

TABLE 1.1 – Configuration envisagée pour le projet FIPPS. Les expériences dédiées à l'étude de la fission nécessitent l'usage d'un spectromètre de masse [11] .

Instrument	Angle solide (1 bras) (mSr)	Ouverture angulaire (°)	Couverture angulaire (actuelle)	Couverture angulaire (souhaitée)	Résolution en temps (FWHM)	Résolution en masse FWHM (uma)
COSI-FAN-Tutte	0.07	0.005	0.002 %	0.002 %	100 ps	0.6
SPIDER	9	3	0.035 %	2 %	250 ps	1.2 – 1.7
FALSTAFF	112	11	0.9 %	2 %	120 ps	1.6 - 1.9
VERDI	1.8	1	1 %	1.5 %	435 ps	1.2 (pre) – 3.2 (post)
FIPPS	52 - 434	~10 - 30	0.4 – 3.5 %	-	1 ns	1.3 – 2.2

A première lecture, on remarque une grande similarité entre les deux techniques. Néanmoins on remarquera que le GFM peut facilement être dimensionné pour une entrée utile de $15 \times 30 \text{ cm}^2$ et une sortie utile de $20 \times 40 \text{ cm}^2$, suivant les études réalisées au LPSC par Emmanuel Froidefond (service accélérateur du LPSC). Cela double alors l'efficacité du dispositif. Pour la technique de temps de vol, cela est nettement plus compliqué d'augmenter l'angle solide sans détériorer la résolution. Le second point porte sur la propriété de focalisation des GFM qui permet de réaliser la spectrométrie des fragments sortants afin d'étudier, entre autres, les isomères ns directement. Cette possibilité serait un avantage notable pour le programme sur les rapports isomériques prévus par la collaboration.

A titre d'illustration, les taux de comptage prévus auprès des lignes de neutrons thermiques de l'ILL avec un flux minimum de $10^8 \text{ n}/(\text{cm}^2\text{s})$ et estimés avec un fissile de section efficace moyenne de 586 b, une cible de 0.5 mg, une efficacité de 0.25% par cristal et une multiplicité gamma de 5 aboutissent aux taux de comptage présentés dans le tableau Tab. 1.2.

TABLE 1.2 – Configuration envisagée pour le projet FIPPS. Les expériences dédiées à l'étude de la fission nécessitent l'usage d'un spectromètre de masse [11]. Une évaluation des taux de comptages pour des expériences exploitant le faisceau extrait du GFM est présentée dans la dernière partie du tableau.

Beam and targets parameters				
Neutron flux (n/cm²/s)	1,00E+08			
XS 235U(nth,f) (cm²)	586 E-24			
target thickness (mg)	0,5			
Atom number (at)	1,28E+18			
FIPPS : Ge Clovers and FF filter				
fission rate on target (4pi) /s	75095			
fragment rate on target (4pi) /s	150191			
entrance collimator GFM (cm²)	20*40		20x40	
geometrical efficiency GFM (relative)	0,004		0,035	
	FIPPS		FIPPS & TPC	
intrinsic efficiency GFM	1	0,5	1	0,5
Trigger rate /s	617	309	5196	2598
Ge Cristal Relative mean efficiency	0,0025			
Ge cristal number FIPPS	32			
Gamma multiplicity per fragment	5			
γ rate / cristal /s	938,7			
Coinc. number (lon - discret γ) / clover /s	30,9	15,4	259,8	129,9
Coinc. number (lon - discret γ) / FIPPS /s	246,9	123,5	2078,3	1039,1
Coinc. number (lon - discret γ) / FIPPS /s for Y(A,Z)=1%	2,47	1,23	20,78	10,39
Coinc. number (lon - discret γ) x γ continuum / FIPPS /s for Y(A,Z)=1%	0,77	0,38	6,44	3,22
Mass resolution of FF filter (FWHM)	2.2		-	
Gamma spectrum on FIPPS extracted beam				
Efficiency BEGe	0,01			
Gamma rate /s /A /BEGe for Y(A,Z)=1%	0,31	0,15	-	-
Coinc. Number (lon - discret γ) x discret γ / 1 clover /1 BEGe /s	0,015	0,008	-	-
Coinc. Number FIPPS & BEGe /s	0,12	0,06	-	-
Coinc. Number FIPPS & BEGe / h	444	222	-	-

Les résultats du programme EXILL (Exogam@ILL) attestent déjà de la faisabilité du projet. La particularité de FIPPS porte sur le remplacement d'une triple coïncidence γ par une coïncidence $\gamma \times \gamma \times ion$. Celle-ci est indispensable pour les expériences sur la fission afin de pouvoir identifier l'énergie cinétique du fragment (via les chambres d'ionisation axiale et au point focal) et remonter aux distributions en énergie d'excitation-spin post émission neutron masse par masse. Un couplage de l'instrument avec des détecteurs neutrons permettrait d'extraire des mesures d'émission neutron par masse avec des incertitudes systématiques différentes des mesures usuelles type $(2E)$ en coïncidence avec des détecteurs de neutrons [12].

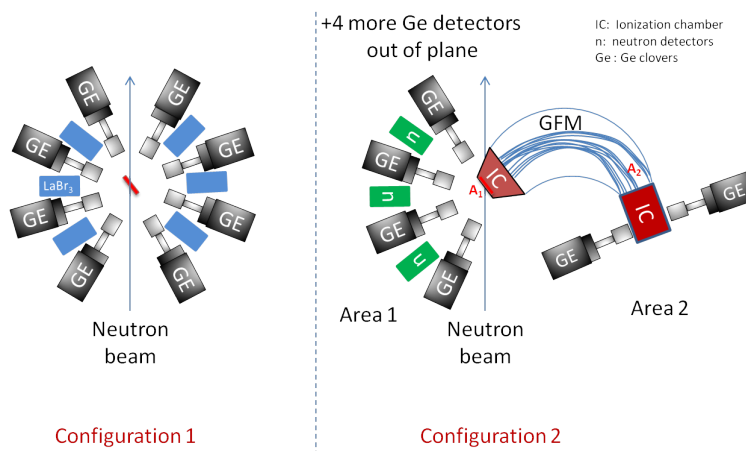


FIGURE 1.1 – Configuration envisagée pour le projet FIPPS. Les expériences dédiées à l'étude de la fission nécessitent l'usage d'un spectromètre de masse.

Le dimensionnement s'appuie sur la validation du programme de simulation développé au LPSC. Une première étude magnétique a été réalisée au LPSC permettant d'affirmer la faisabilité d'un champ magnétique de 2 Tesla sur un GAP d'aimant de 40 cm. Pour des raisons d'encombrement, ce projet nécessite des bobines supraconductrices. La stabilité souhaitée de 0,5% est garantie via des bobines complémentaires de part et d'autre de l'entrefer. Cette résolution est suffisante compte tenu de la dispersion naturelle dans les GFM de l'ordre de 1,5%

Si des mesures en spectres de neutrons thermiques à l'ILL permettent d'apporter de nouvelles informations sur le processus de fission pour les isotopes fissiles, le couplage de ce nouvel instrument à une source de neutrons rapides ouvrirait les études de fission à l'ensemble des actinides présents dans les cycles actuels ou innovants : U, Pu, Am, Cm. A côté de NFS ou NTOF, Grenoble pourrait offrir un positionnement intéressant. Le LPSC, à travers PEREN, dispose d'une des sources de neutrons rapides mono-énergétiques (3 MeV et 14 MeV) les plus intenses en France. Les études sur la protection neutronique de l'instrumentation sont en cours afin d'ouvrir la plateforme PEREN à cette thématique.

1.3 Contraintes physiques des études sur les GFM

1.3.1 Rigidité magnétique $B \cdot \rho$ Vs. pertes d'énergie

Les caractéristiques générales des GFM dédiés aux fragments de fission en cinématique directe sont dictées par deux points : la rigidité magnétique et la perte d'énergie dans le gaz. Pour un aimant sous vide, la contrainte sur l'intensité maximale du champ magnétique peut être levée par l'augmentation du rayon et donc de la trajectoire sous champ. Dès lors la quantité d'intérêt est la quantité BL correspondant au parcours magnétique. Néanmoins, on s'attend à une dispersion maximale pour une déviation autour des 90° , i.e. correspondant à la plus grande séparation spatiale entre les masses des fragments. Néanmoins, la distribution en charge ionique des fragments de fission ayant une dispersion de 3 ou 4 unités autour d'une charge moyenne de $18^+ - 20^+$ dans le vide, un aimant seul ne permet pas de réellement séparer les masses des fragments de fission.

Dans les GFM, la présence du gaz permet de diminuer la dispersion en charge ionique puisque les collisions du fragment avec les atomes du gaz permettent d'accéder à un équilibre en charges ioniques autour de 12^+ . Cependant la perte d'énergie dans le gaz limite le parcours possible du fragment, notamment si celui-ci doit être détecté à la sortie de l'aimant. Pour améliorer l'identification en masse du fragment secondaire, il est judicieux de contraindre la reconstruction de la trajectoire dans le spectromètre par une détection de l'énergie cinétique résiduelle. Cette mesure devient cruciale dès lors que l'on projette de faire une mesure d'une observable physique (rapport isomérique, distribution isotopique, parité, polarisation...), en fonction de l'énergie cinétique initiale afin de remonter à l'énergie d'excitation du fragment émis.

1.3.2 Calcul des trajectoires des fragments de fission via un code Monte Carlo

Pour ce faire, un code Monte Carlo a été développé au LPSC pour calculer la transmission d'un fragment par le GFM. Ce code contient principalement des paramètres liés à l'évolution de la distribution en charges ioniques en fonction de l'énergie cinétique du fragment. Une comparaison calcul-expérience a pu être réalisée jusqu'à la masse 132 via des mesures auprès du spectromètre Lohengrin (cf Fig. 1.2). Pour les fragments légers $A < 110$ u, on observe un bon accord avec les mesures. Pour la masse 132, on observe une surestimation du champ nécessaire pour extraire la masse correspondant à un biais dans le calcul de la charge ionique pour les fragments du pic lourd. En effet, dans cette région, les distributions en charges ioniques peuvent être perturbées par la dés-excitation nucléaire. Dès lors une charge ionique moyenne plus élevée est observée, ce qui induit un biais de calcul vers des champs élevés. Par conséquent, on observe les fragments lourds pour des champs magnétiques moins élevés que ce qui est calculé. Ce biais conservatif permet d'assurer qu'avec un aimant produisant un champ de 2T, les deux pics des fragments de fission pourront être observés.

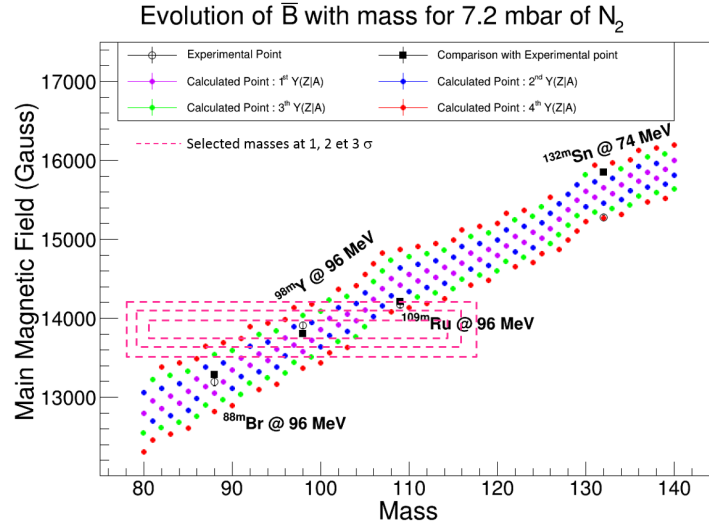


FIGURE 1.2 – Indicateur du champ magnétique en fonction de la masse pour le pilotage de l'instrument et la quantification de la multiplicité des masses filtrées pour l'utilisation du GFM sans le filtre en masse initial du spectromètre Lohengrin en amont. La sélection en masse (ligne pointillée) est donnée pour une localisation de la position de sortie avec un pas de 1cm.

1.3.3 Contraintes sur les caractéristiques de l'aimant

Ce code de calcul a permis de déduire les caractéristiques de l'aimant le plus adapté pour avoir la meilleure séparation en masse [13]. Compte tenu du BL et de la perte d'énergie, un aimant de 90 cm de rayon et de 100 à 110° est requis pour ce projet (cf Fig. 1.3). Le choix réalisé par la collaboration de

maximiser l'angle solide d'entrée du détecteur, permettant de garder la possibilité de faire un upgrade de l'aimant (e.g. ajout d'une TPC dans l'aimant) a conduit à choisir un gap utile dans l'aimant de $20 \times 40 \text{ cm}^2$. Comme nous le verrons dans le second chapitre de ce rapport, ce choix impose de fortes contraintes sur la technologie de l'aimant. Néanmoins il est important de garder en mémoire qu'un setup qui serait beaucoup moins efficace qu'une triple coïncidence gamma condamnerait l'utilisation de ce projet en grande partie aux études de fission où l'énergie d'excitation du fragment est requise.

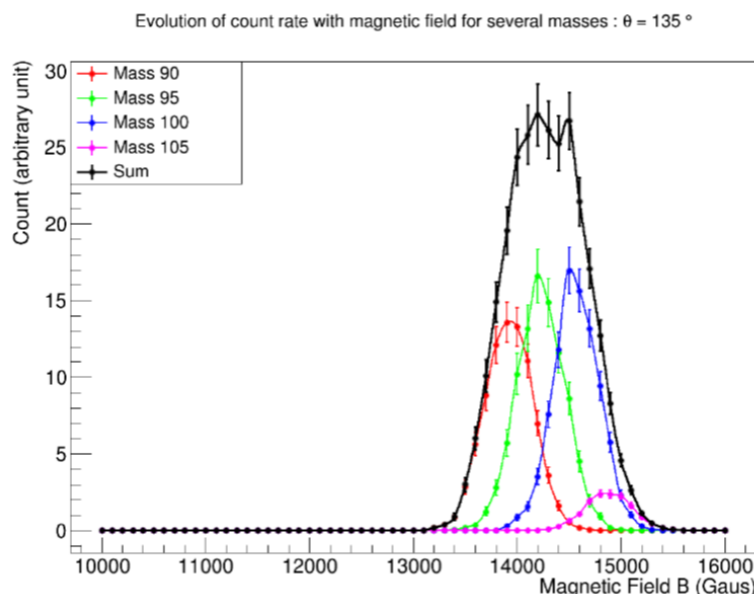


FIGURE 1.3 – Transmission en masse du spectromètre GFM en fonction du champ magnétique appliqué pour différentes masses .

La stabilité en champ magnétique est imposée par la résolution en masse optimale des GFM² supérieure à 1,5% (cf. chap. A, Fig. A.3). On souhaite donc que le champ ait une homogénéité à 0,5% pour rendre les perturbations magnétiques négligeables dans l'analyse. La gamme de champ magnétique doit couvrir la gamme de 12 000 à 21 000 Gauss (saturation de l'entrefer) afin de garantir que l'on puisse mesurer l'acceptance en champ B complète. Ce point est indispensable pour la normalisation des mesures de rendements de fission.

1.3.4 Résolution attendue et méthode d'analyse

Connaissant la résolution des différents éléments du dispositif, il est alors possible de déduire la *résolution en masse attendue* pour l'intégralité du filtre de fragments de fission. La résolution du GFM est prise à $\sigma_{GFM} = 1,5\%$ et la résolution des chambres d'ionisation à $\sigma_{GFM} = 0,4\%$. Cette dernière valeur est celle obtenue communément avec la chambre d'ionisation de Lohengrin en considérant une feuille d'entrée en polypropylène et une source non-ponctuelle de 5 à 7 cm de largeur. La résolution accessible des chambres d'ionisation pour les mesures de fragments de fission ($E_k = 50$ à 100 MeV) est typiquement de $\sigma_{IC} = 250 \text{ keV}$ à 100 MeV (0,25%) mais pour ne pas anticiper sur les performances de ces chambres, nous considérons ici la valeur obtenue sur Lohengrin $\sigma_{IC} = 0,4\%$ qui tient compte de la résolution intrinsèque du faisceau.

Les courbes et tableaux ci-dessous présentent les résolutions de l'instrumentation considérée et la résolution du projet FIPPS suivant les choix d'analyses et la considération des quantités mesurées envisagées. Les notations dans les figures et les tableaux ci-après sont les suivantes :

2. la résolution spatiale est liée à la dispersion des trajectoires par collisions atomiques

- $P(A; \text{GFM})$: distribution de probabilité de la masse extraite via le GFM ;
- $P(A; \text{ICa})$: distribution de probabilité de la masse extraite via la chambre d'ionisation axiale seule (ICa) i.e. en considérant la distribution en énergie cinétique totale du fragment de fission (intégration sur la distribution en énergie cinétique, distribution considérée dans ce cas comme un paramètre de nuisance) ;
- $P(A; \text{ICa} | E_K) = P(E_K; \text{ICa} | A)$: distribution de probabilité de la masse extraite via la chambre d'ionisation axiale seule (ICa) pour une énergie cinétique (E_K) donnée. C'est aussi la mesure de l'énergie cinétique E_K sachant A ;
- $P(A; \text{ICa}; \text{Ge} | E_K) = P(E_K; \text{ICa}; \text{Ge} | A)$: distribution de probabilité de la masse extraite via la chambre d'ionisation axiale (ICa) en coïncidence avec la spectrométrie γ (clover Ge) permettant une identification parfaite de l'isotope, et ce pour une énergie cinétique (E_K) donnée. C'est aussi la mesure de l'énergie cinétique E_K sachant A ;
- $P(A; \text{ICa}; \text{Ge}; \text{ICr})$: distribution de probabilité de la masse extraite via la chambre d'ionisation axiale (ICa) en coïncidence avec la spectrométrie γ (clover Ge) et la chambre d'ionisation mesurant l'énergie résiduelle à la sortie du GFM (ICr)
- $\text{FIPPS}(A; \text{GFM}; \text{ICa})$: distribution de probabilité de la masse extraite du filtre de fragments de fission, i.e. en considérant uniquement la chambre d'ionisation axiale (ICa) et le GFM ;
- $\text{FIPPS}(A; \text{GFM}; \text{ICa}; \text{Ge})$: distribution de probabilité de la masse extraite de FIPPS en considérant la spectrométrie γ la chambre d'ionisation axiale (ICa) et le GFM $\sim$ mode { TPC magnétique + Clover Ge } ; dans cette méthode, les codes de calculs de pertes d'énergie sont des *a priori* de l'analyse.
- $\text{FIPPS}(A; \text{GFM}; \text{ICa}; \text{Ge}; \text{ICr})$: distribution de probabilité de la masse extraite de FIPPS en considérant la spectrométrie γ , la chambre d'ionisation axiale (ICa), le GFM et la mesure de l'énergie cinétique résiduelle du fragment considéré (ICr). La simulation de la perte d'énergie est un élément de l'analyse mais celle-ci interviendra uniquement pour reconstruire la trace du fragment, i.e. l'analyse est sous contrainte de la rigidité magnétique, de la perte d'énergie (ICa) et de l'énergie résiduelle (ICr).

La figure Fig. 1.4 et le tableau Tab. 1.3 présentent la résolution attendue suivant l'analyse escomptée. Dans le cas où l'on n'a pas la mesure de l'énergie résiduelle (ICr), la masse est donnée par la rigidité magnétique, l'énergie cinétique E_K par la mesure de la perte d'énergie de la chambre axiale (ICa). La résolution en masse accessible ou l'acceptance en masse du filtre est de $\sigma_{\text{FIPPS}} = 1,6\%$ au mieux tout en se basant sur le calcul de perte d'énergie pour extraire la masse du GFM .

Si maintenant on combine les mesures de la chambre axiale et du GFM pour obtenir la masse et que l'on utilise la mesure de l'énergie résiduelle pour déterminer l'énergie cinétique, il est possible alors de contraindre le calcul de perte d'énergie, et la résolution attendue est de $\sigma_{\text{FIPPS}} = 0,6\%$.

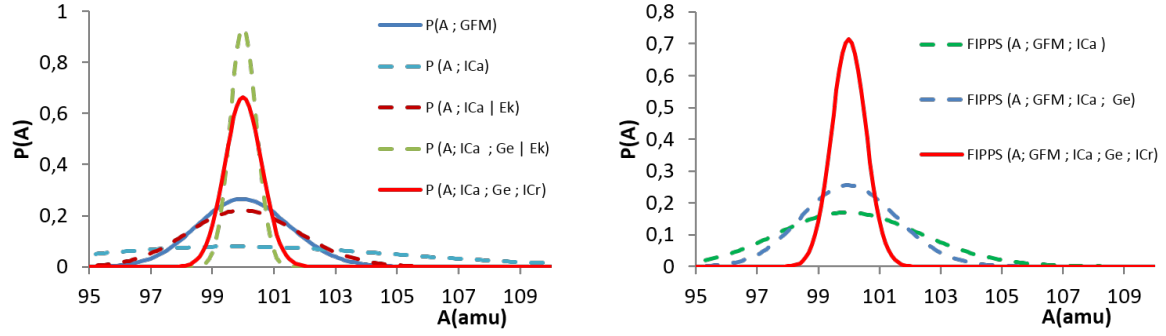


FIGURE 1.4 – (A gauche) Résolutions en masse de l'instrumentation sachant les signaux des différents détecteurs ou équipements. (A droite) Résolution en masse attendue de FIPPS suivant l'intégration des différentes informations fournies par l'instrumentation.

TABLE 1.3 – Tableau des résolutions des différents détecteurs et de l'instrument FIPPS suivant l'intégration des différentes observables.

	GFM	IC axiale	IC axiale	IC axiale & g	IC axiale & g & IC résiduelle			
	$P(A; \text{GFM})$	$P(A; \text{ICa})$	$P(A; \text{ICa} \text{Ek})$ $= P(\text{Ek}; \text{ICa} A)$	$P(A; \text{ICa} ; \text{Ge} \text{Ek})$ $= P(\text{Ek} ; \text{ICa} \text{ Ge} A)$	$P(A; \text{ICa} ; \text{Ge} ; \text{ICr})$		FIPPS	FIPPS
							$(A; \text{GFM}; \text{ICa} \text{Ek})$	$(A; \text{GFM}; \text{ICa}; \text{Ge} \text{Ek})$
Masse moyenne	100	101	100	100	100		100	100
Ecart type (%)	1,5	5,1	1,8	0,4	0,6		2,4	1,6
FWHM (%)	3,5	12,0	4,2	1,0	1,4		5,5	3,7
								FIPPS
								$(A; \text{GFM}; \text{ICa}; \text{Ge}; \text{ICr})$
								1,3

Néanmoins, la pression du gaz dans FIPPS apparaît comme un paramètre indispensable à la reconstruction de la trace des événements. Celle-ci devient donc un paramètre de nuisance. Pour la contrôler, l'expérience montre que les jauges de pression primaire doivent être calibrées précautionneusement. Malgré tout, la perte d'énergie reste très sensible à la variation de pression. C'est une cause d'incertitude mais aussi de biais dans l'estimation de la masse extraite (paramètre de nuisance). Un système de calibration de la pression du gaz par la mesure de l'énergie déposée via une réaction type (n, α) semble judicieux pour limiter la nuisance de ce paramètre sur les résultats. La figure Fig. 1.5 et le tableau Tab. 1.4 présentent les résultats obtenus. La résolution attendue ne peut être meilleure que $\sigma_{FIPPS} = 0,9\%$ pour les fragments légers (code de calcul des GFM validé uniquement pour $A < 132$).

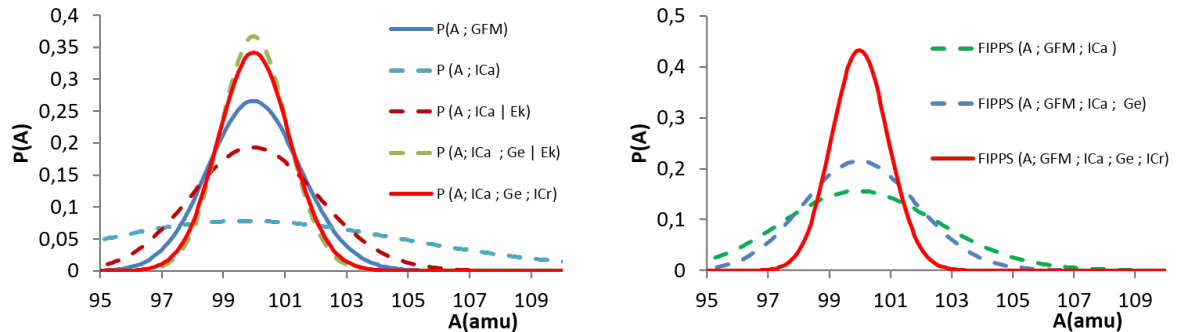


FIGURE 1.5 – (A gauche) Résolutions en masse de l'instrumentation sachant les signaux des différents détecteurs ou équipements en tenant compte des paramètres de nuisances. (A droite) Résolution en masse attendue de FIPPS suivant l'intégration des différentes informations fournies par l'instrumentation en tenant compte des paramètres de nuisances.

TABLE 1.4 – Tableau des résolutions des différents détecteurs et de l'instrument FIPPS suivant l'intégration des différentes observables en considérant les paramètres de nuisances (mesure de pression).

	GFM	IC axiale	IC axiale	IC axiale & g	IC axiale & g & IC résiduelle	GFM & IC axiale	GFM & IC axiale & Ge	GFM & IC axiale & Ge & IC résiduelle
	$P(A; \text{GFM})$	$P(A; \text{ICa})$	$P(A; \text{ICa} \text{Ek})$ $= P(\text{Ek} \text{ICa} A)$	$P(A; \text{ICa}; \text{Ge} \text{Ek})$ $= P(\text{Ek}; \text{ICa} \text{ Ge} A)$	$P(A; \text{ICa}; \text{Ge}; \text{ICr})$	FIPPS $(A; \text{GFM}; \text{ICa} \text{Ek})$	FIPPS $(A; \text{GFM}; \text{ICa}; \text{Ge} \text{Ek})$	FIPPS $(A; \text{GFM}; \text{ICa}; \text{Ge}; \text{ICr})$
Masse moyenne	100	101	100	100	100	100	100	100
Ecart type (%)	1,5	5,2	2,1	1,1	1,2	2,6	1,9	0,9
FWHM (%)	3,5	12,2	4,9	2,6	2,7	6,0	4,4	2,2

Les présents résultats sont obtenus en ne considérant pas d'éventuels biais entre les observables qui pourraient dégrader la résolution in fine.

Conclusion

Ce chapitre présente les résultats obtenus sur les GFM et les performances que pourrait atteindre le projet d'instrument FIPPS phase II. Tous ces résultats sont basés sur les mesures et les développements de l'outil de simulation qui ont donné lieu à la thèse A. Chebboubi. La propagation des incertitudes de l'ensemble des éléments de l'instrument et, ce, en tenant compte des nuisances, montre que le projet FIPPS gagne considérablement à intégrer autour de l'aimant gazeux proprement dit deux chambres d'ionisation pour les mesures de pertes d'énergie et d'énergie résiduelle à la sortie de l'aimant. Si ces deux informations sont indispensables pour le programme de mesures sur la fission, on démontre ici que la puissance du filtre gagne un facteur 2 via la mesure de l'énergie résiduelle (et la position in fine) du fragment de fission.

Chapitre 2

Principes de conception d'un aimant dipolaire

2.1 Principes généraux

Les particules peuvent être déviées selon trois méthodes principales : avec un pôle circulaire, un pôle rectangulaire, ou un pôle secteur (voir fig. 2.1). Un pôle circulaire permet d'éviter les points de saturation que représentent les angles d'un rectangle ou d'un triangle. Sa construction très simple implique cependant l'utilisation d'une plus grande quantité de métal que pour les deux autres méthodes. En effet un pôle rectangulaire ou triangulaire est beaucoup plus concentré autour de la trajectoire moyenne. La masse et la taille d'un pôle circulaire peuvent rendre son implantation difficile voire impossible. Un pôle secteur ne couvrant que la zone du périmètre de la trajectoire idéale permet de réduire considérablement la taille de la culasse. Pour limiter l'usinage et faciliter le supportage, la culasse peut avoir une forme rectangulaire mais cela nécessite une plus grande quantité de métal qu'une culasse secteur, et serait donc plus volumineuse et plus lourde. Cette dernière option ne permettrait pas en outre de gain sur la qualité du champ.

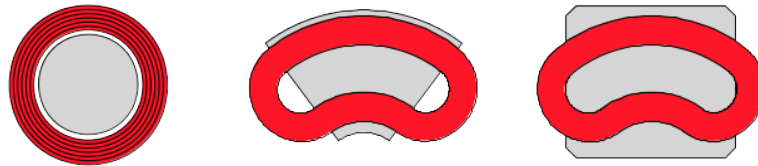


FIGURE 2.1 — Les trois grands principes de déviation de particules : pôle circulaire (gauche), secteur (centre), rectangulaire (droite).

Le profil des pôles peut également prendre trois formes de base différentes : en C, en fenêtre et en H (voir Fig. 2.2). Le profil en fenêtre ne convient que lorsque les exigences sur les caractéristiques du champ magnétique sont faibles. Pour obtenir une bonne précision sur le champ, un profil en H permettrait de conserver la symétrie du circuit de flux magnétique. L'intensité du champ à atteindre de 2 Tesla rend inutile le retour de culasse pour les rayons intérieurs et le profil en C semble plus adapté. Le profil en C présente cependant l'inconvénient d'avoir un champ de fuite côté ouvert de l'entrefer.

Finalement, le profil de pôle en C convient pour le dipôle de FIPPS avec une culasse secteur, permettant une économie de masse.

Le champ de fuite influence la trajectoire des particules au niveau des faces d'un dipôle car c'est une part non négligeable de la longueur magnétique vue par la particule. La longueur magnétique se définit comme :

$$L_{mag} = \left(\int \vec{B} \cdot d\vec{l} \right) / B_{max}. \quad (2.1)$$

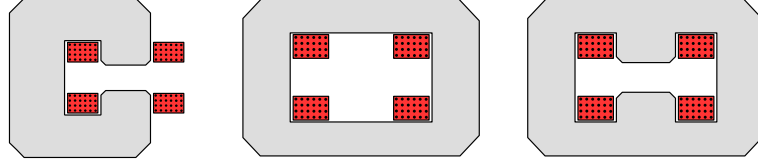


FIGURE 2.2 – Les trois types de profile de pôles courants : en C (gauche), en fenêtre (centre), en H (droite).

La position des chambres d'ionisation en entrée et sortie du dipôle rend les corrections des champs de fuite cruciales pour minimiser leur influence sur l'efficacité des détecteurs. Le bord des pôles introduit également des composantes multipolaires différentes du champ dipolaire principal (principalement sextupolaire et décapolaire). Une approximation courante de la longueur du champ de fuite est la demi-hauteur de l'entrefer. Avec les GFM, l'intensité et la longueur des champs de fuite doivent être limités au maximum. Cependant, l'intensité du champ magnétique est telle que l'utilisation des techniques usuelles d'usinage des pôles (dite de shimming) ne produisent aucun effet avec les aciers courants dont le champ de saturation est inférieur au champ requis pour FIPPS. La correction des composantes multipolaires pourra s'avérer difficile. L'utilisation de fenêtres métalliques rapportées à proximité des faces du dipôle devrait limiter la longueur du champ de fuite, malgré un champ de saturation des aciers courants inférieur au champ maximum. Leur taille et position doivent être étudiées attentivement pour une efficacité optimale sur la gamme de champ utilisée.

Comme pour les champs de fuite, les défauts de champ radiaux introduits du fait de la forme secteur de la bobine ne peuvent être corrigés par les techniques habituelles de shimming au champ maximum. Des bobines auxiliaires, dont la position et les courants qu'elles portent doivent être soigneusement étudiés, apporteront les corrections de champ nécessaires. En revanche, le profil des pôles sera affiné pour obtenir la précision requise à bas champ (vers 1,5 T).

2.2 Contraintes techniques

2.2.1 Matériaux magnétiques

Les principales caractéristiques guidant le choix du métal de la culasse est son champ de saturation B_{sat} . Le phénomène de saturation se produit lorsque tous les atomes du métal ont leur moment magnétique orienté dans la direction du champ d'excitation $\vec{H}$.

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (2.2)$$

Si le courant augmente, le champ supplémentaire ne peut plus être transmis par le métal. Le champ ne dépend plus de la perméabilité magnétique du métal μ ($= \mu_r \mu_0$) mais uniquement de celle du vide μ_0 . La saturation du métal limite donc le flux magnétique transmis par l'acier au delà d'une certaine valeur intrinsèque au métal du champ d'excitation $\vec{H}_{sat}$. Pour la plupart des aciers communément utilisés pour les culasses d'aimant, B_{sat} vaut approximativement 1,7 Tesla ou moins. Le fer pur recuit permet d'atteindre un champ de saturation d'environ 2,15 Tesla, mais son coût est supérieur à celui d'un acier.

FIPPS exige un champ magnétique maximum de 2,1 Tesla, ce qui implique de construire la culasse avec un métal qui a un B_{sat} égal ou supérieur à cette valeur. Un alliage 50-50 de fer et de cobalt (permendur, supermendur, vacoflux, vacodur, etc) avec un B_{sat} d'environ 2,4 Tesla remplit parfaitement cette condition avec une bonne marge, mais le coût du cobalt rend cet alliage très difficile d'accès. De plus les caractéristiques radioactive du cobalt interdisent son utilisation dans FIPPS.

L'acier XC10 recuit a un champ de saturation autour de 2 Tesla et pourrait permettre de concentrer la totalité du flux magnétique à 2,1 T pour un coût très raisonnable. Utilisé dans le domaine de saturation, l'acier xc10 permettrait d'atteindre un champ magnétique assez haut (fig. 2.4). Pour un champ d'excitation raisonnable d'environ 10^5 A/m, Le champ magnétique maximum pourrait atteindre environ 2,15 Tesla. Ceci signifie que pour un coût de fabrication de la culasse acceptable, un acier bas carbone comme le

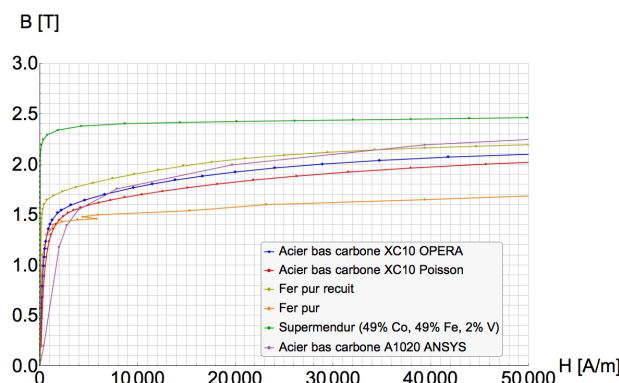


FIGURE 2.3 – Courbes BH de plusieurs métaux utilisés dans la fabrication de culasse d'aimants. Pour un même métal, des différences apparaissent entre les courbes BH qui dépendent du mode de production et du traitement thermique subi.

XC10 permettrait de couvrir le domaine magnétique requis par FIPPS. Cependant la courbe BH devrait être établie pour plusieurs échantillons afin de garantir que les propriétés magnétiques de la production d'acier utilisée correspondent aux attentes. En effet, comme le montre les figures 2.3 et 2.4, une même dénomination peut recouvrir des domaines magnétiques différents suivant le traitement thermique subi.

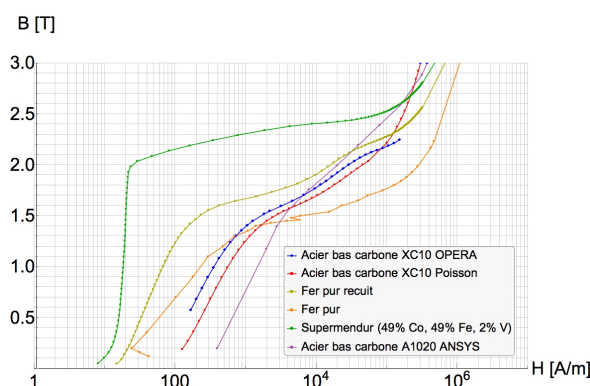


FIGURE 2.4 – Les mêmes courbes BH que celles de la figure 2.3 en échelle logarithmique sur l'axe horizontal, montrant leur extension a fort champ.

2.2.2 Contraintes de dimensionnement

L'aire d'expérience réservée pour FIPPS comporte plusieurs contraintes notables concernant la surface disponible, la forme de son périmètre et le poids supporté par le pont.

La surface de cette aire de 22,3 m³ laissera peu d'espace pour l'accès aux instruments une fois les systèmes de l'aimant installés (l'aimant lui-même, son alimentation électrique, et son système de refroidissement). La forme et la taille de cette aire imposent d'opter pour la solution la moins encombrante possible concernant l'aimant lui-même. Le rayon d'intervention maximum à partir du point d'interaction (à 811 mm du mur sur le plan de la fig. 2.5) est inférieur à 3 mètres.

Le pont de levage qui couvre la zone où se trouverait FIPPS limite la charge à lever à 5 tonnes. Ceci implique que la conception de l'aimant prévoit l'assemblage de l'aimant sur place, celui-ci étant trop lourd pour être transporté d'un seul bloc. Il devra donc comporter plusieurs parties, et devra être démontable.

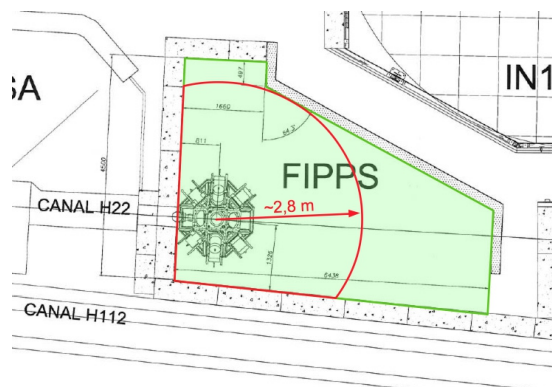


FIGURE 2.5 – Plan représentant la zone où se trouve l'aire d'expérience réservée pour FIPPS.

2.2.3 Contraintes sur l'intensité du courant

La densité de courant pour un conducteur cuivre usuel atteint un maximum de 6 A/mm^2 sans refroidissement par eau. L'utilisation de conducteurs cuivre creux refroidis à l'eau permet d'augmenter la densité de courant jusqu'à 10 A/mm^2 , tout en conservant une marge de sécurité suffisante. Mais même à ces valeurs, une bobine d'un mètre de diamètre constituée d'un conducteur carré de 5 mm de côté alimenté par un courant de 150 A compterait plus de 10000 tours. Sa taille et son poids rendraient sa manipulation impossibles par le pont de levage disponible.

La solution à ce problème peut venir de l'utilisation d'un conducteur supraconducteur tel que l'alliage niobium-titane (NbTi). Celui-ci permet d'atteindre 300 A/mm^2 avec une très bonne marge de sécurité. Même si l'enceinte de confinement peut représenter un certain volume, le gain de poids permettrait d'envisager le transport par le pont de levage. Il faut noter que le facteur 30 dans la densité de courant est directement applicable à la section de la bobine, ce qui représente également un gain non négligeable.

2.3 Paramètres de l'aimant

Les aimants se classent essentiellement en ceux dits "chauds" et les aimants supraconducteurs. Les aimants "chauds" comportent des bobines en conducteur cuivre et nécessitent l'emploi d'air ou d'eau pour éventuellement refroidir ce conducteur. Ce type d'aimant permet de produire un champ maximum d'environ 1,5 Tesla, en deçà de la saturation des aciers courants. Les aimants supraconducteurs sont généralement employés pour produire des champs supérieurs à 2,5 Tesla. Le champ requis pour FIPPS se situe entre ces deux classes d'aimants. L'emploi d'une technique dite "chaude", à base de conducteurs cuivre, plutôt que supraconductrice sera déterminé par les caractéristiques physiques de l'aimant qui doivent satisfaire aux contraintes techniques. Le champ à atteindre amène, comme vu au paragraphe précédent, à de grandes valeurs d'Ampère.tours et la taille et la masse des bobines déterminera l'option rendant possible l'intégration de l'aimant spectromètre dans l'espace donné.

Paramètre	Valeur	Unité	Commentaire
Champ maximum	2.1	Tesla	Le fer pur sature à $\approx 1.7 \text{ T}$
Angle de deviation	100	degrees	Déviations réelle finale.
Angle d'ouverture	95.2	degrees	Tient compte des champs de fuites.
Rayon moyen R_0	650	mm	
Zone de bon champ L x H	400 x 200	mm	$L/R_0 \approx 2/3$
Longueur magnétique	1.13	Meter	$\left(\int \vec{B} \cdot d\vec{l} \right) / B_{max}$ sur le rayon moyen.
$\Delta B/B$	5.10^{-3}		7,5 mT @ 1,5 T ; 10,5 mT à 2,1 T.

TABLE 2.1 – Paramètres initiaux pour la conception du dipôle de FIPPS.

Le dipôle de FIPPS réclame une très grande précision de champ en comparaison de la taille de la zone de bon champ : la largeur de la zone de bon champ atteint près des deux tiers du rayon de courbure moyen de la trajectoire de déviation (cf. tableau 2.1). Le modèle d'aimant comportera donc nécessairement des corrections de champs pour permettre l'obtention de l'intensité maximum avec la précision requise.

Chapitre 3

Modèle 3D

Un dipôle secteur ne respecte pas la symétrie de révolution propre aux champs magnétiques. L'origine du champ magnétique lui confère une symétrie de révolution naturelle ($\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$). Dans un aimant secteur elle n'existe pas, ce qui génère des défauts de champ. De par sa forme en secteur et son rayon réduit, l'aimant secteur produit un champ dissymétrique, et ceci impose alors d'étudier le modèle en 3 dimensions afin de mettre au point les compensations de champs nécessaires à l'obtention de la précision voulue dans la zone de bon champ.

Pour modéliser le dipôle, étant donné son domaine de fonctionnement, le recours à un code de calcul par éléments finis très répandu et fiable s'impose. Parmi ces codes, OPERA demeure une référence pour la conception d'aimant destinés aux accélérateurs puisqu'il permet d'atteindre une précision de calcul inférieure à 10^{-5} (pour les dipôles du synchrotron médical italien CNAO $\Delta B/B$ atteint 2×10^{-6}).

3.1 Le champ magnétique principal

Deux bobines principales disposées le long du contour de deux pôles en acier XC10 produisent le flux magnétique nécessaire pour atteindre l'intensité requise. Les deux modèles de bobines cuivre et supraconductrice permettent d'évaluer l'importance des écarts en taille et en masse entre les deux structures produisant le même niveau de champ magnétique.

Il apparaît nettement que la version "chaude" l'aimant pose des problèmes d'encombrement et de masse. Le seul poids de la bobine principale est de nature à compromettre l'installation d'un tel dipôle dans l'aire réservée à FIPPS. Au contraire la version supraconductrice offre un gain en poids et en encombrement permettant son installation dans l'espace restreint attribué. Cela même si le bilan des masses ne tient pas compte de la masse de l'enceinte cryogénique.

Matière conducteur principal	Cuivre	NbTi
Volume demi culasse	1,83 ₅ m ³	1,394 m ³
Masse demi culasse	14422 kg	10955 kg
Volume bobine principale	2,865 m ³	0,063 m ³
Masse bobine principale	25670 kg	565 kg
Nombre d'Ampère.tours	2,07×10 ⁶ @ 1,95 T	1,58×10 ⁶ @ 2,07 T

TABLE 3.1 – Comparaison des caractéristiques des demi culasses et des bobines en fonction du conducteur choisi, cuivre ou NbTi. Les demi-culasses s'entendent comme étant la partie inférieure ou supérieure de la culasse si l'aimant a son plan de déviation horizontal.

La forme des bobines supraconductrices strictement identique à celle des bobines cuivre permet de reproduire le champ dans les mêmes conditions sans pour autant corriger les contraintes mécaniques. En effet, la forme en secteur de ces bobines contient deux angles aux rayons de courbure très faibles. Les efforts calculés au niveau de ces virages dans la version supraconductrice dépassent les 10⁶ tonnes. La

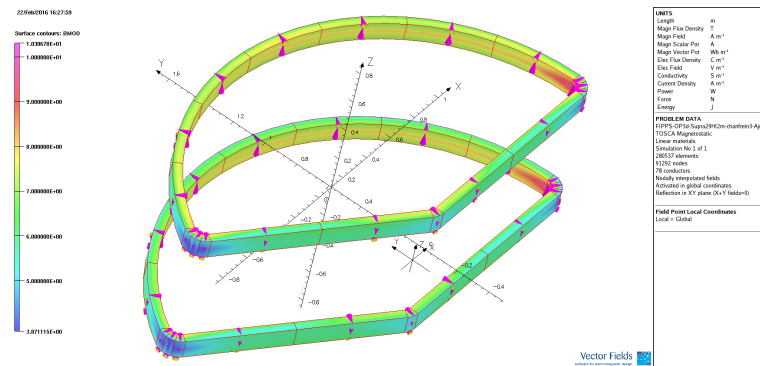


FIGURE 3.1 – Représentation de l'intensité du champ magnétique à la surface des bobines supraconductrices avec les vecteurs qui indiquent la direction du champ. Le champ magnétique atteint 10 Tesla à la surface des bobines, ce qui implique des contraintes mécaniques très fortes.

densité de courant électrique et la forme des bobines principales supraconductrices devra nécessairement être revue afin de réduire ces contraintes au minimum pour garantir la faisabilité de l'enceinte cryogénique.

La réduction de ces contraintes imposent de diminuer le champ magnétique à la surface du conducteur. Cela nécessite de diminuer la densité de courant tout en produisant la même intensité de champ magnétique. Cette diminution s'accompagne alors d'un changement de forme. La figure 3.1 permet de vérifier que le champ magnétique sur la face verticale interne de la bobine principale est supérieure à celui des faces verticale externe et horizontales (égales et opposée sur ces deux dernières, voir aussi le tableau annexé). Il en résulte un déséquilibre des forces, dont la résultante s'exerce dans le plan de la bobine vers "l'extérieur".

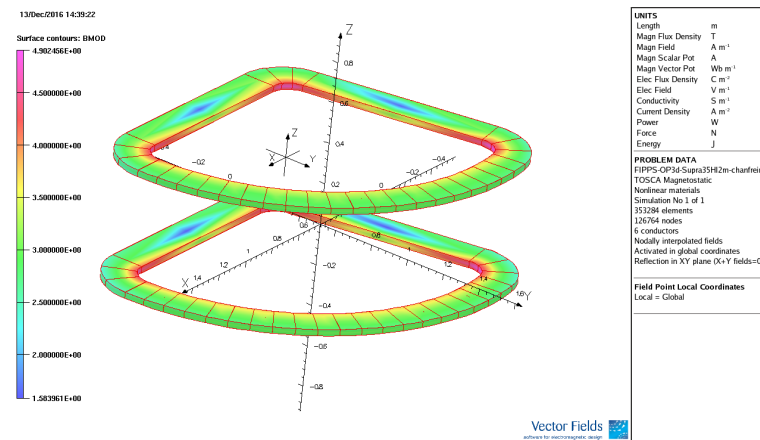


FIGURE 3.2 – Représentation de l'intensité du champ magnétique à la surface des bobines supraconductrices modifiées. Par rapport à la figure 3.1, le maximum de l'échelle de champ magnétique a diminué de moitié.

La forme de la bobine supraconductrice présentée dans la figure 3.1 possède des zones de forte contraintes car ces zones concentrent le champ magnétique. Les efforts mécaniques dans les virages incriminés diminuent en augmentant le rayon de courbure. Mais pour contenir les contraintes mécaniques dans le plan de la bobine, le profil de sa section doit changer de façon à augmenter sa résistance à ces contraintes. Pour cela, la hauteur de la bobine diminue et la largeur augmente. Le rapport le plus adapté entre largeur et hauteur reste à évaluer. Mais en appliquant ces règles, une bobine principale comme celle présentée par la figure 3.2, permet de contenir la somme des contraintes à des valeurs très inférieures à celles de la bobine de la figure 3.1.

Ces modifications, ajoutées à d'autres "astuces" comme l'utilisation d'aluminium très pur (plus rigide)

au lieu de cuivre comme matériau d'échange thermique, indiquent les directions d'une étude approfondie de la bobine permettant sa réalisation.

3.2 Les corrections de champ

La culasse d'un aimant est généralement constituée d'un alliage du fer qui sature entre 1,6 et 2,1 Tesla. Les valeurs maximum d'un champ magnétique dipolaire se situe usuellement vers 1,5 T pour éviter les effets de saturation. A ce niveau d'intensité la forme du pôle permet d'ajuster le profil du champ magnétique, jusqu'à une précision de $\Delta B/B = 2 \times 10^{-6}$ au moins.

Au-delà de la limite de saturation du métal, le flux magnétique remplit totalement le milieu, et le profil des pôles ne permet plus d'ajuster le champ. Le modèle adopte donc un profil de pôle plat présentant l'avantage de faciliter la fabrication de la culasse. Toutefois les bords des pôles sont chanfreinés pour éviter les effets de coin (saturation dans les angles).

Pour respecter les tolérances exigées, l'emploi de bobines de correction s'impose. L'étude du nombre et de la position de ces bobines est donc un point crucial dans la conception de cet aimant. Pour faciliter les calculs, la densité de courant maximum dans ces bobines de correction correspond à celle de conducteurs cuivre refroidis à l'eau. Dans le modèle étudié, les bobines de corrections ne sont donc pas intégrées à l'enceinte cryogénique ce qui permettrait une fabrication et un positionnement plus aisés.

Dans la zone de bon champ, l'intensité du champ varie le long d'un rayon et le long du périmètre d'une trajectoire. Il décroît à l'approche des bords des pôles. Les bobines de corrections étudiées ne compensent que les défauts de champ radiaux et se situent sur la surface des pôles. Des bobines de correction pourraient aussi compenser la décroissance du champ magnétique à proximité des faces du dipôle. Mais leur position et l'intensité de la correction qu'elles apportent doit prendre en compte la nécessité de restreindre le champ de fuite.

3.2.1 Les cartes de champ

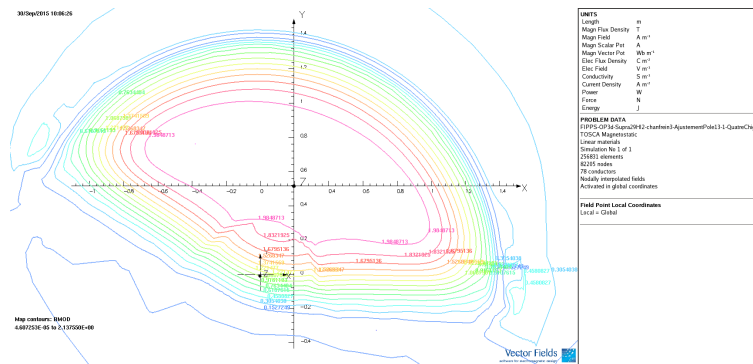


FIGURE 3.3 – Carte d'intensité du champ magnétique dans le plan médian de l'entrefer du dipôle. Elle rend compte de l'étendue de la zone où le champ approche le champ maximum, et aussi de l'étendue du champ de fuite.

La précision de champ atteinte entre $r = 450$ mm et $r = 850$ mm lors de cette étude préliminaire vaut 0,7 % à 100 mm du plan médian sur le rayon médian (situé à la moitié de l'angle d'ouverture du dipôle, voir graph. de la fig 3.4). La précision requise de 0,5 % est atteinte en-deçà de 60 mm de distance par rapport au plan médian. Cette précision est atteinte pour un $\langle B_{max} \rangle = 2,07$ Tesla, c'est-à-dire assez proche de la valeur requise de 2,1 Tesla.

A ce niveau de champ, la variation B_{max} le long de la trajectoire peut être difficile à contrôler, en particulier à l'approche des bords des pôles. Les composantes multipolaires atteignent alors leur maximum

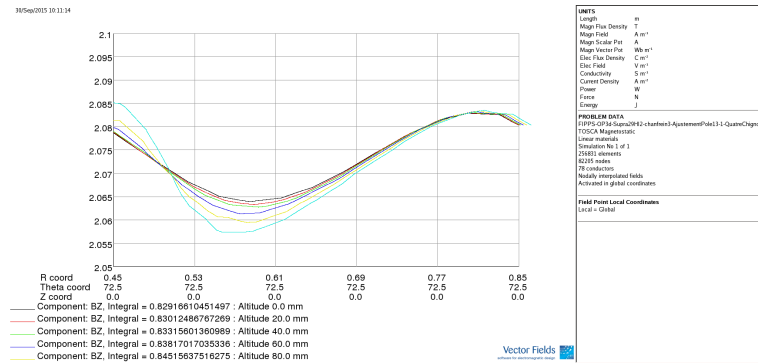


FIGURE 3.4 – Variation de B_z suivant le rayon médian du secteur à différentes altitudes par rapport au plan médian du dipôle. En abscisse est figuré le rayon en millimètres, en ordonnée l'intensité de B_z en Tesla.

d'intensité, comme le montre le graphique de la figure 3.5. Leur influence sur le champ magnétique sur un arc de cercle se matérialise par l'apparition de deux maximums et la courbe prend une allure de selle de cheval (voir fig. 3.5). Sur les arcs de cercles symbolisant la trajectoire des particules dans le plan médian de l'entrefer, l'influence des bords des pôles - bien que biseautés à 45° dans ce modèle - est très nette, en particulier aux grands rayons. Cependant l'intensité de ces bosses atteint au maximum 2,9 % du champ "au minimum de la selle". La précision atteinte par rapport au champ moyen est finalement d'environ 1,5 % sans optimisation.

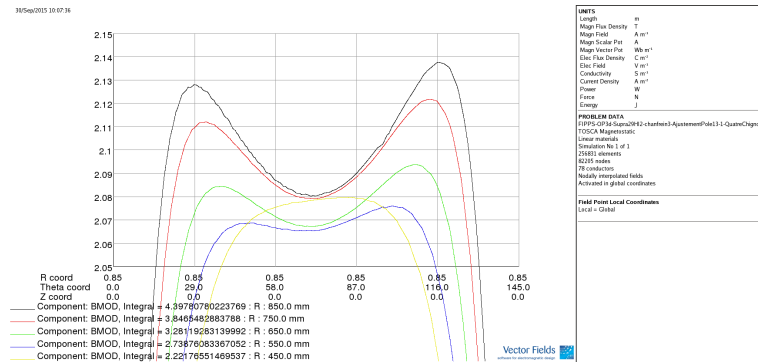


FIGURE 3.5 – Variation de B suivant les arcs de cercles symbolisant la trajectoire des particules dans le plan médian de l'entrefer, entre les rayons minimum et maximum de la zone de bon champ. Les maximums observés plus particulièrement aux grands rayons montrent la forte influence des bords des pôles.

L'étude réalisée étant incomplète, cela laisse donc penser que la précision de 0,5 % pour un champ s'étendant de 1,5 à 2,1 Tesla n'est pas hors de portée.

Conclusion

Ce rapport présente une synthèse des résultats obtenus par le LPSC et collaborateurs sur l'apport d'un filtre de fragments de fission à l'instrument FIPPS Phase I (Anneau de Ge). Le premier chapitre présente le projet FIPPS phase II avec un GFM comme filtre de fragments de fission. Les travaux réalisés permettent de présenter les résolutions attendues par l'instrument en se basant sur des codes de calculs qualifiés sur des expériences. Le filtre de fragment de fission est indispensable pour nettoyer le spectre en coïncidence $\gamma\gamma$, mais aussi pour extraire l'énergie cinétique des fragments de fission tout en gardant une bonne résolution en masse. Les calculs réalisés ici démontrent l'apport d'un filtre de fragments de fission constitué d'une chambre d'ionisation axiale & d'un GFM & d'une chambre d'ionisation pour mesurer l'énergie résiduelle. Ce dispositif permet de gagner un facteur 2 par rapport à un filtre constitué d'une seule chambre d'ionisation axiale & d'un GFM. Dès lors, même pour les études de structure nucléaire, le gain sur le filtre est remarquable. De plus la mesure de l'énergie cinétique résiduelle permet de ne pas baser toute l'analyse de la trajectoire sur les codes de calculs, en particulier le calcul de perte d'énergie. Dans ce cas, le code de propagation des ions est sous contrainte ce qui limite les biais sur les corrections. Les présents résultats sont réalisés en ne considérant pas d'éventuels biais entre les observables qui pourraient dégrader la résolution in fine. Sur le plan de l'analyse, la mise en place d'un programme d'analyses Bayésiennes multivariées fera l'objet d'un travail de thèse.

La seconde partie traite de technologie et des méthodes de calculs pour dimensionner un aimant avec un GAP de 40 cm * 20 cm de section, un angle de déviation de 100-110 ° et une stabilité en champ magnétique de 5.10^{-3} (en relatif). Pour maîtriser le biais de calcul, l'utilisation d'un calcul 3D est nécessaire. Les résultats présentés indiquent qu'il est nécessaire d'envisager des bobines supraconductrices pour limiter l'encombrement et la masse des bobines. Cette première étude permet de démontrer qu'il est possible de produire ce type d'aimant avec des technologies maîtrisées. Une étude mécanique doit suivre pour prévoir le design de cet aimant avec des éléments ne dépassant pas 5t en raison du pont d'amener du matériel dans le Hall B de l'ILL.

Annexe A

Caractérisation des GFM dédiés aux fragments de fission

Dans cette partie, seuls les principaux résultats sont présentés. Les techniques expérimentales, d'analyses et de simulations sont présentées en détail dans la thèse d'A.Chebboubi [13]. La figure A.1 présente un schéma de principe de l'installation. Les fragments, par collision dans le gaz du GFM, vont tendre vers un équilibre en charge ionique le long de la trajectoire. Dès lors, la rigidité magnétique s'exprime comme une moyenne en vitesse et en charge suivant la relation :

$$B \cdot \langle \rho \rangle = A \cdot \langle \frac{V}{q} \rangle \quad (\text{A.1})$$

où B est le champ magnétique appliqué, ρ le rayon de déviation, A la masse sélectionnée et $\frac{V}{q}$ le rapport instantané de la vitesse de l'ion sur la charge ionique. Cette dernière quantité est « quasi-indissociable » du fait des relations liant la charge moyenne et la vitesse de l'ion dans le gaz [?]. C'est donc la moyenne de ce rapport qui établit les performances des GFM. La dispersion en masse recherchée va dépendre de la dispersion du rapport $\langle \frac{V}{q} \rangle$. Les résultats du spectromètre Joseph [2] ont observé la dépendance de la rigidité en fonction de la masse et de la charge nucléaire suivante :

$$B \cdot \langle \rho \rangle \propto \frac{A}{Z^\alpha} \quad (\text{A.2})$$

avec $\alpha \approx 2/3$.

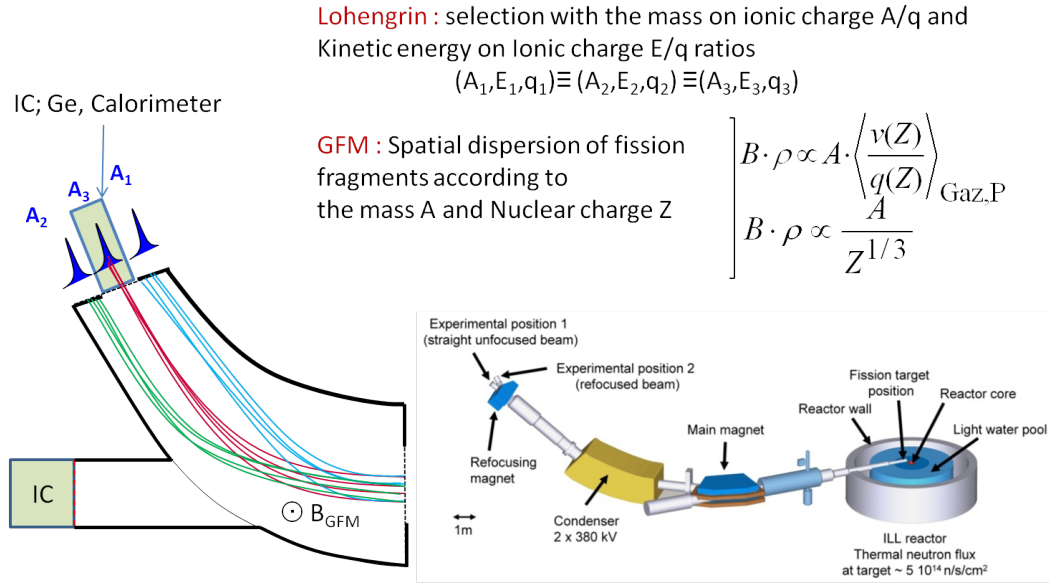


FIGURE A.1 – Principe de la reconversion de l'aimant RED en GFM : une feuille de polypropylène ($0.5\mu\text{m}$ - $0.8\mu\text{m}$) est placée à la sortie du spectromètre (sous vide secondaire) pour isoler l'aimant RED (refocusing magnet).

Un premier test a été initialement réalisé avec de l'hélium en raison du faible straggling induit lors des collisions dans ce gaz. Les résultats sont présentés sur la figure A.2 pour une pression de 40 mbar. Le spectromètre Lohengrin est réglé sur le rapport $A/q = 5$ pour avoir la série de masses 85, 90, 95, 100, 105. Lorsqu'il n'y a pas de gaz dans le dernier aimant, ces masses de même rapport A/q ont la même optique ionique, elles sont donc à la même position dans le plan focal. En présence de gaz dans le RED (donc en mode GFM), on observe que ces masses sortent du spectromètre pour des champs magnétiques du RED/GFM différents. On observe donc un éclatement du multiplet en position correspondant à une séparation isobarique du faisceau de produits de fission par Lohengrin. Nous observons dans des conditions qui ne sont pas les meilleures (cinq masses potentiellement dans la même image) que nous obtenons une séparation en position de l'ordre de 95% pour un faisceau extrait d'un centimètre de large.

La figure A.3 présente les résultats de la mesure de la résolution en champ magnétique et donc en masse des GFM : $\Delta B/B = \Delta A/A$. Des mesures ont été réalisées avec différents gaz et les résultats sont présentés en fonction de la densité électronique en référence à l'azote. Ce graphique présente la comparaison entre trois gaz de masses très différentes. Nous constatons une grande cohérence des résultats contrairement à ce qu'on aurait déduit spontanément de la littérature [?, 2, 3]. Ces résolutions ont été mesurées par masse en utilisant une chambre d'ionisation ou par isotope en utilisant la spectrométrie γ sur l'état isomère μs du ^{98}Y . Les résultats présentent trois régions : la première à basse pression, décroissante, que l'on interprète comme une zone de fluctuation statistique des collisions. La seconde, pour une densité électronique entre $d_{el} \sim 0,5$ et $d_{el} \sim 1,5$ où les résolutions par masse et par isotope sont similaires. Cette zone correspond au maximum de séparation en masse dans le spectromètre. Au-delà d'une densité électronique de $d_{el} \sim 1,5$, on observe un élargissement de la résolution en masse alors que celle en isotope semble constante. Nous concluons que cette zone correspond au régime de séparation en charge nucléaire. Au delà d'une densité de 1.7, correspondant à une pression d'azote de $\sim 13\text{ mbar}$, les ions ne sortent plus du spectromètre compte tenu de la perte d'énergie. Pour cette géométrie d'aimant, nous avons donc la limite expérimentale en pression.

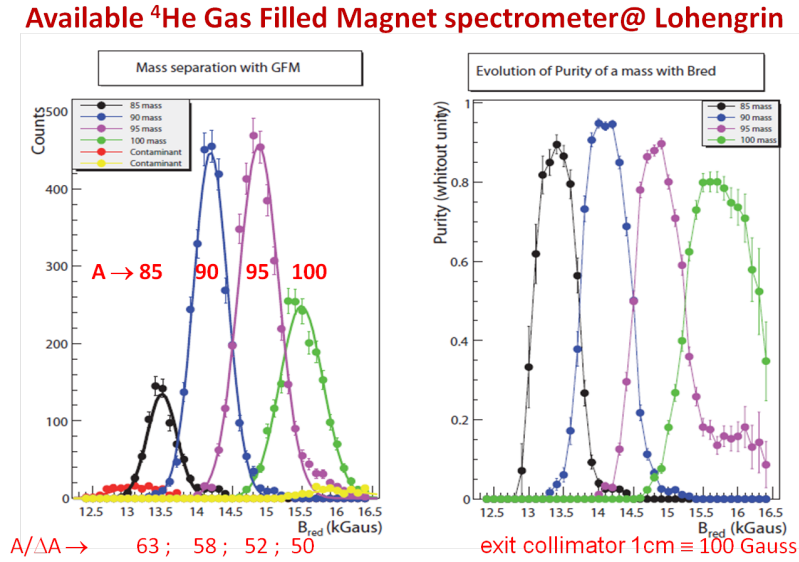


FIGURE A.2 – Illustration du pouvoir de séparation d'un GFM : le graphique de gauche présente la distribution des ions extraits en fonction du champ magnétique appliqué dans le RED ; à droite la figure présente la pureté du faisceau extrait en fonction du champ magnétique appliqué pour un rapport $A/q = 5$ (non-idéal pour obtenir un maximum de pureté).

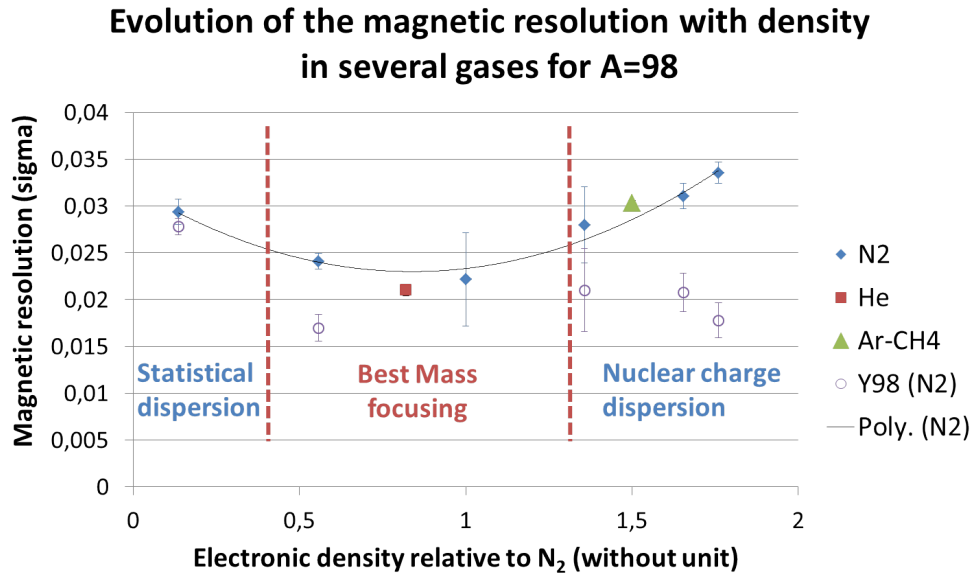


FIGURE A.3 – Résolution magnétique des GFM pour trois gaz différents en fonction de la densité électronique relative à l' N_2 . La résolution en masse a été mesurée avec $A=98$ dans l'azote (N_2), l'hélium (He) et l'argon-méthane (90%-10%) (Ar-CH4). La résolution isotopique a été mesurée avec l' ^{98}Y dans l'azote (N_2). La courbe « Poly. (N_2) » est là pour guider l'oeil et correspond à l'ajustement d'un polynôme d'ordre 2 pour les mesures de résolution en masse ($A=98$) dans l'azote.

Un code de calcul de trajectoire de produits de fission a été développé au LPSC. Celui-ci est de type Monte Carlo et prend en compte la capture et la perte d'électrons des ions par collisions, la perte d'énergie par collisions atomiques et nucléaires et les incertitudes sur les paramètres afin de définir la plage de confiance du calcul à 1σ (68%). Pour des mesures dans l'azote, la littérature ne fournit pas la section efficace de double perte d'électrons. Selon Betz [?], celle-ci peut être approximée comme proportionnelle à la section efficace de perte d'un seul électron, mais ce coefficient de proportionnalité k_0 n'est pas fixé. Il sera donc un paramètre libre du code. Le second paramètre libre porte sur l'offset en pression de l'instrumentation. En effet, la mesure de pression autour du mbar par des jauges reste moins précise que les mesures de perte d'énergie par ions. Dès lors, nous nous sommes autorisés à recalculer les pressions dans un écart limité de 0,5 mbar (une seule fois pour toutes les mesures, bien évidemment). En pratique, ces deux paramètres ont été ajustés sur les données de la masse 98 à 90 MeV sur 12 points de mesures (Fig. A.4 à gauche). La même figure à droite présente les résultats de la comparaison pour des masses et énergies différentes en fonction de la pression. On observe un très bon accord entre les calculs et les mesures pour la gamme des fragments légers. La limite de validation du code aux pressions inférieures à 11 mbar s'explique par le temps moyen entre deux collisions. Considérant la section efficace de collision et la vitesse de l'ion à chaque instant, il est possible d'en déduire le temps moyen entre deux collisions. Si celui-ci est plus petit que le temps de désexcitation de l'ion, on devrait alors considérer dans le calcul les sections efficaces en tenant compte de l'énergie d'excitation. Cette différence est donc assignée à un biais dans la modélisation de ces sections efficaces de collisions, ce qui limite la plage de validité du programme.

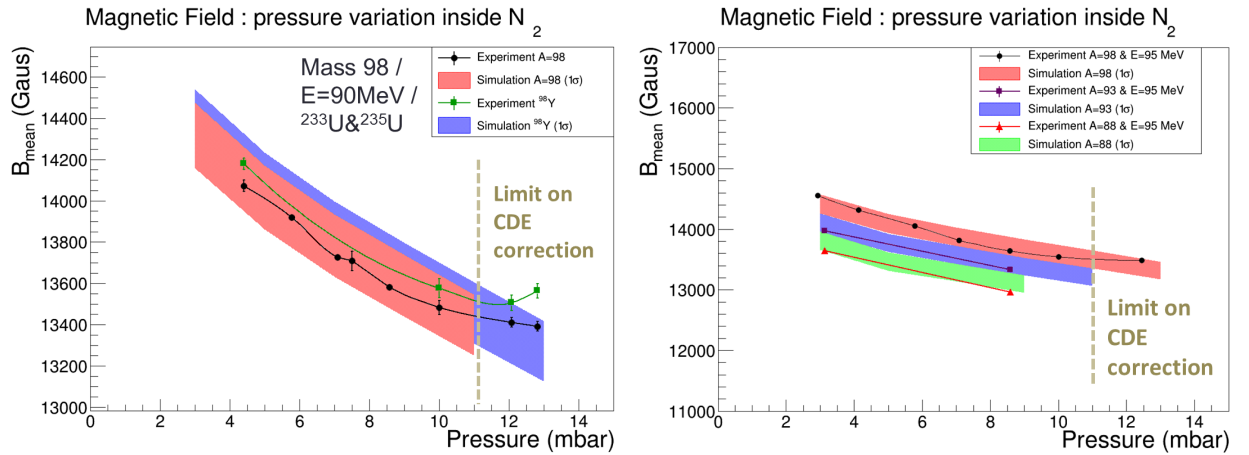


FIGURE A.4 – (à gauche) Graphique illustrant la comparaison des mesures avec les calculs (à 1σ) après ajustement des paramètres libres du code. (à droite) Comparaison des calculs et de nouvelles mesures (indépendamment de l'ajustement).

Des mesures du champ magnétique moyen nécessaire pour extraire le faisceau sont présentées en fonction de l'énergie cinétique sur la figure A.5 à gauche. Pour une direction d'entrée fixée par le Lohengrin, on observe que le faisceau est extrait avec quasiment le même champ magnétique pour toute la plage d'énergie des produits de fission. On peut alors conclure que le GFM est focalisant dans l'espace des phases ($\vec{P}; X$) en accord avec les mesures réalisées ($E_k + direction \vec{e}_x; B$) (cf. Fig. A.5 à droite).

La dernière figure de ce paragraphe (Fig. A.6) présente l'ajustement de la loi empirique (eq. A.2) sur des mesures du $^{88}Br^m$, $^{98}Y^m$ et le $^{109}Ru^m$ qui a permis de déterminer l'exposant de cette loi : $\alpha \approx 0.64 \pm 0.02$. Nous obtenons une valeur en accord avec la littérature [2]. Ces mesures ont été réalisées à 7.2 mbar d' N_2 pour des ions à 90 MeV. On observe un bon accord entre les mesures et les calculs pour la zone des fragments légers. Un dernier point de comparaison fait avec l' $^{123}Sn^m$ indique un décalage notable entre le calcul et la mesure. Cette différence n'est pas sans rappeler l'écart de calibration entre les fragments lourds et légers dans une chambre d'ionisation. On peut penser que la charge ionique des fragments lourds

est bien évaluée compte tenu des résultats obtenus sur la déconvolution des distributions en charge ionique (cf. [16]) qui illustre l'adéquation du modèle de H. D. Betz [?] avec nos mesures. Ce graphique A.6 permet d'obtenir à la fois un indicateur de champ magnétique pour le pilotage de l'instrument et la multiplicité des masses filtrées pour l'utilisation du GFM sans la séparation du spectromètre Lohengrin en amont ce qui est indispensable pour le projet FIPPS.

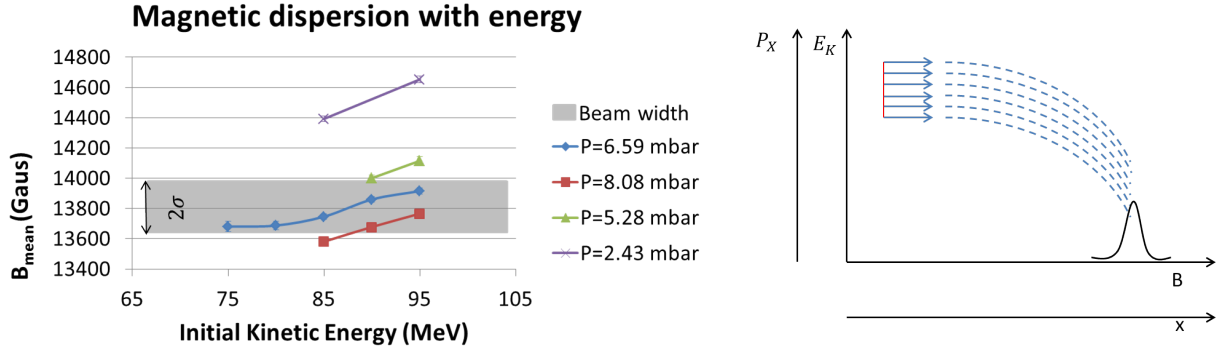


FIGURE A.5 – (A gauche) Évolution du champ magnétique moyen en fonction de l'énergie des fragments. (A droite) Représentation des trajectoires dans l'espace des phases $(\vec{P}; X) \equiv (E_k + \text{direction } \vec{e}_x; B)$.

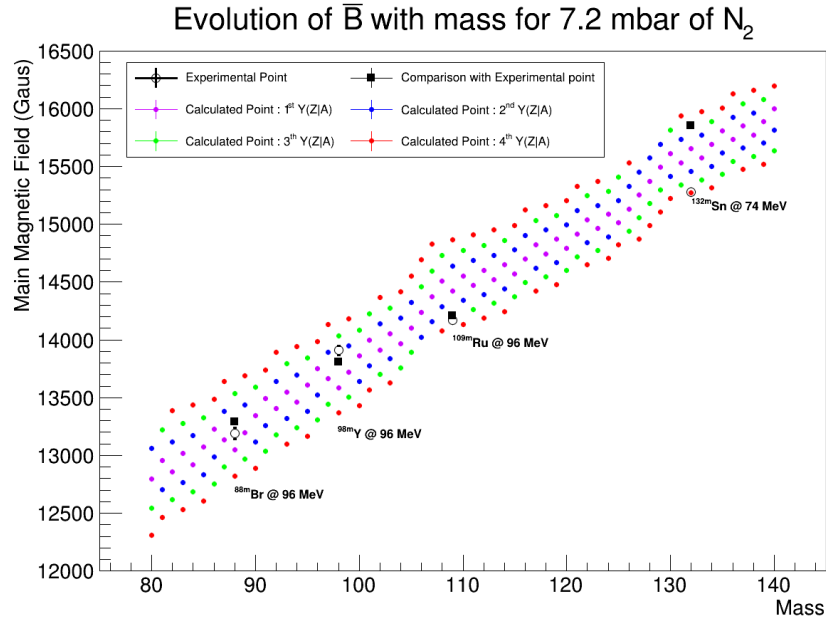


FIGURE A.6 – Indicateur du champ magnétique en fonction de la masse pour le pilotage de l'instrument et la quantification de la multiplicité des masses filtrées pour l'utilisation du GFM sans le filtre en masse initial du spectromètre Lohengrin en amont.

Annexe B

Compléments sur les calculs magnétiques

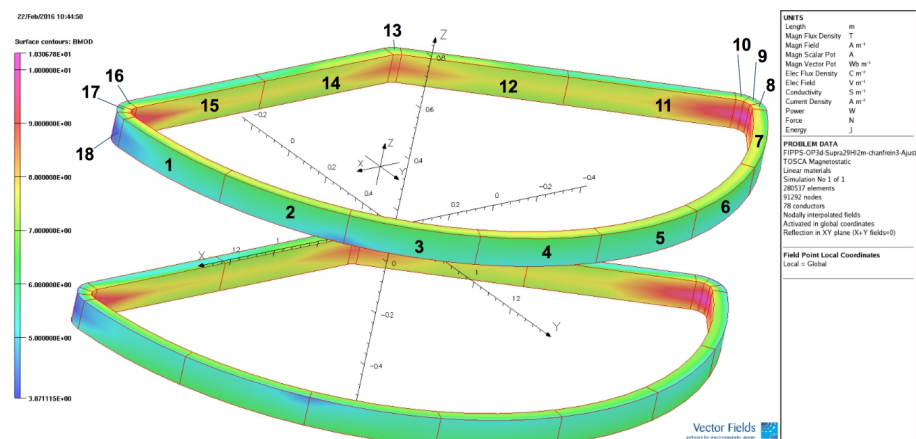


FIGURE B.1 — Bobines principales supraconductrices représentés avec l'intensité de $\vec{B}$ en surface. Les différents secteurs sont numérotés pour faire référence aux valeurs des contraintes indiquées pour chacun d'eux dans le tableau .

N° élément	ΣF_x^1 (N)	ΣF_y^1 (N)	ΣF_z^1 (N)
1	963928,3	155503,3	-292168,6
2	638038,7	382984,9 ₅	-311273,8
3	442156,4	560534,3	-321477,9
4	213094,7	676381,4	-327356,2
5	-40798,7	745746,6	-316954,4
6	-302842,5	679413,8	-311250,2
7	-699536,7	679483,4	-294534,9
8	-124888,2	44289,5	-26064,8
9	-143340,9	-25294,8	-19976,9
10	-99116,6	-81142,8	-7406,7
11	-678928,4	-969610,3	-79277,6
12	-537332,2	-767389,9	-171930,9
13	-25461,6	-80829,6	-13809,2
14	1,04E - 11	-879728,9	-171772,0
15	4,82E - 12	-1,12E + 06	-79470,4
16	34979,9	-124986,7	-10581,0
17	102497,5	-102460,7	-20704,1
18	127455,0	35376,1	-26032,2

TABLE B.1 – Valeurs des contraintes exercées dans les trois directions x, y et z sur la bobine supraconductrice de la figure B.1.

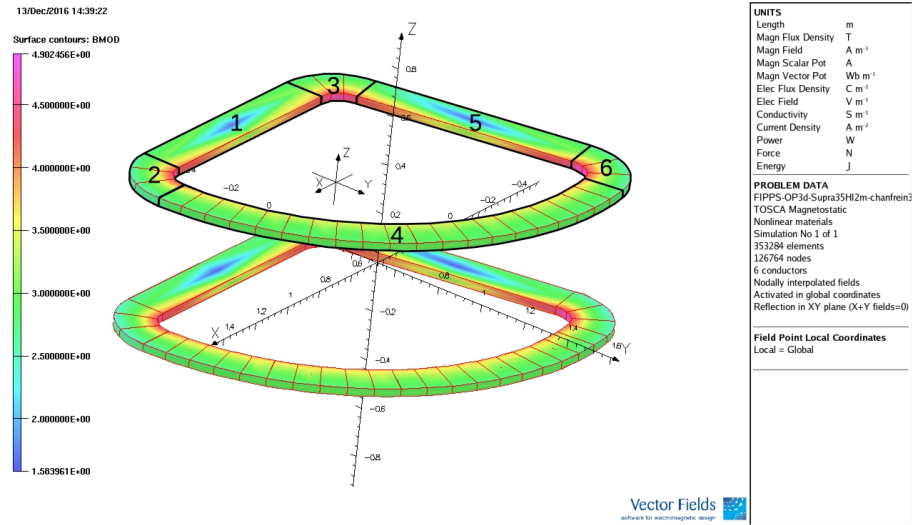


FIGURE B.2 – Bobine principal de profil aplati dans le plan perpendiculaire au champ principal, et où le rayon des virages aigus a été augmenté.

N° élément	$\Sigma \mathbf{F}_x^1$ (N)	$\Sigma \mathbf{F}_y^1$ (N)	$\Sigma \mathbf{F}_z^1$ (N)	$\Sigma \mathbf{F}_x^2$ (N)	$\Sigma \mathbf{F}_y^2$ (N)	$\Sigma \mathbf{F}_z^2$ (N)
1	$3,05E-11$	-4004138	0	$6,43E-12$	-663424	0
2	529866	-525647	0	214360	-205517	0
3	-50923	-161659	0	-149432	-177131	0
4	2428080	7760099	0	927114	1097206	0
5	-2432521	-3474000	0	-611098	175936	0
6	-734691	-124298	0	-243761	175936	0

TABLE B.2 – Valeurs des contraintes exercées dans les trois directions x, y et z sur les deux versions de bobine supraconductrice : 1 $\rightarrow$ H > L (voir fig. B.1), 2 $\rightarrow$ L $\gg$ H (voir fig. B.2). Les numéros correspondent aux secteurs définis sur la figure B.2.

N° élément	$\Delta(\Sigma \mathbf{F}_x^1 - \Sigma \mathbf{F}_x^2)$ (N)	$\Delta(\Sigma \mathbf{F}_y^1 - \Sigma \mathbf{F}_y^2)$ (N)
1	$2,407E-11$	3340714
2	315506	320130
3	-98509	-15472
4	1500965	6662893
5	1821422	3298063
6	490929	-51638

TABLE B.3 – Valeurs des contraintes exercées dans les trois directions x, y et z sur les deux versions de bobine supraconductrice : H > L (voir fig. B.1), L $\gg$ H (voir fig. B.2).

N° élément	$\Sigma \mathbf{F}_x^2$ (N)	$\Sigma \mathbf{F}_y^2$ (N)	$\Sigma \mathbf{F}_z^2$ (N)
1	3,21E-12	-331712	-40493
2	51589	-14579	-1487
2	42090	-41951	-4709
2	13500	-46227	-3954
4	59552	2445	-493
4	46799	6118	-30
4	41773	9240	1218
4	39157	12346	1538
4	36147	15015	6774
4	35075	18249	5436
4	32857	20929	5108
4	28902	22174	3324
4	27005	24742	4060
4	24703	26941	3436
4	21550	28087	3060
4	19927	31315	5035
4	17543	33721	5859
4	15013	36255	4268
4	11710	37055	5133
4	8319	37567	2980
4	5259	40092	2002
4	1862	43178	1532
4	-2090	47004	463
4	-7514	56119	617
6	-23260	47936	-6367
6	-49353	34631	-10552
6	-49266	5399	-10358
5	-305549	-53876	-49010
3	-34999	-15940	-12605
3	-30152	-35915	-13588
3	-9564	-36709	-12892

TABLE B.4 – Répartition des trois composantes des forces s'exerçant sur la bobine de la figure B.2.

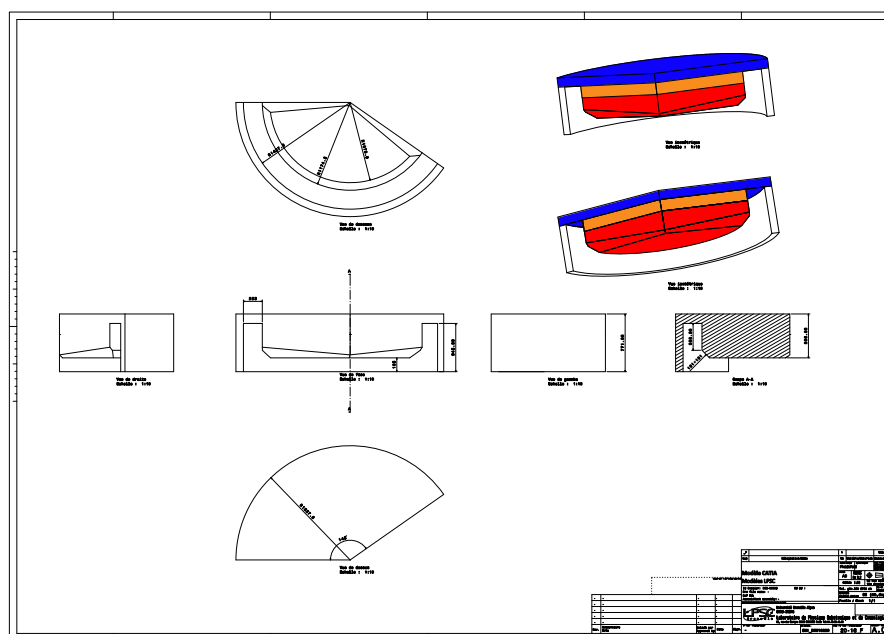


FIGURE B.3 — Plan d'une culasse de 11 tonnes destinée à accueillir la bobine supraconductrice avec son enceinte envoyé pour des demandes de devis.

Table des figures

1.1	Configuration envisagée pour le projet FIPPS. Les expériences dédiées à l'étude de la fission nécessitent l'usage d'un spectromètre de masse.	11
1.2	Indicateur du champ magnétique en fonction de la masse pour le pilotage de l'instrument et la quantification de la multiplicité des masses filtrées pour l'utilisation du GFM sans le filtre en masse initial du spectromètre Lohengrin en amont. La sélection en masse (ligne pointillée) est donnée pour une localisation de la position de sortie avec un pas de 1cm. .	12
1.3	Transmission en masse du spectromètre GFM en fonction du champ magnétique appliqué pour différentes masses	13
1.4	(A gauche) Résolutions en masse de l'instrumentation sachant les signaux des différents détecteurs ou équipements. (A droite) Résolution en masse attendue de FIPPS suivant l'intégration des différentes informations fournies par l'instrumentation.	15
1.5	(A gauche) Résolutions en masse de l'instrumentation sachant les signaux des différents détecteurs ou équipements en tenant compte des paramètres de nuisances. (A droite) Résolution en masse attendue de FIPPS suivant l'intégration des différentes informations fournies par l'instrumentation en tenant compte des paramètres de nuisances.	15
2.1	Les trois grands principes de déviation de particules : pole circulaire (gauche), secteur (centre), rectangulaire (droite).	18
2.2	Les trois types de profile de pôles courants : en C (gauche), en fenêtre (centre), en H (droite). . . .	19
2.3	Courbes BH de plusieurs métaux utilisés dans la fabrication de culasse d'aimants. Pour un même métal, des différences apparaissent entre les courbes BH qui dépendent du mode de production et du traitement thermique subi.	20
2.4	Les mêmes courbes BH que celles de la figure 2.3 en échelle logarithmique sur l'axe horizontal, montrant leur extension a fort champ.	20
2.5	Plan représentant la zone où se trouve l'aire d'expérience réservée pour FIPPS.	21
3.1	Représentation de l'intensité du champ magnétique à la surface des bobines supraconductrices avec les vecteurs qui indiquent la direction du champ. Le champ magnétique atteint 10 Tesla à la surface des bobines, ce qui implique des contraintes mécaniques très fortes. . . .	24
3.2	Représentation de l'intensité du champ magnétique à la surface des bobines supraconductrices modifiées. Par rapport à la figure 3.1, le maximum de l'échelle de champ magnétique a diminué de moitié. . . .	24
3.3	Carte d'intensité du champ magnétique dans le plan médian de l'entrefer du dipôle. Elle rend compte de l'étendue de la zone où le champ approche le champ maximum, et aussi de l'étendue du champ de fuite.	25
3.4	Variation de B_z suivant le rayon médian du secteur à différentes altitudes par rapport au plan médian du dipôle. En abscisse est figuré le rayon en millimètres, en ordonnée l'intensité de B_z en Tesla. . . .	26
3.5	Variation de B suivant les arcs de cercles symbolisant la trajectoire des particules dans le plan médian de l'entrefer, entre les rayons minimum et maximum de la zone de bon champ. Les maximums observés plus particulièrement aux grands rayons montrent la forte influence des bords des pôles.	26

A.1	Principe de la reconversion de l'aimant RED en GFM : une feuille de polypropylène (0.5µm - 0.8µm) est placée à la sortie du spectromètre (sous vide secondaire) pour isoler l'aimant RED (refocusing magnet).	29
A.2	Illustration du pouvoir de séparation d'un GFM : le graphique de gauche présente la distribution des ions extraits en fonction du champ magnétique appliqué dans le RED ; à droite la figure présente la pureté du faisceau extrait en fonction du champ magnétique appliqué pour un rapport $A/q = 5$ (non-idéal pour obtenir un maximum de pureté).	30
A.3	Résolution magnétique des GFM pour trois gaz différents en fonction de la densité électronique relative à l' N_2 . La résolution en masse a été mesurée avec $A=98$ dans l'azote (N_2), l'hélium (He) et l'argon-méthane (90%-10%) (Ar-CH4). La résolution isotopique a été mesurée avec l' ^{98}Y dans l'azote (N_2). La courbe « Poly. (N_2) » est là pour guider l'oeil et correspond à l'ajustement d'un polynôme d'ordre 2 pour les mesures de résolution en masse ($A=98$) dans l'azote.	30
A.4	(à gauche) Graphique illustrant la comparaison des mesures avec les calculs (à 1σ) après ajustement des paramètres libres du code. (à droite) Comparaison des calculs et de nouvelles mesures (indépendamment de l'ajustement).	31
A.5	(A gauche) Évolution du champ magnétique moyen en fonction de l'énergie des fragments. (A droite) Représentation des trajectoires dans l'espace des phases $(\vec{P}; X) \equiv (E_k + direction \vec{e}_x; B)$	32
A.6	Indicateur du champ magnétique en fonction de la masse pour le pilotage de l'instrument et la quantification de la multiplicité des masses filtrées pour l'utilisation du GFM sans le filtre en masse initial du spectromètre Lohengrin en amont.	32
B.1	Bobines principales supraconductrices représentées avec l'intensité de $\vec{B}$ en surface. Les différents secteurs sont numérotés pour faire référence aux valeurs des contraintes indiqués pour chacun d'entre eux dans le tableau	33
B.2	Bobine principal de profil aplati dans le plan perpendiculaire au champ principal, et où le rayon des virages aigus a été augmenté.	34
B.3	Plan d'une culasse de 11 tonnes destinée à accueillir la bobine supraconductrice avec son enceinte envoyé pour des demandes de devis.	37

Liste des tableaux

1.1	Configuration envisagée pour le projet FIPPS. Les expériences dédiées à l'étude de la fission nécessitent l'usage d'un spectromètre de masse [11]	9
1.2	Configuration envisagée pour le projet FIPPS. Les expériences dédiées à l'étude de la fission nécessitent l'usage d'un spectromètre de masse [11]. Une évaluation des taux de comptages pour des expériences exploitant le faisceau extrait du GFM est présentée dans la dernière partie du tableau.	10
1.3	Tableau des résolutions des différents détecteurs et de l'instrument FIPPS suivant l'intégration des différentes observables.	15
1.4	Tableau des résolutions des différents détecteurs et de l'instrument FIPPS suivant l'intégration des différentes observables en considérant les paramètres de nuisances (mesure de pression).	16
2.1	Paramètres initiaux pour la conception du dipôle de FIPPS.	21
3.1	Comparaison des caractéristiques des demi culasses et des bobines en fonction du conducteur choisi, cuivre ou NbTi. Les demi-culasses s'entendent comme étant la partie inférieure ou supérieure de la culasse si l'aimant a son plan de déviation horizontal.	23
B.1	Valeurs des contraintes exercées dans les trois directions x, y et z sur la bobine supraconductrice de la figure B.1.	34
B.2	Valeurs des contraintes exercées dans les trois directions x, y et z sur les deux versions de bobine supraconductrice : $1 \rightarrow H > L$ (voir fig. B.1), $2 \rightarrow L \gg H$ (voir fig. B.2). Les numéros correspondent aux secteurs définis sur la figure B.2.	35
B.3	Valeurs des contraintes exercées dans les trois directions x, y et z sur les deux versions de bobine supraconductrice : $H > L$ (voir fig. B.1), $L \gg H$ (voir fig. B.2).	35
B.4	Répartition des trois composantes des forces s'exerçant sur la bobine de la figure B.2.	36

Bibliographie

- [1] H. Faust et al., ILL Endurance program, 15-17 September 2010, Proposal FIPPS
- [2] H. Lawin et al., NIM 137 (1976) 103-117
- [3] M. Paul et al., NIM A277 (1989) 418-438
- [4] K. H. Schmidt, B. Jurado, GEF code, www.cenbg.in2p3.fr/GEF
- [5] K. H. Schmidt et al., Nucl. Data Sheets 131,107-221 (2016)
- [6] D. Regnier, O. Litaize, O. Serot, Phys. Proc. 47, 47 (2013)
- [7] D. Regnier, thèse de doctorat, Université Grenoble Alpes (2013)
- [8] K. Meierbachtola, F. Tovessona, et al., NIM A Volume 788, Pages 59–66 (2015)
- [9] D. Doré et al. NDS, Volume 119, p. 346–348 (2014)
- [10] A. J. Pollitt et al., EPJ Web of Conferences 93 (2015)
- [11] U. Koester, communication privée
- [12] N. Nishio et al., Nucl. Scien. & Techn., vol. 32 (1995)
- [13] A. Chebboubi, Thèse de doctorat, Université Grenoble Alpes, soutenue le 28 octobre 2015
- [14] A. Blanc, A. Chebboubi, H. Faust, M. Jentschel, G. Kessedjian et al., NIM B, Elsevier, 2013, 317, pp.333-337.
- [15] A. Chebboubi, G. Kessedjian, H. Faust, A. Blanc, M. Jentschel et al., NIM B, 2016, 376, pp.120-124.
- [16] G. Kessedjian, HDR, Univesité Joseph Fourier, soutenue le 22 septembre 2015
- [17] OPERA-3D reference guide V11.02, Cobham Technical Services Vector Field Software, Mai 2006.
- [18] Optics of charged particles - Effects of extended fringe field, H. Wollnik, Academic Press **ISBN 978-0-12-762130-2** (1987), p. 239-241.