



HAL
open science

Onduleurs APPLE-II innovants appliqués au Synchrotron SOLEIL et aux Lasers à Electrons Libres compacts

Fabien Briquez

► **To cite this version:**

Fabien Briquez. Onduleurs APPLE-II innovants appliqués au Synchrotron SOLEIL et aux Lasers à Electrons Libres compacts. Physique des accélérateurs [physics.acc-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2014. Français. NNT: 2014PA112154 . tel-01127002

HAL Id: tel-01127002

<https://theses.hal.science/tel-01127002>

Submitted on 6 Mar 2015

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.

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ECOLE DOCTORALE MIPEGE
SYNCHROTRON SOLEIL

DISCIPLINE : PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue le 15 juillet 2014 par

Fabien BRIQUEZ

**Onduleurs APPLE-II innovants appliqués
au Synchrotron SOLEIL et aux Lasers à
Électrons Libres compacts**

Composition du jury

Président du jury :
Directrice de thèse :
Rapporteur :
Rapporteur :
Examinateur :

M. Patrick PUZO
Mme Marie-Emmanuelle COUPRIE
M. Toru HARA
M. Christophe SZWAJ
M. Antoine DAËL

LAL
SOLEIL
RIKEN SPring-8
PhLAM
SACM

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ECOLE DOCTORALE MIPEGE
SYNCHROTRON SOLEIL

DISCIPLINE : PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue le 15 juillet 2014 par

Fabien BRIQUEZ

**Onduleurs APPLE-II innovants appliqués
au Synchrotron SOLEIL et aux Lasers à
Électrons Libres compacts**

Composition du jury

Président du jury :
Directrice de thèse :
Rapporteur :
Rapporteur :
Examinateur :

M. Patrick PUZO
Mme Marie-Emmanuelle COUPRIE
M. Toru HARA
M. Christophe SZWAJ
M. Antoine DAËL

LAL
SOLEIL
RIKEN SPring-8
PhLAM
SACM

A ma grand-mère.

Remerciements

De sa genèse à son dénouement, ce travail a impliqué de très nombreuses personnes auxquelles je voudrais exprimer ici ma profonde gratitude, en les citant nominativement. J'espère n'oublier personne. Si c'était le cas, merci de me pardonner... Comme j'ai tendance à faire l'amalgame entre les personnes ayant contribué à cette thèse et mes collègues de SOLEIL, je vais citer vraiment beaucoup de personnes, donc courage!

En premier lieu, une thèse nécessite un sujet, un directeur de thèse, un jury, et une hiérarchie compréhensive quand, comme dans mon cas, on effectue ce travail en parallèle de ses activités professionnelles habituelles. Je remercie donc Marie-Emmanuelle Couprie de m'avoir proposé d'effectuer cette thèse, d'avoir su en adapter le sujet compte-tenu de l'évolution des projets dont j'avais la charge à SOLEIL, et d'avoir pu me consacrer du temps malgré ses nombreuses activités. Je remercie également les différents directeurs de SOLEIL d'avoir soutenu cette démarche : Jean-Marc Filhol puis Amor Nadji pour la direction des Sources, Michel Van Der Rest puis Jean Daillant, en tant que directeurs généraux. Je suis enfin reconnaissant envers les membres du jury pour avoir pris le temps de relire mon travail et pour leurs critiques constructives. J'ai eu la chance de croiser ces personnes à différentes occasions : Antoine Daël tout d'abord, qui a eu la bonne idée de m'embaucher à SOLEIL. Patrick Puzo ensuite, qui dès le début de l'aventure, s'est montré enthousiaste et m'a encouragé dans la démarche de reprendre des études lors de mon inscription au master 2 Grands Instruments. Christophe Sz waj et Toru Hara enfin, que j'ai rencontrés à plusieurs reprises dans les couloirs, et aussi les banquets, de différentes conférences LEL.

Dans un deuxième temps, pour faire une thèse scientifique, il faut quand même un certain goût pour la science. Cette attirance m'a été en partie transmise par mes parents, mais passe aussi généralement par des professeurs marquants. Marquants par leur cours, leur pédagogie et leur capacité à partager leur enthousiasme, là où certains se limitent à enseigner un contenu scolaire. Pour ma part, je voudrais remercier M. Jompierre qui m'a fait découvrir en terminale les lois de la mécanique et M. "Sioux" Lameloise qui m'a initié en Spé à la magie des équations de Maxwell, m'a transmis une vision d'ensemble de la physique, ainsi qu'une forme de réflexion scientifique qui me servira toute ma vie. Je salue enfin le remarquable cours d'électromagnétisme de M. Puzo en Master 2.

Troisièmement, une thèse implique un contenu qui résulte d'un travail scientifique ou technique, généralement collectif. De nombreuses personnes ont collaboré à ce contenu par un travail "manuel", des calculs, des explications ou plus simplement une relecture attentive. La majorité d'entre elles sont des personnels SOLEIL. C'est maintenant qu'il faut s'accrocher!

En matière d'explications, je pense en particulier à Pascale Brunelle pour sa pédagogie, son organisation et sa patience quand elle m'explique tout ce qui a trait à la dynamique faisceau. Dans le même domaine, je remercie également Marie-Agnès Tordeux pour ses explications sur le couplage et Alexandre Loulergue, pour avoir essayé de me faire comprendre la magie des émittances autour d'une bière. J'adresse également mes remerciements à Christian Herbeaux et Patrick Marchand pour leur relecture attentive de parties ayant trait à l'ultra-vide et à l'accélération RF, respectivement.

Je n'oublie pas mes collègues du groupe Magnétisme et Insertions qui ont participé de façon collective à l'élaboration des différents ondulateurs présentés dans cette thèse. Ainsi, Fabrice Marteau s'est notamment impliqué dans la mise au point des bancs de mesure et dans la conception magnétique des ondulateurs APPLE-II. Chamseddine Benabderrahmane a partagé avec moi sa connaissance des ondulateurs sous-vide. Mathieu Valléau a entre autres développé des outils informatiques et collaboré à l'étude de l'APPLE-II sous-vide. Philippe Berteaud, José Vétéran et Tarik El-Ajourri ont assuré l'assemblage et la correction des différents ondulateurs, souvent en horaires décalés. Michel Massal a développé le système de motorisation des ondulateurs, repris avec brio par Lilian Chapuis. Je remercie Olivier Marcouillé pour les discussions

fructueuses que nous avons eues, notamment sur le rayonnement des onduleurs, et pour son idée originale du calcul analytique du rayonnement d'un onduleur apériodique. Je tiens à féliciter Charles Kitégi pour son intuition sur le rôle joué par la déformation des supports d'aimants dans l'hystérésis de HU36, idée qui me laissait sceptique au début. Je salue également ma partenaire de galère Hadil Abualrob et je lui souhaite bon courage pour la dernière ligne droite de sa thèse. Enfin, j'exprime mes remerciements et mon respect envers Oleg Chubar qui a développé des outils que nous utilisons quotidiennement : RADIA, ID-Builder et SRW.

Il va de soi que toutes les études mécaniques ont été faites avec l'appui du groupe conception-ingénierie de SOLEIL. Je tiens à remercier plus précisément Keihan Tavakoli pour les calculs de déformation de supports sur HU36 et sa gestion des différents projets, Arnaud Mary pour son travail sur la conception du châssis "HU-Full" de HU64 et pour l'outillage d'installation des liners de U20, et Jean-Louis Marlats pour son implication dans la conception des différents ensembles.

Je suis également reconnaissant envers les mécaniciens de SOLEIL qui ont tous participé à un moment ou un autre à l'assemblage d'un onduleur ou à la retouche de dernière minute d'une pièce : Christian Basset, Sylvain Bonnin, Christian Creoff, Carlos De Oliveira et Pascal Prout. Je remercie également Manh Huy Nguyen, Marc Vandenberghe, Fabrice Michel, Stéphane Morand, Jean-Pierre Duval et Kristell Barthelemy pour l'installation de l'instrumentation ultra-vide et la "mise en boîte" de l'onduleur U20. Toujours sur la partie ultra-vide, je salue Nicolas Béchu pour son implication, ses éclaircissements et son humour grinçant !

La dernière ligne droite de l'étude de chaque onduleur consiste à l'installer dans l'anneau de SOLEIL pour le commissionner sur faisceau. L'installation des différents onduleurs a fait intervenir les pontiers de SOLEIL (André Bergeot, Ludovic Frenehard et Armino Marquès), ainsi que plusieurs personnes du groupe Alignement et métrologie : Cédric Bourgoïn, Alain Lestrade, Manuel Ros et Mourad Sebdaoui. Le commissioning a quant à lui impliqué le groupe Fonctionnement d'une part (Aurélien Bence, Renaud Cuoq, Paulo Da Silva, Xavier Deletoille, Yann Denis, Samuel Garnier, Jean-François Lamarre, Thomas Marion, Emmanuel Patry, Damien Pereira, Sylvain Petit, Guillaume Roux et Clément Tournier), ainsi que le groupe Physique des Accélérateurs, notamment Laurent Nadolski en tant que coordinateur. Je salue également mes collègues des groupes RF, Diagnostics et Alimentations Electriques.

Pour terminer sur la partie du travail portant sur les onduleurs construits à SOLEIL, je fais un clin d'oeil à Sabine Podgorny, dont l'efficacité et la bonne humeur facilitent le travail au quotidien.

Dans le domaine des LEL, je remercie tout d'abord Guillaume Lambert pour m'avoir expliqué son propre travail de thèse, et Giovanni De Ninno pour son séminaire m'ayant fait comprendre certains aspects fondamentaux du LEL. Je salue également Serge Bielawski pour ses explications sur les lasers, et Clément Evain pour nos discussions sur les LEL, et pour avoir instauré la sortie hebdomadaire du vendredi soir chez Albert.

Je remercie également les personnes de SPARC qui m'ont aidé à comprendre le fonctionnement d'un LEL sur LINAC. Je pense en particulier à Luca Giannessi qui m'a accordé un peu de temps pour des explications, bien qu'accaparé par le commissioning du LEL. J'exprime aussi ma gratitude à Mario Del Franco et Daniele Filippetto pour leur accueil, et à Vittoria Petrillo pour sa gentillesse. Enfin, je salue Marcello Quattromini qui nous a quittés dans des conditions tragiques peu de temps après ma dernière visite à SPARC. Je garde le souvenir ému d'une personne joviale dont le sujet de discussion privilégié était la politique italienne.

Comme tout travail qui se fait sur une certaine durée, cette thèse a entraîné des moments de découragement et de doute. Je remercie donc du fond du cœur les personnes qui m'ont aidé à les surmonter, en m'encourageant à persévérer. Je pense en particulier à mes parents, à mes amis, à Pascale Brunelle, à Patrick Puzo, et aux collègues du groupe Magnétisme et Insertions qui ont pris en charge une partie de mon travail pendant la rédaction du manuscrit. Je salue également ceux qui ont pu faire le déplacement le jour de la soutenance.

Enfin, j'adresse mes tendres remerciements à ma femme Marie Labat, que j'aurais pu mentionner à chacun des points précédents. Elle a relu attentivement une partie du manuscrit et a activement participé

à la rédaction des parties ayant trait au LEL. Elle a également joué un rôle important durant les missions à SPARC où elle effectuait son post-doc, en m'introduisant auprès des personnes et en m'expliquant les nombreux points qui me paraissaient opaques, et je pèse mes mots. Marie m'a aussi encouragé sans relâche pour achever ce travail, et m'a aidé à préparer la soutenance dans la dernière ligne droite. Pendant toutes ces années, elle a supporté mes sautes d'humeur, a accepté d'adapter sans cesse notre emploi du temps en fonction de l'avancement de la rédaction, et a tout fait pour me décharger des tâches quotidiennes afin de me libérer du temps. Et elle a même trouvé le temps de me donner une fille au milieu de tout ça!

A vous tous, merci...

Table des matières

Introduction	9
1 Sources de rayonnement basées sur l'accélération d'électrons relativistes	11
1.1 Historique du rayonnement synchrotron	11
1.2 Présentation des accélérateurs et de leurs composants	12
1.2.1 Paramètres principaux	12
1.2.2 Les différents types d'accélérateurs	13
1.2.3 Introduction à la théorie et technologie des accélérateurs	14
1.3 Les onduleurs	17
1.3.1 Présentation générale	17
1.3.2 Les onduleurs à polarisation elliptique	23
1.3.3 Les onduleurs sous-vide	33
1.4 Emission de rayonnement synchrotron dans un onduleur	35
1.4.1 Onduleur plan	35
1.4.2 Onduleur hélicoïdal	37
1.4.3 Cohérence du rayonnement synchrotron	38
1.5 Emission de rayonnement cohérent dans un laser à électrons libres	39
1.5.1 Eléments de théorie des LELs	39
1.5.2 Les configurations de LELs	43
1.5.3 Les codes numériques	47
1.6 Sources de rayonnement étudiées	48
1.6.1 Le synchrotron SOLEIL	48
1.6.2 SPARC	49
1.6.3 LUNEX5	50
1.6.4 Paramètres des onduleurs étudiés	50
2 Contraintes et outils pour la mise en œuvre d'onduleurs	51
2.1 Perturbations de l'onduleur sur la dynamique des électrons	51
2.1.1 Equations du mouvement et intégrales de champ	51
2.1.2 Perturbations intrinsèques	53
2.1.3 Défauts de construction de l'onduleur	58
2.2 Rayonnement	61
2.2.1 Gamme spectrale	61

2.2.2	Polarisation	64
2.2.3	Harmonicité	64
2.3	Outils de calcul	66
2.3.1	Conception magnétique : RADIA	66
2.3.2	Calcul de rayonnement : SRW	71
2.4	Outils de mesure	73
2.4.1	Mesure locale : sondes à effet Hall	73
2.4.2	Mesure intégrale : bobine tournante	76
2.4.3	Banc de mesures magnétiques	80
2.5	Outils d'optimisation de la construction magnétique	81
2.5.1	Etapas de la construction magnétique de l'onduleur	81
2.5.2	Outil d'optimisation : ID Builder	89
2.6	conclusion	92
3	Onduleurs APPLE-II exotiques	95
3.1	Approche semi-analytique du champ magnétique de l'onduleur APPLE-II	95
3.2	Description d'un châssis d'onduleur APPLE-II	99
3.2.1	Vue d'ensemble du châssis	99
3.2.2	Force entre mâchoires	100
3.3	Réduction de la période : construction du HU36	101
3.3.1	Motivation	101
3.3.2	Difficultés de réalisation de l'onduleur	102
3.3.3	Répartition des déformations sur les différentes pièces des supports d'aimants	105
3.3.4	Nouveaux modules d'aimants	126
3.3.5	Conclusion	130
3.4	Onduleurs apériodiques : Etude du HU64	131
3.4.1	Introduction	131
3.4.2	Distributions spectrales de densité de flux émise sur axe par un faisceau filamentaire monoénergétique	135
3.4.3	Distributions spectrales de flux émises par le faisceau réel à travers une ouverture finie	150
3.4.4	Observation expérimentale du rayonnement	156
3.4.5	Conclusion	156
3.5	Inclinaison de la polarisation linéaire sur 180°	158
3.5.1	Problématique et approche analytique	158
3.5.2	Modification de l'intensité du champ magnétique avec des déplacements de rangée	160
3.5.3	Conception mécanique du châssis	165
3.5.4	Champ magnétique mesuré sur l'onduleur	174
3.5.5	Conclusion	178
3.6	Conclusion sur les onduleurs APPLE-II	179

4 Onduleurs de courte période et fort champ	181
4.1 Technologies d'onduleurs à fort champ	181
4.1.1 Technologie hybride	183
4.1.2 Technologie sous-vide	183
4.2 Construction d'un onduleur sous-vide en Neodyme-Fer-Bore	185
4.2.1 Onduleur sous-vide à aimants en $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$	185
4.2.2 Etapes de construction	188
4.3 Etude d'un onduleur APPLE-II sous-vide	193
4.3.1 Enjeux d'un onduleur APPLE-II sous-vide	193
4.3.2 Difficultés techniques	196
4.3.3 Pilotage de l'onduleur APPLE-II sous-vide à entrefer fixe	204
4.3.4 Adaptation d'impédance dans le cas d'un onduleur APPLE-II sous-vide à entrefer fixe	205
4.4 Conclusion	207
5 Applications aux Lasers à Electrons Libres compacts	209
5.1 Application au LEL de SPARC	209
5.1.1 Le LEL de SPARC	209
5.1.2 Application au LEL de SPARC en mode SASE	211
5.1.3 Application au LEL de SPARC en mode SASE avec utilisation du taper	215
5.1.4 Application au LEL de SPARC en mode injecté	218
5.2 Applications au projet LUNEX5	224
5.2.1 Application au projet LUNEX5 avec utilisation d'onduleurs apériodiques	224
5.2.2 Application au projet LUNEX5 avec un Apple-II sous vide	229
5.3 Conclusion	234
Conclusion	237
Bibliographie	239
Table des notations	251
Résumé	261

Introduction

Les accélérateurs de particules peuvent être utilisés comme sources de lumière. Dans cette configuration, ces très grands instruments permettent la production d'un rayonnement intense, collimaté, de bande spectrale étroite, et couvrant une large gamme de longueurs d'onde allant du térahertz aux rayons X durs. Ces qualités font de ces sources de lumière des outils indispensables à la recherche scientifique dans de nombreux domaines tels que la biologie, la médecine, ou encore la chimie. Le rayonnement produit est exploité par une équipe de scientifiques dans un laboratoire attenant à l'accélérateur, généralement appelé ligne de lumière.

Deux types de sources basées sur des accélérateurs à électrons seront traités dans cette thèse : les centres de rayonnement synchrotron qui reposent sur un accélérateur circulaire, et les Lasers à Électrons Libres (LEL) qui peuvent fonctionner sur divers types d'accélérateur. Nous considérerons particulièrement les LEL construits sur un accélérateur linéaire. Ces deux types de sources se distinguent par les caractéristiques du rayonnement qu'elles émettent. Les centres de rayonnement synchrotron fournissent un rayonnement de puissance moyenne élevée et pouvant atteindre un degré intéressant de cohérence transverse, mais restant limité à des durées d'impulsions très longues (de l'ordre de quelques picosecondes). Le rayonnement émis par les LEL offre une puissance moyenne généralement plus faible mais une puissance crête bien plus élevée, avec un meilleur degré de cohérence transverse et des durées d'impulsions beaucoup plus courtes (jusqu'à quelques femtosecondes), ce qui permet d'observer des phénomènes résolus dans le temps.

Quelle que soit la source, le rayonnement émis est la conséquence d'une déviation des électrons relativistes, causée par des champs magnétiques. Les onduleurs, qui génèrent un champ périodique, sont donc des éléments essentiels dans les centres de rayonnement synchrotron modernes comme dans les LEL. En traversant ce champ, les électrons suivent une trajectoire périodique et perdent de l'énergie qu'ils émettent sous forme de rayonnement. Dans les LEL, cette émission s'accompagne d'une interaction entre les électrons et la lumière au sein de l'onduleur, ce qui conduit à une amplification du rayonnement émis. Un onduleur est optimisé de façon à ce que le rayonnement qu'il produit soit intense et couvre une large gamme spectrale. Cette optimisation est également destinée à minimiser les perturbations indésirables que l'onduleur peut faire subir aux électrons.

Le travail présenté dans cette thèse a pour motivation de développer des onduleurs innovants en termes de gamme spectrale et de polarisation du rayonnement émis. En matière de gamme spectrale, deux aspects sont étudiés. Le premier aspect est l'extension de la gamme spectrale vers les hautes énergies en réduisant la période et en augmentant la valeur du champ généré par l'onduleur. L'accès à ces hautes énergies est donc possible sans modification de l'accélérateur. Dans le cas d'un LEL, on peut ainsi conserver un instrument relativement compact. Le deuxième aspect étudié est la diminution du flux de photons observé aux harmoniques élevées quand il constitue une pollution, ce qui est réalisé avec des onduleurs dits quasipériodiques. La plupart des onduleurs faisant l'objet de ce travail sont du type APPLE-II, qui permet l'accès aux polarisations linéaires et elliptiques.

Les sources de lumière basées sur accélérateur sont présentées de façon générale dans le chapitre 1, qui débute par une description des accélérateurs et de leur technologie, puis présente les différents types

d'onduleurs ainsi que les technologies sur lesquelles ils s'appuient. Les mécanismes d'émission de rayonnement dans un centre synchrotron et dans un LEL sont ensuite expliqués, avant de présenter les trois sources qui ont servi de support à ce travail.

Le chapitre 2 introduit les contraintes spécifiques au développement d'onduleurs et les différents outils utilisés à SOLEIL pour les mettre en œuvre. J'ai en effet dû me familiariser avec ces notions pour la conception magnétique et la réalisation pour SOLEIL de deux onduleurs de type APPLE-II de période 44 mm, appelés HU44. La réalisation de ces onduleurs s'inscrivait dans une démarche générale visant à diminuer la période des onduleurs de ce type : aux premiers onduleurs de période 80 mm ont succédé deux onduleurs de période 60 mm, puis deux autres de 52 mm.

J'ai ensuite étudié deux autres onduleurs APPLE-II possédant chacun une spécificité innovante, et faisant l'objet du chapitre 3 : le HU36 de période 36 mm est développé au chapitre 3.3. Sa réalisation a rencontré des difficultés résultant d'une période très petite pour ce type d'onduleurs. Ces difficultés sont analysées et la démarche pour y remédier est explicitée. Le HU64 de période 64 mm combine quant à lui la double particularité d'être quasipériodique, ce qui est détaillé dans le chapitre 3.4, et de permettre une inclinaison de la polarisation linéaire sur 180°, comme l'explique le chapitre 3.5. J'ai pu mettre en évidence certaines limites du concept d'onduleur APPLE-II quasipériodique.

Après ces quatre onduleurs APPLE-II, j'ai eu l'opportunité de m'intéresser aux onduleurs de type sous-vide dont il est question dans le chapitre 4, en construisant un onduleur hybride utilisant cette technologie. Appelé U20, cet onduleur de période 20 mm m'a permis d'appréhender et de maîtriser les différentes techniques et difficultés résultant de la technologie sous-vide, exposées dans le chapitre 4.1. La double connaissance des onduleurs APPLE-II et des onduleurs sous-vide m'a permis de proposer un onduleur combinant ces deux aspects. Cet onduleur innovant soulève un certain nombre de difficultés. Une étude exposant ces difficultés et proposant des solutions techniques fait l'objet du chapitre 4.3.

J'ai enfin eu la possibilité d'étudier l'utilisation d'un onduleur sur un LEL : dans ce cas, l'onduleur sert non seulement à générer du rayonnement, mais également à l'amplifier exponentiellement. Ce travail auquel est consacré le chapitre 5, s'est effectué dans un premier temps dans le cadre du Laser à Électrons Libres SPARC à Frascati (Italie). Les expériences sur SPARC font l'objet du chapitre 5.1. Dans un second temps, j'ai étudié la possibilité d'utiliser un onduleur apériodique et un onduleur de type APPLE-II sous-vide dans le cadre du projet de Laser à Électrons Libres LUNEX5. Les résultats de cette dernière étude sont présentés dans le chapitre 5.2.

Chapitre 1

Sources de rayonnement basées sur l'accélération d'électrons relativistes

Les centres de rayonnement synchrotron regroupant les anneaux de stockage et les Lasers à Electrons Libres (LEL) sont des sources de rayonnement électromagnétique utilisant des faisceaux de particules chargées, le plus souvent des électrons relativistes, générés par des accélérateurs de particules. Le rayonnement, obtenu en courbant la trajectoire de ces électrons, est très intense et possède des caractéristiques spectrales intéressantes, ce qui fait de ces sources des outils uniques pour étudier la structure et le comportement de la matière.

1.1 Historique du rayonnement synchrotron

L'étude théorique du rayonnement émis par une particule chargée en mouvement a été réalisée par Liénard en 1898 [1] puis confirmée de façon indépendante par Wiechert en 1900 [2]. Ces travaux ont débouché sur les relations dites des "potentiels de Lienard-Wiechert" qui permettent d'exprimer les champs électrique et magnétique rayonnés en fonction des paramètres cinématiques de l'électron émetteur, et par extension, de caractériser la répartition spatiale et spectrale du rayonnement. La première observation expérimentale de rayonnement synchrotron a eu lieu en 1947 sur un synchrotron de 70 MeV par une équipe du laboratoire de recherche de New York de la société General Electric [3].

Dans un premier temps, le rayonnement synchrotron a été perçu exclusivement comme un inconvénient puisqu'il freinait les particules que l'on cherchait à accélérer dans les accélérateurs circulaires. On a par la suite progressivement compris le parti que l'on pouvait tirer de ce rayonnement, entraînant l'utilisation d'accélérateurs existants (généralement des collisionneurs) comme sources de rayonnement.

Face aux besoins croissants d'une communauté en plein essor, ces machines de première génération dédiées d'abord à la physique des particules ont laissé place à des installations dites de deuxième génération : des accélérateurs circulaires dédiés à la production de rayonnement synchrotron, dans lesquels un faisceau de particules est stocké et rayonne sous l'action des champs magnétiques qui le guident. Les sources de rayonnement synchrotron de troisième génération, quant à eux, se distinguent par leurs performances (petites dimensions transverses et grande stabilité en intensité et en position du faisceau stocké), ainsi que par leur conception permettant d'y exploiter un grand nombre d'onduleurs et wigglers. Ces équipements magnétiques constituent des sources de haute intensité, accordables en longueur d'onde et parfois en polarisation.

Les LEL, également appelés sources de quatrième génération, reposent sur l'interaction, au sein d'un onduleur, entre une onde lumineuse et un faisceau d'électrons relativistes. Ce principe, inventé par J. Madey en 1971 [4], permet de gagner en intensité et en cohérence.

1.2 Présentation des accélérateurs et de leurs composants

Les accélérateurs employés comme sources de rayonnement utilisent en grande majorité des électrons, qui seront donc les particules considérées ici. Le référentiel utilisé par la suite est schématisé en figure 1.1 : l'axe tangentiel à la trajectoire de l'électron est l'axe \vec{s} . Les axes \vec{z} et \vec{x} désignent respectivement les axes vertical ascendant et horizontal. Le repère $(\vec{s}, \vec{x}, \vec{z})$ est direct.

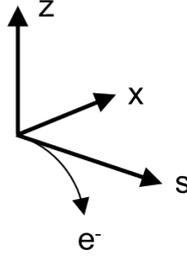


FIGURE 1.1 – Schéma du référentiel utilisé par la suite : le repère $(\vec{s}, \vec{x}, \vec{z})$ est direct.

1.2.1 Paramètres principaux

Les principales grandeurs qui caractérisent le faisceau d'électrons sont les suivantes :

- son énergie E_e exprimée en électron-volts (eV), parfois donnée sous sa forme réduite γ_e telle que :

$$E_e = \gamma_e E_{e_0} = \gamma_e m_e c^2 \quad (1.1)$$

avec E_{e_0} l'énergie au repos de l'électron, m_e sa masse et c la vitesse de la lumière dans le vide. L'énergie réduite γ_e est liée à la vitesse des électrons v_e par la transformation de Lorentz :

$$\gamma_e = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_e}{c}\right)^2}} \quad (1.2)$$

Dans un anneau de stockage, l'énergie est reliée au champ magnétique B_d produit par les aimants de courbure (aussi appelés dipôles) et au rayon de courbure ρ_e de la trajectoire des électrons à l'intérieur des dipôles. On appelle rigidité magnétique la grandeur :

$$B_d \rho_e = \frac{p_e}{e} \quad (1.3)$$

avec p_e la quantité de mouvement des électrons. Dans le cas d'électrons relativistes, on a :

$$B_d \rho_e = \frac{\gamma_e m_e c}{e} = \frac{1}{c} \sqrt{E_e^2 - E_{e_0}^2} \quad (1.4)$$

avec e la charge électrique de l'électron (ou charge élémentaire).

- sa dispersion en énergie σ_e telle que :

$$\sigma_e = \frac{\Delta E_e}{E_e} \quad (1.5)$$

- ses dimensions transverses σ_x et σ_z exprimées en un point longitudinal de la trajectoire en valeurs FWHM ou RMS
- sa longueur (dimension longitudinale) σ_s , qui peut être exprimée en unité de distance ou bien de temps
- ses émittances transverses ϵ_x et ϵ_z exprimées en mètres-radians. Le faisceau de particules peut être représenté par sa distribution dans un diagramme des phases (angle y' en fonction de la position y , avec $y = x$ ou $y = z$) et l'émittance ϵ_y correspond à la surface de cette distribution. L'émittance

traduit donc la capacité du faisceau à être peu divergent et de petite taille. Les émittances sont parfois notées sous forme normalisée à l'énergie :

$$\epsilon_{N_{x,z}} = \gamma_e \epsilon_{x,z}$$

- son courant I_e (ou son courant crête \widehat{I}_e ou la charge Q_e du paquet), qui quantifie le nombre d'électrons N_e contenus dans le faisceau. Dans un anneau de stockage, on privilégie le courant qui est relié à la circonférence de l'anneau \mathcal{C} :

$$I_e = \frac{N_e c}{\mathcal{C}} \quad (1.6)$$

Dans certains cas, on utilise le courant crête qui fait intervenir la longueur du paquet σ_s exprimée en secondes :

$$\widehat{I}_e = \frac{Q_e}{\sqrt{2\pi}\sigma_s} \quad (1.7)$$

1.2.2 Les différents types d'accélérateurs

On peut distinguer les différents types d'accélérateurs selon la géométrie de la trajectoire des particules et l'usage pour lequel il a été conçu.

Géométrie de la trajectoire

La trajectoire des particules peut présenter trois géométries différentes dans les accélérateurs modernes : en spirale dans les cyclotrons, en ligne droite dans les accélérateurs linéaires, et circulaires ou en hippodrome sur les machines à recirculation (synchrotrons, anneaux de stockage et Energy Recovery LINAC) :

- Les cyclotrons sont aujourd'hui pratiquement réservés à un usage médical (stérilisation, production d'isotopes radioactifs, protonthérapie ou radiothérapie). Ils fournissent un faisceau de protons ou d'ions de faible énergie (quelques centaines de mégaélectrons-volts maximum) d'émittance élevée (centaines de micromètres-radians). Ils sont par contre extrêmement compacts et robustes.
- Les accélérateurs linéaires (LINAC) peuvent produire un faisceau d'excellente qualité : petites dimensions et émittances (en particulier, possibilité d'obtenir un faisceau de longueur inférieure à la picoseconde) et faible dispersion en énergie. En contrepartie, ils consomment beaucoup d'énergie puisque les particules accélérées sont perdues après chaque passage.
- Les synchrotrons contournent ce problème en conservant les particules un grand nombre de tours. Ils permettent la production de faisceaux de haute énergie avec des performances dégradées par rapport aux LINAC, du fait de la recirculation.

Les anneaux de stockage sont des accélérateurs circulaires sur lesquels l'énergie du faisceau est maintenue identique tour après tour. Utilisés pour la production de rayonnement, ils sont économes et offrent une bonne stabilité transverse, mais fournissent un faisceau de moins bonne qualité que celui d'un LINAC à cause de la recirculation. Dans un anneau, les émittances résultent d'un équilibre entre l'énergie gagnée à chaque tour par le système accélérateur et l'énergie perdue par émission quantique de rayonnement [5].

Enfin, les Energy Recovery LINAC (ERL) constituent un compromis entre LINAC et anneaux de stockage : sur ces hippodromes, le système accélérateur est un LINAC qui garantit un faisceau d'électrons de bonne qualité. Une fois ce faisceau dégradé par l'amortissement, les particules sont décélérées dans le système accélérateur et l'énergie récupérée est utilisée pour produire un nouveau faisceau.

Usage

Les accélérateurs de particules sont principalement conçus pour deux grands types d'applications : les sources de rayonnement pour la médecine, la physique fondamentale ou la physique appliquée, et les collisionneurs pour la recherche fondamentale (ou physique des hautes énergies).

1.2.3 Introduction à la théorie et technologie des accélérateurs

Le fonctionnement des accélérateurs d'électrons nécessite au minimum trois composants : un système ultra-vide, un système accélérateur et un guidage magnétique.

Systeme ultra-vide

Il est nécessaire d'établir un vide très poussé sur la trajectoire des électrons de façon à limiter les collisions de ces derniers avec des molécules de gaz résiduel. Dans ce but, les électrons circulent dans des tubes appelés chambres à vide, au sein desquels règne un vide de l'ordre de 10^{-10} mbar grâce à un système de pompage adapté (principalement des pompes ioniques). La section intérieure de la chambre à vide doit être suffisamment grande pour ne pas limiter l'ouverture physique, c'est-à-dire ne pas constituer un obstacle aux électrons, et sa section extérieure suffisamment petite pour ne pas réduire l'efficacité des appareils magnétiques guidant les électrons. Ces règles imposent une faible épaisseur de la chambre et donc le choix d'un matériau présentant de bonnes caractéristiques mécaniques. Comme il doit également être compatible avec un fonctionnement sous vide, on se tourne généralement vers de l'aluminium ou de l'acier inoxydable. Le choix d'un métal implique en contrepartie la circulation d'un courant image dans celui-ci, au passage du faisceau d'électrons. Une variation de ce courant image peut perturber ou exciter le faisceau d'électrons, ce qu'il faut éviter. C'est pourquoi il est nécessaire d'assurer la continuité électrique d'une part, et de limiter les variations de section d'autre part, le long de l'ensemble des chambres à vide constituant l'accélérateur.

Systeme accélérateur

L'accélération des particules est généralement réalisée par interaction avec un champ électrique longitudinal, placé sur leur trajectoire. La technologie électrostatique utilisée sur les premiers accélérateurs Van de Graaff l'est encore de nos jours mais elle reste limitée à des tensions accélératrices d'une dizaine de MV (jusqu'à 15 MV pour le TANDEM de l'IPN d'Orsay [6]. Pour obtenir des accélérations beaucoup plus importantes, on utilise des cavités résonantes en Radiofréquence (RF) qui permettent de cumuler un grand nombre d'accélérations plus modestes. Dans les machines circulaires on profite des passages répétés des paquets de particules dans la même cavité, alors que dans les LINAC on les accélère sur un seul passage dans des structures constituées d'un grand nombre de cellules accélératrices. Lorsqu'elles sont alimentées en énergie électromagnétique par une onde RF à leur fréquence de résonance, les cavités génèrent un champ électrique sur la trajectoire des particules qui, selon leur temps de passage, peut les accélérer ou les décélérer. Si les particules sont correctement synchronisées, l'effet global est accélérateur et en outre renforce le groupement des particules en paquets. Le rendement de la cavité est déterminé par les pertes de puissance, dues à la dissipation dans ses parois, par rapport à l'énergie stockée (facteur de qualité) et la valeur maximum du champ accélérateur par les limites de claquage dans le vide (dizaines de mégavolts par mètre). Pour améliorer ces performances on peut avoir recours à des cavités supraconductrices dont le facteur de qualité est extrêmement grand, 10 000 à 100 000 fois supérieur à celui de cavités normales et les champs accélérateurs environ trois fois plus élevés.

L'onde RF est générée par un oscillateur, puis amplifiée par un amplificateur de puissance RF, transportée par une ligne de transfert coaxiale ou guide d'ondes et injectée dans la cavité grâce à un coupleur de puissance. Les amplificateurs de puissance RF sont habituellement des tubes à vide de type tétrode, IOT (Inductive Output Tube) ou klystron. Pour des fréquences au-dessous de 200 MHz on utilise généralement des tétrodes et au-dessus, c'est le klystron qui est le plus couramment employé. Ce dernier est constitué d'une cathode et de plusieurs cavités résonantes à la fréquence RF que l'on souhaite amplifier. Le faisceau continu d'électrons, émis par la cathode chauffée, traverse la première cavité dans laquelle est injectée l'onde RF à amplifier, puis les autres cavités, ce qui module sa densité et aboutit à des paquets d'électrons de forte concentration. Leur passage dans la dernière cavité induit une onde RF fortement amplifiée qui est extraite vers le circuit de charge extérieur. Récemment, SOLEIL a joué un rôle de pionnier en utilisant sur son anneau de stockage des amplificateurs à transistors de 180 kW en régime entretenu à 352 MHz, basés sur un design développé en interne [7]. Après sept ans de fonctionnement, cette technologie innovatrice a fait ses preuves et montré qu'elle pouvait remplacer avantageusement les

tubes à vide pour ce genre d'application [8]. Cette réussite a amené plusieurs laboratoires à adopter cette technologie.

Une nouvelle technologie basée sur un tout autre procédé a vu le jour ces dernières années : l'accélération par interaction laser-plasma, ou Laser Wake Field Acceleration (LWFA), consiste à créer une onde accélératrice dans un plasma en excitant les électrons de ce dernier à l'aide d'un laser de forte puissance. On obtient alors des champs électriques gigantesques générant une accélération importante sur une très courte distance (typiquement de l'ordre du TV/m, alors que ceux issus des cavités RF sont limités à quelques MV/m) mais, même si de nombreux progrès ont été réalisés dernièrement (réglage de l'énergie et de la charge principalement), cette technique ne permet pas encore la production de faisceaux de qualité équivalente à ceux des accélérateurs traditionnels, en terme d'émittances et de dispersion en énergie, ainsi que de reproductibilité tir à tir.

Guidage magnétique

Les électrons sont guidés transversalement par des champs magnétiques générés le plus souvent par un ensemble d'électroaimants. Ce guidage comprend différentes fonctions, chacune étant réalisée par un type d'aimant distinct, même s'il existe parfois des aimants combinant plusieurs fonctions. La variation transverse du champ généré par un aimant, à la position longitudinale centrale s_0 de celui-ci, peut être décomposée en termes dits droits \mathcal{B}_n ou tournés \mathcal{A}_n d'ordre n , selon l'équation 1.8 :

$$B_z(s_0, x, z) + i B_x(s_0, x, z) = \sum_{n=1}^{n=+\infty} (\mathcal{B}_n(s_0) + i \mathcal{A}_n(s_0)) (x + i z)^{n-1} \quad (1.8)$$

Tous les aimants produisant les termes droits présentent une symétrie de plan (\vec{s}, \vec{x}) , appelé plan médian. Ils produisent donc uniquement du champ magnétique vertical dans le plan médian, ce qui entraîne que, sous l'effet de ces aimants, les électrons contenus dans ce plan y demeurent. À l'inverse, les aimants à l'origine des termes tournés produisent du champ horizontal dans le plan médian, ce qui n'exclut pas que les électrons contenus dans ce dernier en sortent. Les termes tournés autorisent donc un transfert entre les déplacements effectués dans le plan horizontal et ceux du plan vertical, ce qui n'est pas le cas des termes droits. Voici les principaux aimants et leurs fonctions associées :

1. les **dipôles**, également appelés aimants de courbure, possèdent deux pôles placés de part et d'autre du plan médian, et génèrent un champ magnétique vertical et constant quelque soit la position transverse, conformément à l'équation 1.9. Ce champ qui correspond au terme \mathcal{B}_1 de l'équation 1.8 courbe la trajectoire des électrons dans le plan horizontal avec un rayon de courbure ρ_e . Ces aimants sont donc principalement utilisés sur les accélérateurs à recirculation pour donner à la trajectoire une forme circulaire ou en hippodrome.

$$\begin{cases} B_z(s_0, x, z) = B_d \\ B_x(s_0, x, z) = 0 \end{cases} \quad (1.9)$$

D'autre part, les dipôles agissent comme un spectromètre puisque le rayon de courbure ρ_e dépend de leur énergie. Sur accélérateur circulaire, la position horizontale d'un électron varie donc avec son énergie et on appelle fonction Dispersion, notée η_x , la trajectoire horizontale de référence d'un électron présentant un défaut d'énergie $\frac{\Delta p_e}{p_e} = 1$:

$$x \left(s, \frac{\Delta p_e}{p_e} \right) = \eta_x(s) \frac{\Delta p_e}{p_e} \quad (1.10)$$

2. les **quadrupôles** possèdent quatre pôles et génèrent un champ magnétique dont l'amplitude varie linéairement avec la distance à son axe. Le champ sur axe est donc nul et celui généré dans le plan médian vérifie l'équation 1.11, dans laquelle G est le gradient du quadrupôle exprimé en T/m, qui correspond au terme \mathcal{B}_2 de l'équation 1.8. L'expression du champ présent dans le plan vertical

comprenant l'axe du quadrupôle est donnée dans l'équation 1.12.

$$\begin{cases} B_z(s_0, x, 0) = G x \\ B_x(s_0, x, 0) = 0 \end{cases} \quad (1.11)$$

$$\begin{cases} B_z(s_0, 0, z) = 0 \\ B_x(s_0, 0, z) = G z \end{cases} \quad (1.12)$$

L'effet du quadrupôle sur les électrons dépend de leur énergie. On appelle K_f la force du quadrupôle, donnée dans l'équation 1.13. Elle dérive du gradient mais fait également intervenir la rigidité magnétique du faisceau, et s'exprime en m^{-2} .

$$K_f = \frac{e}{\gamma_e m_e c} G = \frac{G}{B_d \rho_e} \quad (1.13)$$

L'application du principe fondamental de la dynamique à un électron soumis au champ quadrupolaire de l'équation 1.11 aboutit aux équations du mouvement 1.14, qui mettent en évidence que la force exercée par le champ est une force de rappel. Comme celle-ci est d'autant plus importante que la position de l'électron est éloignée de l'axe, elle a pour effet de focaliser le paquet d'électrons à une distance dépendant de la force.

$$\begin{cases} \frac{d^2 x}{ds^2}(s) + K_f x(s) = 0 \\ \frac{d^2 z}{ds^2}(s) - K_f z(s) = 0 \end{cases} \quad (1.14)$$

On note toutefois qu'un quadrupôle ne focalise pas dans les deux plans à la fois, mais défocalise dans l'un des deux. Par convention, on appelle quadrupôle focalisant un élément qui focalise le faisceau dans le plan horizontal, ce qui correspond à $G > 0$. Comme il est indispensable de focaliser le faisceau d'électrons dans les deux plans de façon continue le long d'un accélérateur, on utilise des quadrupôles successifs alternativement focalisants et défocalisants, de forces choisies pour obtenir un ensemble globalement focalisant dans les deux plans. L'équation 1.14 montre aussi que sous l'action du champ quadrupolaire, le faisceau suit une trajectoire oscillante autour de l'orbite de référence, que l'on appelle oscillation bêta. L'amplitude de cette oscillation, appelée fonction bêta et notée β_x (β_z) pour le plan horizontal (vertical) est l'image de la taille transverse du faisceau. En l'absence de fonction Dispersion, la relation entre dimension transverse et fonction bêta est :

$$\sigma_y(s) = \sqrt{\epsilon_y \beta_y(s)} \quad \text{avec } y = x \quad \text{ou } y = z \quad (1.15)$$

Sur anneau avec présence de fonction Dispersion, la dimension horizontale est donnée par :

$$\sigma_x(s) = \sqrt{\epsilon_x \beta_x(s) + (\eta_x(s) \sigma_e)^2} \quad (1.16)$$

Sur accélérateur à recirculation, le nombre d'oscillations effectuées par tour dans le plan horizontal (vertical), appelé nombre d'onde et noté ν_x (ν_z), est une caractéristique très importante du faisceau. Si ce nombre est entier, le faisceau suit la même trajectoire à chaque tour et en présence de défauts de champ, voit ces défauts amplifiés à chaque tour, ce qui aboutit à un phénomène d'amplification qui a pour effet de rendre le faisceau instable et cause la perte des particules. De manière générale, on montre l'existence de zones de résonance répondant à l'équation 1.17 qu'il est nécessaire d'éviter, ce qui explique l'importance du choix et du contrôle des nombres d'onde.

$$m \nu_x + n \nu_z = p \quad \text{avec } (m, n, p) \in \mathbb{Z}^3 \quad (1.17)$$

La variation des nombres d'onde induite par un quadrupôle de force K_f est exprimée dans l'équation 1.18, dans laquelle L_Q est la longueur de l'aimant.

$$\begin{aligned} \Delta \nu_x &= \frac{\beta_x}{4\pi} K_f L_Q \\ \Delta \nu_z &= -\frac{\beta_z}{4\pi} K_f L_Q \end{aligned} \quad (1.18)$$

3. les **sextupôles** possèdent six pôles et génèrent un champ répondant à l'équation 1.19, dont la force correspond au terme \mathcal{B}_3 de l'équation 1.8.

$$\begin{cases} B_z(s_0, x, z) = S(x^2 - z^2) \\ B_x(s_0, x, z) = Sxz \end{cases} \quad (1.19)$$

avec S la composante sextupolaire exprimée en T/m². Un électron possédant un défaut d'énergie passe hors axe dans le sextupôle du fait de la fonction Dispersion, et subit localement un gradient qui compense la variation de focalisation des quadrupôles due au défaut d'énergie : un électron d'énergie inférieure à l'énergie nominale est trop focalisé par les quadrupôles et les sextupôles ont pour mission de le défocaliser, et inversement pour un électron en excès d'énergie. Les sextupôles corrigent donc la chromaticité, c'est-à-dire la variation des nombres d'onde avec l'énergie. Sans cette compensation, le stockage des forts faisceaux est impossible.

4. les **quadrupôles tournés** sont assimilables à des quadrupôles qui auraient subi une rotation de 45° autour de leur axe. Ils génèrent un champ dont le gradient tourné correspond au terme \mathcal{A}_2 de l'équation 1.8 et opèrent donc un transfert entre mouvements du plan horizontal et du plan vertical. On caractérise ce transfert par un coefficient appelé couplage et noté κ , correspondant au rapport entre les émittances verticale et horizontale :

$$\epsilon_z = \kappa \epsilon_x \quad (1.20)$$

Un couplage non nul résulte de la présence de défauts d'alignement des quadrupôles et sextupôles. Pour atteindre les dimensions verticales faibles qui satisfont la haute brillance du faisceau de photons, on utilise les quadrupôles tournés pour contrôler le couplage.

1.3 Les onduleurs

1.3.1 Présentation générale

Principe d'un onduleur

Les onduleurs et wigglers, appelés de façon générale éléments d'insertion (ou encore insertions), sont des dispositifs qui génèrent du champ magnétique permanent périodique spatialement le long de leur axe. Installés sur un anneau de stockage ou un LEL, ils donnent une trajectoire périodique aux électrons qui les traversent, ce qui a pour effet de les faire rayonner. On caractérise généralement un onduleur par trois paramètres liés au champ magnétique (ou induction magnétique) qu'il produit :

- la période λ_u , qui est la période spatiale du champ magnétique,
- la valeur pic (ou crête) du champ magnétique \hat{B} ,
- le nombre de périodes N_u du champ généré (ou sa longueur $L_u = N_u \lambda_u$).

On peut également exprimer la période de l'onduleur sous forme de nombre d'onde $k_u = \frac{2\pi}{\lambda_u}$.

Le principe d'onduleur a été inventé par Vitaly L. Ginsburg en 1947 [9] et repris par Hans Motz [10], qui a eu l'idée d'utiliser des champs magnétiques consécutifs de signes alternés afin de faire rayonner un faisceau de particules de façon plus intense que ce qui est obtenu dans un aimant de courbure. Motz a également construit un prototype [11] de période 40 mm et de champ pic 0,5 T, constitué de pôles et d'aimants permanents. Installé sur l'accélérateur linéaire de Stanford avec une énergie de 100 MeV, il a permis l'observation de rayonnement visible.

On distingue deux types d'onduleurs selon la nature du champ magnétique généré et la polarisation du rayonnement qu'ils émettent : les onduleurs plans et les onduleurs à polarisation elliptique. Les premiers génèrent un champ dont la direction est invariante le long de l'axe de l'insertion. La trajectoire des électrons est alors contenue dans un plan passant par cet axe. Le plus couramment, le champ est purement vertical et la trajectoire comprise dans le plan médian de l'onduleur (c'est-à-dire le plan $\vec{SO}\vec{x}$), mais on peut aussi avoir du champ purement horizontal, ou du champ incliné. Le champ est alors la somme d'une

composante horizontale B_x et d'une composante verticale B_z , en phase l'une par rapport à l'autre. L'inclinaison du plan contenant le champ est donnée par le rapport des champs crête des deux composantes. Si l'on suppose que le champ est parfaitement sinusoïdal en fonction de la position longitudinale s , les composantes de champ sur l'axe sont données dans l'équation 1.21 :

$$\begin{cases} B_s(s, 0, 0) = 0 \\ B_x(s, 0, 0) = \widehat{B}_x \sin(k_u s) \\ B_z(s, 0, 0) = \widehat{B}_z \sin(k_u s) \end{cases} \quad (1.21)$$

La figure 1.2 schématise le cas le plus courant d'onduleur plan : celui générant du champ purement vertical. On a donc $\widehat{B}_s = \widehat{B}_x = 0$ et la trajectoire des électrons s'effectue dans le plan médian de l'onduleur.

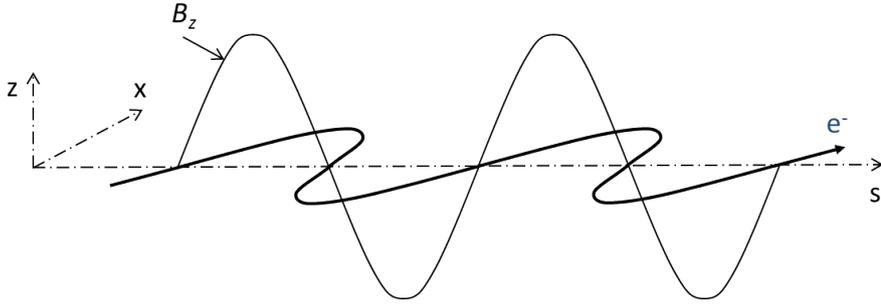


FIGURE 1.2 – Représentation schématique du champ magnétique vertical généré par l'onduleur (trait fin) et de la trajectoire des électrons (trait fort).

Les onduleurs plans émettent du rayonnement polarisé linéairement. Cette polarisation est linéaire horizontale (LH) si le champ est vertical, linéaire verticale (LV) si le champ est horizontal, ou encore linéaire inclinée (LI) si les deux composantes de champ sont présentes.

Les onduleurs à polarisation elliptique (ou EPU : Elliptical Polarized Undulator) génèrent un champ magnétique dont la direction varie dans le plan contenant \vec{x} et \vec{z} le long de l'axe, en effectuant une rotation autour de ce dernier. Les composantes horizontale et verticale du champ sont alors deux fonctions périodiques de même période, mais déphasées l'une par rapport à l'autre de ϕ_B , et la trajectoire des électrons forme une hélice déformée dont l'axe est celui de l'onduleur, et dont la projection dans un plan (\vec{x}, \vec{z}) est une ellipse. Les composantes de champ d'un tel onduleur sont données dans l'équation 1.22 :

$$\begin{cases} B_s(s, 0, 0) = 0 \\ B_x(s, 0, 0) = \widehat{B}_x \sin(k_u s) \\ B_z(s, 0, 0) = \widehat{B}_z \sin(k_u s + \phi_B) \end{cases} \quad (1.22)$$

Un onduleur plan est donc un onduleur à polarisation elliptique tel que $\phi_B = 0$. Un autre cas particulier de configuration d'onduleur à polarisation elliptique est obtenu si $\phi_B = \frac{\pi}{2}$. La projection de la trajectoire dans un plan (\vec{x}, \vec{z}) est alors une ellipse dont les axes sont parallèles à \vec{x} et \vec{z} .

Enfin, un onduleur à polarisation elliptique est appelé hélicoïdal dans le cas particulier $\phi_B = \frac{\pi}{2}$ et $\widehat{B}_x = \widehat{B}_z = \widehat{B}_C$. La trajectoire est alors rigoureusement une hélice, dans le sens où sa projection sur un plan (\vec{x}, \vec{z}) est un cercle. Le cas général d'onduleur à polarisation elliptique tel que $\phi_B \neq \frac{\pi}{2}$ est rarement rencontré, c'est pourquoi nous ne considérerons par la suite que des EPU tels que $\phi_B = \frac{\pi}{2}$. Comme leur nom l'indique, les EPU émettent du rayonnement de polarisation elliptique. L'onduleur hélicoïdal, quant à lui, génère du rayonnement de polarisation circulaire.

Afin de calculer la trajectoire des électrons dans l'onduleur, on considère que les électrons sont soumis à la force de Lorentz \vec{F}_e rappelée dans l'équation 1.23 avec e la charge élémentaire et \vec{v}_e la vitesse des électrons, et on applique à l'électron le principe fondamental de la dynamique, exprimé dans l'équation 1.24,

dans laquelle m_e représente sa masse au repos et γ_e son énergie relative.

$$\vec{F}_e = -e \vec{v}_e \wedge \vec{B} \quad (1.23)$$

$$\frac{d\gamma_e m_e \vec{v}_e}{dt} = \vec{F}_e \quad (1.24)$$

On suppose $v_{ex} \ll v_{es}$ et $v_{ez} \ll v_{es}$, ce qui permet d'approximer au premier ordre : $v_{es} = v_e$ et d'exprimer une intégration temporelle en terme d'intégration spatiale le long de s , au facteur $v_e = \|\vec{v}_e\|$ près. Une première intégration temporelle de 1.24 conduit à la vitesse des électrons dans un onduleur plan (équation 1.25) et celle dans un onduleur à polarisation elliptique (équation 1.26).

$$\begin{cases} v_{es}(s) \approx v_e \\ v_{ex}(s) = -\frac{e\widehat{B}_z}{\gamma_e m_e k_u} \cos(k_u s) \\ v_{ez}(s) = \frac{e\widehat{B}_x}{\gamma_e m_e k_u} \cos(k_u s) \end{cases} \quad (1.25)$$

$$\begin{cases} v_{es} \approx v_e \\ v_{ex} = \frac{e\widehat{B}_z}{\gamma_e m_e k_u} \sin(k_u s) \\ v_{ez} = \frac{e\widehat{B}_x}{\gamma_e m_e k_u} \cos(k_u s) \end{cases} \quad (1.26)$$

En utilisant l'approximation $v_e \approx c$, l'expression des vitesses fait apparaître une grandeur couramment utilisée à la place du champ crête, appelée paramètre de déflexion, qui représente la "force" de l'insertion. Ce paramètre adimensionnel est donné par :

$$\begin{aligned} K_x &= \frac{e}{2\pi m_e c} \widehat{B}_x \lambda_u \\ K_z &= \frac{e}{2\pi m_e c} \widehat{B}_z \lambda_u \end{aligned} \quad (1.27)$$

Si les particules utilisées sont des électrons, cette grandeur se calcule numériquement à l'aide de :

$$K_{x,z} = 0,0934 \widehat{B}_{x,z} [T] \lambda_u [mm] \quad (1.28)$$

On peut exprimer les vitesses à l'aide des paramètres de déflexion, ce qui donne l'équation 1.29 dans le cas d'un onduleur plan et l'équation 1.30 pour un onduleur hélicoïdal.

$$\begin{cases} v_{es} \approx c \\ v_{ex} = -\frac{c}{\gamma_e} K_z \cos(k_u s) \\ v_{ez} = \frac{c}{\gamma_e} K_x \cos(k_u s) \end{cases} \quad (1.29)$$

$$\begin{cases} v_{es} \approx c \\ v_{ex} = \frac{c}{\gamma_e} K_z \sin(k_u s) \\ v_{ez} = \frac{c}{\gamma_e} K_x \cos(k_u s) \end{cases} \quad (1.30)$$

On peut développer l'expression de la vitesse longitudinale au second ordre :

$$v_{es} = \sqrt{v_e^2 - v_{ex}^2 - v_{ez}^2} \quad (1.31)$$

Dans le cas d'un onduleur plan, on obtient que la vitesse longitudinale oscille légèrement autour de v_e , même si l'amplitude de cette oscillation reste très faible devant $v_e \approx c$. Dans le cas d'un onduleur générant du champ vertical ($K_x = 0$), l'équation 1.29 aboutit à :

$$v_{es} = \sqrt{v_e^2 - K_z^2 \frac{c^2}{\gamma_e^2} \cos^2(k_u s)} \quad (1.32)$$

Le cas de l'onduleur hélicoïdal est particulier dans le sens où la vitesse longitudinale est constante dans l'onduleur. On a alors $\phi_B = \frac{\pi}{2}$ et $\widehat{B}_x = \widehat{B}_z = \widehat{B}_C$ (ou $K_x = K_z = K_C$), et la vitesse longitudinale est donnée par :

$$v_{es} = \sqrt{v_e^2 - K_C^2 \frac{c^2}{\gamma_e^2}} \quad (1.33)$$

On note que $K_{x,z}$ est proportionnel à l'angle maximum que subissent les électrons par rapport à l'axe de l'insertion. Quand le paramètre de déflexion est très grand (typiquement $K \gg 1$), on ne parle plus d'onduleur mais de wiggler. Une deuxième intégration des équations 1.29 et 1.30 aboutit aux coordonnées des électrons pour un onduleur plan et un onduleur hélicoïdal, données respectivement dans les équations 1.34 et 1.35.

$$\begin{cases} s \approx ct \\ x = -\frac{K_z}{\gamma_e k_u^2} \sin(k_u s) \\ z = \frac{K_x}{\gamma_e k_u^2} \sin(k_u s) \end{cases} \quad (1.34)$$

$$\begin{cases} s \approx ct \\ x = -\frac{K_z}{\gamma_e k_u^2} \sin(k_u s) \\ z = \frac{K_x}{\gamma_e k_u^2} \cos(k_u s) \end{cases} \quad (1.35)$$

Longueur d'onde de résonance

En traversant à la vitesse v_e une période du champ magnétique d'un onduleur, un électron génère un train d'onde qui se propage à la vitesse c , constitué d'une oscillation de longueur d'onde λ_1 . L'onde lumineuse rayonnée par l'insertion précède donc en permanence le paquet d'électrons, et résulte de l'addition des N_u trains d'onde générés à chacune des N_u périodes de champ magnétique. Pour que ces trains d'onde soient en phase les uns avec les autres, il est nécessaire de satisfaire une condition sur la valeur de λ_1 , dont on peut donner une approximation en négligeant l'allongement de la trajectoire des électrons dû à leur déflexion, et en exprimant que, à chaque période, le paquet d'électrons parcourt une période d'onduleur alors que l'onde lumineuse doit en plus parcourir une longueur d'onde :

$$\frac{\lambda_u}{v_{es}} = \frac{\lambda_1 + \lambda_u}{c} \quad (1.36)$$

En introduisant la vitesse réduite $\beta_{ey} = \frac{v_{ey}}{c}$ avec $y = s, x$ ou z , on obtient :

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \frac{\lambda_u}{\beta_{es}} (1 - \beta_{es}) \\ &= \lambda_u \left(\frac{1 - \beta_{es}^2}{1 + \beta_{es}} \right) \\ &\approx \frac{\lambda_u}{2\gamma_e^2} \quad \text{en prenant en compte } 1 - \beta_{es}^2 = \frac{1}{\gamma_e^2} \quad \text{et } 1 + \beta_{es} \approx 2 \end{aligned} \quad (1.37)$$

Cette approche qualitative montre que la longueur d'onde fondamentale du rayonnement est très petite par rapport à la période de l'onduleur, et ce d'autant plus que l'énergie du faisceau d'électrons est grande, ce qui représente une caractéristique intéressante du rayonnement synchrotron.

Si l'on considère la possibilité d'une émission hors axe et que l'on considère la trajectoire réelle des électrons, ce calcul aboutit à la condition dite de résonance que la longueur d'onde du rayonnement doit satisfaire [12] :

$$\lambda_1 = \frac{\lambda_u}{2\gamma_e^2} \left(1 + \frac{K_x^2}{2} + \frac{K_z^2}{2} + \gamma_e^2 \theta_x^2 + \gamma_e^2 \theta_z^2 \right) \quad (1.38)$$

où θ_x (θ_z) est l'angle d'observation horizontal (vertical) du rayonnement, c'est à dire l'angle par rapport à l'axe magnétique de l'insertion, sous lequel est émis le rayonnement. Si une longueur d'onde λ_1 satisfait 1.38, toutes les harmoniques de celle-ci, c'est à dire les longueurs d'onde λ_n vérifiant 1.39, émettent également en phase.

$$\lambda_n = \frac{\lambda_1}{n} \quad \text{avec } n \in \mathbb{N} \quad (1.39)$$

Technologies

On peut distinguer deux grands types d'insertions selon la technologie employée pour générer le champ magnétique : les insertions électromagnétiques et les insertions à aimants permanents.

Les insertions électromagnétiques : le champ magnétique est dans ce cas créé par des courants électriques qui circulent dans des bobines de polarités alternées. Cette technologie est largement répandue et dans la grande majorité des cas privilégiée pour les insertions de grande période, parce que les bobines occupent un espace minimal. De façon quasi-systématique, les bobines sont utilisées en association avec des pôles ferromagnétiques, ce qui permet d'augmenter l'induction magnétique vue par le faisceau en concentrant les lignes de champ. L'adjonction de pôles permet également de minimiser la dépendance du champ aux défauts de fabrication des bobines, ce qui améliore la régularité du champ le long de l'onduleur et par conséquent, la qualité du rayonnement émis. Comme exemples d'onduleurs électromagnétiques à pôles ferromagnétiques, on peut citer l'onduleur OPHELIE de Super-ACO [13], l'EEW à ELETTRA [14] ou le HU256 à SOLEIL [15]. Il est relativement aisé de prédire par simulation numérique le champ magnétique obtenu, en général à l'aide de codes utilisant la méthode des éléments finis tels que OPERA-3D (Tosca) [16]. Enfin, l'ensemble des techniques de fabrication spécifiques à cette technologie sont maîtrisées depuis longtemps, d'autant plus qu'elles sont similaires à celles utilisées pour la fabrication des aimants multipolaires des accélérateurs : refroidissement à l'eau par utilisation de conducteurs creux, isolation électrique par imprégnation de résine epoxy, utilisation de tôles laminées pour les pôles, etc... La variation du paramètre de déflexion s'effectue en faisant varier le courant d'alimentation des bobines, ce qui peut poser un problème de reproductibilité en présence de matériaux ferromagnétiques, à cause de l'hystérésis. C'est le cas pour le HU256 à SOLEIL par exemple [17]. On note l'existence d'un onduleur électromagnétique sans pôles à SOLEIL [18], qui permet de pallier ce problème : la réponse du champ est parfaitement linéaire avec le courant, ce qui permet d'avoir une bonne reproductibilité du champ avec le courant d'alimentation, sans devoir s'astreindre à suivre des cycles d'hystérésis. On gagne en facilité de pilotage de l'onduleur mais en contrepartie, on perd en densité de flux magnétique à courant équivalent. L'atout principal de cette technologie réside dans la possibilité d'inverser très rapidement (typiquement quelques millisecondes) la polarité d'un champ. Elle trouve par contre ses limites dans la difficulté à réaliser des bobines de courte période, (typiquement une centaine de millimètres), et bien évidemment dans la nécessité de fournir des alimentations électriques régulées en courant, et dans sa consommation électrique non négligeable. Une évolution de la technologie électromagnétique réside dans l'utilisation de matériaux supraconducteurs pour construire les bobines. On accède ainsi à des valeurs de champ considérables, typiquement 5 T, voire 10 T, ce qui est particulièrement intéressant dans la conception de wigglers [19]. Les premiers onduleurs supraconducteurs font aussi leur apparition [20]. Aux inconvénients des insertions électromagnétiques conventionnelles, on peut ajouter aux wigglers supraconducteurs le risque de "quench", c'est-à-dire le passage très rapide de l'état supraconducteur à l'état résistif du fait de contraintes mécaniques ou thermiques, ce qui perturbe l'opération et peut détériorer l'insertion.

Les insertions à aimants permanents : ce sont dans ce cas des aimants permanents qui génèrent le champ magnétique. Ce sont des blocs constitués d'un matériau ferromagnétique, généralement un alliage

à base de métaux de transition ou de terres rares. Les deux matériaux les plus couramment utilisés sur des onduleurs sont aujourd'hui le le Samarium-Cobalt [21] et le Néodyme-Fer-Bore [22] mais on note également l'émergence du Praséodyme [23] ou du Dysprosium. Pour un type d'alliage donné, les fabricants proposent de nombreuses nuances en modifiant les pourcentages de chaque élément ou par adjonction d'autres éléments tels que le cuivre. Ces différentes nuances présentent des caractéristiques magnétiques différentes :

- le champ rémanent B_r , qui est le champ présent à l'intérieur de l'aimant en absence d'excitation magnétique H extérieure,
- la force coercitive H_{cB} , qui correspond à l'excitation extérieure à appliquer à l'aimant pour annuler son champ B ,
- la coercitivité intrinsèque H_{cJ} , qui correspond à l'excitation extérieure à appliquer à l'aimant pour annuler son aimantation M .

Le comportement de ces grandeurs avec la température est également variable d'une nuance à l'autre.

Les aimants permanents sont fournis par quelques sociétés spécialisées (par exemple, VacuumSchmelze [24], Hitachi [25] ou JL mag [26]) qui maîtrisent toutes les étapes de leur fabrication :

- fusion des minerais sous vide,
- broyage de l'alliage obtenu pour le réduire en poudre,
- compression à froid de la poudre pour donner au bloc la forme désirée. Cette opération est effectuée sous champ magnétique afin d'orienter les moments magnétiques des grains,
- démagnétisation du bloc pour en faciliter la manipulation,
- traitements thermiques afin de souder les grains entre eux : frittage et éventuellement, recuit,
- usinage du bloc pour lui donner les dimensions géométriques définitives,
- application d'un revêtement protecteur par électrolyse,
- magnétisation du bloc.

La disposition et l'orientation de la direction d'aimantation des aimants permanents sont judicieusement choisis pour assurer la géométrie voulue du champ et pour éviter la démagnétisation des aimants. La variation du paramètre de déflexion s'effectue en faisant varier l'entrefer g_u (gap en anglais), c'est-à-dire la distance qui sépare les deux mâchoires sur lesquelles sont placés les aimants. Tout comme pour la technologie électromagnétique, il est ici aussi possible d'augmenter la densité de flux en associant des pôles ferromagnétiques aux aimants permanents. On dit alors que l'insertion est hybride. Dans le cas contraire, on parle d'insertions PPM (Pure Permanent Magnets) et on a recours aux structures dites de Halbach [27], dont la plus courante nécessite huit aimants par période (quatre aimants par mâchoire), comme schématisé en figure 1.3.

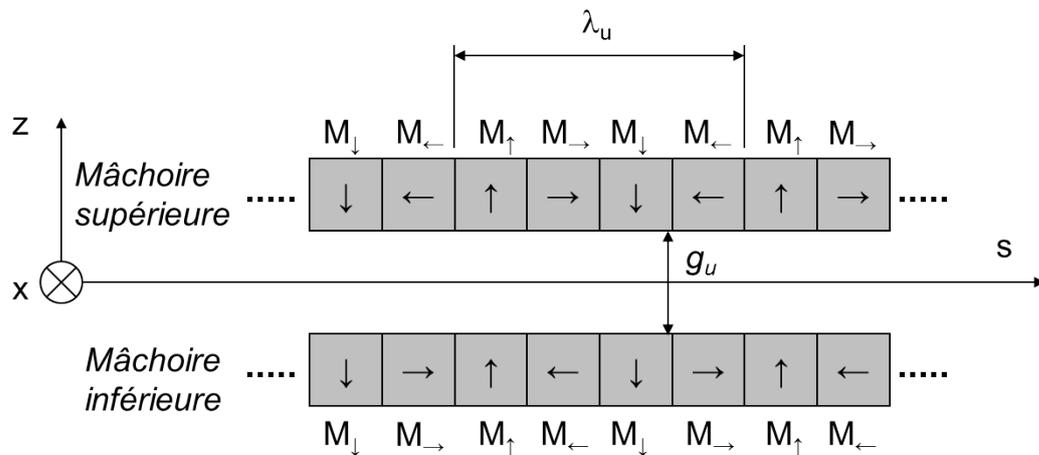


FIGURE 1.3 – Schématisation de la disposition des aimants dans une structure de Halbach à huit aimants par période. Les flèches représentent les directions d'aimantation des aimants permanents.

Dans le cas d'une technologie PPM, les résultats de l'insertion sont très sensibles aux défauts mécaniques (taille, positionnement) et magnétiques (champ rémanent, direction d'aimantation) des aimants permanents, ce qui nécessite d'introduire des corrections de champ au cours de la fabrication de l'onduleur.

Les insertions mixtes : il existe des insertions combinant les deux technologies, comme c'est le cas à NSLS [28], à l'ESRF [29] ou à SOLEIL [30]. La composante verticale de champ magnétique est générée dans ce cas par des bobines, tandis que la composante horizontale est créée par des aimants permanents.

Les deux sections suivantes présentent de façon plus détaillée deux catégories d'onduleurs à aimants permanents : la section 1.3.2 retrace les différents designs proposés d'onduleurs à aimants permanents et à polarisation elliptique, en particulier les onduleurs de type APPLE-II, et la section 1.3.3 expose le principe des onduleurs sous-vide.

1.3.2 Les onduleurs à polarisation elliptique

Les premiers onduleurs à aimants permanents émettaient généralement du rayonnement polarisé linéairement dans le plan horizontal, parce qu'ils génèrent du champ magnétique purement vertical sur axe. Ceci découle de raisons historiques : un onduleur est à l'origine pensé comme une succession de dipôles alternés similaires aux aimants de courbure d'un anneau [10]. Ceci entraîne une première conception d'onduleurs à aimants permanents tout naturellement constitués d'aimants placés sur des mâchoires situées au dessus et en dessous du faisceau d'électrons, ce qui permet en outre de conserver le plan horizontal comme plan de symétrie. Sur anneau de stockage, on maintient ainsi l'ensemble des déplacements des électrons dans le plan horizontal, ce qui limite le couplage. Par la suite, le rayonnement polarisé circulairement présente un intérêt croissant dans la communauté scientifique et de nouvelles conceptions d'onduleurs permettant de le produire voient le jour.

Le schéma dit d'onduleurs croisés ("crossed undulators") représenté en figure 1.4 est constitué de deux onduleurs plans placés à la suite l'un de l'autre, le deuxième étant tourné de 90° autour de son axe par rapport au premier de telle sorte que chacun génère une composante de champ magnétique, horizontale ou verticale [31]. Il suffit d'ajouter à ce système un moyen de modifier la longueur de la trajectoire des électrons entre les deux onduleurs pour jouer sur le déphasage des deux composantes de rayonnement et donc, sur la polarisation de ce dernier. On peut envisager comme moyen de déphasage une chicane ou le déplacement de l'un des onduleurs [31].

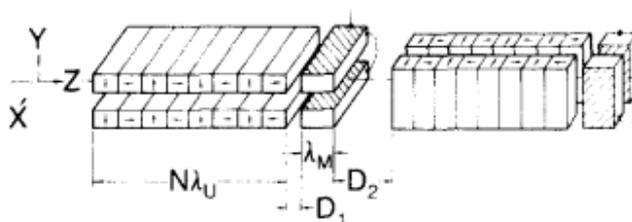


FIGURE 1.4 – Schéma du système d'onduleurs croisés, constitué de deux onduleurs générant du rayonnement polarisé de façon orthogonale l'un par rapport à l'autre. Une chicane placée entre les deux permet de régler le déphasage entre les deux composantes de champ et donc de jouer sur la polarisation obtenue. λ_u : période des onduleurs, N : nombre de périodes de chaque onduleur, λ_M : longueur de la chicane, D_1 et D_2 : distances séparant respectivement le premier onduleur de la chicane, et la chicane du deuxième onduleur. Image tirée de [31].

Le premier design d'onduleur à aimants permanents permettant de générer de la polarisation elliptique est représenté en figure 1.5. Ce système, souvent désigné sous le nom d'Onuki, consiste simplement en

deux onduleurs plans de même axe et de période identique λ_u imbriqués l'un dans l'autre, l'un des deux étant tourné de 90° autour de son axe par rapport à l'autre [32, 33]. Ainsi, chaque onduleur génère une composante de champ (horizontale ou verticale). En décalant longitudinalement un onduleur par rapport à l'autre de la distance Δs_R , on modifie le déphasage entre les deux composantes de champ ce qui aboutit à des polarisations différentes. Si l'onduleur générant le champ horizontal est supposé fixe, l'expression du champ généré sur axe est donné dans l'équation 1.40 :

$$\begin{aligned} B_x(s) &= B_{x_0} \sin\left(\frac{2\pi s}{\lambda_u}\right) \\ B_z(s) &= B_{z_0} \sin\left(\frac{2\pi(s + \Delta s_R)}{\lambda_u}\right) \end{aligned} \quad (1.40)$$

La configuration par défaut équivaut à un déplacement $\Delta s_R = 0$, montrée en figure 1.5a). Dans cette configuration, les rangées d'aimants sont alignées et les deux composantes de champ sont en phase, aboutissant à un rayonnement polarisé linéairement sur un plan incliné à 45° . Un déplacement $\Delta s_R = \pm \frac{\lambda_u}{2}$ entraîne l'inversion de la composante verticale de champ et du rayonnement polarisé linéairement à 135° . Enfin, on obtient les polarisations circulaires gauche et droite par un déplacement $\Delta s_R = \pm \frac{\lambda_u}{4}$. Pour obtenir du rayonnement de polarisation linéaire horizontale ou verticale, il est nécessaire de pouvoir annuler l'une des deux composantes de champ en ouvrant l'entrefer de l'onduleur correspondant. Il est possible d'adapter ce principe à un onduleur électromagnétique, ce qui permet en outre de permuter rapidement l'orientation de la polarisation circulaire, en inversant le courant d'alimentation d'un des deux onduleurs, sans avoir à jouer sur le déplacement Δs_R . Le design d'Onuki présente l'avantage évident d'être plus compact et plus simple d'utilisation que celui des onduleurs croisés. En contrepartie les entrefers, qui fixent les valeurs maximales de champ, sont limités par les dimensions transverses des aimants et de la chambre à vide : la dimension verticale des aimants produisant le champ horizontal limite l'entrefer vertical, et inversement.

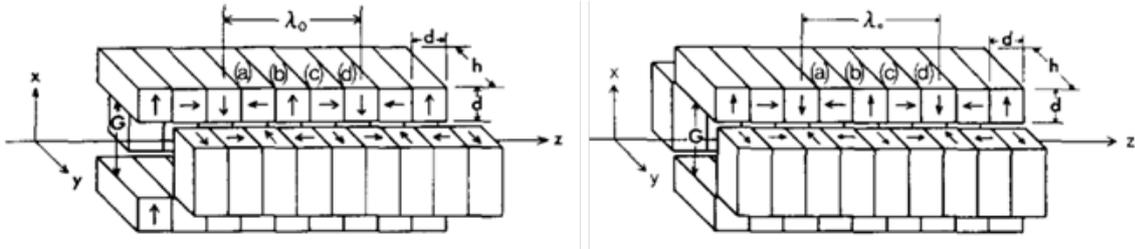


FIGURE 1.5 – Schéma de l'onduleur d'Onuki, constitué de deux onduleurs plans imbriqués l'un dans l'autre autour de l'axe z de propagation des électrons. Les flèches représentent les directions d'aimantation des aimants, G désigne l'entrefer, λ_0 la période, d et h les dimensions des aimants : $\Delta s_R = 0$ (gauche), $\Delta s_R \neq 0$ (droite). Image tirée de [32].

L'onduleur à aimants permanents représenté en figure 1.6 correspond à un onduleur du design d'Onuki sur lequel le déplacement Δs_R est figé de façon à déphaser les deux composantes de champ de $\frac{\pi}{2}$ [34]. Le choix délibéré de la non-égalité des deux composantes de champ entraîne une trajectoire en hélice déformée de section elliptique, ce qui génère sur axe des harmoniques de rayonnement polarisé circulairement. Augmenter le rapport entre les deux composantes fait croître l'intensité des harmoniques mais dégrade le taux de polarisation.

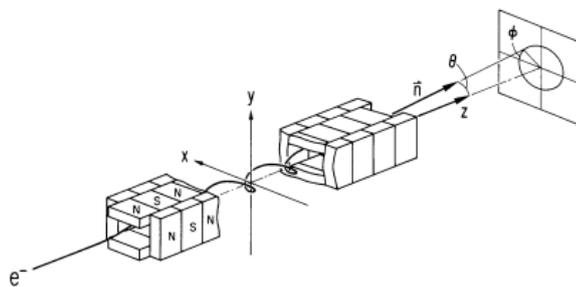


FIGURE 1.6 – Schéma du système proposé dans [34], constitué de deux onduleurs plans imbriqués, tournés de 90° l'un par rapport à l'autre autour de l'axe de propagation z , et décalés de $\frac{\lambda_w}{4}$ de façon à émettre du rayonnement polarisé elliptiquement. La polarisation du rayonnement émis sur axe est alors circulaire. Les lettres N et S désignent respectivement les pôles Nord et Sud des aimants. Image tirée de [34].

L'onduleur Helios [35, 36, 37] est constitué d'aimants disposés sur deux mâchoires placées au dessus et en dessous du plan médian, comme dans le cas d'un onduleur classique, mais permet d'émettre du rayonnement polarisé elliptiquement en se basant sur un principe simple : les aimants placés sur la mâchoire supérieure génèrent le champ magnétique horizontal tandis que ceux placés sur la mâchoire inférieure créent le champ vertical. Plusieurs designs magnétiques sont envisageables en suivant ce principe, tel que celui représenté en figure 1.7. On compte plusieurs avantages à cette configuration : tout d'abord le fait de laisser le plan médian inoccupé permet une grande ouverture horizontale nécessaire sur anneau du fait de l'excursion horizontale, et laisse également un accès latéral à l'onduleur pour sa caractérisation magnétique. De plus, cet arrangement s'adapte aisément à un châssis classique d'onduleur plan, moyennant la possibilité de régler chaque demi-entrefer (c'est-à-dire la distance entre chaque mâchoire et le plan médian) indépendamment et de pouvoir déplacer la mâchoire supérieure longitudinalement. Les premiers mouvements permettent de jouer sur l'amplitude de chaque composante de champ tandis que le dernier ajuste le déphasage entre ces composantes, de façon similaire au réglage de l'onduleur d'Onuki. Par contre, ce design casse la symétrie du plan médian, ce qui implique la présence de champ longitudinal dans ce dernier et donc, des effets sur le faisceau plus complexes [38, 39].

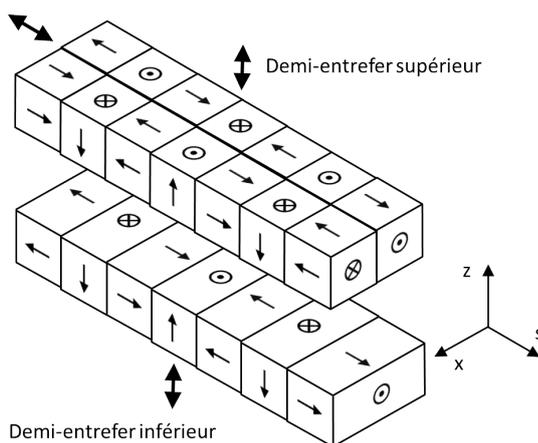


FIGURE 1.7 – Schéma de l'onduleur Helios, dans lequel la mâchoire inférieure est une structure de Halbach et génère le champ vertical. La mâchoire supérieure est constituée de deux structures de Halbach adjacentes, l'une étant décalée de l'autre de deux aimants, ce qui lui permet de créer le champ horizontal. La distance séparant chaque mâchoire du plan médian est réglable de façon indépendante et la mâchoire supérieure peut être déplacée longitudinalement. Les flèches représentent les directions d'aimantation des aimants

Un autre design d'onduleur à aimants permanents générant du champ circulaire uniquement est souvent désigné comme l'onduleur de Walker&Diviacco [40]. Là encore, les aimants sont répartis sur deux mâchoires placées au dessus et en dessous du faisceau, et disposés en rangées qui génèrent alternativement du champ vertical ou horizontal, comme représenté sur la figure 1.8. Ainsi, chaque mâchoire produit à la fois du champ horizontal et du champ vertical, conservant la symétrie du plan médian. Il n'est par contre pas possible de modifier le déphasage entre les deux composantes, qui reste égal à $\frac{\pi}{2}$. On note en particulier l'impossibilité de permuter entre polarisation circulaire gauche et droite, ce qui constitue un inconvénient évident de ce design : il est inadapté aux expériences de dichroïsme, dont le but est justement de comparer l'influence de l'orientation de la polarisation circulaire sur l'échantillon, alors qu'elles constituent une part importante de la recherche utilisant du rayonnement polarisé circulairement. On note dans [40] une ambiguïté sur le terme d'onduleur plan, qui peut faire référence à un onduleur générant du champ contenu dans un plan (c'est-à-dire qui ne génère pas de rayonnement polarisé elliptiquement), ou à un onduleur constitué de rangées planes d'aimants, c'est-à-dire laissant un libre accès latéral au plan médian, par opposition à un design de type Onuki. La première catégorie d'onduleurs et le champ qu'ils génèrent sont parfois qualifiés de linéaires [36], puisque le rayonnement qu'ils émettent est polarisé linéairement. Cette ambiguïté est récurrente dans la littérature : par exemple, un onduleur plan désigne un appareil générant du champ conduisant à une polarisation linéaire dans [35], [41] et [42] alors qu'il désigne également un appareil de structure magnétique plane, c'est-à-dire dans lequel les aimants sont disposés en rangées planes de part et d'autre du plan médian, dans [43], [44] et [45]. Ainsi, l'onduleur Helios est parfois appelé onduleur plan hélicoïdal dans la littérature (par exemple [46]), ce qui est antagonique. Un onduleur plan désignera par la suite un onduleur émettant du rayonnement polarisé linéairement tandis qu'un onduleur basé sur une structure magnétique plane sera désigné par onduleur à plan médian libre.

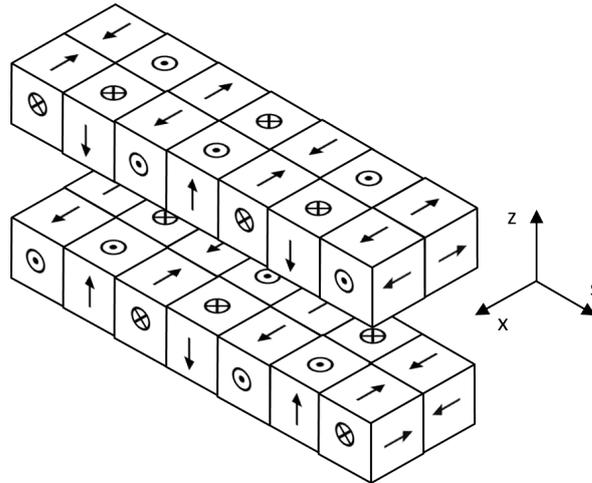


FIGURE 1.8 – Schéma de l'onduleur de Walker&Diviacco. Les flèches représentent les directions d'aimantation des aimants. Les aimants génèrent du champ magnétique orthogonal à leur direction d'aimantation, en les associant en opposition par paire. Ainsi, à gauche de la figure, les quatre aimants de la première rangée en entrée d'onduleur (deux aimants sur chaque mâchoire) génèrent sur axe du champ magnétique selon la direction $-z$, puis les quatre aimants suivants génèrent du champ horizontal dans la direction $-x$. Les troisième et quatrième rangées fournissent respectivement du champ selon les directions $+z$ et $+x$, ce qui termine la première période d'onduleur.

Le design d'onduleur APPLE (Advanced Planar Polarized Light Emitter) s'inscrit dans la lignée de ceux proposés précédemment. Il s'agit d'un onduleur à plan médian libre permettant de générer du champ vertical, horizontal ou du champ menant à la polarisation elliptique [47, 48]. Une variante appelée APPLE-II est représentée sur la figure 1.9 : chaque mâchoire est constituée de deux poutres placées côte à côte, sur lesquelles sont disposés les aimants en structure de Halbach à quatre aimants par période. Deux

des quatre poutres, diagonalement opposées par rapport à l'axe de l'onduleur, peuvent être déplacées longitudinalement pour changer la configuration du champ et donc, la polarisation du rayonnement émis.

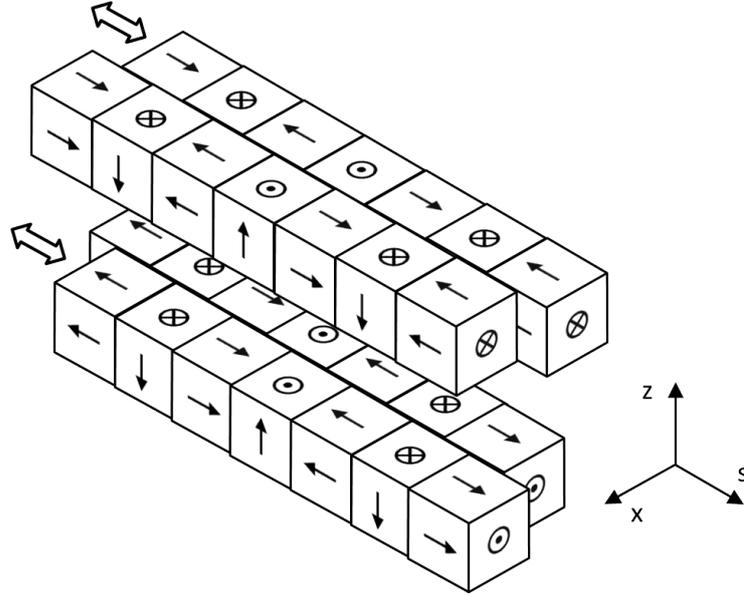


FIGURE 1.9 – Schéma de l'onduleur APPLE-II. Chaque mâchoire est constituée de deux poutres sur lesquelles les aimants sont arrangés en structure de Halbach. Deux des quatre poutres sont mobiles et leurs déplacements sont symbolisés par les flèches vides. Les flèches pleines représentent les directions d'aimantation des aimants.

Cette structure connaît plusieurs variantes selon la géométrie transverse et les directions d'aimantation des aimants M_{\uparrow} et M_{\downarrow} de la structure de Halbach (les directions d'aimantation des aimants M_{\leftarrow} et M_{\rightarrow} demeurent inchangées sur les différentes variantes). Sur l'APPLE-I [47] original de Sasaki, l'aimantation de ces aimants est contenue dans le plan (x, z) et inclinée de 45° , comme montré sur la figure 1.10 a). Dans l'onduleur APPLE-II [44] représenté en figure 1.10 b), les aimants suivent la structure de Halbach classique (l'aimantation des aimants M_{\downarrow} et M_{\uparrow} est verticale). Le champ en polarisation circulaire est plus fort sur l'APPLE-II que sur l'APPLE-I et la fabrication des aimants est simplifiée (les axes d'aimantation sont parallèles aux faces des blocs). Plus récemment, une variante de l'APPLE-I appelée APPLE-III a été proposée afin de mieux répondre aux besoins spécifiques des LELs [49] : la géométrie des aimants comporte un chanfrein de façon à pouvoir y loger la chambre à vide et donc diminuer l'entrefer, ce qui est représenté sur la figure 1.10 c). En effet sur ces accélérateurs, la dimension horizontale de la chambre à vide est équivalente à sa dimension verticale, du fait de l'absence de dispersion horizontale. On distingue deux modes de déplacement des poutres mobiles : dans le mode parallèle (noté //), les deux poutres mobiles sont déplacées de la même valeur dans la même direction. Les deux composantes de champ sont alors déphasées de $\frac{\pi}{2}$, ce qui aboutit à du rayonnement polarisé elliptiquement. Dans le mode antiparallèle (noté X), les deux poutres mobiles sont déplacées de la même quantité mais dans des directions opposées ($+s$ pour l'une et $-s$ pour l'autre). Les deux composantes de champ restent alors en phase, ce qui permet de générer de la polarisation linéaire inclinée [50]. Dans chaque mode parallèle ou antiparallèle, la valeur du déplacement est notée Δs_R et appelée déplacement de rangée.

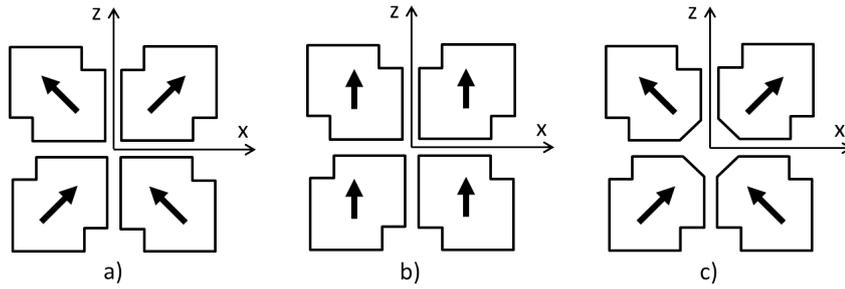


FIGURE 1.10 – Schéma de la géométrie transverse et de la direction d'aimantation des aimants M_{\uparrow} et M_{\downarrow} sur les différentes variantes d'onduleurs de type APPLE. a) APPLE-I, b) APPLE-II, c) APPLE-III. Les encoches situées sur deux coins opposés des aimants permettent la fixation de ces derniers sur des supports à l'aide de brides.

La figure 1.11 a) représente l'onduleur DELTA [51, 52] qui est dérivé du type Onuki mais constitué d'aimants de forme triangulaire. Cette modification permet de réduire les deux entrefers (horizontal et vertical) et corrige donc le principal inconvénient de l'onduleur type Onuki. Il est par contre uniquement destiné aux accélérateurs linéaires puisque sa symétrie implique une chambre de dimensions transverses égales. La figure 1.11 b) montre la similitude entre l'Onuki, l'APPLE-III et le DELTA : si l'on fait abstraction de la géométrie des aimants, l'APPLE-I (ou APPLE-III) est d'une certaine façon un onduleur DELTA (ou Onuki) tourné de 45° autour de son axe. Cette analogie permet de déduire le champ magnétique sur axe de l'un à l'autre par simple changement de référentiel.

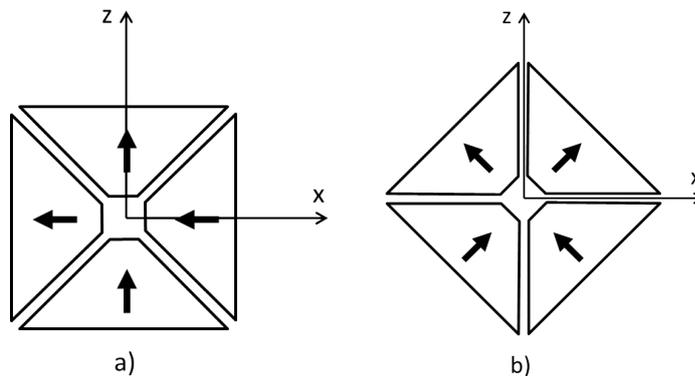


FIGURE 1.11 – Schéma de la géométrie transverse et de la direction d'aimantation des aimants M_{\uparrow} de l'onduleur DELTA. a) Onduleur DELTA d'après [51], b) Onduleur DELTA tourné de 45° autour de son axe.

Le design d'un wiggler à plan médian libre et pouvant générer de la polarisation elliptique est proposé pour SPring-8 [53] et représenté en figure 1.12. Sur cet onduleur que nous appellerons "onduleur à trois rangées", chaque mâchoire est constituée de trois poutres sur lesquelles les aimants sont arrangés en structure de Halbach. Les deux poutres centrales sont fixes et constituent un wiggler classique qui génère un fort champ vertical d'amplitude figée. Sur les quatre poutres latérales qui génèrent le champ horizontal, les deux situées sur la mâchoire supérieure sont mobiles dans la direction longitudinale et permettent de modifier l'amplitude du champ horizontal, tandis que les deux dernières sont fixes. En comparaison avec l'APPLE-II, ce design fournit un champ vertical plus fort et un champ horizontal plus faible, ne permettant pas de générer du rayonnement purement circulaire. On note également l'impossibilité d'annuler le champ vertical, ce qui n'est pas le cas sur l'APPLE-II. Enfin, il est relativement compliqué à mettre en œuvre puisque contenant six rangées d'aimants au total.

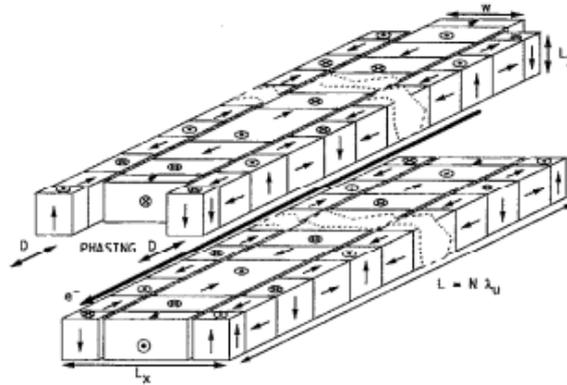


FIGURE 1.12 – Schéma de l’onduleur à trois rangées. Les deux poutres latérales supérieures sont mobiles et permettent d’ajuster l’amplitude du champ horizontal. D désigne le déplacement longitudinal de ces deux poutres, L_x et L_y les dimensions des aimants, L la longueur de l’onduleur et N le nombre de périodes. Les flèches indiquent les directions d’aimantation des aimants. Image tirée de [53].

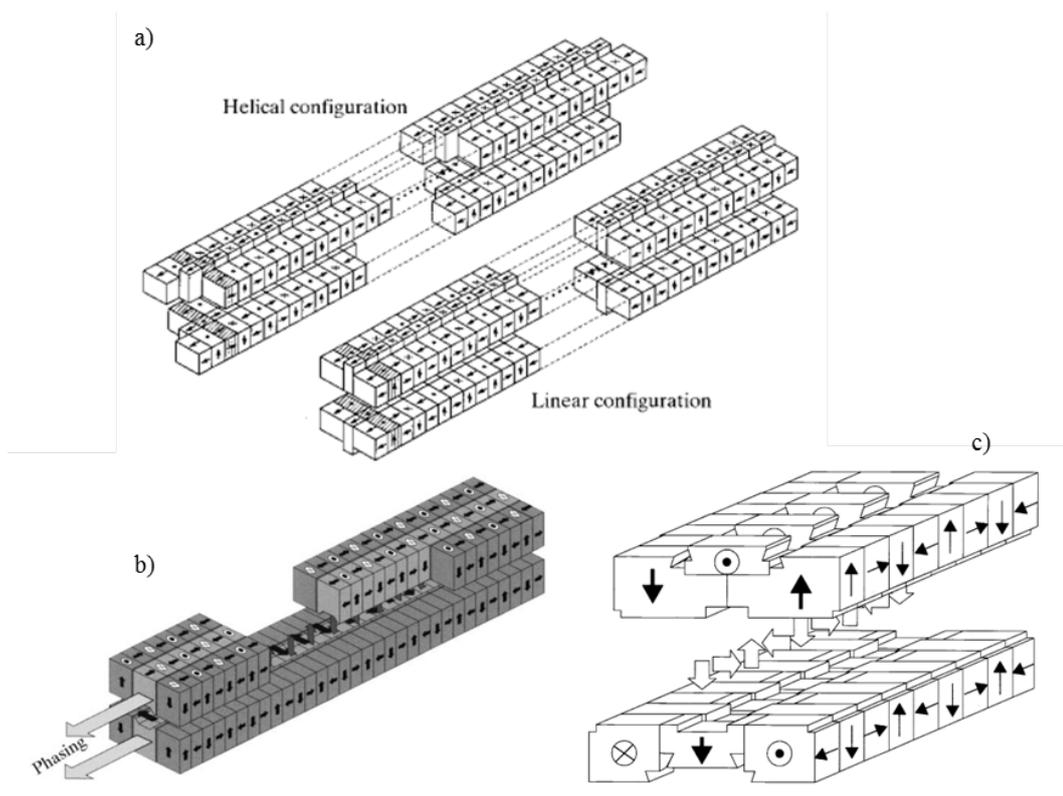


FIGURE 1.13 – Schémas de variantes de l’onduleur à trois rangées qui diffèrent de ce dernier par la géométrie des aimants (ceux de la rangée centrale sont plus petits que dans [53]), aboutissant à l’égalité entre les deux composantes de champ : a) modèle tiré de [54], b) modèle tiré de [55], c) modèle tiré de [42]. Les deux premiers designs sont optimisés pour générer de la polarisation circulaire sans avoir à ajuster le déplacement des rangée latérales avec l’entrefer. La forme et la disposition des aimants du troisième modèle permettent d’améliorer l’homogénéité du champ horizontal. Les flèches indiquent les directions d’aimantation des aimants.

Deux variantes de l'onduleur à trois rangées sont représentées en figures 1.13 a) [56, 54] et 1.13 b) [55]. Elles diffèrent de l'original par la géométrie et les dimensions transverses des aimants, en particulier pour la rangée centrale, conduisant à un champ vertical plus faible. Ces géométries sont calculées de façon à obtenir en polarisation circulaire l'égalité entre les deux composantes de champ quelque soit l'entrefer, sans avoir à ajuster le déplacement des rangées latérales en fonction de ce dernier, alors que ceci est nécessaire sur un APPLE-II. Une troisième variante représentée en figure 1.13 c) découle de celle présentée dans [55] : le réglage longitudinal a disparu et les aimants des poutres centrales sont décalées de $\frac{\lambda_u}{4}$ par rapport à ceux des autres poutres, ce qui permet de générer de la polarisation circulaire. Enfin, les aimants M_{\uparrow} et M_{\downarrow} des rangées centrales sont recouverts par ceux des rangées latérales afin d'augmenter l'homogénéité du champ horizontal [42].

L'onduleur Figure-8 [57, 58, 59] découle lui aussi de l'onduleur à trois rangées mais possédant des caractéristiques spectrales tout à fait particulières. Il génère en effet un champ vertical et un champ horizontal, la période du premier étant la moitié de celle du deuxième. Il en résulte une trajectoire dont la projection dans le plan (\vec{x}, \vec{z}) ressemble au chiffre 8, d'où le nom de cet onduleur. Cette configuration magnétique est obtenue en construisant l'onduleur central qui génère le champ vertical à l'aide d'aimants deux fois moins épais que ceux placés sur les autres rangées. Contrairement à tous les autres onduleurs évoqués précédemment, le Figure-8 n'a pas pour but de produire du rayonnement polarisé circulairement mais uniquement linéairement. Le spectre obtenu contient des harmoniques entières et des harmoniques demi-entières impaires, les premières étant polarisées horizontalement et les secondes verticalement. La seconde particularité de cet onduleur, liée à la trajectoire des électrons, réside dans l'absence de puissance déposée sur axe, malgré un flux de photons comparable à celui des autres designs équivalents. La figure 1.14 représente le modèle d'un tel onduleur.

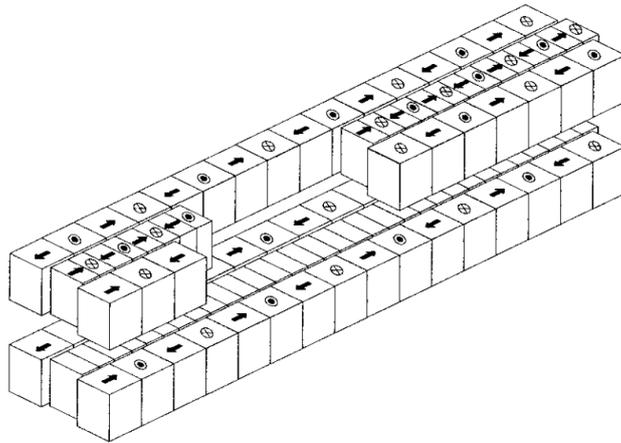


FIGURE 1.14 – Schéma de l'onduleur Figure-8, dans lequel la composante verticale de champ, générée par la rangée centrale, a une période égale à la moitié de celle de la composante horizontale, produite par les rangées latérales. Cette configuration particulière de champ génère du rayonnement contenant des harmoniques entières de polarisation linéaire horizontale et des harmoniques demi-entières de polarisation linéaire verticale. La densité de puissance sur axe est également plus faible que dans les autres configurations. Les flèches indiquent les directions d'aimantation des aimants. Image tirée de [59].

Un autre design original est inspiré de l'onduleur à trois rangées [60]. A l'inverse du Figure-8, il est uniquement destiné à produire du rayonnement de polarisation circulaire, et dans le but d'en exploiter les harmoniques élevées. Pour permettre l'existence de ces harmoniques sur axe en polarisation circulaire,

l'idée consiste à faire varier périodiquement la composante longitudinale de la vitesse, semblablement à ce qui se passe dans un onduleur plan. Pour arriver à ce résultat, une harmonique de champ est ajoutée sur chacune des composantes, créant des zones le long de l'onduleur où les deux composantes de champ sont nulles, alors que ceci n'existe pas dans un onduleur hélicoïdal. D'un point de vue pratique, le design, représenté en figure 1.15, est semblable à celui présenté dans [55], sauf que les deux demi-onduleurs constitués chacun par une des deux mâchoires présentent des périodes différentes : celle du demi-onduleur supérieur est trois fois plus grande que celle du demi-onduleur inférieur, ce qui ajoute la troisième harmonique de champ.

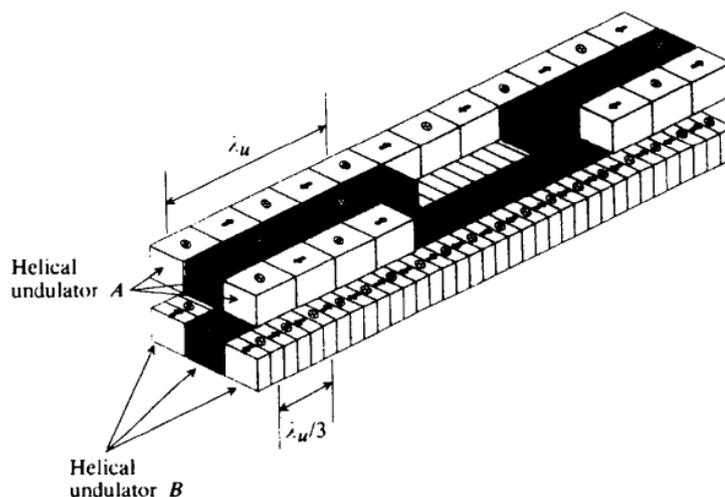


FIGURE 1.15 – Schéma de l'onduleur proposé dans [60], permettant de générer des harmoniques de rayonnement en polarisation circulaire. La période du demi-onduleur inférieur est le tiers de celle du demi-onduleur supérieur. Image tirée de [60].

l'APPLE-II semble être une des solutions les plus intéressantes parmi tous ces designs d'onduleurs à aimants permanents et à polarisation variable :

- c'est un onduleur à plan médian libre, ce qui en facilite les mesures magnétiques et l'installation sur un anneau de stockage,
- il offre une large gamme de configurations de champ magnétique et donc, de polarisations de rayonnement : linéaire horizontale, linéaire inclinée et elliptique (dont circulaire) gauche et droite. Le seul degré de liberté qui n'est pas autorisé par l'APPLE-II est la possibilité de régler le déphasage entre les composantes horizontale et verticale de champ : il vaut soit 0 (polarisation linéaire inclinée à 45°), soit $\pm \frac{\pi}{2}$ (polarisation elliptique gauche ou droite),
- la symétrie du plan médian est conservée en polarisation linéaire horizontale.

On note ainsi que de nombreux onduleurs APPLE-II ont été construits dans le monde alors que les réalisations des autres designs sont beaucoup moins nombreuses, et généralement localisées dans les laboratoires où ils ont été inventés (par exemple, les deux exemplaires d'onduleurs Helios sont installés à l'ESRF et les trois Figure-8 à SPring-8). La table 1.1 liste les principaux onduleurs APPLE-II installés dans le monde.

TABLE 1.1: Principaux onduleurs APPLE-II installés sur différents accélérateurs : Lab. : laboratoire, Ond. : onduleur, g_u : entrefer minimum, Nano. : Nanospectroscopy, ASRP : Australian Synchrotron Research Programm, SXRS : soft x-ray spectroscopy, ^(◊) : prototype, ^(◊) : pour calibration de sondes à effet Hall, ^(*) : entrefer fixe, ^(•) : quasipériodique. Informations tirées de publications, des sites Internet des laboratoires et de communications privées.

Lab.	Ond.	Ligne	λ_u (mm)	N_u	g_u (mm)	L_u (m)	\widehat{B}_z (T)	\widehat{B}_x (T)	\widehat{B}_C (T)
ALBA	HU62	CIRCE	62	27	15.5	1.5	0.88	0.64	0.51
ALBA	HU71	BOREAS	71	22	15.5	1.67	0.93	0.71	0.57
ALS	EPU35	BL6.0.2	35	52	12	1.85	0.71	?	?
ALS	EPU50	BL4.0.2	50	37	14	1.85	0.80	0.58	0.47
ALS	EPU50	BL11.0.1	50	36	14.3	1.85	0.85	0.57	0.47
ALS	EPU50	BL11.0.2	50	37	13.8	1.85	0.86	0.58	0.48
ALS	EPU70	BL7.0.2	70	26	12.5	1.85	1.18	?	?
ALS	QEPU90 ^(•)	BL4.0.3	90	20	15	1.85	1.18	0.78	0.65
ASRP	-	SXRS	75	25	16	2.15	0.72	0.58	0.45
BESSY-2	UE56k		56	30	16	≈ 1.7	0.77	0.53	0.44
BESSY-2	UE56-2		56	2×30	16	≈ 1.7	0.77	0.53	0.44
BESSY-2	UE46		46	70	16	≈ 3.2	0.68	0.44	0.37
BESSY-2	UE52		52	77	16	≈ 4	0.74	0.51	0.42
BESSY-2	UE49		49	63	16	≈ 3.1	0.71	0.48	0.40
BESSY-2	UE112		112	32	20	≈ 3.6	0.95	0.77	0.60
CLS	ID10.1	SM	75	21	16	1.6	0.74	0.66	0.49
CLS	ID10.2	REIXS	75	21	16	1.6	0.74	0.66	0.49
Diamond	HU64($\times 2$)	I06	64	33	16	2.2	0.94	?	?
Diamond	-	I05	140	34	23.5	5	?	?	?
Diamond	HU48($\times 2$)	I10	48	42	?	2	0.78	?	?
ELETTRA	EU4.8	BACH	48	44	19	2	0.58	0.34	0.29
ELETTRA	EU6.0	APE	60	36	19	2	0.78	0.51	0.42
ELETTRA	EU7.7	BACH	77	28	19	2	0.92	0.64	0.53
ELETTRA	EU10.0($\times 2$)	Nano. & FEL	100	20	19	2	1.02	0.77	0.63
ELETTRA	EU12.5 ^(•)	APE	125	17	19	2	0.77	0.59	0.48
ESRF	HU88($\times 2$)	ID8	88	≈ 18	16	1.6	0.62	0.56	0.42
ESRF	HU38	ID12	38	42	16	1.6	0.41	0.29	0.23
FERMI	Rad.($\times 8$)	FEL1	55	≈ 45	10	2.5	?	?	?
FERMI	Rad.($\times 6$)	FEL2	34.8	≈ 69	10	2.4	0.75	0.52	0.43
MAX-2	-	I1011	46	45	16	≈ 2	0.58	0.42	0.34
NSRRC	EPU5.6		56	66	18	3.9	0.67	0.45	0.38
NSRRC	EPU5.6 ^(◊)		56	33	18	0.95	0.7	0.46	0.38
NSRRC	- ^(◊)		120	3	10	0.33	1.4	1.4	1.0
PETRA-3	UE65		65	72	11	5	1.15	0.99	0.75
PLS-2	EPU6	2A	60	25	19	1.6	0.69	0.45	0.38
KEK	U#16-1	B15-16	56	44	21	2.5	0.6	0.38	0.32
SLS	UE44		44	75	$11.4^{(*)}$	3.4	0.86	0.65	0.52
SLS	UE54		54	32	16	≈ 1.7	0.79	0.54	0.45
SLS	UE56($\times 2$)		56	32	16	≈ 1.8	0.83	0.6	0.49
SOLEIL	HU36	SIRIUS	36	44	12	1.65	0.75	0.53	0.43
SOLEIL	HU42	HERMES	42	38	15.5	1.65	0.62	0.39	0.33
SOLEIL	HU44	TEMPO	44	36	15.5	1.65	0.64	0.41	0.35
SOLEIL	HU44	SEXTANTS	44	36	15.5	1.65	0.64	0.41	0.35
SOLEIL	HU52	DEIMOS	52	30	15.5	1.65	0.74	0.50	0.41
SOLEIL	HU52	LUCIA	52	30	15.5	1.65	0.74	0.50	0.41

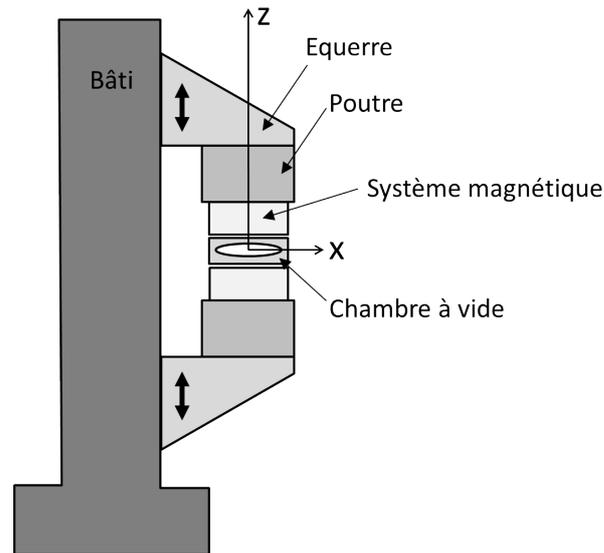
Lab.	Ond.	Ligne	λ_u (mm)	N_u	g_u (mm)	L_u (m)	\widehat{B}_z (T)	\widehat{B}_x (T)	\widehat{B}_C (T)
SOLEIL	HU60	CASSIOPEE	60	26	15.5	1.65	0.82	0.57	0.47
SOLEIL	HU60	ANTARES	60	26	15.5	1.65	0.82	0.57	0.47
SOLEIL	HU64	HERMES	64	24	15.5	1.65	0.86	0.62	0.50
SOLEIL	HU80	TEMPO	80	19	15.5	1.65	0.94	0.73	0.58
SOLEIL	HU80	SEXTANTS	80	19	15.5	1.65	0.94	0.73	0.58
SOLEIL	HU80	PLEIADES	80	19	15.5	1.65	0.94	0.73	0.58
SPring-8	ID23	BL23SU	120	16	20	1.92	0.74	0.71	0.53
SRC	-	VLS PGM	60	28	15	0.8	0.971	0.682	0.557
SSRF	EPU100		100	42	30	4.2	0.6	0.39	0.33
SSRF	LEID(•)		148	32	22	4.9	0.66	0.62	0.45
SSRF	HEID		58	84	16.5	4.9	0.77	0.52	0.43
SSRL	-	BL13	56.9	64	13.5	3.8	0.805	0.603	0.483
UVSOR	-	BL7U	76	38	24	3	0.76	0.50	0.42
UVSOR	-(×2)	BL1U	88	10	24	1	0.96	?	?
UVSOR	-	BL5U	110	21	30	2.35	0.83	0.54	0.45

Cette liste montre que des onduleurs APPLE-II sont aujourd'hui installés en grand nombre dans plusieurs centres de rayonnement synchrotron ainsi que dans quelques Lasers à Électrons Libres. Les périodes de ces onduleurs ont une valeur comprise entre 34.8 mm et 140 mm, mais pour la majorité d'entre eux, cette valeur varie entre 50 mm et 80 mm. Leur entrefer minimum est compris entre 11 mm et 30 mm et leur longueur s'étend de 1.5 m à 5 m.

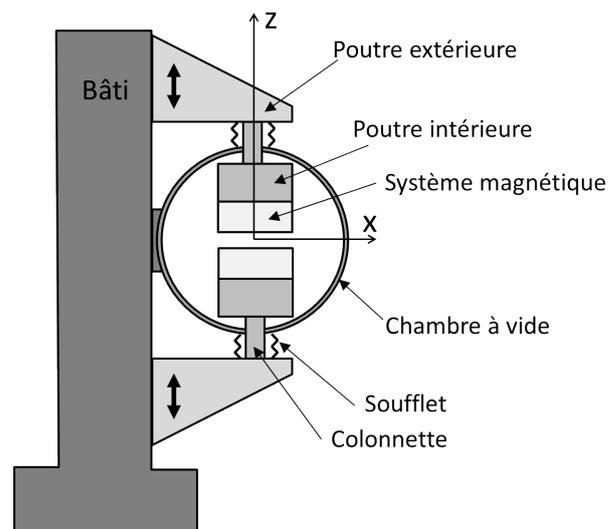
1.3.3 Les onduleurs sous-vide

La chambre à vide dans laquelle circulent les électrons constitue une contrainte au champ maximal que peut générer un onduleur puisqu'elle limite son entrefer minimum. Comme la hauteur extérieure d'une chambre à vide est aujourd'hui typiquement de 10 à 14 mm sur anneau de stockage (cette dimension peut être plus faible sur LINAC, par exemple 8 mm à SPARC [61]), et compte-tenu du fait qu'il faut laisser un jeu entre les aimants et la chambre à vide (typiquement 1 à 2 mm), la valeur de 15 mm correspond approximativement de nos jours à l'entrefer minimum imposé par la présence de la chambre à vide (la moyenne des entrefers minima de la table 1.1 est de 18 mm).

Pouvoir s'affranchir de cette limitation procurerait donc sur le champ un gain considérable, d'où l'idée de placer l'onduleur dans la chambre à vide. Un wiggler de période 70 mm basé sur ces considérations est développé à BESSY en 1986 [62]. Son entrefer minimum de 10 mm permet d'atteindre un champ de 0.97 T. Un onduleur sous-vide de période 40 mm est construit en 1991 par KEK [63]. L'entrefer minimum vaut également 10 mm et permet un champ maximal de 0.82 T, ce qui étend sa plage de rayonnement jusqu'à 25 keV une fois installé dans l'anneau à accumulation (AR) de TRISTAN ($E_e=6.5$ GeV). Dans ces deux appareils, la chambre à vide englobe le système magnétique qui est déporté sur des poutres placées à l'intérieur de celle-là par le biais de soufflets. Ce principe est schématisé sur la figure 1.16. Bien que basée sur une idée simple, la mise en œuvre de cette technique implique de nombreuses difficultés technologiques qui seront développées au chapitre 4.1.



(a) Onduleur hors-vide



(b) Onduleur sous-vide

FIGURE 1.16 – Schématisation du concept d'onduleur sous-vide.

Malgré ces difficultés, la technologie sous-vide a par la suite été massivement exploitée pour SPring-8 [64, 65, 66, 67] puis par l'ESRF [68]. De nombreux onduleurs sous-vide sont aujourd'hui installés dans bon nombre de centres de rayonnement synchrotron, sur anneaux de stockage tels que SLS [69], NSLS [70], SOLEIL [71] ou encore ALBA [72], et également sur des LEL, par exemple SACLA [73]. Les onduleurs

cryogéniques à aimants permanents (CPMU) [23] sont des onduleurs à aimants permanents dans lesquels les aimants sont refroidis à des températures cryogéniques. En effet, une propriété de certains matériaux d'aimants permanents leur permet de générer un champ plus important et d'être mieux résistants à la démagnétisation à ces basses températures. D'un point de vue technique, ces onduleurs sont basés sur des onduleurs sous-vide, ce qui permet de limiter les déperditions de chaleur. Bien que récents, quelques onduleurs de ce type sont installés à SLS [74], à l'ESRF [75], à Diamond [76] et à SOLEIL [77, 78].

Le rayonnement émis en présence d'un onduleur est présenté en deux étapes : le rayonnement "classique" obtenu par le simple passage des électrons dans l'onduleur, appelé rayonnement synchrotron ou émission spontanée par analogie au laser, puis le rayonnement obtenu par la mise en cohérence des émetteurs et par un phénomène d'amplification de type Laser à Électrons Libres au sein de l'onduleur.

1.4 Emission de rayonnement synchrotron dans un onduleur

Le calcul du rayonnement généré dans un champ périodique découle des expressions appelées potentiels de Lienard-Wiechert qui expriment le rayonnement émis à partir des paramètres cinématiques de l'électron émetteur à un temps antérieur [12]. Il aboutit à l'expression du flux spectral angulaire, c'est-à-dire le flux émis par unité d'angle solide pour une longueur d'onde donnée et dans une direction donnée. Ce flux peut être considéré comme la somme des contributions Φ_n de chaque harmonique de rayonnement. Dans le cas d'un faisceau d'électrons monoénergétique et filamentaire, c'est-à-dire sans dispersion en énergie et sans émittance, de courant I_e , la contribution de l'harmonique n à la fréquence ω est donnée dans l'équation 1.41 [12] :

$$\frac{d\Phi_n}{d\Omega}(\theta_x, \theta_z, \omega) = \alpha_{\text{SF}} \frac{I_e}{e} N_u^2 \left| \vec{h}_n(\theta_x, \theta_z) \cdot \vec{u}^* \right|^2 \left(\frac{\sin(\pi N_u \frac{\omega}{\omega_1} - n)}{\pi N_u \frac{\omega}{\omega_1} - n} \right)^2 \quad (1.41)$$

avec ω_1 la fréquence de résonance, N_u le nombre de périodes de l'onduleur, α_{SF} la constante de structure fine, θ_x et θ_z les angles formés par la direction d'émission avec l'axe de l'onduleur dans les plans horizontal et vertical respectivement, $\vec{h}_n(\theta_x, \theta_z)$ un vecteur adimensionnel qui représente la contribution de l'harmonique n au champ électrique (en amplitude complexe) du rayonnement émis dans la direction (θ_x, θ_z) , \vec{u} le vecteur complexe unitaire indiquant la polarisation et \vec{u}^* sont conjugué. L'expression générale de $\vec{h}_n(\theta_x, \theta_z)$ est donnée dans l'équation 1.42, en posant $\delta_y(s) = \beta_{ey}(s) - \theta_y$ avec $y = x$ ou $y = z$.

$$\vec{h}_n(\theta_x, \theta_z) = \frac{n}{\lambda_1} \int_{-\frac{\lambda_u}{2}}^{+\frac{\lambda_u}{2}} \begin{bmatrix} \delta_x(s) \\ \delta_z(s) \end{bmatrix} \exp \left(\frac{2i\pi n}{\lambda_u} \int_0^s \frac{1 + \gamma_e^2 \delta_x(s')^2 + \gamma_e^2 \delta_z(s')^2}{1 + \frac{K_x^2}{2} + \frac{K_z^2}{2} + \gamma_e^2 \theta_x^2 + \gamma_e^2 \theta_z^2} ds' \right) ds \quad (1.42)$$

1.4.1 Onduleur plan

Dans le cas d'un onduleur plan, et en considérant uniquement l'émission sur axe ($\theta_x = \theta_z = 0$), l'expression du vecteur \vec{h}_n fait apparaître les fonctions de Bessel et aboutit à l'équation 1.43 :

$$|\vec{h}_n(0, 0) \cdot \vec{u}^*| = \begin{cases} \gamma_e \frac{nK}{1 + \frac{K^2}{2}} \left[J_{(n+1)/2} \left(\frac{nK^2}{4 + 2K^2} \right) - J_{(n-1)/2} \left(\frac{nK^2}{4 + 2K^2} \right) \right] & \text{si } n \text{ est impair} \\ 0 & \text{si } n \text{ est pair} \end{cases} \quad (1.43)$$

L'expression de la contribution Φ_n de l'harmonique n impaire au flux spectral angulaire sur axe est donc donnée, dans le cas d'un onduleur plan, par l'équation 1.44 qui résulte des équations 1.41 et 1.43 :

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi_n}{d\Omega}(0, 0, \omega) &= \alpha_{\text{SF}} \frac{I_e}{e} N_u^2 \gamma_e^2 F_n(K) S_{n, N_u}(\omega, \omega_1) \\ \text{avec } F_n(K) &= \frac{n^2 K^2}{(1 + \frac{K^2}{2})^2} \left[J_{(n-1)/2} \left(\frac{nK^2}{4 + 2K^2} \right) - J_{(n+1)/2} \left(\frac{nK^2}{4 + 2K^2} \right) \right]^2 \\ \text{et } S_{n, N_u}(\omega) &= \left(\frac{\sin(\pi N_u (\frac{\omega}{\omega_1}) - n)}{\pi N_u (\frac{\omega}{\omega_1}) - n} \right)^2 \end{aligned} \quad (1.44)$$

Cette expression fait apparaître la fonction $F_n(K)$ d'une part, qui délimite l'enveloppe du flux spectral angulaire, et la fonction $S_{n, N_u}(\omega, \omega_1)$ d'autre part, qui met en évidence l'existence de raies à chaque fréquence correspondant à un multiple de la fréquence de résonance. La figure 1.17 donne un exemple

de spectre de flux angulaire émis sur axe calculé à l'aide de l'équation 1.44, pour un champ de 0.75 T constitué de 44 périodes de valeur 36 mm, et un courant de 0.5 A.

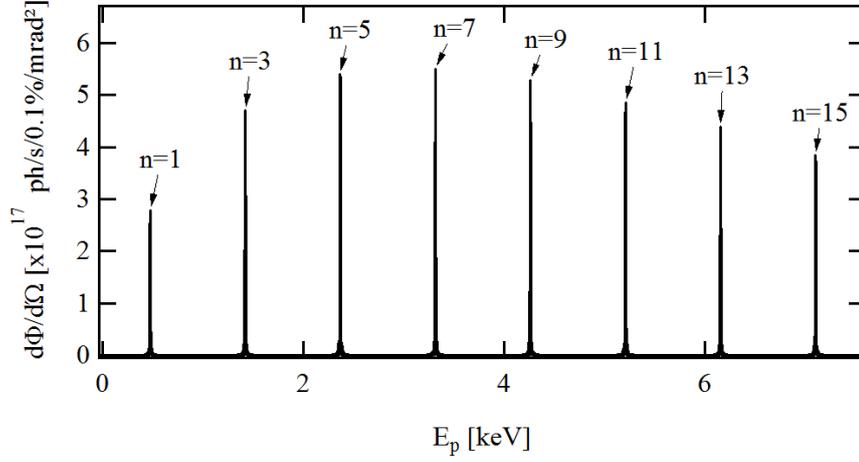


FIGURE 1.17 – Exemple de flux angulaire émis par un onduleur plan, calculé à l'aide de l'équation 1.44. $\vec{B} = 0.75$ T, $\lambda_u = 36$ mm ($K \approx 2.5$), $N_u = 44$, $I_e = 0.5$ A, $E_e = 2.739$ GeV, $\sigma_e = 0$, $\epsilon_x = \epsilon_z = 0$. Calcul effectué sur les 15 premières harmoniques de rayonnement.

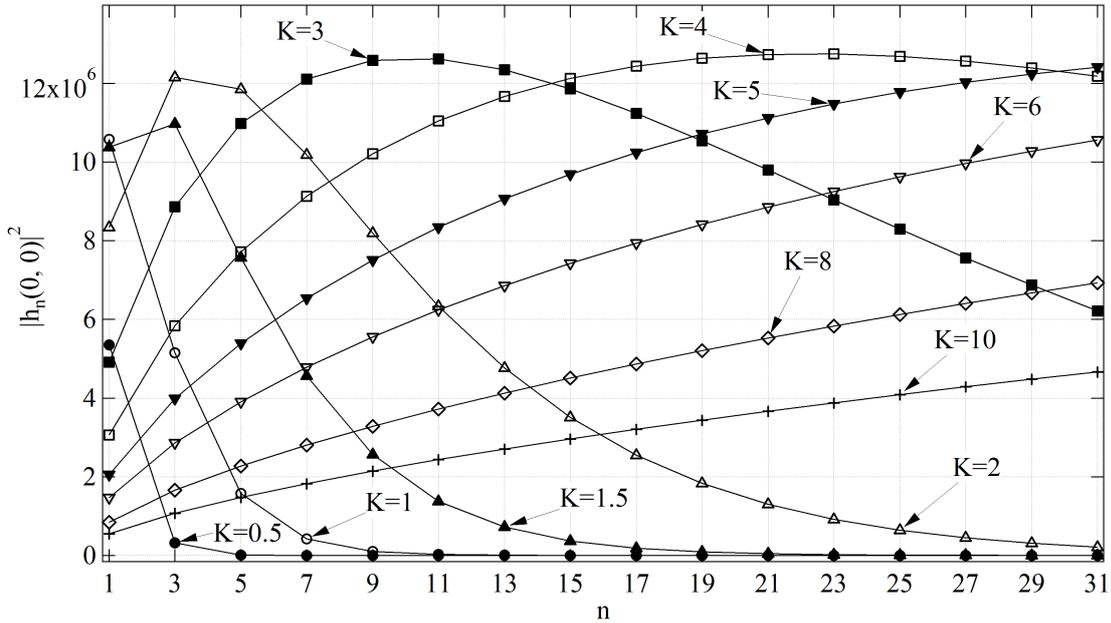


FIGURE 1.18 – Variation de $|\vec{h}_n(0,0)|^2$ en fonction du numéro d'harmonique impaire n , calculée avec l'équation 1.43 pour différentes valeurs du paramètre de déflexion K .

L'intensité de chaque harmonique de rayonnement sur axe, donnée par la fonction $F_n(K)$, varie selon la valeur du paramètre de déflexion. Ainsi, la figure 1.18 montre l'allure de $|\vec{h}_n(0,0)|^2 = \gamma_e^2 F_n$ en fonction du numéro d'harmonique impaire pour plusieurs valeurs du paramètre de déflexion K comprises entre 0.5 et 10. On voit nettement que pour de petites valeurs de K (typiquement $K < 1$), l'harmonique fondamentale est prédominante sur les autres et le contenu harmonique extrêmement limité. A l'inverse,

pour de grandes valeurs de K , les premières harmoniques de rayonnement jouent un rôle bien moins important que les celles plus élevées, et ce d'autant plus que K est grand.

Une autre vision de ce rôle important du paramètre de déflexion est illustrée en figure 1.19, qui représente le numéro de l'harmonique impaire qui maximise $|h_n(0,0)|^2$ en fonction de K , c'est-à-dire le numéro d'harmonique dont la contribution au flux spectral angulaire est la plus élevée si l'on considère l'onduleur parfait. En effet, comme nous le verrons dans le chapitre 2.2.3, les imperfections du champ d'un onduleur font que la condition de résonance n'est pas parfaitement vérifiée, ce qui dégrade le rayonnement émis par les harmoniques élevées.

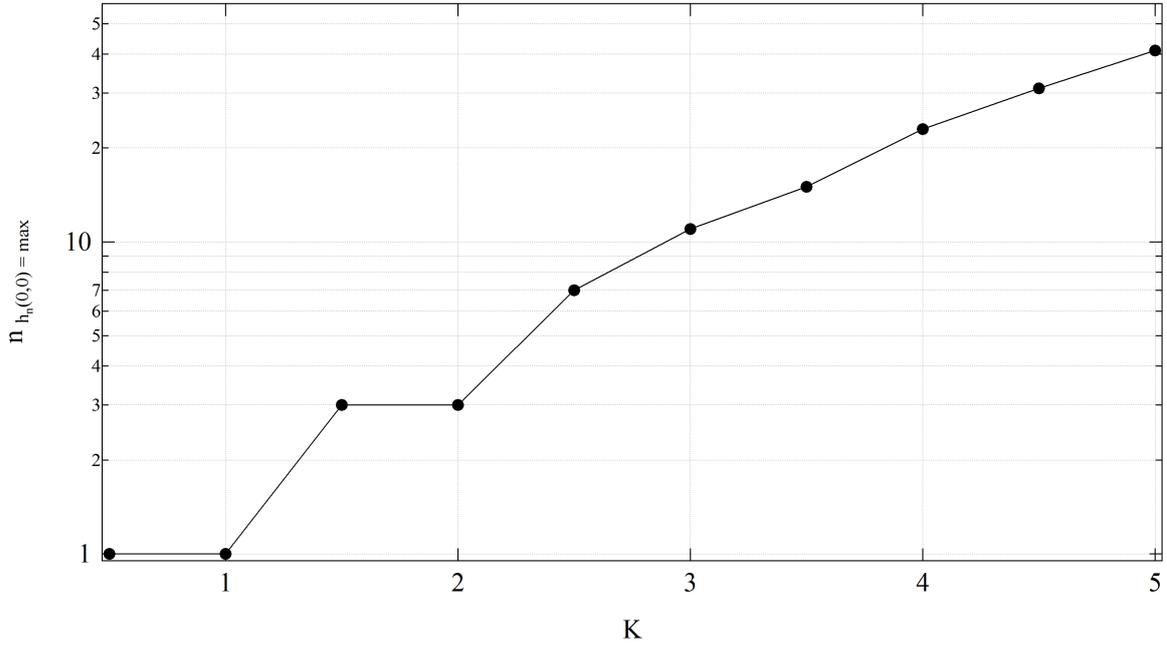


FIGURE 1.19 – Numéro de l'harmonique impaire dont la contribution à $|\vec{h}_n(0,0)|^2$ est maximale, en fonction du paramètre de déflexion. Calcul effectué à partir de l'équation 1.43 dans le cas d'un onduleur parfait.

1.4.2 Onduleur hélicoïdal

Dans le cas spécifique d'un onduleur hélicoïdal générant du champ qui émet du rayonnement de polarisation circulaire (c'est-à-dire tel que $K_x = K_z = K_C$), le rayonnement émis est de polarisation circulaire et ne provient sur axe que de l'harmonique fondamentale. Ceci est dû au fait que la composante longitudinale de la vitesse reste constante, comme discuté dans l'équation 1.33. On donne dans l'équation 1.45 l'expression de \vec{h}_n en polarisation circulaire, qui aboutit à l'expression du flux spectral angulaire de l'équation 1.46 [12].

$$\begin{cases} \vec{h}_1(0,0) = \frac{\gamma_e K_C}{1 + K_C^2} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \\ \vec{h}_n(0,0) = \vec{0} \quad \text{si } n \neq 1 \end{cases} \quad (1.45)$$

$$\frac{d\Phi_n}{d\Omega}(0, 0, \omega) = \alpha_{\text{SF}} \frac{I_e}{e} N_u^2 \gamma_e^2 F_n(K) S_{n, N_u}(\omega, \omega_n)$$

avec :

$$\begin{cases} F_1(K) = \frac{2K^2}{(1+K^2)^2} \\ F_n(K) = 0 \quad \text{si } n \neq 1 \end{cases} \quad (1.46)$$

et $S_{n, N_u}(\omega) = \left(\frac{\sin(\pi N_u (\frac{\omega}{\omega_1}) - n)}{\pi N_u (\frac{\omega}{\omega_1}) - n} \right)^2$

1.4.3 Cohérence du rayonnement synchrotron

La cohérence est l'ensemble des propriétés de corrélation d'un système ondulatoire. La cohérence spatiale décrit la corrélation de l'onde lumineuse en deux points distincts de l'espace. La cohérence temporelle décrit la corrélation de l'onde lumineuse à deux instants distincts. La longueur de cohérence L_{coh} est la distance maximale entre deux points de la source permettant de maintenir un certain degré de cohérence. Deux points sources distants de moins d'une longueur de cohérence sont capables de produire des interférences.

a) Cohérence temporelle :

En général, on peut définir la cohérence temporelle par [79] :

$$L_{\text{coh}} = \frac{\lambda^2}{4\sigma_\lambda}, \quad (1.47)$$

avec σ_λ la largeur RMS du spectre du rayonnement. Lorsque la longueur de cohérence est égale à la durée d'impulsion, le rayonnement est totalement cohérent temporellement.

Dans le cas d'un faisceau d'électrons idéal, et avec une largeur spectrale relative du rayonnement sur l'harmonique n de $\frac{1}{n N_u}$, la longueur de cohérence de l'émission spontanée générée dans un onduleur est définie par la relation [80] :

$$L_{\text{coh-und}} = n N_u \lambda_1. \quad (1.48)$$

Sur les anneaux de stockage, cette longueur est bien inférieure à la longueur du paquet d'électrons, rendant le rayonnement synchrotron peu cohérent temporellement.

b) Cohérence spatiale :

Pour caractériser la cohérence spatiale du rayonnement synchrotron, il est courant d'utiliser les émittances des faisceaux d'électrons et de photons. A une longueur d'onde donnée λ , l'émittance d'un faisceau de photons ϵ_{ph} est minorée par la limite de diffraction :

$$\epsilon_{ph} = \frac{\lambda}{4\pi} \quad (1.49)$$

Même si l'émittance du faisceau d'électrons est bien inférieure à cette valeur, cela ne permettra pas de réduire l'émittance du faisceau de photons.

Pour produire un faisceau de photons spatialement cohérent, il faut donc que l'émittance du faisceau d'électrons soit inférieure à la limite de diffraction :

$$\epsilon_{x,y} < \frac{\lambda}{4\pi} \quad (1.50)$$

Sur les anneaux de stockage “standards” (de troisième génération construits entre 1990 et 2010 environ), l'émittance du faisceau de photons est généralement dominée par l'émittance du faisceau d'électrons, sauf à relativement grande longueur d'onde, conduisant à une cohérence spatiale limitée. Depuis les années 2010, une nouvelle génération d'anneaux de stockage, dits “Ultimate” Storage Ring, a fait son apparition [81]. A l'aide de nouveaux schémas d'optique machine, les émittances horizontales visées sont de l'ordre de quelques pm.rad, soit de deux voire plus ordres de grandeurs inférieures aux émittances sur les machines actuelles. Ceci devrait permettre de délivrer des faisceaux de photons dont la brillance et le degré de cohérence spatiale seraient améliorés, en conséquence, de plusieurs ordres de grandeurs.

1.5 Emission de rayonnement cohérent dans un laser à électrons libres

1.5.1 Eléments de théorie des LELs

Comme introduit précédemment, la vitesse normalisée des électrons dans un onduleur à polarisation elliptique peut s'écrire de la manière suivante (cas $\phi_B = \frac{\pi}{2}$) :

$$\begin{aligned}\beta_{ex} &= \frac{K_z}{\gamma_e} \sin(k_u s) \\ \beta_{ez} &= \frac{K_x}{\gamma_e} \cos(k_u s) \\ \beta_{es} &= \sqrt{\beta_e^2 - \beta_{ex}^2 - \beta_{ez}^2}\end{aligned}\tag{1.51}$$

avec $\beta_e = v_e/c$ la vitesse normalisée.

La vitesse longitudinale normalisée est constante dans un onduleur hélicoïdal ($K_x = K_z = K$), et sinusoidale carrée dans un onduleur plan ($K_z = K$ et $K_x = 0$) :

$$\begin{aligned}\beta_{es} &= \sqrt{1 - \frac{1 + K^2}{\gamma_e^2}} \quad (\text{hélicoïdal}) \\ \beta_{es} &= \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma_e^2}(1 + K^2 \sin^2(k_u s))} \approx \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma_e^2}(1 + \frac{K^2}{2}(1 - \cos(2k_u s)))} \quad (\text{plan})\end{aligned}\tag{1.52}$$

Considérons ensuite une onde lumineuse \vec{E}_L :

$$E_{L,x} = -|\vec{E}_L| \times \sin(k_L s - \omega_L t + \phi_0)\tag{1.53}$$

$$E_{L,z} = |\vec{E}_L| \times \cos(k_L s - \omega_L t + \phi_0)\tag{1.54}$$

$$(1.55)$$

La cinématique des électrons relativistes en présence du champ magnétique de l'onduleur \vec{B} et du champ électrique de l'onde lumineuse \vec{E}_L est régie par les deux premières équations de Lorentz :

$$\frac{d\vec{\beta}_e}{dt} = -\frac{e}{\gamma_e m_e} \vec{\beta}_e \times \vec{B}\tag{1.56}$$

$$\frac{d\gamma_e}{dt} = -\frac{e}{m_e c} \vec{E}_L \cdot \vec{\beta}_e\tag{1.57}$$

L'équation (1.56) détermine la trajectoire et l'équation (1.57) la variation d'énergie des électrons. Avec les équations 1.51 et 1.53, l'expression (1.57) devient (dans le cas d'un onduleur hélicoïdal) :

$$\begin{aligned}\frac{d\gamma_e}{dt} &= -\frac{eK}{\gamma_e m_e c} E_L (\cos(k_u s) \cos(k_L s - \omega_L t + \phi_0) - \sin(k_u s) \sin(k_L s - \omega_L t + \phi_0)) \\ \frac{d\gamma_e}{dt} &= -\frac{eK}{\gamma_e m_e c} E_L \cos(\phi)\end{aligned}\tag{1.58}$$

où $\phi = k_u s + k_L s - \omega_L t + \phi_0$ est la phase relative des électrons dans le champ pondéromoteur de l'onde lumineuse (un champ est dit pondéromoteur lorsqu'il crée une force non linéaire qui s'exerce sur une particule chargée). Dans le cadre de l'approximation paraxiale (on néglige les variations de la vitesse longitudinale et on se place aux petits angles), $\frac{d}{dt} \approx c\beta_{es} \frac{d}{ds} \approx c \frac{d}{ds}$, l'équation (1.58) devient :

$$\frac{d\gamma_e}{ds}(s, t) = -\frac{eKE_L}{\gamma_e m_e c^2} \cos(\phi(s, t)) \quad (1.59)$$

Lorsque l'amplitude $\frac{eKE_L}{\gamma_e m_e c^2}$ est constante, l'équation (1.59) correspond à l'équation du pendule.

D'autre part, la phase relative ϕ peut être ré-écrite de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \phi(s, t) &= k_u s + k_L s - \omega_L t + \phi_0 \\ \phi(s) &= (k_u + k_L \left(1 - \frac{1}{\beta_{es}}\right))s + \phi_0 \end{aligned}$$

Après dérivation par rapport à s , on obtient une équation différentielle pour la phase :

$$\frac{d\phi}{ds}(s) = k_u + k_L \left(1 - \frac{1}{\beta_{es}(s)}\right)$$

Puis, en remplaçant β_{es} par son expression en fonction de K et γ_e (voir Eq.(1.52)) :

$$\frac{d\phi}{ds}(s) = k_u - k_L \frac{1 + K^2}{2\gamma_e^2(s)}$$

Avec γ_{eR} l'énergie à la condition de résonance, la cinématique des électrons est finalement décrite par le système suivant :

$$\frac{d\phi}{ds}(s) = k_u \left(1 - \frac{\gamma_{eR}^2}{\gamma_e^2(s)}\right) \quad (1.60)$$

$$\frac{d\gamma_e}{ds}(s) = -\frac{eKE_L}{\gamma_e(s)m_e c^2} \cos(\phi(s)) \quad (1.61)$$

D'après (1.60), la phase ϕ d'un électron détermine le signe de l'échange d'énergie : selon sa position longitudinale initiale le long du paquet, un électron gagne ou perd de l'énergie. La distribution électronique est ainsi modulée en énergie autour de phases distantes de 2π , correspondant, dans le cas d'un onduleur hélicoïdal, à un maximum d'échange en énergie (normalisée) $\Delta\gamma_e$:

$$\frac{\Delta\gamma_e}{\gamma_e} = -\frac{eKN_u E_L \lambda_u}{\gamma_e^2 m_e c^2}. \quad (1.62)$$

Dans le cas d'un onduleur plan, l'interaction mène de la même façon à une modulation en énergie, avec :

$$\frac{\Delta\gamma_e}{\gamma_e} = -\frac{eKN_u E_L \lambda_u}{\gamma_e^2 m_e c^2} (J_0(\xi) - J_1(\xi)), \quad (1.63)$$

avec $J_0(\xi) - J_1(\xi)$ la différence des fonctions de Bessel d'argument ξ . Par la suite, on notera $F(JJ(\xi)) = J_0(\xi) - J_1(\xi)$ pour des onduleurs plans, et $F(JJ(\xi))=1$ pour des onduleurs hélicoïdaux.

Une représentation dans l'espace des phases longitudinal (énergie en fonction de la phase relative des électrons) permet de visualiser ce processus de modulation (voir Figure 1.20 (a)).

Les électrons de plus haute énergie, plus rapides, rattrapent le long de l'onduleur les électrons de plus faible énergie, plus lents. La modulation en énergie est ainsi convertie en une modulation en densité à la période λ_1 (voir Figure 1.20 (b)) et le paquet d'électrons est constitué d'une série de micro-paquets. Ce mouvement dans l'espace des phases est dit "mouvement synchrotron". Le rayonnement de l'ensemble de la distribution modulée résulte alors de la somme cohérente des rayonnements produits par chaque micro-paquet (voir Figure 1.20 (c)).

Dans le cas d'une distribution initiale aléatoire des électrons, l'énergie moyenne échangée sur l'ensemble du paquet $\langle \delta\gamma_e \rangle$ est nulle. En revanche, l'énergie échangée au carré $\langle \delta\gamma_e^2 \rangle$ n'est pas nulle en moyenne au premier ordre. L'interaction entre les électrons et l'onde lumineuse induit une augmentation de la dispersion en énergie qui tend à réduire le pouvoir amplificateur des électrons. De plus, au second ordre, $\langle \delta\gamma_e \rangle$ n'est plus nulle : les électrons perdent de l'énergie le long de l'onduleur. L'onde lumineuse s'amplifie au détriment de l'énergie cinétique des électrons. Lorsque cette perte devient trop importante, la condition de résonance n'est plus satisfaite, et l'amplification est interrompue : la saturation est atteinte (voir Figure 1.20 (d)). Les particules reprennent alors de l'énergie à l'onde lumineuse tout en poursuivant le mouvement de rotation dans l'espace des phases. La modulation en densité est dégradée –on parle alors de “sur-modulation” de l'espace des phases– et des raies latérales apparaissent dans le spectre du LEL.

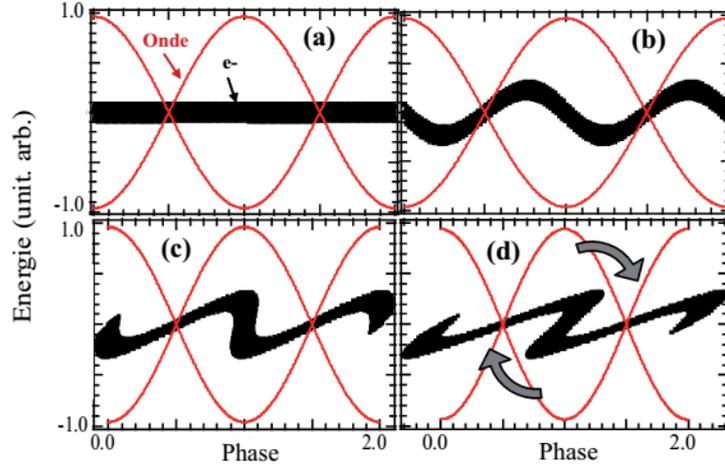


FIGURE 1.20 – Évolution dans l'espace des phases de l'onde lumineuse (rouge) et de la distribution électronique (noire) le long de l'onduleur, calculée avec le code PERSEO [82]. (a) Modulation en énergie en début d'onduleur ; (b) Modulation en densité en milieu d'onduleur ; (c) Rayonnement cohérent des micro-paquets en deuxième moitié d'onduleur ; (d) Saturation en fin d'onduleur.

Cette phase d'échange d'énergie, conduisant à une modulation en énergie du paquet d'électrons, constitue le principe de base du rayonnement d'un LEL.

Le gain du LEL

Le gain du LEL G permet de caractériser le pouvoir d'amplification du paquet d'électrons dans un onduleur. Il est défini de la façon générale suivante :

$$G = \frac{|E_{L-final}|^2 - |E_{L-initial}|^2}{|E_{L-initial}|^2}. \quad (1.64)$$

Le coefficient g_0 dit de “faible gain - faible signal” permet de distinguer les différents régimes de gain du LEL :

$$g_0 = \frac{4\pi\hat{I}_e}{I_A\sigma_x\sigma_z\sigma_e c} \lambda_u^2 K^2 \left(\frac{N_u}{\gamma_e}\right)^3 f_b^2. \quad (1.65)$$

$I_A = ec/r_e \approx 17$ kA est le courant d'Alfven, avec $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} = 2.817 \times 10^{-15}$ m, le rayon classique de l'électron. f_b est un coefficient : $f_b=1$ dans le cas d'un onduleur hélicoïdal et $f_b = J_0(\xi) - J_1(\xi)$ dans le cas d'un onduleur plan. Le gain est donc légèrement plus élevé dans le cas d'un onduleur hélicoïdal.

On note G_M le gain maximum. Lorsque $g_0 \leq 10$, le LEL est dit en régime “faible gain”. Alors [83] :

$$G_M \approx 0.85 \times g_0 \quad (1.66)$$

Lorsque $g_0 > 10$, le LEL est dit en régime de “fort gain”. Alors [83] :

$$G_M \approx \frac{1}{9} \left(1 + \frac{1}{\sqrt{3}(\pi g_0)^{1/3}} \right) \exp \left(\sqrt{3}(\pi g_0)^{1/3} \right) \quad (1.67)$$

Ces calculs du gain du LEL sont menés à partir d'un modèle à 1D (une dimension). M. Xie a déterminé, par régression sur des calculs numériques à 3D, un facteur de correction F_{Xie} du gain [84] permettant de prendre en compte les effets 3D d'émittance, de dispersion en énergie et de diffraction. En régime de fort gain, G_M devient $F_{Xie} \times G_M$.

Dans la pratique, ce gain, ou pouvoir d'amplification, est généralement décrit à l'aide de la longueur de gain [85] :

$$L_{G_M} = \frac{\lambda_u}{4\pi\sqrt{3}\rho} \quad (1.68)$$

Le paramètre de Pierce ρ [86] est un paramètre clef de caractérisation d'un LEL simple passage. Il dépend des paramètres faisceau et de l'onduleur :

$$\rho = \left(\frac{K^2(F(JJ(\xi)))^2 k_p^2}{32 k_u^2} \right)^{1/3}, \quad (1.69)$$

où $k_p = \sqrt{2\hat{I}_e/(\gamma_e^3 I_A \sigma_x \sigma_z)}$ est le vecteur d'onde d'oscillation plasma, et est lié au gain de la façon suivante :

$$\rho = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\pi g_0}{N_u^3} \right)^{1/3}. \quad (1.70)$$

Avec un faisceau d'électrons de haute énergie ($\gamma_e \approx 300.8$), et de “bonne qualité” (faibles dimensions transverses $\sigma_{x,z} \approx 250 \mu\text{m}$ et faible émittance $\epsilon_n \approx 3\pi.\text{mm.mrad}$, fort courant crête $\hat{I}_e \approx 300 \text{ A}$), le paramètre de Pierce est de l'ordre de $\approx 10^{-3}$. Plus ρ est proche de 1, plus la qualité du faisceau est bonne, plus le gain est élevé et donc plus la longueur de gain est courte.

Caractéristiques du LEL à la saturation

La longueur d'onduleur nécessaire à la saturation du LEL (amplification de l'émission spontanée), dite “longueur de saturation”, est finalement définie par [84] :

$$L_{sat} = L_{G_M} \ln \left(\frac{P_{sat}}{P_e} \right) \quad (1.71)$$

où P_{sat} est la puissance atteinte à la saturation, et $P_e = \frac{\gamma_e R mc^2}{e} \hat{I}_e$ est la puissance du faisceau à l'entrée de l'onduleur.

La puissance à la saturation d'un LEL dépend uniquement des paramètres faisceau et onduleur (et pas de la configuration de LEL) :

$$P_{sat} = \rho P_e. \quad (1.72)$$

M. Xie [84] a également mis au point une formule pour le calcul de la longueur de gain et la puissance de saturation permettant de prendre en compte les effets 3D à l'aide d'un paramètre Λ :

$$L_{G_M-3D} = \frac{\lambda_u}{4\pi\sqrt{3}\rho} (1 + \Lambda), \quad (1.73)$$

$$P_{sat} \approx \frac{1.6}{(1 + \Lambda)^2} \rho P_e. \quad (1.74)$$

Cohérence d'un LEL

La notion de cohérence a été introduite précédemment dans le cas du rayonnement synchrotron. Nous allons voir à présent les propriétés de cohérence du rayonnement d'un LEL.

a) Cohérence temporelle : Comme nous allons le détailler par la suite, la longueur de cohérence d'un LEL va dépendre de la configuration dans laquelle il est employé.

b) Cohérence spatiale : Le rayonnement d'émission spontanée peut être décrite comme la superposition de plusieurs modes. Au cours du processus d'amplification, le mode fondamental est largement favorisé de sorte que le profil transverse est entièrement déterminé par le mode fondamental en sortie. La cohérence transverse attendue est donc excellente dans le cas du LEL [87].

De plus, dans un LEL, l'interaction entre l'onde lumineuse et la distribution électronique conduit à un déphasage de l'onde. Ce déphasage peut, selon son signe, réfracter l'onde vers le centre du paquet d'électrons. En régime de fort gain, le paquet d'électrons est modulé à la période λ_1 , correspondant à un milieu d'indice de réfraction éventuellement supérieur à 1. Dans ce cas, le paquet d'électrons se comporte comme une fibre guidant l'onde lumineuse le long de l'onduleur. Ce "guidage optique" [88, 89] permet de limiter la diffraction de l'onde lumineuse dans le paquet d'électrons et améliore encore la cohérence spatiale.

1.5.2 Les configurations de LELs

La longueur de gain détermine la configuration de LEL utilisée pour atteindre la saturation.

En effet, dans le cas d'un LEL de faible gain, la longueur d'onduleur nécessaire pour atteindre la saturation est trop élevée (\approx km). Il faut recourir à des configurations par exemple en plusieurs passages pour atteindre la saturation. C'est le cas des LEL en configuration oscillateur.

En revanche, dans le cas d'un LEL de fort gain, la longueur d'onduleur nécessaire est de l'ordre de quelques mètres, et la saturation peut être atteinte en un seul passage des électrons dans l'onduleur. C'est le cas des configurations dites SASE, injecté, HGHG, etc... que nous allons détailler par la suite.

a) Le LEL amplificateur en configuration SASE

Dans le cas des LELs amplificateurs en configuration SASE [90, 86] (Self Amplified Spontaneous Emission), le gain est donc suffisamment élevé pour que la saturation soit atteinte en un seul passage (voir Figure 1.21) (La longueur d'onduleur nécessaire reste cependant généralement élevée –de quelques dizaines à quelques centaines de mètres– rendant les installations peu compactes et donc coûteuses). Le processus d'amplification démarre à partir de l'émission spontanée. Cette émission module la distribution électronique à plusieurs fréquences dont certaines proches de la longueur d'onde de résonance. Ces fréquences sont excitées dans l'onduleur et initient le processus d'amplification [91].

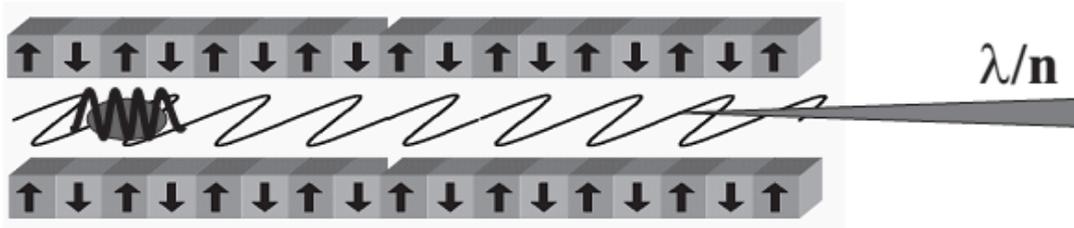


FIGURE 1.21 – Schéma de principe d'un LEL en mode SASE.

L'évolution de la puissance du LEL le long de l'onduleur est alors décrite par la loi exponentielle suivante :

$$P \propto e^{s/L_{GM}}, \quad (1.75)$$

avec s la position le long de l'onduleur. La longueur d'onduleur nécessaire à la saturation du LEL en SASE est la longueur de saturation définie précédemment. Pour un faisceau de bonne qualité ($\rho \approx 10^{-3}$) et un onduleur de courte période ($\lambda_u=15$ mm), elle est de l'ordre de 9 m. L'évolution de la puissance du LEL le long de l'onduleur est illustrée en Figure 1.22.

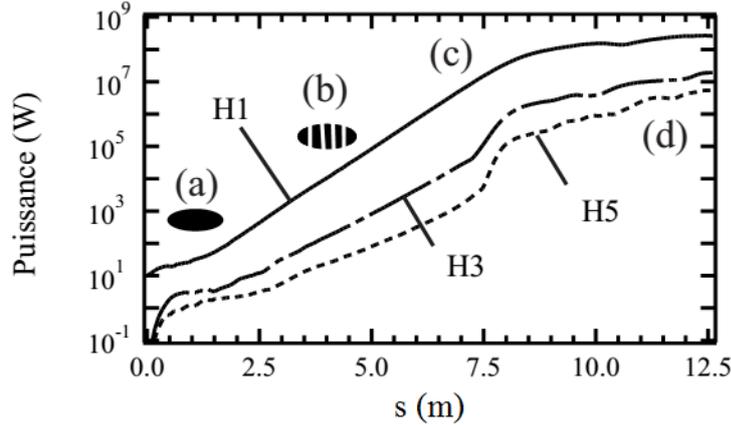


FIGURE 1.22 – Évolution de l'intensité lumineuse le long de l'onduleur. H1 : à la longueur d'onde fondamentale $\lambda_1=500$ nm, H3 : sur l'harmonique 3 ($\lambda_3=166$ nm), H5 : sur l'harmonique 5 ($\lambda_5=100$ nm). Etapes du processus d'amplification : (a) Modulation en énergie, (b) Modulation en densité, (c) Rayonnement cohérent, (d) Saturation. Simulation effectuée avec le code PERSEO et les paramètres suivants (LEL de SPARC en configuration SASE) : $E_e=200$ MeV, $I_e=100$ A, $\epsilon_n=1\pi$.mm.mrad, $\sigma_s=3.5$ ps, $\sigma_e = 2 \times 10^{-4}$, $\lambda_u=28$ mm, $K=3$.

L'interaction non linéaire entre l'onde lumineuse amplifiée et le paquet d'électrons entraîne la génération d'harmoniques non linéaires. La puissance de saturation décroît et la longueur de saturation croît avec l'ordre harmonique n (voir Figure 1.22).

En configuration SASE, il est possible d'atteindre des puissances crête de l'ordre du gigawatt sur le fondamental et du mégawatt sur les harmoniques. Le domaine spectral n'est pas limité et peut s'étendre jusqu'aux rayons X. À l'heure actuelle, la limitation en longueur d'onde vient de la technologie mature des onduleurs ($\lambda_u \geq 15$ mm, et $K \leq 4$) et des accélérateurs ($Q_e \leq 1$ nC, $\sigma_s \geq 0.5$ ps, $\epsilon_{N_{x,z}} \geq 1$ π .mm.mrad).

Dans le cas du LEL en configuration SASE, c'est l'émission spontanée générée par la distribution électronique qui est amplifiée. Cette émission spontanée module la distribution électronique avec d'importantes fluctuations réparties aléatoirement dans le domaine temporel et spectral. Les électrons étant décorrélés, l'amplification cohérente se fait sur une très courte longueur par rapport à la longueur totale de la distribution. Le rayonnement généré par une telle distribution présente donc des amplitudes et des phases aléatoires dans le domaine temporel et spectral. Lorsque la saturation est atteinte, l'impulsion LEL est caractérisée par une enveloppe temporelle de largeur Δt et spectrale de largeur $\Delta\omega \approx \rho \omega_R$. Le spectre de l'impulsion de durée Δt contient ainsi des raies, dites "spikes", de largeur $1/\Delta t$. De même, la distribution temporelle de l'impulsion de largeur spectrale $\rho\omega_R$ contient des micro-impulsions de longueur $1/\rho \omega_R$ (voir Figure 1.23). L'intensité relative de ces micro-structures varie fortement [92]. Le LEL en configuration SASE présente une faible cohérence temporelle.

b) Le LEL amplificateur injecté

Dans le cas du LEL en mode SASE, c'est l'émission spontanée qui est amplifiée dans l'onduleur. Mais il est également possible d'amplifier une source externe. Le LEL est alors dit en configuration

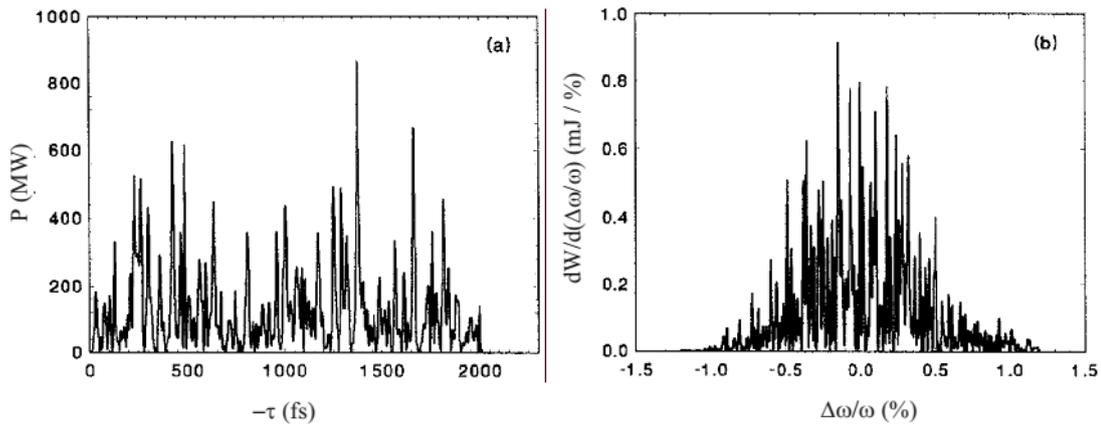


FIGURE 1.23 – Structure typique dans le domaine (a) temporel et (b) spectral du rayonnement d’un LEL en configuration SASE. Figures extraites de [93].

“amplificateur injecté” (voir Figure 1.24). La source externe est synchronisée et superposée spatialement au faisceau d’électrons à l’entrée de l’onduleur, et la longueur d’onde de résonance de l’onduleur λ_1 , via l’entrefer, est ajustée à la longueur d’onde de la source λ_L (accord spectral). Comme en SASE, la source est amplifiée à la longueur de résonance de l’onduleur et sur ses harmoniques.

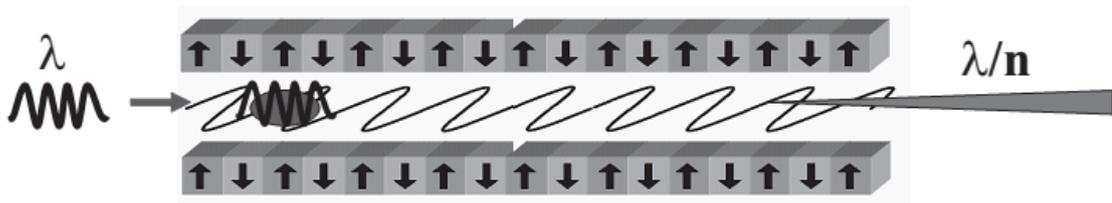


FIGURE 1.24 – Schéma de principe d’un LEL en mode injecté.

L’injection permet de renforcer le processus de modulation en énergie des paquets : l’interaction avec une onde lumineuse d’intensité plus élevée que celle de l’émission spontanée est plus efficace. La longueur de saturation et par conséquent la longueur de l’onduleur sont réduites [94]. Dans l’exemple présenté en Figure 1.25, la réduction est de l’ordre de 20%. La puissance de saturation d’un LEL injecté est identique à la puissance de saturation définie dans le cas d’un LEL en configuration SASE, et peut donc atteindre, en régime de fort gain, des puissances de l’ordre du GW.

L’injection d’une source cohérente permet aussi d’améliorer la cohérence temporelle du LEL. En injectant une impulsion de durée $\sigma_L < \sigma_s$ (ce qui est facilement réalisable), la durée d’impulsion du LEL est réduite de σ_s , comme dans le cas du SASE, à σ_L : seuls les électrons en interaction avec l’onde lumineuse sont à l’origine du rayonnement généré. C’est un premier facteur d’amélioration de la cohérence temporelle. Grâce à l’injection d’une source cohérente, les micro-paquets sont également corrélés, rendant le rayonnement du LEL cohérent temporellement [96, 97]. In fine, la distribution longitudinale est régulière (généralement gaussienne comme la distribution injectée), et le spectre monochromatique, comme illustré en Figure 1.26.

Enfin, la stabilité en longueur d’onde et en puissance de la source injectée permet de stabiliser le rayonnement du LEL [98].

La source injectée peut être un laser conventionnel, éventuellement doublé ou triplé en fréquence dans des cristaux, ou une source harmonique, les critères principaux de sélection étant sa cohérence (temporelle et spatiale), sa longueur d’onde, sa puissance et son accordabilité.

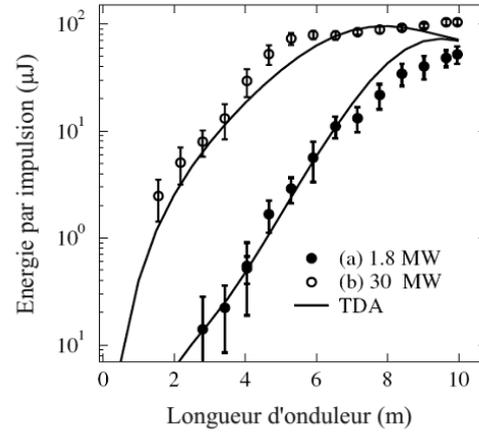


FIGURE 1.25 – Énergie par impulsion en fonction de la distance dans le radiateur pour deux puissances d'injection : (a) 1.8 MW et (b) 30 MW, dans le cas d'un LEL en configuration HGHG (NSLS DUV FEL). Les courbes solides correspondent à des simulations effectuées avec le code TDA [95]. Figure extraite de [94].

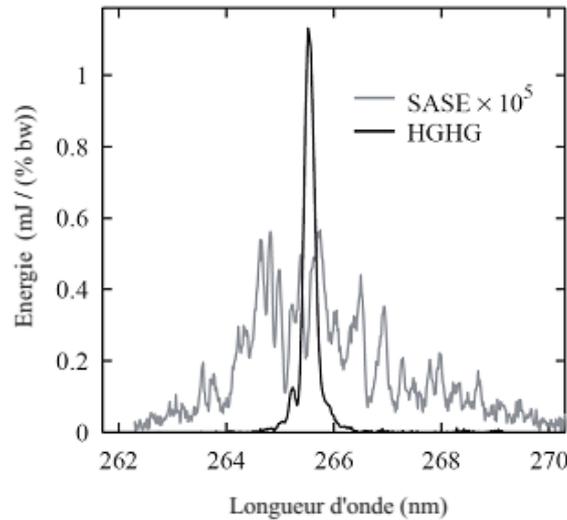


FIGURE 1.26 – Spectre (une acquisition) du rayonnement du LEL (DUV-LEL de NSLS). Ligne noire : LEL en configuration HGHG, injecté avec une puissance de 30 MW. Bande passante : 0.1% FWHM. Ligne grise : LEL en configuration SASE (non injecté). L'espacement des pics (≈ 4 nm) est utilisé pour estimer la longueur de la distribution électronique : $\sigma_s \approx 1$ ps [98]. Figure extraite de [99].

Le LEL amplificateur injecté, constitué d'un seul ondulateur de période constante, est la configuration la plus simple de LEL injecté en régime de fort gain. Des configurations plus élaborées permettent d'accélérer davantage le processus de modulation et de favoriser la génération d'harmoniques d'ordre supérieur.

c) Le LEL en configuration de génération d'harmoniques (HGHG)

La première des configurations plus élaborée est celle dite High-Gain Harmonic Generation [100] (HGHG). Une source externe est utilisée pour effectuer la modulation en énergie des électrons dans un premier ondulateur dit modulateur. Cette modulation se fait à la longueur d'onde de la source injectée, après avoir accordé la longueur d'onde de résonance de l'ondulateur à cette longueur d'onde d'injection. La modulation en densité se fait sur la fondamentale ainsi que sur les harmoniques de la longueur d'onde de résonance.

Cette modulation en énergie est ensuite transformée en modulation en densité dans une section dispersive (chicane). Dans la première partie du radiateur, les électrons génèrent ainsi un rayonnement cohérent. Puis, grâce au gain élevé du LEL, ce rayonnement est amplifié exponentiellement jusqu'à ce que la saturation soit atteinte. La longueur d'onde de résonance du radiateur est accordée sur une harmonique de la longueur d'onde de résonance du modulateur λ_1/h . Le rayonnement en sortie est donc à la longueur d'onde λ_1/h et sur ses harmoniques $(\lambda_1/h)/n$.

Les propriétés du rayonnement en sortie sont similaires à celle du mode injecté, mais à plus courte longueur d'onde pour une longueur d'onde d'injection donnée.

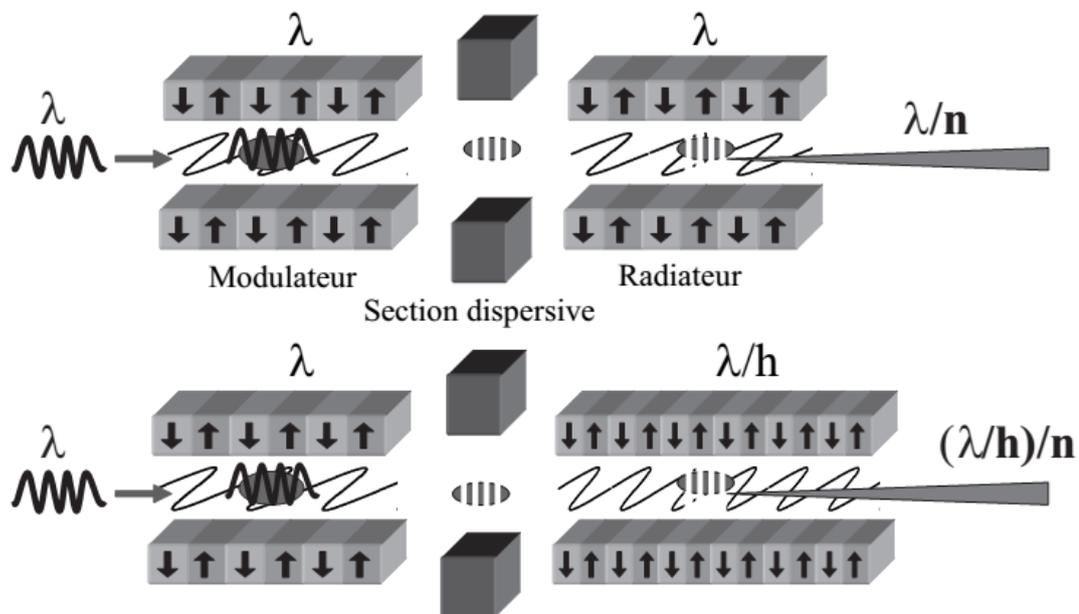


FIGURE 1.27 – Schéma de principe d'un LEL en configuration HGHG (bas) : le radiateur est accordé sur une harmonique h du fondamental. Le cas $h=1$ où modulateur et radiateur sont accordés sur le fondamental est appelé klystron optique (haut).

d) Autres LEL en régime de fort gain Au cours de ces dix dernières années, diverses autres configurations de LEL ont été proposées et éprouvées expérimentalement. Ce sont essentiellement des variantes à plusieurs étages de la configuration HGHG (EHHG, etc..) et des configurations d'auto-injection (ou self-seeding) [101]. Les principes d'amplification et d'amélioration de la cohérence temporelle restent les mêmes.

1.5.3 Les codes numériques

Le traitement analytique permet d'appréhender la physique des LELs : distinction des régimes faible/fort gain, définition de la croissance exponentielle, de la saturation, phénomènes non linéaires de génération d'harmoniques, etc... Mais il n'est pas toujours évident à mettre en œuvre, et nécessite souvent des approximations afin de simplifier les calculs. Pour cette raison, de nombreux codes numériques ont été mis

au point. Nous ne présenterons ici que les codes utilisés au cours du travail de thèse, qui sont aussi les codes les plus généralement utilisés par la communauté.

PERSEO : PERSEO [82] est un code de simulation de LELs à 1D dépendant du temps. Il résout les équations du pendule (pour la dynamique électronique) couplées à l'équation de Maxwell (pour l'onde lumineuse). Le calcul des harmoniques non linéaires est effectué dans le cas d'onduleurs plans. Le code étant 1D, les effets transverses (dus à l'émission, etc..) sont pris en compte dans un facteur de correction appliqué à la dispersion en énergie. Les distributions longitudinales du paquet d'électrons et de l'onde lumineuse sont découpées en "tranches" afin de simuler à chaque pas dans l'onduleur le glissement de l'onde par rapport aux électrons, et donc d'inclure la dimension temporelle.

L'inconvénient principal de ce code est sa limitation à une seule dimension.

GENESIS :

GENESIS [102] est un code de simulation dépendant du temps, et à trois dimensions.

La dynamique des électrons est décrite à l'aide de macroparticules dans l'espace des phases à 6D. La dynamique est régie par les équations de Lorentz dans les champs de l'onduleur et de l'onde lumineuse. Le champ électro-magnétique de l'onde lumineuse est décrit par l'équation de Maxwell. Comme dans PERSEO, les effets temporels sont pris en compte en découpant longitudinalement les distributions en tranches. Le calcul du rayonnement sur les harmoniques non linéaires a été récemment ajouté dans le cas d'onduleurs plans sur les ordres impairs.

GENESIS permet, contrairement à PERSEO, de mesurer l'influence de paramètres transverses tels que les dimensions relatives des faisceaux d'électrons, les effets de diffraction, de focalisation, de désalignement, etc... C'est un outil donc fort utile pour l'étude des LEL injectés.

Autres codes :

Il existe trois autres codes assez répandus : MEDUSA [103, 104, 105, 106], GINGER [107, 108], TDA [95].

1.6 Sources de rayonnement étudiées

Ce travail de thèse s'est effectué dans le cadre de trois sources de rayonnement. Tout d'abord le synchrotron SOLEIL pour lequel plusieurs onduleurs ont été réalisés, puis deux Lasers à Électrons Libres : SPARC sur lequel des expériences ont été menées, et le projet LUNEX5 qui a servi de base à des calculs d'interaction LEL.

1.6.1 Le synchrotron SOLEIL

Le synchrotron SOLEIL [109] est la source de rayonnement synchrotron française inaugurée en 2006. Située à Saint-Aubin au sud de Paris, elle est constituée d'un anneau de stockage de circonférence $\mathcal{C} = 354$ m dans lequel est stocké un faisceau d'électrons d'énergie $E_e = 2.739$ GeV. Afin d'atteindre cette énergie, les électrons produits par un LINAC de 100 MeV sont accélérés dans un synchrotron puis injectés dans l'anneau de stockage. Le courant maximal pouvant être stocké dans ce dernier vaut 500 mA et les émittances obtenues en absence d'insertions ont pour valeurs $\epsilon_x = 3.73$ nm.rad et $\epsilon_z = 37$ pm.rad. Vingt-neuf lignes de lumière sont aujourd'hui en activité à SOLEIL, neuf d'entre elles utilisant le rayonnement issu d'un aimant de courbure. Parmi les vingt lignes exploitant le rayonnement émis par un élément d'insertion, la moitié est équipée d'onduleurs à polarisation elliptique et huit utilisent des onduleurs sous-vide.

Les différents onduleurs étudiés pour SOLEIL dans le cadre de cette thèse sont installés sur des sections droites de deux types, dont la longueur et les valeurs des fonctions bêta tron en leurs centres sont données dans la table 1.2.

TABLE 1.2 – Longueur et fonctions optiques au centre des sections droites courte et moyenne du synchrotron SOLEIL.

Type de section droite	courte	moyenne
Longueur (m)	2.8	5.5
β_{x_0} (m)	14.379	4.598
β_{z_0} (m)	2.359	2.236

1.6.2 SPARC

SPARC (Sorgente Pulsata Auto-amplificata di Radiazione Coerente : source pulsée auto-amplifiée de rayonnement cohérent) est situé à Frascati, en Italie. Le projet est piloté en collaboration par deux institutions : l'ENEA et l'INFN. Le commissioning a démarré en 2008 et depuis les expériences se poursuivent dans divers domaines.

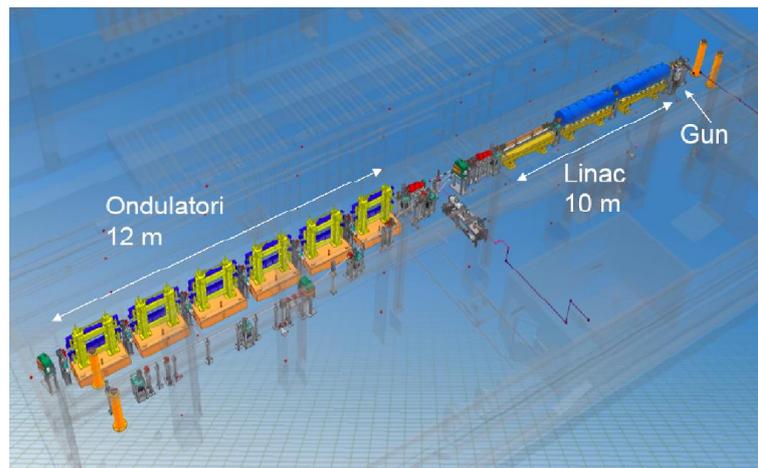


FIGURE 1.28 – Schéma d'implantation du LEL de SPARC.

Le schéma général d'implantation est présenté en figure 1.28. L'accélérateur de SPARC est constitué d'un photo-injecteur, d'un solénoïde de compensation d'émittance et de trois sections accélératrices. L'énergie du faisceau en sortie de l'accélérateur peut varier de 150 à 200 MeV.

En sortie d'accélérateur, le faisceau d'électrons peut être envoyé vers deux lignes de transport : l'une dédiée à des expériences sur la génération de rayonnement THz, et l'autre dédiée à des expériences de LEL. Une troisième ligne est actuellement en construction : elle devrait permettre de mener des expériences d'accélération plasma notamment.

En 2005, une collaboration entre l'ENEA et le CEA Saclay, a été établie et dans ce cadre, une source harmonique générée dans un gaz a été développée au CEA avant d'être installée à SPARC. Cette source devait permettre d'injecter le LEL de SPARC à 266 et 160 nm. C'est dans la lignée de cette collaboration que j'ai été amené à participer à des expériences de LEL, essentiellement en mode injecté, à SPARC.

1.6.3 LUNEX5

LUNEX5 (free electron Laser Using a New accelerator for the Exploitation of X-ray radiation of 5th generation) est un projet français lancé en 2011 [110]. Il vise la production d'impulsions courtes, cohérentes et intense dans le domaine des X mous (entre 4 et 40 nm). Le schéma de principe de LUNEX5 est présenté en figure 1.29.

Le projet comporte une ligne d'onduleurs modulable, qui permettra de varier les configurations de LEL étudiées : injection d'harmoniques générées dans un gaz (HHG), Echo Enable Harmonic Generation (EEHG), etc.. Les onduleurs envisagés sont des onduleurs sous vide de période allant de 15 à 20 mm.

Deux types d'accélérateurs pourront envoyer du faisceau dans les onduleurs : un accélérateur dit conventionnel (accélérateur RF avec sections accélératrices supraconductrices) et un accélérateur plasma.

Deux expériences pilotes pourront être installées en sortie de la ligne d'onduleurs et bénéficier ainsi du rayonnement du LEL : l'une consacrée à l'étude résolue en temps d'espèces isolées et l'autre à l'étude de la dynamique d'états solides.

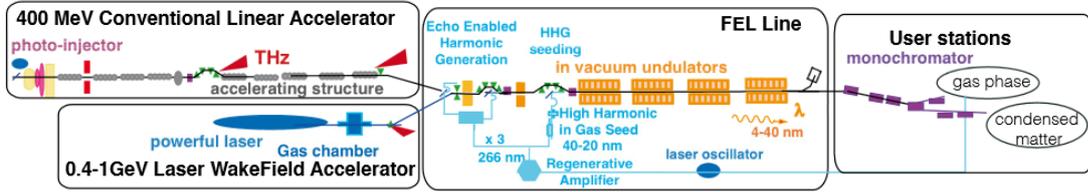


FIGURE 1.29 – Schéma de principe du projet LUNEX5.

1.6.4 Paramètres des onduleurs étudiés

La table 1.3 résume les principaux paramètres des onduleurs étudiés tout au long du travail de thèse :

TABLE 1.3 – Paramètres principaux des différents onduleurs étudiés. $\Delta x_{\mathcal{M}}$: largeur des aimants, $\Delta z_{\mathcal{M}}$: hauteur des aimants, $\Delta s_{\mathcal{M}}$: épaisseur des aimants, $\Delta x_{\mathcal{P}}$: largeur des pôles, $\Delta z_{\mathcal{P}}$: hauteur des pôles, $\Delta s_{\mathcal{P}}$: épaisseur des pôles.

Nom	HU44 ($\times 2$)	HU36	HU64	U20	HU34	U28 ($\times 6$)
Emplacement	SOLEIL	SOLEIL	SOLEIL	SOLEIL	étude	SPARC
Technologie	APPLE-II	APPLE-II	APPLE-II	hybride sous-vide	APPLE-II	Halbach plan
λ_u (mm)	44	36	64	20	34	28
$g_{u_{\min}}$ (mm)	15.5	12	15.5	5.5	8	9.25
N_u	36	44	24	100	≈ 100	77
L_u (m)	1.65	1.65	1.65	2	≈ 3.5	2.16
Matériau aimants	NdFeB	NdFeB	NdFeB	NdFeB	NdFeB	NdFeB
B_r (T)	1.22	1.23	1.24	1.3	1.25	1.3
$\Delta x_{\mathcal{M}}$ (mm)	28	32	30	50	35	50
$\Delta z_{\mathcal{M}}$ (mm)	28	32	30	30	35	50
$\Delta s_{\mathcal{M}}$ (mm)	11	9	16	7.5	8.5	7
$\Delta x_{\mathcal{P}}$ (mm)	-	-	-	33	-	-
$\Delta z_{\mathcal{P}}$ (mm)	-	-	-	22	-	-
$\Delta s_{\mathcal{P}}$ (mm)	-	-	-	2.5	-	-
Matériau pôles	-	-	-	vanadium Permendur	-	-

Chapitre 2

Contraintes et outils pour la mise en œuvre d'onduleurs

La réalisation d'un onduleur performant nécessite de prendre en compte deux aspects du champ magnétique qu'il produit : l'impact qu'a ce champ magnétique sur le faisceau d'électrons qui traverse l'onduleur, et la qualité du rayonnement émis par ce champ magnétique. Ce double objectif nécessite des moyens de mesure magnétique, des outils de calcul du champ magnétique et de calcul du rayonnement émis dans un champ donné, ainsi qu'une méthode et des outils d'optimisation de l'onduleur.

2.1 Perturbations de l'onduleur sur la dynamique des électrons

On comprend aisément qu'il est impossible en pratique de construire un onduleur générant un champ magnétique "parfait", c'est-à-dire rigoureusement périodique et transversalement homogène. Les imperfections du champ réel induisent des effets indésirables sur le faisceau d'électrons. Il faut en outre tenir compte du fait que les électrons peuvent traverser l'onduleur avec des amplitudes transverses non nulles qui leur confèrent des vitesses transverses différentes. Compte-tenu du caractère inhomogène du champ magnétique créé par l'onduleur, tous les électrons ne voient pas le même champ et peuvent donc subir des perturbations différentes les uns des autres.

Ces défauts ont un impact différent selon le type d'accélérateur sur lequel est installé l'onduleur. Ils entraînent généralement des perturbations plus critiques dans un anneau de stockage que dans un LINAC puisque les électrons subissent le défaut à chaque tour dans un anneau, alors qu'ils ne le voient qu'une fois dans un accélérateur linéaire.

Le calcul des perturbations subies par le faisceau traversant un onduleur découle des équations du mouvement et fait intervenir la notion d'intégrales de champ, détaillée dans la section 2.1.1. Parmi les effets indésirables, on peut distinguer les perturbations intrinsèques que génère tout onduleur même "parfait" de part sa conception, présentées dans la section 2.1.2, et celles liées aux imperfections de sa réalisation qui font l'objet de la section 2.1.3.

2.1.1 Equations du mouvement et intégrales de champ

Un électron traversant le champ magnétique d'un onduleur subit des variations d'angle horizontal $\Delta\alpha_x$ et vertical $\Delta\alpha_z$, et également des variations de position horizontale Δx et verticale Δz entre l'entrée et la sortie de l'onduleur. Ces variations sont schématisées en figure 2.1.

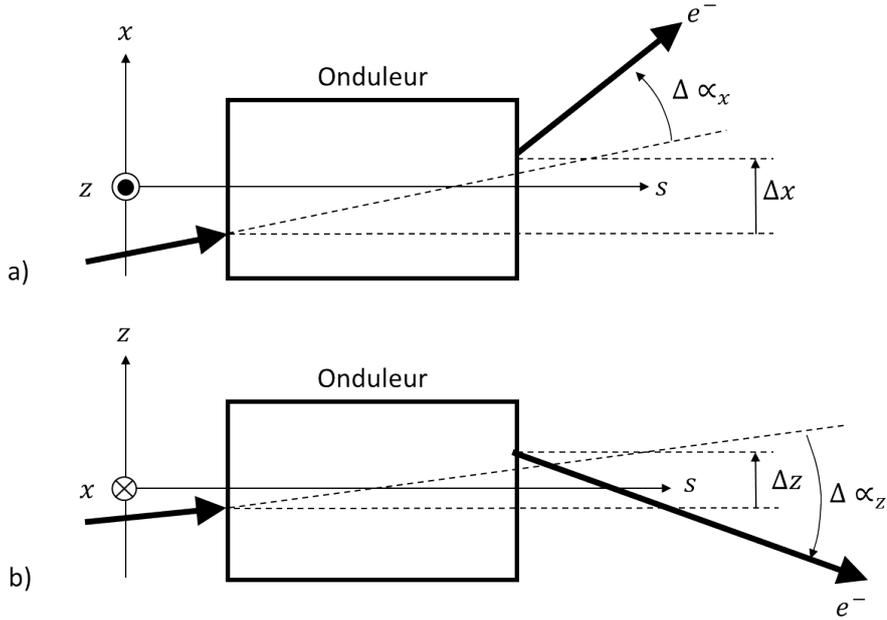


FIGURE 2.1 – Schématisation des variations d'angle et de position : a) dans le plan horizontal. b) dans le plan vertical.

Afin d'exprimer ces variations à partir du champ magnétique de l'onduleur, considérons un électron de coordonnées (s, x, z) qui traverse le champ magnétique \vec{B} de l'onduleur. Il est soumis à la force de Lorentz, on en déduit l'équation du mouvement 2.1, qui aboutit au système d'équations 2.2.

$$\gamma_e m_e \begin{pmatrix} \ddot{s} \\ \ddot{x} \\ \ddot{z} \end{pmatrix} = -e \begin{pmatrix} \dot{s} \\ \dot{x} \\ \dot{z} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} B_s \\ B_x \\ B_z \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

$$\begin{cases} \ddot{s}(t) = -\frac{e}{\gamma_e m_e} (\dot{x}(t)B_z(t) - \dot{z}(t)B_x(t)) \\ \ddot{x}(t) = -\frac{e}{\gamma_e m_e} (\dot{z}(t)B_s(t) - \dot{s}(t)B_z(t)) \\ \ddot{z}(t) = -\frac{e}{\gamma_e m_e} (\dot{s}(t)B_x(t) - \dot{x}(t)B_s(t)) \end{cases} \quad (2.2)$$

Pour résoudre ces équations couplées, on tient compte de la nature relativiste de l'électron : la composante longitudinale de sa vitesse prédomine largement sur les deux autres et on peut la considérer constante dans le temps, égale à la vitesse de la lumière dans le vide, c . Cette approximation permet tout d'abord de négliger les termes en \dot{x} et \dot{z} devant ceux en \dot{s} , ce qui aboutit au système 2.3.

$$\begin{cases} \ddot{s}(t) = 0 \\ \ddot{x}(t) = \frac{e}{\gamma_e m_e} c B_z(t) \\ \ddot{z}(t) = -\frac{e}{\gamma_e m_e} c B_x(t) \end{cases} \quad (2.3)$$

Supposer constante la vitesse longitudinale permet enfin d'intégrer les équations spatialement plutôt que temporairement : l'intégration du champ dans le temps est alors approximée à une intégration sur une trajectoire linéaire, et non plus sur la trajectoire réelle de l'onduleur. Cette solution n'est donc valable que pour des petites amplitudes d'excursions transverses et pour un champ transversalement homogène

sur la plage d'excursion (approximation paraxiale). On aboutit ainsi au système 2.4 :

$$\begin{cases} x''(s) = \frac{e}{\gamma_e m_e c} B_z(s) \\ z''(s) = -\frac{e}{\gamma_e m_e c} B_x(s) \end{cases} \quad (2.4)$$

L'équation 2.4 fait apparaître une relation de proportionnalité entre l'accélération subie par les électrons dans l'onduleur et le champ magnétique qu'ils traversent. Le facteur de linéarité entre les deux est la rigidité magnétique donnée dans l'équation 1.3. Une première intégration de l'équation 2.4 fournit la vitesse transverse de l'électron :

$$\begin{cases} x'(s) = \frac{e}{\gamma_e m_e c} \int_{-\infty}^s B_z(\xi, x, z) d\xi \\ z'(s) = -\frac{e}{\gamma_e m_e c} \int_{-\infty}^s B_x(\xi, x, z) d\xi \end{cases} \quad (2.5)$$

Enfin, une deuxième intégration permet d'obtenir la position transverse de l'électron le long de l'onduleur :

$$\begin{cases} x(s) = \frac{e}{\gamma_e m_e c} \int_{-\infty}^s \left(\int_{-\infty}^u B_z(\xi, x, z) d\xi \right) du \\ z(s) = -\frac{e}{\gamma_e m_e c} \int_{-\infty}^s \left(\int_{-\infty}^u B_x(\xi, x, z) d\xi \right) du \end{cases} \quad (2.6)$$

Si on se place en sortie d'onduleur ($s = +\infty$), les équations 2.5 et 2.6 font intervenir les intégrales simples (doubles) de champ horizontal et vertical I_{1x} et I_{1z} (I_{2x} et I_{2z}), également appelées intégrales premières et secondes de champ, dont les expressions sont données dans l'équation 2.7.

$$\begin{aligned} I_{1x}(x, z) &= \int_{-\infty}^{+\infty} B_x(s, x, z) ds \\ I_{1z}(x, z) &= \int_{-\infty}^{+\infty} B_z(s, x, z) ds \\ I_{2x}(x, z) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\int_{-\infty}^s B_x(u, x, z) du \right) ds \\ I_{2z}(x, z) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\int_{-\infty}^s B_z(u, x, z) du \right) ds \end{aligned} \quad (2.7)$$

Les intégrales simples quantifient donc la variation d'angle (ou "kick") subie par un électron après avoir traversé l'onduleur, tandis que les intégrales doubles quantifient son écart en position, ces deux variations étant représentées sur la figure 2.1 :

$$\begin{aligned} \Delta\alpha_x(x, z) &= \frac{e}{\gamma_e m_e c} I_{1z}(x, z) \\ \Delta\alpha_z(x, z) &= -\frac{e}{\gamma_e m_e c} I_{1x}(x, z) \\ \Delta x(x, z) &= \frac{e}{\gamma_e m_e c} I_{2z}(x, z) \\ \Delta z(x, z) &= -\frac{e}{\gamma_e m_e c} I_{2x}(x, z) \end{aligned} \quad (2.8)$$

2.1.2 Perturbations intrinsèques

Les perturbations intrinsèques sont directement causées par la conception de l'onduleur, et non par sa réalisation. Elles résultent des dimensions finies des éléments de l'onduleur jouant un rôle magnétique, tels que les bobines, les aimants permanents ou encore les pôles. Ces dimensions finies impliquent une inhomogénéité spatiale du champ magnétique, aboutissant à des effets différents sur les électrons selon leur position transverse.

Focalisation naturelle

La focalisation naturelle est due à l'apparition de champ magnétique longitudinal en dehors du plan de symétrie [111]. L'effet cumulé de la composante principale de champ magnétique, qui défléchit les électrons transversalement, et de cette composante longitudinale, induit une force de Lorentz qui tend à rediriger les électrons vers l'axe de l'onduleur, ce qui conduit à un effet focalisant dans le plan du champ magnétique. Pour calculer analytiquement cet effet, on étudie le déplacement vertical des électrons dans l'onduleur, à partir de l'équation du mouvement 2.1, dans laquelle on néglige la composante horizontale B_x du champ magnétique, en supposant qu'il présente une bonne homogénéité transverse :

$$\ddot{z}(s, x, z) = \frac{e}{\gamma_e m_e} \dot{x}(s, x, z) B_s(s, x, z) \quad (2.9)$$

Le terme \dot{x} découle de l'équation 2.3. Pour exprimer le champ longitudinal à une position verticale z proche de l'axe, on se place au voisinage de $(x, z) = (0, 0)$ et on procède à un développement au premier ordre dans la direction verticale, ce qui donne :

$$\ddot{z}(s) = \left(\frac{e}{\gamma_e m_e} \right)^2 \left(\int_{-\infty}^s B_z(\xi) d\xi \right) \frac{\partial B_s}{\partial z}(s) z(s) \quad (2.10)$$

En tenant compte du caractère relativiste des électrons, on passe de la dérivée temporelle à celle longitudinale, ce qui fait également apparaître la rigidité magnétique. L'équation 2.11 obtenue traduit une focalisation dans le plan vertical, de force K_{fn} .

$$\begin{aligned} \frac{d^2 z}{ds^2}(s) + K_{fn}(s) z(s) &= 0 && \text{avec :} \\ K_{fn}(s) &= - \left(\frac{e}{\gamma_e m_e c} \right)^2 \left(\int_{-\infty}^s B_z(\xi) d\xi \right) \frac{\partial B_s}{\partial z}(s) \end{aligned} \quad (2.11)$$

L'équation de Maxwell-Ampère dans le vide $\vec{\text{rot}}(\vec{B}) = \vec{0}$ permet d'exprimer la variation spatiale de la composante longitudinale de champ en fonction de celle de la composante verticale, ce qui aboutit à l'équation 2.12

$$K_{fn}(s) = - \left(\frac{e}{\gamma_e m_e c} \right)^2 \left(\int_{-\infty}^s B_z(\xi) d\xi \right) \frac{\partial B_z}{\partial s}(s) \quad (2.12)$$

On peut exprimer la focalisation moyenne sur une période d'onduleur en intégrant par parties l'équation 2.12 le long de son axe, et en admettant que l'intégrale première de champ vertical est nulle puisqu'on s'intéresse ici à un effet de second ordre.

$$\begin{aligned} \int_0^{\lambda_u} K_{fn}(s) ds &= - \left(\frac{e}{\gamma_e m_e c} \right)^2 \int_0^{\lambda_u} \left(\int_{-\infty}^s B_z(\xi) d\xi \right) \frac{\partial B_z}{\partial s}(s) ds \\ &= - \left(\frac{e}{\gamma_e m_e c} \right)^2 \left\{ \left[\left(\int_{-\infty}^s B_z(\xi) d\xi \right) B_z(s) \right]_0^{\lambda_u} - \int_0^{\lambda_u} \left(\int_{-\infty}^s \frac{\partial B_z}{\partial s}(\xi) d\xi \right) B_z(s) ds \right\} \\ &= \left(\frac{e}{\gamma_e m_e c} \right)^2 \int_0^{\lambda_u} B_z^2(s) ds \end{aligned} \quad (2.13)$$

On obtient ainsi l'équation 2.14 dans laquelle $\langle x \rangle_{\lambda_u}$ désigne la valeur moyenne de x sur une période λ_u de l'onduleur.

$$\langle K_{fn} \rangle_{\lambda_u} = \left(\frac{e}{\gamma_e m_e c} \right)^2 \langle B_z^2 \rangle_{\lambda_u} \quad (2.14)$$

Si on suppose le champ sinusoïdal, on obtient l'expression suivante :

$$B_z(s) = \widehat{B}_z \sin(k_u s) \implies \langle K_{fn} \rangle_{\lambda_u} = \left(\frac{e}{\gamma_e m_e c} \right)^2 \frac{\widehat{B}_z^2}{2} \quad (2.15)$$

L'onduleur se comporte comme un quadrupôle focalisant dans le plan du champ principal : un onduleur générant du champ vertical (horizontal) focalise dans le plan vertical (horizontal). A la différence d'un quadrupôle, la focalisation naturelle n'agit que dans un plan : par exemple, un onduleur générant du champ vertical focalise dans le plan vertical mais ne modifie pas la focalisation dans le plan horizontal. La variation du nombre d'onde induite naturellement par un onduleur peut être calculée à l'aide de l'équation 1.18 correspondant au plan dans lequel agit l'onduleur, en remplaçant la force du quadrupôle K_f par celle de l'onduleur K_{fn} d'une part, et la longueur du quadrupôle L_Q par celle de l'onduleur L_u d'autre part. Cet effet est au second ordre en $\left(\frac{e}{\gamma_e m_e c}\right)$ et on note qu'il est proportionnel au carré du champ généré par l'onduleur.

Kicks du second ordre

Les dimensions transverses finies des éléments magnétiques d'un onduleur conduisent à une variation spatiale transverse du champ magnétique appelée "Roll-off". Si on considère un électron entrant dans l'onduleur à une position transverse telle que le champ présente une variation transverse, il ne suffit plus d'intégrer le champ le long d'une droite pour exprimer la variation d'angle qu'il subit, mais il faut tenir compte de la variation de champ due à l'excursion transverse de l'électron. Pour exprimer analytiquement cet effet, on peut calculer la trajectoire de l'électron à partir du champ magnétique en supposant la vitesse longitudinale constante (approximation du chapitre 2.1.1), c'est-à-dire selon l'équation 2.8, puis intégrer le champ magnétique sur cette trajectoire en développant transversalement le champ au premier ordre. Cette approche est bien maîtrisée dans le cas simple d'un onduleur plan [112], mais s'avère délicate dans des configurations plus exotiques [45]. On considère ici un champ sur axe purement vertical et un électron entrant dans l'onduleur à la position transverse $(x, z) = (x_0, 0)$, sans vitesse transverse ($\dot{x} = \dot{z} = 0$). L'électron se déplaçant uniquement dans le plan médian, on ne tient pas compte de la coordonnée verticale z qui reste nulle. D'après les équations 2.6, la position transverse de l'électron dans l'onduleur est :

$$\begin{aligned} x(s) &= x_0 + \Delta x_w(s, x_0) \\ &= x_0 + \frac{e}{\gamma_e m_e c} \int_{-\infty}^s \left(\int_{-\infty}^v B_z(u, x_0) du \right) dv \\ &= x_0 + \frac{e}{\gamma_e m_e c} I_{2z}(s, x_0) \end{aligned} \quad (2.16)$$

avec $\Delta x_w(s, x_0)$ l'excursion de l'électron autour de la position x_0 . Le calcul de l'intégrale de champ en tenant compte de la variation de celui-ci autour de x_0 donne donc :

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} B_z(s, x) ds &= \int_{-\infty}^{+\infty} B_z(s, x_0 + \Delta x_w(s, x_0)) ds \\ &\approx \int_{-\infty}^{+\infty} B_z(s, x_0) ds + \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\Delta x_w(s, x_0) \frac{\partial B_z}{\partial x}(s, x_0) \right) ds \\ &\approx I_{1z}(x_0) + \frac{e}{\gamma_e m_e c} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(I_{2z}(s, x_0) \frac{\partial B_z}{\partial x}(s, x_0) \right) ds \\ &\approx I_{1z}(x_0) + \frac{e}{\gamma_e m_e c} \tilde{I}_{kz} \end{aligned} \quad (2.17)$$

On fait ainsi apparaître le terme correctif \tilde{I}_{kz} appelé "kick horizontal de second ordre" et exprimé en $T^2 m^2$, puisqu'il s'agit d'un effet sur la variation d'angle de second ordre en $\left(\frac{e}{\gamma_e m_e c}\right)$. En tenant compte de l'énergie du faisceau, on peut rendre ce terme homogène à une intégrale de champ, et on obtient le kick horizontal normalisé de second ordre I_{kz} tel que :

$$I_{kz} = \frac{e}{\gamma_e m_e c} \tilde{I}_{kz} \quad (2.18)$$

On introduit de même le kick vertical de second ordre \tilde{I}_{kx} et sa grandeur normalisée I_{kx} , et l'intégrale de champ réellement vue par le faisceau s'exprime comme la somme de l'intégrale première calculée sur une

trajectoire rectiligne et du kick normalisé de second ordre :

$$\begin{aligned} I_{\text{Tot}_z} &= I_{1z} + I_{kz} \\ I_{\text{Tot}_x} &= I_{1x} + I_{kx} \end{aligned} \quad (2.19)$$

Pour quantifier ce terme, considérons le champ purement sinusoïdal selon l'axe de l'onduleur, donné dans l'équation 2.20 :

$$\overrightarrow{B(s, x)} = B_z(s, x) \vec{z} = \widehat{B}_z(x) \cos(k_u s) \vec{z} \quad (2.20)$$

La trajectoire de l'électron entrant dans l'onduleur à la position transverse x_0 sans vitesse transverse, résulte de la double intégration sur une ligne droite et est exprimée dans l'équation 2.21 :

$$\begin{aligned} x(s) &= x_0 - \frac{e}{\gamma_e m_e c} \widehat{B}_z(x_0) \left(\frac{1}{k_u} \right)^2 \cos(k_u s) \\ &= x_0 - \widehat{\Delta x_w}(x_0) \cos(k_u s) \end{aligned} \quad (2.21)$$

avec $\widehat{\Delta x_w}(x_0)$ l'amplitude de l'excursion sinusoïdale des électrons calculée en $x = x_0$. L'intégration du champ sur la trajectoire périodique des électrons conduit donc à :

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} B_z(s, x) ds &= \int_{-\infty}^{+\infty} B_z \left(s, x_0 - \widehat{\Delta x_w}(x_0) \cos(k_u s) \right) ds \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \widehat{B}_z \left(x_0 - \widehat{\Delta x_w}(x_0) \cos(k_u s) \right) \cos(k_u s) ds \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\widehat{B}_z(x_0) - \widehat{\Delta x_w}(x_0) \cos(k_u s) \frac{\partial \widehat{B}_z}{\partial x}(x_0) \right] \cos(k_u s) ds \\ &= I_{1z}(x_0) - \widehat{\Delta x_w}(x_0) \frac{\partial \widehat{B}_z}{\partial x}(x_0) \int_{-\infty}^{+\infty} \cos^2(k_u s) ds \\ &= I_{1z}(x_0) - \widehat{\Delta x_w}(x_0) \frac{\partial \widehat{B}_z}{\partial x}(x_0) \frac{L_u}{2} \\ &= I_{1z}(x_0) - \frac{e}{\gamma_e m_e c} \left(\frac{1}{k_u} \right)^2 \widehat{B}_z(x_0) \frac{\partial \widehat{B}_z}{\partial x}(x_0) \frac{L_u}{2} \end{aligned} \quad (2.22)$$

Dans l'approximation d'un champ sinusoïdal, le kick de second ordre vaut donc :

$$\begin{aligned} \widetilde{I}_{kz}(x_0) &= - \left(\frac{1}{k_u} \right)^2 \widehat{B}_z(x_0) \frac{\partial \widehat{B}_z}{\partial x}(x_0) \frac{L_u}{2} \\ &= - \frac{\gamma_e m_e c}{e} \widehat{\Delta x_w}(x_0) \frac{\partial \widehat{B}_z}{\partial x}(x_0) \frac{L_u}{2} \end{aligned} \quad (2.23)$$

On donne une illustration de ce calcul réalisé avec le code RADIA [113, 114] (voir chapitre 2.3.1.0) dans le cas de l'onduleur HU36 en polarisation linéaire horizontale (LH) en figure 2.2, sur laquelle sont représentées les variations en fonction de x du champ vertical (roll-off) et du kick horizontal de second ordre. On remarque sur cet exemple l'apparition caractéristique de deux pics d'intégrale de champ vertical à $x = \pm 26$ mm, ce qui correspond aux positions auxquelles le champ chute le plus vite. La valeur de ces pics, de signes opposés, est de 0.91 G.m, ce qui n'est pas négligeable pour un anneau de stockage. On note enfin qu'ils exercent l'un comme l'autre une force qui tend à éloigner les électrons de l'axe de l'onduleur. Sur un anneau de stockage, ceci peut, tour après tour, amener les électrons sur la paroi de la chambre à vide et provoquer leur perte, contribuant ainsi à une réduction de la durée de vie.

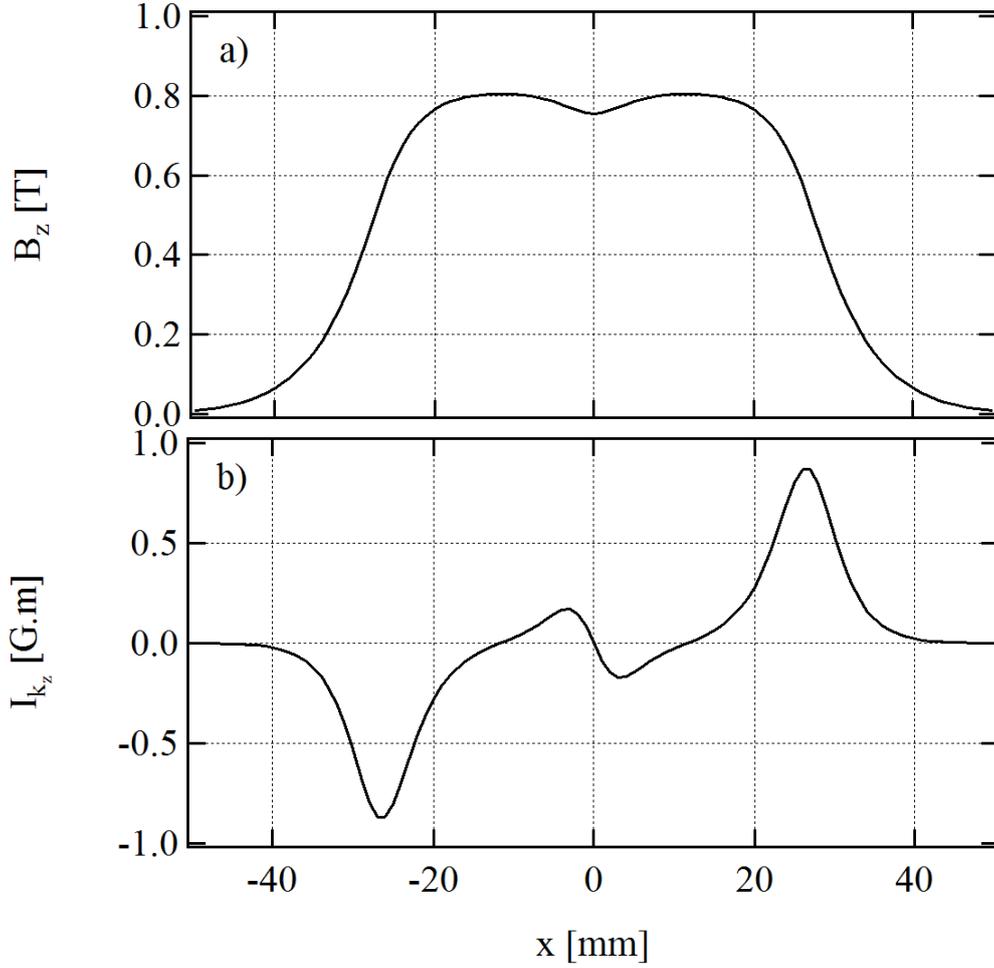


FIGURE 2.2 – Illustration du calcul analytique des kicks de second ordre dans l'exemple du HU36 en polarisation LH à l'entrefer minimum ($g_u = 11$ mm), d'après les paramètres de la table 1.3 : a) roll-off calculé avec RADIA [113, 114], b) kick horizontal du second ordre normalisé, en fonction de la position horizontale x , calculé analytiquement à partir du roll-off pour une énergie des électrons de 2.75 GeV.

Pour des configurations de champ plus exotiques (par exemple du champ hélicoïdal), on préfère généralement à cette approche analytique le calcul numérique par la méthode du “tracking” : la trajectoire des électrons est calculée pas à pas le long de l'onduleur et les kicks de second ordre sont obtenus à partir des valeurs des angles α_x et α_z en sortie d'onduleur. Ce calcul est effectué sur l'ouverture physique (x, z) au niveau de l'insertion. Le résultat peut être directement utilisé dans un code de tracking tel que Tracy 3 [115, 116] pour évaluer l'effet des kicks de second ordre sur la durée de vie et le rendement d'injection.

La figure 2.3 représente le résultat de ce calcul effectué avec RADIA [113, 114] dans le cas du HU36 dans les configurations de champ correspondant aux polarisations linéaire horizontale (LH), linéaire verticale (LV), linéaire inclinée à 45° (L45) et circulaire (Circ). Seule la variation en fonction de x des kicks normalisés de second ordre est représentée. On constate que le kick horizontal est largement prédominant devant le kick vertical (valeur maximale de 0.91 G.m contre 0.19 G.m respectivement) et que dans les deux plans, la répartition transverse du kick varie fortement avec la configuration magnétique. En particulier au voisinage de $x = 0$, la pente de variation des courbes $I_{k_z}(x)$ qui représente le gradient de focalisation dans le plan horizontal de l'onduleur, varie significativement d'un mode à l'autre.

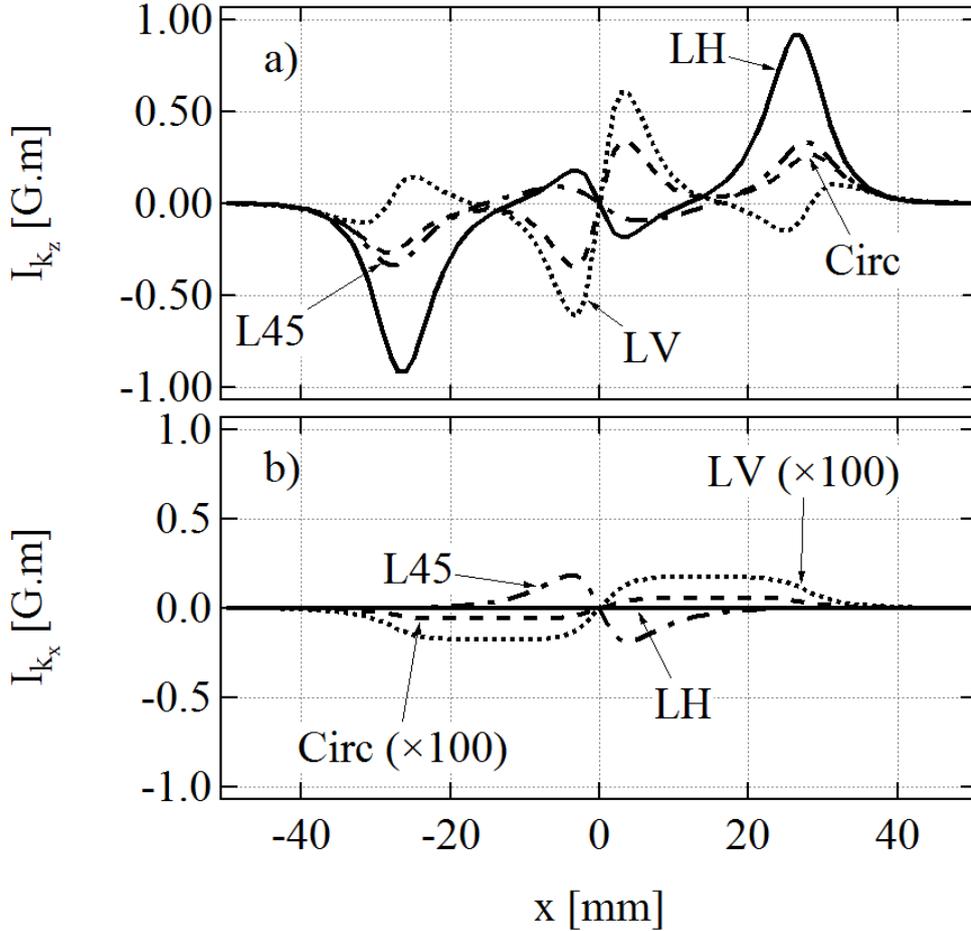


FIGURE 2.3 – Kicks de second ordre normalisés pour une énergie de 2.75 GeV, calculés avec RADIA dans le cas de l'onduleur HU36 avec les paramètres de la table 1.3, à l'entrefer minimum ($g_u = 11$ mm), dans les configurations magnétiques correspondant aux polarisations linéaire horizontale (LH), linéaire verticale (LV), linéaire inclinée à 45° (L45) et circulaire (Circ) : a) kick horizontal, b) kick vertical.

2.1.3 Défauts de construction de l'onduleur

Des perturbations découlent des imperfections de réalisation de l'onduleur, qui regroupent la réalisation et le positionnement des sources de champ (mise en forme des bobines électromagnétiques, usinage et magnétisation des aimants permanents), mais aussi la fabrication et le positionnement des pièces jouant un rôle magnétique sans en être la source, comme les pôles qui guident et concentrent le flux magnétique.

Ces perturbations peuvent être minimisées en diminuant les tolérances dimensionnelles de fabrication des aimants et des pièces les supportant, mais aussi en apportant beaucoup de soin à l'assemblage des différents sous-ensembles. Dans le cas d'un onduleur à aimants permanents, ces perturbations sont également réduites pendant l'optimisation de l'onduleur qui sera détaillée dans la section 2.5.1.

Malgré ces précautions, l'existence de défauts est inévitable et se traduit par des intégrales de champ variables selon la position transverse (x, z) à laquelle les électrons entrent dans l'onduleur. On peut distinguer les effets sur la trajectoire, les effets linéaires qui proviennent des variations d'intégrales localisées transversalement au voisinage de l'axe de l'onduleur, et les effets non linéaires dus aux variations d'intégrales à plus grande amplitude.

Effets sur la trajectoire

Le paquet d'électrons subit les intégrales de champ générées sur axe par l'onduleur. A la sortie de celui-ci, il présente donc un angle horizontal (vertical) α_x (α_z) non nul, tout comme sa position horizontale (verticale) x (z) :

$$\begin{aligned}\alpha_x &= \frac{e}{\gamma_e m_e c} I_{1z}(0, 0) \\ \alpha_z &= -\frac{e}{\gamma_e m_e c} I_{1x}(0, 0) \\ x &= \frac{e}{\gamma_e m_e c} I_{2z}(0, 0) \\ z &= -\frac{e}{\gamma_e m_e c} I_{2x}(0, 0)\end{aligned}\tag{2.24}$$

Ces défauts perturbent la trajectoire du faisceau, non seulement dans l'onduleur, mais également dans les éléments qui lui succèdent.

Dans un LEL, ce défaut de trajectoire à l'intérieur de l'onduleur peut diminuer l'efficacité de l'interaction onde lumineuse-électrons et donc, affecter les performances de la source [73]. Dans un LEL sur accélérateur linéaire comprenant plusieurs ondulateurs, un défaut d'orbite sur un ondulateur entraîne une trajectoire hors axe sur les ondulateurs suivants, ce qui perturbe également l'interaction qui s'y produit.

Dans un anneau de stockage, toute l'orbite est perturbée par la présence d'un "kick" d'angle : c'est la distorsion d'orbite fermée (Closed Orbit Distorsion). Si on approxime l'effet de l'onduleur à une variation ponctuelle d'angle α_y à la position longitudinale s_0 , l'expression de la position transverse du faisceau à la position longitudinale s , donnée dans l'équation 2.25, fait intervenir la fonction bêatron β_y et le nombre d'onde ν_y du plan correspondant [12] :

$$y(s) = \alpha_y \sqrt{\beta_y(s_0) \beta_y(s)} \frac{\cos(|\phi_{\beta_y}(s) - \phi_{\beta_y}(s_0)| - \pi \nu_y)}{\sin(\pi \nu_y)} \quad \text{avec } y = x \quad \text{ou } y = z \tag{2.25}$$

où ϕ_{β_y} est l'avance de phase bêatron, donnée par l'équation 2.26 :

$$\phi_{\beta_y}(s) = \int_0^s \frac{1}{\beta_y(\xi)} d\xi \tag{2.26}$$

Cette distorsion modifie donc directions d'émission du rayonnement sur toutes les lignes de lumière

Pour minimiser cet effet, on met généralement en place un système de correction appelé "feedforward" composé de correcteurs placés en entrée et en sortie d'onduleur. Les courants d'alimentation de ces correcteurs sont calibrés de façon à annuler les intégrales premières et secondes générées par l'onduleur.

Dans un anneau de stockage, il est également possible de mettre en place une correction en boucle fermée (ou "feedback") qui mesure en permanence l'orbite réelle et la corrige sur une orbite de référence, à l'aide de correcteurs répartis le long de l'anneau. Un tel système peut aussi être installé sur un accélérateur linéaire, mais il ne permet de corriger que les dérives lentes d'orbite, les erreurs de pointé tir à tir du canon ne pouvant pas être prévues sur un accélérateur sans recirculation.

Effets linéaires

En se plaçant transversalement au voisinage de l'axe, on peut exprimer la distribution des intégrales de champ sous forme de décomposition polynomiale, telle que donnée dans l'équation 2.27, dans laquelle b_n et a_n représentent respectivement les termes multipolaires droits et tournés d'ordre n .

$$\int_{-\infty}^{+\infty} (B_z(s, x, z) + i B_x(s, x, z)) ds = \sum_{n=1}^{+\infty} (b_n + i a_n) (x + iz)^{n-1} \tag{2.27}$$

A l'ordre 1, l'équation 2.27 exprime l'existence d'intégrales premières de champ non nulles sur axe, donnant lieu à des défauts d'angle en sortie d'onduleur. Les termes a_1 et b_1 quantifient donc les défauts d'orbite provoqués par l'onduleur.

$$\begin{aligned}a_1 &= I_{1x}(0, 0) \\ b_1 &= I_{1z}(0, 0)\end{aligned}\tag{2.28}$$

Les termes d'ordre 2 représentent les gradients intégrés droit et tourné respectivement G_z et G_x . Le gradient droit quantifie l'effet de focalisation apporté par l'onduleur tandis que le gradient tourné traduit un apport de couplage, c'est-à-dire un lien entre les deux plans : un déplacement des électrons dans le plan horizontal entraîne un déplacement dans le plan vertical.

$$\begin{aligned} a_2 &= G_x \\ b_2 &= G_z \end{aligned} \quad (2.29)$$

Enfin, le terme droit d'ordre 3 est le terme sextupolaire intégré et caractérise la variation de chromaticité provoquée par l'onduleur.

$$b_3 = S_z \quad (2.30)$$

Pour la dynamique du faisceau au voisinage de $x = 0$, seuls les trois ordres décrits ci-dessus ont un intérêt, l'effet des perturbations liées aux défauts linéaires étant décroissant avec leur ordre.

La focalisation apportée par un onduleur, qu'elle soit naturelle ou causée par ses défauts, affecte les performances d'une source de lumière quelque soit le type d'accélérateur sur lequel elle est basée, parce qu'elle modifie les dimensions du paquet d'électrons et par conséquent, la brillance émise par la source.

Ce point est d'autant plus critique sur un anneau puisque les variations des nombres d'onde induites peuvent conduire à se rapprocher d'une résonance, entraînant alors une forte diminution de la durée de vie, voire une perte du faisceau. Une fois de plus, il est possible de mettre en place des corrections en boucle fermée, tout du moins pour stabiliser les valeurs des nombres d'onde.

Une modification du couplage opère un transfert d'émittance entre le plan horizontal et le plan vertical, ce qui a pour effet d'augmenter la taille verticale du faisceau et par conséquent, de diminuer la brillance. Contrairement à la focalisation, il est très difficile d'envisager un système de correction du couplage, qui n'est pas une grandeur additive le long de l'accélérateur : le couplage apporté par un gradient tourné dépend de sa localisation et des autres gradients tournés présents.

Le contrôle de la chromaticité (la variation des nombres d'onde avec l'énergie des électrons) est essentiel pour un anneau, surtout si l'on veut stocker un grand nombre d'électrons par paquet. Une chromaticité insuffisante peut en effet réduire considérablement la durée de vie du faisceau stocké, voire le perdre. Il est donc important de limiter le terme sextupolaire intégré apporté par un onduleur. Ce problème est par contre négligeable dans le cas d'un accélérateur linéaire, dans lequel les électrons ne font qu'un passage.

Pour un onduleur et des défauts associés donnés, les effets subis par le faisceau sont dépendants de son énergie. Les tolérances imposées pour la réalisation d'un onduleur, en terme d'intégrales sur axe et de termes multipolaires, sont donc d'autant contraignantes que l'énergie du faisceau est petite.

Effets non linéaires

Les variations d'intégrales considérées ici affectent les électrons qui traversent l'onduleur avec de grandes amplitudes horizontales ou verticales. Il n'existe pas d'interprétation simple des profils transverses des intégrales de champ afin d'anticiper les effets non linéaires qui en découlent. En pratique, il est nécessaire d'utiliser un code de transport (ou "tracking") tel que Tracy 3 [117], qui utilise directement les cartes de kicks générées par RADIA pour l'onduleur considéré. Tour après tour lors du passage de l'électron dans l'onduleur, les kicks horizontal et vertical correspondant à la position de l'électron (x, z) sont appliqués et s'ajoutent à l'effet des autres composants de l'anneau.

Les effets non linéaires affectent essentiellement les anneaux de stockage dont ils réduisent la durée de vie et l'efficacité d'injection. La notion de durée de vie n'a naturellement de sens que pour un anneau de stockage, dans lequel on cherche à conserver les particules stockées le plus longtemps possible de façon à limiter la fréquence des injections. D'autre part, le faisceau est injecté hors axe sur un anneau, ce qui implique que le faisceau injecté circule temporairement sur une trajectoire de forte amplitude avant de

s'amortir. La présence de défauts non linéaires et de kicks de second ordre non compensés est pour cette raison très préjudiciable à l'efficacité d'injection d'un anneau, alors que ce n'est absolument pas le cas sur un accélérateur linéaire, dans lequel le canon à électrons est placé sur l'axe de la machine. Les simulations effectuées sur un code de transport permettent d'évaluer ces deux effets, en simulant les pertes subies par le paquet d'électrons après un certain nombre de tours. On peut réaliser des cartes dites "on-momentum" dans lesquelles le faisceau est monoénergétique, ou des cartes dites "off-momentum" qui considèrent un paquet d'électrons présentant une dispersion en énergie non nulle. Les premières permettent d'observer les pertes subies par le faisceau quand il est placé hors axe transversalement, et donc d'estimer le rendement d'injection. Les secondes évaluent les pertes d'électrons trop éloignés de l'énergie nominale, ce qui permet de caractériser qualitativement la durée de vie.

2.2 Rayonnement

La technologie et les paramètres principaux d'un onduleur sont choisis à partir des caractéristiques du rayonnement qu'il doit générer, parmi lesquelles figurent principalement la gamme spectrale qu'il faut recouvrir et la polarisation que doit avoir le rayonnement. A ceci on peut ajouter une demande spécifique concernant l'harmonicité du rayonnement.

2.2.1 Gamme spectrale

Le choix des paramètres principaux (\widehat{B} et λ_u) est essentiellement guidé par la gamme spectrale sur laquelle on veut que l'onduleur rayonne. Celle-ci découle des équations du chapitre 1.4, mais en tenant compte du fait que le paramètre de déflexion peut varier sur un onduleur, par l'intermédiaire du champ magnétique. Ceci est effectué en faisant varier le courant d'alimentation des bobines sur un onduleur électromagnétique, et en modifiant l'entrefer sur un onduleur à aimants permanents.

On fait ainsi varier l'énergie de résonance, ce qui déplace les harmoniques en énergie (puisque la condition de résonance est modifiée) et modifie l'amplitude relative de chaque harmonique (de part la variation du paramètre de déflexion).

Ainsi, durant la variation du champ, chaque harmonique décrit sur le spectre une courbe et l'enveloppe de l'ensemble de ces courbes représente le maximum de flux angulaire que peut générer l'onduleur pour chaque énergie de photons E_p . Les figures 2.4, 2.5 et 2.6 présentent les résultats d'un calcul de ce type pour trois onduleurs plans de période 20 mm, 36 mm et 50 mm respectivement correspondent à trois onduleurs existant à SOLEIL (appelés respectivement U20, HU36 et WSV50), dont le champ crête, la période et le paramètre de déflexion sont donnés dans le tableau 2.1.

TABLE 2.1 – Période, champ crête et paramètre de déflexion des trois insertions choisies pour illustrer l'impact du paramètre de déflexion sur la gamme spectrale, montré en figures 2.4, 2.5 et 2.6.

Onduleur	λ_u [mm]	\widehat{B}_{\max} [T]	K_{\max}
U20	20	1.10	2.05
HU36	36	0.75	2.52
WSV50	50	2.00	9.34

La première et la dernière insertions sont deux insertions sous-vide, ce qui explique leur champ crête plus élevé. La troisième est en outre utilisée dans une configuration de wiggler. Le deuxième onduleur au champ maximum a été utilisé pour effectuer le calcul de spectre de la figure 1.17. On remarque que la courbe de chaque harmonique est limitée à basse énergie par le champ maximum généré par l'onduleur, ce

qui entraîne l'existence de zones dans lesquelles il n'est pas possible d'atteindre des valeurs importantes de flux.

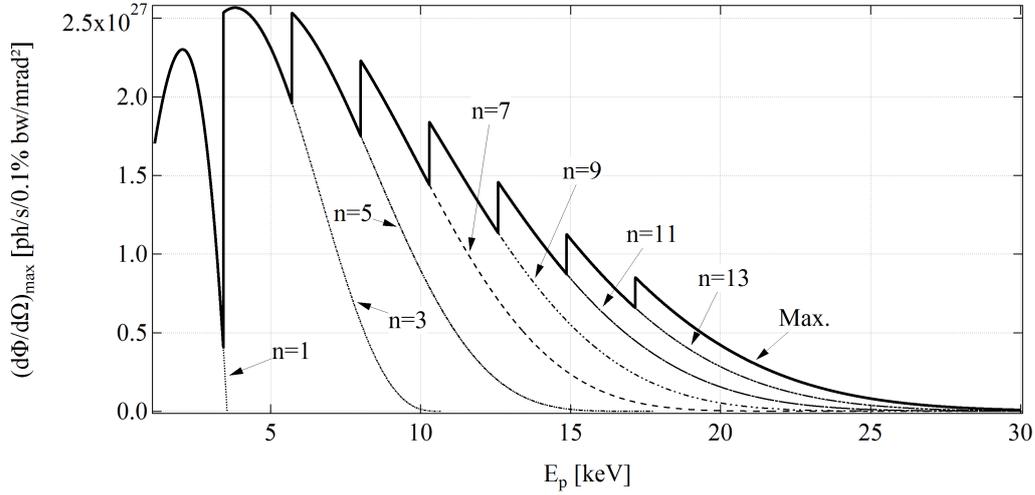


FIGURE 2.4 – Exemple de flux spectral angulaire généré sur axe par les 15 premières harmoniques impaires d'un onduleur plan quand l'entrefer parcourt l'ensemble de sa plage de valeurs : valeur maximale (trait continu) et contribution de chaque harmonique (pointillés). Calcul effectué à partir de l'équation 1.44 avec $\hat{B}_{\max}=1.10$ T, $\lambda_u=20$ mm ($K_{\max}=2.05$), $N_u=96$, $E_e=2.739$ GeV, $\sigma_e=0$, $\epsilon_x=\epsilon_z=0$ et $I_e=0.5$ A.

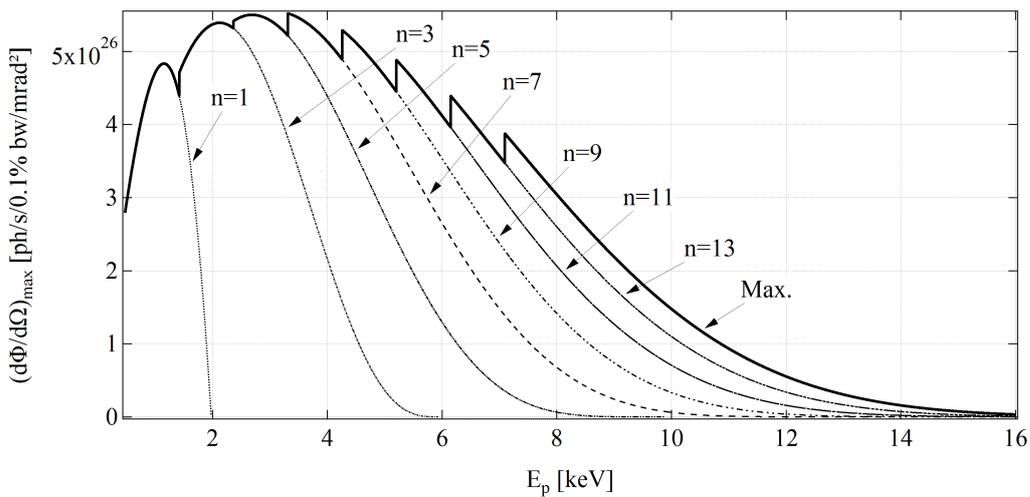


FIGURE 2.5 – Exemple de flux spectral angulaire généré sur axe par les 15 premières harmoniques impaires d'un onduleur plan : valeur maximale (trait continu) et contribution de chaque harmonique (pointillés). $\hat{B}_{\max}=0.75$ T, $\lambda_u=36$ mm ($K_{\max}=2.5$), $N_u=44$, $E_e=2.739$ GeV, $\sigma_e=0$, $\epsilon_x=\epsilon_z=0$ et $I_e=0.5$ A.

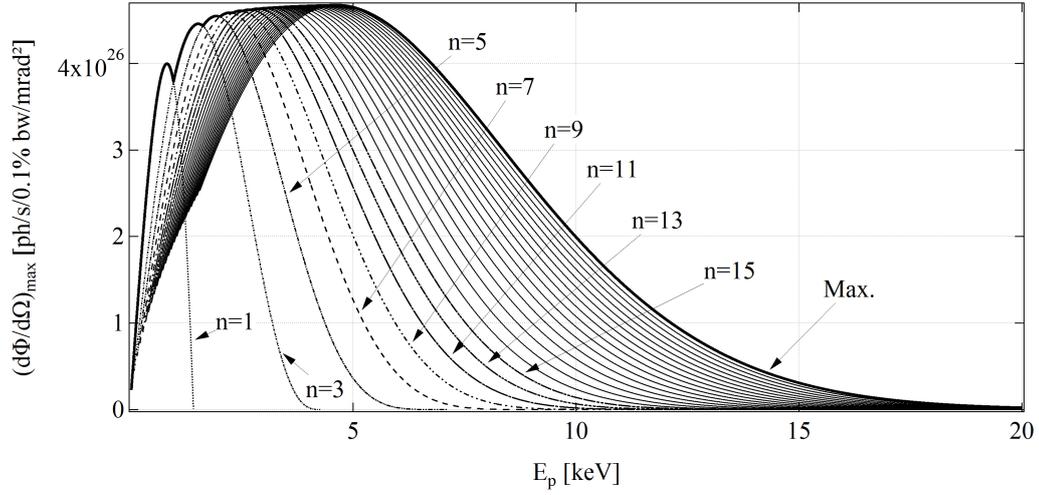


FIGURE 2.6 – Exemple de flux spectral angulaire généré sur axe par les 50 premières harmoniques impaires d'un onduleur plan : valeur maximale (trait continu) et contribution de chaque harmonique (pointillés). $\hat{B}_{\max}=2$ T, $\lambda_u=50$ mm ($K_{\max}=9.34$), $N_u=40$, $E_e=2.739$ GeV, $\sigma_e=0$, $\epsilon_x=\epsilon_z=0$ et $I_e=0.5$ A.

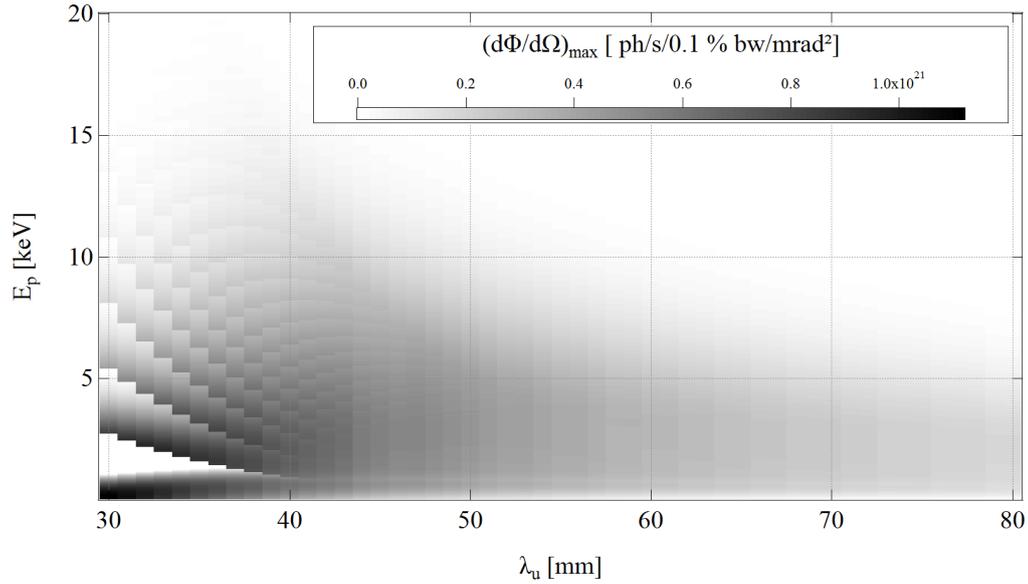


FIGURE 2.7 – Exemple d'abaque permettant de choisir la période λ_u d'un onduleur, les autres paramètres étant fixés. Calculs de rayonnement effectués sur axe avec les formules du chapitre 1.4 pour un faisceau filamentaire monoénergétique et un onduleur de type Halbach simple d'aimants en NdFeB de dimensions transverses 60 mm (H) \times 30 mm (V) avec $B_r=1.22$ T, $g_u=15$ mm et $L_u=2$ m. Les paramètres du faisceau sont $E_e=2.739$ GeV, $I_e=0.5$ A, $\epsilon_x=\epsilon_z=0$ et $\sigma_e=0$.

Ces trois exemples illustrent la variété de spectres qu'il est possible d'obtenir avec différents onduleurs. On note sur la figure 2.6 le recouvrement des harmoniques de rayonnement, ce qui est caractéristique d'une insertion fonctionnant en régime wiggler. Autant le choix d'une technologie (électromagnétique, PPM ou hybride) est assez aisé, autant le choix final des paramètres (période, dimension des sources magnétiques, entrefer...) est très délicat. Pour aider au choix de ces paramètres, on peut s'appuyer sur un abaque tel que celui présenté en figure 2.7. Celui-ci rassemble les spectres calculés pour différents onduleurs de type

Halbach simple possédant les mêmes paramètres, à l'exception de la période. Il permet donc de choisir la période d'un onduleur une fois les autres grandeurs définies (principalement entrefer, tailles transverses d'aimants et champ rémanent) de façon à satisfaire le mieux possible la gamme spectrale demandée.

2.2.2 Polarisation

Le deuxième critère guidant le choix d'un onduleur est le besoin en terme de polarisation : celle-ci correspond à l'orientation du champ électrique du rayonnement dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation, et est usuellement décrite par les paramètres de Stokes [118, 12]. Le flux intégré spectralement Φ émis à travers une surface donnée peut être décomposé comme la somme de deux flux polarisés selon deux directions orthogonales. Ces directions sont représentées par des vecteurs unitaires complexes sur la base (\vec{x}, \vec{z}) et sont au nombre de six :

- $\vec{u}_{\text{LH}} = \vec{x}$ correspond à la polarisation linéaire horizontale (LH)
- $\vec{u}_{\text{LV}} = \vec{z}$ correspond à la polarisation linéaire verticale (LV)
- $\vec{u}_{\text{L45}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{x} + \vec{z})$ correspond à la polarisation linéaire inclinée à 45° (L45)
- $\vec{u}_{\text{L135}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{x} - \vec{z})$ correspond à la polarisation linéaire inclinée à 135° (L135)
- $\vec{u}_{\text{CR}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{x} + i\vec{z})$ correspond à la polarisation circulaire droite (CR)
- $\vec{u}_{\text{CL}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{x} - i\vec{z})$ correspond à la polarisation circulaire gauche (CL)

Si l'on désigne par $\Phi(\vec{u})$ le flux intégré spectralement et polarisé selon la direction \vec{u} , on forme les paramètres de Stokes \mathcal{S}_0 à \mathcal{S}_3 de la façon suivante :

$$\begin{cases} \mathcal{S}_0 = \Phi(\vec{u}_{\text{LH}}) + \Phi(\vec{u}_{\text{LV}}) \\ \mathcal{S}_1 = \Phi(\vec{u}_{\text{LH}}) - \Phi(\vec{u}_{\text{LV}}) \\ \mathcal{S}_2 = \Phi(\vec{u}_{\text{L45}}) - \Phi(\vec{u}_{\text{L135}}) \\ \mathcal{S}_3 = \Phi(\vec{u}_{\text{CR}}) - \Phi(\vec{u}_{\text{CL}}) \end{cases} \quad (2.31)$$

Le premier paramètre de Stokes \mathcal{S}_0 désignant le flux total et est forcément positif. Les trois autres paramètres peuvent être positifs ou négatifs et représentent la différence de flux entre deux états de polarisation orthogonaux. Une autre façon d'exprimer ces grandeurs est de les normaliser par rapport au flux total, ce qui aboutit aux taux de polarisation \mathcal{T}_1 à \mathcal{T}_3 :

$$\mathcal{T}_i = \frac{\mathcal{S}_i}{\mathcal{S}_0} \quad \text{avec } i=1, 2 \text{ ou } 3 \quad (2.32)$$

Chaque taux de polarisation peut prendre une valeur allant de -1 à 1 et les trois valeurs satisfont la relation 2.33 :

$$\mathcal{T}_1^2 + \mathcal{T}_2^2 + \mathcal{T}_3^2 \leq 1 \quad (2.33)$$

Ainsi, une valeur de 1 (respectivement -1) correspondant à une polarisation totale de l'état considéré (respectivement son état orthogonal), et une valeur nulle signifie l'absence de polarisation de cet état. La dépolarisation totale est obtenue quand les trois taux sont nuls.

2.2.3 Harmonicité

Le chapitre 2.1 présentait l'impact des défauts de champ de l'onduleur sur la dynamique du faisceau d'électrons. Ces défauts ont également pour effet de dégrader la performance du spectre de rayonnement émis, de telle sorte que les résultats analytiques décrits dans le chapitre 2.2.1 diffèrent de la réalité, selon la qualité du champ réellement généré par l'onduleur. En effet, ces calculs sont basés sur un champ sinusoïdal sur axe, alors qu'il présente forcément une modulation de période à période. Ceci a pour effet de modifier la longueur de la trajectoire qui n'est plus rigoureusement identique d'une période à l'autre. En conséquence, le temps mis par le faisceau pour traverser chaque période diffère également le long de l'onduleur, et la condition de résonance exprimée dans l'équation 1.38 n'est plus rigoureusement satisfaite : la phase optique φ n'augmente pas de 2π à chaque période mais fluctue légèrement autour de cette valeur au fur et à mesure de la progression le long de l'onduleur, ce qui entraîne une détérioration

du spectre caractérisée par la diminution de l'amplitude des harmoniques ou leur élargissement spectral. La grandeur couramment utilisée pour quantifier la qualité du champ d'un onduleur du point de vue du spectre émis décrit cette fluctuation et est appelée erreur de phase σ_φ . Pour la calculer, il faut partir de l'expression de la phase optique :

$$\varphi(s) = \frac{2\pi c}{\lambda_1} (t_e(s) - t_p(s)) \quad (2.34)$$

avec λ_1 la longueur d'onde de résonance, $t_e(s)$ le temps mis par les électrons pour parcourir la distance s et $t_p(s)$ le temps pris par la lumière.

La lumière franchit la distance s en ligne droite à la vitesse c , ce qui donne :

$$t_p(s) = \frac{s}{c} \quad (2.35)$$

L'électron situé au point M parcourt la trajectoire imposée par le champ magnétique de l'onduleur à la vitesse $v_e = \beta_e c$. On en déduit :

$$t_e(s) = \frac{1}{\beta_e c} \int_0^s \left(\left\| \frac{d\vec{OM}}{du}(u) \right\| \right) du \quad (2.36)$$

avec $M(u)$ le point de la trajectoire des électrons placé à la position longitudinale u .

$$\begin{aligned} t_e(s) &= \frac{1}{\beta_e c} \int_0^s \sqrt{1 + x'^2(u) + z'^2(u)} du \\ &\approx \frac{1}{\beta_e c} \int_0^s \left(1 + \frac{x'^2(u)}{2} + \frac{z'^2(u)}{2} \right) du \end{aligned} \quad (2.37)$$

On déduit des équations 2.36 et 2.37 l'écart de temps entre le trajet des électrons et celui de la lumière :

$$t_e(s) - t_p(s) = \frac{1}{c} \left[\left(\frac{1}{\beta_e} - 1 \right) s + \frac{1}{\beta_e} \int_0^s \left(\frac{x'^2(u)}{2} + \frac{z'^2(u)}{2} \right) du \right] \quad (2.38)$$

Compte-tenu du caractère relativiste des électrons, on peut faire les approximations de l'équation 2.39 :

$$\begin{aligned} \beta_e &\approx 1 \\ \frac{1}{\beta_e} - 1 &\approx \frac{1}{2\gamma_e^2} \end{aligned} \quad (2.39)$$

et on obtient l'expression de la phase optique donnée dans l'équation 2.40.

$$\varphi(s) = \frac{2\pi}{\lambda_1} \left[\frac{s}{2\gamma_e^2} + \int_0^s \left(\frac{x'^2(u)}{2} + \frac{z'^2(u)}{2} \right) du \right] \quad (2.40)$$

L'erreur de phase est le résidu entre l'expression de l'équation 2.40 évaluée aux points longitudinaux correspondants aux pics de champ, et son approximation linéaire [111]. Elle est généralement donnée en valeur RMS et exprimée en degrés. Dans le cas d'un onduleur suffisamment optimisé pour que les trajectoires soient raisonnablement rectilignes, on peut considérer l'erreur de phase comme résultant de défauts aléatoires. Ceci permet de calculer une estimation de la réduction de l'intensité de l'harmonique n du spectre [119] selon :

$$\frac{d\Phi_n}{d\Omega} = \left(\frac{d\Phi_n}{d\Omega} \right)_{\sigma_\varphi=0} e^{-(n\sigma_\varphi)^2} \quad (2.41)$$

Cette diminution de l'intensité des harmoniques peut réduire considérablement la gamme spectrale d'un onduleur, ce qui fait partie des motivations pour optimiser son champ magnétique. Malgré des efforts importants, il est généralement difficile de d'obtenir une erreur de phase inférieure à 3° .

2.3 Outils de calcul

2.3.1 Conception magnétique : RADIA

Présentation de RADIA

Le code RADIA [113, 114] permet d'effectuer des calculs de champ magnéto-statique en trois dimensions à partir de sources variées de champ (courants électriques ou blocs aimantés) et en prenant en compte la réponse des matériaux magnétiques. La complexité du calcul de champ en présence de matière aimantée provient de la dépendance du vecteur aimantation \vec{M} à la valeur de l'excitation magnétique \vec{H} , ce qui apparaît dans la loi générale liant induction magnétique \vec{B} et excitation magnétique \vec{H} dans un matériau aimanté, donnée dans l'équation 2.42. Comme l'excitation résulte de toutes les sources magnétiques, dont celle dont on veut calculer l'aimantation, on obtient un problème couplé que l'on résout numériquement dans la grande majorité des cas.

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}(\vec{H})) \quad (2.42)$$

La plupart des codes de calcul magnétique sont basés sur la méthode des éléments finis (POISSON Superfish [120], FLUX3D [121] ou OPERA-3D (Tosca) [16]), qui consiste à mailler le volume et à calculer le champ de point en point à partir de conditions aux limites, en linéarisant les équations de Maxwell. La démarche exploitée par RADIA est différente puisqu'elle consiste à calculer analytiquement le champ magnétique généré par les sources de champ puis, par un algorithme dit de relaxation, de prendre en compte l'interaction entre les éléments qui se traduit par une modification des vecteurs aimantation des pièces magnétiques (aimants permanents ou pôles ferromagnétiques). Pour calculer le champ en tout point de l'espace, il ne reste alors plus qu'à sommer la contribution de chaque élément.

La contribution au champ des blocs aimantés est basée sur l'analogie des courants de surface schématisée en figure 2.8 : le champ produit par le vecteur aimantation \vec{M} du bloc (supposé uniforme) est identique à celui qui serait généré par des nappes de courant de densité surfacique $\|\vec{j}_S\| = \|\vec{M}\|$, circulant sur les surfaces fermant le volume du bloc et parallèles au vecteur aimantation.

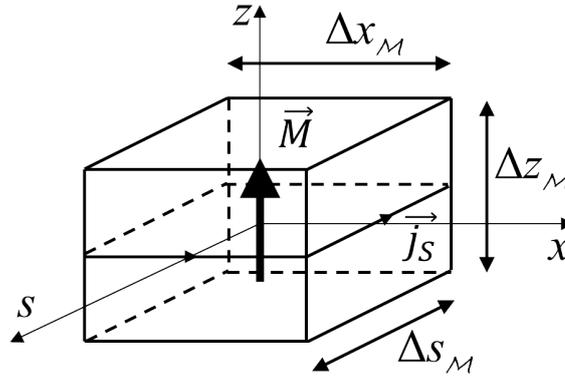


FIGURE 2.8 – Schéma de l'analogie des courants de surface dans l'exemple d'un bloc parallélépipédique. La nappe de courant de densité surfacique j_S parcourt les quatre faces parallèles au vecteur aimantation \vec{M} .

Dans le cadre de cette analogie, le champ est calculé avec l'équation 2.43, ce qui permet de modéliser toutes sortes de géométries : des blocs parallélépipédiques, cylindriques et également polyédriques.

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iint_S \left(\vec{j}_S \wedge \frac{\vec{r}}{r^3} \right) dS \quad (2.43)$$

Dans l'exemple du bloc parallélépipédique représenté sur la figure 2.8 de dimensions $\Delta s_{\mathcal{M}}$, $\Delta x_{\mathcal{M}}$ et $\Delta z_{\mathcal{M}}$, et de vecteur aimantation parallèle à l'axe \vec{z} , l'expression 2.43 mène aux équations 2.44, avec Σ_s , Σ_x , $\Sigma_z = \pm 1$ et $\xi_y = \Sigma_y \frac{\Delta y_{\mathcal{M}}}{2} - y$ (pour $y = s, x$ ou z). Pour obtenir ces expressions avec un vecteur aimantation parallèle à un autre axe que \vec{z} , il suffit d'opérer un changement de référentiel.

$$\begin{cases} B_s(s, x, z) = \frac{B_r}{4\pi} \sum_{\Sigma_s, \Sigma_x, \Sigma_z} \operatorname{argsh} \left(\frac{\xi_x}{\sqrt{\xi_z^2 + \xi_s^2}} \right) \\ B_x(s, x, z) = \frac{B_r}{4\pi} \sum_{\Sigma_s, \Sigma_x, \Sigma_z} \operatorname{argsh} \left(\frac{\xi_s}{\sqrt{\xi_z^2 + \xi_x^2}} \right) \\ B_z(s, x, z) = \frac{B_r}{4\pi} \sum_{\Sigma_s, \Sigma_x, \Sigma_z} \arctan \left(\frac{\xi_z \xi_x}{\xi_s \sqrt{\xi_s^2 + \xi_x^2 + \xi_z^2}} \right) \end{cases} \quad (2.44)$$

Le principe de relaxation repose sur deux phénomènes consécutifs :

1. compte-tenu des équations 2.44, il est possible d'exprimer en tout point de l'espace P , sous forme matricielle, l'induction magnétique (et donc l'excitation correspondante \vec{H}_i) produite par un bloc aimanté i d'aimantation homogène \vec{M}_i :

$$\vec{H}_i(P) = Q_i(P) \vec{M}_i \quad (2.45)$$

2. la réponse du bloc aimanté j à une excitation magnétique en son centre P_j est la modification de son aimantation \vec{M}_j selon une loi dépendant de la nature du matériau qui la compose. Cette loi, elle aussi exprimable sous forme matricielle, fait intervenir la susceptibilité du matériau χ_j :

$$\vec{M}_j = \chi_j \vec{H}(P_j) \quad (2.46)$$

Ces deux phénomènes conduisent à un calcul de relaxation par itération :

- à l'itération $k=1$, les excitations sont nulles à l'exception des courants libres (courants électriques), et les aimantations correspondent aux champs rémanents des aimants permanents
- à chaque itération $k \neq 1$, on calcule le champ généré par chaque source i aimantée selon l'aimantation \vec{M}_i au centre P_j de chacune des sources j . Compte-tenu de ces champs et des réponses des matériaux, on met à jour l'aimantation de chacune des sources.
- cette suite est convergente et le problème est résolu quand la variation des aimantations a atteint une stabilité souhaitée.

Ce procédé permet de prendre en compte des matériaux linéaires anisotropiques, ou non-linéaires isotropiques tels qu'un acier doux [122]. Il permet également de considérer des points de fonctionnement proches de l'irréversibilité [123].

On peut citer trois avantages à cette méthode par rapport à celle des éléments finis :

1. le temps de calcul est beaucoup plus faible, en particulier pour des gros volumes, parce qu'il n'est pas nécessaire de générer un maillage des volumes vides de sources et de matières magnétiques. De surcroît, l'amélioration de la précision nécessite pour la méthode des éléments finis un maillage plus dense alors qu'avec RADIA, elle consiste à simuler l'inhomogénéité de l'aimantation en subdivisant les volumes de matériaux magnétiques en plus petits volumes possédant chacun leur aimantation propre. Cette deuxième solution est elle aussi plus économe en temps de calcul,
2. une fois la relaxation effectuée avec RADIA, le calcul du champ s'effectue avec des expressions analytiques. De même, il est possible d'obtenir des intégrales de champ sur des longueurs infinies. Ceci présente un intérêt évident dans le cas des onduleurs pour le calcul des intégrales I_{1x} et I_{1z} à partir d'expressions analytiques, plus précises que par intégration du champ point à point.

Exemple de conception magnétique d'un onduleur APPLE-II

Partie centrale : chaque mâchoire d'un onduleur APPLE-II est constituée de deux poutres placées côte à côte, l'une pouvant se déplacer par rapport à l'autre dans la direction de l'axe de l'onduleur. Chaque

poutre contient un enchaînement d'aimants en structure de Halbach à quatre aimants par période, comme celle schématisée en figure 1.3. La construction d'un onduleur nécessite donc deux types d'aimants de même géométrie mais de direction d'aimantation différentes : un type aimanté transversalement pour les aimants M_{\downarrow} et M_{\uparrow} , et un type aimanté longitudinalement pour les aimants M_{\leftarrow} et M_{\rightarrow} . Pour chaque type, le passage d'un aimant à l'autre (par exemple de M_{\downarrow} à M_{\uparrow}) s'effectue par une rotation de l'aimant. La section transverse des aimants est montrée en figure 2.9. Il s'agit d'un rectangle de largeur $\Delta x_{\mathcal{M}}$ et de hauteur $\Delta z_{\mathcal{M}}$ dans lequel sont ajourées deux encoches diagonalement opposées pour permettre la fixation de l'aimant sur son support. L'espace g_h entre les aimants de deux poutres adjacentes facilite le déplacement de l'une par rapport à l'autre. On remarque que du fait de la géométrie avec encoches, pour une poutre fixée et un sens d'aimantation donné, l'orientation dans l'espace d'un aimant M_{\downarrow} ou M_{\uparrow} est unique, alors qu'un aimant M_{\leftarrow} et M_{\rightarrow} a deux orientations possibles (on passe de l'une à l'autre par une rotation de 180° autour de l'axe \vec{s}).

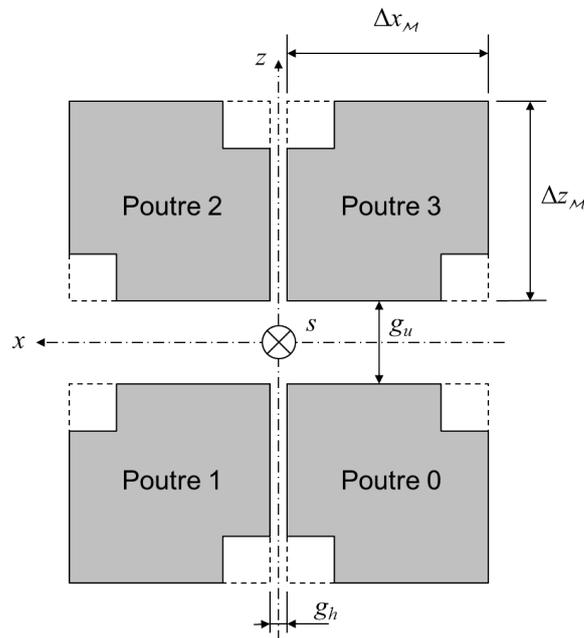


FIGURE 2.9 – Schéma de la section transverse des aimants des quatre poutres d'un onduleur APPLE-II.

La conception magnétique de la partie centrale de l'onduleur consiste à définir les dimensions transverses des aimants ($\Delta x_{\mathcal{M}}$ et $\Delta z_{\mathcal{M}}$), une fois la période λ_u et l'entrefer minimal g_u connus. Ce dimensionnement effectué avec RADIA a pour but de garantir le champ sur axe (et donc la gamme spectrale) et la résistance des aimants à la démagnétisation. Il permet en outre de calculer les forces agissant entre aimants et entre mâchoires, ce qui est nécessaire à la conception mécanique des supports d'aimants et du châssis de l'onduleur.

Terminaisons : une fois la géométrie transverse des aimants, la période et l'entrefer minimal de l'onduleur fixés, il reste à finaliser ses extrémités. En effet, la structure magnétique périodique de l'onduleur génère un champ dont les intégrales peuvent être non-nulles, du fait de sa longueur finie. Si la structure est symétrique (le premier pic de champ et le dernier sont de même signe), l'intégrale double est nulle par construction, mais pas l'intégrale première. En cas de structure antisymétrique (le premier pic de champ et le dernier sont de signes opposés), on obtient l'inverse. Il en résulte donc un défaut d'orbite sur le faisceau d'électrons et une direction d'émission erronée, ce qu'on illustre ici dans le cas d'un onduleur APPLE-II de caractéristiques données dans le tableau 2.2.

TABLE 2.2 – Caractéristiques dimensionnelles et magnétiques de l’onduleur APPLE-II de période 44 mm servant à illustrer l’utilité des terminaisons.

λ_u (mm)	44
g_u (mm)	15.5
Δs_R (mm)	0
$\Delta x_{\mathcal{M}}$ (mm)	28
$\Delta z_{\mathcal{M}}$ (mm)	28
g_h (mm)	1
B_r (T)	1.22

Considérons un modèle à 5 périodes de cet onduleur, tel que sur chaque poutre de la mâchoire inférieure, le premier bloc est un aimant M_{\leftarrow} , tout comme le dernier. Le champ magnétique généré par ce modèle, ainsi que l’angle et la trajectoire du faisceau d’électrons le long de l’onduleur, sont calculés avec RADIA et représentés sur la figure 2.10. On constate que le champ est antisymétrique (le premier pic et le dernier sont de signes opposés) et que la trajectoire prend à l’entrée de l’onduleur un angle d’environ $3 \mu\text{rad}$, qui reste constant dans l’onduleur avant de s’annuler en sortie. Dans cette configuration, les effets sur le faisceau d’électrons se limitent à un dépositionnement horizontal d’environ $40 \mu\text{m}$, alors que le rayonnement est émis avec un angle d’environ $3 \mu\text{rad}$ par rapport à l’axe, ce qui au niveau de l’expérience optique, située en général à une dizaine de mètres peut représenter environ $30 \mu\text{m}$ de dépositionnement.

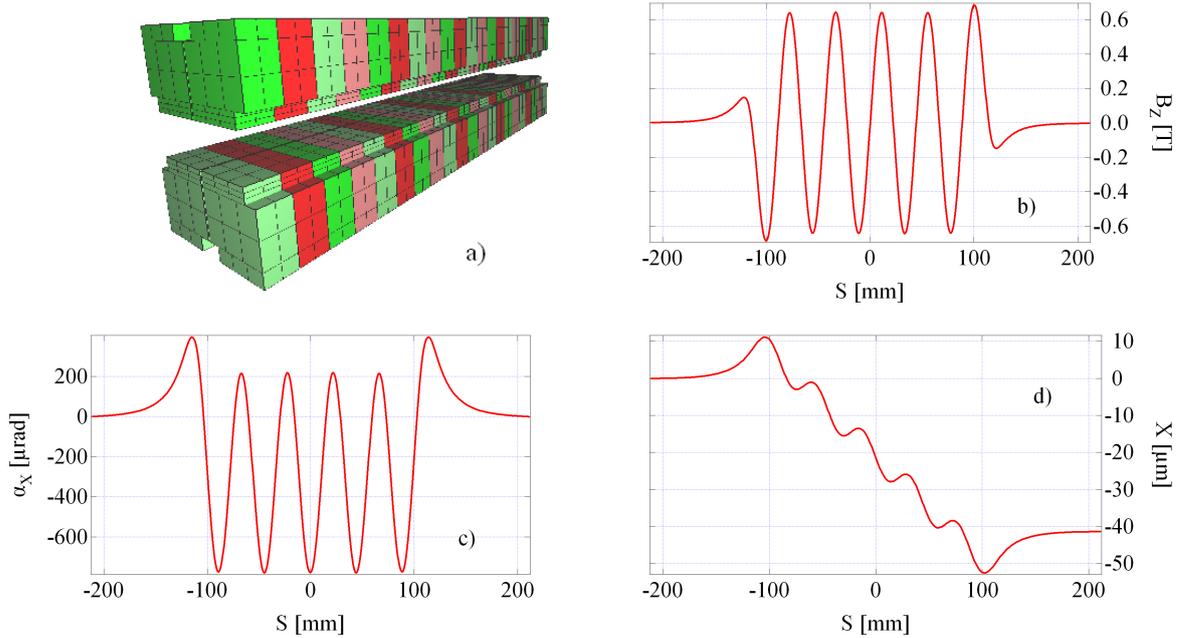


FIGURE 2.10 – Performances magnétiques calculées avec RADIA du modèle d’onduleur APPLE-II à 5 périodes dont les caractéristiques sont données dans la table 2.2, sans terminaisons spécifiques : a) modèle RADIA, b) profil longitudinal du champ sur axe, c) angle des électrons, d) trajectoire des électrons. $E_e=2.739 \text{ GeV}$ et $\Delta s_R = 0$.

Pour corriger ces défauts, on ajoute à chaque extrémité de l’onduleur un ensemble d’aimants spécifiques appelé terminaison. Une solution possible est de la constituer de trois aimants appelés A, B et C, de dimensions transverses identiques à celles des aimants de la partie centrale M_{\leftarrow} , M_{\uparrow} , M_{\rightarrow} et M_{\downarrow} . Les épaisseurs des aimants A, B et C valent respectivement L_1 , L_2 et L_3 , et sont donc différentes de l’épaisseur des aimants de la partie centrale (qui vaut $\frac{\lambda_u}{4}$). La disposition des aimants d’extrémité dans la terminaison est schématisée sur la figure 2.11. Elle prévoit un espace L_{12} entre les aimants A et B, et un espace L_{23}

entre les aimants B et C. Ce dernier est quant à lui placé directement contre l'aimant M_{\uparrow} de la partie centrale.

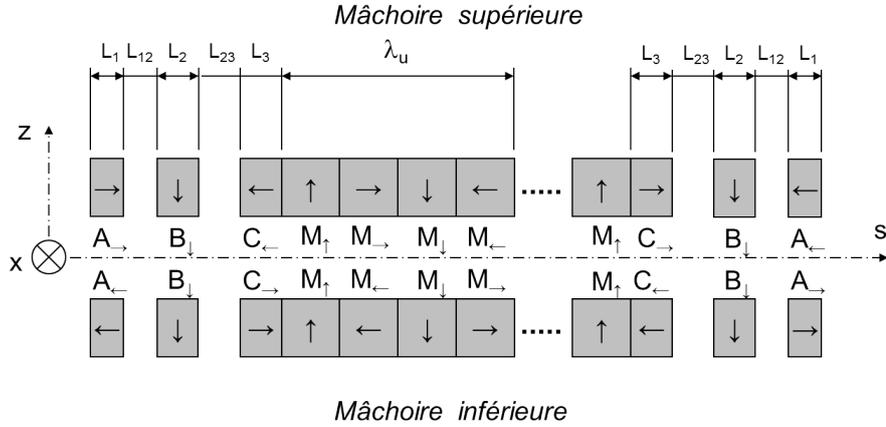


FIGURE 2.11 – Schéma de la disposition possible des aimants avec terminaisons dans un onduleur APPLE-II.

L'optimisation de ces terminaisons consiste à trouver une combinaison des cinq paramètres $\{L_1, L_2, L_3, L_{12}, L_{23}\}$, qui minimise les défauts de l'onduleur sur le faisceau d'électrons et sur le rayonnement émis. En pratique, on exécute un algorithme d'optimisation multi-paramètres, dans lequel on calcule à chaque itération à l'aide de RADIA, la trajectoire du faisceau dans différentes configurations de l'onduleur. On prend généralement comme configurations cinq valeurs caractéristiques du déplacement de rangée Δs_R à l'entrefer minimal, en mode parallèle : $-\frac{\lambda_u}{2}$, $-\frac{\lambda_u}{4}$, 0 , $+\frac{\lambda_u}{4}$ et $+\frac{\lambda_u}{2}$. On cherche à minimiser en moyenne, sur toutes ces configurations, l'angle et le défaut d'orbite au centre et en sortie d'onduleur. Le résultat de cette optimisation pour l'onduleur dont les paramètres sont donnés dans la table 2.2 est donné dans la table 2.3. Le modèle RADIA correspondant, l'angle et la trajectoire obtenus sont montrés en figure 2.12.

TABLE 2.3 – Paramètres optimisés des terminaisons de l'onduleur APPLE-II de période 44 mm dont les paramètres sont donnés dans la table 2.2.

L_1 (mm)	4.16
L_{12} (mm)	0.13
L_2 (mm)	5.43
L_{23} (mm)	2.69
L_3 (mm)	8.56

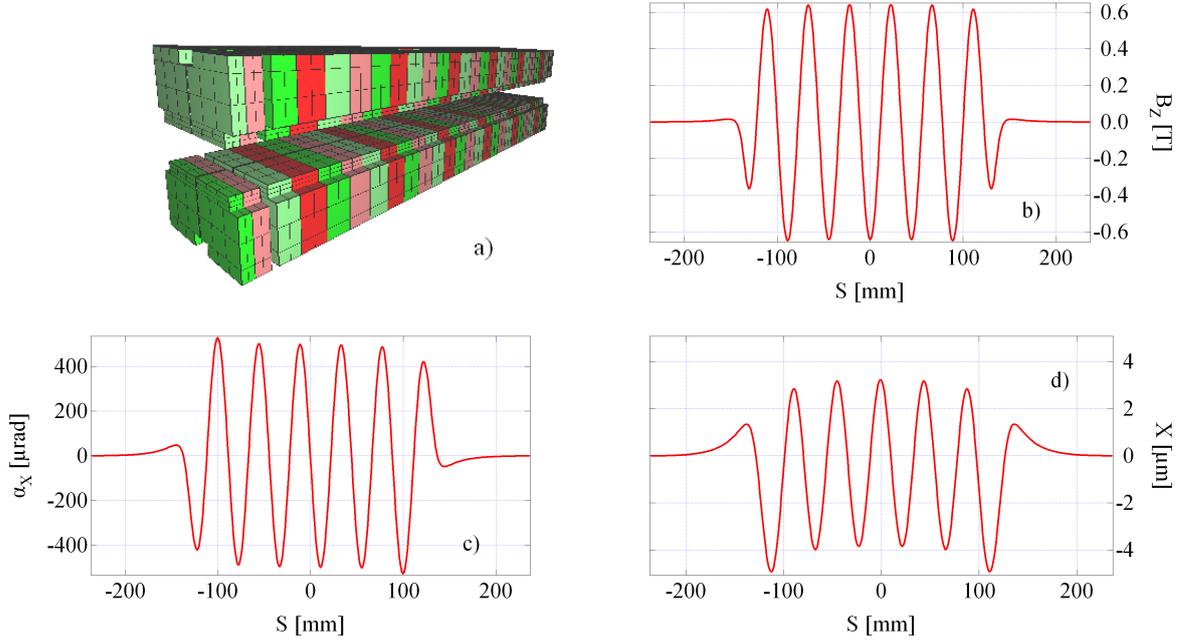


FIGURE 2.12 – Performances magnétiques calculées avec RADIA du modèle d'onduleur APPLE-II à 5 périodes dont les caractéristiques sont données dans la table 2.2, équipé des terminaisons optimisées avec les paramètres de la table 2.3 : a) modèle RADIA, b) profil longitudinal du champ sur axe, c) angle des électrons, d) trajectoire des électrons. $E_e=2.739$ GeV et $\Delta s_R = 0$.

2.3.2 Calcul de rayonnement : SRW

Les expressions analytiques de rayonnement présentées au chapitre 1.4 et les calculs qui en sont tirés au chapitre 2.2 ne considèrent qu'un rayonnement émis sur axe par un faisceau d'électrons filamentaire et monoénergétique, c'est-à-dire sans émittance ni dispersion en énergie. Ces considérations sont utiles pour appréhender les caractéristiques fondamentales du rayonnement et procéder au design grossier de l'onduleur, mais insuffisants quand on veut simuler le rayonnement réellement émis au niveau de l'échantillon analysé. Il faut alors tenir compte de l'ouverture de la ligne et des caractéristiques réelles du faisceau.

Les effets de la prise en compte de ces caractéristiques peuvent être interprétés à partir de l'équation de la condition de résonance 1.37 :

- Une dispersion en énergie σ_e non nulle mène à un étalement de la plage de longueurs d'onde présentes dans l'impulsion et donc, un élargissement symétrique des raies.
- des émittances ϵ_x et ϵ_z non nulles entraînent la prise en compte du rayonnement émis par des électrons circulant hors axe et avec une trajectoire non parallèle à l'axe de l'onduleur. Ces électrons émettent du rayonnement hors axe ou sous angle, qui présente une longueur d'onde plus élevée que celui présent sur axe, ce qui signifie que l'émittance non nulle entraîne un élargissement de chaque harmonique vers les petites énergies. De surcroît, ce rayonnement collecté hors axe fait croître les harmoniques paires. Les effets cumulés de la dispersion en énergie et des émittances sont illustrés sur la figure 2.13.
- L'ouverture finie élargit l'angle solide sous lequel le rayonnement est collecté ce qui augmente le flux total et la contribution des électrons émettant hors axe. L'ouverture finie a donc la même influence que les émittances : élargissement des raies vers les petites énergies et apparition des raies d'harmoniques paires. L'effet de l'ouverture finie sur le rayonnement émis par un faisceau avec émittances et dispersion en énergie non nulles est illustré sur la figure 2.14.

Le code SRW [124] utilisé pour les calculs des figures 2.13 et 2.14 permet de calculer le rayonnement émis par un onduleur en prenant en compte les caractéristiques du faisceau et de la fenêtre d'observation. Le

calcul du champ électrique rayonné par un électron est effectué à partir des potentiels retardés dans le domaine fréquentiel [125] puis l'inhomogénéité des électrons est prise en compte par convolution.

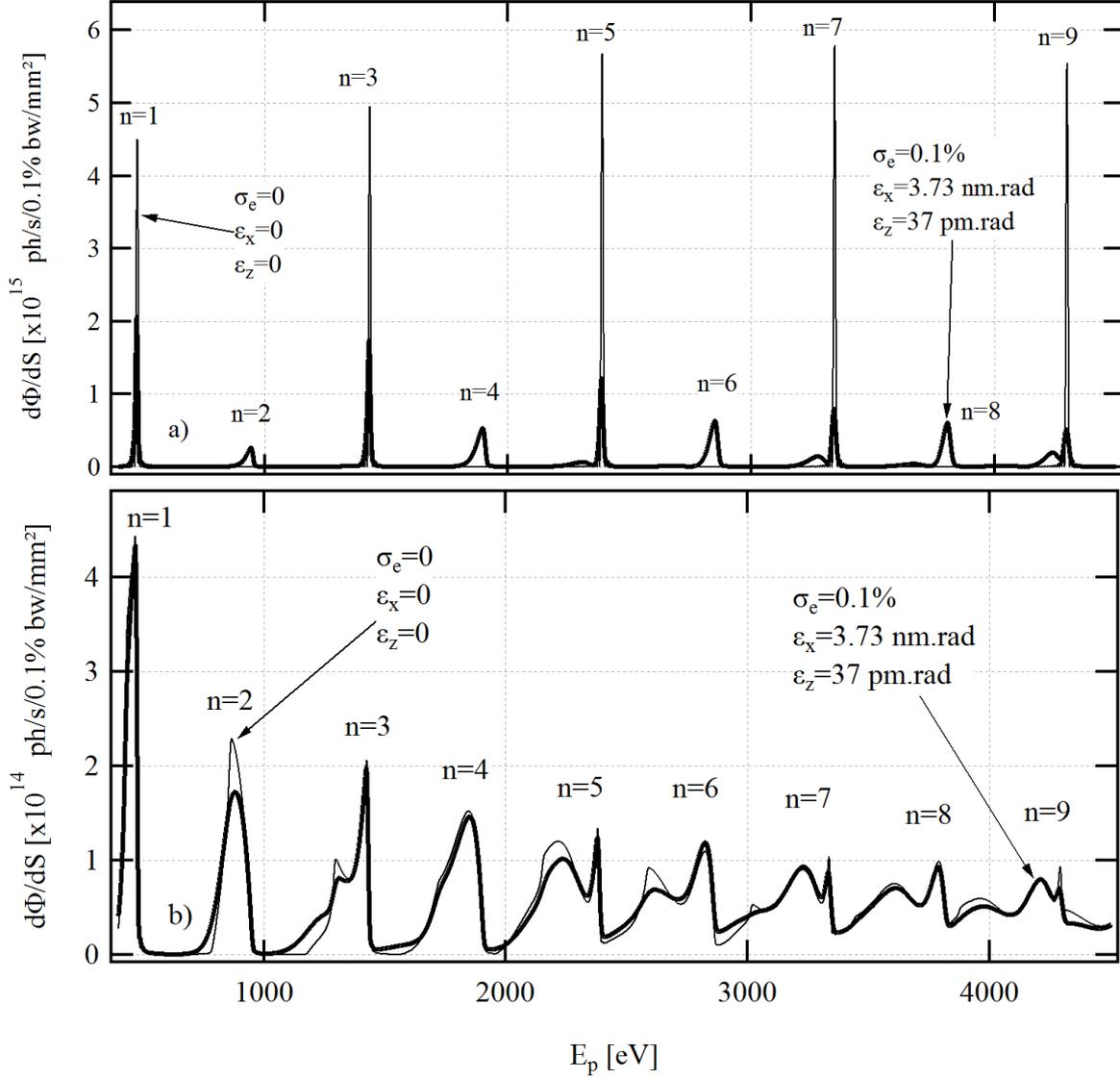


FIGURE 2.13 – Impact de la dispersion en énergie σ_e et des émittances ϵ_x et ϵ_z sur le spectre observé en intensité, calculé avec SRW à 10 m de l'onduleur. $E_e=2.75$ GeV, $I_e=0.5$ A, $\epsilon_x=3.73$ nm.rad, $\epsilon_z=37$ pm.rad, $\sigma_e=0.1\%$, $\beta_x=17.18$ m, $\beta_z=1.76$ m, $\hat{B}=0.75$ T, $\lambda_u=36$ mm, $N_u=44$. a) à travers un trou d'épingle, b) à travers une ouverture $1 \text{ mrad} \times 1 \text{ mrad}$.

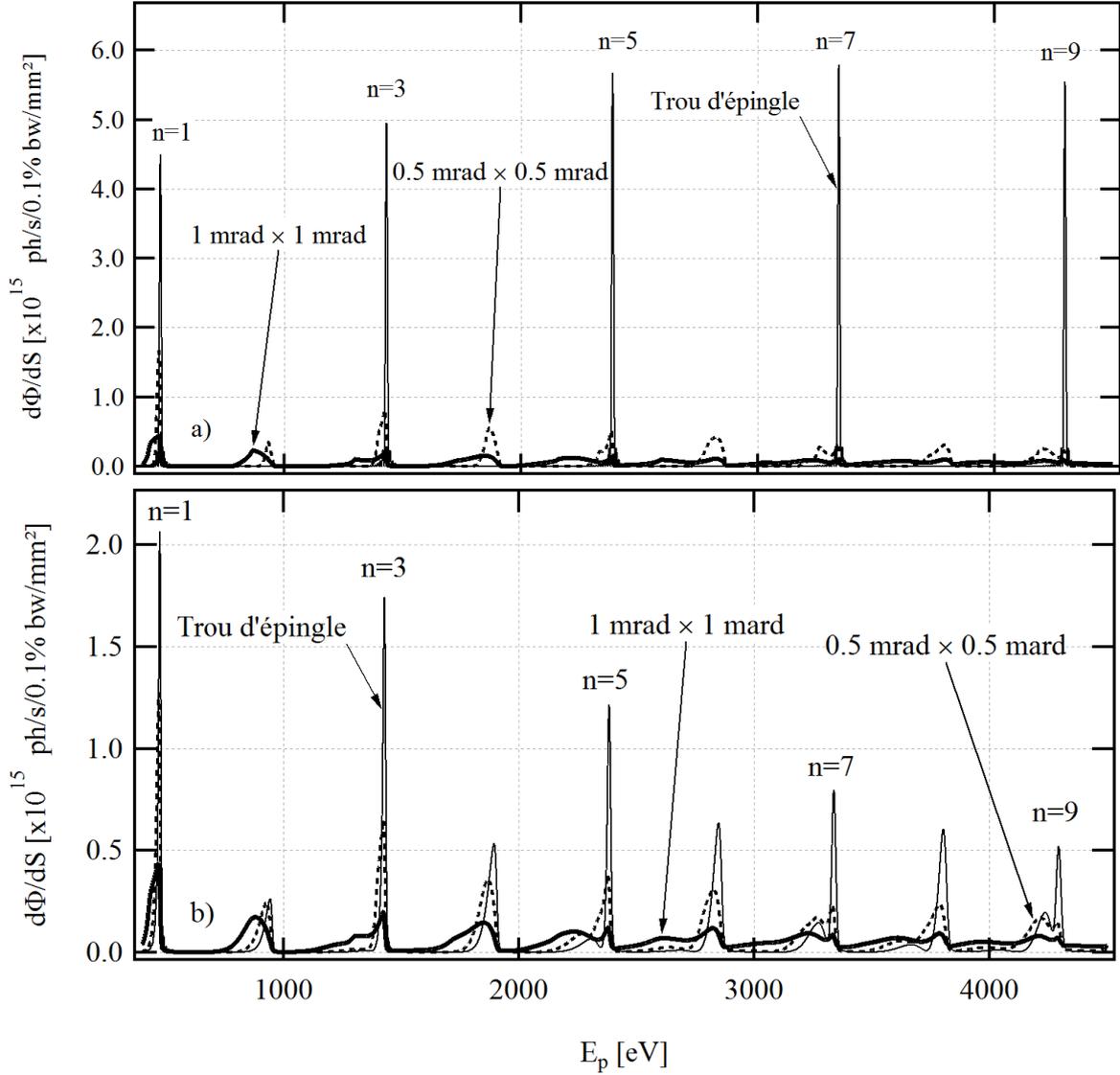


FIGURE 2.14 – Impact de l’ouverture sur le spectre observé en intensité, calculé avec SRW à 10 m de l’onduleur. $E_e=2.75$ GeV, $I_e=0.5$ A, $\beta_x=17.18$ m, $\beta_z=1.76$ m, $\hat{B}=0.75$ T, $\lambda_u=36$ mm, $N_u=44$. a) Faisceau filamentaire monoénergétique, b) $\epsilon_x=3.73$ nm.rad, $\epsilon_z=37$ pm.rad, $\sigma_e=0.1\%$.

2.4 Outils de mesure

Toutes les étapes de la construction nécessitent une évaluation de la performance de l’onduleur, que l’on obtient à partir de mesures magnétiques. On dispose pour ceci d’un banc constitué de sondes à effet Hall qui effectuent une mesure locale du champ magnétique et d’une bobine tournante qui donne le champ intégré sur la longueur de l’onduleur.

2.4.1 Mesure locale : sondes à effet Hall

Ces capteurs reposent sur l’effet Hall, découvert en 1879 par Edwin Herbert Hall [126] : si un conducteur électrique traversé par un courant I_C est baigné dans un champ magnétique B , une tension U_H proportionnelle à I_C et B apparaît aux bornes du conducteur. On peut décomposer cet effet en trois phases successives :

1. En absence de champ magnétique, on se situe en régime permanent et la trajectoire des porteurs de charge est rectiligne.
2. L'apparition du champ magnétique \vec{B} entraîne un régime transitoire, durant lequel la trajectoire des porteurs de charge est déviée par le champ magnétique, ce qui aboutit à une accumulation des charges sur une face latérale du conducteur et à un déficit sur la face en regard. On observe alors l'apparition d'un champ électrique appelé champ de Hall \vec{E}_H croissant à l'intérieur du conducteur, qui rabat progressivement les porteurs de charge sur leur trajectoire initiale.
3. Le nouveau régime permanent est atteint quand on obtient un équilibre entre les deux forces subies par les porteurs de charge : d'une part la force magnétique \vec{F}_B créée par le champ magnétique, et d'autre part la force électrique \vec{F}_E qui résulte de la modification des équipotentielles du conducteur.

La figure 2.15 schématise ce processus. On considère ici un conducteur de dimensions transverses a_H et b_H et de longueur infinie selon l'axe \vec{y} , traversé par un courant de densité \vec{j} . Le champ magnétique est orienté selon l'axe \vec{x} .

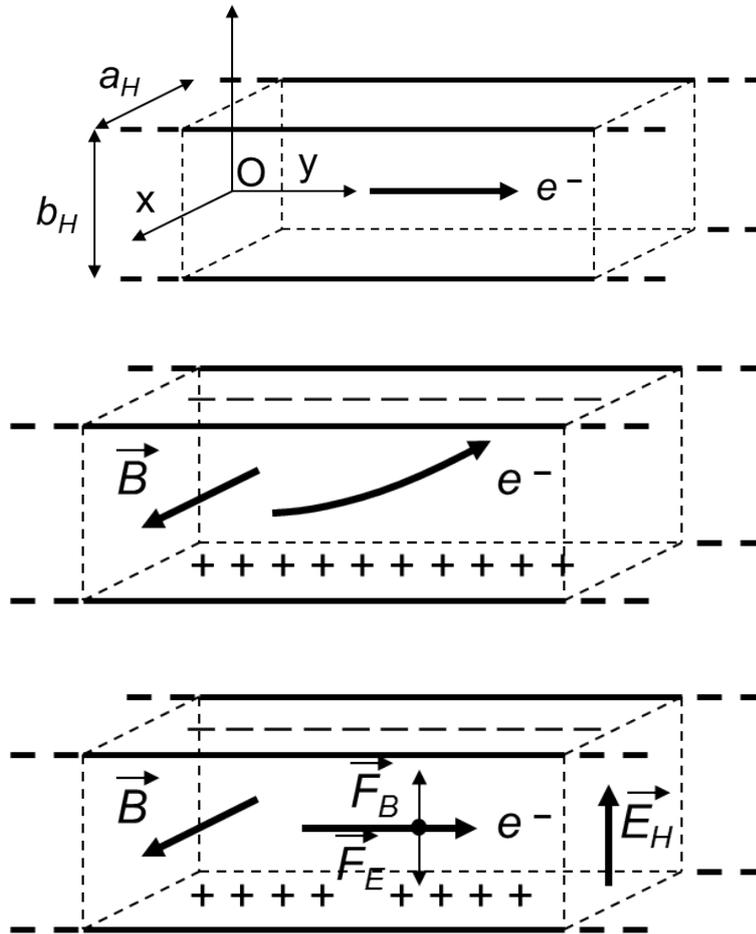


FIGURE 2.15 – Représentation schématique des trois étapes de l'effet Hall : 1) régime permanent en absence de champ magnétique, 2) régime transitoire causé par l'apparition du champ magnétique et apparition d'un champ électrique, 3) nouveau régime permanent.

La force de Lorentz due au champ magnétique est :

$$\vec{F}_B = -e\vec{v}_e \times \vec{B} = ev_e B \vec{z} \quad (2.47)$$

La force électrique due au champ de Hall est donnée par :

$$\vec{F}_E = -e\vec{E}_H = -eE_H \vec{z} \quad (2.48)$$

L'équilibre des forces aboutit à :

$$\vec{F}_E + \vec{F}_B = \vec{0} \Leftrightarrow E_H = v_e B \quad (2.49)$$

Pour obtenir la tension de Hall qui apparaît aux bornes du conducteur, il faut faire circuler \vec{E}_H d'une face à l'autre du conducteur, ce qui donne :

$$U_H = \int_0^{b_H} \vec{E}_H \cdot d\vec{z} = v_e b_H B \quad (2.50)$$

En introduisant la densité volumique de charges mobiles ρ_m , on exprime le courant :

$$I_C = \iint_S \vec{j} \cdot d\vec{S} = \iint_S \rho_m \vec{v}_e \cdot d\vec{S} = \rho_m a_H b_H v_e \quad (2.51)$$

En introduisant la grandeur $R_H = \frac{1}{\rho_m}$ appelée constante de Hall, qui est uniquement liée au matériau utilisé pour le conducteur, on obtient finalement l'expression de la tension de Hall en fonction du courant et du champ magnétique :

$$U_H = R_H \frac{I_C B}{a_H} \quad (2.52)$$

Lorsque l'effet Hall est utilisé comme méthode pour mesurer du champ magnétique, comme dans le cas qui nous concerne, la sensibilité magnétique V_H du capteur, c'est-à-dire le rapport entre tension de Hall et champ magnétique pour un courant d'alimentation donné est une donnée technique fondamentale. Elle conditionne en effet la précision de mesure rendue possible par la sonde. On trouve :

$$V_H = \frac{U_H}{B} = \frac{R_H I_C}{a_H}. \quad (2.53)$$

En pratique, on utilise des capteurs commerciaux constitués de matériau semi-conducteur, ce qui diminue la densité de charges mobiles et accroît donc la sensibilité. Les matériaux les plus couramment utilisés sont l'arséniure de gallium, l'arséniure d'indium ou l'antimoine d'indium, conférant aux capteurs des caractéristiques différentes (sensibilité, bande de fréquence, coût, etc...) On opte également pour des capteurs de petites dimensions, de façon à en augmenter la sensibilité par l'intermédiaire de la dimension a_H , et aussi à améliorer la précision de mesure en diminuant le volume sur lequel le champ est moyenné. Les capteurs utilisés sont les GH-701 fabriqués par FW BELL, à base d'arséniure de gallium, et dont les principales caractéristiques techniques sont données dans la table 2.4. On constate que la théorie vue précédemment est relativement simplifiée : tout d'abord, la sensibilité présente un terme constant (ou "offset"), qu'il faut connaître ou compenser si l'on désire effectuer une mesure précise. Ensuite, la sensibilité varie de façon importante d'une sonde à l'autre, puisque la gamme de tolérance va pratiquement du simple au double. Enfin, la sensibilité est dépendante de la température et n'est pas purement linéaire. Pour toutes ces raisons, une mesure précise de champ nécessite un local climatisé et une calibration préalable des sondes. On effectue celle-ci dans un électroaimant en comparant le champ mesuré par la sonde à effet Hall avec celui mesuré par une sonde à résonance magnétique nucléaire (RMN). Cette dernière dont la mesure repose sur le phénomène d'alignement du moment magnétique du spin du noyau de certains isotopes, est considérée absolue puisque précise à 10^{-6} près. On peut ajouter aux imperfections de la sensibilité l'existence de l'effet Hall plan [27, 127, 128] : bien qu'un capteur soit théoriquement seulement sensible au champ orienté selon une direction précise (c'est-à-dire perpendiculairement à son plan), l'existence de champ selon les deux autres composantes altère en réalité le signal mesuré. Pour compenser au mieux tous ces effets, on inscrit la mesure locale au sein d'un ensembles de processus détaillés plus loin.

TABLE 2.4 – Principales caractéristiques de la sonde GH-701

Nom	Symbole	Valeur	Unité	Commentaires
Courant nominal de contrôle	I_{Cn}	5	mA	
Courant maximal de contrôle	I_{CM}	12	mA	@25 °C
Sensibilité magnétique	V_H	59-106	mV/kG	@ $I_C = I_{Cn}$
Tension résiduelle maximale	U_{H0M}	±10	mV	$B=0$ et $I_C=0.1$ mA
Erreur maximale de linéarité	$Dev_{U_H,l}$	2	±%	Sur la plage ±10 kG
Coefficient moyen de température	$Dev_{U_H,T}$	-0.06	%/°C	Sur la plage -10 à +80 °C

Pour obtenir les trois composantes de champ magnétique, il est nécessaire d'utiliser trois sondes orientées selon les trois axes $\vec{+s}$, $\vec{+x}$ et $\vec{+z}$, que l'on soude sur un circuit imprimé commun, faisant également office de support. La figure 2.16 montre une vue des trois sondes sur leur support.



FIGURE 2.16 – Ensemble des trois capteurs à effet Hall soudés sur leur support. Du haut vers le bas, on trouve respectivement les capteurs sensibles à B_s , B_z et B_x .

Les trois capteurs sont connectés en série et alimentés par un courant de 5 mA à l'aide d'une source de courant Keithley 2400, tandis que les tensions de Hall sont recueillies par trois multimètres Keithley 2700. Comme le champ pic généré par l'onduleur HU44 est de l'ordre de 0.65 T, on s'attend à une tension de Hall à mesurer inférieure à 0.7 V, ce qui restreint l'utilisation du Keithley 2700 à ses deux premières gammes de mesure de tension. Les principales caractéristiques de l'appareil dans les gammes considérées sont données dans le tableau 2.5. Si on considère une sonde GH701 de sensibilité $V_H = 59$ mV/kG, on mesure un champ de 1 T à ± 0.35 G près. En outre, le Keithley 2700 moyenne par défaut chaque mesure sur une durée de 20 ms, ce qui permet de s'affranchir du bruit communiqué par le réseau électrique à la fréquence du 50 Hz.

TABLE 2.5 – Caractéristiques du multimètre Keithley 2700

Gamme (V)	Résolution (μ V)	Précision relative (\pm ppm)	
		sur un jour	sur un an
0.1	0.1	45	65
1	1	21	37

2.4.2 Mesure intégrale : bobine tournante

Il serait possible de remonter aux intégrales premières de champ à partir des mesures locales effectuées avec les sondes à effet Hall, en les intégrant numériquement sur la longueur de l'onduleur. Cependant, le résultat de cette méthode serait très dépendant de la précision de la mesure locale, ainsi que de la précision du positionnement longitudinal de chacun des points de mesure. Comme on cherche à mesurer une valeur très faible (typiquement, quelques dizaines de Gauss-centimètres), on opte pour la méthode de la bobine tournante, basée sur la loi de Faraday : une variation temporelle du flux magnétique Φ_B vu par une bobine entraîne l'apparition d'une tension induite U_F à ses bornes, répondant à l'équation 2.54.

$$U_F = -\frac{d\Phi_B}{dt} \quad (2.54)$$

On considère une bobine constituée de N_B spires de dimension transverse a_B , de longueur L_B , et de normale \vec{n}_B , parallèle à \vec{x} . Une spire de cette bobine, schématisée sur la figure 2.17, possède donc une surface $S_B = a_B \times L_B$. La longueur de la bobine doit être supérieure à celle de l'onduleur, de façon à prendre en compte les champs de fuite à ses extrémités.

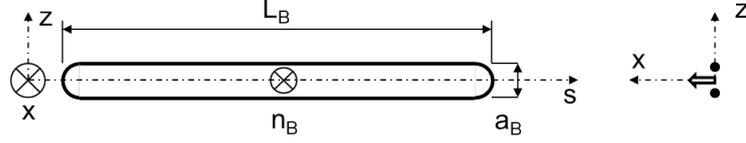


FIGURE 2.17 – Représentation schématique d'une spire de bobine tournante vue de dessus (à gauche) et en coupe dans le sens faisceau (à droite). Normale orientée selon \vec{x} , représentée par la flèche vide.

En faisant tourner cette bobine autour de l'axe \vec{s} par pas de 90° , on la place dans quatre positions schématisées sur la figure 2.18, dans lesquelles elle voit successivement le flux du champ vertical quand la normale de la bobine est parallèle à \vec{z} , puis le flux du champ horizontal quand elle est parallèle à \vec{x} . En désignant par Φ_{B_x} (respectivement Φ_{B_z}) le flux de champ magnétique horizontal (respectivement vertical) qui traverse la bobine, le tableau 2.6 résume les flux vus dans chacune des quatre positions.

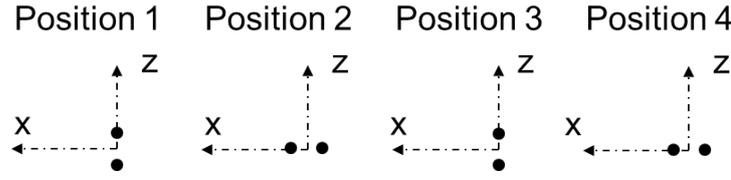


FIGURE 2.18 – Représentation schématique des quatre positions occupées par la bobine tournante au cours de sa rotation autour de \vec{s} , vue en coupe dans le sens faisceau. Normale représentée par la flèche vide.

TABLE 2.6 – Flux vu par la bobine tournante selon sa position.

Position	Symbole	Valeur
1	Φ_1	$+\Phi_{B_x}$
2	Φ_2	$-\Phi_{B_z}$
3	Φ_3	$-\Phi_{B_x}$
4	Φ_4	$+\Phi_{B_z}$

La mesure du flux vu par la bobine est obtenue en intégrant dans le temps la tension à ses bornes durant sa rotation de 90° . En plus du signal issu de la variation de flux, le voltmètre intègre également une dérive U_d que l'on suppose constante dans le temps de la mesure, et dont il faut s'affranchir. Si on note $U_{F_{p \rightarrow q}}$ la tension intégrée durant le passage de la position p à la position q , et Δt_B le temps d'intégration, chaque variation de flux est donnée par les équations 2.55 :

$$\begin{aligned}
 U_{F_{1 \rightarrow 2}} &= \frac{-\Phi_{B_x} - \Phi_{B_z}}{\Delta t_B} + U_d \\
 U_{F_{2 \rightarrow 3}} &= \frac{-\Phi_{B_x} + \Phi_{B_z}}{\Delta t_B} + U_d \\
 U_{F_{3 \rightarrow 4}} &= \frac{\Phi_{B_x} + \Phi_{B_z}}{\Delta t_B} + U_d \\
 U_{F_{4 \rightarrow 1}} &= \frac{\Phi_{B_x} - \Phi_{B_z}}{\Delta t_B} + U_d
 \end{aligned} \tag{2.55}$$

on obtient alors les valeurs de flux de chaque composante de champ par combinaison linéaire :

$$\begin{aligned}\Phi_{B_x} &= \frac{\Delta t_B}{4} (U_{F_{3 \rightarrow 4}} + U_{F_{4 \rightarrow 1}} - U_{F_{1 \rightarrow 2}} - U_{F_{2 \rightarrow 3}}) \\ \Phi_{B_z} &= \frac{\Delta t_B}{4} (U_{F_{3 \rightarrow 4}} - U_{F_{4 \rightarrow 1}} - U_{F_{1 \rightarrow 2}} + U_{F_{2 \rightarrow 3}})\end{aligned}\quad (2.56)$$

Pour extraire l'intégrale de champ du flux, l'idée consiste à utiliser une bobine de dimension transverse suffisamment petite pour pouvoir négliger la variation transverse du champ magnétique, appelée le "roll-off". Ainsi, le flux vu par la bobine quand son axe passe par le point de coordonnées transverses x et z s'exprime :

$$\Phi_B(x, z) = N_B \iint_{S_B} \overrightarrow{B}(u, v, z) \cdot \overrightarrow{n}_B dS \quad (2.57)$$

$$\Phi_B(x, z) = N_B \int_{-\frac{L_B}{2}}^{\frac{L_B}{2}} \int_{x-\frac{a_B}{2}}^{x+\frac{a_B}{2}} \left(\overrightarrow{B}(u, v, z) \cdot \overrightarrow{n}_B \right) dv du \quad (2.58)$$

En supposant B homogène sur la largeur de la bobine, on peut écrire :

$$\Phi_B(x, z) \approx N_B \int_{x-\frac{a_B}{2}}^{x+\frac{a_B}{2}} dv \int_{-\frac{L_B}{2}}^{\frac{L_B}{2}} \overrightarrow{B}(u, x, z) \cdot \overrightarrow{n}_B du \quad (2.59)$$

Ce qui permet d'exprimer les flux en fonction des intégrales :

$$\begin{aligned}\Phi_{B_x}(x, z) &\approx N_B a_B I_{1x}(x, z) \\ \Phi_{B_z}(x, z) &\approx N_B a_B I_{1z}(x, z)\end{aligned}\quad (2.60)$$

En combinant les équations 2.56 et 2.60, on obtient finalement l'expression des intégrales premières de champ en fonction des quatre tensions mesurées :

$$\begin{aligned}I_{1x}(x, z) &= \frac{\Delta t_B}{4 N_B a_B} (U_{F_{3 \rightarrow 4}} + U_{F_{4 \rightarrow 1}} - U_{F_{1 \rightarrow 2}} - U_{F_{2 \rightarrow 3}}) \\ I_{1z}(x, z) &= \frac{\Delta t_B}{4 N_B a_B} (U_{F_{3 \rightarrow 4}} - U_{F_{4 \rightarrow 1}} - U_{F_{1 \rightarrow 2}} + U_{F_{2 \rightarrow 3}})\end{aligned}\quad (2.61)$$

En réalité, après la rotation menant de la position 1 à la position 4, on effectue une rotation similaire mais en sens contraire, ce qui permet d'augmenter la précision de mesure et de ramener la bobine (et surtout les câbles qui y sont connectés) à leur position initiale. La mesure finale est donc la moyenne de huit tensions et non quatre. Cette méthode consistant à effectuer huit rotations à chaque position transverse (x, z) fonctionne, mais prend du temps quand on désire un grand nombre de points de mesure. Elle est donc combinée à une autre méthode toujours basée sur la loi de Faraday : le déplacement selon l'axe \vec{x} de la bobine fournit, toujours par intégration de la tension aux bornes de la bobine, la variation de flux entre deux points consécutifs. On obtient ainsi une mesure relative d'intégrale de point en point. On mesure l'intégrale de champ vertical si la normale de la bobine est parallèle à \vec{z} , ou celle de champ horizontal si elle est parallèle à \vec{x} . Le déroulement final de la mesure intégrale est donné en figure 2.19.

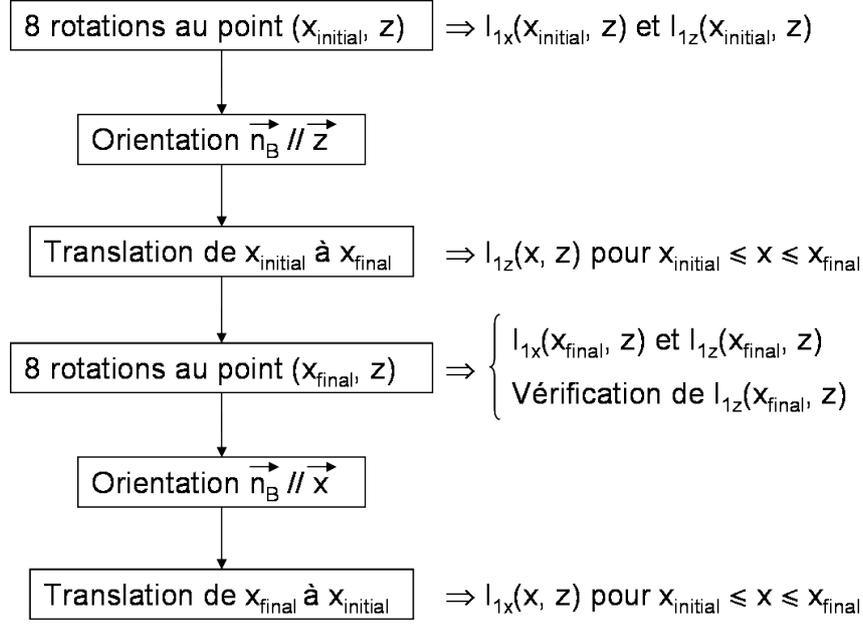


FIGURE 2.19 – Déroulement de la mesure intégrale à l'aide de la bobine tournante.

D'un point de vue pratique, la bobine est constituée d'enroulements de fil de cuivre, que l'on tend entre deux cylindres situés de part et d'autre de l'onduleur. Le diamètre du fil est de $100 \mu\text{m}$ et le cuivre est verni de façon à garantir l'isolation entre les spires. Les paramètres dimensionnels choisis sont donnés dans la table 2.7. Ils permettent d'obtenir un compromis entre homogénéité transverse du champ, résolution transverse, intensité du signal et facilité d'installation.

TABLE 2.7 – Paramètres géométriques de la bobine pour la mesure intégrale

Description	Symbole	Valeur	Unité
Diamètre du fil	d_B	100	μm
Largeur de la bobine	a_B	4	mm
Nombre de spires	N_B	20	-

Le signal est mesuré par un multimètre Keithley 2700 configuré en voltmètre, tout comme pour la mesure locale à l'aide des sondes à effet Hall. Ses principales caractéristiques ont été données dans la table 2.5. Cet appareil n'étant pas à proprement parler un voltmètre intégrateur, on utilise son temps d'intégration intrinsèque pour moyenniser la tension. Celui-ci est par défaut de 20 ms, ce qui présente l'avantage de supprimer la composante 50 Hz du signal, et donc le bruit apporté par le réseau électrique. Lors de la mesure par déplacement de la bobine selon \vec{x} , il faut alors s'assurer de la concordance entre vitesse de translation, temps d'intégration et pas de mesure. Pour un pas de mesure de 1 mm, la vitesse de déplacement de la bobine doit être de 50 mm/s. De même, lors de la rotation de 90° , il est nécessaire de moyenniser plusieurs mesures consécutives de façon à bien englober les positions initiale et finale pendant l'intégration du signal. En négligeant ce point, c'est-à-dire en considérant qu'un quart de tour s'effectue pendant le temps $\Delta t_B = 20$ ms, et en négligeant la tension de dérive U_d , on peut estimer la sensibilité de la mesure par rotation sur un quart de tour, en considérant la mesure intégrale d'un champ purement vertical. Dans ce cas, $\Phi_{B_x} = 0$ et la sensibilité est donnée par l'équation 2.62 :

$$V_F = \frac{U_{F_{1 \rightarrow 2}}}{I_{1z}} = \frac{N_B a_B}{\Delta t_B} \quad (2.62)$$

Le calcul numérique, en utilisant les paramètres géométriques de la table 2.7, donne : $V_F = 400 \mu\text{V}/(\text{G.m})$.

On cherche généralement à mesurer des intégrales très petites, de l'ordre de 0.2 G.m, ce qui correspond à une tension de 80 μV .

2.4.3 Banc de mesures magnétiques

Les sondes à effet Hall et la bobine tournante sont installées sur un ensemble de platines motorisées de façon à permettre la mesure magnétique en plusieurs points de l'espace. Les déplacements selon les axes \vec{x} et \vec{z} des sondes et de la bobine sont effectués à l'aide de platines motorisées de référence M-ILS250CC fabriquées par Newport, et pilotées par un contrôleur MM 4006 du même constructeur. Cet ensemble présente les caractéristiques données dans la table 2.8.

TABLE 2.8 – Principales caractéristiques de la platine Newport ILS 250CC.

Description	Valeur typique	Valeur garantie	Unité
Course		250	mm
Résolution		0,5	μm
Répétabilité uni-directionnelle	0,7	1,5	μm
Erreur de réversibilité (Hystérésis)	0,4	1	μm
Précision sur 100 mm	2,5	5	μm
Vitesse maximale		100	mm/s

Le déplacement longitudinal du support de sondes à effet Hall est réalisé avec un moteur linéaire de référence LEM S-3-S fabriqué par Anorad, en association avec une règle optique de référence LIDA fabriquée par Heidenhain. Ces deux systèmes présentent l'avantage de permettre de grandes courses, ce qui est adapté à des onduleurs pouvant atteindre deux mètres de longueur ou plus. La règle Heidenhain fournit une précision de l'ordre de 20 μm , que l'on réduit à 1 μm en réalisant au préalable un étalonnage de la position des sondes sur l'ensemble de leur course à l'aide d'un interféromètre. Une vue du banc de mesures dans son ensemble est montrée sur la figure 2.20.

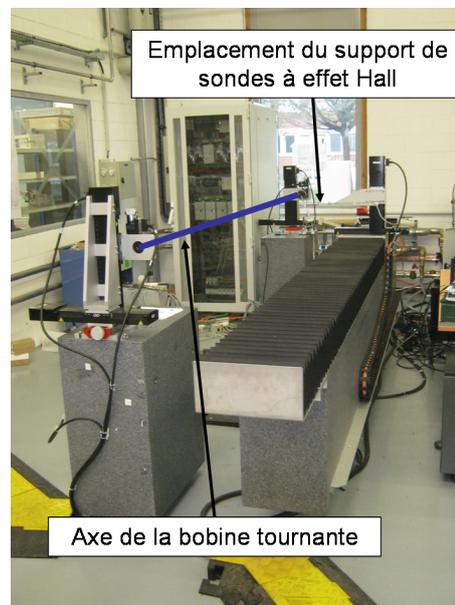


FIGURE 2.20 – Vue du banc de mesures magnétiques.

Lorsqu'on effectue une mesure, qu'elle soit locale à l'aide des sondes à effet Hall ou intégrale par la méthode de la bobine tournante, on mesure non seulement le champ magnétique généré par l'onduleur, mais également celui apporté par son environnement. La contribution de ce dernier résulte du champ

magnétique terrestre et d'éventuels matériaux ferromagnétiques, voire aimantés, placés à proximité de l'onduleur et du banc de mesures. On souhaite quantifier l'effet qu'apporte l'onduleur, indépendamment de son emplacement et de son orientation dans l'espace. On désire donc mesurer uniquement le champ généré par l'onduleur, en faisant abstraction du reste. Ceci est permis par une mesure de bruit de fond, durant laquelle seule la contribution de l'environnement est mesurée. Il s'agit concrètement d'effectuer une mesure de l'onduleur à champ nul, c'est-à-dire en ouvrant son entrefer pour un onduleur à aimants permanents.

Finalement, le déroulement de la mesure magnétique de l'onduleur est récapitulé en figure 2.21.

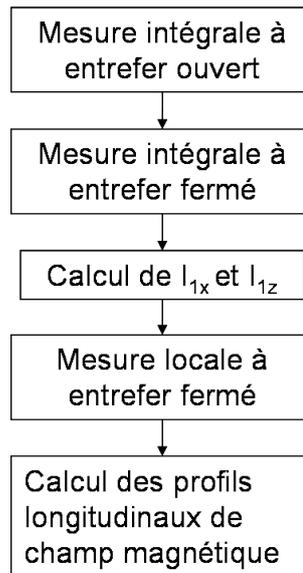


FIGURE 2.21 – Déroulement de la mesure magnétique d'un onduleur APPLE-II.

Le calcul d'un profil longitudinal le champ à partir des mesures locale et intégrale comprend les étapes suivantes :

- correction de la position longitudinale de chaque point de mesure, compte tenu de l'étalonnage du banc Anorad par interférométrie,
- ajout d'un terme systématique de façon à obtenir du champ nul aux extrémités de l'onduleur,
- conversion des trois tensions de Hall en valeurs de champ magnétique, en prenant en compte l'étalonnage des sondes, la position précise de chaque sonde et une relation matricielle permettant de compenser l'effet Hall plan,
- modification des valeurs obtenues d'après les mesures intégrales : l'intégration numérique de la mesure locale doit fournir le même résultat que la mesure intégrale.

2.5 Outils d'optimisation de la construction magnétique

2.5.1 Etapes de la construction magnétique de l'onduleur

La construction magnétique de l'onduleur, c'est-à-dire l'arrangement des aimants permanents sur les poutres, est une opération délicate visant à disposer au mieux les aimants permanents sur l'onduleur, de façon à ce que leurs défauts se compensent et que les performances de l'onduleur soient optimales : faible erreur de phase et effets sur le faisceau raisonnables. On peut diviser cette construction en deux grandes étapes : l'assemblage qui consiste à placer l'ensemble des aimants sur les poutres, et la correction qui consiste à modifier le premier arrangement obtenu après assemblage par des permutations ou des déplacements d'aimants, de façon à améliorer les performances de l'onduleur.

Assemblage : L'assemblage se base sur les mesures individuelles des aimants effectuées à la bobine de Helmholtz, qui permettent de donner pour chaque bloc l'orientation du vecteur aimantation et la valeur du champ rémanent. A partir de ces mesures, il est possible de prévoir numériquement, par exemple avec RADIA, le champ généré par un ensemble d'aimants distribués selon une certaine façon. L'objectif du tri (sorting) est donc de trouver une distribution qui optimise les performances de l'assemblage obtenu. Comme la mesure à la bobine de Helmholtz fournit seulement une valeur moyennée sur le volume de l'aimant, la prévision de l'interaction entre aimants est erronée. Afin de minimiser ces erreurs qui se cumulent au fur et à mesure de l'assemblage, celui-ci est presque toujours subdivisé en deux étapes : les aimants sont d'abord réunis par petits groupes sur des supports appelés modules, qui sont mesurés magnétiquement. L'assemblage de l'onduleur s'effectue ensuite en positionnant ces modules sur la base de leurs mesures (et non plus des mesures individuelles des aimants). Ainsi, on intègre dans la mesure de chaque module les interactions entre aimants le constituant. Les modules d'onduleurs APPLE-II peuvent rassembler trois ou cinq aimants, et ceux des onduleurs hybrides sont généralement constitués d'un aimant et ses deux pôles adjacents. Comme la mesure d'intégrale à bobine est d'autant plus fiable qu'on mesure une intégrale faible, la structure d'un module est généralement choisie pour générer par construction une intégrale de champ nulle sur axe : par exemple, une séquence $\{M_{\uparrow}, M_{\leftarrow}, M_{\downarrow}\}$ pour un onduleur à structure de Halbach, ou un ensemble {pôle, M_{\rightarrow} , pôle} pour un onduleur hybride.

Correction : La distribution obtenue en fin d'assemblage est dans un deuxième temps corrigée par un ensemble de méthodes [129] : permutation d'aimants ou de modules (swapping) [130], adjonction de pièces ferromagnétiques (shimming) [131, 132], déplacement transversal d'aimants (aussi appelé shimming virtuel) [133], ou adjonction d'aimants cylindriques appelés Magic Fingers aux extrémités [134]. Les trois premières méthodes ont un effet à la fois sur la phase optique et sur la distribution transverse des intégrales de champ. Sur un onduleur APPLE-II, elles modifient également cette distribution avec le déplacement de rangée Δs_R . L'ajout de Magic Fingers ne modifie que la distribution transverse des intégrales, mais laisse la possibilité d'appliquer cette correction de façon asymétrique entre entrée et sortie d'onduleur, ce qui permet de corriger des kicks d'angle à ces positions. De plus, sur un onduleur APPLE-II, la correction des Magic Fingers est invariante avec Δs_R . Toutes ces techniques sont donc complémentaires. On note que le shimming virtuel présente l'avantage d'être compatible avec tous les onduleurs, y compris ceux qui permettent un déplacement d'une rangée par rapport à l'autre comme c'est le cas pour les APPLE-II, tandis que le shimming traditionnel (par adjonction de petites tôles d'acier posées sur les aimants) s'y prête moins parce qu'il provoque de l'hystérésis. Nous allons détailler ici le shimming virtuel dans le cas d'un onduleur APPLE-II.

Le shimming par déplacement d'aimants est basé sur le calcul de la modification d'interaction provoquée par le petit déplacement transverse d'un aimant. Ceci a pour effet de modifier le champ sur axe et la distribution horizontale des intégrales de champ. Les variations de ces deux grandeurs, appelées signatures, sont calculées avec RADIA pour un déplacement de quelques dizaines de microns, ce qui permet de les considérer linéaires avec le déplacement. Il existe deux déplacements possibles : horizontal δx et vertical δz , et quatre types d'aimants : M_{\leftarrow} , M_{\uparrow} , M_{\rightarrow} et M_{\downarrow} . Comme les signatures d'un même déplacement, mais de deux aimants d'aimantations opposées (par exemple M_{\uparrow} et M_{\downarrow}) sont opposées, il suffit de calculer les signatures pour les deux aimants M_{\uparrow} et M_{\rightarrow} . Il y a donc quatre configurations de déplacement et quatre grandeurs pour lesquelles évaluer la variation : B_z , B_x , $I_{1z}(x)$ et $I_{1x}(x)$. Les seize signatures à calculer sont résumées dans la table 2.9.

TABLE 2.9 – Notations données aux différentes signatures en champ sur axe, et en distributions transverses d'intégrales, dues au déplacement d'un aimant dans un onduleur APPLE-II.

		Aimant	
		M_{\uparrow}	M_{\rightarrow}
Déplacement	horizontal	$\Delta B_{z(\delta x, M_{\uparrow})}$	$\Delta B_{z(\delta x, M_{\rightarrow})}$
		$\Delta B_{x(\delta x, M_{\uparrow})}$	$\Delta B_{x(\delta x, M_{\rightarrow})}$
		$\Delta I_{1z(\delta x, M_{\uparrow})}$	$\Delta I_{1z(\delta x, M_{\rightarrow})}$
		$\Delta I_{1x(\delta x, M_{\uparrow})}$	$\Delta I_{1x(\delta x, M_{\rightarrow})}$
	vertical	$\Delta B_{z(\delta z, M_{\uparrow})}$	$\Delta B_{z(\delta z, M_{\rightarrow})}$
		$\Delta B_{x(\delta z, M_{\uparrow})}$	$\Delta B_{x(\delta z, M_{\rightarrow})}$
		$\Delta I_{1z(\delta z, M_{\uparrow})}$	$\Delta I_{1z(\delta z, M_{\rightarrow})}$
		$\Delta I_{1x(\delta z, M_{\uparrow})}$	$\Delta I_{1x(\delta z, M_{\rightarrow})}$

Il est possible de tenir compte des différentes valeurs de déplacement de rangée Δs_R pour le shimming virtuel, afin d'optimiser les performances de l'onduleur sur l'ensemble de ses configurations. On considère généralement cinq valeurs de Δs_R uniformément réparties sur la plage de variation : de $-\frac{\lambda_u}{2}$ à $+\frac{\lambda_u}{2}$ par pas de $\frac{\lambda_u}{4}$. Afin de comprendre l'apport de chaque type d'aimant par rapport aux autres et les difficultés du shimming virtuel, nous allons étudier les signatures calculées dans le cas de l'onduleur APPLE-II dont les caractéristiques sont données dans la table 2.2.

Les figures 2.22 et 2.23 présentent respectivement les signatures en intégrales du déplacement vertical et horizontal d'un aimant M_{\uparrow} . On constate tout d'abord que l'amplitude des intégrales n'est pas négligeable (de l'ordre de 0.11 G.m), ce qui la rend parfaitement mesurable avec les bancs de mesure utilisés. Par contre, on note que la variation de l'intégrale de champ avec le déplacement de rangée Δs_R est de l'ordre de 5 mG.m, ce qui est extrêmement faible et totalement inmesurable. Les signatures pour $\Delta s_R = \pm \frac{\lambda_u}{4}$ sont identiques, tout comme le sont celles pour $\Delta s_R = \pm \frac{\lambda_u}{2}$. On remarque également que les signatures ne sont pas symétriques par rapport à la position transverse $x = 0$, ce qui est logique compte tenu du fait que l'aimant n'est pas centré sur l'axe de l'onduleur (voir figure 2.9). Enfin, on note que les signatures $\Delta I_{x(\delta z, M_{\uparrow})}$ et $\Delta I_{x(\delta x, M_{\uparrow})}$ sont similaires, tandis que les signatures $\Delta I_{z(\delta x, M_{\uparrow})}$ et $\Delta I_{x(\delta z, M_{\uparrow})}$ sont sensiblement opposées.

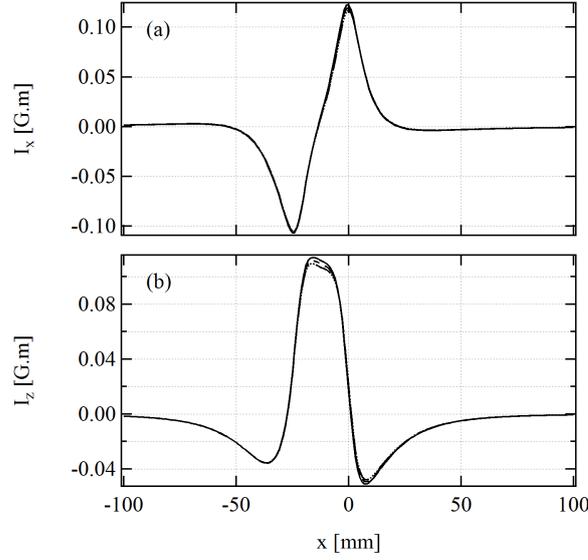


FIGURE 2.22 – Signatures en intégrales de champ horizontal $\Delta I_{x(\delta z, M_{\uparrow})}$ (a) et vertical $\Delta I_{z(\delta z, M_{\uparrow})}$ (b) du déplacement vertical de $50 \mu\text{m}$ d'un aimant M_{\uparrow} calculées dans le cas de l'onduleur dont les caractéristiques sont données dans la table 2.2, pour différentes valeurs de déplacement de rangée : $\Delta s_R = -\frac{\lambda_u}{4}$ (pointillés), $\Delta s_R = -\frac{\lambda_u}{2}$ (petits tirets), $\Delta s_R = 0$ (trait continu), $\Delta s_R = +\frac{\lambda_u}{2}$ (trait mixte) et $\Delta s_R = +\frac{\lambda_u}{4}$ (grands tirets).

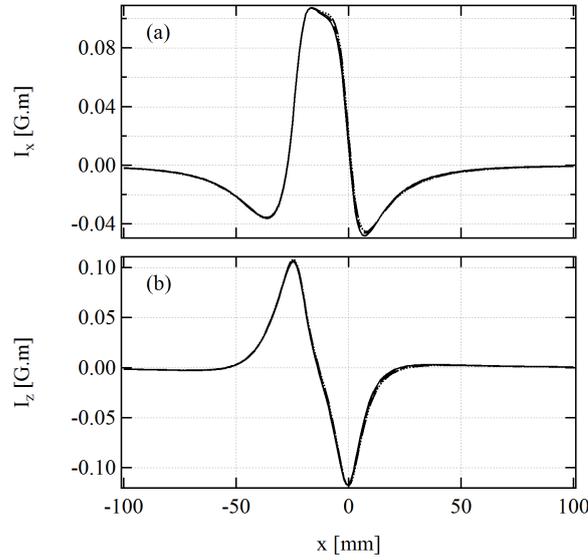


FIGURE 2.23 – Signatures en intégrales de champ horizontal $\Delta I_{x(\delta x, M_{\uparrow})}$ (a) et vertical $\Delta I_{z(\delta x, M_{\uparrow})}$ (b) du déplacement horizontal de $50 \mu\text{m}$ d'un aimant M_{\uparrow} calculées dans le cas de l'onduleur dont les caractéristiques sont données dans la table 2.2, pour différentes valeurs de déplacement de rangée : $\Delta s_R = -\frac{\lambda_u}{4}$ (pointillés), $\Delta s_R = -\frac{\lambda_u}{2}$ (petits tirets), $\Delta s_R = 0$ (trait continu), $\Delta s_R = +\frac{\lambda_u}{2}$ (trait mixte) et $\Delta s_R = +\frac{\lambda_u}{4}$ (grands tirets).

Les figures 2.24 et 2.25 présentent respectivement les signatures en intégrales du déplacement vertical et horizontal d'un aimant M_{\downarrow} . Par comparaison avec celles d'un aimant M_{\uparrow} , on remarque tout de suite que les amplitudes sont extrêmement faibles (inférieures à 5 mG.m) mais varient avec la phase : ainsi,

elles sont nulles pour $\Delta s_R = 0$ et maximales pour $\Delta s_R = \pm \frac{\lambda_u}{4}$. Enfin, à une valeur donnée de Δs_R , les signatures $\Delta I_{x(\delta z, M_{\rightarrow})}$ et $\Delta I_{z(\delta x, M_{\rightarrow})}$ ont des formes similaires mais de signes opposés, ce qui est également le cas pour les signatures $\Delta I_{z(\delta z, M_{\rightarrow})}$ et $\Delta I_{x(\delta x, M_{\rightarrow})}$.

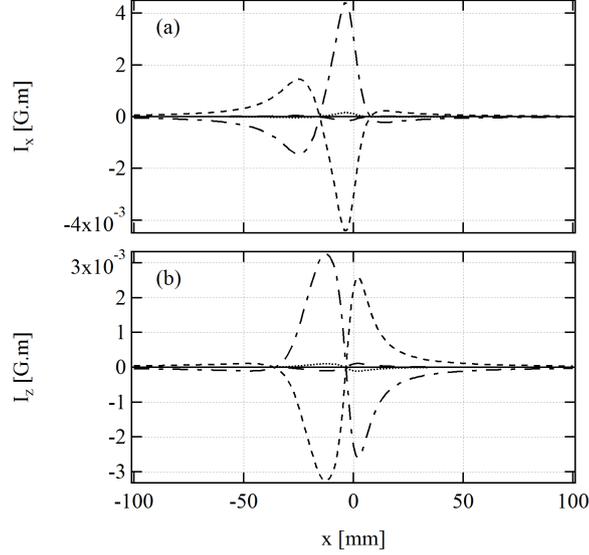


FIGURE 2.24 – Signatures en intégrales de champ horizontal $\Delta I_{x(\delta z, M_{\rightarrow})}$ (a) et vertical $\Delta I_{z(\delta x, M_{\rightarrow})}$ (b) du déplacement vertical de $50 \mu\text{m}$ d'un aimant M_{\rightarrow} calculées dans le cas de l'onduleur dont les caractéristiques sont données dans la table 2.2, pour différentes valeurs de déplacement de rangée : $\Delta s_R = -\frac{\lambda_u}{4}$ (pointillés), $\Delta s_R = -\frac{\lambda_u}{2}$ (petits tirets), $\Delta s_R = 0$ (trait continu), $\Delta s_R = +\frac{\lambda_u}{2}$ (trait mixte) et $\Delta s_R = +\frac{\lambda_u}{4}$ (grands tirets).

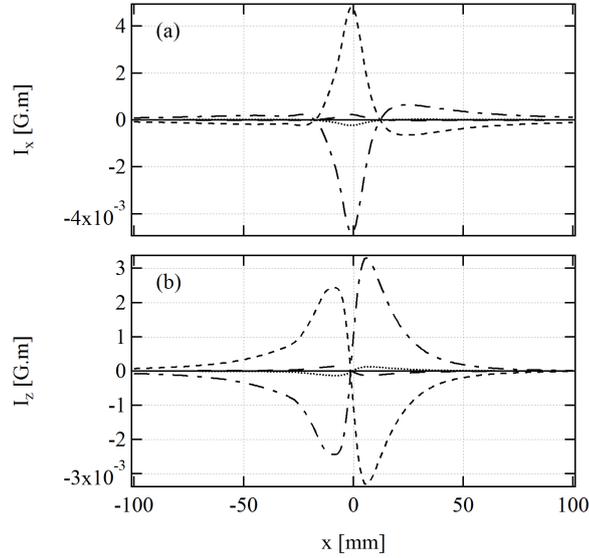


FIGURE 2.25 – Signatures en intégrales de champ horizontal $\Delta I_{x(\delta x, M_{\rightarrow})}$ (a) et vertical $\Delta I_{z(\delta z, M_{\rightarrow})}$ (b) du déplacement horizontal de $50 \mu\text{m}$ d'un aimant M_{\rightarrow} calculées dans le cas de l'onduleur dont les caractéristiques sont données dans la table 2.2, pour différentes valeurs de déplacement de rangée : $\Delta s_R = -\frac{\lambda_u}{4}$ (pointillés), $\Delta s_R = -\frac{\lambda_u}{2}$ (petits tirets), $\Delta s_R = 0$ (trait continu), $\Delta s_R = +\frac{\lambda_u}{2}$ (trait mixte) et $\Delta s_R = +\frac{\lambda_u}{4}$ (grands tirets).

Les figures 2.26 et 2.27 présentent respectivement les signatures en champ local du déplacement vertical et horizontal d'un aimant M_{\uparrow} .

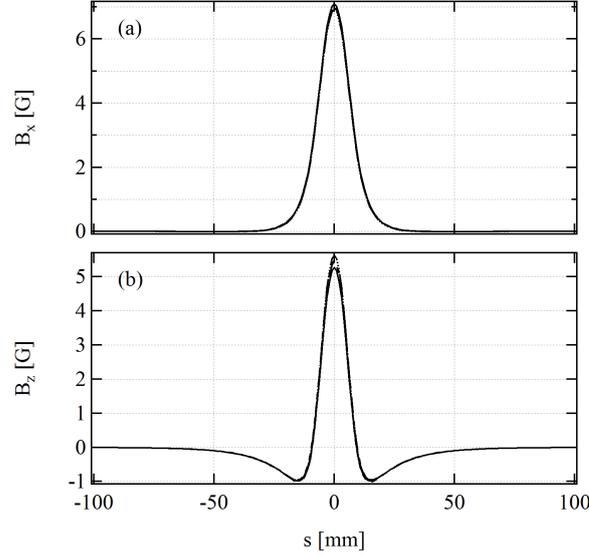


FIGURE 2.26 – Signatures en champ horizontal $\Delta B_{x(\delta z, M_{\uparrow})}$ (a) et vertical $\Delta B_{z(\delta z, M_{\uparrow})}$ (b) du déplacement vertical de $50 \mu\text{m}$ d'un aimant M_{\uparrow} calculées dans le cas de l'onduleur dont les caractéristiques sont données dans la table 2.2, pour différentes valeurs de déplacement de rangée : $\Delta s_R = -\frac{\lambda_u}{4}$ (pointillés), $\Delta s_R = -\frac{\lambda_u}{2}$ (petits tirets), $\Delta s_R = 0$ (trait continu), $\Delta s_R = +\frac{\lambda_u}{2}$ (trait mixte) et $\Delta s_R = +\frac{\lambda_u}{4}$ (grands tirets).

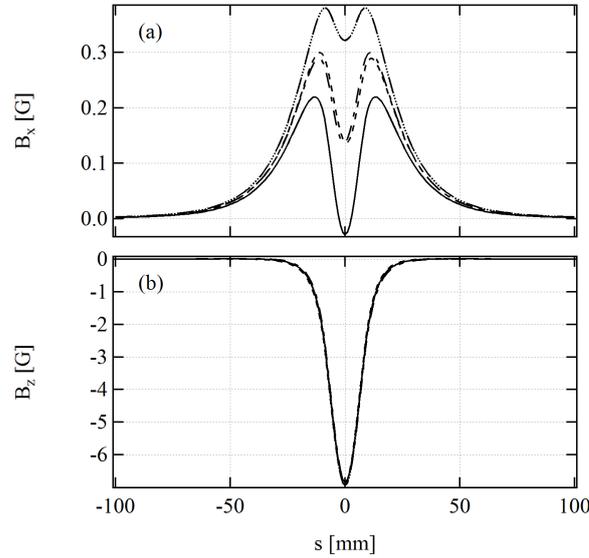


FIGURE 2.27 – Signatures en champ horizontal $\Delta B_{x(\delta x, M_{\uparrow})}$ (a) et vertical $\Delta B_{z(\delta x, M_{\uparrow})}$ (b) du déplacement horizontal de $50 \mu\text{m}$ d'un aimant M_{\uparrow} calculées dans le cas de l'onduleur dont les caractéristiques sont données dans la table 2.2, pour différentes valeurs de déplacement de rangée : $\Delta s_R = -\frac{\lambda_u}{4}$ (pointillés), $\Delta s_R = -\frac{\lambda_u}{2}$ (petits tirets), $\Delta s_R = 0$ (trait continu), $\Delta s_R = +\frac{\lambda_u}{2}$ (trait mixte) et $\Delta s_R = +\frac{\lambda_u}{4}$ (grands tirets).

On remarque que les quatre signatures présentent un comportement similaire à l'exception de la signature $\Delta B_{x(\delta x, M_{\uparrow})}$. Les trois premières montrent une variation de champ centrée longitudinalement sur l'aimant déplacé, maximale de l'ordre de 5 G au niveau de cet aimant, s'étalant longitudinalement sur trois aimants de part et d'autre de l'aimant déplacé, et ne variant pratiquement pas avec le déplacement de rangée Δs_R . La signature $\Delta B_{x(\delta x, M_{\uparrow})}$ est caractérisée par une variation centrée sur l'aimant déplacé mais minimale à cet emplacement, maximale au niveau des aimants M_{\leftarrow} et M_{\rightarrow} encerclant l'aimant déplacé, et d'amplitude extrêmement faible (inférieure à 0.5 G). L'amplitude de cette signature varie avec Δs_R : elle est maximale pour les deux valeurs de déplacement de rangée $\Delta s_R = \pm \frac{\lambda_u}{2}$ (qui sont des signatures identiques) et minimale à $\Delta s_R = 0$. Les signatures aux valeurs de déplacement de rangée $\Delta s_R = \pm \frac{\lambda_u}{4}$ sont similaires entre elles.

Les figures 2.28 et 2.29 présentent respectivement les signatures en champ local du déplacement vertical et horizontal d'un aimant M_{\rightarrow} . On note tout comme dans le cas précédent une forte similitude entre les signatures, à l'exception d'une seule qui est $\Delta B_{x(\delta x, M_{\rightarrow})}$. Les trois autres sont pratiquement identiques et présentent un profil longitudinalement antisymétrique, centré sur l'aimant déplacé et nul à cet emplacement, mais maximal en valeur absolue au niveau des aimants M_{\uparrow} et M_{\downarrow} encerclant l'aimant déplacé. L'amplitude de ce profil, qui est pratiquement invariant avec le déplacement de rangée Δs_R , est d'environ 3 G en valeur absolue et étend son influence sur trois à quatre aimants de part et d'autre de l'aimant déplacé. La signature $\Delta B_{x(\delta x, M_{\rightarrow})}$ présente globalement les mêmes caractéristiques que les trois autres (profil antisymétrique, peu de variation avec Δs_R), à l'exception notable que son amplitude est de 0.2 G environ, ce qui la rend négligeable.

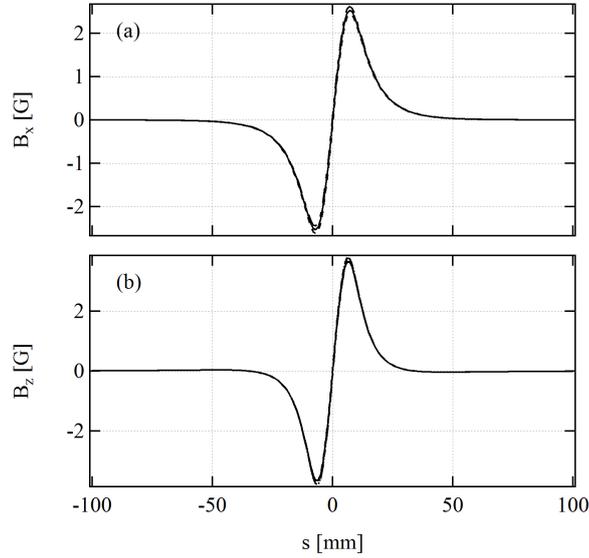


FIGURE 2.28 – Signatures en champ horizontal $\Delta B_{x(\delta z, M_{\rightarrow})}$ (a) et vertical $\Delta B_{z(\delta z, M_{\rightarrow})}$ (b) du déplacement vertical de $50 \mu\text{m}$ d'un aimant M_{\rightarrow} , calculées dans le cas de l'onduleur dont les caractéristiques sont données dans la table 2.2, pour différentes valeurs de déplacement de rangée : $\Delta s_R = -\frac{\lambda_u}{4}$ (pointillés), $\Delta s_R = -\frac{\lambda_u}{2}$ (petits tirets), $\Delta s_R = 0$ (trait continu), $\Delta s_R = +\frac{\lambda_u}{2}$ (trait mixte) et $\Delta s_R = +\frac{\lambda_u}{4}$ (grands tirets).

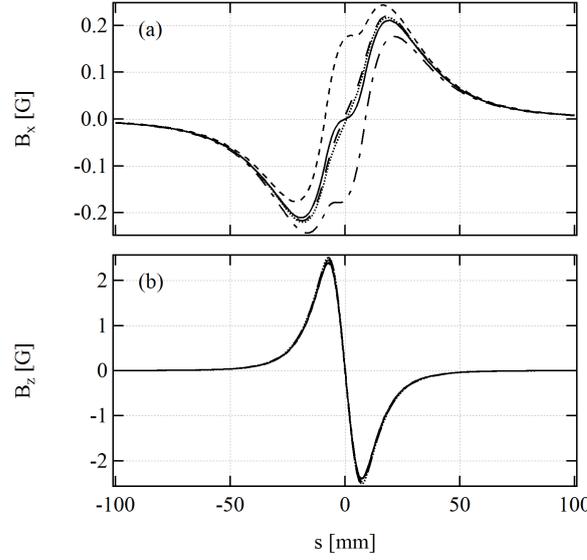


FIGURE 2.29 – Signatures en champ horizontal $\Delta B_{x(\delta x, M_{\rightarrow})}$ (a) et vertical $\Delta B_{z(\delta x, M_{\rightarrow})}$ (b) du déplacement horizontal de $50 \mu\text{m}$ d'un aimant M_{\rightarrow} calculées dans le cas de l'onduleur dont les caractéristiques sont données dans la table 2.2, pour différentes valeurs de déplacement de rangée : $\Delta s_R = -\frac{\lambda_u}{4}$ (pointillés), $\Delta s_R = -\frac{\lambda_u}{2}$ (petits tirets), $\Delta s_R = 0$ (trait continu), $\Delta s_R = +\frac{\lambda_u}{2}$ (trait mixte) et $\Delta s_R = +\frac{\lambda_u}{4}$ (grands tirets).

Les signatures décrites ci-dessus permettent de dégager trois grands principes :

- Le déplacement d'un aimant M_{\uparrow} apporte une modification importante des intégrales de champ, mais de façon constante par rapport à Δs_R . Il est donc principalement utilisé pour réduire de façon grossière les amplitudes élevées des intégrales. Il entraîne également la variation du champ sur axe localement, et ce dans les deux plans, c'est-à-dire la modification de la longueur des trajectoires. Ceci implique un décalage de la phase optique sur toutes les périodes qui suivent.
- Le déplacement d'un aimant M_{\rightarrow} apporte très peu d'intégrale, mais celle-ci varie avec le déplacement de rangée Δs_R . On y a donc plutôt recours pour ajuster les corrections des intégrales, en particulier en terme de variation avec Δs_R . On note que pour un type de déplacement donné, l'intégrale d'une des deux composantes de champ n'est pas modifiée sur axe, tandis que les déplacements d'aimants M_{\uparrow} agissent systématiquement dans les deux plans à la fois. Enfin, le déplacement d'un aimant M_{\rightarrow} entraîne sur deux pics de champ consécutifs une variation similaire en valeur absolue du champ sur axe, ce qui explique que l'apport d'intégrale soit très faible, mais implique un décalage important de la phase optique : la longueur de la trajectoire est modifiée sur une période. On utilise donc beaucoup les aimants M_{\rightarrow} pour réduire l'erreur de phase.
- On peut comptabiliser quatre formes principales de signatures en intégrales, en faisant abstraction de celles qui ont un effet négligeable. En effet, deux signatures de signe opposé constitue une seule forme puisqu'il suffit de déplacer l'aimant dans le sens opposé pour obtenir l'effet opposé. De la même façon, il est possible d'obtenir l'effet symétrique par rapport à l'axe $O\vec{z}$ en choisissant un aimant situé sur une autre poutre. Ces quatre formes sont celles-ci :

- $\Delta I_{1x\delta x, M_{\uparrow}}$ ou $\Delta I_{1z\delta z, M_{\uparrow}}$
- $\Delta I_{1x\delta z, M_{\uparrow}}$ ou $\Delta I_{1z\delta x, M_{\uparrow}}$
- $\Delta I_{1x\delta z, M_{\rightarrow}}$ ou $\Delta I_{1z\delta x, M_{\rightarrow}}$
- $\Delta I_{1z\delta z, M_{\rightarrow}}$ ou $\Delta I_{1x\delta x, M_{\rightarrow}}$

Ce nombre limité implique qu'il ne sera pas possible d'annuler parfaitement les intégrales de champ sur toute la plage horizontale : d'un point de vue mathématique, on est face à un problème mal posé puisqu'il n'existe pas de solution exacte. On se contentera donc pendant le shimming à minimiser les intégrales le long de la position transverse, au sens des moindres carrés.

2.5.2 Outil d'optimisation : ID Builder

Toutes les étapes de la construction nécessitent une optimisation, c'est-à-dire des choix d'actions menant à une solution parmi plusieurs. D'un point de vue mathématique, il s'agit de résoudre un problème multi-variables multi-objectifs contraint : on doit modifier plusieurs paramètres en prenant en compte certaines limites physiques de façon à améliorer plusieurs grandeurs qui traduisent la performance de l'onduleur.

Pour souligner la complexité de ce problème, prenons l'exemple de l'assemblage d'un onduleur APPLE-II de caractéristiques classiques : une période de 50 mm et une longueur 1.50 m. Le problème durant cette phase de la construction consiste à positionner les aimants au mieux sur les poutres. L'onduleur contient 30 périodes réparties sur quatre poutres, ce qui signifie $4 \times 4 \times 30 = 480$ aimants. Si l'on néglige les extrémités et le fait que les aimants M_{\leftarrow} et M_{\rightarrow} peuvent être positionnés de deux façons différentes (par une rotation de 180° autour de l'axe \vec{s}), il y a donc 240 aimants de type M_{\leftarrow} ou M_{\rightarrow} , et 240 aimants de type M_{\uparrow} ou M_{\downarrow} , à répartir sur les poutres, ce qui donne $240! \times 240!$ permutations possibles. Ce nombre gigantesque de possibilités rend nécessaire l'utilisation d'un outil pour guider l'assemblage de l'onduleur, et il en va de même pour les autres étapes de sa construction. De part le caractère multi-objectifs du problème, une méthode déterministe de type résolution de système linéaire semble difficilement exploitable, et c'est généralement une méthode stochastique qui lui est préférée, telle que le calcul recuit-simulé. A défaut de pouvoir trouver la solution optimale de ce problème est très complexe, on se contente en pratique d'aboutir à une solution suffisante.

On utilise dans notre cas le code ID Builder [135]. ID Builder utilise un algorithme génétique pour approcher la solution désirée, c'est-à-dire un algorithme qui s'inspire de la théorie de l'évolution des espèces. On considère un ensemble de modèles d'onduleurs, appelés individus, générés aléatoirement et on évalue leurs performances en calculant pour chacun un critère de sélection \mathcal{F} (fitness en anglais). On applique ensuite de façon aléatoire sur cet ensemble, appelé population, des mutations, c'est-à-dire des modifications correspondant à l'étape d'optimisation envisagée : des permutations ou rotations d'aimants pour la phase d'assemblage, ou des déplacements d'aimants pour la phase de shimming virtuel. On obtient ainsi une deuxième population, dont on évalue également la performance. On dit que la population de cette deuxième génération constitue la progéniture de la première. Inversement, les individus de la première population sont appelés les parents de la deuxième. Les meilleurs individus de la progéniture sont conservés pour subir à leur tour des mutations, jusqu'à atteindre un nombre donné de générations. L'idée est donc de conserver les meilleurs individus de chaque génération pour en créer une nouvelle, espérant ainsi atteindre un individu très performant. L'intérêt de cette méthode d'optimisation réside dans sa flexibilité : il suffit de modifier la façon dont on calcule le critère de sélection pour favoriser l'obtention d'onduleurs présentant des performances bien précises. On peut par exemple vouloir améliorer la qualité du rayonnement émis quitte à augmenter les effets non désirés sur le faisceau, ou minimiser certains de ces effets mais accepter en contrepartie d'en augmenter d'autres. Pour permettre cette flexibilité, le critère de sélection est défini comme la somme pondérée de grandeurs caractérisant chacune le niveau de performance de l'onduleur dans un domaine donné. La liste de ces grandeurs est la suivante :

- les valeurs sur axe $I_{1x}(0,0)$ et $I_{1z}(0,0)$ des intégrales de champ horizontal et vertical,
- une représentation de la variation transverse des intégrales de champ horizontal (vertical) $I_{x_{\mathcal{F}}}$ ($I_{z_{\mathcal{F}}}$) donnée par les équations 2.63 :

$$\begin{aligned}
 I_{x_{\mathcal{F}}} &= \sum_{i=0}^{i=N_{x_B}-1} (I_{1x}(x_{\text{initial}} + i \Delta x_B, z=0) - \overline{I_{1x}})^2 \\
 I_{z_{\mathcal{F}}} &= \sum_{i=0}^{i=N_{x_B}-1} (I_{1z}(x_{\text{initial}} + i \Delta x_B, z=0) - \overline{I_{1z}})^2
 \end{aligned} \tag{2.63}$$

où N_{x_B} est le nombre de points transverses de mesure en x des intégrales de champ à la bobine tournante, x_{initial} la première position transverse de cette mesure, et $\overline{I_{1x}}$ ($\overline{I_{1z}}$) la moyenne des

mesures d'intégrales de champ horizontal (vertical) donnée par :

$$\overline{I_{1x,z}} = \frac{1}{N_{xB}} \sum_{i=0}^{i=N_{xB}-1} (I_{1x,z}(x_{\text{initial}} + i \Delta x_B, z = 0))$$

- les valeurs des gradients intégrés droits et tournés
- la rectitude des trajectoires des électrons dans les plans horizontal et vertical, donnée par les équations 2.64 :

$$\begin{aligned} T_{x_{\mathcal{F}}} &= \sum_{i=0}^{i=N_{sH}-1} (x(s_{\text{initial}} + i \Delta s_H) - \overline{x_H})^2 \\ T_{z_{\mathcal{F}}} &= \sum_{i=0}^{i=N_{sH}-1} (z(s_{\text{initial}} + i \Delta s_H) - \overline{z_H})^2 \end{aligned} \quad (2.64)$$

où N_{sH} est le nombre de points longitudinaux de mesure en s du champ à la sonde à effet Hall, s_{initial} la première position longitudinale de cette mesure, et $\overline{x_H}$ ($\overline{z_H}$) la moyenne des positions horizontales (verticales) issues des mesures de champ, donnée par :

$$\overline{x, z_H} = \frac{1}{N_{sH}} \sum_{i=0}^{i=N_{sH}-1} (x, z(s_{\text{initial}}) + i \Delta s_H)$$

- l'erreur de phase σ_{φ}

Le critère de choix \mathcal{F} est finalement obtenu en pondérant chacune de ces grandeurs :

$$\mathcal{F} = w_{Ix} \frac{I_{x_{\mathcal{F}}}}{I_{x_{\text{REF}}}} + w_{Iz} \frac{I_{z_{\mathcal{F}}}}{I_{z_{\text{REF}}}} + w_{Tx} \frac{T_{x_{\mathcal{F}}}}{T_{x_{\text{REF}}}} + w_{Tz} \frac{T_{z_{\mathcal{F}}}}{T_{z_{\text{REF}}}} + w_{\varphi} \frac{\sigma_{\varphi}}{\sigma_{\varphi_{\text{REF}}}} \quad (2.65)$$

où : w_{Ix} , w_{Iz} , w_{Tx} , w_{Tz} et w_{φ} sont les poids des différentes grandeurs, et $I_{x_{\text{REF}}}$, $I_{z_{\text{REF}}}$, $T_{x_{\text{REF}}}$, $T_{z_{\text{REF}}}$ et $\sigma_{\varphi_{\text{REF}}}$ sont des valeurs de référence correspondantes, permettant de normaliser les poids. En jouant sur ces derniers, on peut donner plus d'importance relative à une grandeur qu'à une autre et donc, diriger le résultat de l'optimisation vers la voie recherchée.

La figure 2.30 illustre l'optimisation du premier onduleur HU44 pour SOLEIL, qui a nécessité six itérations de shimming virtuel et deux itérations de magic fingers. Les courbes présentent la variations de différentes grandeurs caractéristiques de la performance de l'onduleur tout au long des étapes d'optimisation. Ces grandeurs sont la variation en fonction de Δs_R des principaux termes multipolaires (intégrales sur axe I_{1x} et I_{1z} , gradients droit G_z et tourné G_x et sextupôle intégré S_z), ainsi que l'erreur de phase obtenue dans les polarisations LH et LV.

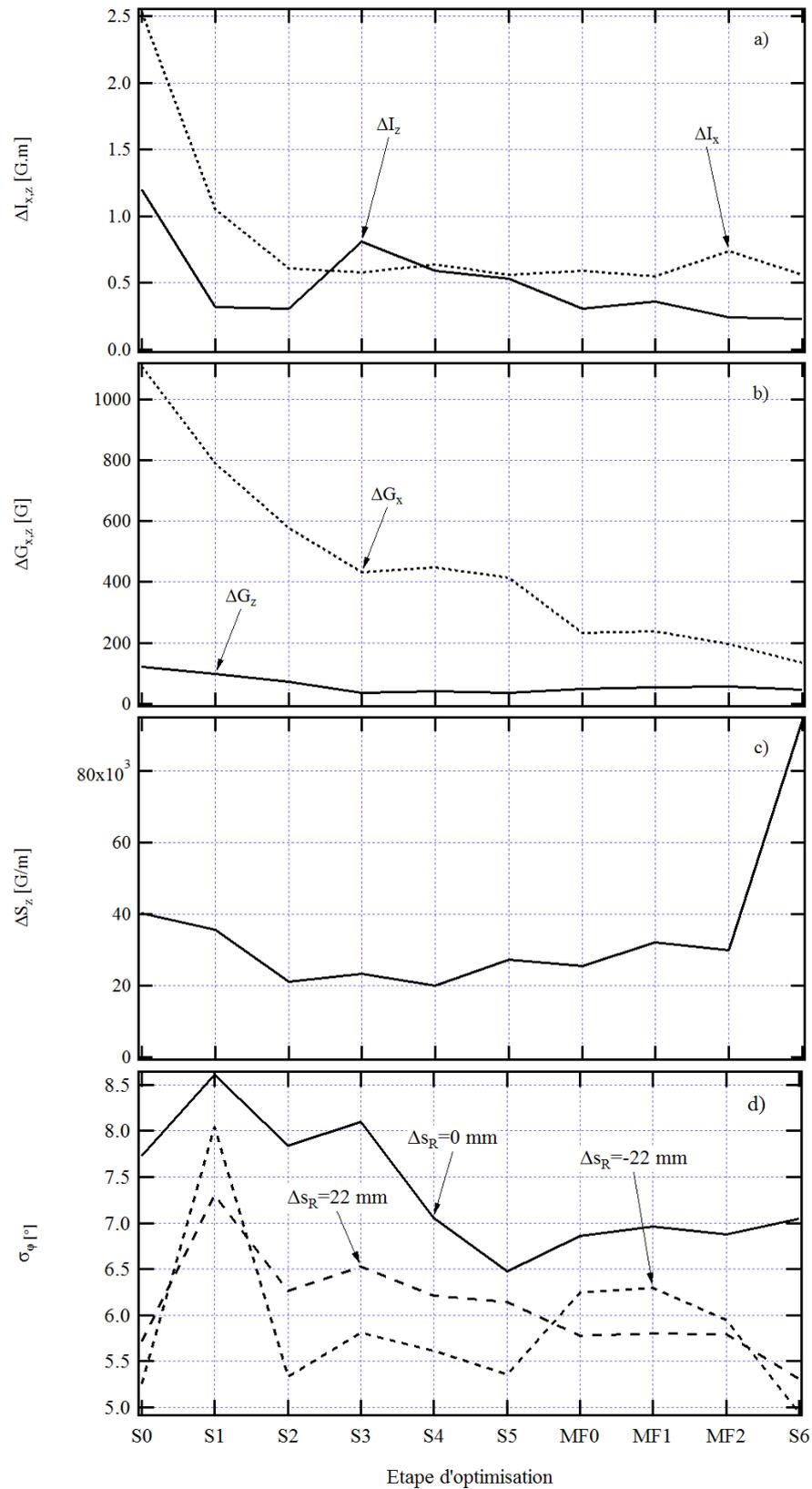


FIGURE 2.30 – Evolution des critères de sélection au fur et à mesure de l'optimisation du premier onduleur HU44 de SOLEIL : a) Variation maximale avec Δs_R des intégrales sur axe, b) variation maximale avec Δs_R des gradients, c) variation maximale avec Δs_R du sextupôle droit, d) erreur de phase maximale. Etapes : S pour shimming, MF pour magic fingers.

On observe que tous les critères diminuent au fur et à mesure des itérations d'optimisation, à l'exception du sextupôle intégré qui progresse à la dernière itération de shimming. Cependant, les variations des gradients droit et tourné sont réduites respectivement à 130 G et 46 G (pour des tolérances demandées de 100 G et 25 G) et les erreurs de phase obtenues en fin d'optimisation valent 7.05° en polarisation LH et 4.94° en polarisation LV, ce qui est assez satisfaisant pour un onduleur APPLE-II.

La figure 2.31 montre l'évolution des distributions transverses des intégrales de cet onduleur entre fin d'assemblage et fin d'optimisation. Comme l'ouverture physique horizontale de la chambre à vide au niveau de cet onduleur vaut 46 mm, les intégrales de champ situées aux positions horizontales telles que $|x| > 23$ mm n'entrent pas dans le critère de mérite. Dans l'ouverture physique considérée ($-23 \text{ mm} < x < +23 \text{ mm}$), les intégrales de champ mesurées en fin d'optimisation sont telles que $-1.56 \text{ G.m} < I_{1x}(x, 0) < 1.41 \text{ G.m}$ et $-0.71 \text{ G.m} < I_{1z}(x, 0) < 0.31 \text{ G.m}$.

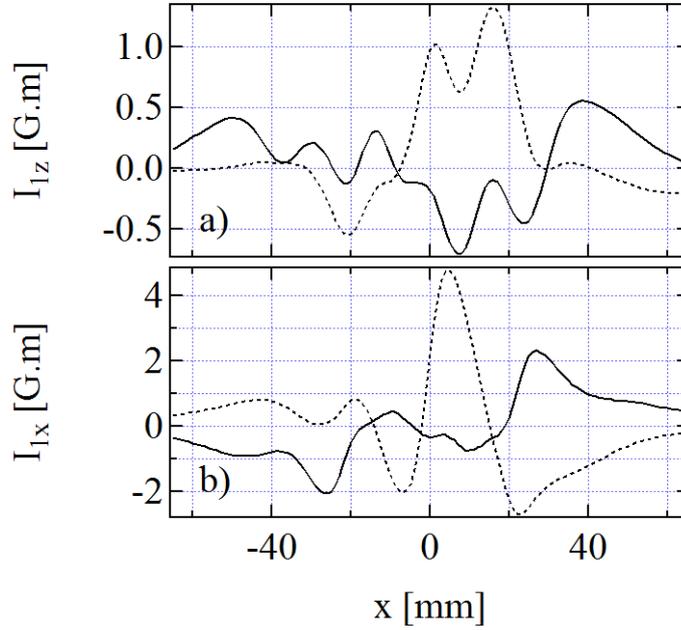


FIGURE 2.31 – Distribution transverse des intégrales de champ générées par le premier onduleur HU44 dans la configuration qui donne le champ magnétique sur axe maximal ($g_u = 15.5 \text{ mm}$ et $\Delta s_R = 0$), à la fin de son assemblage (pointillés) et à la fin de son optimisation (traits continus) : a) intégrales de champ vertical, b) intégrales de champ horizontal.

2.6 conclusion

La réalisation d'un onduleur débute par sa conception magnétique, se poursuit par l'assemblage des aimants sur les poutres et s'achève par l'optimisation de son champ magnétique, qui détermine les performances de l'onduleur. La qualité du champ sur axe a des répercussions directes sur la trajectoire des électrons dans l'onduleur et sur la régularité du déphasage entre onde lumineuse et électrons le long de l'onduleur. Le champ sur axe caractérise donc principalement la qualité de la distribution spectrale et spatiale du rayonnement émis par l'appareil. Le champ hors axe intégré sur la longueur de l'onduleur caractérise les effets indésirables que l'onduleur fait subir aux électrons.

Chacune des étapes de la réalisation nécessite un code de calcul de magnétostatique tel que RADIA pour prédire le champ généré par l'onduleur, ainsi que la variation de champ induite par une modification de l'appareil durant son optimisation. La distribution spectrale et spatiale du rayonnement émis est prédite par un code de calcul de rayonnement tel que SRW, et les étapes de l'assemblage et de l'optimisation sont guidées par un code d'optimisation qui est ID Builder dans notre cas. Enfin, l'estimation de la performance de l'onduleur passe par la mesure de son champ et donc par un banc de mesures magnétiques

précises et si possible rapides.

La table 2.10 résume les tolérances demandées sur le champ de chaque onduleur réalisé pour SOLEIL et des onduleurs installés sur le LEL SPARC. Pour les onduleurs de SOLEIL, il s'agit essentiellement de contraintes sur les termes multipolaires intégrés, de façon à limiter les effets linéaires induits sur le faisceau par l'onduleur. Dans le cas des onduleurs de SPARC, ces contraintes s'expriment en termes d'intégrales premières et secondes sur axe, qui ont un effet direct sur l'interaction LEL. La précision de la mesure d'intégrale première du banc de mesures magnétiques de SOLEIL est estimée à ± 0.015 G.m. On note que cette valeur, bien que performante, est tout juste suffisante pour répondre aux tolérances demandées.

TABLE 2.10 – Tolérances sur les termes multipolaires intégrés et les intégrales sur axe pour les différents onduleurs rencontrés.

Onduleur	HU44	HU36	HU64	U20	U28
Lieu d'installation	SOLEIL				SPARC
$\Delta I_{1_{x,z}}(0,0)$ [G.m]	± 0.02	± 0.02	± 0.02	± 0.02 G.m	0.5
$\Delta I_{2_{x,z}}(0,0)$ [G.m ²]	± 1	± 1	± 1	± 1	0.6
ΔG_z [G]	± 25	± 20	± 25	± 25 G	-
ΔG_x [G]	± 100	± 50	± 100	± 50 G	-
ΔS_z [G/m]	± 1500	± 1500	± 1500	± 1500 G/m	-

Chapitre 3

Onduleurs APPLE-II exotiques

Ce chapitre est consacré à l'étude d'onduleurs APPLE-II présentant des caractéristiques particulières. Il débute par l'analyse analytique de la section 3.1, qui permet de décrire les différentes configurations de champ qu'un onduleur APPLE-II peut fournir en fonction de son déplacement de rangée Δs_R et du mode selon lequel il opère, parallèle ou antiparallèle. Une description du châssis d'onduleur APPLE-II est donnée dans la section 3.2. La section 3.3 présente ensuite le travail effectué sur l'onduleur HU36 qui se démarque de la plupart des onduleurs APPLE-II existants par sa courte période et son fort champ. Les onduleurs apériodiques font l'objet de la section 3.4 en se basant sur l'étude du HU64 qui présente cette particularité. Enfin, la section 3.5 présente la possibilité d'étendre la gamme d'inclinaison de la polarisation linéaire émise en rendant les quatre poutres de l'onduleur amovibles.

3.1 Approche semi-analytique du champ magnétique de l'onduleur APPLE-II

Il est possible de calculer de façon analytique, à un entrefer donné, la variation des deux composantes transverses du champ magnétique généré par un APPLE-II en fonction du déplacement de rangée Δs_R et du mode employé (parallèle ou antiparallèle). Ce calcul est toutefois approximatif parce qu'il ne tient pas compte des interactions entre poutres adjacentes. Il consiste à additionner les apports de chacune des quatre poutres, supposés sinusoïdaux le long de l'axe, de nombre d'onde $k_u = \frac{2\pi}{\lambda_u}$ et de champ pic horizontal (vertical) \widehat{B}_{xP} (\widehat{B}_{zP}). Les quatre poutres sont schématisées avec leur numéros sur la figure 3.1, où les poutres grisées sont les deux poutres mobiles (0 et 2).

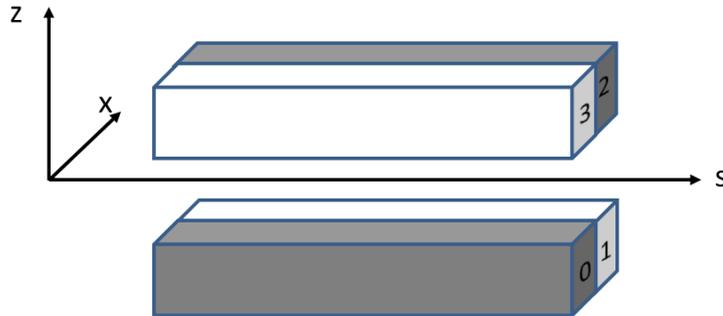


FIGURE 3.1 – Schématisation de la disposition des quatre poutres de l'onduleur APPLE-II. Les deux poutres grisées 0 et 2 sont les poutres mobiles.

La contribution de la poutre i au champ horizontal (vertical) en mode parallèle est notée $B_{x_i, //}$ ($B_{z_i, //}$), et les contributions correspondantes en mode antiparallèle sont notées $B_{x_i, X}$ et $B_{z_i, X}$ respec-

tivement. On établit les expressions des apports par des considérations de symétrie : les quatre poutres apportent sur axe la même contribution au champ vertical, tandis que l'apport au champ horizontal peut changer de signe : l'apport des poutres 1 ou 3 est l'opposé des poutres 0 ou 2. Enfin le déplacement de rangée déphase les apports des poutres mobiles 0 et 2, conformément aux schémas de la figure 3.2.

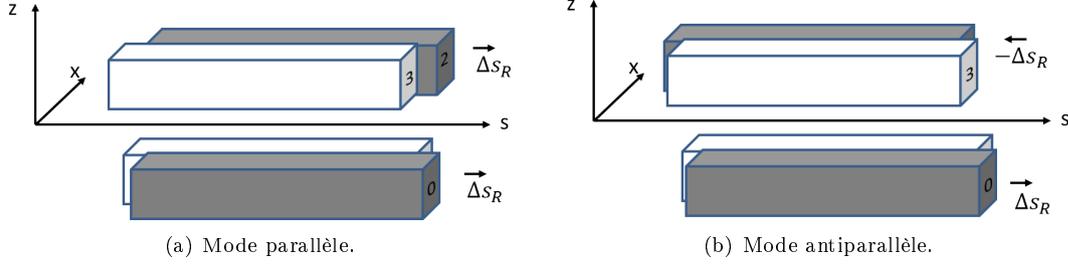


FIGURE 3.2 – Schématisation des déplacements effectifs des poutres mobiles en fonction du déplacement de rangée Δs_R et du mode.

On obtient ainsi les expressions des apports données dans les équations 3.1 et 3.2 pour les modes parallèle et antiparallèle respectivement :

$$\begin{aligned}
 B_{x_{0, //}}(s) &= \widehat{B}_{x_P} \sin(k_u(s + \Delta s_R)) & B_{z_{0, //}}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin(k_u(s + \Delta s_R)) \\
 B_{x_{1, //}}(s) &= -\widehat{B}_{x_P} \sin(k_u s) & B_{z_{1, //}}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin(k_u s) \\
 B_{x_{2, //}}(s) &= \widehat{B}_{x_P} \sin(k_u(s + \Delta s_R)) & B_{z_{2, //}}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin(k_u(s + \Delta s_R)) \\
 B_{x_{3, //}}(s) &= -\widehat{B}_{x_P} \sin(k_u s) & B_{z_{3, //}}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin(k_u s)
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

$$\begin{aligned}
 B_{x_{0, X}}(s) &= \widehat{B}_{x_P} \sin(k_u(s + \Delta s_R)) & B_{z_{0, X}}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin(k_u(s + \Delta s_R)) \\
 B_{x_{1, X}}(s) &= -\widehat{B}_{x_P} \sin(k_u s) & B_{z_{1, X}}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin(k_u s) \\
 B_{x_{2, X}}(s) &= \widehat{B}_{x_P} \sin(k_u(s - \Delta s_R)) & B_{z_{2, X}}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin(k_u(s - \Delta s_R)) \\
 B_{x_{3, X}}(s) &= -\widehat{B}_{x_P} \sin(k_u s) & B_{z_{3, X}}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin(k_u s)
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

Le champ total sur axe est obtenu en sommant les contributions des quatre poutres, ce qui aboutit après simplification à l'aide de formules trigonométriques basiques aux expressions 3.3 et 3.4 pour les modes parallèle et antiparallèle respectivement. On retrouve bien que les deux composantes de champ sont déphasées de $\frac{\pi}{2}$ en mode parallèle et en phase en mode antiparallèle, et ce quelque soit le déplacement de rangée Δs_R . On remarque enfin que le changement du sens de déplacement ($\Delta s_R > 0$ ou $\Delta s_R < 0$) inverse la composante de champ horizontal en mode parallèle par le biais du terme en $\sin\left(\frac{\Delta s_R}{2}\right)$, ce qui permet de passer d'une polarisation elliptique gauche à droite, alors que cette inversion n'existe pas en mode parallèle, où le terme est en \sin^2 . Ceci signifie que l'inclinaison de la polarisation linéaire est limitée dans un cadran de 90° .

$$\begin{aligned}
 B_{x, //}(s) &= \sum_{i=0}^3 (B_{x_{i, //}}) = 4\widehat{B}_{x_P} \sin\left(k_u \frac{\Delta s_R}{2}\right) \cos\left(k_u\left(s + \frac{\Delta s_R}{2}\right)\right) \\
 B_{z, //}(s) &= \sum_{i=0}^3 (B_{z_{i, //}}) = 4\widehat{B}_{z_P} \cos\left(k_u \frac{\Delta s_R}{2}\right) \sin\left(k_u\left(s + \frac{\Delta s_R}{2}\right)\right)
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

$$\begin{aligned}
B_{x,X} &= \sum_{i=0}^3 (B_{x_i,X}) = -4\widehat{B}_{x_P} \sin^2\left(k_u \frac{\Delta s_R}{2}\right) \sin(k_u s) \\
B_{z,X} &= \sum_{i=0}^3 (B_{z_i,X}) = 4\widehat{B}_{z_P} \cos^2\left(k_u \frac{\Delta s_R}{2}\right) \sin(k_u s)
\end{aligned} \tag{3.4}$$

L'une ou l'autre des équations 3.3 ou 3.4 permet d'exprimer les champs pic des apports des poutres en terme de valeurs facilement identifiables pour un onduleur donné à un entrefer donné : les champs pic correspondant aux polarisations linéaires horizontale et verticale $\widehat{B}_{x_{LV}}$ et $\widehat{B}_{z_{LH}}$ respectivement :

$$\begin{aligned}
\widehat{B}_{x_{LV}} &= \widehat{B}_{x_{\Delta s_R = \pm \frac{\lambda_u}{2}}} = 4\widehat{B}_{x_P} \\
\widehat{B}_{z_{LH}} &= \widehat{B}_{z_{\Delta s_R = 0}} = 4\widehat{B}_{z_P}
\end{aligned} \tag{3.5}$$

Enfin, cette approche permet d'exprimer les valeurs théoriques de déplacement de rangée Δs_R donnant l'égalité des deux composantes de champ, c'est-à-dire permettant de générer du rayonnement polarisé circulaire en mode parallèle (Δs_{RC}), et linéaire incliné à 45° en mode antiparallèle (Δs_{RL45}) :

$$\begin{aligned}
\widehat{B}_{x,/} = \widehat{B}_{z,/} &\Rightarrow \Delta s_{RC} = \frac{2}{k_u} \arctan\left(\frac{\widehat{B}_{z_{LH}}}{\widehat{B}_{x_{LV}}}\right) \\
\widehat{B}_{x,X} = \widehat{B}_{z,X} &\Rightarrow \Delta s_{RL45} = \frac{2}{k_u} \arctan\left(\sqrt{\frac{\widehat{B}_{z_{LH}}}{\widehat{B}_{x_{LV}}}}\right)
\end{aligned} \tag{3.6}$$

On peut enfin calculer par cette approche le champ pic généré en polarisation circulaire \widehat{B}_C et en polarisation linéaire inclinée à 45° \widehat{B}_{L45} , à partir des champs pic $\widehat{B}_{x_{LV}}$ et $\widehat{B}_{z_{LH}}$:

$$\begin{aligned}
\widehat{B}_C &= \widehat{B}_{x_{LV}} \sin\left(\arctan\left(\frac{\widehat{B}_{z_{LH}}}{\widehat{B}_{x_{LV}}}\right)\right) \\
&= \widehat{B}_{z_{LH}} \cos\left(\arctan\left(\frac{\widehat{B}_{z_{LH}}}{\widehat{B}_{x_{LV}}}\right)\right)
\end{aligned} \tag{3.7}$$

$$\begin{aligned}
\widehat{B}_{L45} &= \widehat{B}_{x_{LV}} \sin\left(\arctan\left(\sqrt{\frac{\widehat{B}_{z_{LH}}}{\widehat{B}_{x_{LV}}}}\right)\right) \\
&= \widehat{B}_{z_{LH}} \cos\left(\arctan\left(\sqrt{\frac{\widehat{B}_{z_{LH}}}{\widehat{B}_{x_{LV}}}}\right)\right)
\end{aligned} \tag{3.8}$$

La figure 3.3 représente pour les deux modes parallèle et antiparallèle la variation des champs crête horizontal et vertical de l'onduleur HU36 en fonction du déplacement de rangée Δs_R , calculée par RADIA pour toutes les valeurs de déplacement d'une part, et calculée d'après les formules analytiques 3.3 et 3.4 normalisées à partir des champs pic $\widehat{B}_{x_{LV}}$ et $\widehat{B}_{z_{LH}}$ calculés avec RADIA d'autre part. On observe une bonne concordance entre les deux calculs, ce qui est confirmé par la figure 3.4 qui représente la différence entre les deux calculs et montre une différence maximale de 6 mT calculée pour le mode parallèle pour $\Delta s_R \approx \pm \frac{\lambda_u}{4}$. L'écart relatif correspondant est inférieur à 3% sur toute la gamme de déplacement de rangée.

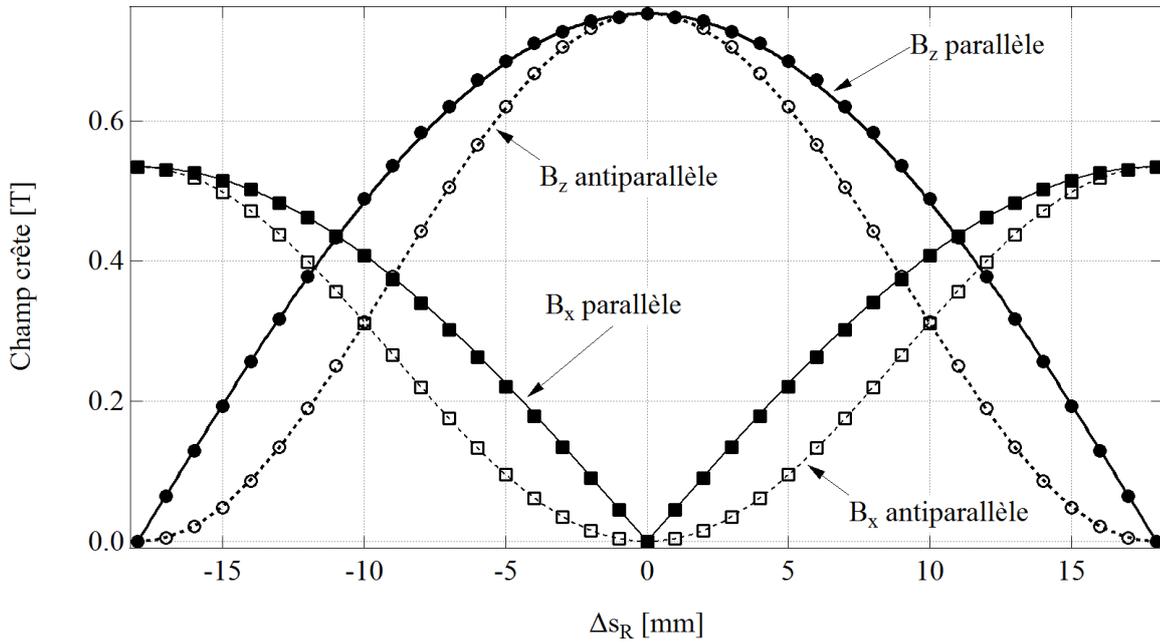


FIGURE 3.3 – Variation des champs crête calculés sur HU36 avec les formules analytiques 3.3 et 3.4 d’une part (traits continus ou pointillés), et avec RADIA d’autre part (carrés ou ronds). Le calcul analytique est normalisé à l’aide des valeurs de référence $\widehat{B_{x_{LV}}}$ et $\widehat{B_{z_{LH}}}$, calculées avec RADIA.

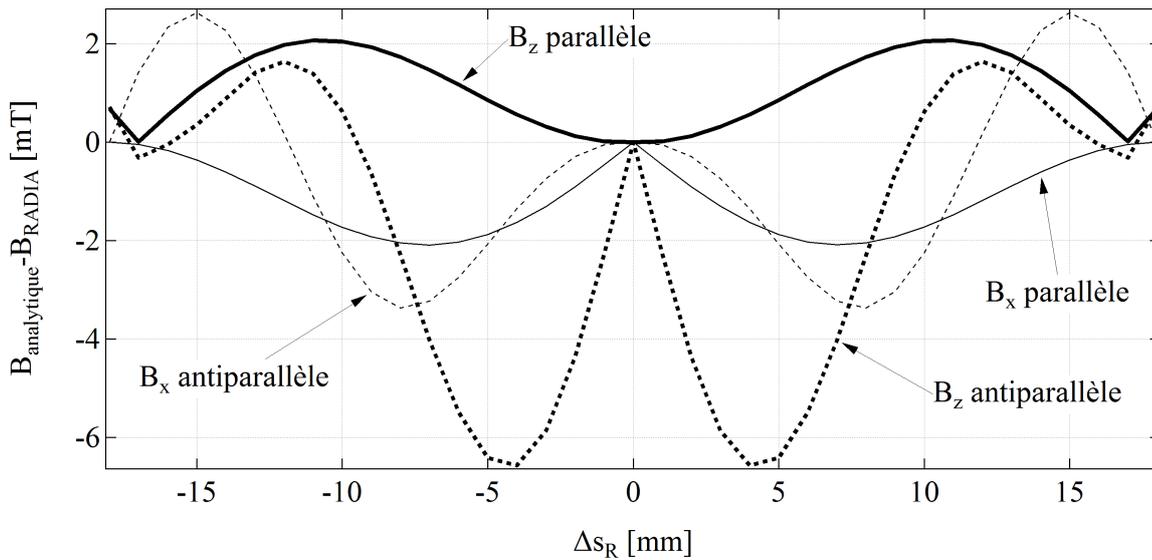


FIGURE 3.4 – Différence entre les champs pics calculés pour HU36, avec les formules analytiques 3.3 et 3.4 d’une part, et avec RADIA d’autre part, représentée en fonction du déplacement de rangée Δs_R .

3.2 Description d'un châssis d'onduleur APPLE-II

3.2.1 Vue d'ensemble du châssis

Les aimants d'un onduleur sont installés par l'intermédiaire de supports mécaniques sur des poutres qui font partie d'un châssis. Ce dernier est une structure mécano-soudée qui permet de modifier l'entrefer et, dans le cas d'un APPLE-II, de faire varier le déplacement de rangée. La figure 3.5 montre une vue d'un châssis d'onduleur APPLE-II utilisé à SOLEIL.

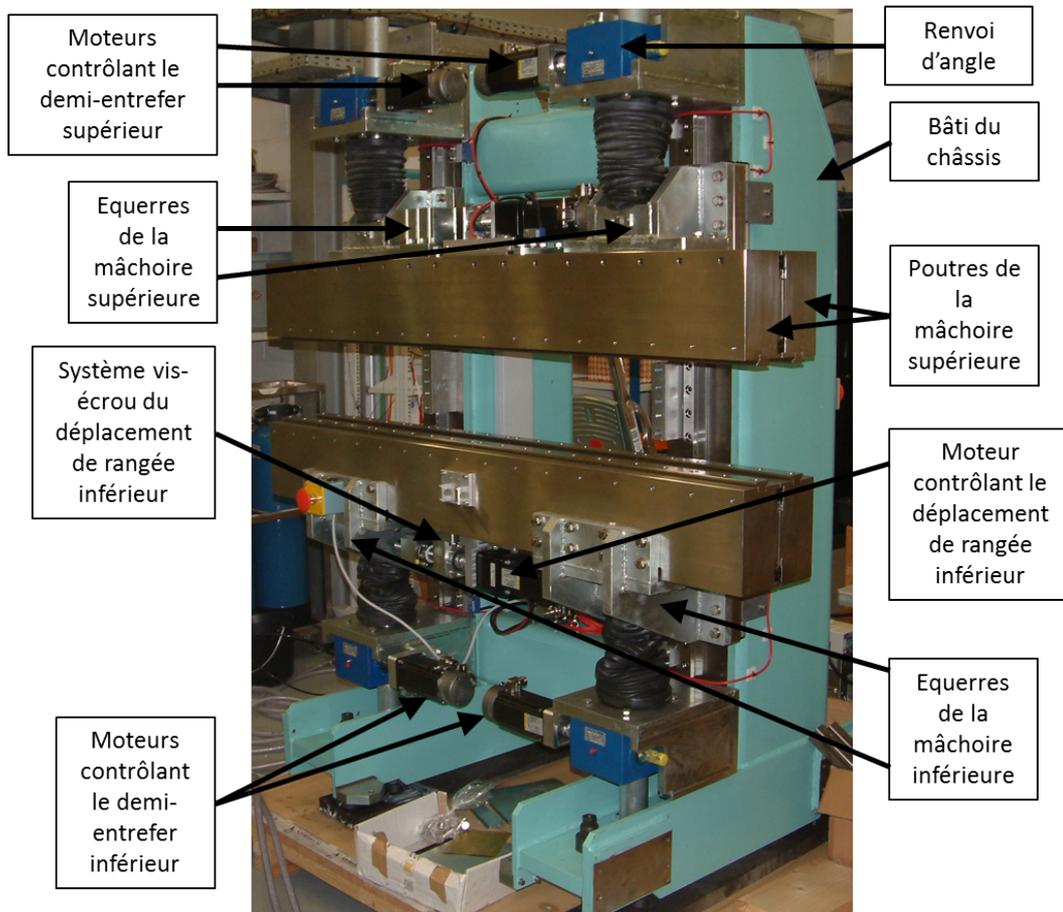


FIGURE 3.5 – Vue d'un châssis d'onduleur APPLE-II et de ces principaux composants.

La structure principale du châssis est un bâti, sur lequel couissent verticalement quatre équerres, dont le déplacement est contrôlé par des systèmes de réducteurs appelés renvois d'angle. Chaque mâchoire est constituée de deux poutres, dont une mobile, et la poutre fixe de chaque mâchoire est fixée sur deux équerres. Chaque entrefer est piloté par deux moteurs, ce qui permet de contrôler l'inclinaison de la poutre entre entrée et sortie d'onduleur, et chaque demi-entrefer est mesuré par un encodeur linéaire absolu.

Les deux poutres d'une même mâchoire couissent entre elles longitudinalement et ce déplacement est contrôlé par un système vis-écrou, sur lequel est fixé un moteur. Le déplacement d'une poutre mobile est mesuré par rapport à la poutre fixe correspondante avec un encodeur linéaire absolu. Deux moteurs sont donc nécessaires pour contrôler le déplacement de rangée de l'onduleur.

Pour fonctionner correctement, l'ensemble du châssis comprenant six moteurs pas à pas et six encodeurs linéaires est piloté par une électronique regroupant un automate et des unités de puissance qui alimentent les moteurs et en contrôlent les freins. Ce pilotage doit prendre en compte des considérations de sécurité, étant donnés les efforts mis en jeu par les moteurs.

3.2.2 Force entre mâchoires

Quand l'onduleur est en configuration plane et génère du champ magnétique vertical ($\Delta s_R = 0$), une force attractive s'exerce entre les mâchoires. Il est possible d'estimer cette force par un calcul analytique en se basant sur la pression magnétique, c'est-à-dire la force magnétique exercée par unité de surface dS :

$$\frac{dF}{dS}(s, x, z) = \frac{B^2(s, x, z)}{2\mu_0} \quad (3.9)$$

On en déduit la force magnétique subie par une mâchoire en intégrant l'expression 3.9 sur la surface du plan médian :

$$\begin{aligned} F_z &= \iint_{S(z=0)} \frac{B_z^2(s, x, 0)}{2\mu_0} ds dx \\ &= \frac{1}{2\mu_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} B_z^2(s, x, 0) dx \right) ds \end{aligned} \quad (3.10)$$

On opère un calcul simplifié en supposant que l'expression du champ en tout point du plan médian est une fonction sinusoïdale le long de l'axe s , modulée transversalement par un facteur de forme noté $R_{off}(x)$. Cette dernière fonction est en fait le profil transverse de champ, également appelé Roll-off. Il est calculé avec RADIA à une position longitudinale correspondant à un pic de champ sur axe, ce qui est montré en figure 3.6 dans le cas de l'onduleur HU36.

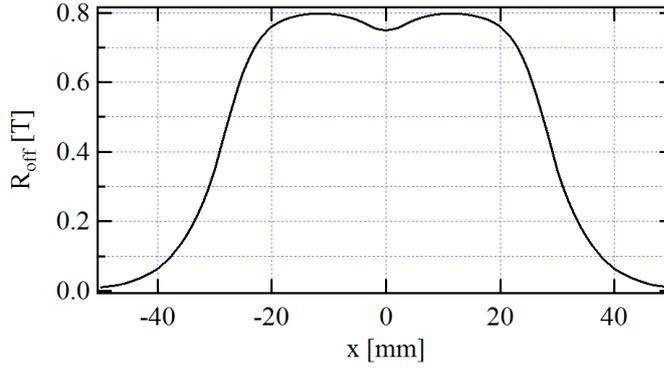


FIGURE 3.6 – Profil transverse du champ magnétique vertical généré par HU36 dans le plan médian à une position longitudinale correspondant à un pic de champ. Calcul effectué avec RADIA. $g_u=11$ mm et $\Delta s_R=0$ mm.

Compte-tenu de cette simplification, l'expression du champ devient :

$$B(s, x, 0) = R_{off}(x) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_u} s\right) \quad (3.11)$$

Et l'expression de la force :

$$\begin{aligned} F_z &= \frac{1}{2\mu_0} \int_{-\infty}^{+\infty} R_{off}^2(x) dx \int_0^{N_u \lambda_u} \sin^2\left(\frac{2\pi}{\lambda_u} s\right) ds \\ &= \frac{N_u \lambda_u}{4\mu_0} \int_{-\infty}^{+\infty} R_{off}^2(x) dx \end{aligned} \quad (3.12)$$

L'intégration numérique du carré du Roll-off montré sur la figure 3.6 donne :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} R_{off}^2(x) dx = 32.75 \text{ T}^2 \text{mm} \quad (3.13)$$

En tenant compte des paramètres géométriques de l'onduleur ($\lambda_u = 36$ mm et $N_u = 44$), on obtient numériquement une force F_z de 10.37 kN, c'est à dire une tonne.

3.3 Réduction de la période : construction du HU36

3.3.1 Motivation

Un des enjeux actuels des sources de rayonnement réside dans l'extension de leur gamme spectrale vers les hautes énergies. D'après la condition de résonance exprimée dans l'équation 1.38, ceci peut être réalisé en augmentant l'énergie des électrons E_e , ce qui nécessite une mise à jour importante de l'accélérateur dans le cas d'un anneau de stockage (et donc un coût), et entraîne une diminution du gain (voir équation 1.65) sur un LEL. Une autre solution consiste à modifier l'onduleur plutôt que les électrons, en en réduisant la période λ_u , ce qui décale l'énergie résonante, et donc tout le spectre, vers les hautes énergies.

Cependant, la réduction de la période de l'onduleur entraîne également une diminution du champ pic \widehat{B} , puisque le volume des sources de champ diminue. Il en découle une diminution du paramètre de déflexion. On obtient donc bien une augmentation de l'énergie résonante, mais celle-ci s'accompagne d'une diminution de la puissance rayonnée et du contenu harmonique, c'est-à-dire de la gamme spectrale couverte par l'onduleur (ou sa plage d'accordabilité).

Pour augmenter la gamme spectrale de l'onduleur, il faut donc diminuer sa période tout en maintenant son paramètre de déflexion constant, ce qui ne peut se faire que par l'augmentation du champ. Si l'on souhaite éviter une modification majeure de la structure générale de l'onduleur (par exemple en utilisant la technologie sous-vide ou une conception magnétique hybride), il existe trois voies pour obtenir cet accroissement de champ :

- la diminution de l'entrefer g_u ,
- l'augmentation des dimensions transverses $\Delta x_{\mathcal{M}}$ et $\Delta z_{\mathcal{M}}$ des aimants,
- le choix d'une nuance de matériau magnétique de plus forte rémanence.

Cette démarche a été appliquée sur l'onduleur HU36, dont la période de 36 mm est sensiblement plus petite que celle des autres onduleurs APPLE-II construits jusque-là à SOLEIL. Afin de compenser la perte de champ découlant de cette réduction, la dimension transverse des aimants a été augmentée de 28 à 32 mm, le champ rémanent accru de 1.22 à 1.23 T et l'entrefer minimum théorique réduit de 15.5 à 11 mm. La table 3.1 résume les paramètres géométriques et magnétiques, et les champs pic calculés avec RADIA dans les polarisations LH et LV, pour les différents onduleurs APPLE-II installés à SOLEIL. Le calcul est également effectué pour un onduleur fictif de période 36 mm qui aurait les mêmes paramètres (dimensions transverses des aimants, entrefer et champ rémanent) que les autres onduleurs à l'exception de HU36, afin de quantifier le gain en champ sur ce dernier. En adoptant ces modifications, le champ obtenu en polarisation linéaire horizontale (LH) passe de 0.508 à 0.754 T, et celui en polarisation linéaire verticale (LV) de 0.308 à 0.533 T, ce qui équivaut à des augmentations relatives d'environ 50% et 70% respectivement. Au final, on obtient un champ pic similaire à celui généré par HU52, c'est-à-dire un onduleur de période 52 mm.

TABLE 3.1 – Paramètres géométriques et champs pic calculés avec RADIA dans les polarisations LH et LV pour les onduleurs APPLE-II installés à SOLEIL. (*36) est un onduleur fictif de période égale à celle de HU36, mais dont les autres paramètres sont ceux des autres onduleurs.

Onduleur	λ_u (mm)	$\Delta s_{\mathcal{M}}$ (mm)	$\Delta x_{\mathcal{M}}$ (mm)	$\Delta z_{\mathcal{M}}$ (mm)	B_r (T)	g_u (mm)	\widehat{B}_{zLH} (T)	\widehat{B}_{xLV} (T)
HU80	80	20					0.922	0.703
HU60	60	15					0.819	0.575
HU52	52	13	28	28	1.22	15.5	0.743	0.501
HU44	44	11					0.641	0.412
(*36)	36	9					0.508	0.308
HU36	36	9	32	32	1.23	11	0.754	0.533

Une façon d'appréhender la performance de l'onduleur HU36 est de la comparer à celles des autres

onduleurs APPLE-II construits figurant dans la table 1.1. Comme la difficulté consiste à obtenir une courte période et un fort champ, on peut tracer pour chaque ondulateur le champ en fonction de la période, ce qui est fait sur la figure 3.7, sur laquelle on constate que le HU36 présente de bonnes caractéristiques.

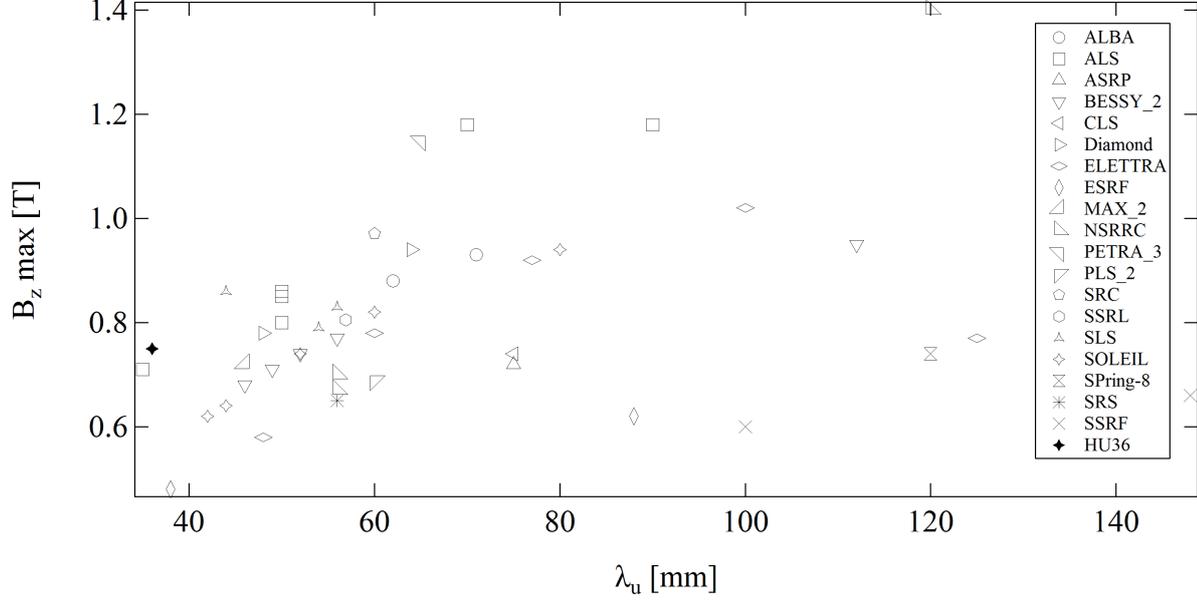


FIGURE 3.7 – Représentation du champ pic maximal en fonction de la période pour les différents ondulateurs APPLE-II présentés dans la table 1.1.

3.3.2 Difficultés de réalisation de l'ondulateur

L'optimisation de l'ondulateur HU36 s'est avérée plus compliquée que celle généralement observée pour les autres ondulateurs APPLE-II de SOLEIL. La figure 3.8 présente la variations de différentes grandeurs caractéristiques de la performance de l'ondulateur tout au long des étapes d'optimisation, qui comptent quinze itérations de shimming virtuel et deux itérations de magic fingers. Ces grandeurs sont la variation en fonction de Δs_R des principaux termes multipolaires (intégrales sur axe I_{1x} et I_{1z} , gradients droit G_z et tourné G_x et sextupôle intégré S_z), ainsi que l'erreur de phase obtenue dans les polarisations LH et LV.

On constate que l'évolution la plus marquée est celle de l'erreur de phase en polarisation LH, qui est réduite continuellement le long de l'optimisation de 12.6° pour atteindre finalement 6.5° . Malgré cette progression, la valeur finale est plutôt élevée puisqu'il n'est pas rare d'atteindre 4° d'erreur de phase sur ce type d'ondulateur. Les variations des intégrales sur axe stagnent au voisinage de 0.4 G.m tout le long de l'optimisation, ce qui est raisonnable compte-tenu du fait qu'elles peuvent être corrigées avec le système de feedforward. Les variations des gradients droit et tourné demeurent un peu élevés en fin d'optimisation (respectivement 93 G et 180 G), mais le principal problème rencontré lors de l'optimisation est la difficulté à réduire l'erreur de phase en polarisation LV puisqu'elle vaut 10.7° et 11.8° pour $\Delta s_R = -\frac{\lambda_u}{2}$ et $\Delta s_R = +\frac{\lambda_u}{2}$ respectivement.

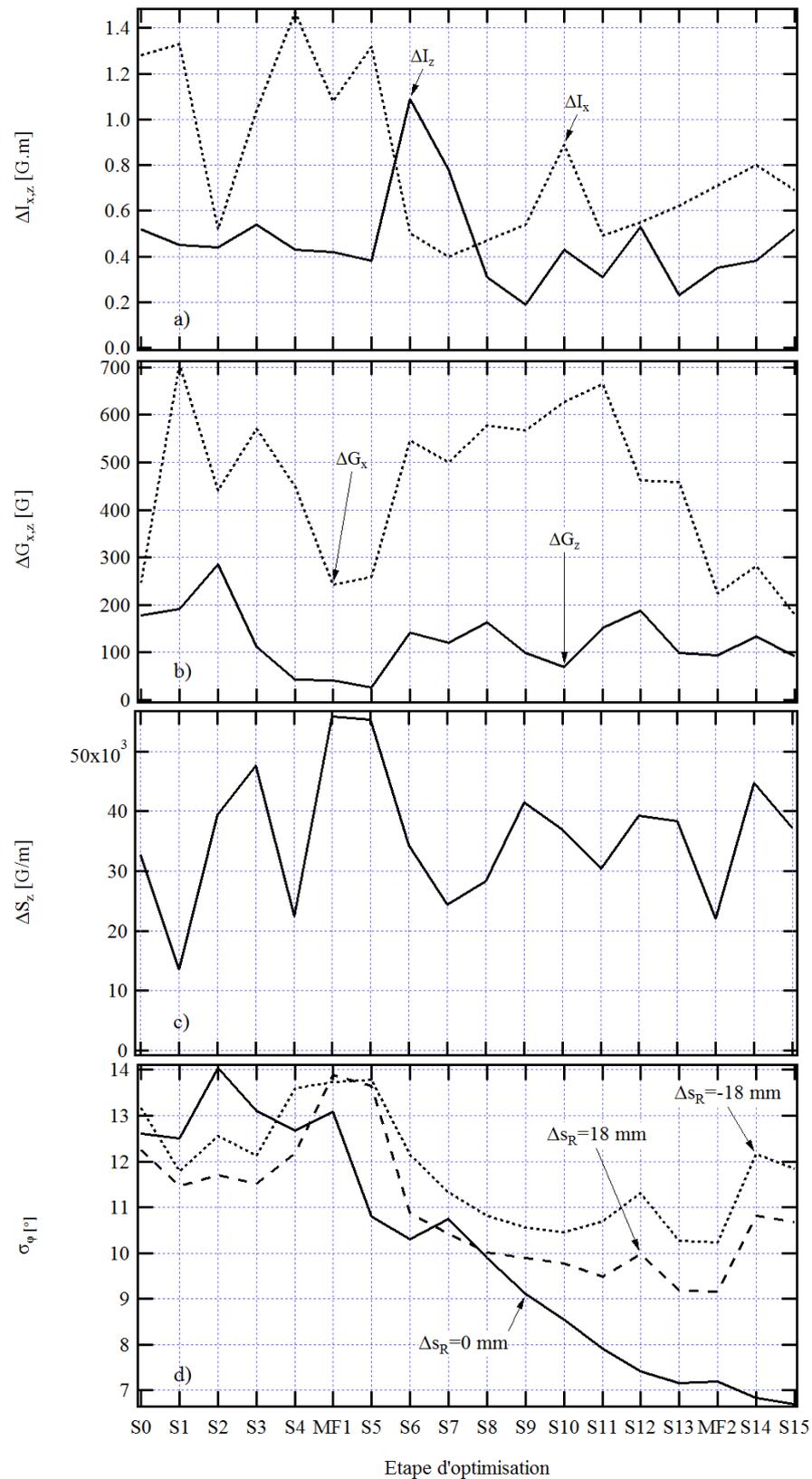


FIGURE 3.8 – Evolution des critères de sélection au fur et à mesure de l'optimisation de la première version de l'onduleur HU36 : a) Variation maximale avec Δs_R des intégrales sur axe, b) variation maximale avec Δs_R des gradients, c) variation maximale avec Δs_R du sextupôle droit, d) erreur de phase maximale. Etapes : S pour shimming, MF pour magic fingers.

La figure 3.9 montre l'évolution des distributions transverses des intégrales de cette première version de l'onduleur HU36, entre la fin de l'assemblage et la fin de l'optimisation. Comme l'ouverture physique horizontale de la chambre à vide au niveau de cet onduleur est limitée à la plage $-30 \text{ mm} < x < +25 \text{ mm}$, les intégrales de champ situées aux positions horizontales extérieures à cette plage de valeurs n'entrent pas dans le critère de mérite. Dans l'ouverture physique considérée, les intégrales de champ mesurées en fin d'optimisation sont telles que $-1.65 \text{ G.m} < I_{1_x}(x, 0) < 2.06 \text{ G.m}$ et $-1.07 \text{ G.m} < I_{1_z}(x, 0) < 0.56 \text{ G.m}$. On note que l'optimisation a permis de diminuer l'amplitude des intégrales dans la zone correspondant à l'ouverture physique, quitte à les agrandir considérablement en dehors. Ceci explique la valeur de 2 G.m , très importante, obtenue pour l'intégrale de champ horizontal à $x = -30 \text{ mm}$, c'est-à-dire à la limite de la zone considérée.

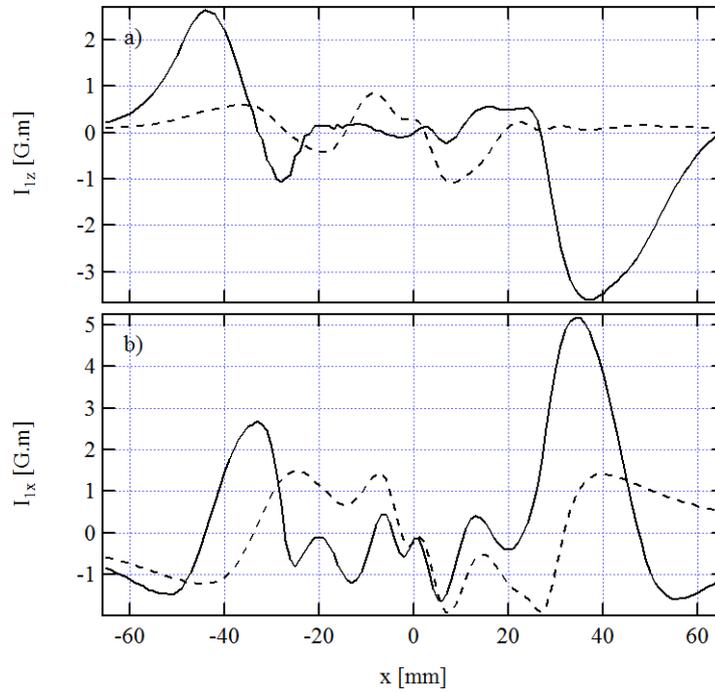


FIGURE 3.9 – Distribution transverse des intégrales de champ générées par la première version de l'onduleur HU36 dans la configuration qui donne le champ magnétique sur axe maximal ($g_u = 15.5 \text{ mm}$ et $\Delta s_R = 0$), à la fin de son assemblage (pointillés) et à la fin de son optimisation (traits continus) : a) intégrales de champ vertical, b) intégrales de champ horizontal.

L'étude des différentes données pour expliquer cette difficulté à réduire efficacement les erreurs de phase nous a amenés à observer la présence d'une forme d'hystérésis, comme le montre la figure 3.10 qui présente la distribution transverse des intégrales de champ pour $\Delta s_R = 0$ dans deux cas différents : dans le premier cas, Δs_R atteint la valeur nulle en progressant de façon croissante depuis $-\frac{\lambda_u}{2}$ alors qu'il progresse de façon décroissante depuis $+\frac{\lambda_u}{2}$ dans le second cas. On observe que les deux distributions présentent globalement le même aspect, mais également des différences notables. Ainsi, l'écart maximal observé est de 1 G.m , ce qui est très important.

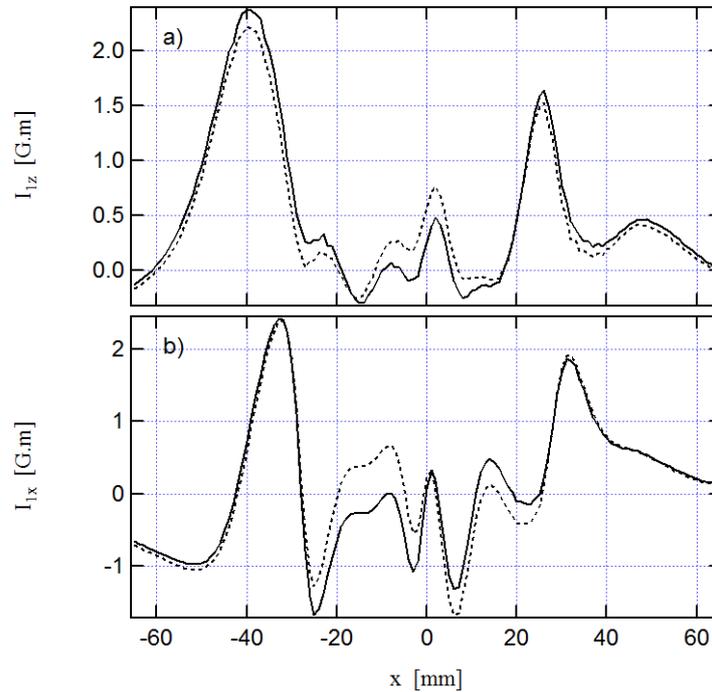


FIGURE 3.10 – Distribution transverse des intégrales de champ vertical (a) et horizontal (b) mesurées sur la première version de l'onduleur HU36 pour $\Delta s_R = 0$ dans deux configurations selon le sens de la variation de Δs_R : La variation du déplacement de rangée se fait croissante (tirets) ou décroissante (trait continu).

Comme cette hystérésis n'a pas été observée sur les autres onduleurs APPLE-II de SOLEIL, il a été estimé qu'il provenait d'une déformation des supports d'aimants, entraînant un déplacement de ces derniers. En effet, en réduisant la période de l'onduleur, on diminue non seulement l'épaisseur des aimants mais également celle des supports sur lesquels ils sont fixés. D'autre part, comme on cherche également à maintenir un champ magnétique généré sur axe très fort malgré la réduction de la période, les forces magnétiques subies par les aimants restent similaires à celles d'un onduleur de plus grande période. Il résulte de ces deux points que les supports d'aimants se déforment davantage sur un onduleur de plus petite période pour lequel on maintient un champ important. Il est difficile de dire si cette hystérésis conditionne l'optimisation de l'erreur de phase ou non. Il induit en tout cas une difficulté accrue pour l'opération de l'onduleur, en particulier pour la mise en place du feedforward, puisque les défauts de l'onduleur ne sont pas bijectifs avec son déplacement de rangée Δs_R . Nous avons donc estimé nécessaire de diminuer cet effet.

3.3.3 Répartition des déformations sur les différentes pièces des supports d'aimants

Pour comprendre comment réduire l'hystérésis observée, il est nécessaire de calculer la force exercée sur un aimant et le déplacement qui en résulte par la déformation du support. Plus précisément, on s'intéresse aux contributions des différentes pièces du module dans cette déformation.

Forces magnétiques exercées sur un aimant

On calcule à l'aide de RADIA les forces exercées sur un aimant par le champ magnétique généré par l'ensemble de l'onduleur. La difficulté dans le cas d'un onduleur APPLE-II est que ces forces diffèrent selon le type d'aimant, la poutre sur laquelle il est installé, et la configuration de l'onduleur (entrefer et déplacement de rangée). On effectue donc ce calcul en fonction du déplacement de rangée Δs_R , dans

chacun des deux modes parallèle et antiparallèle, pour chaque type d'aimant (M_{\uparrow} , M_{\downarrow} , M_{\rightarrow} et M_{\leftarrow}), et pour chacune des quatre poutres, ce qui aboutit à 32 calculs. Comme on souhaite évaluer l'impact maximal de la déformation, chaque calcul est effectué à entrefer minimal, c'est-à-dire $g_u = 11$ mm dans le cas de HU36. Pour chaque calcul, on modélise dans RADIA un onduleur de 9 périodes de façon à estimer correctement le champ dans la période centrale, et on sélectionne l'aimant du type souhaité le plus proche du centre du modèle.

On calcule dans un premier temps le module de la force exercée sur l'aimant, dont le résultat est donné en figures 3.11 et 3.12 pour un pilotage dans les modes parallèle et antiparallèle respectivement. Les mêmes grandeurs sont représentées par type d'aimant, pour tous les modes de pilotages, en figure 3.13.

Quelque soit le mode de pilotage et le type d'aimant, le fait d'inverser l'aimantation de l'aimant (c'est-à-dire de passer d'un aimant M_{\rightarrow} à un aimant M_{\leftarrow} , ou d'un aimant M_{\uparrow} à un aimant M_{\downarrow}) ne modifie pas le module de la force exercée. En revanche, celui-ci dépend du type d'aimant (aimanté horizontalement ou verticalement) et pour le mode antiparallèle, de la poutre sur laquelle il est situé. Dans ce mode, un aimant d'un type donné subit une force identique en module si il est placé sur une poutre ou sur la poutre diagonalement opposée par rapport à l'axe de l'onduleur. On distingue donc deux sous-ensembles de poutres pour lesquels un aimant subit la même force en module, quelque soit le mode de pilotage : le sous-ensemble constitué des poutres 0 et 2 qui se déplacent de la valeur Δs_R , et celui constitué des poutres 1 et 3 qui restent fixes.

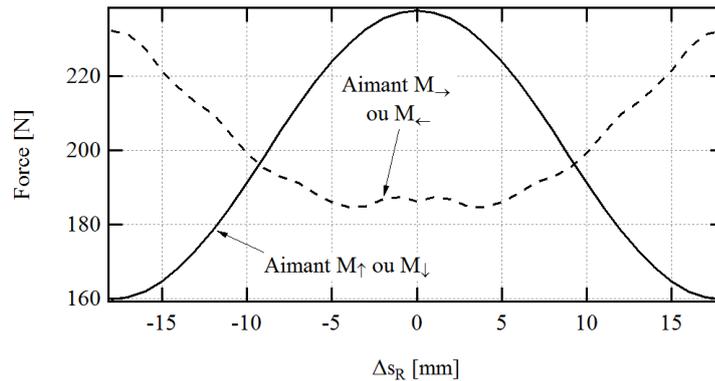


FIGURE 3.11 – Module de la force magnétique exercée sur un aimant de HU36 en fonction du déplacement de rangée en mode parallèle. Calculs effectués avec RADIA en utilisant les paramètres de la table 3.1.

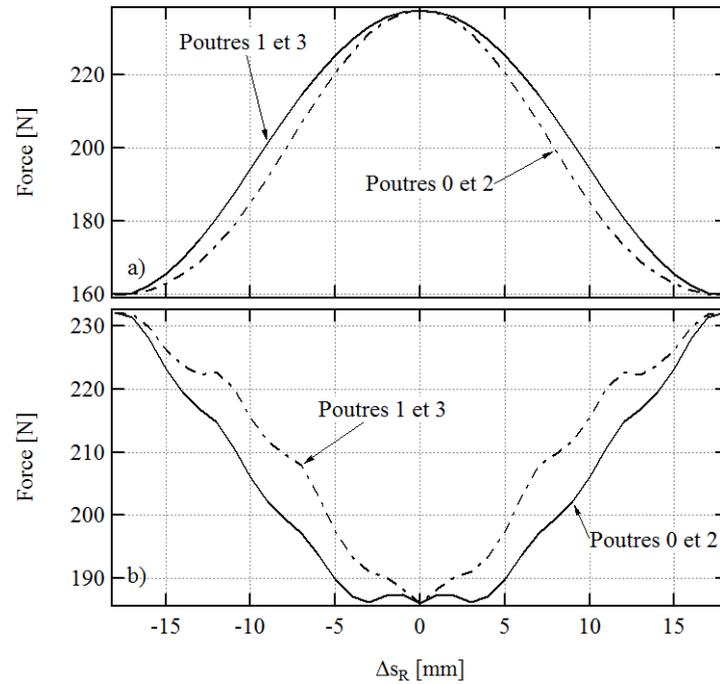


FIGURE 3.12 – Module de la force magnétique exercée sur un aimant de HU36 en fonction du déplacement de rangée en mode antiparallèle. Aimant de type : a) M_{\uparrow} ou M_{\downarrow} , b) M_{\leftarrow} ou M_{\rightarrow} . Calculs effectués avec RADIA en utilisant les paramètres de la table 3.1.

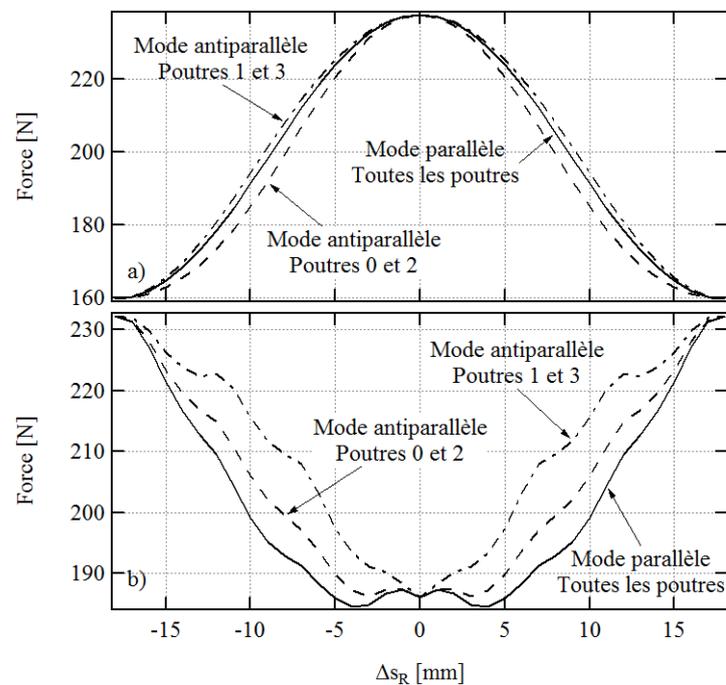


FIGURE 3.13 – Module de la force magnétique exercée sur un aimant de HU36 en fonction du déplacement de rangée dans les différents modes de pilotage. Aimant de type : a) M_{\uparrow} ou M_{\downarrow} , b) M_{\leftarrow} ou M_{\rightarrow} . Calculs effectués avec RADIA en utilisant les paramètres de la table 3.1.

D'un point de vue quantitatif, on constate que la plage de valeurs que prend le module de la force exercée sur un aimant est équivalente pour les deux types d'aimants, puisqu'elle s'étend de 160 à 237 N pour les aimants M_{\uparrow} et M_{\downarrow} , et de 185 à 232 N pour les aimants M_{\rightarrow} et M_{\leftarrow} . Par contre, la valeur du déplacement de rangée pour lequel la force est maximale diffère selon le type d'aimant : il vaut 0 pour les aimants M_{\uparrow} et M_{\downarrow} , et $\pm \frac{\lambda_u}{2}$ pour les aimants M_{\rightarrow} et M_{\leftarrow} . On remarque enfin qu'il n'existe pas de configuration à entrefer minimum dans laquelle les aimants ne subissent aucune force : elle est au minimum de 160 N, ce qui n'est pas négligeable.

Pour estimer les déformations des supports sous l'effet des forces magnétiques, on ne peut pas se contenter du module de la force, mais il faut également étudier les composantes de celle-ci, parce que chacune a un effet mécanique bien spécifique sur le support, selon la forme de ce dernier.

Les résultats de ces calculs sont présentés pour le mode parallèle en figures 3.14, 3.15, 3.16 et 3.17, respectivement pour chaque type d'aimant M_{\uparrow} , M_{\downarrow} , M_{\rightarrow} et M_{\leftarrow} . Les calculs équivalents effectués pour le mode antiparallèle aboutissent aux courbes des figures 3.18, 3.19, 3.20 et 3.21.

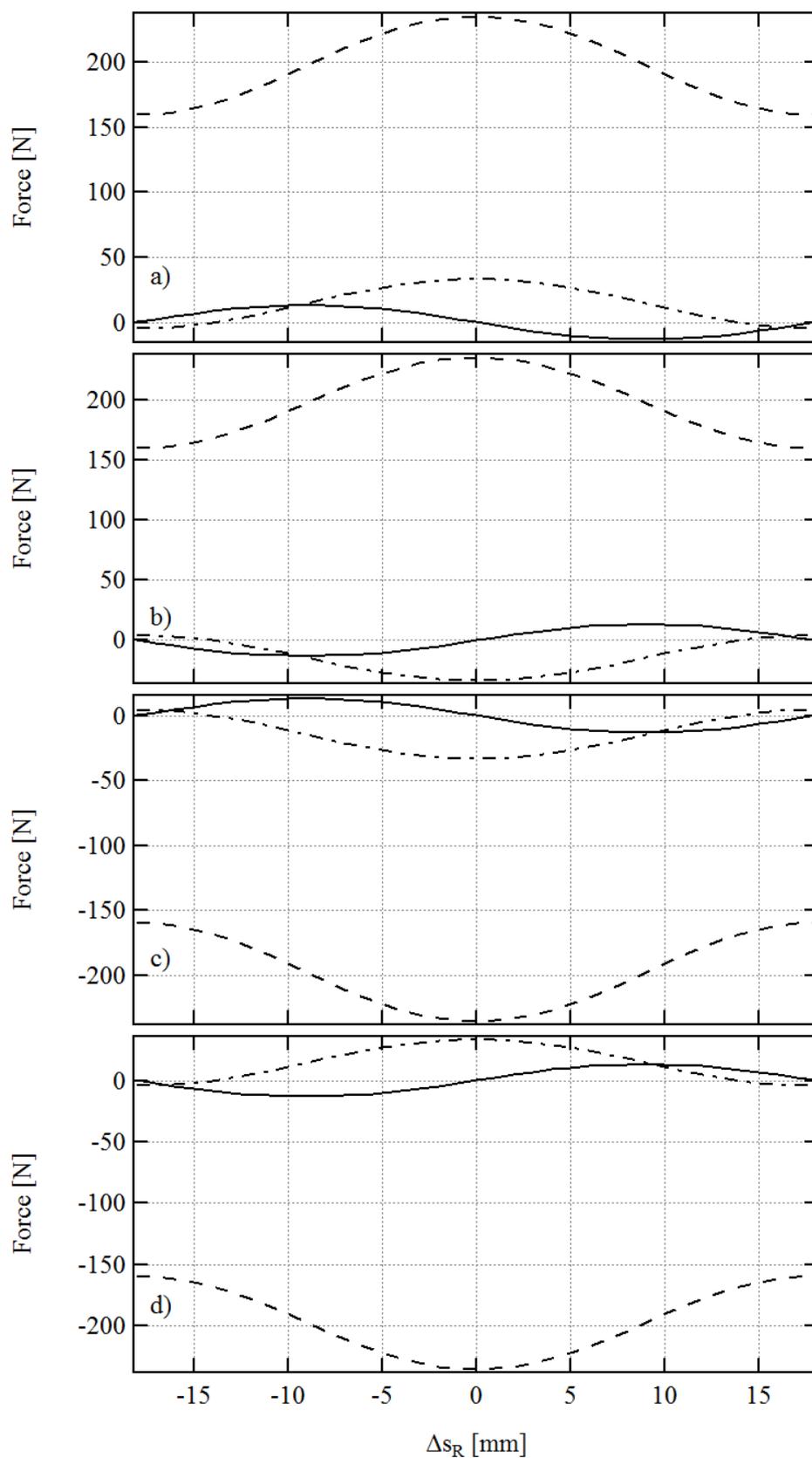


FIGURE 3.14 – Forces magnétiques exercées sur un aimant M_{\uparrow} de HU36 en fonction du déplacement de rangée en mode parallèle. Force longitudinale (—), verticale (\cdots) et transverse (- - -). Aimant placé sur : a) poutre 0, b) poutre 1, c) poutre 2 d) poutre 3. Calculs effectués avec RADIA en utilisant les paramètres de la table 3.1.

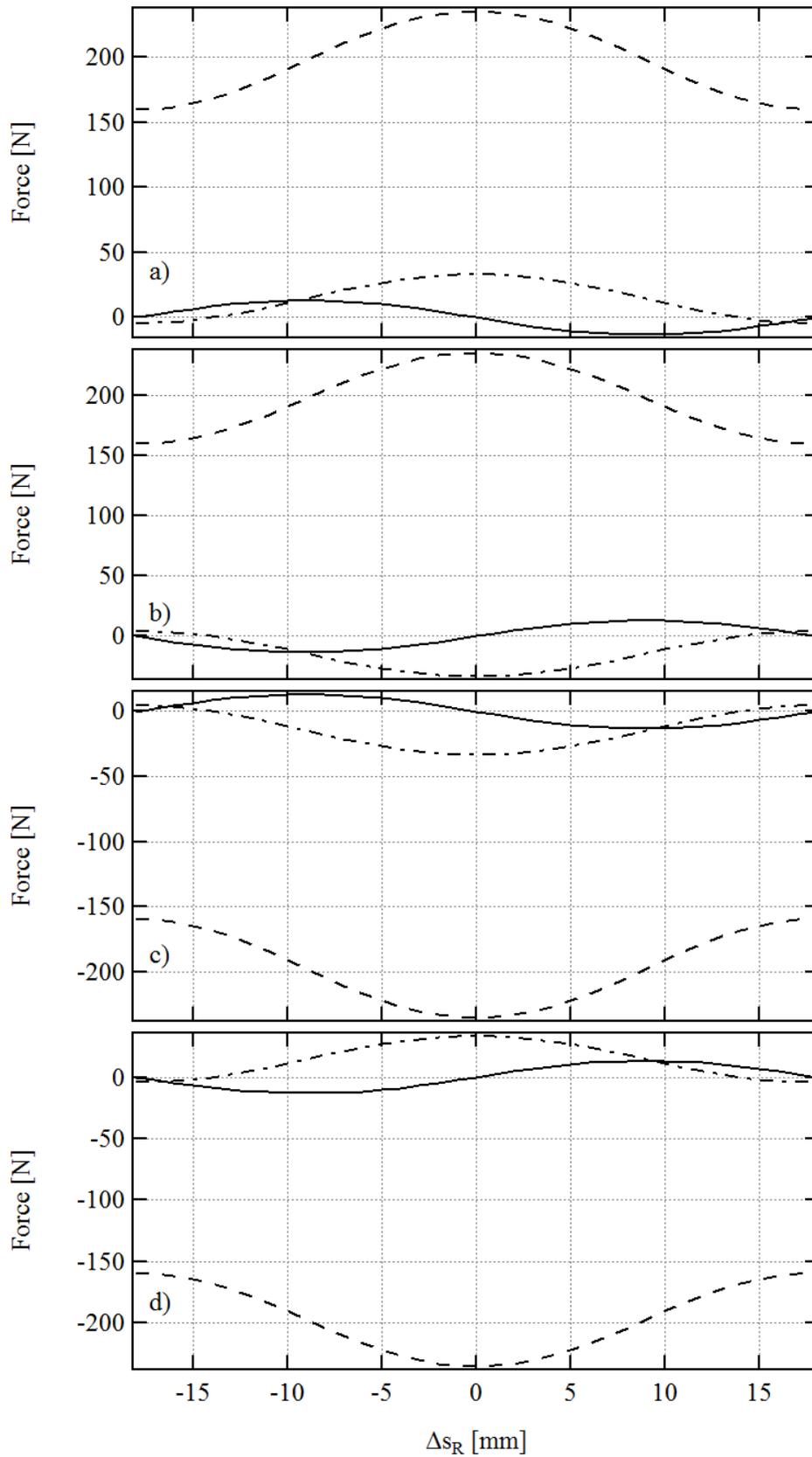


FIGURE 3.15 – Forces magnétiques exercées sur un aimant M_l de HU36 en fonction du déplacement de rangée en mode parallèle. Force longitudinale (—), verticale (\cdots) et transverse (- - -). Aimant placé sur : a) poutre 0, b) poutre 1, c) poutre 2 d) poutre 3. Calculs effectués avec RADIA en utilisant les paramètres de la table 3.1.

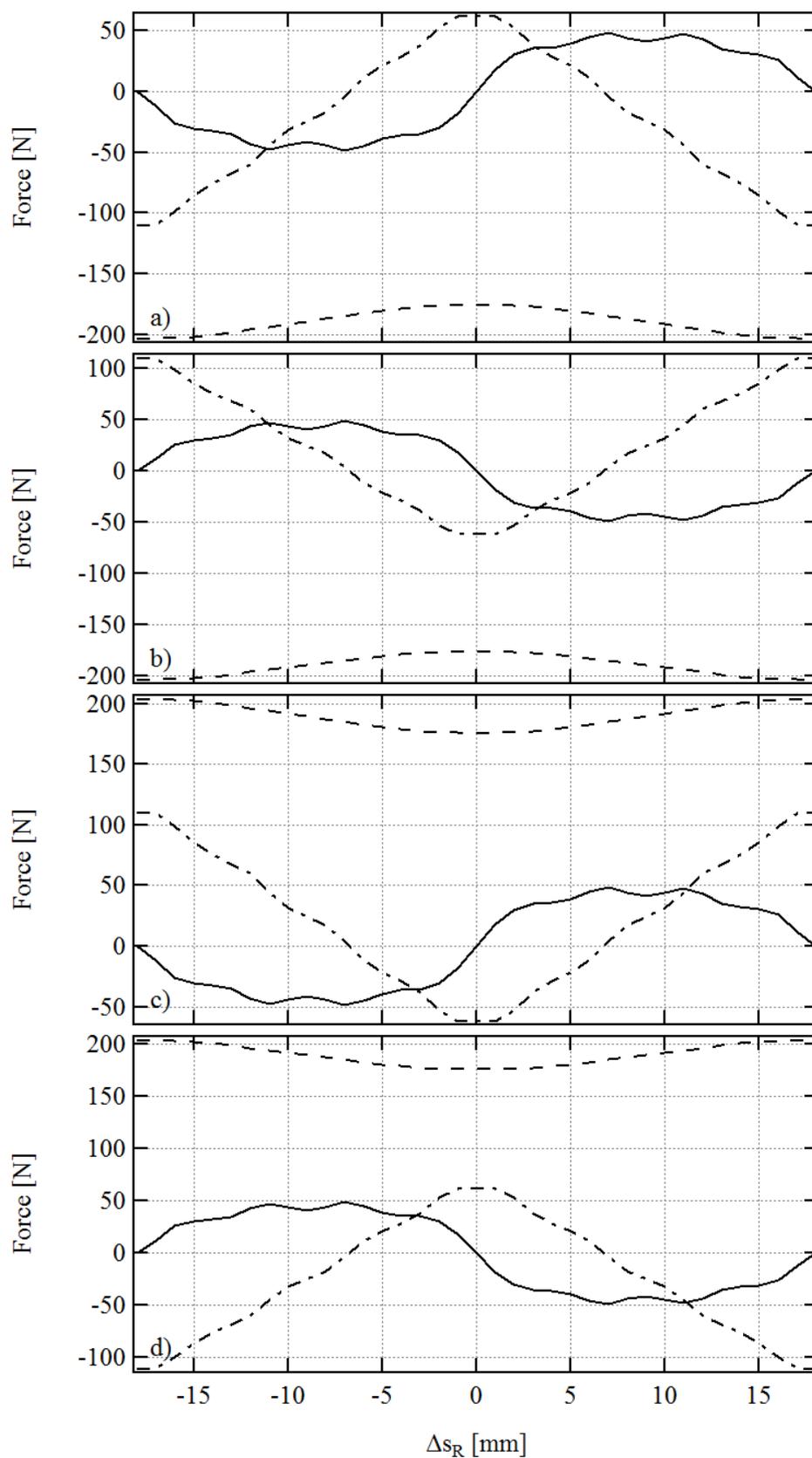


FIGURE 3.16 – Forces magnétiques exercées sur un aimant M_{\rightarrow} de HU36 en fonction du déplacement de rangée en mode parallèle. Force longitudinale (—), verticale (\cdots) et transverse (- · -). Aimant placé sur : a) poutre 0, b) poutre 1, c) poutre 2 d) poutre 3. Calculs effectués avec RADIA en utilisant les paramètres de la table 3.1.

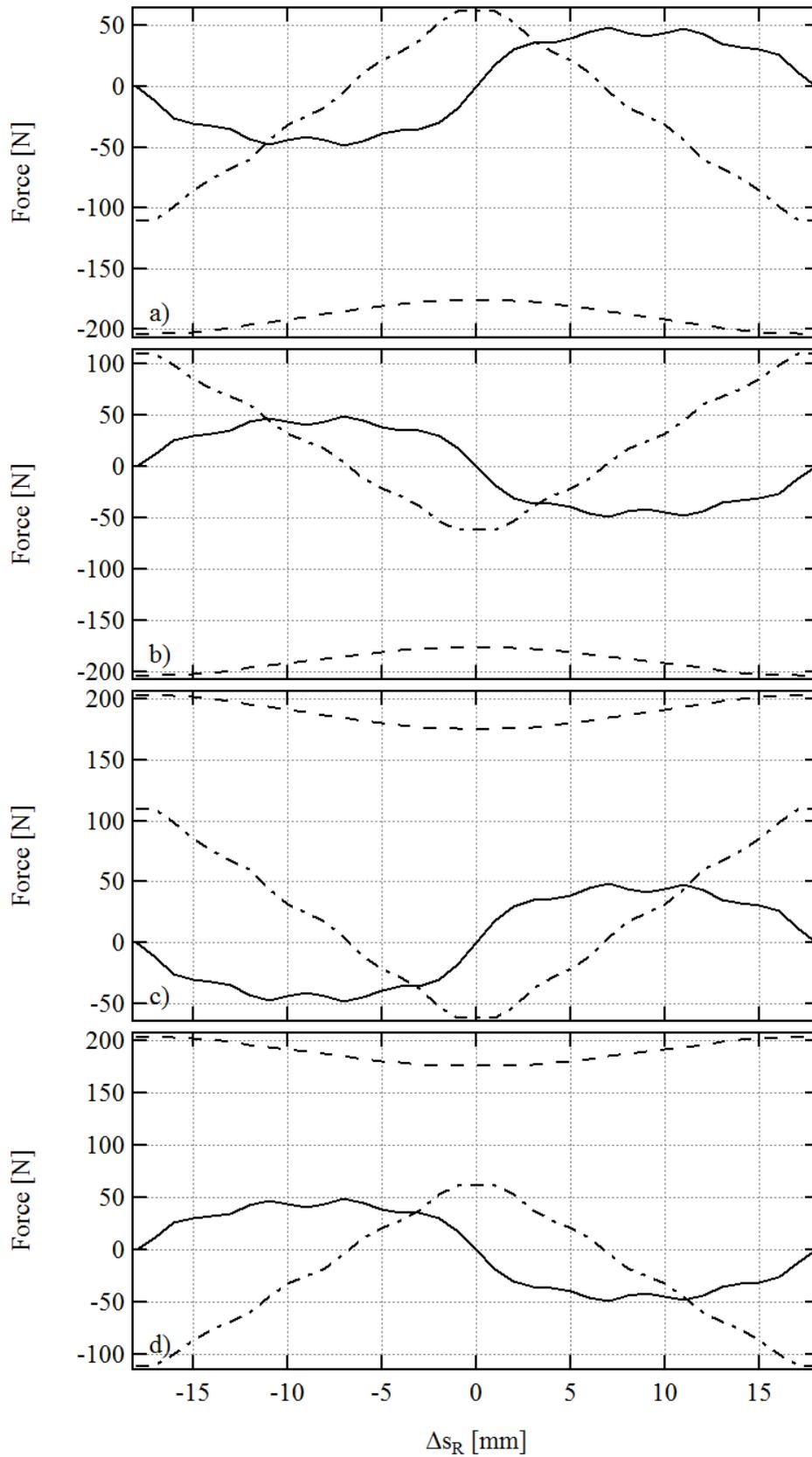


FIGURE 3.17 – Forces magnétiques exercées sur un aimant M_{\leftarrow} de HU36 en fonction du déplacement de rangée en mode parallèle. Force longitudinale (—), verticale (\cdots) et transverse (- · -). Aimant placé sur : a) poutre 0, b) poutre 1, c) poutre 2 d) poutre 3. Calculs effectués avec RADIA en utilisant les paramètres de la table 3.1.

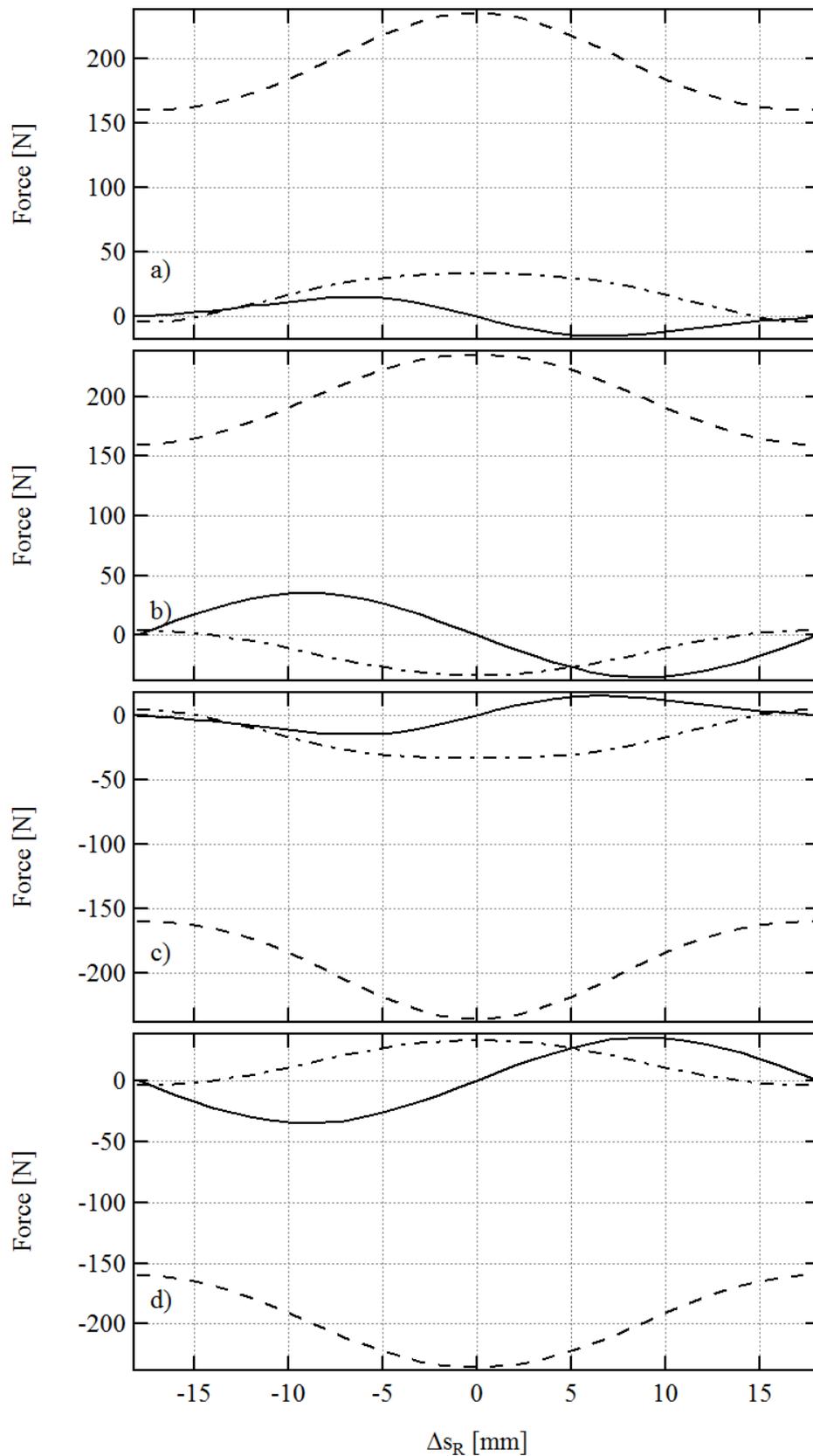


FIGURE 3.18 – Forces magnétiques exercées sur un aimant M_{\uparrow} de HU36 en fonction du déplacement de rangée en mode antiparallèle. Force longitudinale (—), verticale (\cdots) et transverse (- · -). Aimant placé sur : a) poutre 0, b) poutre 1, c) poutre 2 d) poutre 3. Calculs effectués avec RADIA en utilisant les paramètres de la table 3.1.

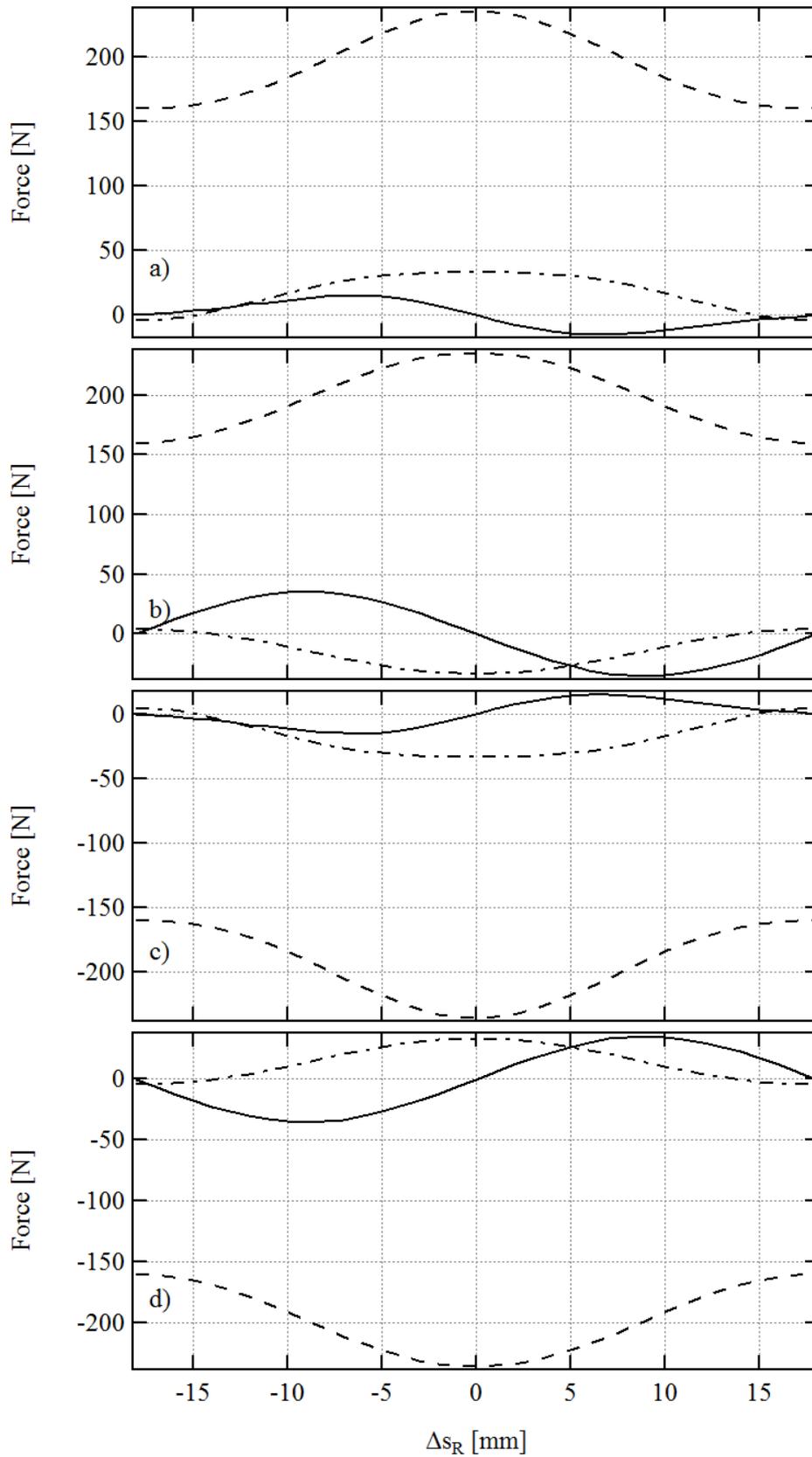


FIGURE 3.19 – Forces magnétiques exercées sur un aimant M_l de HU36 en fonction du déplacement de rangée en mode antiparallèle. Force longitudinale (—), verticale (\cdots) et transverse (- · -). Aimant placé sur : a) poutre 0, b) poutre 1, c) poutre 2 d) poutre 3. Calculs effectués avec RADIA en utilisant les paramètres de la table 3.1.

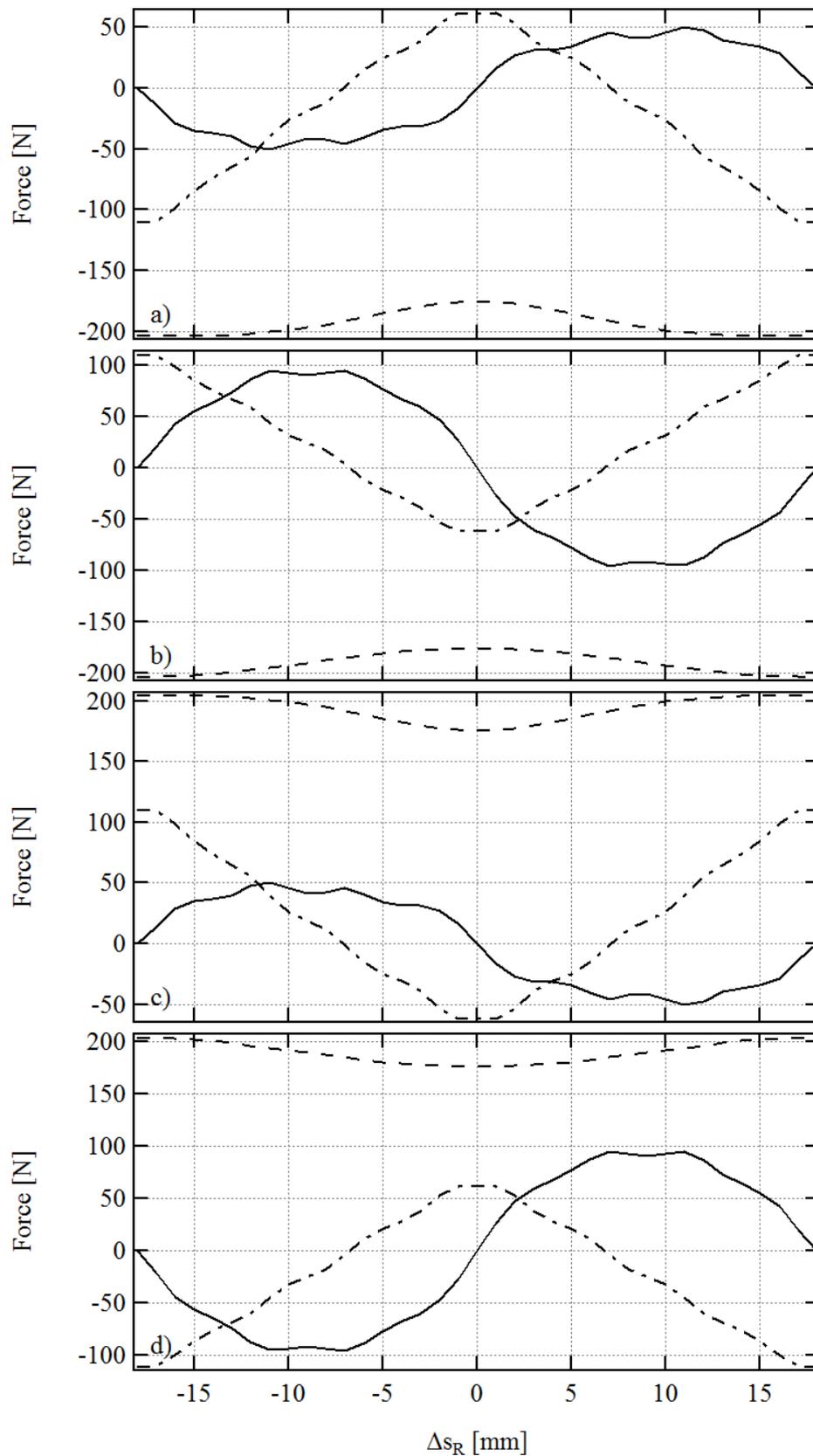


FIGURE 3.20 – Forces magnétiques exercées sur un aimant M_{\rightarrow} de HU36 en fonction du déplacement de rangée en mode antiparallèle. Force longitudinale (—), verticale (\cdots) et transverse (- · -). Aimant placé sur : a) poutre 0, b) poutre 1, c) poutre 2 d) poutre 3. Calculs effectués avec RADIA en utilisant les paramètres de la table 3.1.

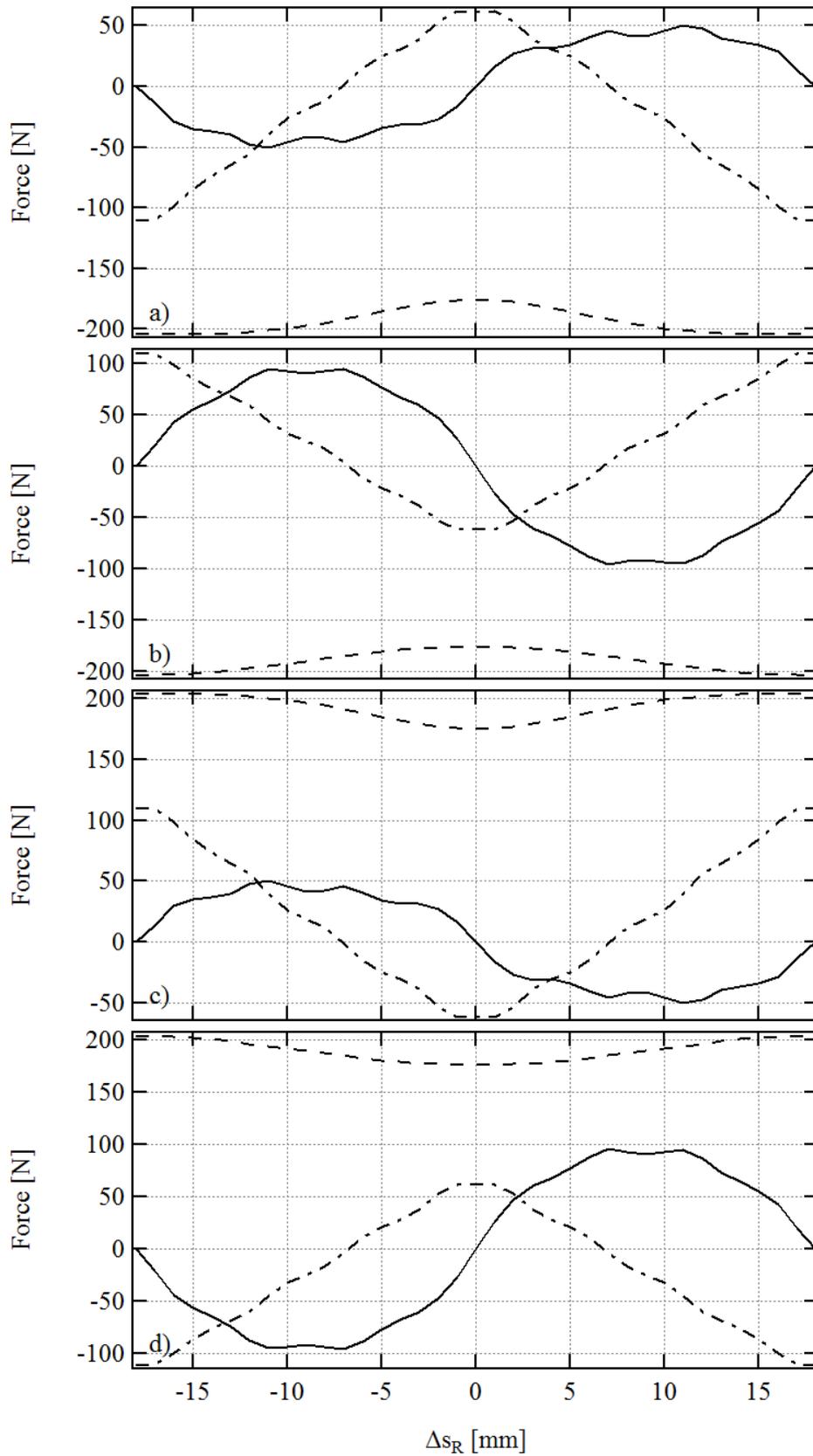


FIGURE 3.21 – Forces magnétiques exercées sur un aimant M_{\leftarrow} de HU36 en fonction du déplacement de rangée en mode antiparallèle. Force longitudinale (—), verticale (\cdots) et transverse (- · -). Aimant placé sur : a) poutre 0, b) poutre 1, c) poutre 2 d) poutre 3. Calculs effectués avec RADIA en utilisant les paramètres de la table 3.1.

On note tout d'abord que, quelque soit le mode, les forces exercées sur un aimant M_{\uparrow} et sur un aimant M_{\downarrow} sont égales et de même signe, tout comme le sont celles exercées sur un aimant M_{\rightarrow} et sur un aimant M_{\leftarrow} . Ceci s'explique par le fait que le changement du type d'aimant signifie l'inversion de son aimantation, mais s'accompagne également d'un déplacement sur l'onduleur à un endroit où le champ magnétique est lui aussi inversé.

Par contre, le passage d'une poutre à une autre modifie une ou plusieurs composantes de champ, ce qui se traduit généralement par des changements de signe de ces dernières :

- En mode parallèle, le passage d'une poutre de la mâchoire inférieure (poutre 0 ou 1) à une poutre de la mâchoire supérieure (poutre 2 ou 3) entraîne l'inversion de la composante verticale de la force. On obtient de façon similaire une inversion de la composante horizontale de la force en passant d'une poutre située à gauche dans le sens faisceau ($x > 0$) à une poutre située à droite ($x < 0$). Le changement de signe de la composante longitudinale de la force est provoqué par le passage d'une poutre mobile à une poutre fixe, et inversement.
- En mode antiparallèle, on observe des règles similaires, rendues plus complexes par l'existence pour chaque composante de deux valeurs distinctes, en valeur absolue : une première dans le cas où l'aimant est placé sur la poutre 0 ou la poutre 2, et une seconde dans le cas où l'aimant est situé sur la poutre 1 ou la poutre 3.

Il ressort de cette étude deux aspects :

1. D'un point de vue qualitatif, la composante verticale de la force ne change jamais de signe quelque soit la valeur de Δs_R , ce qui n'est pas le cas des deux autres composantes. On peut facilement discerner trois cas en ce qui concerne le signe des composantes transverses de la force, schématisés en figure 3.22.

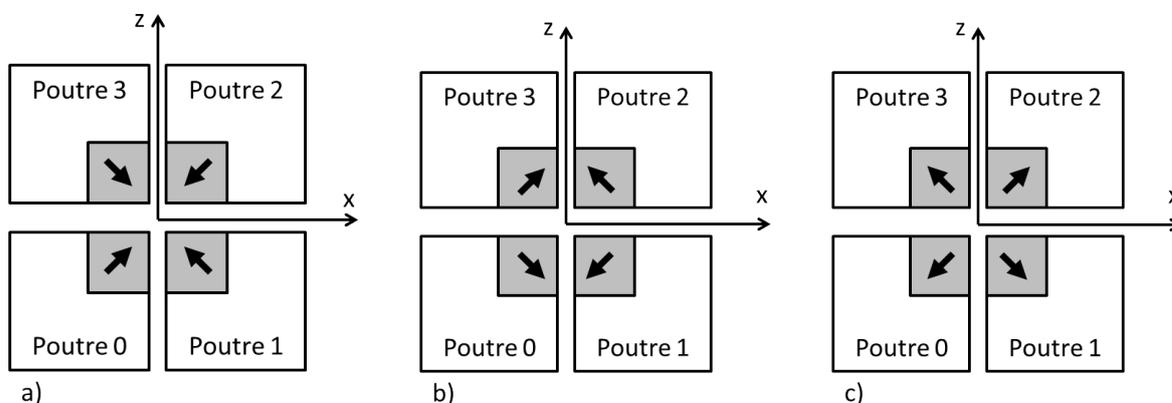


FIGURE 3.22 – Schématisation de l'orientation de la composante transverse de la force exercée sur un aimant dans trois cas distincts : a) aimant M_{\uparrow} ou M_{\downarrow} pour n'importe quel mode de pilotage et n'importe quelle valeur de Δs_R , b) aimant M_{\rightarrow} ou M_{\leftarrow} pour n'importe quel mode de pilotage et $\Delta s_R \approx 0$, c) aimant M_{\rightarrow} ou M_{\leftarrow} pour n'importe quel mode de pilotage et $\Delta s_R \approx \pm \frac{\lambda_u}{2}$.

2. D'un point de vue quantitatif, pour un aimant donné et un déplacement de rangée Δs_R donné, l'intensité de chaque composante de force peut prendre trois valeurs : la première en mode parallèle, la deuxième en mode antiparallèle si l'aimant est placé sur les poutres 0 ou 2 (poutres mobiles), et la troisième en mode antiparallèle si l'aimant est placé sur les poutres 1 ou 3 (poutres fixes). Pour comparer l'importance relative des composantes les unes par rapport aux autres, il est plus simple de s'affranchir de leur signe, ce qui permet de synthétiser sur six graphiques les nombreuses courbes précédentes, en ne traçant que la valeur absolue de chaque composante en fonction de Δs_R , pour chaque aimant et pour chacun des trois cas que l'on vient de décrire. Comme chaque

tracé d'une composante de force en fonction de Δs_R est soit symétrique, soit antisymétrique par rapport à $\Delta s_R = 0$, on ne trace l'évolution de la force que pour les valeurs positives du déplacement de rangée, et on aboutit aux figures 3.23 et 3.24 pour un aimant M_\uparrow (ou M_\downarrow) et M_\rightarrow (ou M_\leftarrow) respectivement.

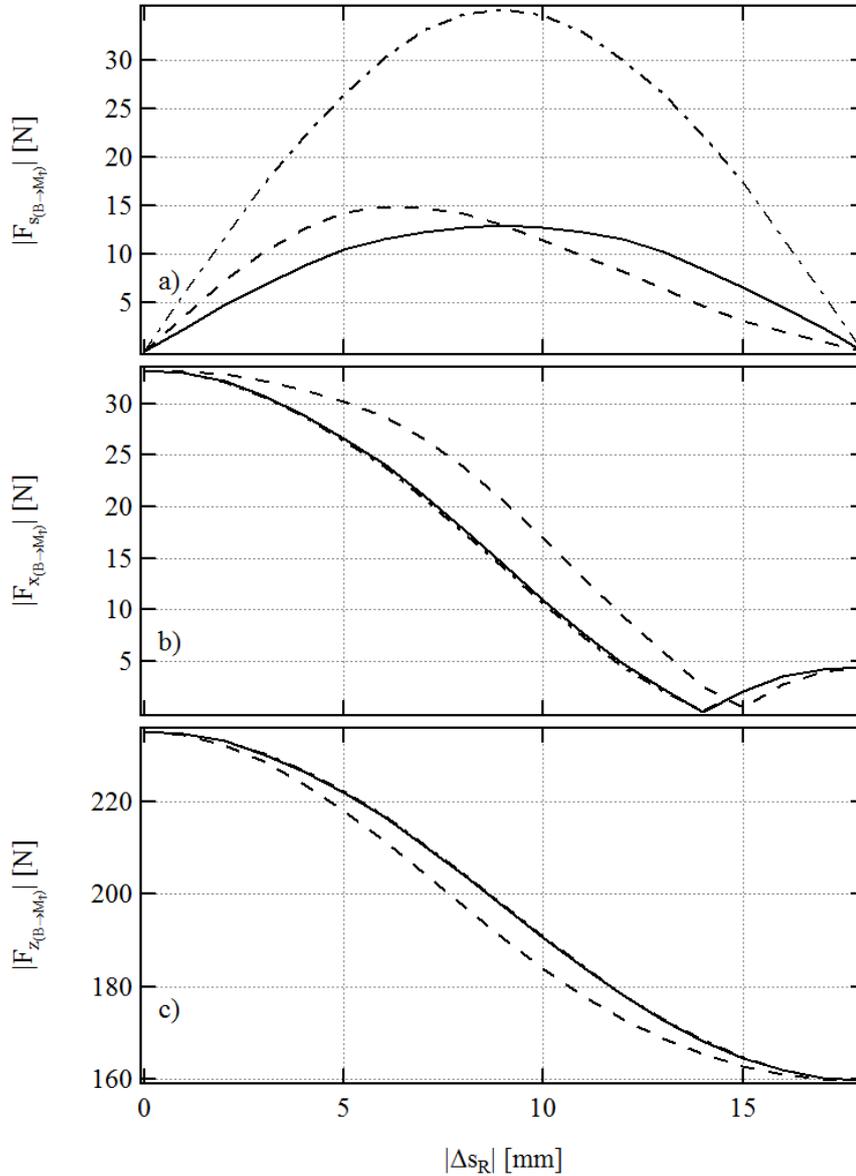


FIGURE 3.23 – Etude quantitative des forces : valeurs absolues des composantes de la force subie par un aimant M_\uparrow ou M_\downarrow de HU36 en mode parallèle (—), en mode antiparallèle pour un aimant placé sur une poutre mobile 0 ou 2 (\cdots) et en mode antiparallèle pour un aimant placé sur une poutre fixe 1 ou 3 (---) : a) composante longitudinale, b) composante horizontale, c) composante verticale. Calculs effectués avec RADIA pour $g_u = 11$ mm et $B_r = 1.23$ T.

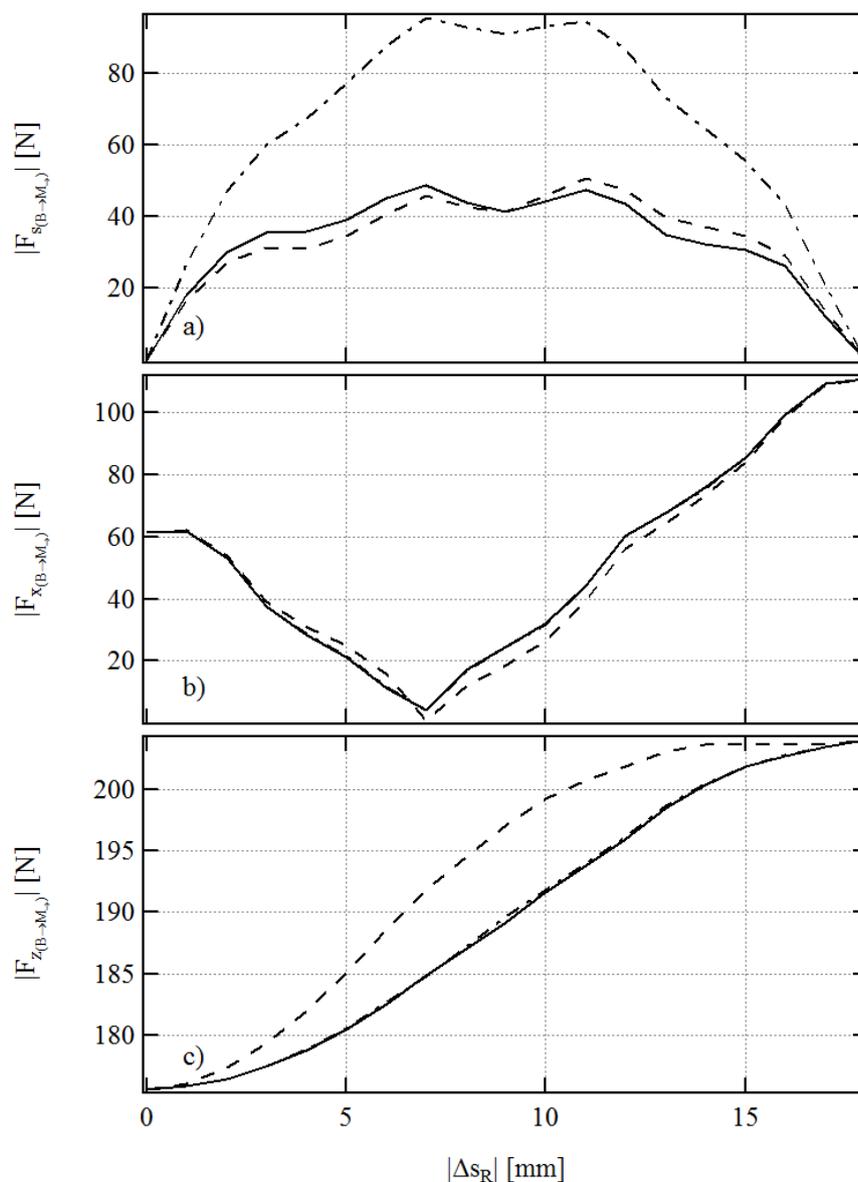


FIGURE 3.24 – Etude quantitative des forces : valeurs absolues des composantes de la force subie par un aimant M_{\rightarrow} ou M_{\leftarrow} de HU36 en mode parallèle (—), en mode antiparallèle pour un aimant placé sur une poutre mobile 0 ou 2 (\cdots) et en mode antiparallèle pour un aimant placé sur une poutre fixe 1 ou 3 (---) : a) composante longitudinale, b) composante horizontale, c) composante verticale. Calculs effectués avec RADIA pour $g_u = 11$ mm et $B_r = 1.23$ T.

On remarque tout d'abord que la composante verticale de la force exercée sur un aimant est toujours prépondérante en valeur absolue devant les deux autres. Ceci est d'autant plus vrai pour les aimants M_{\uparrow} ou M_{\downarrow} , pour lesquels elle vaut entre 160 et 235 N, là où les deux autres composantes ne dépassent pas 35 N. Dans le cas des aimants M_{\rightarrow} et M_{\leftarrow} , la composante verticale s'étend en valeur absolue de 175 à 205 N, valant à son maximum le double des deux autres composantes horizontale et longitudinale, respectivement limitées à 110 et 95 N. On note également qu'il n'existe pas de valeur de déplacement de rangée pour laquelle les trois composantes de force sont maximales. Ainsi, la composante longitudinale de la force est maximale en valeur absolue pour $\Delta s_R \approx \pm \frac{\lambda_u}{4}$, alors que les composantes transverses le sont quand $\Delta s_R = 0$ pour les aimants M_{\uparrow} et M_{\downarrow} , et quand $\Delta s_R \approx \pm \frac{\lambda_u}{2}$ pour les aimants M_{\rightarrow} ou M_{\leftarrow} . La

table 3.2 récapitule la valeur maximale (en valeur absolue) de chaque composante de force subie par un aimant de type M_{\uparrow} ou M_{\downarrow} .

TABLE 3.2 – Valeur maximale sur la plage de valeurs de Δs_R de chaque composante de force subie en valeur absolue par un aimant M_{\uparrow} ou M_{\downarrow} dans les deux modes de pilotage.

Type d'aimant	M_{\uparrow}		M_{\downarrow}	
Mode de pilotage	parallèle	antiparallèle	parallèle	antiparallèle
$F_{s(B \rightarrow M)}$ [N]	13.1	35.3	48.8	95.5
$F_{x(B \rightarrow M)}$ [N]	33.2	33.2	110.9	110.9
$F_{z(B \rightarrow M)}$ [N]	235.3	235.3	204.1	204.1

Déformations des supports d'aimants

L'aimant qui subit la force magnétique est maintenu sur l'onduleur via un ensemble mécanique appelé module, qui regroupe 3 ou 5 aimants. Un tel module de 3 aimants est visible sur la figure 3.25.

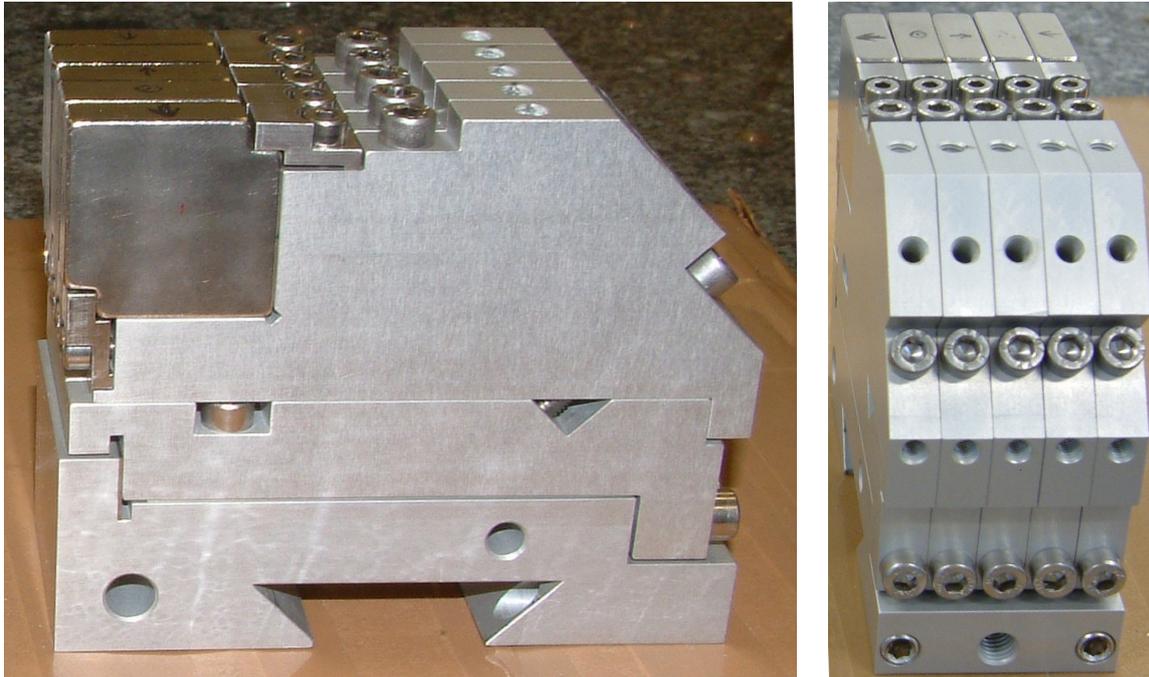


FIGURE 3.25 – Vue d'un module d'aimants de HU36.

Un module consiste en un empilement de trois pièces représentées sur le dessin en vue isométrique de la figure 3.26. En s'éloignant de la poutre pour se rapprocher de l'axe de l'onduleur, on trouve successivement :

- le “support module” fixé sur la poutre par l'intermédiaire de la queue d'aronde. Commun à plusieurs aimants, il constitue l'embase du module pouvant regrouper 3 ou 5 aimants,
- le “support réglage” fixé sur le support module, laissant la possibilité de glisser entre les deux des cales afin de réaliser la correction magnétique par déplacement transverse d'aimants (le shimming virtuel),
- le “support individuel” d'aimant fixé sur le support réglage, et sur lequel l'aimant est tenu à l'aide de deux brides.

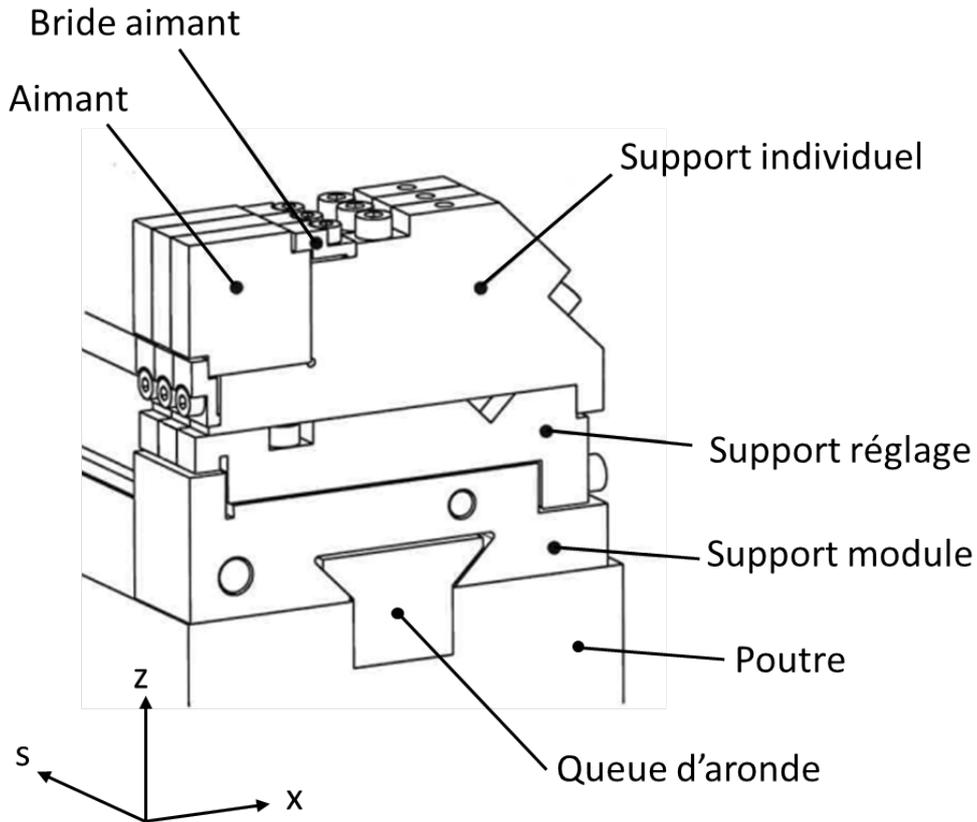


FIGURE 3.26 – Dessin en vue isométrique d'un module de 3 aimants du premier HU36, installé sur la poutre 0 à l'aide de la queue d'aronde.

En faisant abstraction des épaulements qui permettent aux pièces de s'imbriquer les unes dans les autres, on peut approximer chaque pièce comme un parallélépipède dont les dimensions sont données dans la table 3.3, l'empilement obtenu étant schématisé en figure 3.27.

TABLE 3.3 – Dimensions des pièces constitutives d'un module de support de HU36.

Nom pièce	Dimension	Symbole	Valeur [mm]
Support module	s	e_{sup_1}	27 (M3) ou 45 (M5)
	x	L_{sup}	100
	z	h_{sup_1}	27
Support réglage	s	e_{sup_2}	9
	x	L_{sup}	100
	z	h_{sup_2}	17
Support individuel	s	e_{sup_3}	9
	x	L_{sup}	100
	z	h_{sup_3}	46

On constate que le support module est la plus massive des trois pièces, dans le sens où son épaisseur e_{sup_1} prédomine sur ses deux autres dimensions. A l'inverse, le support individuel s'assimile à une plaque puisque son épaisseur e_{sup_3} est bien plus petite que sa hauteur h_{sup_3} et sa largeur L_{sup} . Enfin, le support réglage possède deux dimensions identiques à celles du support individuel (son épaisseur et sa largeur) et s'apparente en conséquence à un prolongement de la plaque formée par ce dernier. On peut donc modéliser l'ensemble constitué par un aimant, un support individuel, un support réglage et un support

module à une pièce massive de dimensions celles du support module, sur laquelle est encastrée une plaque de section $e_{sup_3} \times L_{sup_3}$ et de hauteur $h_{sup} = h_{sup_2} + h_{sup_3}$. Ce modèle est représenté sur la figure 3.28.

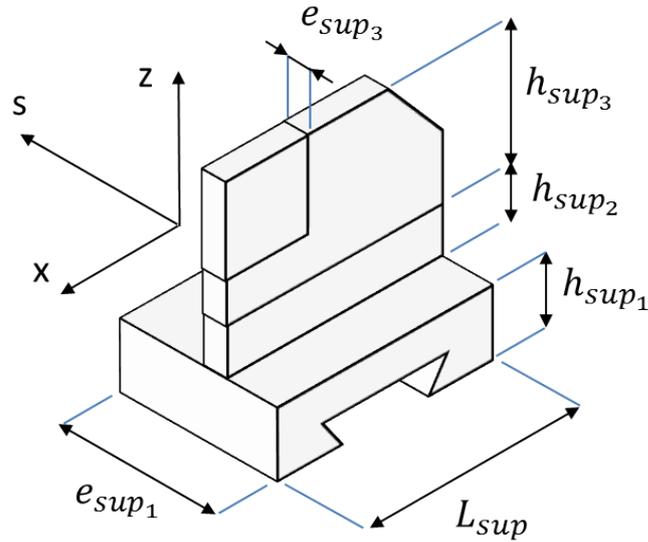


FIGURE 3.27 – Schéma simplifié représentant l'empilement des pièces d'un module HU36 nécessaires à la tenue d'un seul aimant. Du bas vers le haut : support module, support réglage et support individuel avec son aimant.

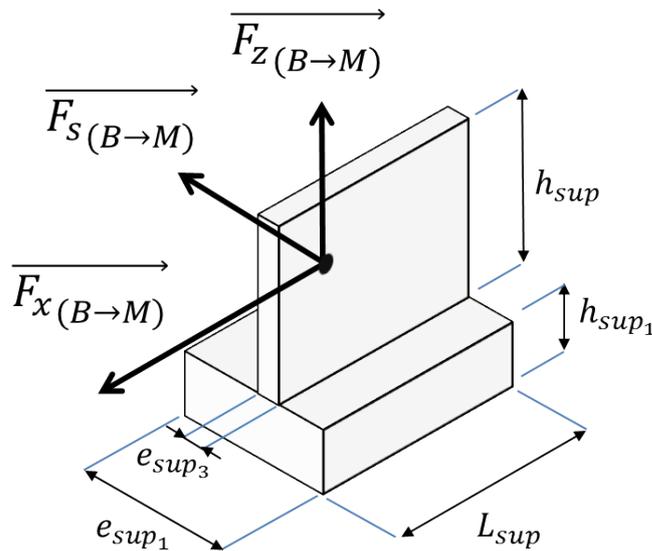


FIGURE 3.28 – Modèle mécanique simplifié issu de l'analyse du schéma de la figure 3.27. Les forces magnétiques s'appliquent au centre de l'aimant.

Chaque composante de la force magnétique exerce sur les pièces du module deux types de sollicitations mécaniques : de la compression / traction, ou de la flexion. Ces deux types d'efforts se distinguent par la répartition des déformations subies par les fibres, c'est à dire les éléments filiformes d'épaisseur infinitésimale constituant la pièce. La compression / traction, schématisée en figure 3.29, consiste en une modification uniforme de la longueur de l'ensemble des fibres constitutives de la pièce, ce qui aboutit à

un allongement ou un raccourcissement de la pièce, qui conserve cependant son allure initiale. La flexion, schématisée en figure 3.30, est caractérisée par une modification non uniforme des fibres : certaines s'allongeant alors que d'autres se raccourcissent, et on assiste à une modification de l'allure générale de la pièce qui "se tord", sans toutefois modifier sa longueur.

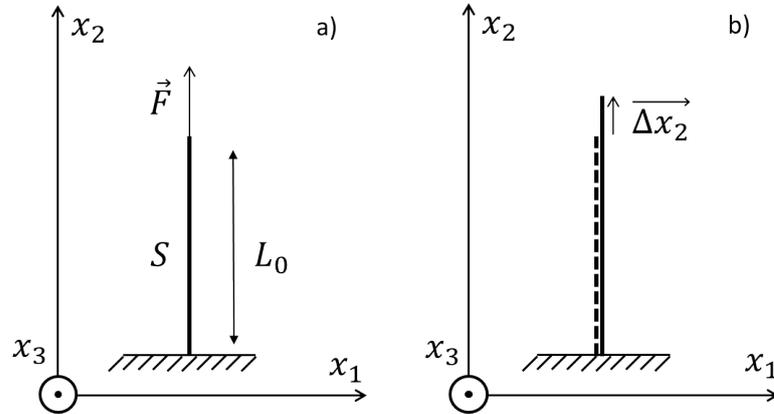


FIGURE 3.29 – Schématisation de la sollicitation en traction (ou extension) : a) modèle mécanique et force appliquée \vec{F} , b) déformation induite Δx_2 . S représente la surface de la section de la pièce dans le plan contenant \vec{x}_1 et \vec{x}_3 .

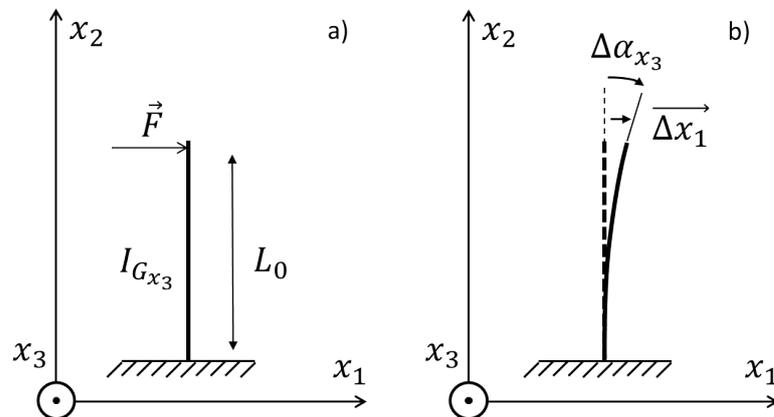


FIGURE 3.30 – Schématisation de la sollicitation en flexion : a) modèle mécanique et force appliquée \vec{F} , b) déformation induite en terme de déplacement Δx_1 et d'angle de rotation $\Delta \alpha_{x_3}$.

Dans les deux cas, si la force exercée est inférieure est à une certaine limite fixée par le matériau et la géométrie des pièces, on parle de domaine élastique, ce qui caractérise la réversibilité de la déformation. Afin d'estimer de façon analytique l'impact de chaque composante de force en terme de déformations des supports, on suppose d'une part que les forces sont insuffisantes pour sortir du domaine élastique, ce qui sera vérifiable, et on se place d'autre part dans le cadre de la théorie des poutres. Cette branche de l'étude de la résistance des matériaux suppose que l'une des dimensions de chaque pièce est très grande devant les deux autres, ce qui n'est pas toujours vérifié dans notre cas. Encore une fois, le but est ici de quantifier l'impact relatif de chaque composante de force, pas de procéder à des calculs absolus de déformations. Pour exprimer l'effet de chaque sollicitation, il est nécessaire de calculer le torseur des efforts intérieurs (ou torseur des efforts de liaison) \mathcal{T} qui quantifie les forces et moments internes à la pièce. Les éléments de ce torseur sont représentés dans l'équation 3.14, dans laquelle T_{x_i} représente la force interne selon la

direction x_i et $M_{f_{x_i}}$ le moment fléchissant selon cette même direction. Pour calculer ces éléments, on sépare par la pensée la pièce en deux sous-ensembles et on exprime les efforts transmis par l'un des deux sur l'autre, en écrivant que ce dernier est à l'équilibre.

$$\mathcal{T} = \left\{ \begin{array}{c|c} T_{x_1} & M_{f_{x_1}} \\ T_{x_2} & M_{f_{x_2}} \\ T_{x_3} & M_{f_{x_3}} \end{array} \right\} \quad (3.14)$$

L'élément du torseur des efforts internes utilisé pour calculer une sollicitation en traction / extension est l'effort normal, c'est-à-dire l'effort perpendiculaire à la section S . En utilisant le référentiel du schéma 3.29, il s'agit de l'élément T_{x_2} , qui est constant le long de la pièce et vaut F . La sollicitation en traction / extension répond à la loi de Hooke donnée dans l'équation 3.15, qui exprime le lien entre la contrainte exercée sur la pièce σ_{x_2} et l'allongement subi par cette dernière. Cette équation introduit le module de Young ou module d'élasticité E_Y , qui traduit la rigidité du matériau. Le terme de contrainte, homogène à une pression, fait intervenir la surface S de la section de la pièce perpendiculaire à la direction de la traction. L_0 étant la longueur à vide de la pièce, son allongement relatif, $\frac{\Delta x_2}{L_0}$, est proportionnel à la contrainte subie σ_{x_2} .

$$\sigma_{x_2} = \frac{T_{x_2}}{S} = E_Y \frac{\Delta x_2}{L_0} \quad (3.15)$$

Une sollicitation en flexion est calculée à partir de l'expression du moment fléchissant du torseur des efforts de liaison. En utilisant le référentiel de la figure 3.30, il s'agit du terme $M_{f_{x_3}}$ et la déformation de la poutre est donnée dans l'équation 3.16, qui fait intervenir elle aussi le module de Young et introduit le moment quadratique de la section de la pièce par rapport à l'axe x_3 , dont l'expression est donnée dans l'équation 3.17. Ce moment quantifie la résistance de la pièce, de par sa géométrie, à la flexion.

$$\frac{M_{f_{x_3}}}{I_{G_{x_3}}} = E_Y \frac{d^2 x_1}{dx_2^2} \quad (3.16)$$

$$I_{G_{x_3}} = \iint_S x_1^2 dx_1 dx_3 \quad (3.17)$$

Dans le cas d'une poutre encastree comme représentée en figure 3.30, le moment fléchissant évolue linéairement le long de la pièce dans la direction x_2 . Il est maximal au niveau de l'encastrement et nul à l'extrémité à laquelle est appliquée la force. En utilisant le référentiel de la figure 3.30, son expression vaut :

$$M_{f_{x_3}}(x_2) = F(L_0 - x_2) \quad (3.18)$$

En fusionnant les équations 3.16 et 3.18, on obtient l'équation 3.19 qui exprime la loi de déformation d'une poutre encastree découlant de la sollicitation à la flexion induite par une force \vec{F} à son extrémité, conformément au schéma 3.30 :

$$\frac{d^2 x_1}{dx_2^2}(x_2) = \frac{M_{f_{x_3}}}{E_Y I_{G_{x_3}}} = \frac{F}{E_Y I_{G_{x_3}}} (L_0 - x_2) \quad (3.19)$$

Les équations 3.20 et 3.21 résultent respectivement d'une intégration et de deux intégrations successives par rapport à la position le long de l'axe \vec{x}_2 de l'équation 3.19. La première exprime en tout point de la poutre la pente que celle-ci prend après déformation par rapport à l'axe \vec{x}_2 . La deuxième fournit le déplacement de tout point de la poutre dans la direction \vec{x}_1 .

$$\frac{dx_1}{dx_2}(x_2) = \frac{F}{E_Y I_{G_{x_3}}} \left(L_0 x_2 - \frac{x_2^2}{2} \right) \quad (3.20)$$

$$x_1(x_2) = \frac{F}{E_Y I_{G_{x_3}}} \left(L_0 \frac{x_2^2}{2} - \frac{x_2^3}{6} \right) \quad (3.21)$$

Dans notre cas, nous nous intéressons au déplacement subi par l'aimant, ainsi que la rotation qu'il effectue du fait de la flexion de la pièce. Comme il est positionné à l'extrémité de la pièce, ceci revient à exprimer

le déplacement Δx_1 et l'angle $\Delta \alpha_{x_3}$ subis par la pièce à son extrémité, c'est-à-dire pour $x_2 = L_0$. Ces deux expressions sont données respectivement dans les équations 3.22 et 3.23

$$\Delta x_1 = x_1(L_0) = \frac{F}{E_Y I_{G_{x_3}}} \frac{L_0^3}{3} \quad (3.22)$$

$$\Delta \alpha_{x_3} = \arctan \left(\frac{dx_1}{dx_2}(L_0) \right) = \arctan \left(\frac{F}{E_Y I_{G_{x_3}}} \frac{L_0^2}{2} \right) \quad (3.23)$$

La table 3.4 résume pour chaque composante de force la direction du déplacement qui en résulte, le type de sollicitation associé, ainsi que les expressions des grandeurs L_0 , S et $I_{G_{x_i}}$ correspondantes pour les différentes pièces constitutives du module.

TABLE 3.4 – Direction du déplacement et type de sollicitation induits par chaque composante de force, et expressions des grandeurs L_0 , S et $I_{G_{x_i}}$ permettant de calculer les déformations en utilisant les notations de la figure 3.28.

Force	Déplacement	Sollicitation	Pièce	L_0	S	$I_{G_{x_i}}$
$F_{s(B \rightarrow M)}$	Δs	Flexion	Support	h_{sup}	-	$\frac{L_{sup} e_{sup3}^3}{12}$
			Embase	h_{sup1}	-	$\frac{L_{sup} e_{sup1}^3}{12}$
$F_{x(B \rightarrow M)}$	Δx	Flexion	Support	h_{sup}	-	$\frac{e_{sup3} L_{sup}^3}{12}$
			Embase	h_{sup1}	-	$\frac{e_{sup1} L_{sup}^3}{12}$
$F_{z(B \rightarrow M)}$	Δz	Traction	Support	h_{sup}	$e_{sup3} L_{sup}$	-
			Embase	h_{sup1}	$e_{sup1} L_{sup}$	-

Les équations 3.15 et 3.22 appliquées aux forces maximales fournies par la table 3.2 et aux dimensions de la table 3.3 aboutissent aux contributions de chaque pièce du module au déplacement total de l'aimant, résumées dans la table 3.5.

TABLE 3.5 – Valeurs numériques des grandeurs L_0 , S et $I_{G_{x_i}}$ calculées pour chaque pièce constitutive du module avec les expressions de la table 3.4, valeur numérique de la force maximale subie par chaque type d'aimant donnée dans la table 3.2 et valeur numérique du déplacement maximal de l'aimant, calculée avec les équations 3.15 et 3.22 pour un module de Young correspondant à l'aluminium $E_Y = 62$ GPa.

Force	Pièce	L_0 [mm]	S [mm ²]	$I_{G_{x_i}}$ [mm ⁴]	Aimant			
					M_{\uparrow}		M_{\rightarrow}	
					F_{max} [N]	$\Delta x_{i_{max}}$ [μm]	F_{max} [N]	$\Delta x_{i_{max}}$ [μm]
$F_{s(B \rightarrow M)}$	Support	63	-	6075		7.8		21.1
	Embase M3	27	-	164025	35.3	0.0	95.5	0.1
	Embase M5	27	-	759375		0.0		0.0
$F_{x(B \rightarrow M)}$	Support	63	-	750000		0.1		0.2
	Embase M3	27	-	2250000	33.2	0.0	110.9	0.0
	Embase M5	27	-	3750000		0.0		0.0
$F_{z(B \rightarrow M)}$	Support	63	900	-		0.3		0.2
	Embase M3	27	2700	-	235.3	0.0	204.1	0.0
	Embase M5	27	4500	-		0.0		0.0

Il découle de cette étude quantitative que seule la composante longitudinale de la force, $F_{s(B \rightarrow M)}$, a un effet notable en terme de déplacement au niveau de l'aimant : la contribution au déplacement de l'aimant

de la flexion du support aimant est d'environ $8 \mu\text{m}$ pour un aimant M_{\uparrow} et d'environ $21 \mu\text{m}$ pour un aimant M_{\downarrow} . Toutes les autres contributions au déplacement de l'aimant, dues à une autre composante de force ou faisant intervenir la déformation d'une autre pièce que le support aimant, ont un effet négligeable, inférieur au micron.

L'hystérésis décrite au chapitre 3.3.2 est donc attribuée à la déformation longitudinale des supports d'aimants,

3.3.4 Nouveaux modules d'aimants

On déduit de cette étude que pour réduire le déplacement de l'aimant dû à la déformation du support, il faut réduire la hauteur globale du module, c'est à dire rapprocher le centre de l'aimant de la poutre. Comme le support individuel et le support réglage sont plus sujets à la déformation que le support module (ils sont moins épais), il est également judicieux de diminuer la hauteur des deux premiers, quitte à augmenter celle de ce dernier. Enfin, le choix d'un matériau plus rigide permet également de diminuer les déformations des différentes pièces.

De nouveaux modules ont été dessinés pour prendre en compte tous ces points. Leur hauteur est réduite de 5 mm et la pièce "support réglage" est supprimée, afin de limiter les empilements de pièces susceptibles de créer des jeux mécaniques. Pour permettre le shimming virtuel en dépit de l'absence de cette pièce, les shims sont installés directement contre l'aimant. La hauteur entre le bas de l'aimant et le haut du "support module" passe ainsi de 31 mm à 21 mm, tandis que celle du "support module", plus résistant, est augmentée de 27 mm à 32 mm. Ces modifications sont schématisées en figure 3.31.

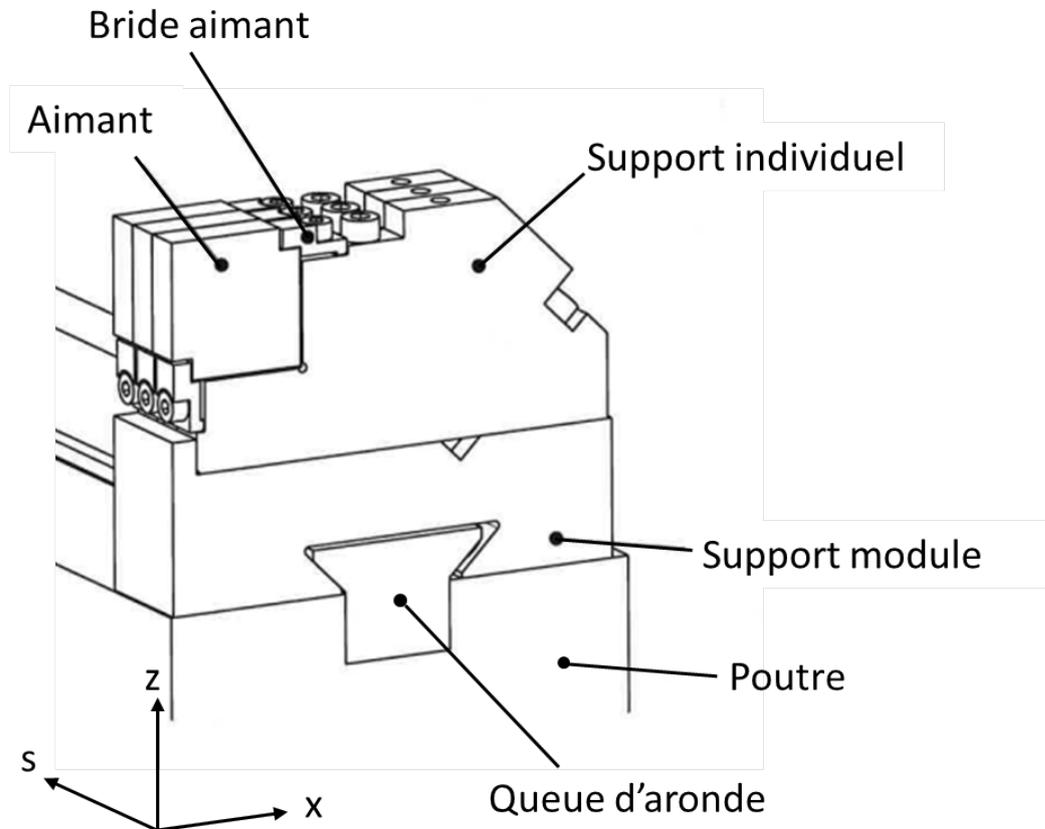


FIGURE 3.31 – Dessin en vue isométrique d'un module de 3 aimants du deuxième onduleur HU36, installé sur la poutre 0 à l'aide de la queue d'aronde.

En outre, ces nouveaux supports ont été construits en acier inoxydable et non plus en aluminium, ce qui permet de faire passer le module de Young de 70 GPa à 200 GPa environ, et donc de diviser la déformation des supports par trois, uniquement par ce choix de matériau.

L'onduleur HU36 a été désassemblé puis reconstruit avec ces nouveaux supports. Il a été jugé judicieux de recommencer toute la procédure de construction, y compris l'assemblage, ce qui signifie que la disposition des aimants sur les poutres est différente d'une version à l'autre de l'onduleur. L'assemblage a également été effectué à l'aide de comparateurs de façon à garantir une distance régulière entre les modules le long de l'onduleur. Une mesure de l'hystérésis semblable à celle de la figure 3.10 a été réalisée en fin d'assemblage et valide une diminution de l'hystérésis, présentée en figure 3.32.

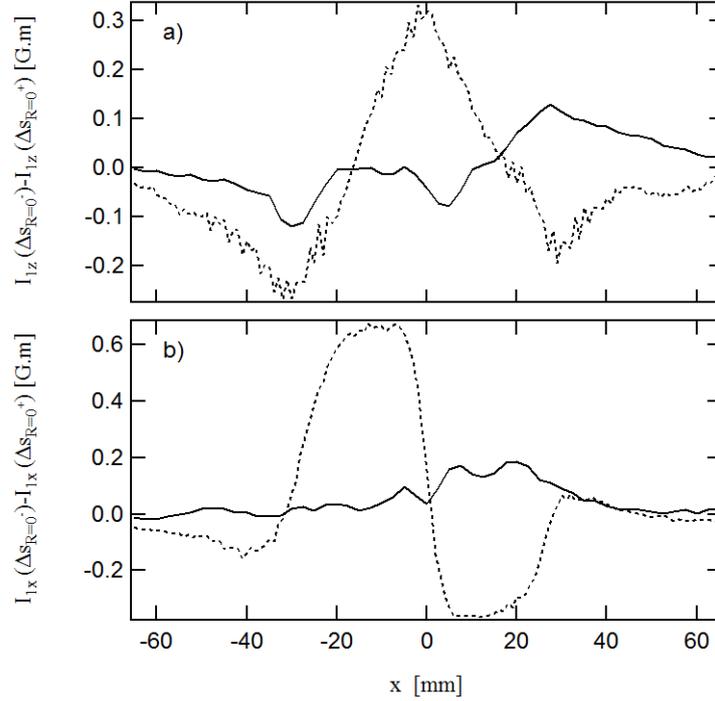


FIGURE 3.32 – Différence entre la distribution des intégrales de champ vertical (a) et horizontal (b) mesurées à $\Delta s_R = 0^-$ et $\Delta s_R = 0^+$ pour deux versions de l'onduleur HU36 : première version avec les supports d'aimants en aluminium (tirets) et seconde version avec les supports d'aimants en acier inoxydable (trait continu).

Les évolutions des mêmes grandeurs caractéristiques que celles de la figure 3.8 ont également été tracées à la fin de l'optimisation du deuxième HU36, et sont présentées en figure 3.33.

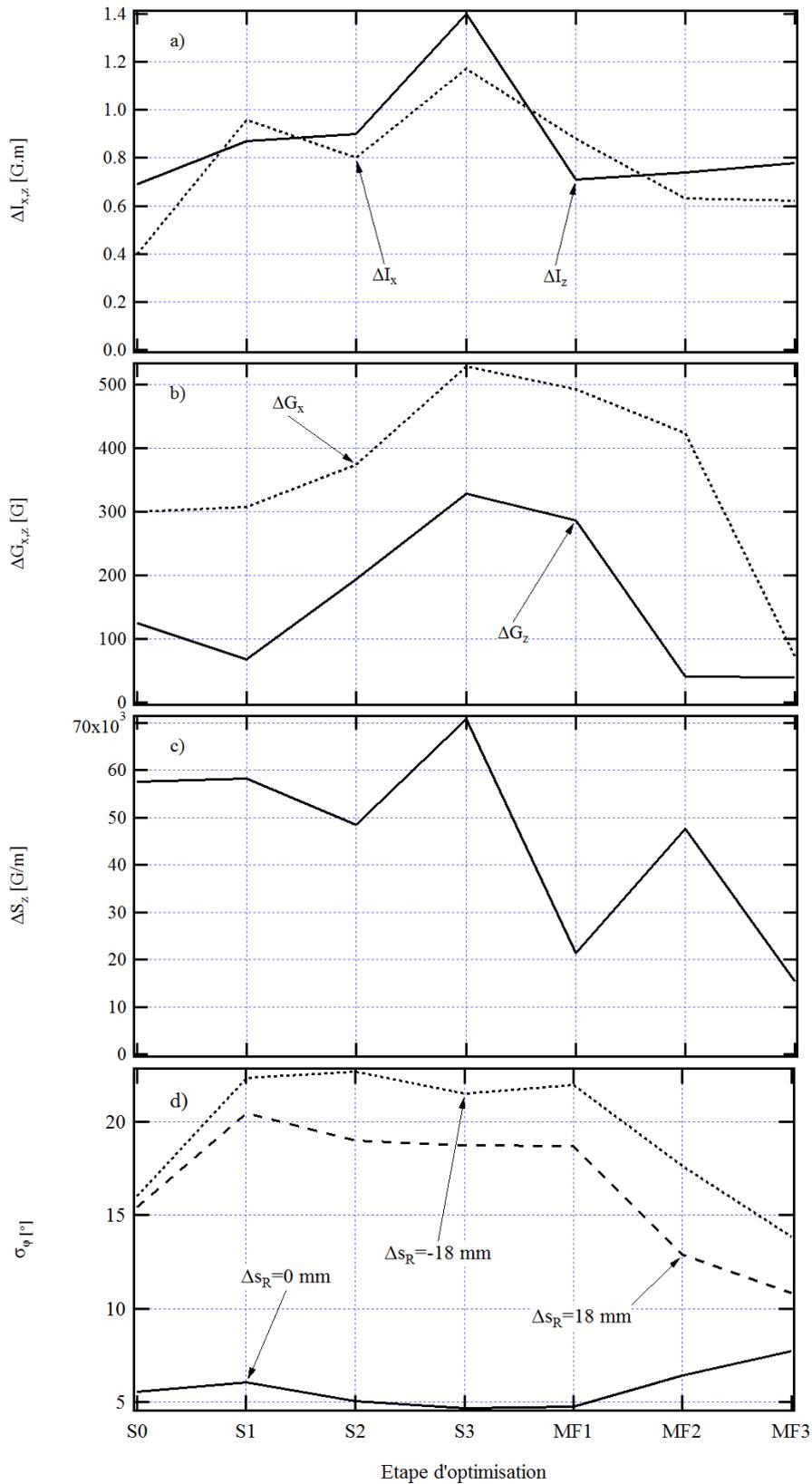


FIGURE 3.33 – Evolution des critères de sélection au fur et à mesure de l'optimisation de la seconde version de l'onduleur HU36 : a) Variation maximale avec Δs_R des intégrales sur axe, b) variation maximale avec Δs_R des gradients, c) variation maximale avec Δs_R du sextupôle droit, d) erreur de phase maximale. Etapes : S pour shimming, MF pour magic fingers.

La figure 3.34 montre l'évolution des distributions transverses des intégrales de cette seconde version de l'onduleur HU36, entre la fin de l'assemblage et la fin de l'optimisation. Sur la plage de positions horizontales ($-30 \text{ mm} < x < +25 \text{ mm}$) correspondant à l'ouverture physique du faisceau à la position longitudinale de l'onduleur, les intégrales de champ mesurées en fin d'optimisation sont telles que $-0.7 \text{ G.m} < I_{1_x}(x, 0) < 0.98 \text{ G.m}$ et $-1.10 \text{ G.m} < I_{1_z}(x, 0) < 1.22 \text{ G.m}$. Ces extrema sont légèrement inférieurs à ceux obtenus en fin d'optimisation de la première version d'onduleur (en particulier, l'intégrale de champ horizontal est bien loin de son précédent maximum à 2 G.m).

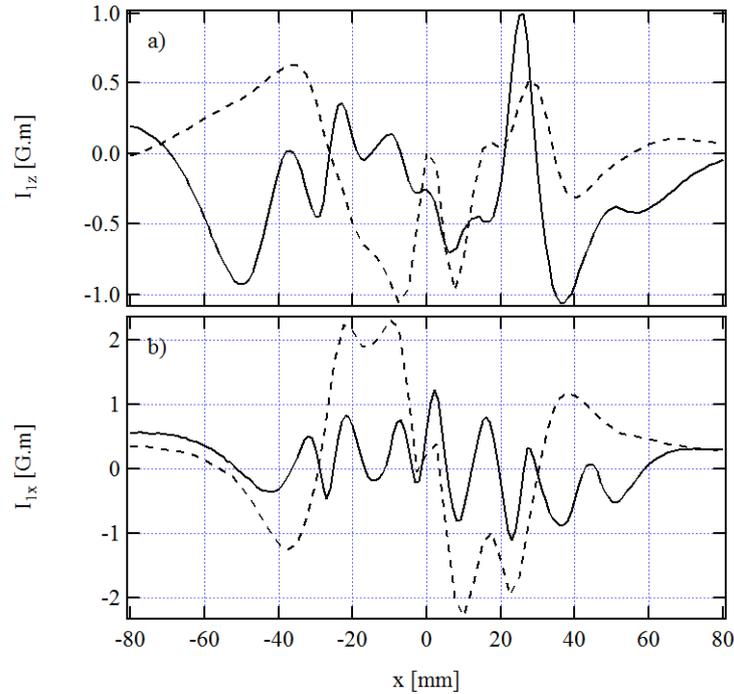


FIGURE 3.34 – Distribution transverse des intégrales de champ générées par la deuxième version de l'onduleur HU36 dans la configuration qui donne le champ magnétique sur axe maximal ($g_u = 15.5 \text{ mm}$ et $\Delta s_R = 0$), à la fin de son assemblage (pointillés) et à la fin de son optimisation (traits continus) : a) intégrales de champ vertical, b) intégrales de champ horizontal.

La figure 3.35 montre l'onduleur HU36 installé dans l'anneau de stockage de SOLEIL.



FIGURE 3.35 – Vue de l'onduleur HU36 installé dans la section droite courte 15 de l'anneau de stockage de SOLEIL.

3.3.5 Conclusion

Un onduleur APPLE-II de courte période et de fort champ permet d'étendre sa gamme spectrale mais la réalisation du HU36 montre que cette combinaison (réduction de période et augmentation de champ) entraîne l'apparition d'une hystérésis, expliquée par la déformation des supports d'aimants. La modification mécanique des supports d'aimants ainsi que le choix de les fabriquer en acier inoxydable plutôt qu'en aluminium ont permis de réduire considérablement cette hystérésis. Cette réduction facilite l'opération de l'onduleur, en particulier la mise en place d'un système de feedforward.

3.4 Onduleurs apériodiques : Etude du HU64

3.4.1 Introduction

Dans la majorité des applications, la présence d'harmoniques dans le spectre rayonné par un onduleur est un atout parce qu'elle permet d'élargir la gamme spectrale vers les hautes énergies. Cependant, il est nécessaire d'isoler le rayonnement émis par l'harmonique considérée du reste du spectre, sans quoi la mesure est polluée par les énergies issues des autres harmoniques. Cette sélection est effectuée à l'aide d'un monochromateur qui opère par réflexion sur des réseaux ou des cristaux ou, par construction, ce dernier laisse passer non seulement le rayonnement d'énergie sélectionnée, mais également toutes ses harmoniques. Il ne permet donc pas d'isoler uniquement la longueur d'onde désirée.

En addition à cette pollution spectrale, la transmission des harmoniques engendre également une pollution thermique puisque elles transportent de l'énergie qui est déposée sur les optiques, induisant un surdimensionnement du système de refroidissement des premières optiques de la ligne de lumière.

Pour ces raisons, il peut être intéressant de diminuer à la source l'intensité des harmoniques élevées ou tout du moins, de décaler légèrement leur énergie de façon à ce qu'elle ne soit plus un multiple rationnel de l'énergie fondamentale, ce qui permet au monochromateur de la filtrer. Dans ce but, de nouveaux concepts d'onduleurs, appelés quasi-périodiques ou apériodiques, ont vu le jour. Le but est d'altérer la périodicité du champ magnétique de façon à ne plus respecter parfaitement la condition de résonance.

La première solution envisagée consiste à altérer la période de l'onduleur le long de son axe, en insérant entre les aimants des espaces de deux valeurs distinctes dont le rapport est un nombre irrationnel [136, 137, 138]. Plus précisément, les positions des aimants sont obtenues en projetant les nœuds d'une maille rectangulaire de dimensions a_{AP} et b_{AP} sur une droite inclinée formant l'angle α_{AP} irrationnel avec l'axe horizontal, ce qui est schématisé en figure 3.36.

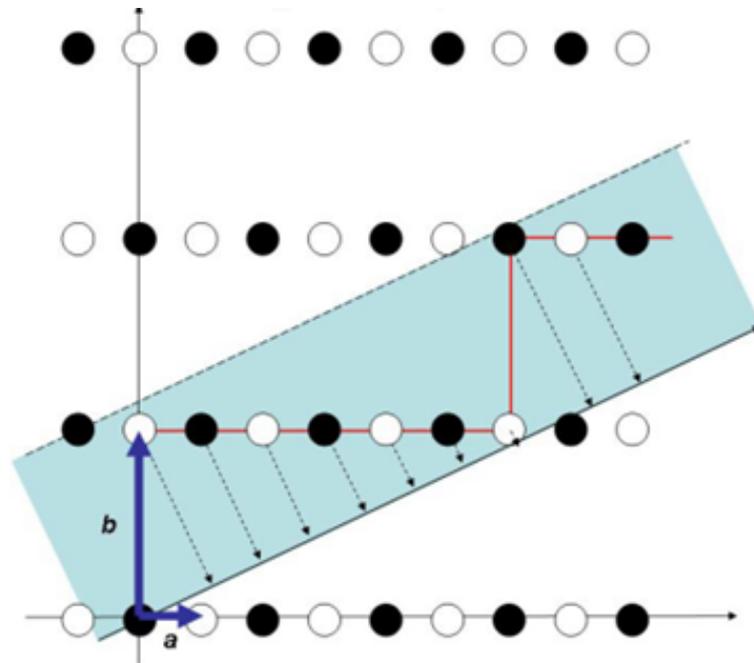


FIGURE 3.36 – Méthode d'obtention des positions quasi-périodiques des aimants par la projection d'une maille rectangulaire de dimensions a et b sur une droite inclinée. Schéma tiré de [139].

En introduisant $r_{AP} = \frac{b_{AP}}{a_{AP}}$ et $\tan \alpha_{AP} = \frac{1}{r_{AP}}$, la coordonnée longitudinale de la $i^{\text{ème}}$ position quasi-

périodique est alors donnée par :

$$s_i = i + (r_{\text{Ap}} \tan \alpha_{\text{Ap}} - 1) \left\lfloor \frac{i \tan \alpha_{\text{Ap}}}{r_{\text{Ap}} + \tan \alpha_{\text{Ap}}} + 1 \right\rfloor \quad (3.24)$$

où $\lfloor x \rfloor$ représente la partie entière de x .

Les centres d'aimants consécutifs sont espacés soit de la distance $d_{\text{Ap}} = b_{\text{Ap}} \sin \alpha_{\text{Ap}}$, soit de la distance $d'_{\text{Ap}} = a_{\text{Ap}} \cos \alpha_{\text{Ap}}$. η_{Ap} est choisi irrationnel et la grandeur r_{Ap} constitue un degré de liberté supplémentaire : une valeur de r_{Ap} supérieure à 1 permet de diminuer α_{Ap} , et donc d'augmenter le nombre de positions quasi-périodiques dans la maille, tout en gardant un rapport $\frac{d'_{\text{Ap}}}{d_{\text{Ap}}}$ envisageable d'un point de vue technique. Un prototype basé sur ce modèle en utilisant $\eta_{\text{Ap}} = \sqrt{5}$ et $r_{\text{Ap}} = 1$ est construit et installé sur NIJI-IV [140], et l'observation du rayonnement émis est en accord avec la théorie [141].

Une autre solution consiste à moduler l'amplitude du champ plutôt que sa période, par exemple en déplaçant transversalement quelques aimants [142]. Ceci présente l'avantage de ne pas modifier la structure générale de l'onduleur, ainsi que de conserver un appareil globalement plus compact que celui obtenu par une variation de la période. Le schéma proposé est celui d'un onduleur plan à structure de Halbach, dont seuls quelques aimants aimantés horizontalement (M_{\rightarrow} ou M_{\leftarrow}) sont déplacés par paires (deux aimants en vis à vis disposés de part et d'autre du plan médian) de façon à être éloignés de l'axe de l'onduleur. Les positions longitudinales des aimants à déplacer sont déterminées à l'aide de l'équation 3.24 dans laquelle on laisse le paramètre r_{Ap} égal à 1, et où i représente l'index de l'aimant aimanté horizontalement. Seuls sont déplacés les aimants dont l'index i satisfait l'équation 3.25 :

$$s_i - s_{i-1} = \frac{1}{\eta_{\text{Ap}}} \quad (3.25)$$

Ce schéma est adaptable aux onduleurs APPLE-II puisqu'ils sont constitués d'aimants disposés en rangées de Halbach [143], et plusieurs onduleurs APPLE-II rendus quasi-périodiques par des déplacements d'aimants sont par la suite construits pour SOLEIL [144] et à HiSOR [145, 146]. Une variante consiste à enlever les aimants plutôt que de les déplacer [147, 148].

Tous les schémas proposés précédemment concernent des onduleurs PPM, mais on note l'existence d'un onduleur hybride rendu aperiodique par le déplacement vertical de certains aimants à BESSY II [149]. Certains onduleurs électromagnétiques permettent également de générer du champ magnétique quasi-périodique, par exemple à SLS [150] ou SOLEIL [15].

Dans le schéma qui consiste à éloigner de l'axe certains aimants, la valeur du déplacement constitue un degré de liberté qui joue sur les performances spectrales de l'onduleur tout comme les positions des aimants déplacés, et qu'il convient donc d'optimiser. Le paramètre η , quant à lui, est généralement choisi de façon à induire un nombre raisonnable de modulations, ce que l'on peut interpréter qualitativement : l'intensité globale du spectre sera d'autant plus élevée que les tronçons de champ situés entre les altérations comportent un grand nombre de périodes. On cherche également à minimiser l'impact de la transformation quasi-périodique sur la répartition transverse des intégrales de champ, ce qui conduit à déplacer autant d'aimants M_{\rightarrow} (aimantés dans la direction $+s$) que M_{\leftarrow} (aimantés dans la direction $-s$) [143]. Dans le cas d'un onduleur APPLE-II, la difficulté principale est évidemment que la structure quasi-périodique doit être efficace dans les différentes polarisations [151].

L'étude menée ici sur les onduleurs APPLE-II aperiodiques se fait dans le cadre de l'onduleur HU64 dont les caractéristiques sont rappelées dans le tableau 3.6.

TABLE 3.6 – Paramètres géométriques de l’onduleur HU64 utilisés pour calculer l’influence de la valeur de Δz_{Ap} sur le champ magnétique et le spectre.

Grandeur	Symbole	Valeur	Unité
Période	λ_u	64	mm
Entrefer minimal	$g_{u_{min}}$	15.5	mm
Matériau	-	NdFeB	-
Champ rémanent	B_r	1.24	T
Dimension horizontale des aimants	$\Delta x_{\mathcal{M}}$	30	mm
Dimension verticale des aimants	$\Delta z_{\mathcal{M}}$	30	mm
Nombre de périodes	N_u	24	-

. La méthode retenue pour rendre l’onduleur HU64 aperiodique consiste à déplacer verticalement des aimants aimantés horizontalement (M_{\rightarrow} ou M_{\leftarrow}) à quatre positions distinctes le long de l’onduleur. Comme à chaque position longitudinale, on trouve quatre aimants (un par poutre de l’onduleur APPLE-II), cela fait en tout seize aimants à déplacer.

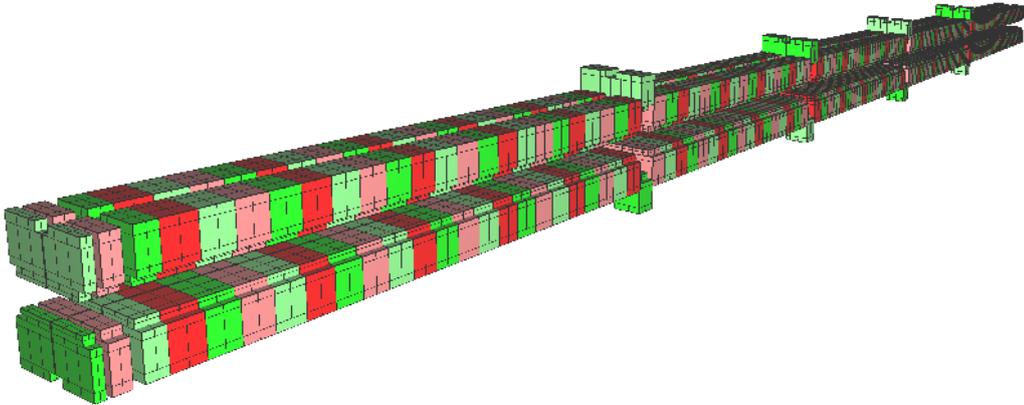
Cette étude débute par une comparaison entre les champs magnétiques calculés, générés par l’onduleur périodique d’une part, et par un onduleur rendu aperiodique d’autre part.

L’analyse du rayonnement est effectuée dans un premier temps sur les distributions spectrales de densité de puissance émise sur axe dans le cas d’un faisceau filamentaire monoénergétique, ce qui permet de décrire qualitativement les modifications subies par ces distributions en configuration aperiodique, et de proposer une explication basée sur une approche analytique. Le comportement des raies de ces distributions est analysé selon la configuration aperiodique choisie.

Dans un deuxième temps, l’analyse se concentre sur les distributions spectrales de flux émis par le faisceau d’électrons réel à travers une ouverture finie, ce qui permet de quantifier la performance de l’onduleur du point de vue du rayonnement observé sur la ligne.

Description du champ magnétique aperiodique

Pour une valeur donnée du déplacement vertical Δz_{Ap} de ces seize aimants, le champ magnétique généré par l’onduleur est calculé avec RADIA. Le modèle RADIA de l’onduleur HU64 dans une configuration aperiodique correspondant à $\Delta z_{Ap}=19$ mm est présenté en figure 3.37.

FIGURE 3.37 – Modèle RADIA de l’onduleur HU64 quasi-périodique pour un décalage des aimants $\Delta z_{Ap}=19$ mm.

Les profils longitudinaux de champ présentés en figures 3.38 et 3.39 mettent en évidence les modulations de champ apportées sur axe par le déplacement des seize aimants, pour deux exemples de valeurs de déplacement (respectivement $\Delta z_{Ap}=15$ mm et $\Delta z_{Ap}=25$ mm), et dans les deux configurations d'onduleur correspondant à l'émission d'un rayonnement de polarisation linéaire horizontale ($\Delta s_R=0$ mm) et linéaire verticale ($\Delta s_R=32$ mm). On note que le champ crête vertical est plus élevé que le champ crête horizontal (0.88 T contre 0.64 T environ), ce qui signifie que les énergies de résonance correspondant à ces deux configurations sont très différentes l'une de l'autre (respectivement 72.9 eV et 130.6 eV).

Les figures 3.38 et 3.39 confirment également que le champ crête au niveau d'une modulation est d'autant plus diminué que le déplacement de l'aimant est élevé, ce qui est logique puisque ce déplacement correspond localement à une augmentation d'entrefer.

Ces figures montrent enfin que la modulation du champ apportée par le déplacement de quatre aimants à une position longitudinale donnée est différente selon la configuration de l'onduleur : cette modulation affecte deux pics consécutifs sur le champ vertical (un pic positif et un pic négatif) alors que trois pics consécutifs sont modifiés sur le champ horizontal. On peut donc s'attendre à ce que l'impact du déplacement des aimants sur la distribution spectrale soit différent entre les polarisations linéaires horizontale et verticale.

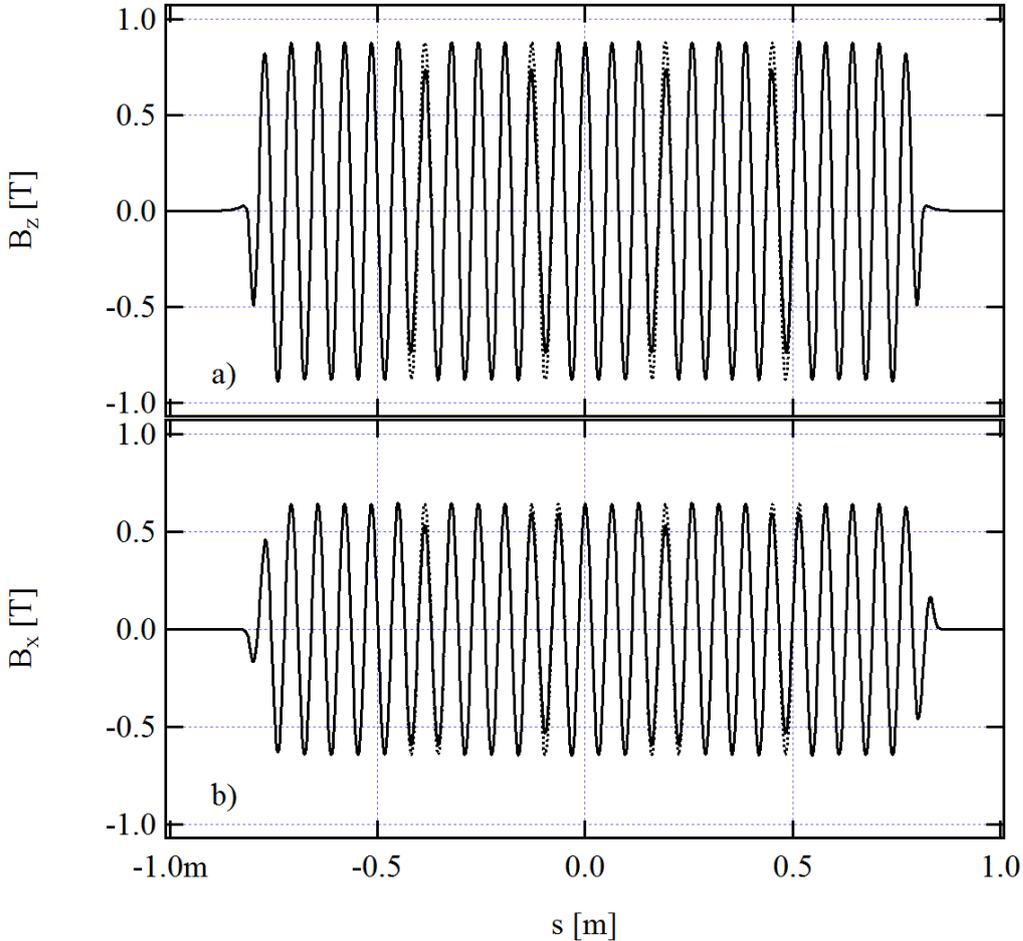


FIGURE 3.38 – Profil de champ magnétique généré sur axe par l'onduleur HU64 périodique (traits pointillés) et pour un déplacement quasi-périodique $\Delta z_{Ap}=15$ mm (trait continu), calculé avec RADIA à partir des paramètres de la table 3.6, a) dans la configuration donnant uniquement du champ vertical B_z ($\Delta s_R=0$ mm), b) dans la configuration donnant uniquement du champ horizontal B_x ($\Delta s_R=32$ mm). $g_u=15.5$ mm.

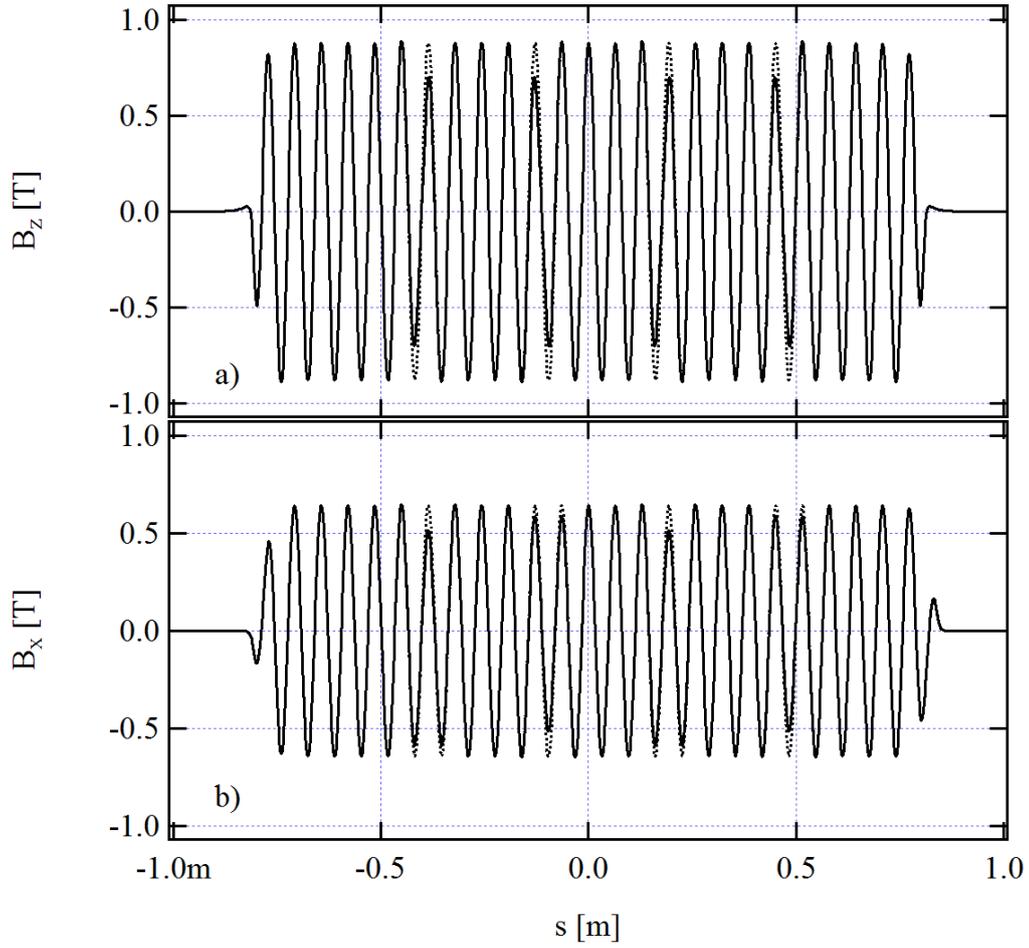


FIGURE 3.39 – Profil de champ magnétique généré sur axe par l’onduleur HU64 périodique (traits pointillés) et pour un déplacement quasi-périodique $\Delta z_{Ap} = 25$ mm (trait continu), calculé avec RADIA à partir des paramètres de la table 3.6, a) dans la configuration donnant uniquement du champ vertical B_z ($\Delta s_R = 0$ mm), b) dans la configuration donnant uniquement du champ horizontal B_x ($\Delta s_R = 32$ mm). $g_u = 15.5$ mm.

3.4.2 Distributions spectrales de densité de flux émise sur axe par un faisceau filamentaire monoénergétique

Afin de distinguer plus facilement l’impact de l’apériodicité du champ magnétique sur les harmoniques de rayonnement, on procède dans un premier temps au calcul des distributions spectrales de densité de flux émise sur axe dans le cas d’un faisceau d’électrons filamentaire et monoénergétique. De cette façon, on ne tient pas compte de l’influence sur les spectres de l’ouverture physique d’une part, et de l’émittance et de la dispersion en énergie d’autre part. Ceci permet de limiter l’élargissement des harmoniques et donc de simplifier l’analyse du comportement de chacune d’entre elles.

Modifications subies par la distribution spectrale de densité de flux

La figure 3.40 présente trois exemples de distributions spectrales de la densité de flux émise sur axe en polarisation linéaire horizontale (LH) par l’onduleur HU64 dans la configuration périodique et dans deux différentes configurations aperiodiques. Ces distributions ne font apparaître que les harmoniques impaires puisque le rayonnement est émis sur axe par un faisceau filamentaire monoénergétique.

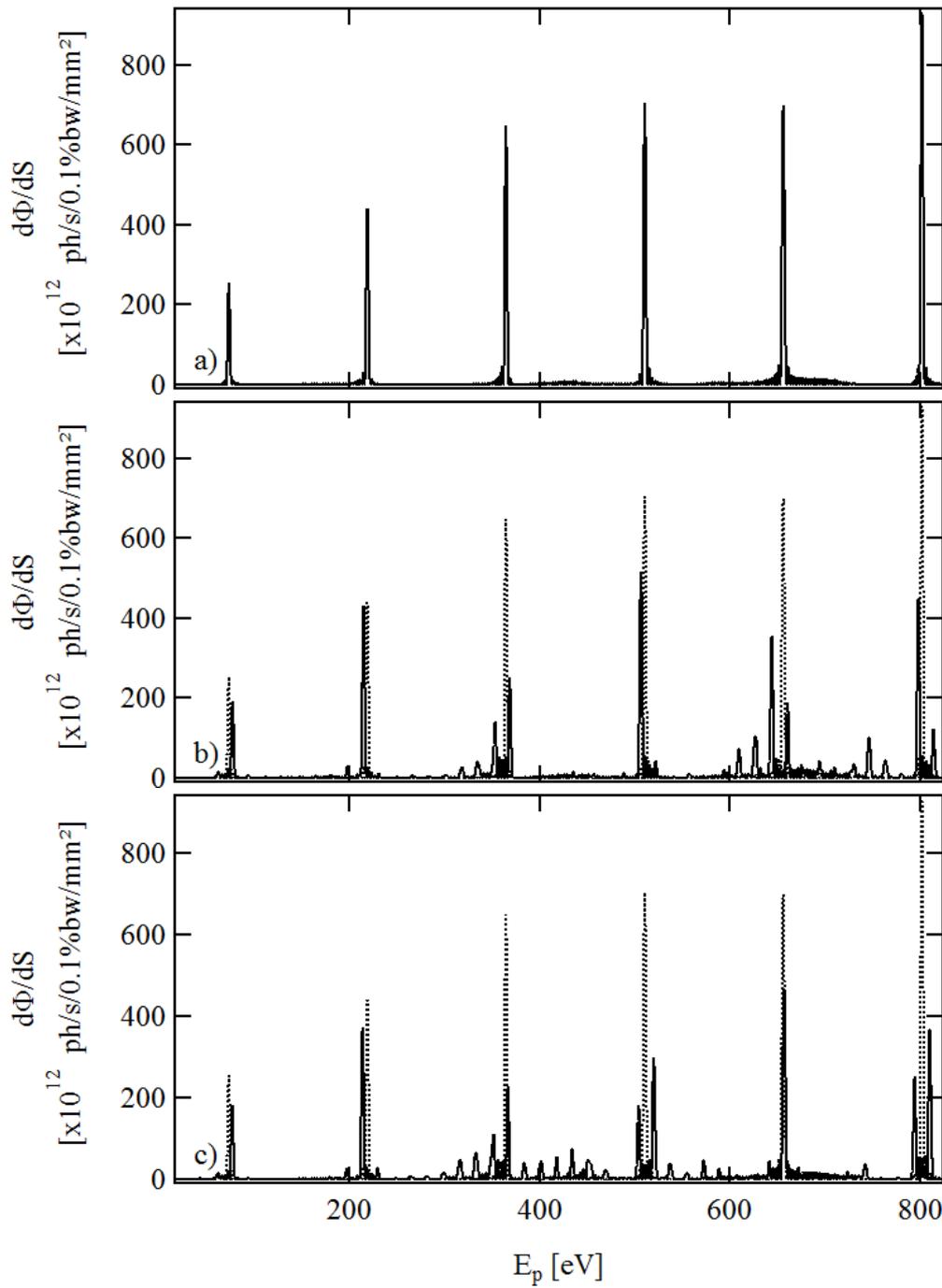


FIGURE 3.40 – Distributions spectrales de la densité de puissance émise sur axe par l'onduleur HU64 en polarisation linéaire horizontale (LH) avec $\Delta s_R=0$ mm, calculées avec SRW à 10 m de l'onduleur à partir du champ magnétique fourni par RADIA, pour différentes configurations quasi-périodiques : a) onduleur périodique ($\Delta z_{Ap}=0$ mm), b) $\Delta z_{Ap}=15$ mm, c) $\Delta z_{Ap}=25$ mm. Le cas périodique ($\Delta z_{Ap}=0$ mm) est rappelé en pointillés sur b) et c). $E_e=2.739$ GeV, $I_e=0.5$ A, $\epsilon_x = \epsilon_z=0$ m.rad et $\sigma_e=0$. $g_u=15.5$ mm.

Ces exemples font tout d'abord apparaître une modification de l'harmonique fondamentale, aussi bien en intensité qu'en énergie. On note ainsi un léger déplacement de cette harmonique vers les hautes énergies, généralement accompagné par une diminution de son intensité.

Les autres harmoniques de rayonnement voient également leurs caractéristiques modifiées par la configuration aperiodique. Leur intensité peut être réduite, allant parfois jusqu'à la suppression de la raie, et leur énergie est décalée de telle sorte qu'elle n'est plus forcément un multiple de l'énergie fondamentale. On ne peut alors plus parler d'harmoniques en toute rigueur, et on nomme pseudo-harmonique (notée \tilde{n}) une raie située à une énergie proche de celle qu'aurait l'harmonique n . La longueur d'onde de la pseudo-harmonique \tilde{n} est notée $\lambda_{\tilde{n}}$. Il peut exister plusieurs pseudo-harmoniques pour une seule harmonique, comme c'est le cas pour l'harmonique 7 de la distribution spectrale de la figure 3.40 dans la configuration $\Delta z_{Ap}=25$ mm, qui semble être séparée en deux. Ce comportement est cependant très variable avec la valeur de Δz_{Ap} puisque dans le cas $\Delta z_{Ap}=15$ mm, l'harmonique 7 présente un dédoublement mais pas l'harmonique 9, alors que c'est l'inverse dans le cas $\Delta z_{Ap}=25$ mm.

On remarque enfin par endroits l'apparition de petites raies entre les harmoniques, faisant plus penser à du bruit qu'à un spectre de raies.

Les distributions spectrales équivalentes mais calculées dans le cas de la polarisation linéaire verticale sont représentées dans la figure 3.41. Les calculs sont effectués sur la même gamme d'énergies que celle utilisée en polarisation LH. Compte-tenu des différences entre énergies résonantes, seules trois harmoniques impaires sont visibles en LV (jusqu'à $n=5$), contre six en LH (jusqu'à $n=11$). Hormis cela, toutes les descriptions faites en polarisation linéaire horizontale sont également observées en polarisation linéaire verticale.

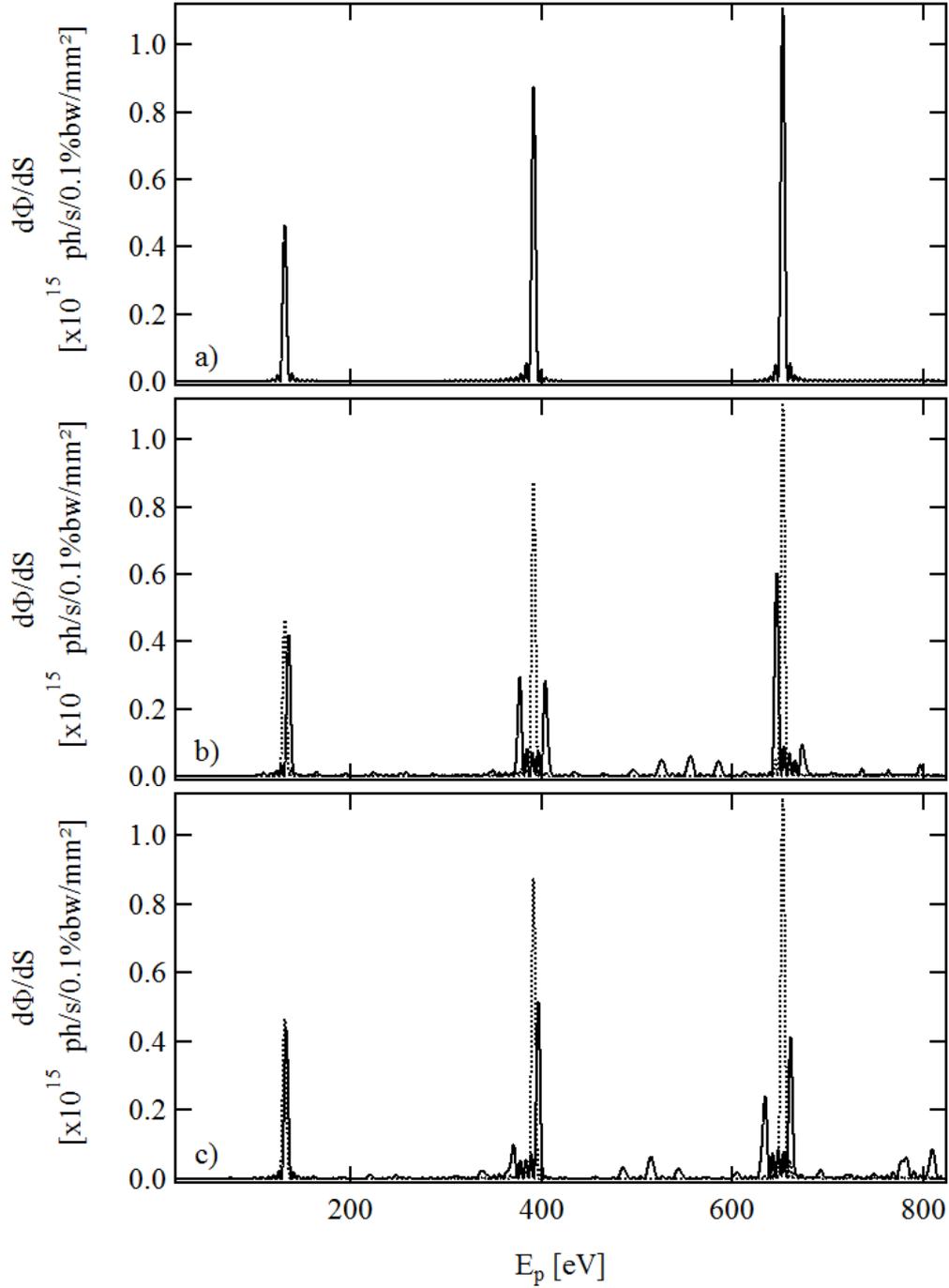


FIGURE 3.41 – Distributions spectrales de la densité de puissance émise sur axe par l'onduleur HU64 en polarisation linéaire verticale (LV) avec $\Delta s_R=32$ mm, calculées avec SRW à 10 m de l'onduleur à partir du champ magnétique fourni par RADIA, pour différentes configurations quasi-périodiques : a) onduleur périodique ($\Delta z_{Ap}=0$ mm), b) $\Delta z_{Ap}=15$ mm, c) $\Delta z_{Ap}=25$ mm. Le cas périodique ($\Delta z_{Ap}=0$ mm) est rappelé en pointillés sur b) et c). $E_e=2.739$ GeV, $I_e=0.5$ A, $\epsilon_x = \epsilon_z=0$ m.rad et $\sigma_e=0$. $g_u=15.5$ mm.

Pour répondre à la motivation donnée dans le chapitre 3.4.1, l'onduleur en configuration quasi-périodique doit rayonner intensément à l'énergie fondamentale, mais l'intensité rayonnée par les autres raies doit être réduite et surtout, décalée en énergie de telle sorte que ces raies soient des pseudo-

harmoniques.

Approche analytique

Pour interpréter les modifications décrites précédemment, on peut s'inspirer des klystrons optiques [152, 153] et modéliser l'onduleur apériodique comme N_S onduleurs périodiques (dans notre cas, $N_S=5$) placés les uns derrière les autres et séparés par les groupes de seize aimants déplacés, chacun jouant le rôle de déphaseur. Le champ électrique total E_T rayonné par l'ensemble de ce dispositif est la somme des champs électriques émis par chaque tronçon, le champ E_i émis par le i^{e} tronçon étant déphasé de φ_{Ap} par rapport au précédent :

$$E_T = \sum_{k=1}^{N_S} E_k = \sum_{k=1}^{N_S} E_1 e^{i(k-1)\varphi_{Ap}} = E_1 \left(\frac{1 - e^{iN_S\varphi_{Ap}}}{1 - e^{i\varphi_{Ap}}} \right) \quad (3.26)$$

Pour déterminer la valeur de φ_{Ap} , on considère le cas de l'onduleur périodique : à chaque période d'onduleur traversée par les électrons, le rayonnement prend une avance égale à la longueur d'onde de résonance λ_1 sur les électrons et, à la fin d'un tronçon contenant N_t périodes, l'avance de phase vaut :

$$\varphi_{Ap}(\lambda) = \frac{2\pi N_t \lambda_1}{\lambda} \quad (3.27)$$

La trajectoire des électrons est modifiée dans les groupes d'aimants apériodiques. Il en découle une variation ΔL de la longueur de trajectoire, ce qui induit le déphasage φ_{Ap} entre deux tronçons d'onduleur :

$$\varphi_{Ap}(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} (\Delta L + N_t \lambda_1) \quad (3.28)$$

L'équation 3.26 peut être simplifiée et la densité de flux totale $\left(\frac{d\Phi}{dS}\right)_T$ s'exprime comme une modulation de la densité de flux émise par un tronçon $\left(\frac{d\Phi}{dS}\right)_1$:

$$\left(\frac{d\Phi}{dS}\right)_T = \left| \frac{\sin\left(\frac{N_S\varphi_{Ap}}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi_{Ap}}{2}\right)} \right|^2 = \left(\frac{d\Phi}{dS}\right)_1 \left| \frac{\sin\left(\frac{N_S\varphi_{Ap}}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi_{Ap}}{2}\right)} \right|^2 \quad (3.29)$$

$$\begin{aligned} \text{en prenant en compte } & \left(\frac{d\Phi}{dS}\right)_T \propto |E_T|^2 \\ & \text{et } \left(\frac{d\Phi}{dS}\right)_1 \propto |E_1|^2 \end{aligned}$$

Nous appliquons maintenant cette modulation de densité de flux à l'onduleur HU64 dans le cas de la polarisation linéaire horizontale (LH) : la distribution spectrale rayonnée par un tronçon est calculée puis modulée en utilisant l'équation 3.29, et le résultat est comparé à la distribution émise par l'onduleur apériodique complet, calculée avec SRW.

La modification de longueur de la trajectoire due à un groupe d'aimants apériodiques est estimée à l'aide d'un modèle RADIA de neuf périodes d'onduleur, dans lequel les aimants centraux sont ceux déplacés de Δz_{Ap} . La figure 3.42 montre la variation calculée ΔL de la longueur de la trajectoire en fonction du déplacement apériodique Δz_{Ap} , dans la configuration de l'onduleur correspondant à de la polarisation LH ($\Delta s_R=0$ mm). On note que le déplacement des aimants résulte toujours dans une réduction de la longueur de trajectoire et que la valeur maximale de cette réduction, obtenue pour $\Delta z_{Ap}=15$ mm, vaut 4.2 nm, ce qui est bien inférieur à la longueur d'onde de résonance λ_1 (72.9 nm en polarisation LH).

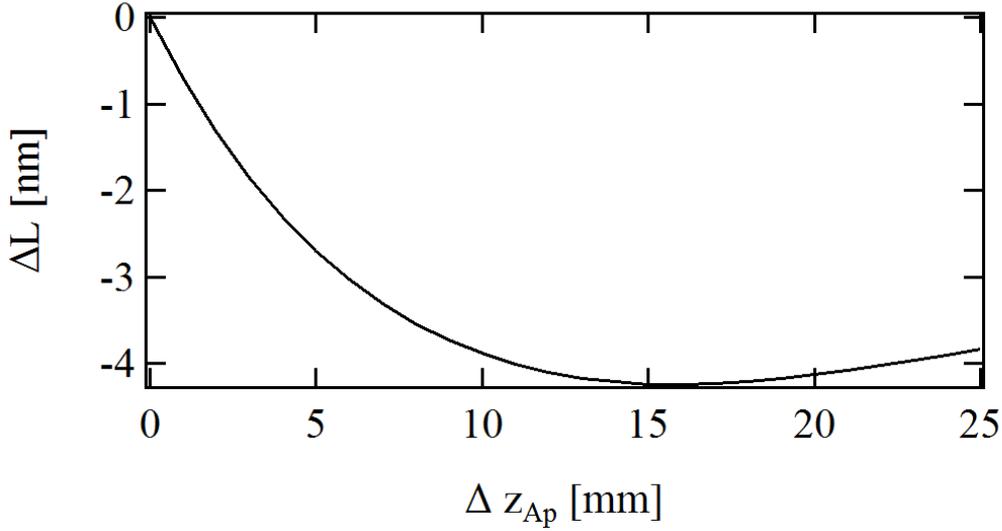


FIGURE 3.42 – Variation de la longueur de trajectoire des électrons calculée avec RADIA induite par le déplacement vertical d'un groupe de quatre aimants M_{\rightarrow} , en fonction de ce déplacement. $E_e=2.739$ GeV, $g_u=15.5$ mm et $\Delta s_R=0$ mm.

La distribution de densité de flux à moduler correspond à celle émise par un tronçon, qui contient $N_t = \frac{N_u}{N_s}$ périodes. Dans notre cas, l'onduleur complet contient 24 périodes et est divisé en cinq tronçons, ce qui signifie que chaque tronçon est constitué d'environ cinq périodes. Du fait de ce nombre très petit de périodes, un calcul numérique est peu précis et on lui préfère un calcul analytique en utilisant l'équation 1.44. La distribution spectrale de densité de flux rayonnée par cet onduleur de cinq périodes est donnée en figure 3.43.

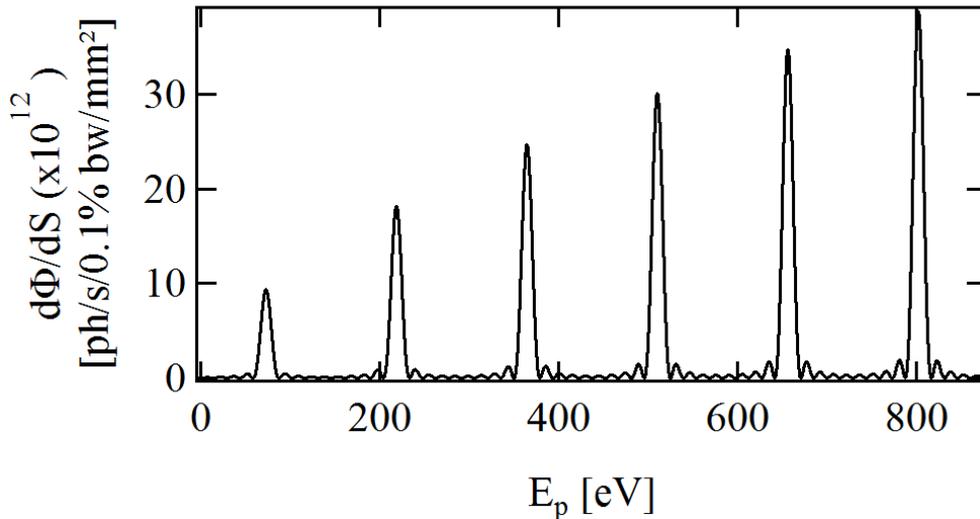


FIGURE 3.43 – Distribution spectrale de la densité de flux rayonnée en polarisation LH par un tronçon de cinq périodes d'onduleur HU64, calculée de façon analytique avec l'équation 1.44 à 10 m de l'onduleur. $E_e=2.739$ GeV, $I_e=0.5$ A, $\epsilon_x = \epsilon_z=0$ m.rad, $\sigma_e=0$. $g_u=15.5$ mm et $\Delta s_R=0$ mm.

La figure 3.44 compare la distribution spectrale résultant de cette modulation analytique et celle calculée avec SRW dans le cas d'un onduleur périodique ($\Delta z_{Ap}=0$ mm). On note un bon accord entre les deux courbes, en particulier au niveau de la réduction de largeur de raie, résultant du passage au nombre total de périodes.

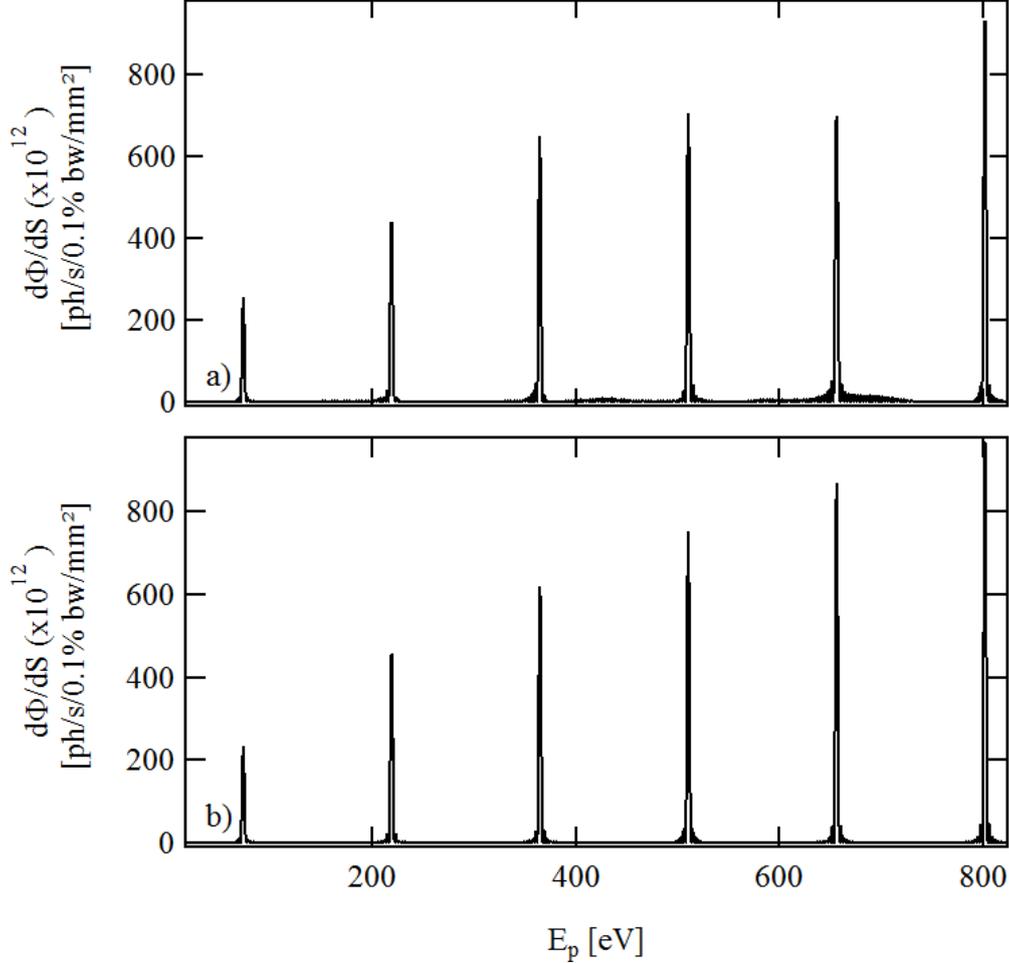


FIGURE 3.44 – Distributions spectrales de densité de flux émises en polarisation LH par l'onduleur périodique ($\Delta z_{Ap}=0$) et observées à 10 m de l'onduleur : a) calculée avec SRW, b) calculée analytiquement en modulant la distribution présentée en figure 3.43. $E_e=2.739$ GeV, $I_e=0.5$ A, $\epsilon_x = \epsilon_z=0$ m.rad, $\sigma_e=0$. $g_u=15.5$ mm et $\Delta s_R=0$ mm.

Les figures 3.45 et 3.46 donnent le résultat de comparaisons similaires pour $\Delta z_{Ap}=15$ mm et $\Delta z_{Ap}=25$ mm respectivement. Bien que les résultats analytiques ne soient pas exactement identiques aux calculs numériques avec SRW, ils font apparaître deux caractéristiques des distributions spectrales apériodiques : le déplacement de la raie fondamentale vers des plus hautes énergies et le dédoublement de certaines pseudo-harmoniques (par exemple, $\tilde{n}=7$ et $\tilde{n}=11$ dans la configuration $\Delta z_{Ap}=25$ mm). Les différences entre les deux calculs peuvent s'expliquer par les différentes approximations prises : le nombre d'aimants contenus dans chaque tronçon n'est pas strictement identique d'un tronçon à l'autre du fait de raisons pratiques, et l'effet des terminaisons est négligé.

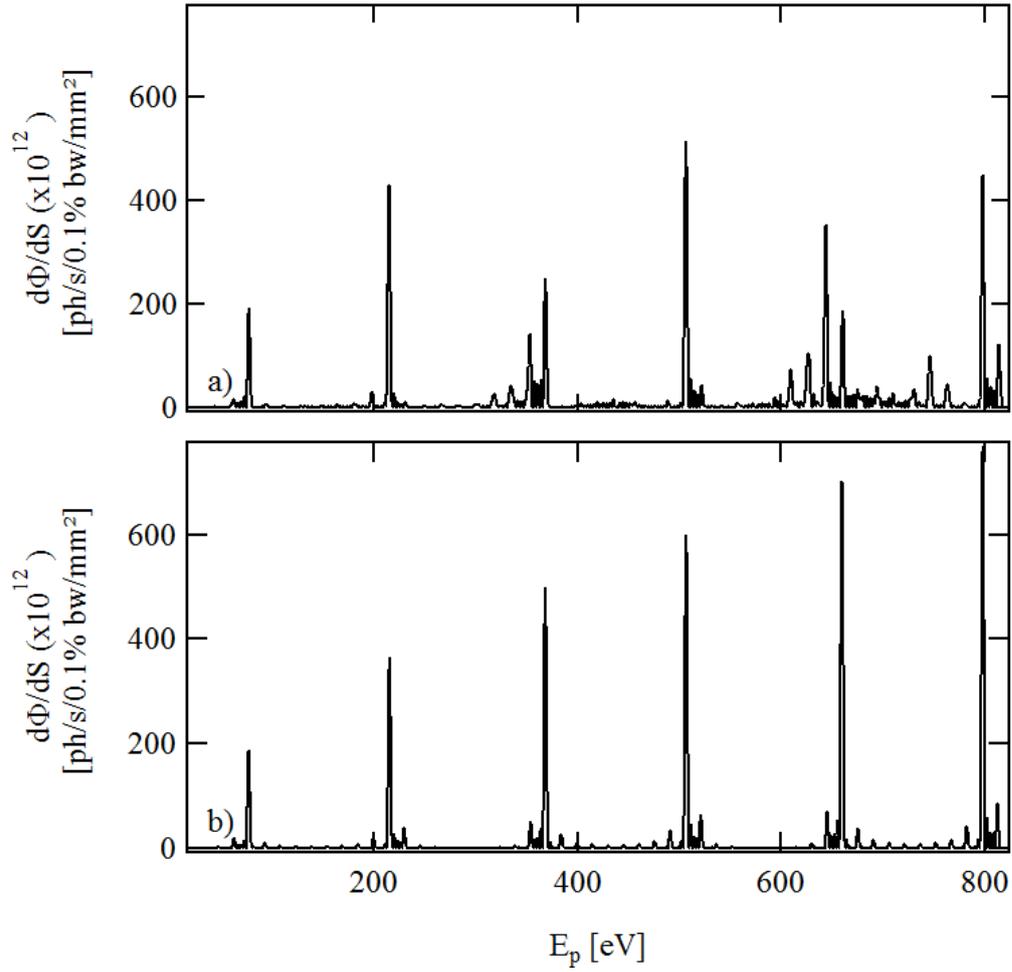


FIGURE 3.45 – Distributions spectrales de densité de flux émises en polarisation LH par l'onduleur apériodique dans la configuration $\Delta z_{Ap}=15$ mm et observées à 10 m de l'onduleur : a) calculée avec SRW, b) calculée analytiquement en modulant la distribution présentée en figure 3.43. $E_e=2.739$ GeV, $I_e=0.5$ A, $\epsilon_x = \epsilon_z=0$ m.rad, $\sigma_e=0$. $g_u=15.5$ mm et $\Delta s_R=0$ mm.

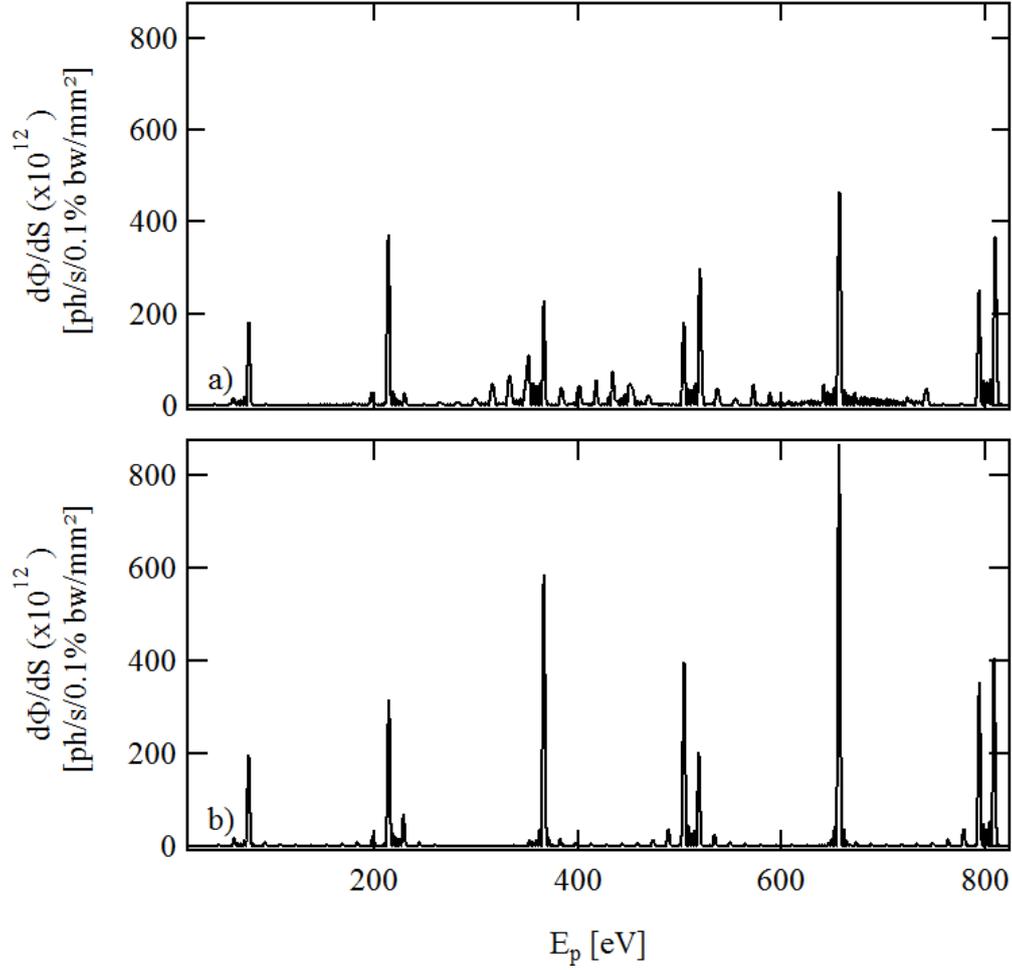


FIGURE 3.46 – Distributions spectrales de densité de flux émises en polarisation LH par l’onduleur apériodique dans la configuration $\Delta z_{Ap}=25$ mm et observées à 10 m de l’onduleur : a) calculée avec SRW, b) calculée analytiquement en modulant la distribution présentée en figure 3.43. $E_e=2.739$ GeV, $I_e=0.5$ A, $\epsilon_x = \epsilon_z=0$ m.rad, $\sigma_e=0$. $g_u=15.5$ mm et $\Delta s_R=0$ mm.

Comportement des pseudo-harmoniques selon la configuration apériodique

Pour trouver la configuration apériodique qui répond le mieux à ces critères, on procède au calcul de la distribution de densité de flux pour chacune des trois polarisations LH, LV et circulaire en faisant varier le déplacement apériodique Δz_{Ap} de 0 mm (configuration périodique) à 25 mm, qui est la valeur maximale de déplacement réalisable en pratique. Pour chaque valeur de déplacement, l’intensité et l’énergie des trois premières pseudo-harmoniques impaires sont repérées. Les figures 3.47, 3.48 et 3.49 donnent l’évolution de ces intensités et énergies pour les polarisations LH, LV et circulaire respectivement. Dans le cas de la polarisation circulaire, seule l’harmonique fondamentale est rayonnée sur axe. Les évolutions d’intensité des pseudo-harmoniques montrent que leur variation peut atteindre un facteur 5, tandis que l’évolution de la fondamentale est bien plus limitée. Elles montrent également que le comportement de la raie est différent d’une pseudo-harmonique à l’autre et, pour une pseudo-harmonique donnée, d’une polarisation à l’autre, même si l’on constate des similitudes entre polarisations. Les évolutions des énergies des pics mettent en évidence le dédoublement des pseudo-harmoniques, qui a lieu pour la majorité des valeurs de Δz_{Ap} .

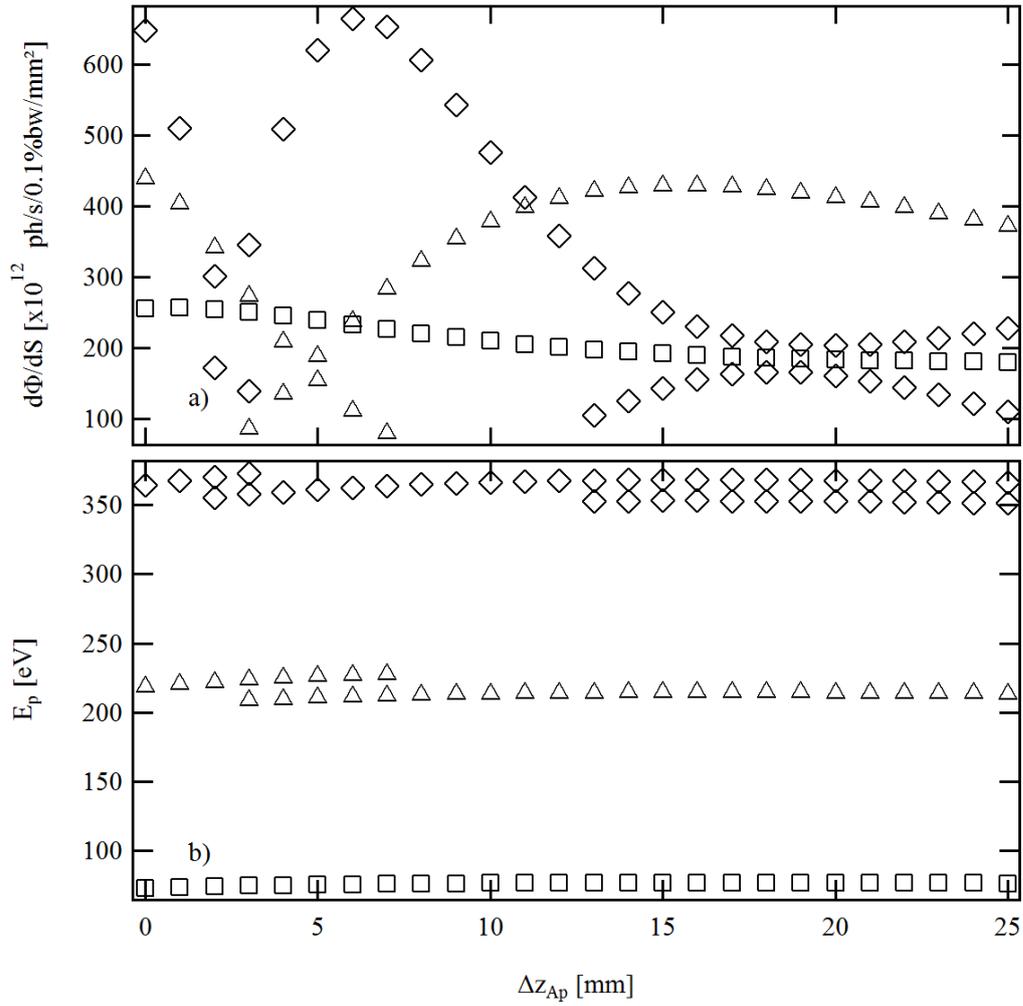


FIGURE 3.47 – Evolution en fonction du déplacement aperiodique Δz_{Ap} des caractéristiques principales des trois premières pseudo-harmoniques de la distribution spectrale de densité de flux rayonnée sur axe par HU64 en polarisation LH, calculée avec SRW à partir des champs magnétiques donnés par RADIA : a) valeurs des intensités des raies, b) positions en énergie des raies. $n=1$ (carrés), $\tilde{n}=3$ (triangles), $\tilde{n}=5$ (losanges). $E_e=2.739$ GeV, $I_e=0.5$ A, $\epsilon_x = \epsilon_z=0$ m.rad, $\sigma_e=0$. $g_u=15.5$ mm et $\Delta s_R=0$ mm. Rayonnement observé à 10 m de l'onduleur.

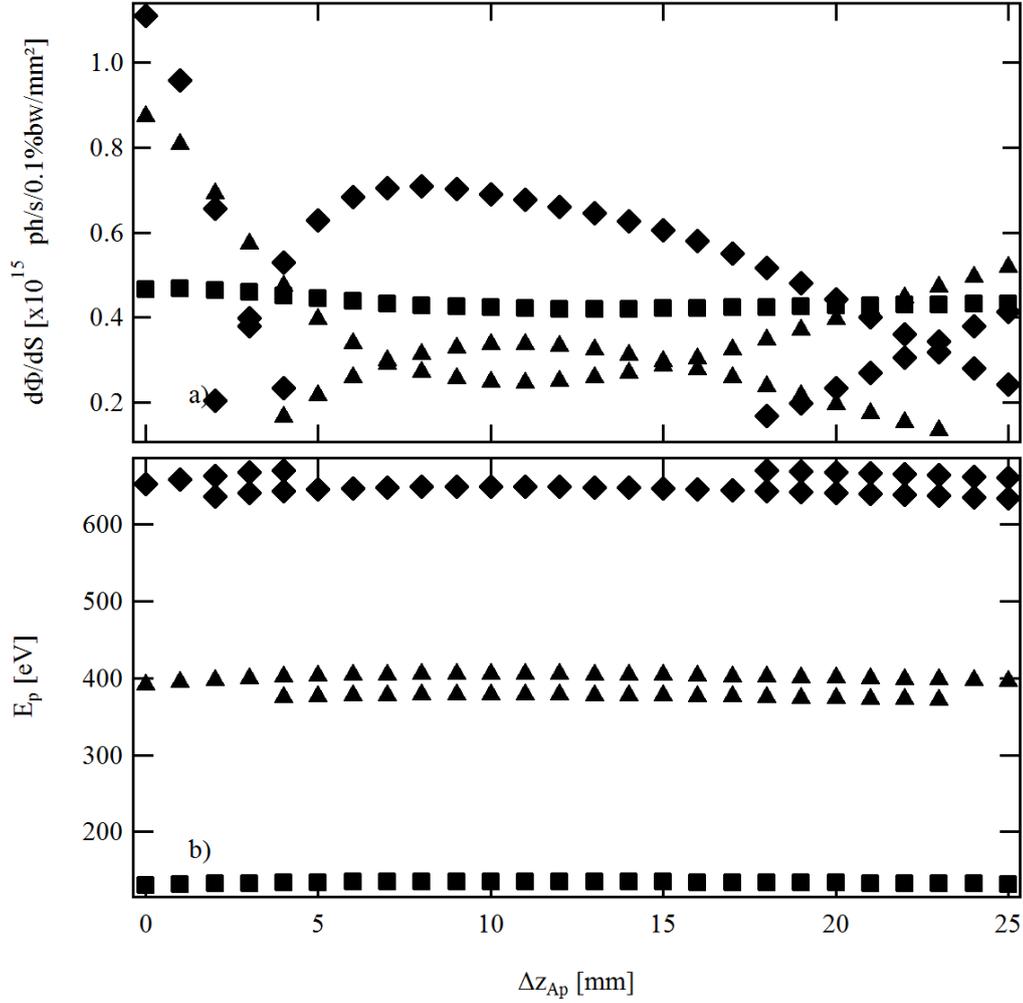


FIGURE 3.48 – Evolution en fonction du déplacement aperiodique Δz_{Ap} des caractéristiques principales des trois premières pseudo-harmoniques de la distribution spectrale de densité de flux rayonnée sur axe par HU64 en polarisation LV, calculée avec SRW à partir des champs magnétiques donnés par RADIA : a) valeurs des intensités des raies, b) positions en énergie des raies. $n=1$ (carrés), $\tilde{n}=3$ (triangles), $\tilde{n}=5$ (losanges). $E_e=2.739$ GeV, $I_e=0.5$ A, $\epsilon_x = \epsilon_z=0$ m.rad, $\sigma_e=0$. $g_u=15.5$ mm et $\Delta s_R=32$ mm. Rayonnement observé à 10 m de l'onduleur.

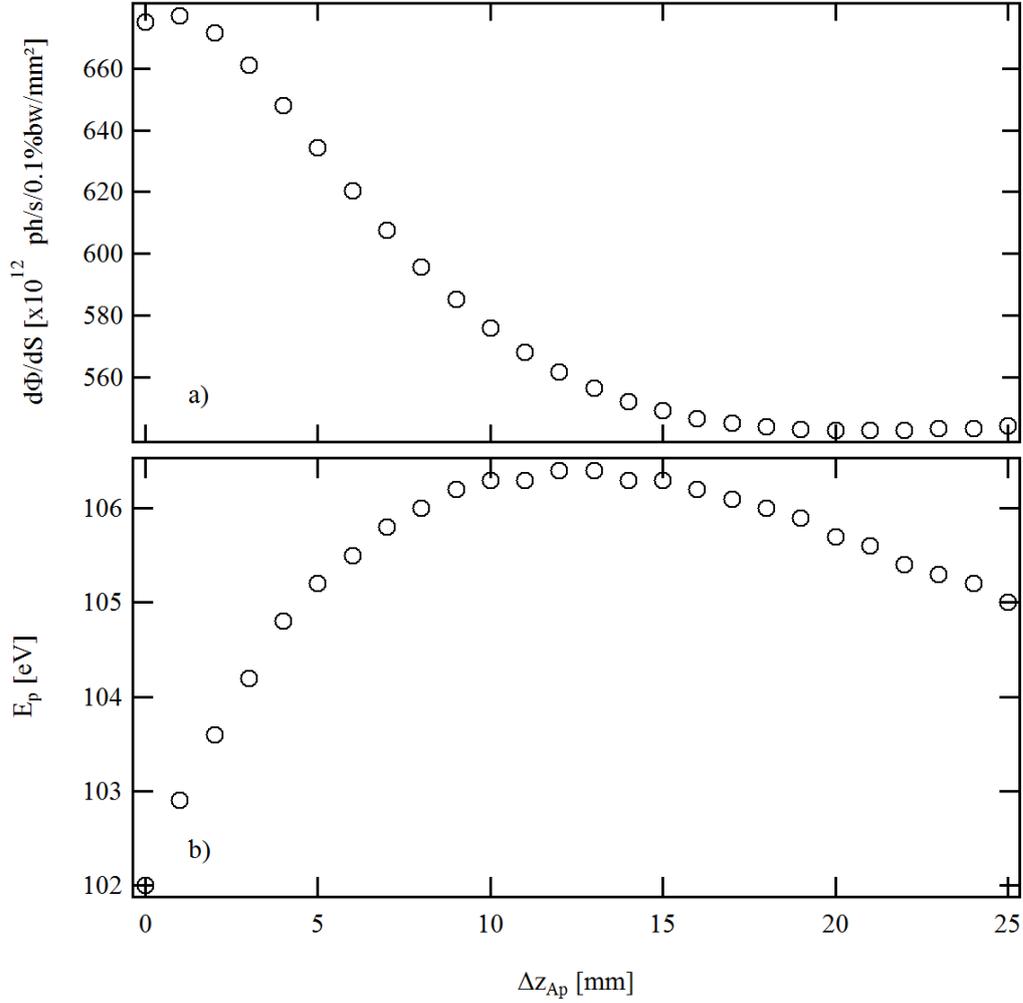


FIGURE 3.49 – Evolution en fonction du déplacement aperiodique Δz_{Ap} des caractéristiques principales de l'harmonique fondamentale de la distribution spectrale de densité de flux rayonnée sur axe par HU64 en polarisation circulaire, calculée avec SRW à partir des champs magnétiques donnés par RADIA : a) valeurs des intensités de la raie, b) positions en énergie de la raie. $E_e=2.739$ GeV, $I_e=0.5$ A, $\epsilon_x = \epsilon_z=0$ m.rad, $\sigma_e=0$. $g_u=15.5$ mm et Δs_R calculé en fonction de Δz_{Ap} avec l'équation 3.6. Rayonnement observé à 10 m de l'onduleur.

Pour quantifier plus précisément ces évolutions, on trace maintenant en figures 3.50 à 3.52 les variations relatives des intensités et énergies des pseudo-harmoniques, par rapport à la configuration d'onduleur périodique. Ainsi, la grandeur tracée pour quantifier la variation d'intensité de la pseudo-harmonique \tilde{n} est :

$$\delta_{[\Delta z_{Ap}=0]} \left(\frac{d\Phi_{\tilde{n}}}{dS} \right) = \frac{\frac{d\Phi_{\tilde{n}}}{dS}(\Delta z_{Ap}) - \frac{d\Phi_{\tilde{n}}}{dS}(\Delta z_{Ap} = 0)}{\frac{d\Phi_{\tilde{n}}}{dS}(\Delta z_{Ap} = 0)}$$

où $\frac{d\Phi_{\tilde{n}}}{dS}(\Delta z_{Ap})$ est la densité de flux du pic de la pseudo-harmonique \tilde{n} , rayonnée par l'onduleur aperiodique de déplacement Δz_{Ap} .

Pour quantifier la variation d'énergie de la pseudo-harmonique \tilde{n} , on choisit comme grandeur l'écart relatif entre la longueur d'onde de cette pseudo-harmonique \tilde{n} et la longueur d'onde théorique de l'harmonique n correspondante :

$$\frac{\lambda_{\tilde{n}} - \tilde{n} \lambda_1}{\tilde{n} \lambda_1}$$

où $\lambda_{\tilde{n}}$ désigne la longueur d'onde rayonnée par la pseudo harmonique \tilde{n} .

Le choix de cette grandeur, qui n'a de sens que pour les pseudo-harmoniques différentes de la fondamentale, présente l'intérêt de quantifier la transmission par un monochromateur parfait réglé sur la longueur d'onde fondamentale λ_1 , du rayonnement émis par la pseudo-harmonique \tilde{n} .

Pour plus de lisibilité, les tracés sont ici regroupés par pseudo-harmonique et non par polarisation, et un zoom est réalisé autour de zéro sur les tracés de variation d'énergie. Ainsi, les figures 3.50, 3.51 et 3.52 représentent les variations relatives en intensité et en énergie des pics de densité de flux émise sur axe dans les différentes polarisations par les pseudo-harmoniques $n = 1$, $\tilde{n} = 3$ et $\tilde{n} = 5$ respectivement.

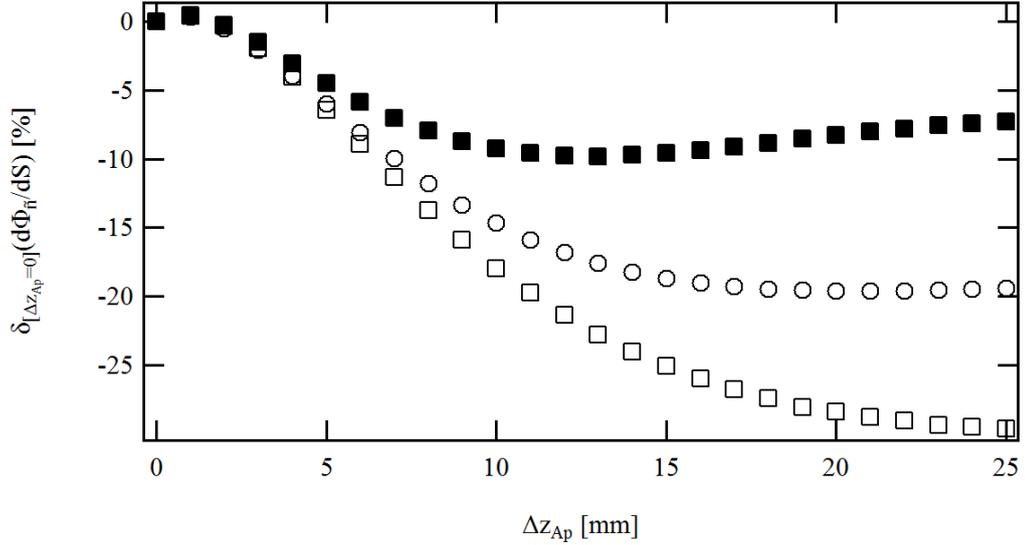


FIGURE 3.50 – Variation relative en fonction de la valeur de déplacement aperiodique Δz_{Ap} de la densité de flux émise en polarisation LV à l'énergie fondamentale, en comparaison avec la configuration périodique, dans les différentes polarisations : LH (carrés vides), LV (carrés pleins) et circulaire (ronds). Courbes issues des distributions spectrales de densité de flux émise sur axe, calculées avec SRW d'après les champs magnétiques du HU64 fournis par RADIA et avec un faisceau filamentaire monoénergétique. $E_e=2.739$ GeV, $I_e=0.5$ A, $\epsilon_x = \epsilon_z=0$ m.rad, $\sigma_e=0$. $g_u=15.5$ mm. Rayonnement observé à 10 m de l'onduleur.

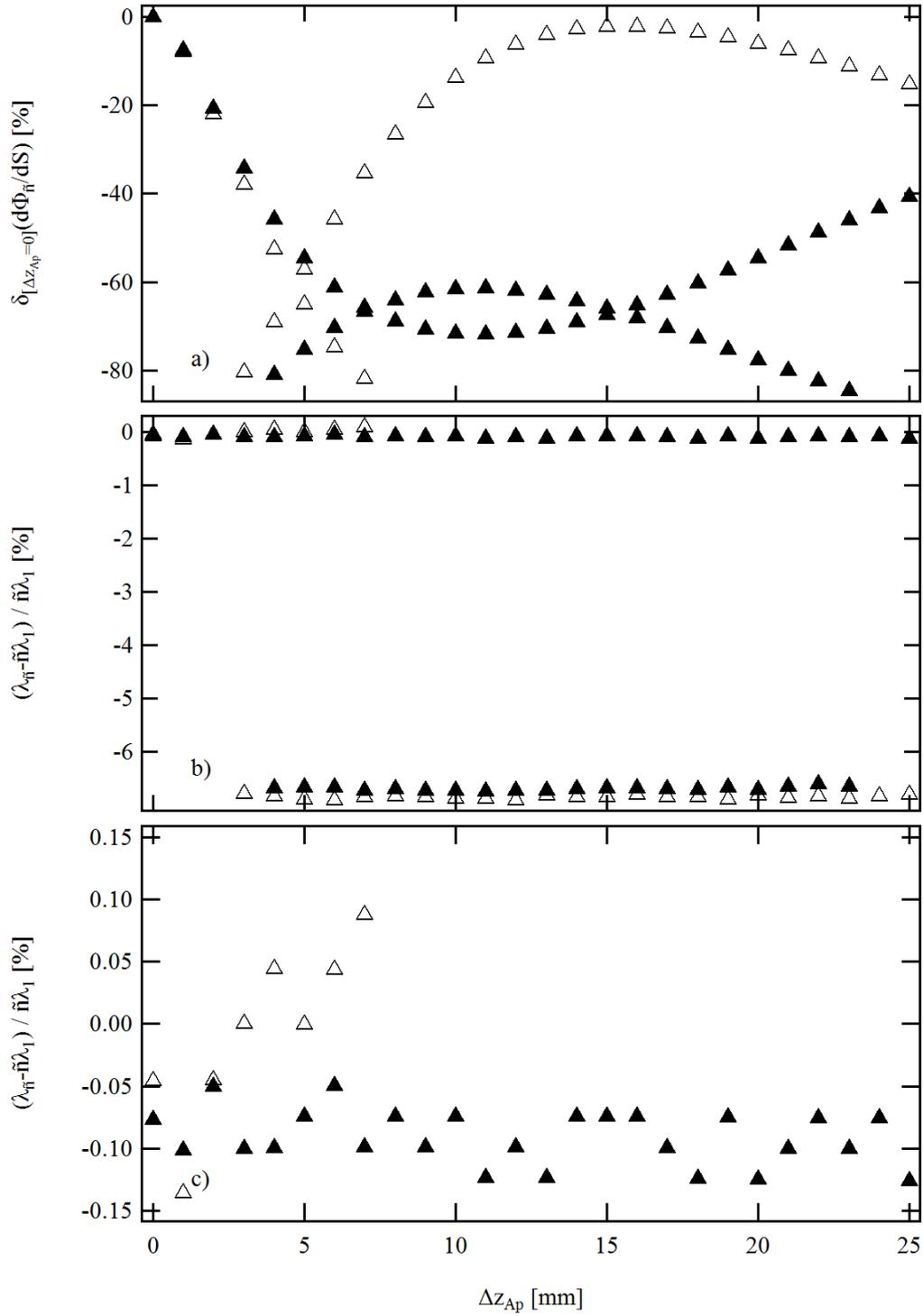


FIGURE 3.51 – Variations relatives en fonction du déplacement aperiodique Δz_{Ap} des principales caractéristiques de la pseudo-harmonique $\tilde{n}=3$, en comparaison avec la configuration périodique, en polarisations LH (triangles vides) et LV (triangles pleins) : a) intensité des pics, b) longueur d'onde des pics, c) longueur d'onde des pics (zoom autour des faibles variations). Courbes issues des distributions spectrales de densité de flux émise sur axe, calculées avec SRW d'après le champ magnétique du HU64 fourni par RADIA et avec un faisceau filamentaire monoénergétique. $E_e=2.739$ GeV, $I_e=0.5$ A, $\epsilon_x = \epsilon_z=0$ m.rad, $\sigma_e=0$. $g_u=15.5$ mm. Rayonnement observé à 10 m de l'onduleur.

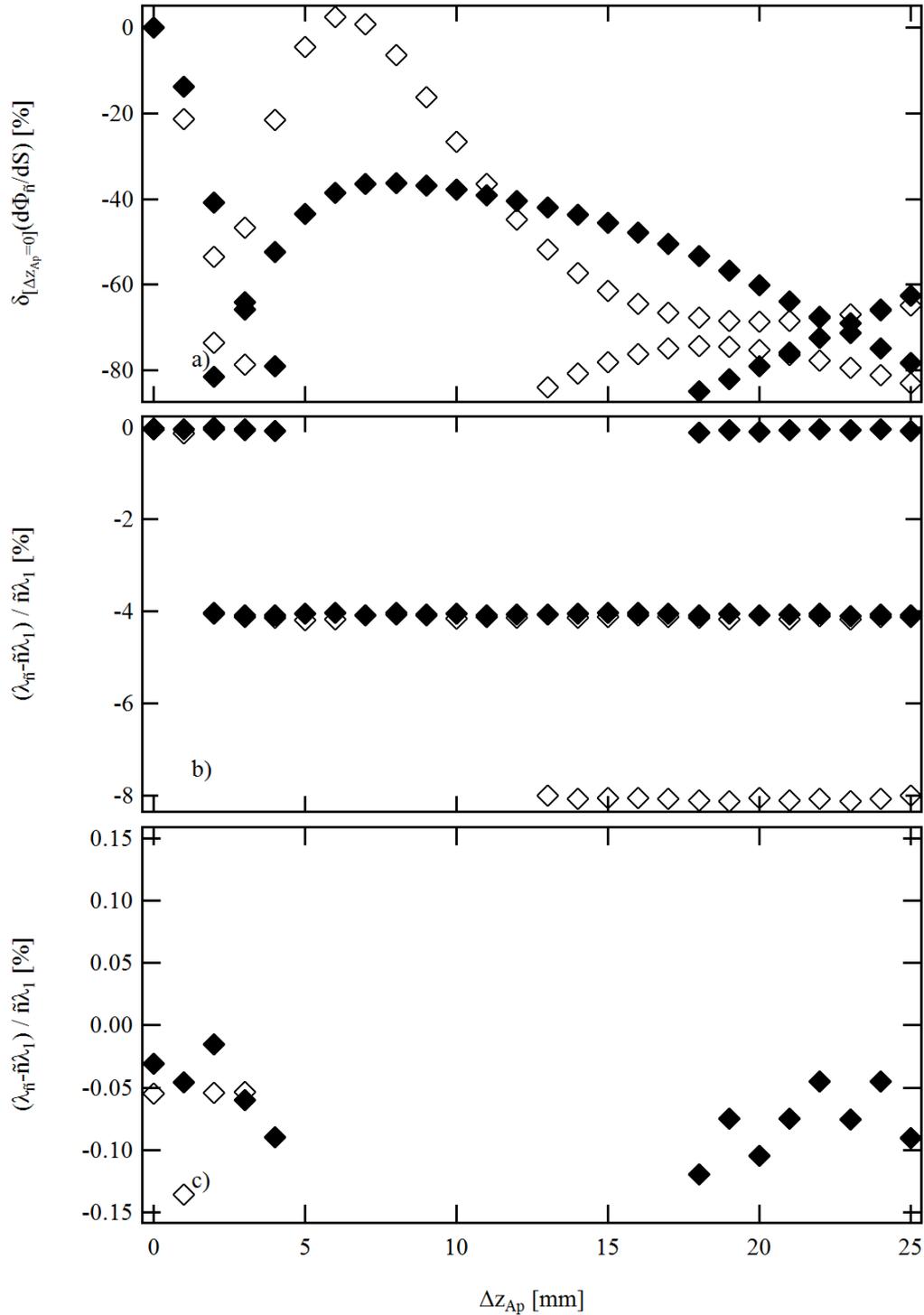


FIGURE 3.52 – Variations relatives en fonction du déplacement aperiodique Δz_{Ap} des principales caractéristiques de la pseudo-harmonique $\tilde{n}=5$, en comparaison avec la configuration périodique, en polarisations LH (losanges vides) et LV (losanges pleins) : a) intensité des pics, b) longueur d'onde des pics, c) longueur d'onde des pics (zoom autour des faibles variations). Courbes issues des distributions spectrales de densité de flux émise sur axe, calculées avec SRW d'après le champ magnétique du HU64 fourni par RADIA et avec un faisceau filamentaire monoénergétique. $E_e=2.739$ GeV, $I_e=0.5$ A, $\epsilon_x = \epsilon_z=0$ m.rad, $\sigma_e=0$. $g_u=15.5$ mm. Rayonnement observé à 10 m de l'onduleur.

On constate que ces écarts relatifs de longueurs d'onde s'étendent jusqu'à quelques 10^{-2} , et qu'ils sont supérieurs à 10^{-4} , à l'exception de deux pseudo-harmoniques $\tilde{n}=3$ en polarisation LH. Dans le cas d'un pouvoir de résolution d'un monochromateur à 10^{-5} - 10^{-4} , la grande majorité des pseudo-harmoniques seront rejetées par le monochromateur réglé pour transmettre la fondamentale, alors que les harmoniques classiques correspondantes seraient transmises et pollueraient la mesure.

3.4.3 Distributions spectrales de flux émises par le faisceau réel à travers une ouverture finie

L'étude des distributions spectrales de densité de flux émise sur axe par un faisceau filamentaire et monoénergétique a permis d'analyser le comportement des pseudo-harmoniques avec la configuration apériodique. Si l'on veut quantifier le rayonnement émis aux différentes énergies utilisable par la ligne de lumière, il est nécessaire d'étudier les distributions spectrales de flux rayonné à travers une ouverture finie, et en prenant en compte les paramètres réels du faisceau.

Modifications subies par la distribution spectrale de flux

La figure 3.53 présente ces distributions spectrales de flux émis en polarisation linéaire horizontale (LH) dans le cas de l'onduleur périodique, ainsi que dans deux configurations apériodiques. Les modifications décrites précédemment sont à nouveau observées sur ces courbes : l'intensité rayonnée à l'énergie fondamentale est fortement réduite (d'environ 30%), tout comme sur le reste du spectre, et les énergies des raies sont décalées.

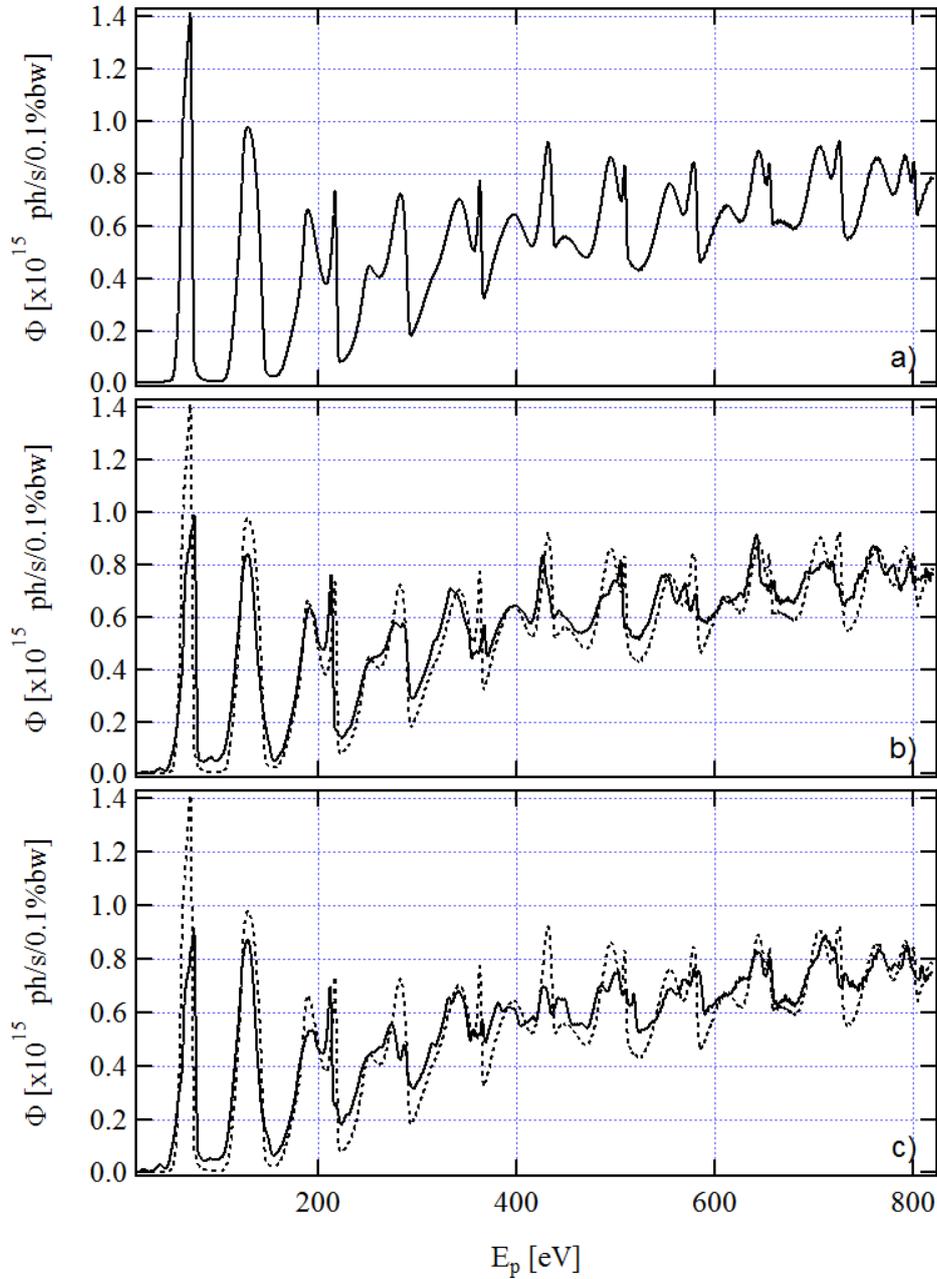


FIGURE 3.53 – Distributions spectrales de flux émises par HU64 en polarisation linéaire horizontale (LH), calculées avec SRW à partir du champ provenant de RADIA, et observées dans une ouverture de $6\text{ mm}\times 6\text{ mm}$ à 10 m de la source, pour différentes configurations : a) onduleur périodique ($\Delta z_{Ap}=0\text{ mm}$), b) $\Delta z_{Ap}=15\text{ mm}$, c) $\Delta z_{Ap}=25\text{ mm}$. $E_e=2.739\text{ GeV}$, $I_e=0.5\text{ A}$, $\epsilon_x=3.73\text{ nm.rad}$, $\epsilon_z=37\text{ pm.rad}$, $\sigma_e=0.1\%$, $\beta_x=4.75\text{ m}$ et $\beta_z=2.56\text{ m}$. La distribution de l'onduleur périodique est rappelée en pointillés sur les courbes b) et c).

Les distributions spectrales équivalentes émises en polarisation linéaire verticale (LV) présentées en figure 3.54 font apparaître les mêmes phénomènes, tout comme dans le cas de la polarisation circulaire, donnée en figure 3.55.

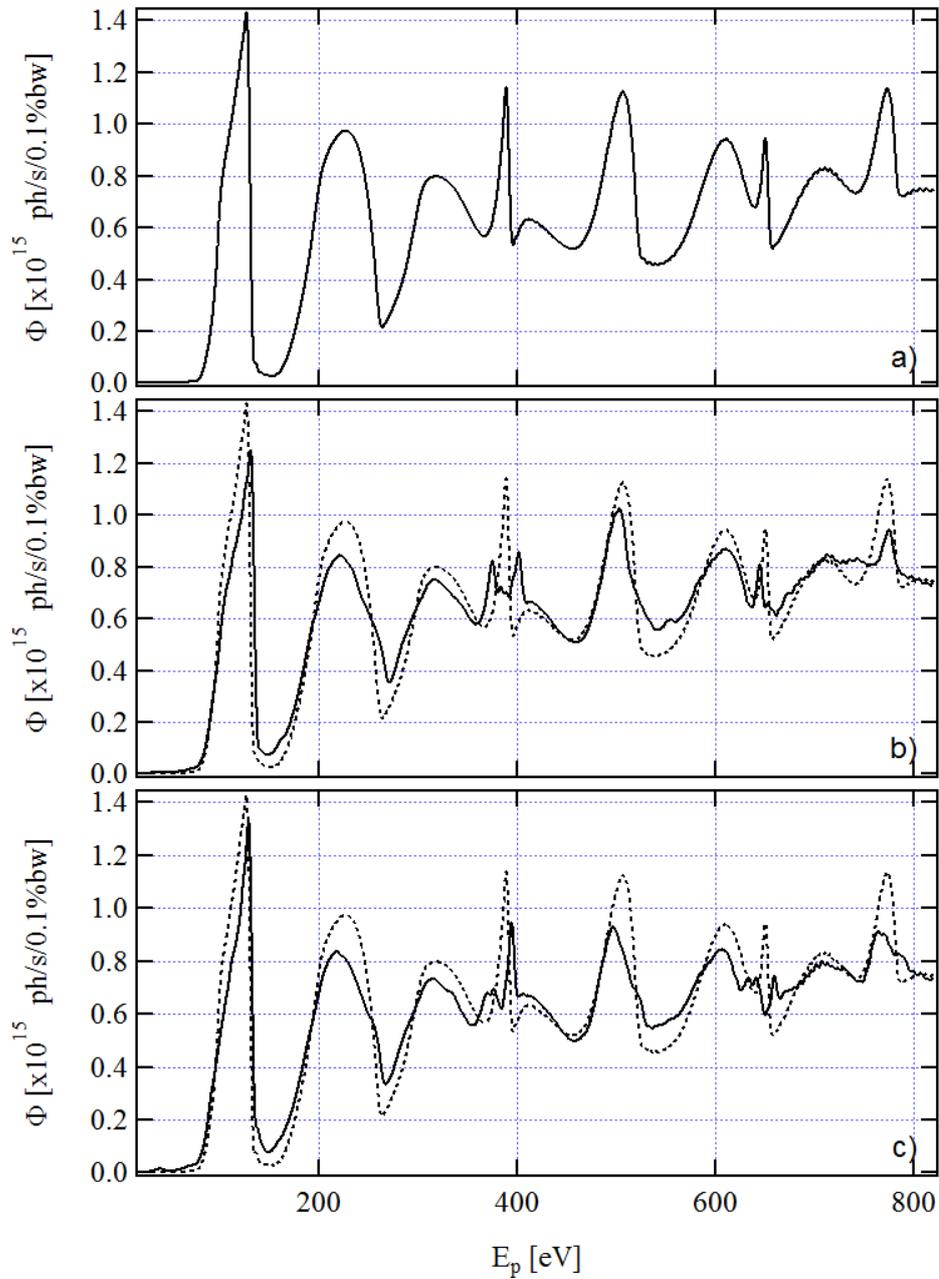


FIGURE 3.54 – Distributions spectrales de flux émises par HU64 en polarisation linéaire verticale (LV), calculées avec SRW à partir du champ provenant de RADIA, et observées dans une ouverture de $6\text{ mm} \times 6\text{ mm}$ à 10 m de la source, pour différentes configurations : a) onduleur périodique ($\Delta z_{Ap}=0\text{ mm}$), b) $\Delta z_{Ap}=15\text{ mm}$, c) $\Delta z_{Ap}=25\text{ mm}$. $E_e=2.739\text{ GeV}$, $I_e=0.5\text{ A}$, $\epsilon_x=3.73\text{ nm.rad}$, $\epsilon_z=37\text{ pm.rad}$, $\sigma_e=0.1\%$, $\beta_x=4.75\text{ m}$ et $\beta_z=2.56\text{ m}$. La distribution de l'onduleur périodique est rappelée en pointillés sur les courbes b) et c).

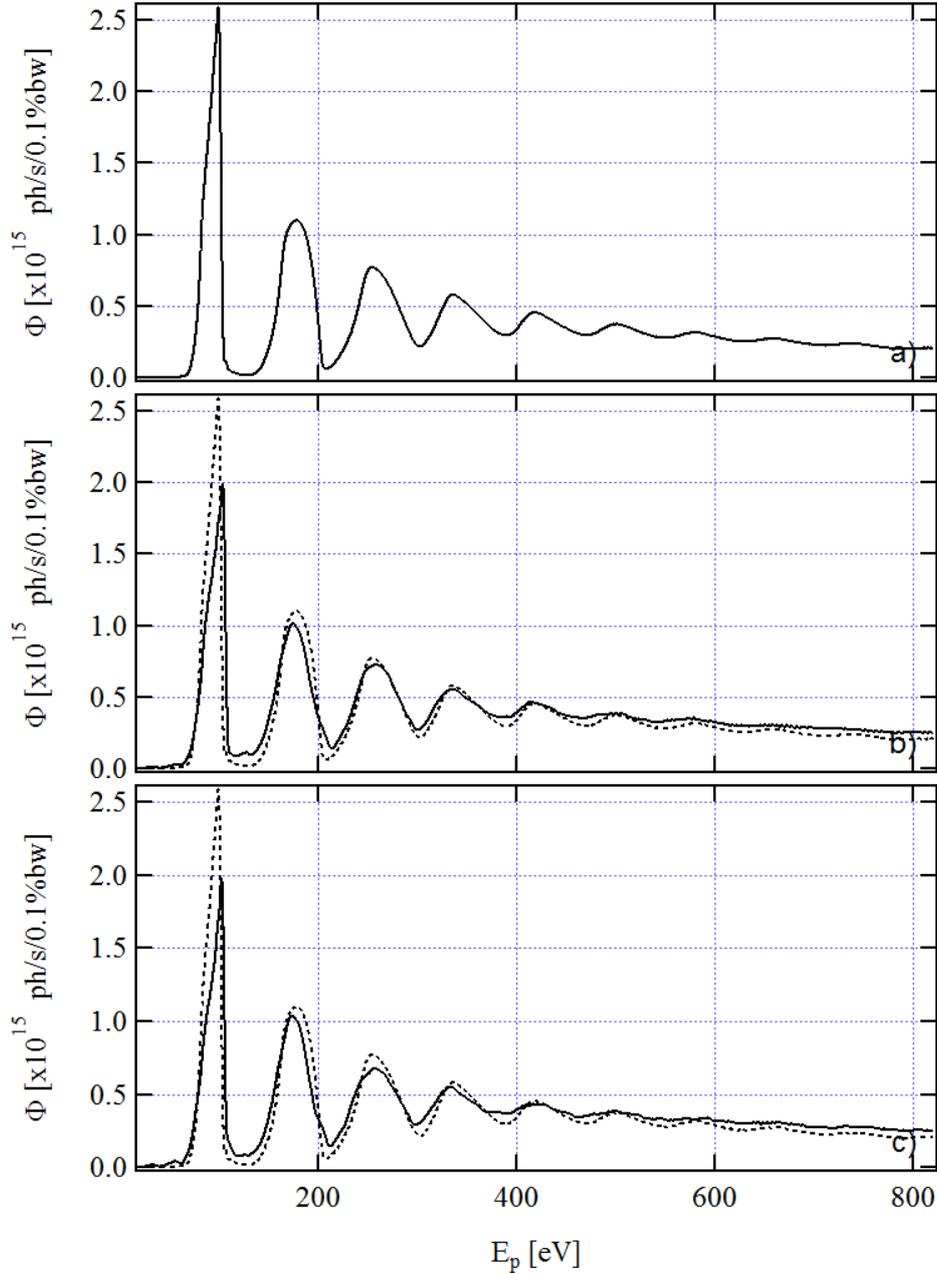


FIGURE 3.55 – Distributions spectrales de flux émises par HU64 en polarisation circulaire, calculées avec SRW à partir du champ provenant de RADIA, et observées dans une ouverture de 6 mm×6 mm à 10 m de la source, pour différentes configurations : a) ondulateur périodique ($\Delta z_{Ap}=0$ mm), b) $\Delta z_{Ap}=15$ mm, c) $\Delta z_{Ap}=25$ mm. $E_e=2.739$ GeV, $I_e=0.5$ A, $\epsilon_x=3.73$ nm.rad, $\epsilon_z=37$ pm.rad, $\sigma_e=0.1$ %, $\beta_x=4.75$ m et $\beta_z=2.56$ m. La distribution de l'ondulateur périodique est rappelée en pointillés sur les courbes b) et c).

Flux observé aux harmoniques de la longueur d'onde fondamentale

Les distributions de flux présentées précédemment permettent de caractériser de façon différente l'impact d'une configuration aperiodique : plutôt que de décrire le comportement de chaque pseudo-harmonique, on quantifie la variation du flux observé à chaque harmonique de la fondamentale, c'est-à-dire aux énergies multiples de l'énergie fondamentale. Cette démarche qui aboutit aux courbes de la figure 3.56 permet d'obtenir une image de la pollution spectrale que transmet le monochromateur.

Il s'agit donc de comparer les flux rayonnés aux énergies correspondant aux différentes harmoniques par l'onduleur apériodique d'une part, et par l'onduleur périodique d'autre part. Comme l'énergie de la raie fondamentale varie avec la configuration apériodique de l'onduleur (c'est-à-dire le déplacement Δz_{Ap}), il en va de même de l'énergie E_{p_n} de l'harmonique n . On note $\Phi(\Delta z_{\text{Ap}}, n)$ le flux de photons rayonné par l'onduleur apériodique de déplacement apériodique Δz_{Ap} , observé à l'harmonique n de la fondamentale, c'est-à-dire à l'énergie $E_{p_n}(\Delta z_{\text{Ap}}) = n E_{p_1}(\Delta z_{\text{Ap}})$. La variation que l'on cherche à caractériser est donc la différence entre le flux rayonné par l'onduleur apériodique et celui périodique :

$$\Delta\Phi(\Delta z_{\text{Ap}}, n) = \Phi(\Delta z_{\text{Ap}}, n) - \Phi(0, n) \quad (3.30)$$

Sur la figure 3.56, cette différence est exprimée en variation relative pour le flux observé aux harmoniques $n = 1$ à $n = 6$, pour les deux polarisations linéaires horizontale et verticale.

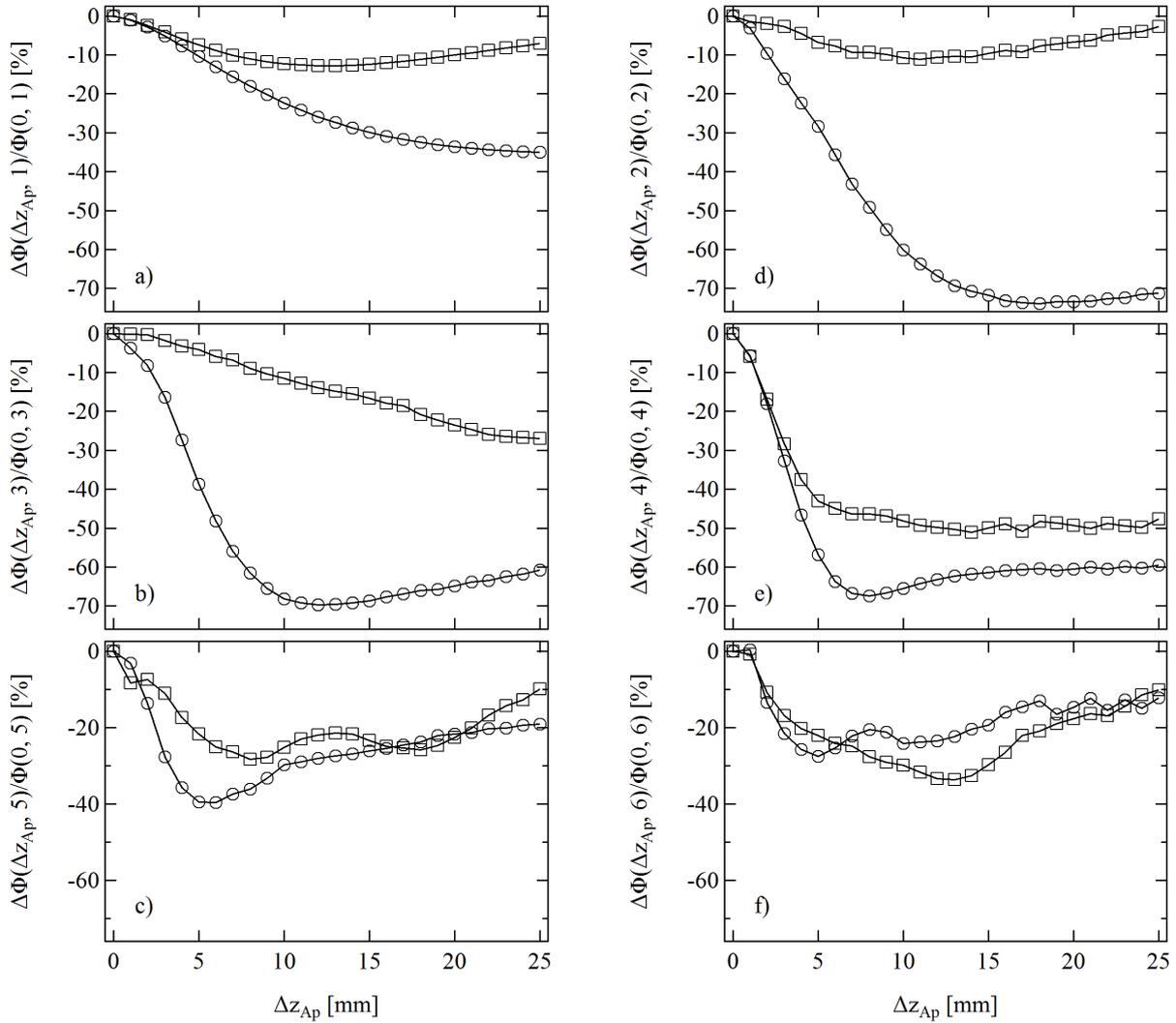


FIGURE 3.56 – Variation relative du flux observé aux harmoniques de la fondamentale en fonction de la valeur du déplacement apériodique Δz_{Ap} , par rapport au flux généré par l'onduleur périodique, en polarisation linéaire horizontale (ronds) et verticale (carrés) : a) $n = 1$, b) $n = 3$, c) $n = 5$, d) $n = 2$, e) $n = 4$, f) $n = 6$. Courbes issues des distributions spectrales de flux émis par HU64, calculées avec SRW à partir des champs magnétiques provenant de RADIA, et observées dans une ouverture de $6 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$ à 10 m de la source. $E_e = 2.739 \text{ GeV}$, $I_e = 0.5 \text{ A}$, $\epsilon_x = 3.73 \text{ nm.rad}$, $\epsilon_z = 37 \text{ pm.rad}$, $\sigma_e = 0.1 \%$, $\beta_x = 4.75 \text{ m}$ et $\beta_z = 2.56 \text{ m}$.

Comme on pouvait s'y attendre d'après les considérations précédentes, le flux de la fondamentale décroît avec Δz_{AP} , ce qui représente évidemment une baisse de performance : une configuration apériodique a pour but de réduire la pollution rayonnée aux harmoniques et le flux qui présente de l'intérêt pour l'utilisateur de l'onduleur est celui émis à l'énergie fondamentale. Cette décroissance reste limitée en polarisation linéaire verticale (10%) mais peut atteindre 30% en polarisation linéaire horizontale. L'étude de la seule harmonique fondamentale amène donc à privilégier un petit déplacement Δz_{AP} .

Sur les harmoniques supérieures, le flux tend également à décroître avec le déplacement apériodique, et ce de façon plus marquée en polarisation linéaire horizontale que verticale. Le cas de la seconde harmonique est le plus représentatif en ce sens puisque la réduction est limitée à 5% en polarisation linéaire verticale, alors qu'elle atteint 70% en polarisation linéaire horizontale. Le comportement de la troisième harmonique est similaire à celui de la seconde, même si la réduction en polarisation verticale est plus marquée, atteignant jusqu'à 30%.

On comprend donc que le choix du déplacement apériodique résulte d'un compromis entre baisse importante de la pollution et réduction modérée du flux émis à l'énergie fondamentale. Dans le cas de l'onduleur HU64, nous avons choisi $\Delta z_{AP}=19$ mm, ce qui garantit une réduction importante des principales harmoniques en polarisation linéaire horizontale (entre 60% et 70% sur les harmoniques $n = 2$ à $n = 4$), et une réduction intéressante du flux émis en polarisation linéaire verticale à la troisième harmonique (22%), au détriment d'une perte non-négligeable de flux rayonné à la fondamentale : 11% en polarisation linéaire verticale et surtout 33% en polarisation linéaire horizontale.

La figure 3.57 montre l'onduleur HU64 apériodique pendant son transport depuis le laboratoire de mesures magnétiques en vue de son installation dans l'anneau de stockage de SOLEIL. On devine les positions des aimants déplacés verticalement pour rendre l'onduleur apériodique parce qu'ils sont fixés sur des supports de couleur plus sombre que ceux des modules classiques.

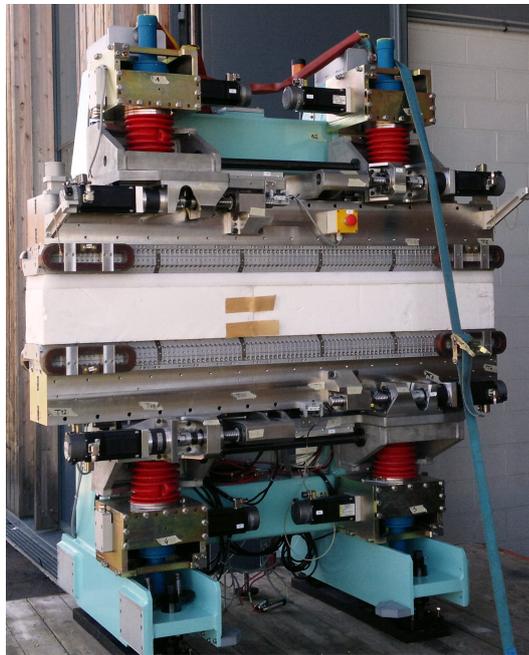


FIGURE 3.57 – Vue de l'onduleur HU64 apériodique pendant son transport avant installation dans l'anneau de stockage de SOLEIL. Les quatre positions longitudinales correspondant à des aimants déplacés verticalement pour rendre l'onduleur apériodique sont identifiables par les supports d'aimants de couleur plus sombre. Une pièce en polystyrène expansé est placée entre les mâchoires pour protéger les aimants pendant le transport de l'onduleur.

3.4.4 Observation expérimentale du rayonnement

Afin de confirmer expérimentalement les observations faites sur les distributions spectrales du rayonnement émis par un onduleur APPLE-II aperiodique, des acquisitions ont été faites sur une ligne de lumière de SOLEIL, et comparées aux calculs SRW. Comme la ligne HERMES sur laquelle est installée l'onduleur HU64, n'était pas opérationnelle, ces mesures ont été effectuées sur la ligne PLEIADES avec un onduleur APPLE-II de période 80 mm, rendu aperiodique de façon similaire à celle utilisée sur HU64. La figure 3.58 représente les distributions spectrales de flux prédites par SRW d'après les mesures magnétiques effectuées sur l'onduleur avant son installation dans l'anneau de stockage, et celles observées sur la ligne de lumière. Il n'est pas possible de comparer les intensités des raies parce que le détecteur de la ligne n'était pas calibré pendant les acquisitions. On note en revanche de fortes similitudes entre les distributions prédites et mesurées, en particulier en polarisation LV, où la mesure met en évidence le dédoublement de la troisième harmonique, que prédit le calcul, tout comme la présence de raies assimilables à du bruit, par exemple aux alentours de 200 eV.

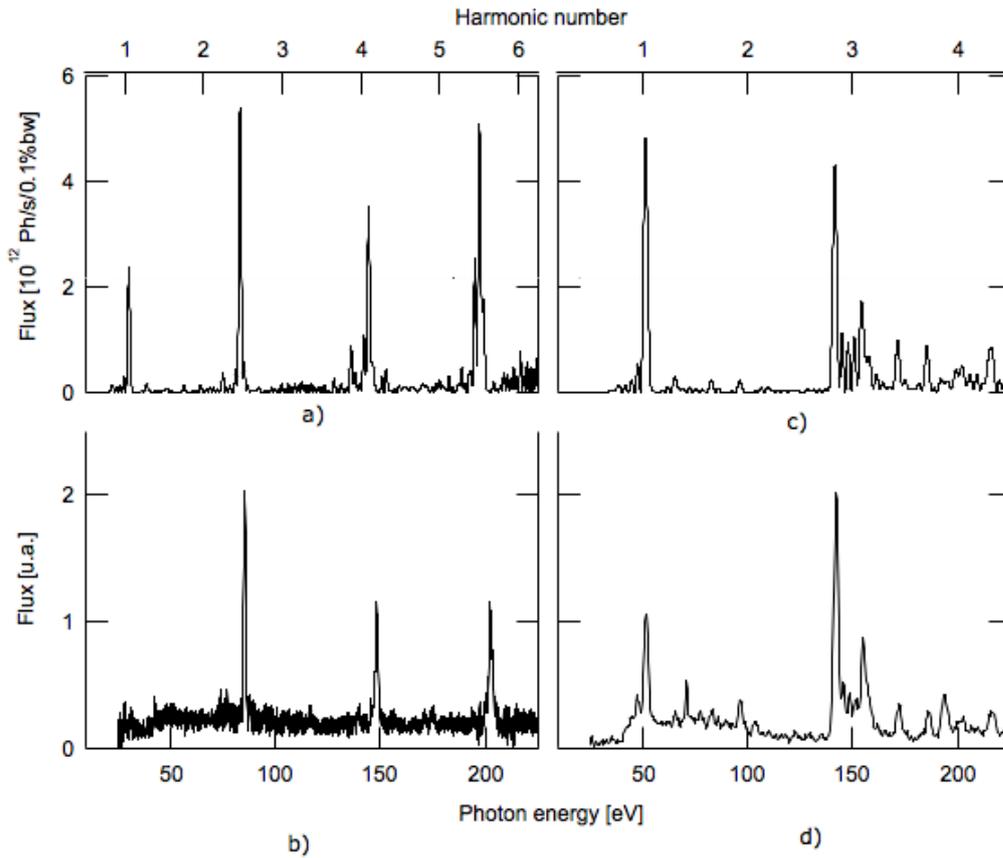


FIGURE 3.58 – Distributions spectrales de flux émis par un onduleur APPLE-II aperiodique (le HU80 de la ligne PLEIADES, avec $\Delta z_{AP}=24$ mm) : a) calculée avec SRW en polarisation LH, b) mesurée sur la ligne en polarisation LH, c) calculée avec SRW en polarisation LV, d) mesurée sur la ligne en polarisation LV. Flux observé dans une ouverture 0.5 mm×0.5 mm à 13.1 m de la source. $E_e=2.739$ GeV, $I_e=0.5$ A, $\epsilon_x=3.73$ nm.rad, $\epsilon_z=37$ pm.rad, $\sigma_e=0.1$ %, $\beta_x=4.75$ m et $\beta_z=2.56$ m.

3.4.5 Conclusion

Les onduleurs aperiodiques (ou quasi-periodiques) génèrent une configuration particulière de champ qui altère la distribution spectrale du rayonnement émis, dans le but de limiter la pollution des harmoniques autres que la fondamentale. On cherche ainsi à réduire leur intensité ou à modifier leur énergie de

telle sorte qu'elle ne soit plus un multiple de l'énergie fondamentale, ce qui permet au monochromateur de les filtrer efficacement.

Parmi les différents schémas d'onduleurs aperiodiques proposés, celui qui consiste à moduler l'amplitude du champ magnétique en déplaçant verticalement des groupes d'aimants est adaptable aux onduleurs APPLE-II. Cette méthode utilisée dans le cadre de l'onduleur HU64 a conduit à étudier les modifications subies par les distributions spectrales de rayonnement avec la valeur de ce déplacement, ce qui nécessite de calculer les configurations de champ magnétique avec RADIA puis les distributions spectrales avec SRW pour différentes valeurs de déplacement.

Il résulte de cette étude que la configuration aperiodique réduit fortement l'intensité du rayonnement émis à l'énergie fondamentale, modifie légèrement cette énergie fondamentale, et altère l'énergie et l'intensité des autres raies qui deviennent des pseudo-harmoniques, puisque leur énergie n'est plus un multiple de l'énergie fondamentale. Une démarche analytique, illustrée dans le cas de la polarisation linéaire horizontale, permet d'expliquer les transformations subies par la distribution spectrale du rayonnement comme une modulation de celle émise par l'onduleur périodique, du fait des groupes d'aimants déplacés qui déphasent les rayonnements émis par chaque tronçon d'onduleur situé entre groupes d'aimants déplacés.

Enfin, il est très difficile de trouver une configuration aperiodique qui permette d'optimiser les caractéristiques spectrales dans toutes les polarisations, et le choix de la valeur de déplacement résulte généralement d'un compromis entre la réduction indésirable du rayonnement émis à l'énergie fondamentale et celle, voulue, aux autres énergies dans les différentes polarisations.

3.5 Inclinaison de la polarisation linéaire sur 180°

3.5.1 Problématique et approche analytique

L'onduleur APPLE-II utilisé en mode antiparallèle est un onduleur plan qui génère un champ magnétique constitué de deux composantes horizontale et verticale en phase l'une avec l'autre, ce qui aboutit à du rayonnement de polarisation linéaire inclinée.

Les équations 3.4 indiquent que dans ce mode, les deux composantes de champ magnétique restent en phase quelque soit le déplacement de rangée Δs_R , ce dernier permettant seulement de faire varier l'amplitude des deux composantes l'une par rapport à l'autre, ce qui revient à modifier l'angle α_{LI} que fait le champ électrique du rayonnement par rapport à l'axe x . L'expression de cet angle, représenté sur la figure 3.59(a) résulte des équations 3.4 et est donnée dans l'équation 3.31. Cette expression montre que pour un onduleur APPLE-II, l'angle α_{LI} est limité dans un cadran : $\alpha_{LI} \in [0, \frac{\pi}{2}]$.

$$\alpha_{LI} = \arctan\left(-\frac{B_{x,X}}{B_{z,X}}\right) = \arctan\left[\frac{\widehat{B_{xLV}}}{\widehat{B_{zLH}}} \tan^2\left(k_u \frac{\Delta s_R}{2}\right)\right] \quad (3.31)$$

Les cas $\alpha_{LI} = 0$ et $\alpha_{LI} = 90^\circ$ correspondent à du rayonnement de polarisation linéaire horizontale et verticale respectivement, représentés en figures 3.59(b) et 3.59(c).

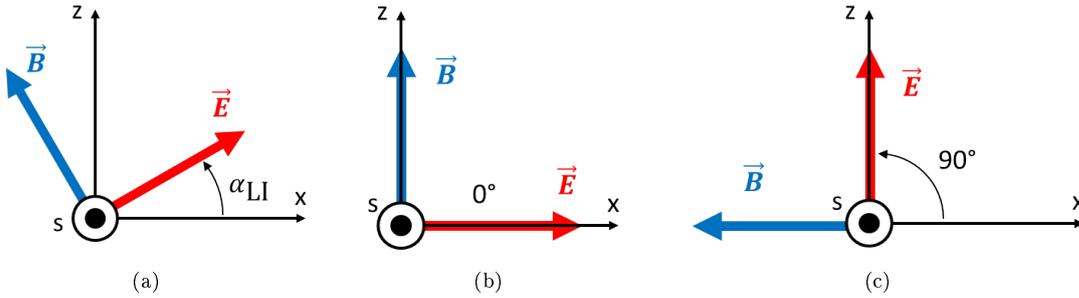


FIGURE 3.59 – Schématisation de la polarisation linéaire inclinée : (a) polarisation linéaire inclinée de l'angle α_{LI} , (b) polarisation linéaire horizontale, (c) polarisation linéaire verticale. \vec{E} et \vec{B} désignent respectivement les champs électrique et magnétique de l'onde lumineuse.

Si l'on veut incliner davantage la polarisation (c'est-à-dire ajouter un deuxième cadran tel que $\alpha_{LI} \in [-\frac{\pi}{2}, 0]$ ou $\alpha_{LI} \in [\frac{\pi}{2}, \pi]$), il est nécessaire de modifier la configuration de l'APPLE-II en inversant les poutres fixes et mobiles [154], conformément au schéma 3.60.

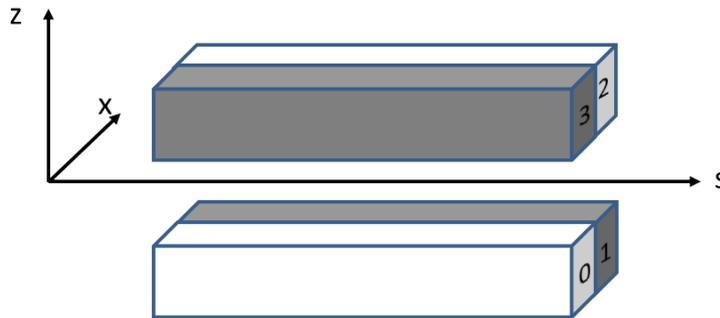


FIGURE 3.60 – Schématisation de la disposition des quatre poutres de l'onduleur APPLE-II en configuration étendue. Les deux poutres grises 1 et 3 sont les poutres mobiles.

Cette nouvelle configuration appelée étendue permet deux nouveaux modes de pilotage : le mode parallèle étendu, noté //2, et le mode antiparallèle étendu, noté X2. La contribution de la poutre i au champ horizontal (vertical) en mode parallèle étendu est notée $B_{x_i, //2}$ ($B_{z_i, //2}$), et les contributions correspondantes en mode antiparallèle étendu sont notées $B_{x_i, X2}$ et $B_{z_i, X2}$ respectivement. Les expressions des apports sont similaires à celles des équations 3.1 et 3.2, à l'exception du déplacement de rangée qui est appliqué aux poutres 1 et 3 au lieu de 0 et 2, conformément aux schémas de la figure 3.61.

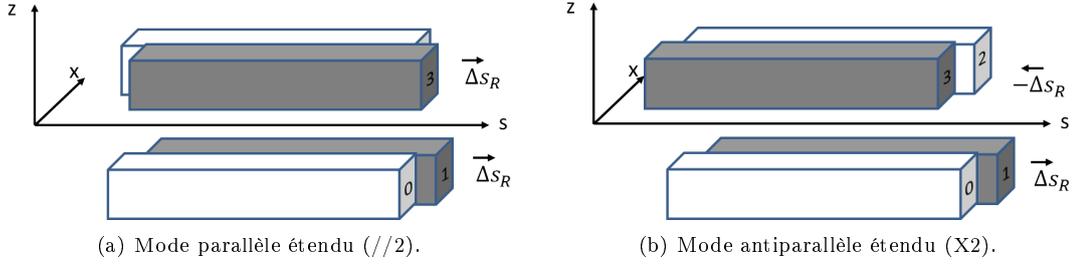


FIGURE 3.61 – Schématisation des déplacements effectifs des poutres mobiles en fonction du déplacement de rangée Δs_R et du mode en configuration étendue (poutres 1 et 3 mobiles).

Les apports des poutres en mode parallèle étendu et antiparallèle étendu sont donnés respectivement dans les équations 3.32 et 3.33, et les champs totaux sur axe sont calculés comme pour la configuration standard dans les équations 3.34 et 3.35.

$$\begin{aligned}
 B_{x_0, //2}(s) &= \widehat{B}_{x_P} \sin(k_u s) & B_{z_0, //2}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin(k_u s) \\
 B_{x_1, //2}(s) &= -\widehat{B}_{x_P} \sin(k_u(s + \Delta s_R)) & B_{z_1, //2}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin(k_u(s + \Delta s_R)) \\
 B_{x_2, //2}(s) &= \widehat{B}_{x_P} \sin(k_u s) & B_{z_2, //2}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin(k_u s) \\
 B_{x_3, //2}(s) &= -\widehat{B}_{x_P} \sin(k_u(s + \Delta s_R)) & B_{z_3, //2}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin(k_u(s + \Delta s_R))
 \end{aligned} \tag{3.32}$$

$$\begin{aligned}
 B_{x_0, X2}(s) &= \widehat{B}_{x_P} \sin(k_u s) & B_{z_0, X2}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin(k_u s) \\
 B_{x_1, X2}(s) &= -\widehat{B}_{x_P} \sin(k_u(s + \Delta s_R)) & B_{z_1, X2}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin(k_u(s + \Delta s_R)) \\
 B_{x_2, X2}(s) &= \widehat{B}_{x_P} \sin(k_u s) & B_{z_2, X2}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin(k_u s) \\
 B_{x_3, X2}(s) &= -\widehat{B}_{x_P} \sin(k_u(s - \Delta s_R)) & B_{z_3, X2}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin(k_u(s - \Delta s_R))
 \end{aligned} \tag{3.33}$$

$$\begin{aligned}
 B_{x, //2}(s) &= \sum_{i=0}^3 (B_{x_i, //2}) = -4\widehat{B}_{x_P} \sin\left(k_u \frac{\Delta s_R}{2}\right) \cos\left(k_u\left(s + \frac{\Delta s_R}{2}\right)\right) \\
 B_{z, //2}(s) &= \sum_{i=0}^3 (B_{z_i, //2}) = 4\widehat{B}_{z_P} \cos\left(k_u \frac{\Delta s_R}{2}\right) \sin\left(k_u\left(s + \frac{\Delta s_R}{2}\right)\right)
 \end{aligned} \tag{3.34}$$

$$\begin{aligned}
 B_{x, X2} &= \sum_{i=0}^3 (B_{x_i, X2}) = 4\widehat{B}_{x_P} \sin^2\left(k_u \frac{\Delta s_R}{2}\right) \sin(k_u s) \\
 B_{z, X2} &= \sum_{i=0}^3 (B_{z_i, X2}) = 4\widehat{B}_{z_P} \cos^2\left(k_u \frac{\Delta s_R}{2}\right) \sin(k_u s)
 \end{aligned} \tag{3.35}$$

La comparaison du champ généré entre configuration standard et configuration étendue, c'est-à-dire des équations 3.3 et 3.34 d'une part, et 3.4 et 3.35 d'autre part, montre que la composante horizontale de champ est inversée d'une configuration à l'autre, et ce quelque soit le mode, tandis que la composante

verticale reste identique. Ainsi, le mode parallèle étendu n’apporte pas une configuration magnétique supplémentaire (il revient au mode parallèle standard avec une inversion de Δs_R) mais le mode antiparallèle étendu permet de couvrir la plage d’inclinaison $\alpha_{LI} \in [-\frac{\pi}{2}, 0]$. Les deux configurations couvrent donc l’ensemble de la gamme représentée en figure 3.62(a) et en particulier, les polarisations linéaires inclinées à 45° et 135° (ou -45°), représentées en figures 3.62(b) et 3.62(c) respectivement. Bien sûr, deux cadrans diagonalement opposés sur ces schémas représentent un rayonnement de même nature, puisque cela consiste seulement à passer d’un pic de champ magnétique positif à négatif.

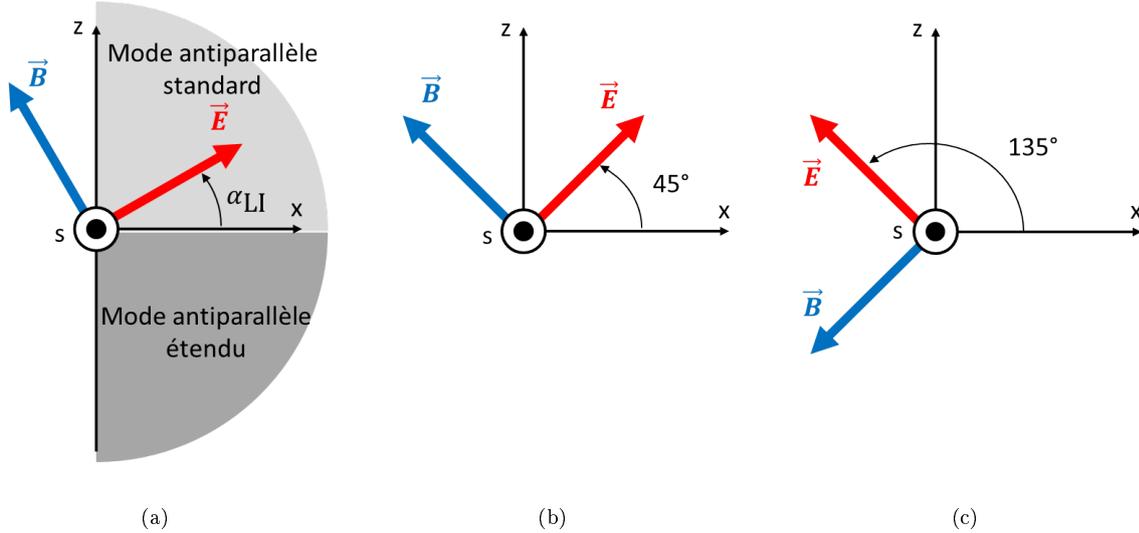


FIGURE 3.62 – Schématisation de la polarisation linéaire inclinée : (a) gamme de polarisation linéaire couverte par chaque configuration de mode antiparallèle, (b) polarisation linéaire inclinée à 45° , (c) polarisation linéaire inclinée à 135° (ou -45°). \vec{E} et \vec{B} désignent respectivement les champs électrique et magnétique de l’onde lumineuse.

3.5.2 Modification de l’intensité du champ magnétique avec des déplacements de rangée

Un onduleur APPLE-II sur lequel les quatre poutres sont mobiles permet donc de couvrir la plage totale d’inclinaison de la polarisation linéaire. Cette flexibilité rend également possible la variation de l’intensité du champ magnétique par des déplacements longitudinaux de poutres, là où ce rôle est traditionnellement rempli par la variation de l’entrefer.

Cette fonctionnalité s’inspire d’un onduleur sur lequel la variation de champ est réalisée par le déplacement longitudinal d’une mâchoire par rapport à l’autre [155]. Ce déplacement est abusivement appelé “phase”, et l’ondeur baptisé APID (Adjustable Phase Insertion Device), par opposition à l’AGID (Adjustable Gap Insertion Device). Ce mode de variation du champ présente deux avantages : le châssis est plus rigide et la variation du champ est sinusoïdale avec la position longitudinale de la mâchoire amovible, alors qu’elle est exponentielle avec l’entrefer dans un onduleur classique à entrefer variable. Ce deuxième point doit permettre une meilleure précision dans la sélection de l’énergie résonante, puisque la variation obtenue est plus faible pour un mouvement équivalent.

La possibilité d’adapter ce mode de variation de l’intensité du champ à un onduleur APPLE-II est envisagée sur le premier onduleur APPLE-II à quatre poutres mobiles, fabriqué pour l’anneau SPEAR [156]. En plus du déplacement de rangée Δs_R (ou “row phase”) qui permet la variation de la configuration du champ magnétique dans le but de changer la polarisation du rayonnement, il est possible avec quatre

poutres mobiles d'introduire deux nouveaux modes de déplacement longitudinal des poutres, dans le but de faire varier l'intensité du champ magnétique :

- le déplacement de mâchoire (ou “jaw phase”) Δs_J qui consiste à déplacer deux poutres adjacentes de la même valeur, ce qui revient au déplacement d'une mâchoire de l'APID,

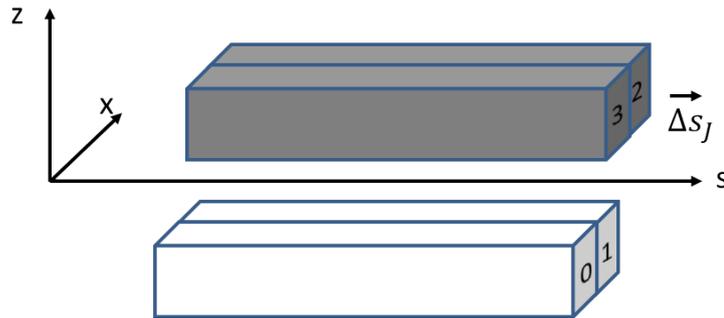


FIGURE 3.63 – Principe du déplacement de mâchoire Δs_J .

- le déplacement de paire (ou “pair phase”) Δs_P qui consiste à déplacer deux poutres situées l'une au dessus de l'autre.

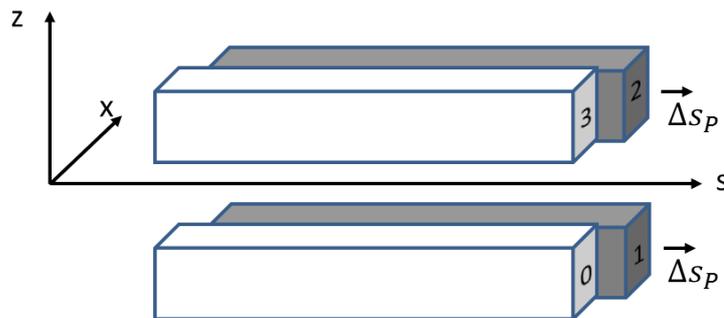


FIGURE 3.64 – Principe du déplacement de paire Δs_P .

Un onduleur APPLE-II reposant entièrement sur ce principe a été installé à SLS [157, 158, 159]. Sur cet appareil appelé UE44, aucun réglage d'entrefer n'est possible et tous les changements de configuration du champ magnétique sont opérés par des déplacements longitudinaux des quatre poutres, qui sont toutes mobiles. On peut constater sur la figure 3.65 que le châssis de cet onduleur est en forme de “C” très proche des poutres. Etant moins haut que le châssis d'un onduleur à entrefer variable, la partie du châssis constituant la barre verticale du “C” est également plus rigide, ce qui est l'objectif recherché.

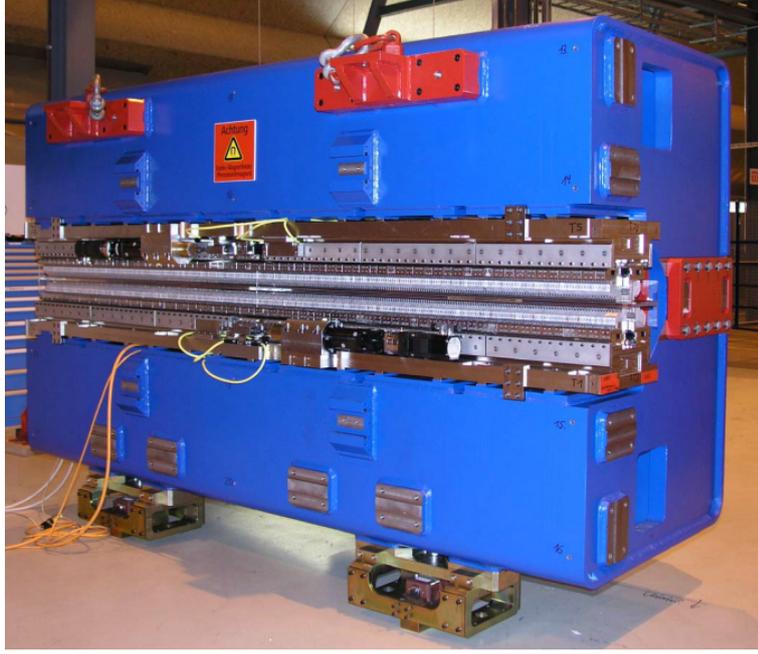


FIGURE 3.65 – Vue de l'onduleur APPLE-II à entrefer fixe UE44 avant installation à SLS. Photo tirée de [157]

Approche semi-analytique

De façon analogue à ce qui a été discuté au chapitre 3.1, il est possible, à un entrefer donné, de calculer analytiquement la variation du champ crête généré sur axe en fonction des différentes valeurs de déplacements Δs_R , Δs_J et Δs_P . On considère que le champ total sur axe est la somme des apports de chacune des quatre poutres, supposés sinusoidaux le long de l'axe, de nombre d'onde $k_u = \frac{2\pi}{\lambda_u}$ et de valeurs crête \widehat{B}_{x_P} et \widehat{B}_{z_P} pour les composantes horizontale et verticale respectivement.

Mode parallèle Ainsi, en mode parallèle et en opérant la variation d'intensité du champ à l'aide du déplacement de mâchoire Δs_J , la contribution $B_{x_i, //, J}$ ($B_{z_i, //, J}$) de chaque poutre i au champ horizontal (vertical) est donnée dans l'équation 3.36. Le déplacement de rangée Δs_R est appliqué sur les poutres 0 et 2. Le déplacement de mâchoire Δs_J est quant à lui appliqué pour moitié sur les deux poutres inférieures 0 et 1, et pour moitié sur les deux poutres supérieures 2 et 3.

$$\begin{aligned}
 B_{x_0, //, J}(s) &= \widehat{B}_{x_P} \sin\left(k_u(s + \Delta s_R + \frac{\Delta s_J}{2})\right) & B_{z_0, //, J}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin\left(k_u(s + \Delta s_R + \frac{\Delta s_J}{2})\right) \\
 B_{x_1, //, J}(s) &= -\widehat{B}_{x_P} \sin\left(k_u s + \frac{\Delta s_J}{2}\right) & B_{z_1, //, J}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin\left(k_u s + \frac{\Delta s_J}{2}\right) \\
 B_{x_2, //, J}(s) &= \widehat{B}_{x_P} \sin\left(k_u(s + \Delta s_R - \frac{\Delta s_J}{2})\right) & B_{z_2, //, J}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin\left(k_u(s + \Delta s_R - \frac{\Delta s_J}{2})\right) \\
 B_{x_3, //, J}(s) &= -\widehat{B}_{x_P} \sin\left(k_u s - \frac{\Delta s_J}{2}\right) & B_{z_3, //, J}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin\left(k_u s - \frac{\Delta s_J}{2}\right)
 \end{aligned} \tag{3.36}$$

L'équation 3.37 exprime le champ total sur axe qui résulte de la somme des contributions des poutres. On note que les deux composantes de champ restent déphasées de $\frac{\pi}{2}$ quelque soient les valeurs de Δs_R et Δs_J , ce qui caractérise bien une configuration elliptique du champ. Comme pour un onduleur APPLE-II classique, le déplacement de rangée Δs_R permet de modifier l'intensité relative d'une composante par rapport à l'autre, ce qui modifie l'hélicité de la polarisation du rayonnement généré. Le déplacement de mâchoire Δs_J fait varier simultanément l'intensité des deux composantes de champ, ce qui lui confère

bien le même rôle qu'une variation d'entrefer. Ainsi, $\Delta s_J = 0$ donne le champ maximal, et est donc équivalent à l'entrefer minimum. A l'inverse, $\Delta s_J = \pm \frac{\lambda_u}{2}$ annule le champ, ce qui revient à un entrefer complètement ouvert. La distance à parcourir pour faire varier le champ sur toute sa gamme est donc de $\frac{\lambda_u}{2}$, ce qui dans le cas du projet HU34, vaut 17 mm. Cette valeur est à comparer à la variation d'entrefer pouvant atteindre plusieurs centaines de millimètres (à SOLEIL, elle vaut 240 mm pour les onduleurs hors-vide et est limitée à 30 mm pour les onduleurs sous-vide, afin d'en simplifier la conception.) Ce faible déplacement entraîne une réduction des délais de pilotage et constitue donc un avantage en terme d'exploitation.

$$\begin{aligned} B_{x,/,J}(s) &= \sum_{i=0}^3 (B_{x_i,/,J})(s) = 4\widehat{B}_{x_P} \sin\left(k_u \frac{\Delta s_R}{2}\right) \cos\left(k_u \frac{\Delta s_J}{2}\right) \cos\left(k_u \left(s + \frac{\Delta s_R}{2}\right)\right) \\ B_{z,/,J}(s) &= \sum_{i=0}^3 (B_{z_i,/,J})(s) = 4\widehat{B}_{z_P} \cos\left(k_u \frac{\Delta s_R}{2}\right) \cos\left(k_u \frac{\Delta s_J}{2}\right) \sin\left(k_u \left(s + \frac{\Delta s_R}{2}\right)\right) \end{aligned} \quad (3.37)$$

Tout comme dans le cas d'un onduleur APPLE-II classique, on obtient du champ purement vertical B_z (polarisation LH) pour $\Delta s_R = 0$, et du champ purement horizontal B_x (polarisation LV) pour $\Delta s_R = \pm \frac{\lambda_u}{2}$. La valeur crête de l'apport de chaque poutre peut être exprimé en fonction de ces deux champs remarquables $\widehat{B}_{z_{LH}}$ et $\widehat{B}_{x_{LV}}$:

$$\begin{aligned} \widehat{B}_{x_P} &= \frac{1}{4} \widehat{B}_{x_{LV}} \\ \widehat{B}_{z_P} &= \frac{1}{4} \widehat{B}_{z_{LH}} \end{aligned} \quad (3.38)$$

En mode parallèle, on obtient donc l'égalité des deux composantes de champ $\widehat{B}_x = \widehat{B}_z$ (polarisation circulaire) pour $\Delta s_R = \Delta s_{R_C}$:

$$\Delta s_{R_C} = \frac{2}{k_u} \arctan\left(\frac{\widehat{B}_{z_{LH}}}{\widehat{B}_{x_{LV}}}\right) \quad (3.39)$$

Ce résultat est identique à celui obtenu sur un onduleur APPLE-II en mode parallèle, à l'exception qu'ici, l'entrefer étant fixe, Δs_{R_C} est constant sur toute la gamme d'intensité du champ, c'est-à-dire sur toute la gamme de variation de Δs_J . Ce point est évidemment un avantage du mode de pilotage par déplacement de mâchoire plutôt que par variation d'entrefer, puisqu'il rend l'opération de l'onduleur plus aisée. Le champ crête obtenu en polarisation circulaire, exprimé à l'aide des champs remarquables, est donné dans l'équation 3.40 :

$$\widehat{B}_C = \widehat{B}_{x_C} = \widehat{B}_{z_C} = \frac{\widehat{B}_{x_{LV}} \widehat{B}_{z_{LH}}}{\sqrt{\widehat{B}_{x_{LV}}^2 + \widehat{B}_{z_{LH}}^2}} \quad (3.40)$$

Si l'on cherche maintenant à faire varier l'intensité du champ magnétique avec le déplacement de paire Δs_P plutôt qu'à partir du déplacement de mâchoire Δs_J , on applique le déplacement par moitié sur les deux poutres 0 et 3 (placées dans les x négatifs) et sur les deux poutres 1 et 2 (placées dans les x positifs), ce qui aboutit aux apports des poutres exprimés dans l'équation 3.41.

$$\begin{aligned} B_{x_0,/,P}(s) &= \widehat{B}_{x_P} \sin\left(k_u \left(s + \Delta s_R + \frac{\Delta s_P}{2}\right)\right) & B_{z_0,/,P}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin\left(k_u \left(s + \Delta s_R + \frac{\Delta s_P}{2}\right)\right) \\ B_{x_1,/,P}(s) &= -\widehat{B}_{x_P} \sin\left(k_u \left(s - \frac{\Delta s_P}{2}\right)\right) & B_{z_1,/,P}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin\left(k_u \left(s - \frac{\Delta s_P}{2}\right)\right) \\ B_{x_2,/,P}(s) &= \widehat{B}_{x_P} \sin\left(k_u \left(s + \Delta s_R - \frac{\Delta s_P}{2}\right)\right) & B_{z_2,/,P}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin\left(k_u \left(s + \Delta s_R - \frac{\Delta s_P}{2}\right)\right) \\ B_{x_3,/,P}(s) &= -\widehat{B}_{x_P} \sin\left(k_u \left(s + \frac{\Delta s_P}{2}\right)\right) & B_{z_3,/,P}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin\left(k_u \left(s + \frac{\Delta s_P}{2}\right)\right) \end{aligned} \quad (3.41)$$

Le champ total sur axe obtenu en mode parallèle avec le déplacement de paire est donné dans l'équation 3.42. On constate qu'il est rigoureusement identique à celui obtenu par le déplacement de mâchoire, exprimé dans l'équation 3.37.

$$\begin{aligned} B_{x,/,P}(s) &= \sum_{i=0}^3 (B_{x_i,/,P})(s) = 4\widehat{B}_{x_P} \sin\left(k_u \frac{\Delta s_R}{2}\right) \cos\left(k_u \frac{\Delta s_P}{2}\right) \cos\left(k_u \left(s + \frac{\Delta s_R}{2}\right)\right) \\ B_{z,/,P}(s) &= \sum_{i=0}^3 (B_{z_i,/,P})(s) = 4\widehat{B}_{z_P} \cos\left(k_u \frac{\Delta s_R}{2}\right) \cos\left(k_u \frac{\Delta s_P}{2}\right) \sin\left(k_u \left(s + \frac{\Delta s_R}{2}\right)\right) \end{aligned} \quad (3.42)$$

Mode antiparallèle En mode antiparallèle et en considérant une variation d'intensité du champ pilotée par le déplacement de mâchoire Δs_J , les apports des poutres sont donnés dans l'équation 3.43, et l'équation 3.44 exprime le champ total sur axe qui en résulte.

$$\begin{aligned} B_{x_0,X,J}(s) &= \widehat{B}_{x_P} \sin\left(k_u \left(s + \Delta s_R + \frac{\Delta s_J}{2}\right)\right) & B_{z_0,X,J}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin\left(k_u \left(s + \Delta s_R + \frac{\Delta s_J}{2}\right)\right) \\ B_{x_1,X,J}(s) &= -\widehat{B}_{x_P} \sin\left(k_u \left(s + \frac{\Delta s_J}{2}\right)\right) & B_{z_1,X,J}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin\left(k_u \left(s + \frac{\Delta s_J}{2}\right)\right) \\ B_{x_2,X,J}(s) &= \widehat{B}_{x_P} \sin\left(k_u \left(s - \Delta s_R - \frac{\Delta s_J}{2}\right)\right) & B_{z_2,X,J}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin\left(k_u \left(s - \Delta s_R - \frac{\Delta s_J}{2}\right)\right) \\ B_{x_3,X,J}(s) &= -\widehat{B}_{x_P} \sin\left(k_u \left(s - \frac{\Delta s_J}{2}\right)\right) & B_{z_3,X,J}(s) &= \widehat{B}_{z_P} \sin\left(k_u \left(s - \frac{\Delta s_J}{2}\right)\right) \end{aligned} \quad (3.43)$$

$$\begin{aligned} B_{x,X,J}(s) &= \sum_{i=0}^3 (B_{x_i,X,J})(s) = -4\widehat{B}_{x_P} \sin\left(k_u \frac{\Delta s_R}{2}\right) \sin\left(k_u \left(\frac{\Delta s_R}{2} + \frac{\Delta s_J}{2}\right)\right) \sin(k_u s) \\ B_{z,X,J}(s) &= \sum_{i=0}^3 (B_{z_i,X,J})(s) = 4\widehat{B}_{z_P} \cos\left(k_u \frac{\Delta s_R}{2}\right) \cos\left(k_u \left(\frac{\Delta s_R}{2} + \frac{\Delta s_J}{2}\right)\right) \sin(k_u s) \end{aligned} \quad (3.44)$$

Tout comme pour un onduleur APPLE-II classique, les deux composantes de champ sont bien en phase en mode antiparallèle, ce qui aboutit à du rayonnement polarisé linéairement selon un plan incliné. On constate que ceci reste vrai quelque soient les valeurs du déplacement de rangée Δs_R et du déplacement de mâchoire Δs_J . Par contre, l'équation 3.44 montre que la sélection d'une inclinaison donnée α_{LI} dépend à la fois de la valeur du déplacement de mâchoire et de celle du déplacement de rangée :

$$\tan(\alpha_{LI}) = \frac{\widehat{B}_x}{\widehat{B}_z} = -\frac{\widehat{B}_{x_{LV}}}{\widehat{B}_{z_{LH}}} \tan\left(k_u \frac{\Delta s_R}{2}\right) \tan\left(k_u \left(\frac{\Delta s_R}{2} + \frac{\Delta s_J}{2}\right)\right) \quad (3.45)$$

De la même façon, l'équation 3.44 montre que la sélection d'une énergie de résonance (et donc d'un champ total \widehat{B}) dépend également des deux valeurs de déplacements Δs_R et Δs_J :

$$\begin{aligned} \widehat{B}^2 &= \widehat{B}_x^2 + \widehat{B}_z^2 \\ &= \widehat{B}_{x_{LV}}^2 \sin^2\left(k_u \frac{\Delta s_R}{2}\right) \sin^2\left(k_u \left(\frac{\Delta s_R}{2} + \frac{\Delta s_J}{2}\right)\right) \\ &\quad + \widehat{B}_{z_{LH}}^2 \cos^2\left(k_u \frac{\Delta s_R}{2}\right) \cos^2\left(k_u \left(\frac{\Delta s_R}{2} + \frac{\Delta s_J}{2}\right)\right) \end{aligned} \quad (3.46)$$

Ainsi, en mode antiparallèle, pour déterminer les valeurs des deux déplacements Δs_R et Δs_J correspondant à un champ total \widehat{B} et à une inclinaison α_{LI} données, il est nécessaire de résoudre le système de

deux équations à deux inconnues 3.47 :

$$\begin{cases} \sin\left(k_u \frac{\Delta s_R}{2}\right) \sin\left(k_u \left(\frac{\Delta s_R}{2} + \frac{\Delta s_J}{2}\right)\right) = -\frac{\widehat{B}_x}{\widehat{B}_{xLV}} \\ \cos\left(k_u \frac{\Delta s_R}{2}\right) \cos\left(k_u \left(\frac{\Delta s_R}{2} + \frac{\Delta s_J}{2}\right)\right) = \frac{\widehat{B}_z}{\widehat{B}_{zLH}} \end{cases} \quad (3.47)$$

Ce système aboutit aux équations 3.48 et 3.49 permettant de remonter à Δs_J et Δs_R respectivement. On note qu'il n'existe pas une solution mathématique unique : l'équation 3.48 donne deux valeurs possibles de Δs_J et pour chacune de ces deux valeurs, l'équation 3.49, qui est un système du second ordre, donne deux solutions possibles pour $\tan\left(k_u \frac{\Delta s_R}{2}\right)$, ce qui aboutit à quatre solutions pour Δs_R .

$$\Delta s_J = \pm \frac{2}{k_u} \arccos\left(\frac{\widehat{B}_z}{\widehat{B}_{zLH}} - \frac{\widehat{B}_x}{\widehat{B}_{xLV}}\right) \quad (3.48)$$

$$\left[\tan\left(k_u \frac{\Delta s_R}{2}\right)\right]^2 + \left(1 - \frac{\widehat{B}_x}{\widehat{B}_z} \frac{\widehat{B}_{zLH}}{\widehat{B}_{xLV}}\right) \tan\left(k_u \frac{\Delta s_J}{2}\right) \left[\tan\left(k_u \frac{\Delta s_R}{2}\right)\right] + \frac{\widehat{B}_x}{\widehat{B}_{xLV}} = 0 \quad (3.49)$$

Au final, il existe huit solutions à la recherche du couple de valeurs $(\Delta s_R, \Delta s_J)$ qui aboutit au champ total \widehat{B} et à l'inclinaison α_{LI} . Parmi ces solutions mathématiques, certaines ne sont cependant pas utilisables pour des raisons pratiques : le déplacement cumulé de rangée et de mâchoire sur certaines poutres pourrait dépasser la valeur maximale admissible par le système de transmission.

Si l'on souhaite piloter l'onduleur en mode antiparallèle et faire varier l'intensité du champ avec le déplacement de paire Δs_P , le calcul du champ sur axe aboutit à des équations identiques aux équations 3.44, dans lesquelles il faut remplacer Δs_J par Δs_P .

3.5.3 Conception mécanique du châssis

Permettre la mobilité des poutres 1 et 3 en plus des poutres 0 et 2 nécessite une modification majeure du châssis schématisée en figure 3.66. On peut se représenter l'ensemble du châssis par un bâti (schématisé en gris foncé sur la figure 3.66), quatre poutres et quatre équerres. Seulement deux des quatre équerres, schématisées en gris clair, sont visibles sur la figure 3.66, les deux autres étant cachées par les deux premières. Ces équerres soutiennent les mâchoires et permettent la variation d'entrefer en se déplaçant verticalement.

Vision qualitative des modifications

L'amélioration du châssis implique une modification des équerres de support des poutres et l'ajout de guidages mécaniques : dans le design de châssis d'APPLE-II classique, les deux équerres de chaque mâchoire sont reliées à la poutre fixe, et la poutre mobile est guidée par rapport à cette dernière à l'aide de deux glissières linéaires (symbolisées par des losanges noirs sur la figure 3.66). Dans le design d'APPLE-II permettant la configuration étendue, chaque poutre est guidée sur les équerres correspondantes par un rail et des chariots et les glissières linéaires entre poutres adjacentes sont conservées. Il en résulte que chaque ensemble constituant une mâchoire inférieure ou supérieure (c'est-à-dire comportant deux équerres et les deux poutres correspondantes) constitue un système hyperstatique d'un point de vue mécanique. Ceci apporte plus de rigidité mais nécessite un plus grand soin lors de l'assemblage. On note également que l'ajout des rails de guidage avec chariots implique la réduction de la dimension verticale de chaque poutre si l'on désire conserver la même plage de variation de l'entrefer.

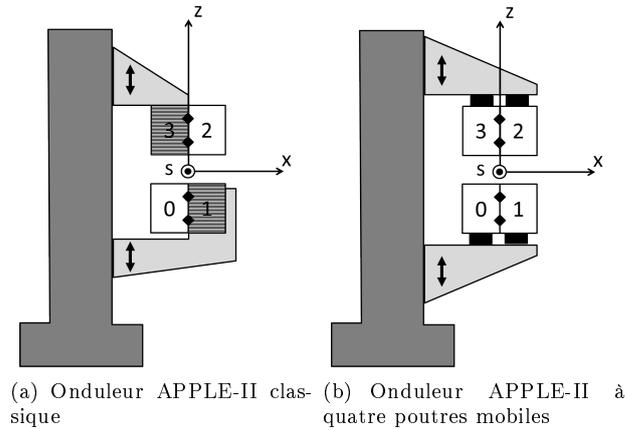


FIGURE 3.66 – Schématisation de la disposition des glissières mécaniques permettant le déplacement longitudinal des poutres sur un châssis APPLE-II. Les pièces en gris clair représentent les équerres sur lesquelles sont montées les poutres. Les poutres mobiles sont blanches et les poutres fixes hachurées. Les guidages mécaniques permettant le déplacement longitudinal des poutres sont les chariots sur rails schématisés par des rectangles noirs, et les rails entre poutres schématisés par des losanges noirs.

La deuxième conséquence est induite par la suppression des poutres fixes : celles-ci, fixées sur deux équerres, rigidifient la position longitudinale d'une équerre par rapport à l'autre et encaissent une partie des efforts longitudinaux. Il est nécessaire de palier à leur absence par deux barres montrées sur la photo de la figure 3.67, chacune reliant les deux équerres d'une même mâchoire (supérieure ou inférieure).



FIGURE 3.67 – Photo du châssis d'onduleur APPLE-II permettant les configurations étendues. Les flèches désignent les barres de soutien placées entre équerres afin de rigidifier la structure.

Enfin, deux poutres mobiles supplémentaires impliquent l'ajout de deux moteurs, représentés sur les photos de la figure 3.68. Sur le design classique, les deux moteurs permettant le déplacement longitudinal des poutres sont placés au dessus de la poutre fixe supérieure et en dessous de la poutre fixe inférieure (et fixés sur ces poutres fixes). Dans le design étendu, les moteurs sont placés sur les faces latérales des équerres (qui demeurent les seules références fixes longitudinalement). Ainsi, les moteurs qui transmettent le mouvement de translation à l'aide d'un système vis-écrou, sont plus éloignés transversalement de la pièce qu'ils déplacent, ce qui amplifie l'effet des efforts longitudinaux sur les pièces de liaison des systèmes vis-écrous. Ceci est schématisé sur la figure 3.69 et les écrous du châssis étendu sont montrés sur la photo de la figure 3.70. Le cas le plus critique concerne les poutres placées côté intérieur anneau (dans les x négatifs) sur le châssis étendu : l'entraxe e_2 est plus grand que ceux des autres cas. En outre, comme l'écrou est placé sur la poutre (et non pas fixé sur la surface latérale de cette dernière, comme dans le cas de la poutre extérieure anneau sur le châssis étendu), une mauvaise fixation de l'écrou sur la poutre se traduit par une rotation de l'écrou autour de l'axe z , ce qui crée un jeu dans le mouvement longitudinal de la poutre.



(a) Onduleur APPLE-II classique



(b) Onduleur APPLE-II permettant la configuration étendue

FIGURE 3.68 – Photos de châssis d'onduleurs APPLE-II. Les flèches désignent les moteurs électriques qui permettent de régler le déplacement de rangée Δs_R en translatant longitudinalement les poutres.

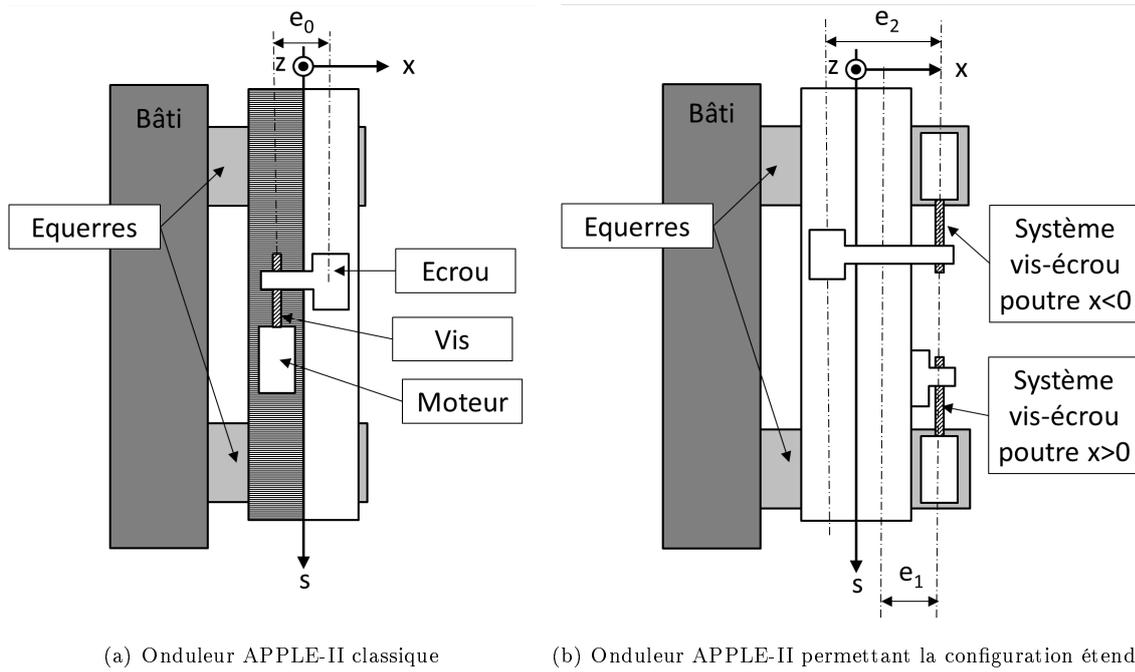


FIGURE 3.69 – Schématisation de la disposition des systèmes vis-écrou qui transforment le mouvement de rotation des moteurs en translations longitudinales des poutres sur le châssis APPLE-II permettant les configurations étendues. Les pièces en gris clair schématisent les équerres sur lesquelles sont montées les poutres. La distance e_0 représente l'entraxe entre la vis du système vis-écrou et la poutre qu'il déplace, sur le châssis APPLE-II classique. Les distances e_1 et e_2 représentent la grandeur équivalente sur le châssis permettant les configurations étendues, pour les mouvements des poutres extérieure et intérieure respectivement. L'entraxe est donc le plus grand dans le cas de la poutre intérieure.

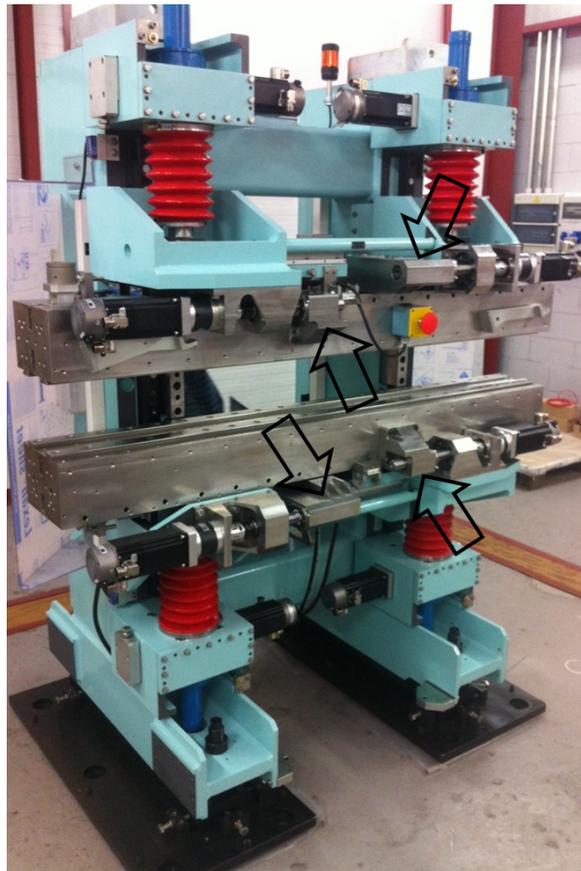


FIGURE 3.70 – Photo du châssis d’onduleur APPLE-II permettant les configurations étendues. Les flèches désignent les quatre écrous des systèmes vis-écrou qui transforment la rotation des moteurs en translation longitudinale des poutres pour permettre le déplacement de rangée Δs_R .

On peut noter que d’autres choix de conceptions sont possibles. Il est par exemple envisageable de diviser chaque mâchoire en une poutre “maître” et une poutre “esclave”, la deuxième couissant par rapport à la première. Ce choix facilite la conception du châssis mais en complique l’opération (le déplacement de la poutre “esclave” est mesuré relativement à la position de la poutre “maître” correspondante [160]).

Calculs quantitatifs des efforts subis par chaque poutre

Afin de dimensionner correctement les différentes pièces mécaniques du nouveau châssis (poutres, glissières de translation ou rails avec chariots, et systèmes vis-écrou), il est nécessaire de connaître les efforts subis par chaque poutre. Ce calcul est réalisé avec RADIA, en considérant que cet effort résulte des forces exercées sur chacun des aimants d’une poutre par le champ magnétique généré par l’ensemble de l’onduleur. Le résultat de ce calcul est représenté pour les quatre poutres en modes parallèle et antiparallèle respectivement sur les figures 3.71 et 3.72. On observe sur ces courbes que, sur la plage totale de déplacement de rangée, les deux principales composantes de force sont la composante longitudinale (de valeur maximale 11.5 kN) sur une poutre immobile en mode antiparallèle, et la composante transverse horizontale (valeur maximale de 10.2 kN). Cependant, ces deux composantes sont celles qui ont le moins d’impact, car elles sont aisément prises en charge par les glissières et rails de l’ensemble hyperstatique constituant une mâchoire.

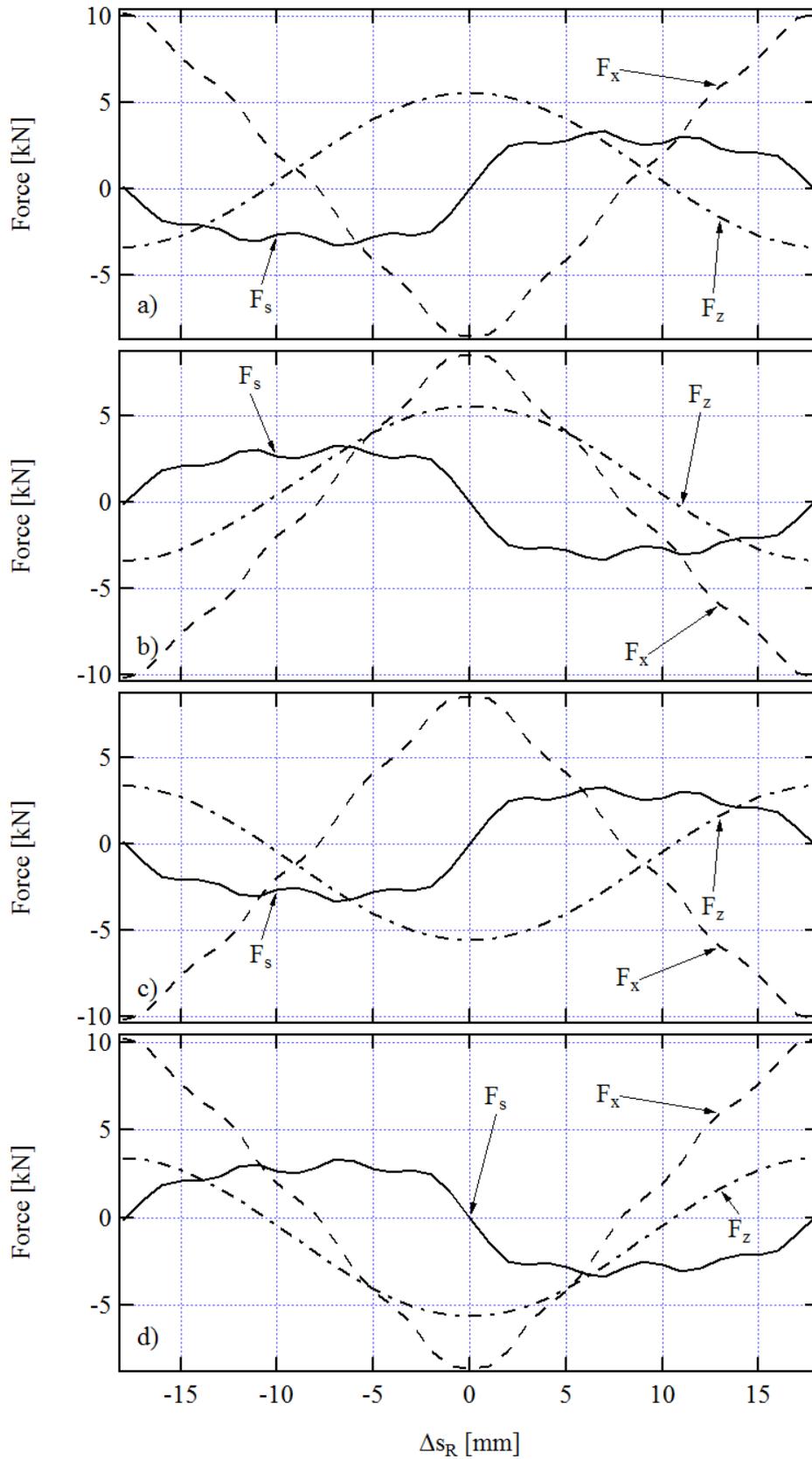


FIGURE 3.71 – Force subie par une poutre de l'onduleur HU36 à entrefer 11 mm en mode parallèle en fonction du déplacement de rangée Δs_R : a) Poutre 0, b) Poutre 1, c) Poutre 2, d) Poutre 3. Calculs effectués avec RADIA.

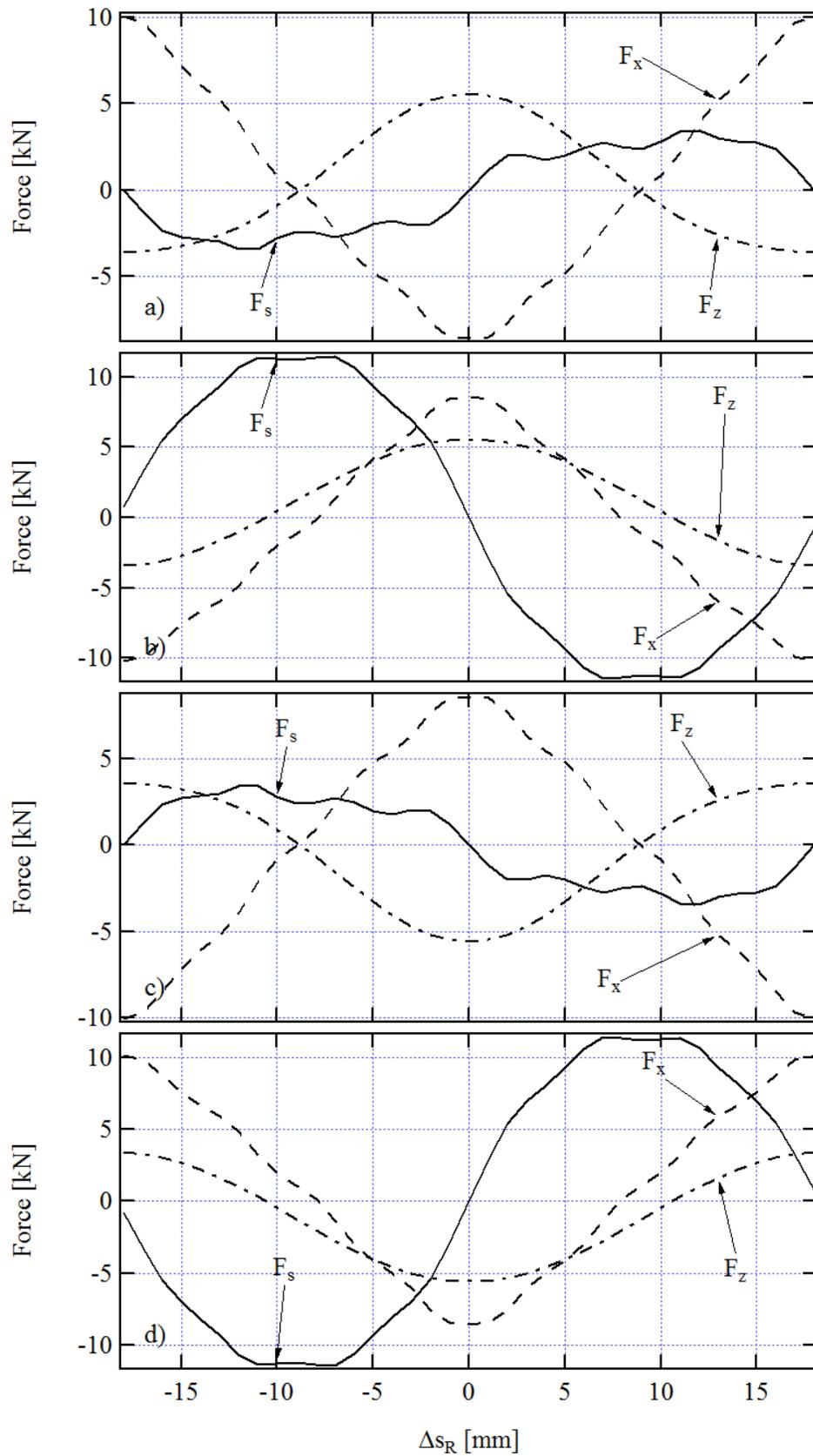


FIGURE 3.72 – Force subie par une poutre de l'onduleur HU36 à entrefer 11 mm en mode antiparallèle en fonction du déplacement de rangée Δs_R : a) Poutre 0, b) Poutre 1, c) Poutre 2, d) Poutre 3. Calculs effectués avec RADIA.

La variation de chaque composante de force en fonction du déplacement de rangée Δs_R pour les différents modes (incluant les modes étendus) est donnée en figure 3.73.

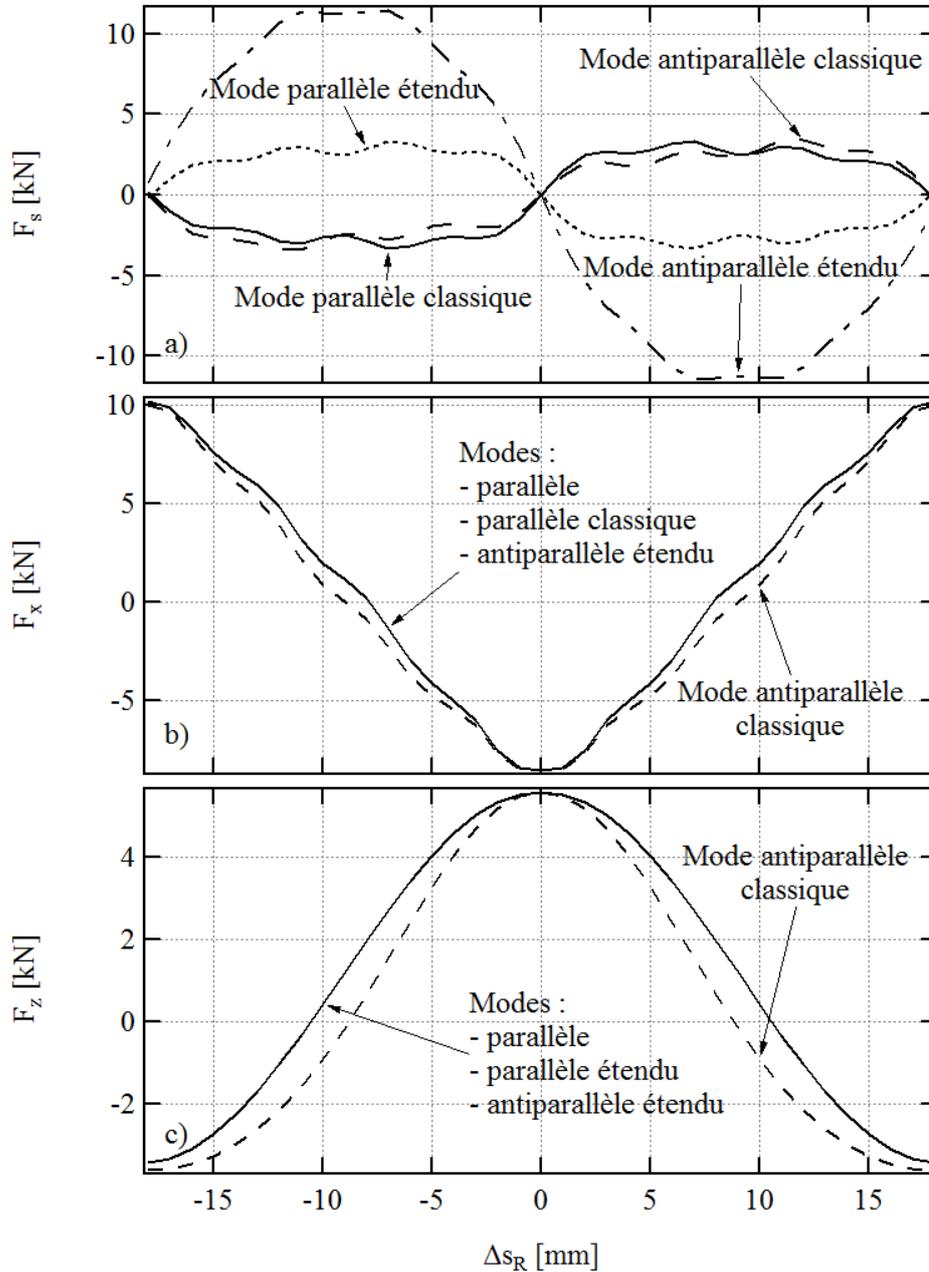


FIGURE 3.73 – Force subie par la poutre 0 de l'onduleur HU36 à entrefer 11 mm en fonction du déplacement de rangée Δs_R : a) force longitudinale F_s , b) force horizontale F_x , c) force verticale F_z .

On peut calculer le couple maximal exercé sur l'écrou à l'aide la force longitudinale maximale de 11.5 kN donnée en figure 3.73 a) et l'entraxe représenté sur la figure 3.69. Ces calculs résumés dans le tableau 3.7, permettent de dimensionner la liaison encastrement entre l'écrou et la poutre. Le cas le plus défavorable concerne la fixation de l'écrou permettant le déplacement d'une poutre intérieure du châssis étendu, où le couple maximal vaut plus de 2 kNm, ce qui est relativement conséquent. Cette valeur est d'autant plus préjudiciable que dans ce cas précis, l'écrou est fixé au dessus (ou en dessous) de la poutre,

ce qui signifie qu'il n'y a aucun obstacle pour l'empêcher de subir une rotation autour de l'axe \vec{z} . La fixation de cet écrou sur la poutre a donc été renforcée : deux goupilles de diamètre 20 mm ont été ajoutées aux six vis de diamètre 10 mm, de façon à encaisser le couple fourni par le moteur.

TABLE 3.7 – Entraxes entre vis et poutre déplacée, et couples exercés sur l'écrou, pour les différentes configurations. Les valeurs littérales d'entraxes sont celles de la figure 3.69. La valeur maximale de couple est obtenue pour une poutre intérieure ($x < 0$) du châssis étendu.

Châssis	Poutre	Entraxe		Couple (Nm)
		symbole	valeur (mm)	
APPLE-II classique	0 ou 2	e_0	115	1323
APPLE-II étendu	1 ou 2	e_1	185	2128
	0 ou 3	e_2	268	3082

Il est également intéressant de connaître les efforts subis par une mâchoire dans sa totalité, essentiellement dans le but de dimensionner les systèmes mécaniques qui supportent les équerres sur le bâti. Ce calcul est lui aussi effectué avec RADIA et les résultats en sont donnés en figure 3.74. On note que la valeur de la force verticale calculée avec RADIA (11.05 kN) est en accord avec celle calculée de façon analytique dans la section 3.2.2 (10.37 kN).

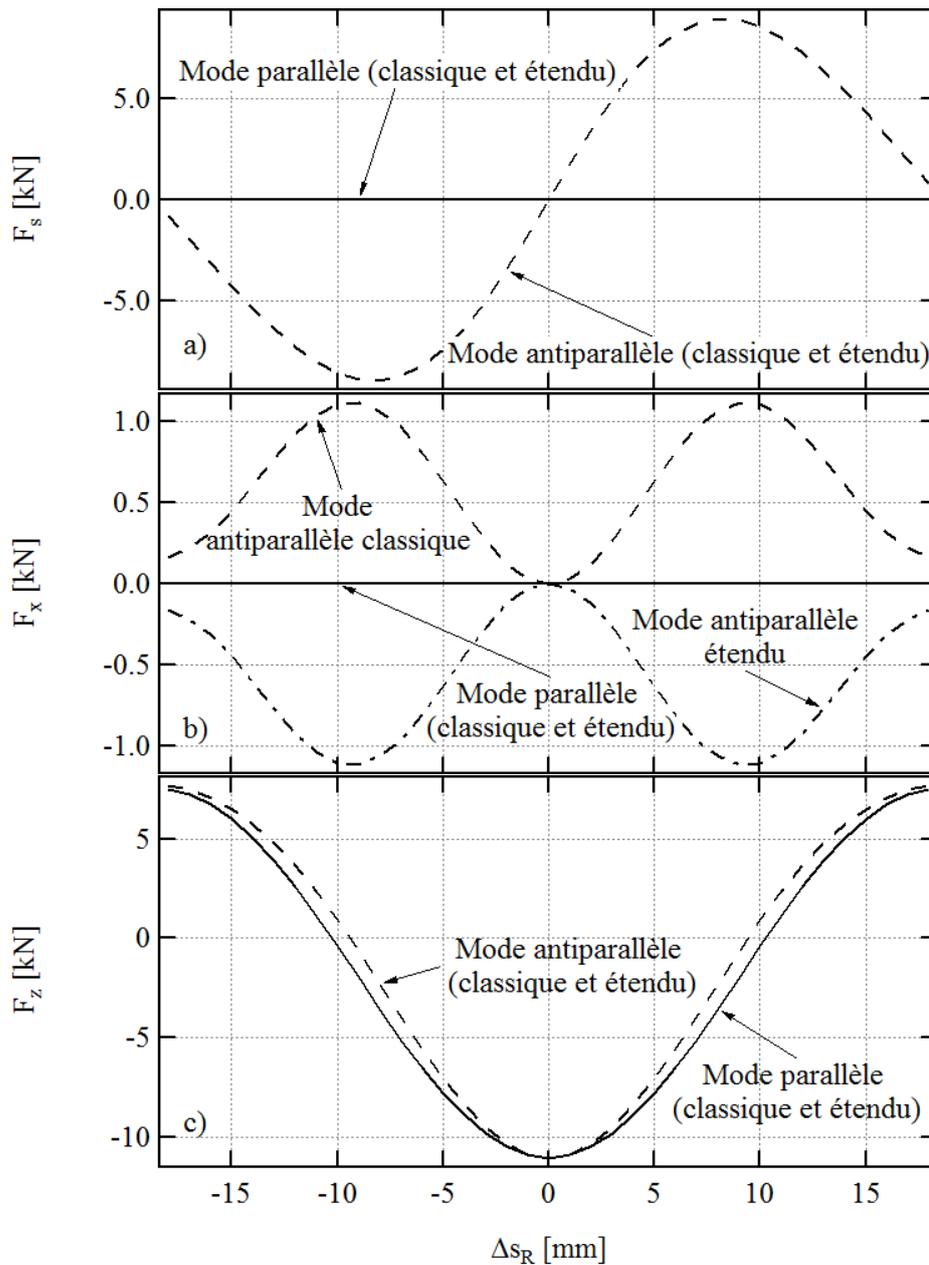


FIGURE 3.74 – Force exercée par la mâchoire inférieure sur la mâchoire supérieure dans le cas de l'onduleur HU36 à entrefer 11 mm, en fonction du déplacement de rangée Δs_R : a) force longitudinale F_s , b) force horizontale F_x , c) force verticale F_z .

3.5.4 Champ magnétique mesuré sur l'onduleur.

L'onduleur HU64 a été réalisé sur la base du châssis montré en figure 3.67. Sur cet onduleur, l'objectif était d'étendre la gamme d'inclinaison de la polarisation linéaire, et non pas de piloter l'intensité du champ par des déplacements longitudinaux des poutres. La possibilité de faire varier l'entrefer a donc été conservée.

L'assemblage de ce type d'onduleur est identique à celui d'un onduleur APPLE-II classique. Il est par contre nécessaire d'intégrer les configurations étendues dans la phase d'optimisation. Ceci se fait

simplement avec un code d'optimisation de type stochastique comme ID Builder, puisqu'il suffit d'intégrer au critère de sélection \mathcal{F} les champs magnétiques et les intégrales de champ mesurés à différentes valeurs de Δs_R en mode de pilotage antiparallèle étendu. Il y a par contre plus de risques que le code ait des difficultés à converger vers une solution optimale.

Les figures 3.75 et 3.76 présentent les champs générés par cet onduleur en fin d'optimisation, mesurés sur axe à entrefer minimum $g_u=15.5$ mm et pour quelques valeurs de déplacement de rangée dans les modes de pilotage antiparallèle et antiparallèle étendu respectivement. Les deux composantes de champ restent en phase dans toutes les configurations et leurs amplitudes respectives évoluent selon la valeur de Δs_R . Conformément à l'étude analytique du chapitre 3.5.1, pour une valeur de Δs_R donnée, le passage du mode de pilotage antiparallèle classique au mode étendu n'altère pas la composante verticale de champ alors qu'il inverse la composante horizontale.

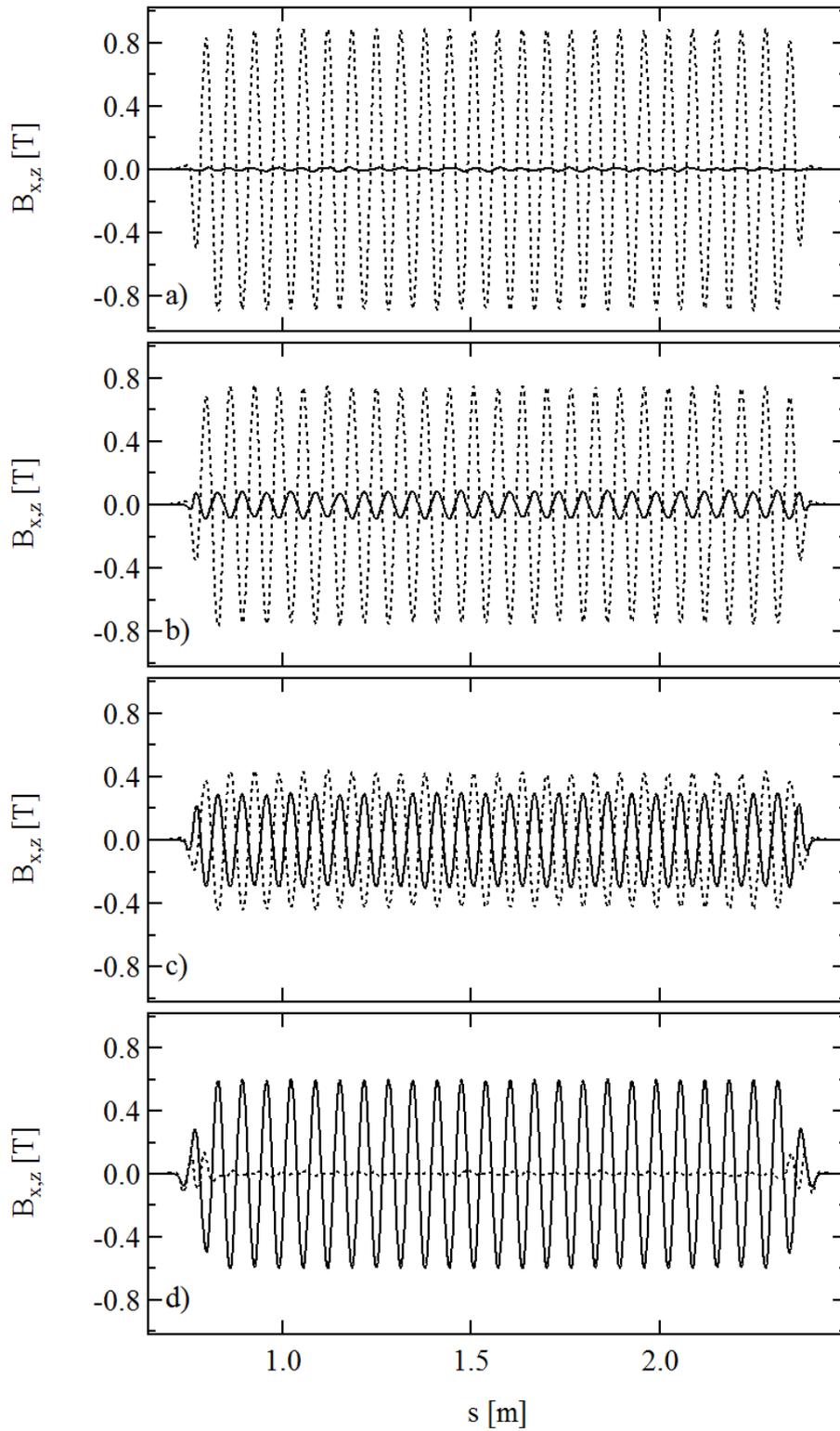


FIGURE 3.75 – Profils longitudinaux de champ horizontal (trait continu) et vertical (pointillés) générés par l'onduleur HU64 à entrefer minimum $g_u=15.5$ mm en mode de pilotage antiparallèle classique (X1) et mesurés sur axe sur pour différentes valeurs de déplacement de rangée : a) $\Delta s_R=0$ mm, b) $\Delta s_R=8$ mm ($\frac{\lambda_u}{8}$), c) $\Delta s_R=16$ mm ($\frac{\lambda_u}{4}$), d) $\Delta s_R=32$ mm ($\frac{\lambda_u}{2}$).

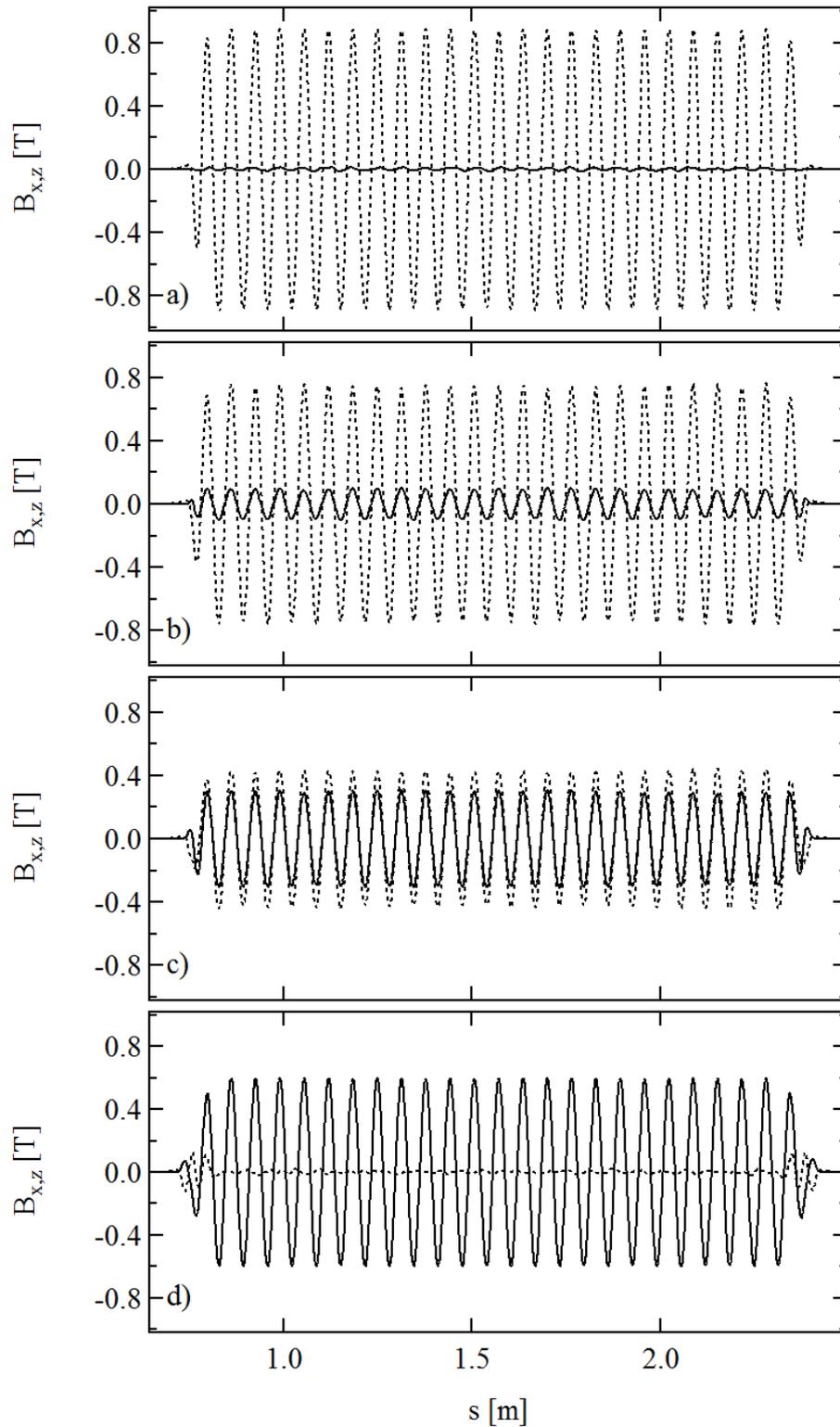


FIGURE 3.76 – Profils longitudinaux de champ horizontal (trait continu) et vertical (pointillés) générés par l'onduleur HU64 à entrefer minimum $g_u=15.5$ mm en mode de pilotage antiparallèle étendu (X2) et mesurés sur axe sur pour différentes valeurs de déplacement de rangée : a) $\Delta s_R=0$ mm, b) $\Delta s_R=8$ mm ($\frac{\lambda_u}{8}$), c) $\Delta s_R=16$ mm ($\frac{\lambda_u}{4}$), d) $\Delta s_R=32$ mm ($\frac{\lambda_u}{2}$).

La figure 3.77 montre l'onduleur HU64 installé dans l'anneau de stockage de SOLEIL.

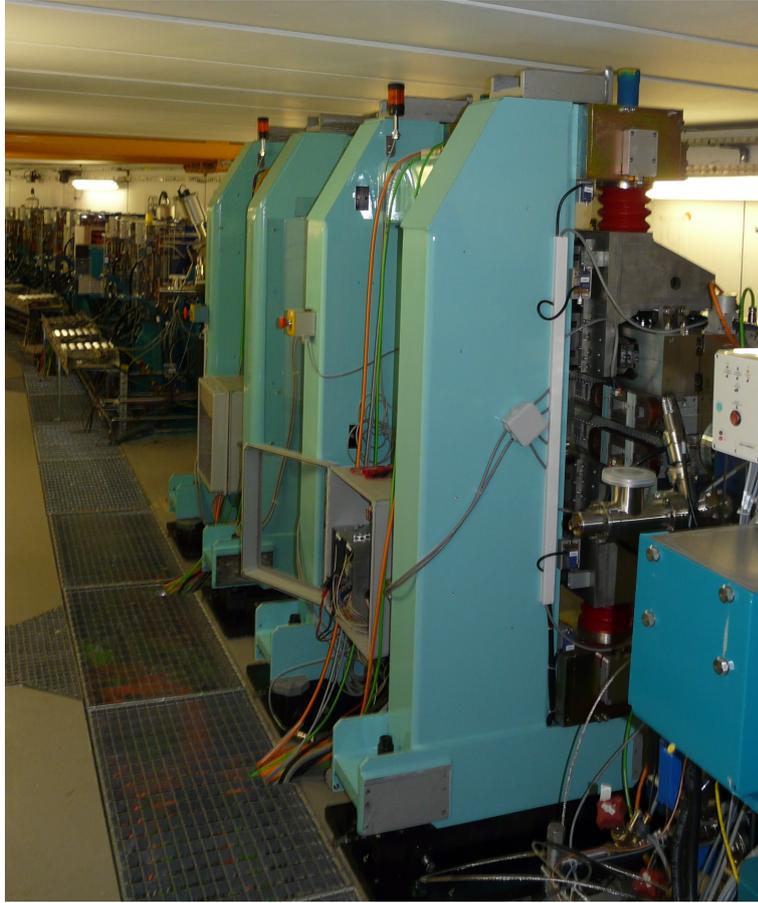


FIGURE 3.77 – Vue de l'onduleur HU64 installé dans la section droite moyenne 10 de l'anneau de stockage de SOLEIL.

3.5.5 Conclusion

Certaines applications trouvent un intérêt dans l'exploitation d'un rayonnement de polarisation linéaire inclinée (c'est-à-dire combinant polarisations linéaires horizontale et verticale). Tout onduleur APPLE-II est capable d'émettre un tel rayonnement quand il est piloté en mode antiparallèle. Cependant, la plage d'inclinaison de la polarisation est alors limitée à 90° . Pour étendre cette gamme d'inclinaison à 180° , il est nécessaire de rendre mobiles les quatre poutres de l'onduleur. On introduit ainsi deux nouveaux modes de pilotage appelés étendus, dans lesquels les poutres mobiles et poutres fixes sont permutées par rapport aux modes de pilotage classiques. Le mode parallèle étendu ne présente pas d'intérêt du point de vue du rayonnement émis, tandis que le mode antiparallèle étendu ajoute 90° à la gamme d'inclinaison de la polarisation linéaire.

Un tel onduleur APPLE-II à quatre poutres mobiles permet également de faire varier l'intensité du champ magnétique par des déplacements longitudinaux des poutres selon deux nouveaux modes de pilotage, appelés respectivement déplacement de mâchoire Δs_J et déplacement de paires Δs_P . Le premier consiste à déplacer les deux poutres supérieures par rapport aux deux poutres inférieures, tandis que le deuxième opère sur des paires de poutres placées l'une au dessus de l'autre (les deux poutres du côté des x positifs par rapport à celles placées dans les x négatifs).

La plus grande partie du travail pour réaliser un tel onduleur est d'ordre mécanique puisque cette

modification entraîne une refonte du châssis d'onduleur. Le dimensionnement de ce châssis modifié nécessite le calcul des efforts subis par chaque poutre dans les différents modes de pilotage, ainsi que les forces agissant entre les mâchoires supérieure et inférieure. A SOLEIL, ce travail a abouti à une conception hyperstatique du châssis, ce qui implique une meilleure rigidité des poutres mais complique la réalisation du système.

La deuxième difficulté induite par un onduleur APPLE-II étendu est la gestion de tous les modes de pilotage qu'il permet, conduisant à de nombreuses configurations possibles, dont certaines jouent le même rôle en terme de rayonnement émis. Au-delà du volume de données engendré par la mesure magnétique de toutes ces configurations, il est nécessaire de les intégrer dans le processus d'optimisation puisque les distributions spatiales du champ varient d'un mode à l'autre du fait de l'interaction entre aimants. En outre, ces deux modes supplémentaires de pilotage ont un impact sur l'opération de l'onduleur, en particulier pour la gestion du feedforward. Sans réellement révolutionner le travail à réaliser sur l'onduleur (en dehors de la conception du châssis), cette gestion étendue en complique donc chaque étape.

3.6 Conclusion sur les onduleurs APPLE-II

Les onduleurs de type APPLE-II peuvent émettre du rayonnement de différentes polarisations : linéaire dont on peut faire varier l'inclinaison et elliptique dont on peut faire varier le rapport entre les axes. Cette flexibilité est permise par le déplacement longitudinal de deux des quatre poutres constituant les mâchoires, selon deux modes appelés parallèle et antiparallèle. Le premier consiste à déplacer les deux poutres mobiles dans le même sens et conduit à la polarisation elliptique, tandis que les déplacements se font en sens opposés dans le second, ce qui aboutit à du rayonnement polarisé linéairement. La valeur du déplacement longitudinal des poutres, appelé déplacement de rangée Δs_R , définit le rapport entre les deux composantes de champ, c'est à dire l'inclinaison du champ en mode parallèle et le rapport des axes de la trajectoire hélicoïdale à section elliptique en polarisation elliptique. La variation du module de champ se fait par le changement de l'entrefer g_u , comme c'est le cas sur un onduleur à aimants permanents classique.

La relation entre le champ généré et les valeurs de l'entrefer et du déplacement de rangée peut être approximée analytiquement ou calculée numériquement en tenant compte de l'interaction entre aimants, par exemple avec RADIA.

Deux onduleurs APPLE-II présentant certaines spécificités ont été réalisés pour SOLEIL.

Afin d'augmenter le contenu harmonique du rayonnement qu'il émet, l'onduleur HU36 génère un champ caractérisé par une petite période pour ce type d'onduleur (36 mm) et une valeur pic relativement importante compte-tenu de la période (0.75 T en polarisation linéaire horizontale et 0.53 T en polarisation linéaire verticale). Pour maintenir cette valeur de champ, les dimensions transverses des aimants ont été augmentées ainsi que leur rémanence, et l'entrefer minimum de l'onduleur a été réduit à 12 mm (contre 15.5 mm sur les autres onduleurs APPLE-II de SOLEIL.) La construction de l'onduleur a mis en évidence la présence d'une hystérésis expliquée par la déformation des supports d'aimants sous les efforts magnétiques mis en jeu. De nouveaux supports ont été réalisés en acier inoxydable de façon à limiter cette nuisance, et l'onduleur ainsi construit donne des résultats satisfaisants.

L'onduleur HU64 présente la double particularité d'être apériodique et de posséder quatre poutres mobiles.

Un onduleur est dit apériodique (ou quasi-périodique) quand le champ qu'il génère présente une périodicité altérée de façon volontaire. Cette démarche vise à modifier la distribution spectrale émise de façon à minimiser la pollution émise aux harmoniques. Un modèle analytique est proposé pour comprendre le mécanisme conduisant à ce résultat, et des distributions spectrales correspondant à plusieurs configurations de champ sont analysées. Cette étude montre qu'il est difficile d'optimiser la configuration apériodique d'un onduleur APPLE-II dans toutes les polarisations.

Le châssis de l'onduleur HU64 rend mobiles ses quatre poutres, alors que seulement deux poutres le sont sur la grande majorité des onduleurs APPLE-II. Cette modification donne accès à deux nouveaux modes de pilotage appelés étendus, qui permettent d'incliner la polarisation linéaire sur une plage de 180° contre 90° pour un onduleur APPLE-II classique. L'étude du châssis est montrée et les complications découlant de cette spécificité sont détaillées. Il est également possible de modifier l'intensité du champ généré sur axe par des combinaisons de déplacements des quatre poutres, plutôt que de faire varier l'entrefer.

Chapitre 4

Onduleurs de courte période et fort champ

Ce chapitre est dédié aux onduleurs qui génèrent un fort champ par l'emploi de la technologie sous-vide. Il commence par une explication des technologies sous-vide et hybrides, puis développe la construction d'un onduleur sous-vide. Enfin, il propose une réflexion sur la réalisation d'un onduleur APPLE-II sous-vide.

4.1 Technologies d'onduleurs à fort champ

Le chapitre 3.3.1 a décrit comment élargir la gamme spectrale du rayonnement émis par un onduleur, en réduisant sa période λ_u tout en augmentant son champ crête \hat{B} , de façon à maintenir le paramètre de déflexion K équivalent. Cette démarche est a priori paradoxale, puisque la réduction de la période entraîne la diminution du champ, à autres caractéristiques constantes. Les solutions techniques envisagées au chapitre 3.3.1 se limitent donc en une évolution de certaines caractéristiques tout en conservant la même conception générale : augmentation du champ rémanent, agrandissement des dimensions transverses des aimants et réduction de l'entrefer en réduisant la dimension de la chambre à vide.

Il existe deux modifications majeures qui permettent un accroissement notable du champ pic :

- la technologie hybride qui consiste à insérer des pôles ferromagnétiques dans la structure magnétique pour concentrer les lignes de champ,
- la technologie sous-vide qui permet de s'affranchir de la limitation de l'entrefer minimum due à la présence de la chambre à vide.

La figure 4.1 illustre l'impact de ces deux technologies sur le champ. Elle représente la variation avec l'entrefer du champ pic généré par deux onduleurs de période identique $\lambda_u = 20$ mm, mais de structures magnétiques différentes : l'un est à structure de Halbach et l'autre est hybride. Les deux modèles RADIA correspondants sont représentés dans la figure 4.2 et leurs caractéristiques dimensionnelles et magnétiques sont résumées dans la table 4.1. Parmi celles-ci, les dimensions transverses des aimants permanents sont communes aux deux modèles et l'épaisseur des pôles est fixée à un huitième de la période dans la configuration hybride.

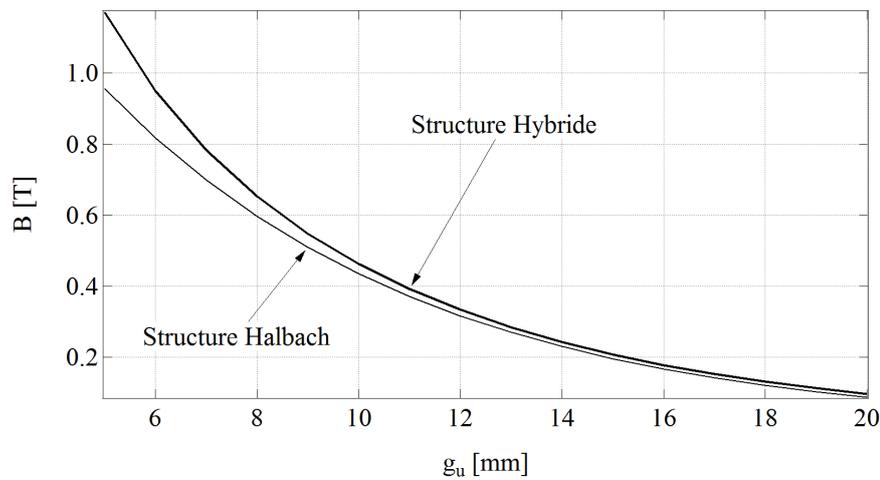


FIGURE 4.1 – Champ magnétique crête calculé avec RADIA en fonction de l'entrefer pour deux onduleurs de période 20 mm mais de structure différente : Halbach ou hybride. Les caractéristiques dimensionnelles et magnétiques de chaque modèle sont celles de la table 4.1.

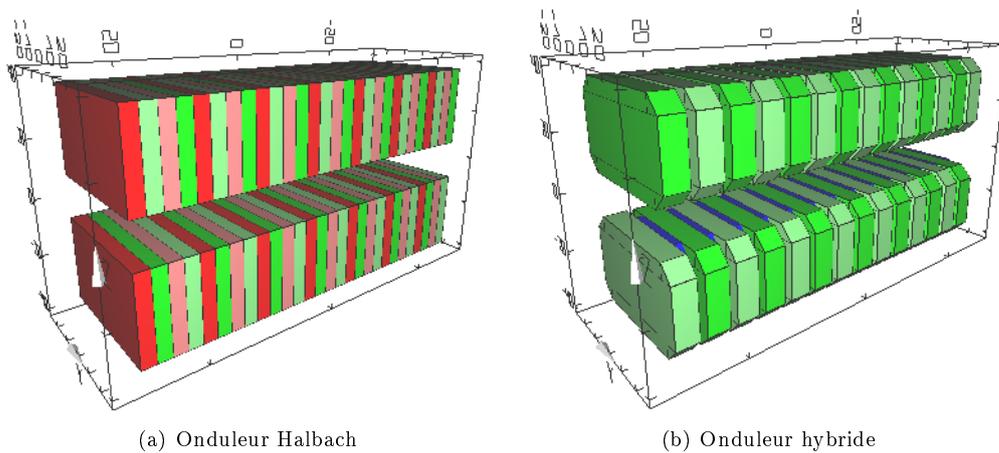


FIGURE 4.2 – Modèles RADIA utilisés pour calculer les champs indiqués sur le graphique de la figure 4.1, représentés à l'entrefer $g_u = 15\text{mm}$ pour une période $\lambda_u = 20\text{mm}$.

TABLE 4.1 – Caractéristiques dimensionnelles et magnétiques des modèles d'onduleur représentés dans la figure 4.2 et aboutissant au résultat donné dans la figure 4.1.

Grandeur	Onduleur Halbach	Onduleur hybride
Largeur des aimants (mm)	50	50
Hauteur des aimants (mm)	30	30
Épaisseur des aimants	$\frac{\lambda_u}{4}$	$\frac{3\lambda_u}{8}$
Largeur des pôles (mm)	-	33
Hauteur des pôles (mm)	-	22
Épaisseur des pôles	-	$\frac{\lambda_u}{8}$
Matériau des aimants	$\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$	$\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$
Matériau des pôles	-	AFK502 (Permendur)
Rémanence des aimants (T)	1.22	1.22

4.1.1 Technologie hybride

Le guidage des lignes de champ magnétique à l'aide de pièces ferromagnétiques est couramment exploité dans la conception de systèmes électrotechniques (transformateurs ou moteurs électriques), ainsi que d'électroaimants pour les accélérateurs. Cette pratique peut également être mise en œuvre sur des onduleurs qui sont alors qualifiés de hybrides [161]. Les pôles concentrent les lignes de flux ce qui augmente l'induction sur axe pour une excitation identique, c'est-à-dire pour des aimants de caractéristiques identiques. On optimise le gain obtenu en choisissant pour les pôles un matériau à forte induction à saturation, ce qui conduit généralement à prendre de l'acier à faible teneur en carbone ou mieux encore, du vanadium Permendur : le Permendur est un alliage fer-cobalt dont l'induction à saturation est de l'ordre de 2.3 T, là où les aciers sont limités à environ 1.8 T. On lui adjoint souvent du vanadium pour améliorer sa tenue mécanique. La figure 4.3 est obtenue à partir des données de la figure 4.1 et représente en fonction de l'entrefer l'augmentation relative de champ générée par l'onduleur hybride par rapport à celui à structure de Halbach. On constate dans cet exemple ($\lambda_u = 20$ mm) un gain minimum de 5% sur toute la gamme d'entrefers et un gain maximum de 22% pour un entrefer de 5 mm.

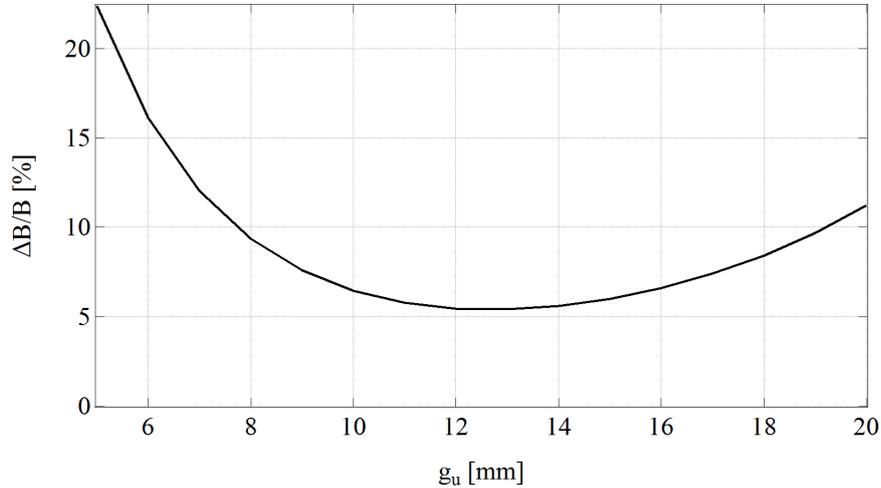


FIGURE 4.3 – Augmentation relative de champ sur axe apportée par un onduleur hybride par rapport à un onduleur équivalent à structure de Halbach.

Cette technologie implique en contrepartie la présence d'hystérésis qui peut compliquer le pilotage de l'onduleur : la reproductibilité du champ sur axe avec l'entrefer n'est pas garantie. C'est pour cette raison que la technologie hybride est incompatible avec les onduleurs hélicoïdaux à déplacement de rangée décrits au chapitre 1.3.2, dont l'APPLE-II : l'hystérésis importante empêcherait la reproductibilité du champ dans une configuration donnée. Ainsi par exemple, dans le cas d'un onduleur APPLE-II, pour garantir la reproductibilité du champ sur axe pour un entrefer donné et un déplacement de rangée $\Delta s_R = 0$, il serait nécessaire de faire varier Δs_R de façon bien définie pour que le champ parcoure un cycle complet d'hystérésis.

4.1.2 Technologie sous-vide

Le graphique de la figure 4.1 montre que la variation du champ avec l'entrefer est exponentielle. En fait, elle peut être approximée par l'équation 4.1 [162] :

$$B(g_u) = K_1 \exp \left(K_2 \frac{g_u}{\lambda_u} + K_3 \left(\frac{g_u}{\lambda_u} \right)^2 \right) \quad (4.1)$$

avec K_1 , K_2 et K_3 des constantes qui dépendent des caractéristiques géométriques et magnétiques de l'onduleur ($K_1 > 0$, $K_2 < 0$ et $K_3 < 0$). Une petite diminution de l'entrefer entraîne donc une augmen-

tation importante du champ, ce qui implique que chaque millimètre gagné a un impact très bénéfique. La figure 4.4 est obtenue à partir des données de la figure 4.1 et représente en fonction de l'entrefer l'augmentation relative de champ générée par l'onduleur à structure de Halbach, par rapport au même onduleur à l'entrefer de 15 mm.

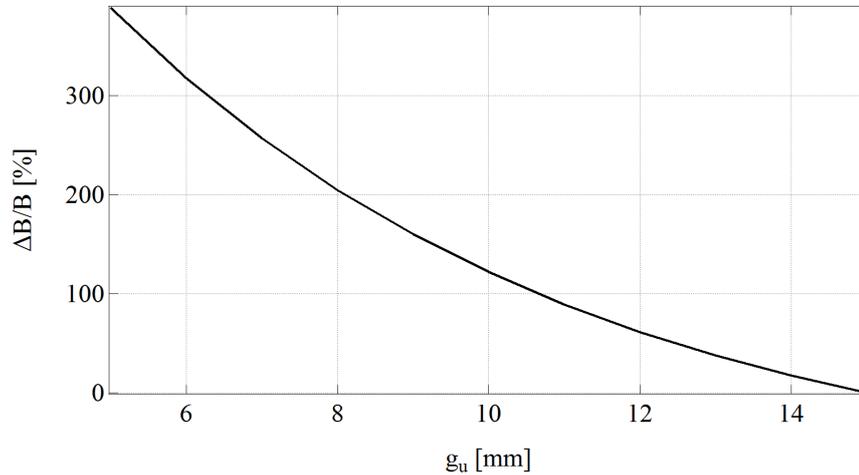


FIGURE 4.4 – Augmentation relative de champ sur axe obtenue pour l'onduleur à structure de Halbach en fermant l'entrefer à une valeur inférieure à 15 mm.

Ce graphique est explicite : fermer l'entrefer de 15 mm à 8 mm augmente le champ sur axe de 200%, et le passer de 15 mm à 5 mm l'accroît de presque 400%, ce qui explique que la technologie sous-vide soit aujourd'hui largement répandue, malgré les nombreuses difficultés techniques qu'elle entraîne :

- la force d'attraction entre les poutres à entrefer minimum est considérable puisqu'elle augmente avec le carré du champ crête. Pour un onduleur de caractéristiques $\widehat{B}_z = 1.11$ T, $\lambda_u = 20$ mm et $L_u = 2$ m, la force exercée sur la poutre est de 2.8 T, ce qui nécessite un dimensionnement adéquat des poutres et du châssis.
- la transmission du mouvement de translation des poutres à l'intérieur de la chambre à vide nécessite la dissociation des poutres en deux entités : celles placées à l'intérieur de la chambre à vide, sur lesquelles est fixé le système magnétique, et celles placées à l'extérieur, faisant partie du châssis. Elles sont reliées ensemble par des pièces appelées colonnettes, qui traversent la chambre à vide.
- l'ensemble des pièces situées à l'intérieur de la chambre à vide (poutres internes et système magnétique principalement) doivent être compatibles avec la présence d'un vide poussé (de l'ordre de 10^{-10} mbar). Ceci contraint le choix des matériaux et la conception des pièces (tous les trous doivent être débouchants). La manipulation des pièces et la construction de l'onduleur doivent se faire dans des conditions appropriées (utilisation de gants, assemblage en salle propre). L'étanchéité entre pièces en mouvement et éléments fixes se fait à l'aide de soufflets placés autour des colonnettes.
- la présence du courant image introduite au chapitre 1.2.3 impose d'assurer la continuité de l'impédance du tube dans lequel passe le faisceau. Compte-tenu des dimensions respectives de la chambre à vide (typiquement plusieurs centaines de millimètres de diamètre) et de l'entrefer (quelques millimètres), ce sont directement les aimants, et non plus la chambre à vide, qui jouent ce rôle dans un onduleur sous-vide. Pour les protéger et améliorer la continuité de l'impédance, ils sont donc recouverts d'une feuille de Cuivre-nickel appelée "liner", et la connexion entre ces feuilles (qui se déplacent avec l'entrefer) et la chambre à vide de l'accélérateur (qui est fixe), est réalisée par des feuilles de cuivre appelées transitions (ou "tapers").
- l'établissement du vide nécessite un système de pompage important du fait du grand volume de la chambre à vide et des nombreuses surfaces que constituent les aimants et leurs supports. La nécessité d'élever les pièces sous vide, c'est-à-dire de les chauffer aux alentours de 200° C pour faciliter la réduction des différentes pressions partielles, implique le choix d'une nuance d'aimant

- pouvant résister à ce traitement, et la prise en compte de la dilatation des poutres durant l'opération.
- les aimants sont situés à quelques millimètres du faisceau d'électrons et sont donc susceptibles de subir des détériorations : l'interaction des électrons relativistes ou du rayonnement de l'onduleur avec les aimants pourrait conduire à leur démagnétisation. Il est donc impératif de choisir un matériau à fort champ coercitif et un revêtement des aimants compatible avec le vide [67]. Le schéma de la figure 4.5 représente les principaux éléments constitutifs d'un onduleur sous-vide.

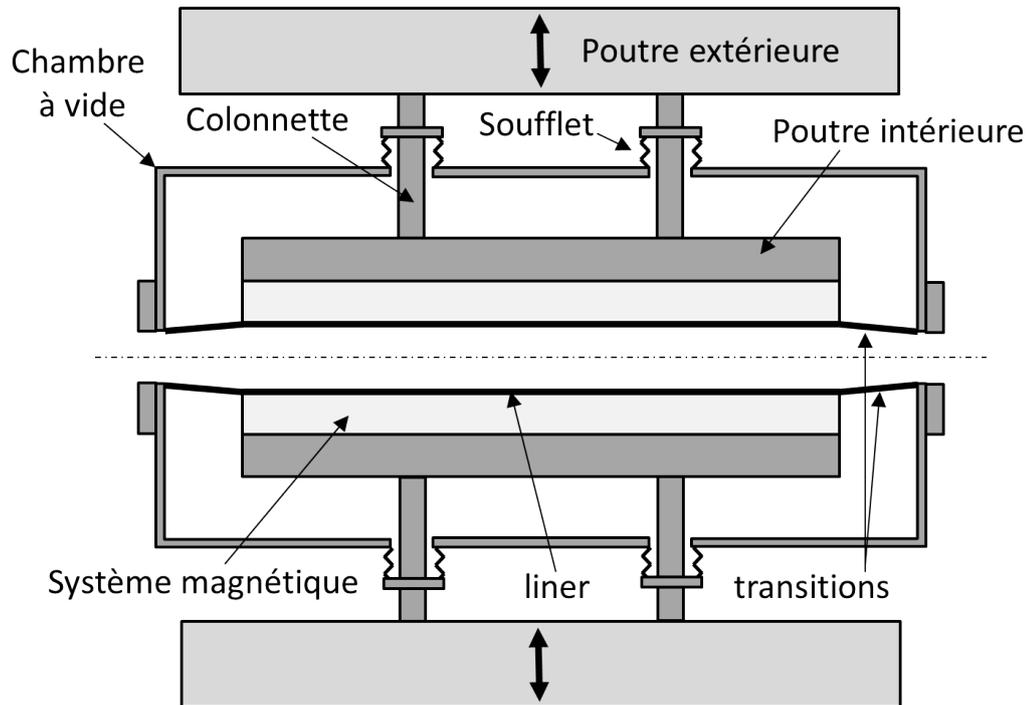


FIGURE 4.5 – Coupe schématique des éléments constituant un onduleur sous-vide.

Les deux technologies hybride et sous-vide sont aujourd'hui généralement associées afin de cumuler les augmentations de champ apportées par chacune. Le graphique de la figure 4.1 indique ainsi que, dans l'exemple d'une période $\lambda_u = 20$ mm, le choix d'un onduleur hybride à entrefer 5 mm génère un champ sur axe de 1.17 T contre 0.196 T pour un onduleur à structure de Halbach à un entrefer de 15 mm, ce qui équivaut à un gain de pratiquement 500%.

L'onduleur U20 réalisé à SOLEIL dont la construction est détaillée ci-dessous est un onduleur sous-vide hybride de période $\lambda_u = 20$ mm et d'entrefer minimum $g_u = 5.5$ mm. Il comprend 100 périodes dont les aimants sont en Neodyme-Fer-Bore.

4.2 Construction d'un onduleur sous-vide en Neodyme-Fer-Bore

4.2.1 Onduleur sous-vide à aimants en $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$

Les onduleurs sous-vide construits précédemment à SOLEIL étaient équipés d'aimants en Samarium-Cobalt, parce que ce type d'aimant est mieux résistant à la démagnétisation. L'onduleur réalisé ici est basé sur des aimants en Neodyme-Fer-Bore, ce qui permet d'augmenter le champ généré sur axe. En changeant le matériau des aimants, on fait passer l'aimantation de 1.05 T à 1.25 T et le champ pic généré sur axe à entrefer minimum $g_u = 5.5$ mm passe de 0.98 T à 1.11 T, comme le montrent les champs mesurés sur axe des deux onduleurs présentés en figure 4.6.

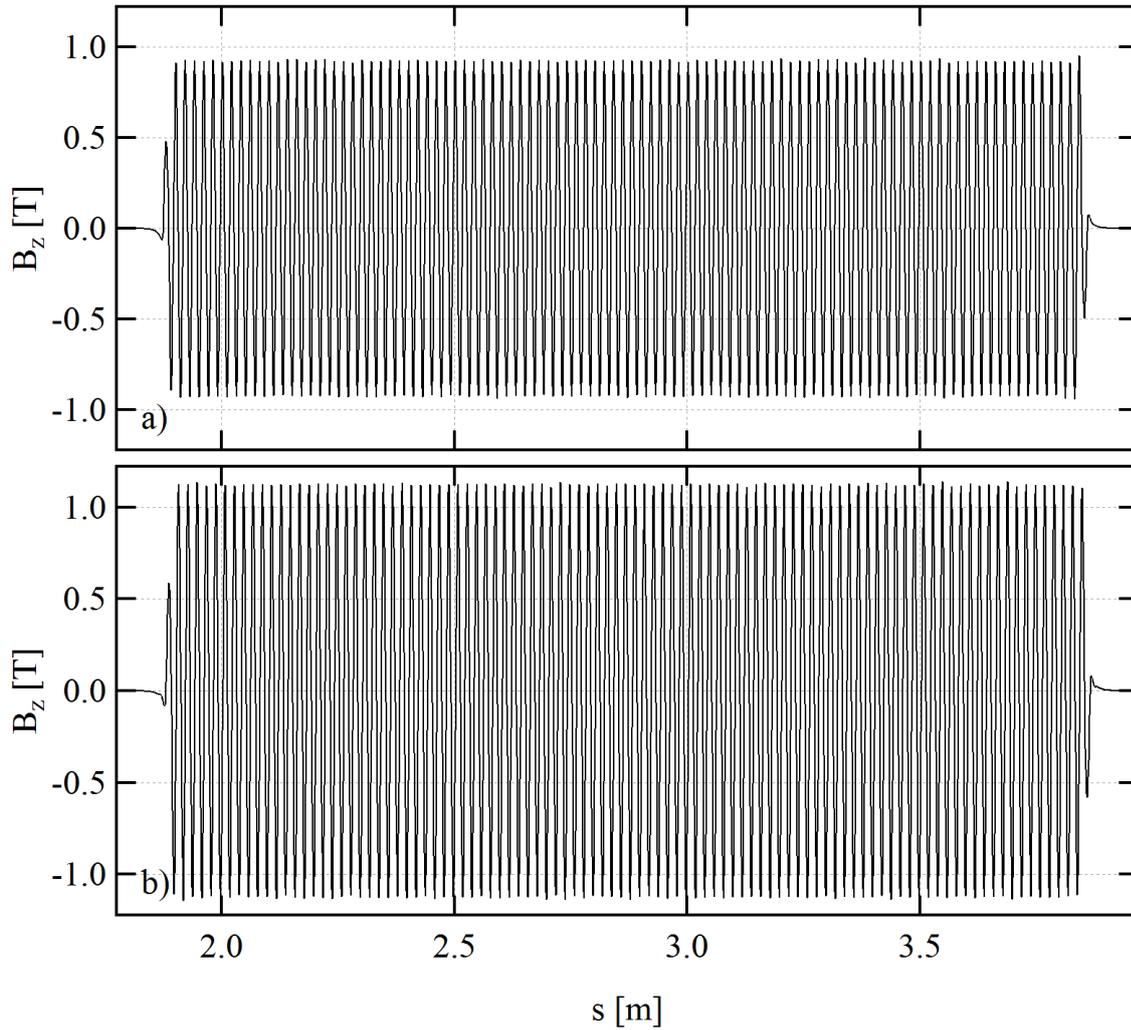


FIGURE 4.6 – Profils longitudinaux de champ magnétique mesurés sur axe générés par deux onduleurs sous-vide constitués d’aimants de deux matériaux différents : a) aimants en $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$, b) aimants en $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$. $\lambda_u=20$ mm, $g_u=5.5$ mm–30 mm, $N_u=100$, $\Delta x_{\mathcal{M}}=50$ mm, $\Delta z_{\mathcal{M}}=30$ mm, $\Delta x_{\mathcal{P}}=33$ mm, $\Delta z_{\mathcal{P}}=22$ mm, $\Delta s_{\mathcal{P}}=2.5$ mm.

Le choix de l’emploi du $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ est guidé par les performances spectrales de l’onduleur, illustrées en figure 4.7. Il y est représenté le flux spectral maximal rayonné par l’onduleur sur toute sa gamme d’entrefer. On constate que le spectre émis par les onduleurs construits sur la base d’aimants $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ présente un “trou” dans la gamme d’énergie 3.5 keV à 4.5 keV, ce qui correspond au passage de la première à la troisième harmoniques. En augmentant le champ, on accroît également le paramètre de déflexion, qui passe de 1.83 à 2, et ceci entraîne un chevauchement des harmoniques dans la gamme d’énergie qui présentait une lacune.

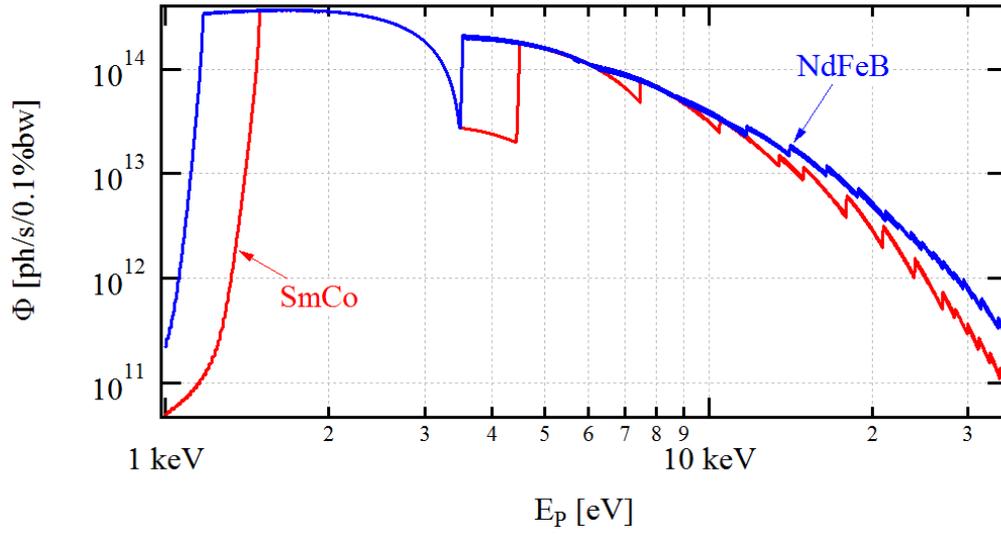


FIGURE 4.7 – Flux spectral maximal rayonné par un onduleur sous-vide sur sa gamme d'entrefers, pour deux matériaux des aimants : Samarium-Cobalt ($\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$) ou Neodyme-Fer-Bore ($\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$). $\lambda_u=20$ mm, $g_u=5.5$ mm–30 mm, $N_u=100$, $\Delta x_M=50$ mm, $\Delta z_M=30$ mm, $\Delta x_P=33$ mm, $\Delta z_P=22$ mm, $\Delta s_P=2.5$ mm, $E_e=2.739$ GeV, $I_e=0.5$ A, $\epsilon_x=3.73$ nm.rad, $\epsilon_z=37$ pm.rad, $\sigma_e=0.1\%$, $\beta_x=14.5$ m et $\beta_z=3$ m. Flux observé à travers une ouverture 0.2 mm \times 0.2 mm à 10 m de la source.

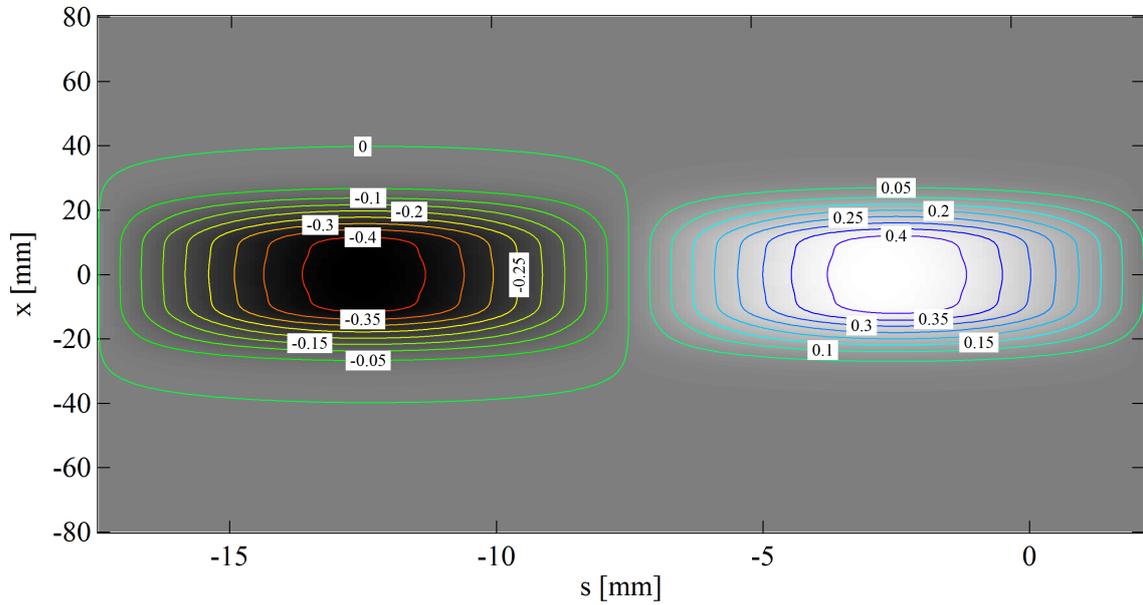


FIGURE 4.8 – Cartographie dans le plan médian du champ magnétique vertical généré par la période centrale d'un modèle RADIA d'onduleur de sept périodes à entrefer 5.5 mm. Aimants en $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ avec $B_r=1.05$ T. Les courbes de niveau sont exprimées en teslas.

Le fait d'augmenter le champ a en contrepartie un impact sur les efforts subis entre mâchoires, dont il faut tenir compte dans les aspects mécaniques de l'onduleur. On peut calculer une estimation de cette

force en utilisant la pression magnétique, de façon analogue au calcul présenté dans la section 3.2.2. La figure 4.8 représente la distribution dans le plan médian d'une période de champ magnétique généré par l'onduleur U20 constitué d'aimants en $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$. Cette cartographie laisse apparaître le pic négatif de champ sur la gauche et le pic positif sur la droite. La force entre mâchoires est tirée de la cartographie précédente par l'intégration sur la surface du plan médian de la pression magnétique, reliée au champ :

$$F_z = N_u \int_{-\frac{\lambda_u}{2}}^{+\frac{\lambda_u}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{B_z^2(s, x, 0)}{2\mu_0} \right) dx ds \quad (4.2)$$

L'intégration numérique de la cartographie 4.8 selon l'équation 4.2 aboutit aux résultats donnés dans le tableau 4.2.

TABLE 4.2 – Force exercée entre mâchoires de l'onduleur U20, calculée par intégration numérique du champ magnétique donné par RADIA, pour les deux cas correspondant à des aimants en $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$ et en $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$.

Matériau	B_r [T]	\widehat{B}_z [T]	F_z [N]
$\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$	1.05	0.98	2134
$\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$	1.25	1.11	2751

On observe que le changement de matériau des aimants entraîne une augmentation de la force entre mâchoires de l'ordre de 30%. Il faut tenir compte de cette augmentation dans une des étapes de réalisation de l'onduleur, que nous allons détailler.

4.2.2 Etapes de construction

- La réalisation d'un onduleur sous-vide se fait en deux étapes :
- l'assemblage et l'optimisation magnétique hors-vide,
 - l'installation de la chambre à vide.

Assemblage et optimisation magnétique

La première étape se déroule de façon similaire à celle d'un onduleur hors-vide : l'absence de la chambre à vide donne un accès latéral au plan médian et permet l'utilisation du banc de mesures magnétiques. Elle présente cependant quelques différences par rapport à celle d'un onduleur APPLE-II :

1. l'onduleur U20 étant plan, l'optimisation ne doit pas tenir compte des différentes configurations de champ, ce qui la simplifie
2. en contrepartie, la présence de pôles due à la structure hybride fait intervenir une interaction forte entre les aimants, ce qui altère la prédiction de chaque étape d'assemblage et d'optimisation. Quand le résultat mesuré est trop éloigné de la prédiction, il est parfois nécessaire de revenir en arrière
3. il est possible d'utiliser les colonnettes pour déplacer un grand nombre d'aimants pendant l'optimisation de l'onduleur. Cette opération appelée *shimming* de colonnettes consiste à placer des cales entre les poutres extérieures et certaines colonnettes
4. une période plus petite implique un plus grand nombre de périodes et donc, une durée d'assemblage plus longue. A titre d'exemple, un onduleur U20 compte 100 périodes contre 44 pour l'onduleur HU36.
5. la petite période rend nécessaire d'effectuer l'assemblage avec soin pour garantir la régularité de la période, ce qui se fait généralement avec des comparateurs
6. les étapes de construction magnétique hors-vide se sont dans une salle propre à SOLEIL

La figure 4.9 présente les variations de différentes grandeurs caractéristiques de la performance de l'onduleur tout au long des étapes d'optimisation, qui comptent onze itérations de *shimming* virtuel, sept itérations de *shimming* de colonnettes et quatre itérations de *magic fingers*. En fin d'optimisation, les

intégrales sur axe sont de l'ordre de 0.1 G.m, ce qui est extrêmement faible, alors que l'intégrale de champ horizontal valait huit fois plus en fin d'assemblage. Le gradient droit passe de 108 G à 12.5 G, ce qui est inférieur à la tolérance de 40 G, et le gradient tourné est réduit de 280 G à 135 G. Cette valeur est raisonnable, bien que supérieure à la tolérance qui vaut 100 G. Enfin, l'optimisation permet de réduire l'erreur de phase de 10° à 3.2° .

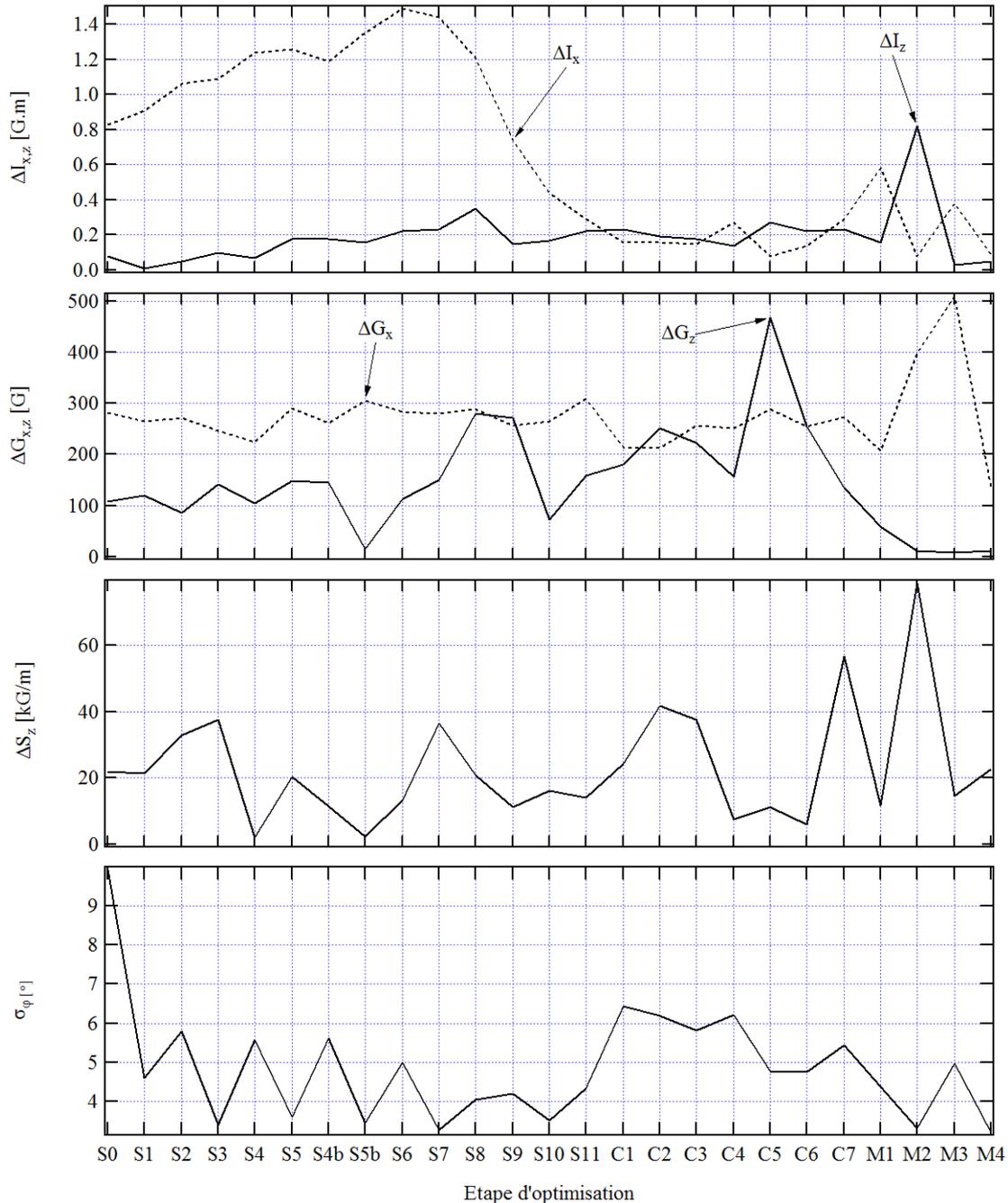


FIGURE 4.9 – Evolution des critères de sélection au fur et à mesure de l'optimisation de l'onduleur U20 : a) Variation maximale avec g_u des intégrales sur axe, b) variation maximale avec g_u des gradients, c) variation maximale avec g_u du sextupôle droit, d) erreur de phase maximale. Etapes : S pour shimming, C pour shimming de colonnettes et M pour magic fingers.

Les distributions transverses des intégrales de champ données en figure 4.10 montrent que l'amplitude des distributions a été globalement réduite de $-3/+3.5$ G.m à $+/-1$ G.m. Les pics d'intégrales présents en fin d'assemblage à $x = \pm 14$ mm correspondent aux chanfreins des pôles.

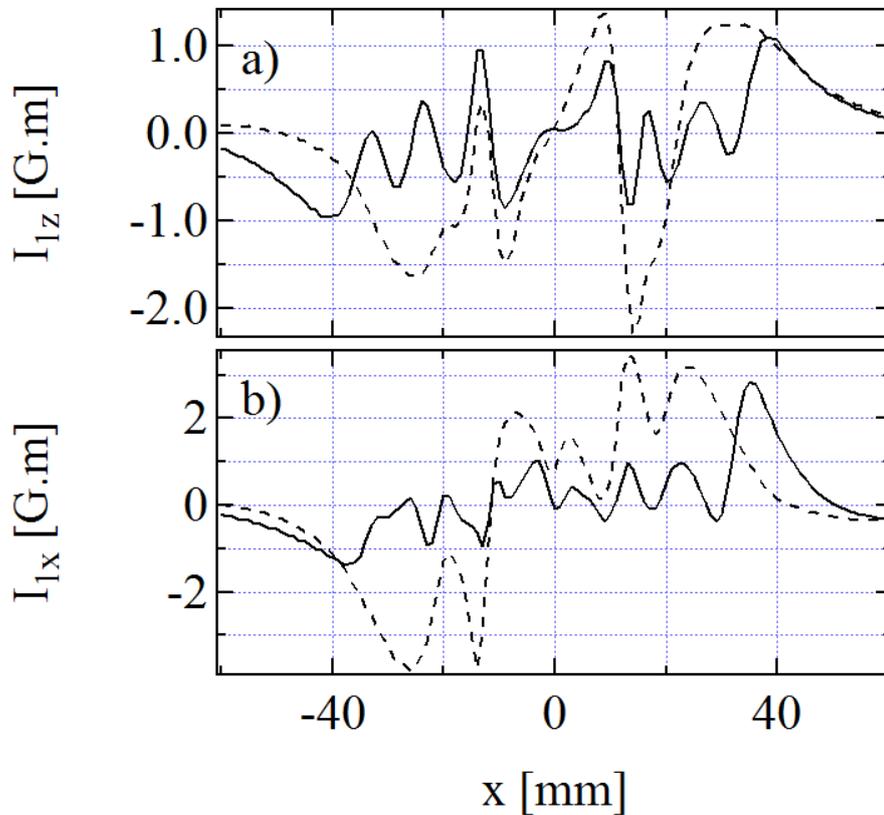


FIGURE 4.10 – Distribution transverse des intégrales de champ générées par l'onduleur U20 à entrefer minimum ($g_u=5.5$ mm) à la fin de son assemblage (pointillés) et à la fin de son optimisation (traits continus) : a) intégrales de champ vertical, b) intégrales de champ horizontal.

Installation de la chambre à vide

La seconde étape consiste à équiper l'onduleur de systèmes qui le rendent compatible avec une utilisation sous-vide, en particulier la chambre à vide qui englobe les poutres intérieures sur lesquelles est disposé l'assemblage magnétique. Une fois l'optimisation terminée, plusieurs équipements sont installés sur les poutres intérieures ou directement sur les aimants. Les "liners" tout d'abord, des feuilles en Nickel-Cuivre d'une centaine de microns d'épaisseur, sont installés sur les aimants et tendus aux extrémités des poutres. Ils ont pour but de protéger les aimants et d'assurer la continuité de l'impédance. Des tubes de refroidissement sont ensuite fixés autour des poutres intérieures, ainsi que des thermocouples sur ces poutres et sur certains aimants. Les tubes de refroidissement permettent l'évacuation de la puissance déposée sur les aimants par le passage du faisceau d'électrons, et les thermocouples servent à suivre l'évolution de la température au niveau des aimants une fois l'onduleur en opération.

Les poutres sont ensuite fixées entre elles par l'intermédiaire de deux chariots schématisés en figure 4.11 et placés aux extrémités des poutres. Un outillage comportant deux rails est installé autour de l'onduleur, et les chariots sont posés sur les rails de l'outillage.

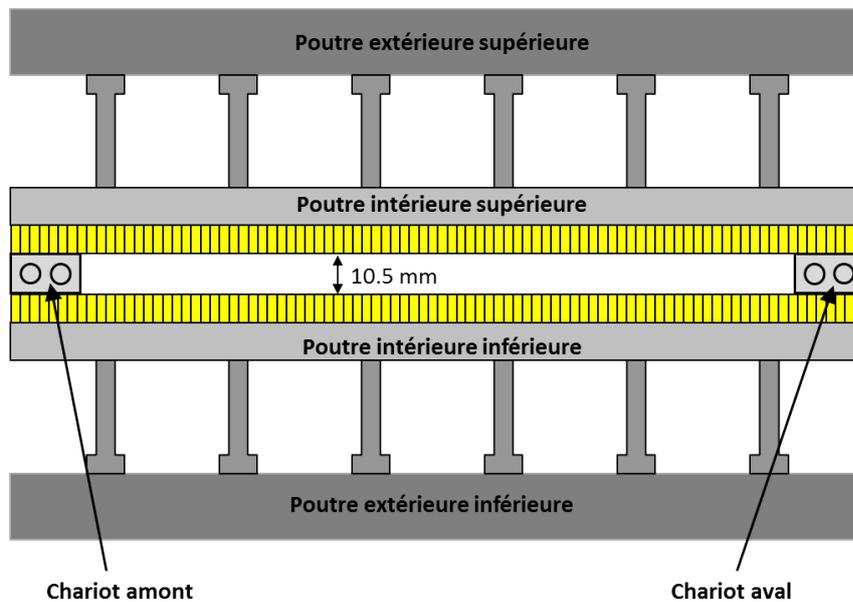
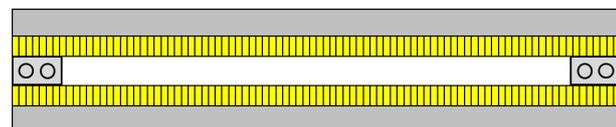
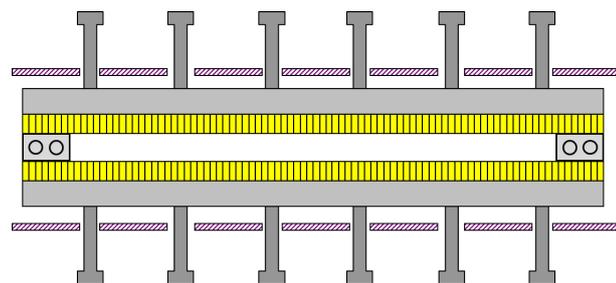


FIGURE 4.11 – Schématisation de l’installation des chariots entre les poutres, ainsi que des principaux éléments constituant l’onduleur sous-vide avant l’installation de la chambre à vide.

Une fois les chariots installés, ce sont eux qui supportent les poutres intérieures, par le biais de l’outillage. Il est donc possible de déconnecter les colonnettes au niveau des poutres extérieures, puis, après avoir ouvert l’entrefer de l’onduleur, les retirer des poutres intérieures. On fait ensuite rouler l’ensemble {poutres intérieures + chariots} (schématisé en figure 4.12(a)) sur l’outillage afin de l’éloigner du châssis et de l’introduire dans la chambre à vide. Les colonnettes sont réintroduites dans les poutres intérieures, en les faisant passer dans les ouvertures de la chambre à vide, puis l’ensemble {poutres intérieures + chariots + colonnettes + chambre à vide} (schématisé en figure 4.12(b)) est réinstallé sur le châssis.



(a) Poutres fixées aux chariots.



(b) Ensemble constitué des poutres fixées aux chariots, de la chambre à vide et des colonnettes.

FIGURE 4.12 – Schématisation de deux sous-ensembles intervenant pendant l’installation de la chambre à vide de l’onduleur U20.

La dernière étape consiste à installer les “tapers” (feuilles de cuivre) tendus aux extrémités pour assurer la continuité électrique, de mettre en place les couvercles de la chambre à vide et tous les systèmes de pompage, tels que les pompes ioniques.

Durant toutes les étapes de l'installation de la chambre à vide, les deux poutres sont uniquement fixées entre elles aux extrémités par l'intermédiaire des deux chariots. Dans le cas de l'onduleur U20 équipé d'aimants en Neodyme-Fer-Bore, compte-tenu de la force plus importante entre mâchoires, cinq cales en PEEK ont été insérées entre les deux poutres, réparties sur leur longueur (cf figure 4.13).

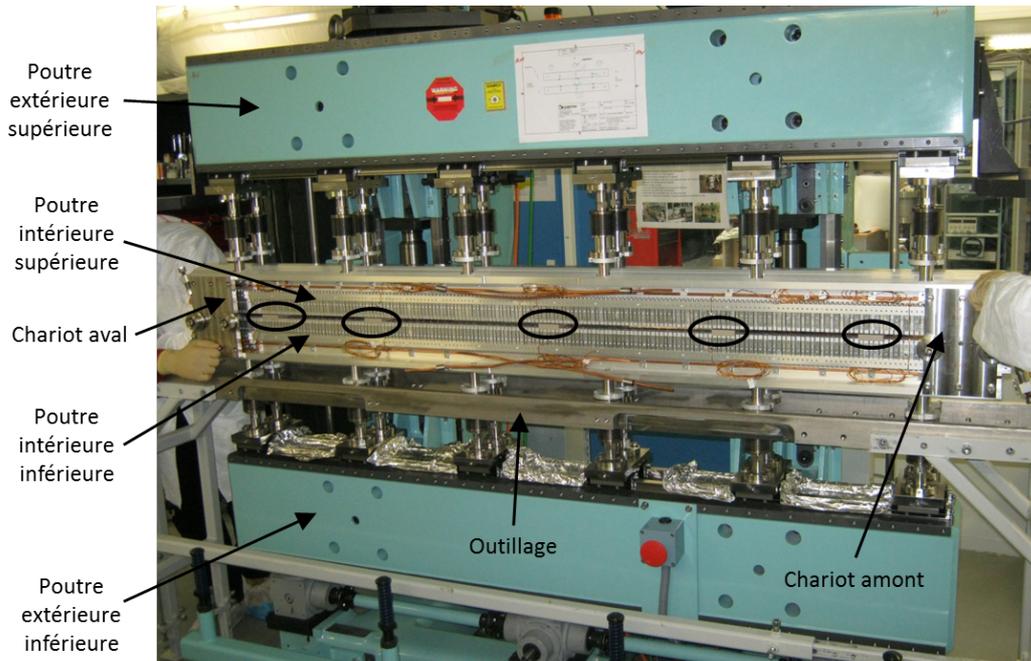


FIGURE 4.13 – Vue de l'onduleur U20 au début de la phase de mise en place de la chambre à vide. Les poutres sont fixées entre elles sur les chariots, posés sur l'outillage.

Cette procédure d'installation de la chambre à vide présente un inconvénient majeur : une fois la chambre installée, il n'y a plus d'accès latéral pour procéder à des mesures magnétiques de l'onduleur. Or comme le lien entre poutres intérieures et extérieures a été rompu pendant l'installation de la chambre à vide, le doute subsiste sur un mauvais repositionnement de l'ensemble. Pour lever ce doute, il faut mettre en œuvre un banc de mesure spécifique à ce type d'onduleur, souvent intégré dans une chambre à vide dédiée, qui permet des mesures locales avec des sondes à effet Hall et des mesures intégrales par la méthode du fil tendu (stretched wire) [73]. Ce système n'existant pas à SOLEIL pendant la réalisation de l'onduleur, la confirmation des performances magnétiques de l'onduleur s'est faite directement par des mesures avec le faisceau d'électrons, qui ont montré un bon accord avec les mesures magnétiques. Un tel système de mesure est aujourd'hui à l'étude afin de palier cette contrainte.

La figure 4.14 montre l'onduleur sous-vide U20 n°7 équipé d'aimants en Neodyme-Fer-Bore installé dans l'anneau de stockage de SOLEIL.

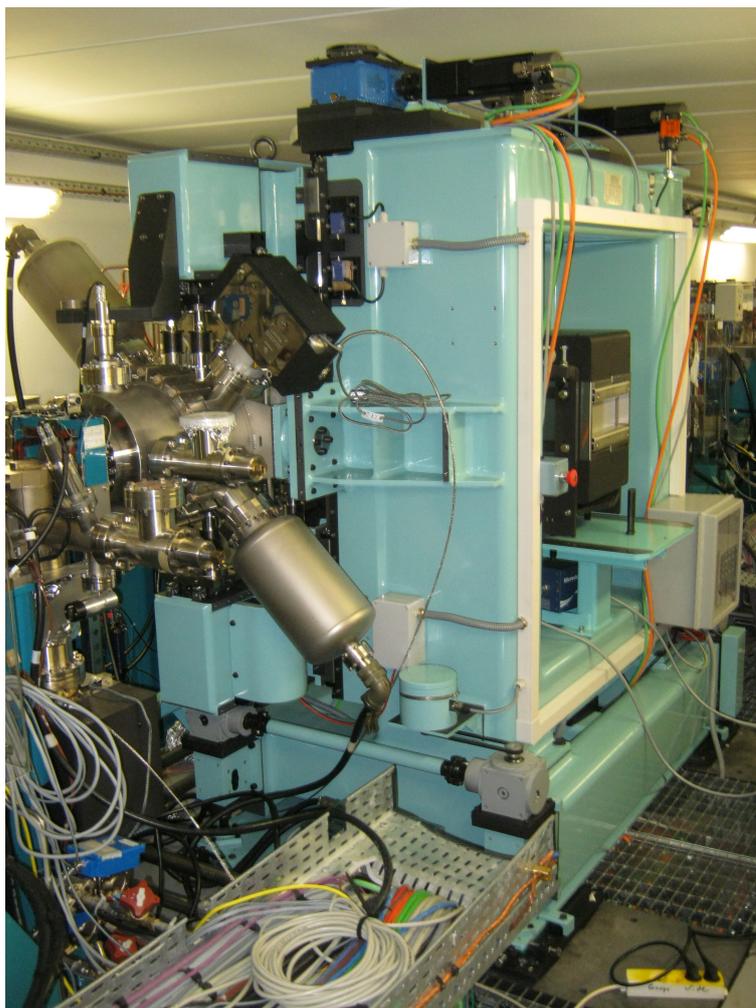


FIGURE 4.14 – Vue de l'onduleur sous-vide U20 n°7 installé dans la section droite courte 7 de l'anneau de stockage de SOLEIL.

Fort de ma connaissance des onduleurs APPLE-II et de l'expérience acquise sur les onduleurs sous-vide pendant la réalisation de cet onduleur U20, je propose par la suite une réflexion sur les atouts d'un onduleur combinant ces deux aspects. Je présente les difficultés qu'un tel appareil ferait rencontrer et je propose des pistes pour palier ces difficultés.

4.3 Etude d'un onduleur APPLE-II sous-vide

Un onduleur combinant courte période, fort champ et la possibilité de rayonner selon différentes polarisations constitue un outil extrêmement polyvalent puisqu'il permet d'accéder à différents types d'expériences, par exemple la cristallographie par la production de rayons X durs ou le dichroïsme du fait de l'accès à la polarisation circulaire.

4.3.1 Enjeux d'un onduleur APPLE-II sous-vide

Un appareil de très haute performance serait ainsi obtenu en adaptant la technologie sous-vide à la conception de l'APPLE-II. Malgré l'absence de pôles ferromagnétiques incompatibles avec ce design pour des raisons d'hystérésis, la seule réduction de l'entrefer à 8 voire 5 mm entraînerait un gain considérable

de 200% à 400% sur le champ, et la possibilité d'accéder à la polarisation linéaire inclinée, incluant horizontale et verticale, ainsi qu'à la polarisation circulaire, le rendrait compatible avec la grande majorité des expériences. Un tel appareil serait extrêmement novateur puisqu'il n'existe pas aujourd'hui, malgré ce caractère polyvalent. On note bien l'existence d'un ondulateur à aimants permanents combinant polarisation elliptique et technologie sous-vide en production à SPring-8, mais il ne permet pas d'ajuster la polarisation [42]. D'autre part, un prototype d'ondulateur Delta sous-vide de période 24 mm et de longueur 30 cm a été construit à Cornell et testé à BNL [51, 163, 52] mais le déplacement de rangée qui permet de faire varier la polarisation du rayonnement a été utilisé seulement hors-vide pour effectuer les mesures magnétiques de l'ondulateur. La caractérisation du rayonnement nécessitant la mise sous-vide de l'appareil a été effectuée en polarisation linéaire inclinée à 45° uniquement, le déplacement de rangée n'étant pas opérationnel une fois le vide mis en place.

L'absence de construction et de mise en production d'un ondulateur APPLE-II sous-vide s'explique par les nombreuses difficultés technologiques qu'il soulève, puisqu'il cumule celles de la conception d'APPLE-2 et celles de la technologie sous-vide :

- les forces appliquées à chaque poutre sont non seulement très importantes, mais varient de surcroît en intensité et en signe avec la configuration de l'ondulateur (entrefer g_u et déplacement de rangée Δs_R),
- les mouvements qui permettent le réglage de l'entrefer et du déplacement de rangée sont complexes à concevoir puisque les pièces en mouvement sont placées dans un environnement ultra-vide,
- la mise en place des systèmes d'adaptation d'impédance (liner et transitions) est rendu extrêmement complexe par le déplacement longitudinal des poutres.

L'étude d'un APPLE-II sous-vide se fait ici dans le cadre de l'ondulateur appelé HU34, dont les principaux paramètres sont donnés dans la table 4.3 et comparés à ceux des ondulateurs existants HU36 et HU44.

TABLE 4.3 – Principales caractéristiques de l'ondulateur HU34 comparées à celles des ondulateurs HU36 et HU44. $\Delta x_{\mathcal{M}}$ et $\Delta z_{\mathcal{M}}$: dimensions transverses horizontale et verticale des aimants.

Ondulateur	HU34	HU36	HU44
λ_u (mm)	34	36	44
g_u (mm)	8	11	15.5
N_u	47	44	36
$\Delta x_{\mathcal{M}}$ (mm)	35	32	28
$\Delta z_{\mathcal{M}}$ (mm)	35	32	28
\widehat{B}_r (T)	1.25	1.23	1.22
$\widehat{B}_{z_{LH}}$ (T)	0.937	0.754	0.641
$\widehat{B}_{x_{LV}}$ (T)	0.744	0.533	0.412
\widehat{B}_C (T)	0.583	0.435	0.347

L'entrefer minimum envisagé est de 8 mm, ce qui rend l'ondulateur compatible aux sections droites moyennes de SOLEIL, dans lesquelles la fonction Beta verticale vaut $\beta_z = 2.2$ m en leur centre. L'augmentation de champ qui découle de cette réduction d'entrefer permet de proposer une période de 34 mm, qui s'inscrit dans une démarche logique de réduction de période, suite au travail effectué sur l'ondulateur HU36 (voir chapitre 3.3). Les champs magnétiques crêtes sont calculés sur axe avec RADIA et comparés à ceux produits par les ondulateurs HU36 et HU44. Pour chacun de ces trois ondulateurs, le flux spectral angulaire généré sur axe est calculé analytiquement pour un faisceau filamentaire monoénergétique avec les expressions du chapitre 1.4, et la valeur maximale rayonnée dans les polarisations linéaire horizontale, linéaire verticale et circulaire sur l'ensemble de la gamme d'entrefer de l'insertion est représentée sur la figure 4.15.

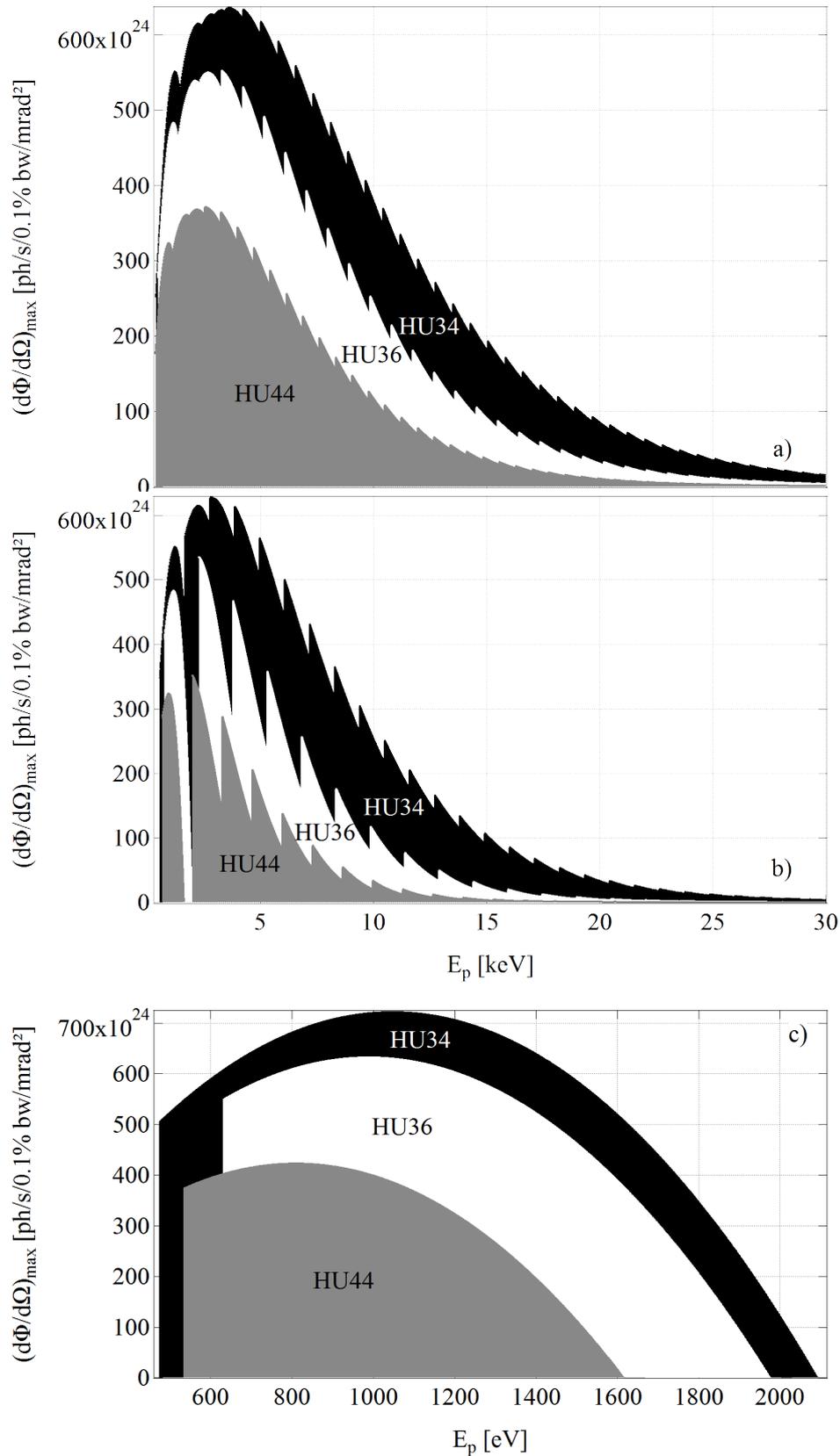


FIGURE 4.15 – Flux spectral angulaire maximal rayonné sur axe par les onduleurs HU34 ($g_u=8$ mm), HU36 ($g_u=11$ mm) et HU44 ($g_u=15.5$ mm) sur l'ensemble de leur gamme d'entrefer, pour un faisceau filamentaire monoénergétique, selon différentes polarisations : a) polarisation linéaire horizontale, b) polarisation linéaire verticale, c) polarisation circulaire. Calculs analytiques effectués avec les équations du chapitre 1.4 avec $E_e = 2.75$ GeV, $I_e = 0.5$ A et les paramètres des onduleurs de la table 4.3.

Sur la gamme d'énergie s'étendant à 10 keV, le gain moyen en flux angulaire rayonné sur axe par le HU34 respectivement au HU36 est de 30% en polarisation linéaire horizontale et de 150% en polarisation linéaire verticale. En polarisation circulaire, il est de 80% sur la gamme d'énergie de recouvrement des deux onduleurs (jusqu'à 1800 eV). On note également la très nette diminution de l'absence de flux en polarisation linéaire verticale dans la zone 1.5-2 keV.

4.3.2 Difficultés techniques

Compensation des forces

Le tableau 4.4 présente les valeurs des forces maximales subies par une poutre de l'onduleur HU34 ayant pour caractéristiques celles du tableau 4.3.

TABLE 4.4 – Forces maximale subies par une poutre de l'onduleur HU34 ayant les caractéristiques du tableau 4.3. Calculs effectués avec RADIA sur la base d'un modèle de sept périodes, puis extrapolés à un onduleur de 100 périodes par une règle de trois.

Composante de force	modèle à 7 périodes	extrapolation à 100 périodes
Longitudinale [N]	2494	35629
Horizontale [N]	1737	24814
Verticale [N]	1473	21043

On peut donc s'attendre dans le cas du HU34 à des efforts conséquents subis par les poutres, le plus élevé étant longitudinal et de l'ordre de 3.5 T. La solution conventionnelle pour assurer le bon fonctionnement d'un onduleur en présence de forces importantes consiste à dimensionner convenablement les différents éléments mécaniques. En présence de forces aussi grandes, cette démarche conduit à des structures surdimensionnées qui représentent un coût important.

Pour éviter ceci, il peut être envisagé sur les onduleurs plans de mettre en place un système de compensation de force : ce dispositif exerce sur les mâchoires une force de signe opposé à celle générée par les aimants de l'onduleur. Il prend donc en charge une partie des efforts aux petites valeurs d'entrefer de façon à soulager la structure mécanique de l'onduleur. On peut envisager un système de compensation magnétique [164, 165] ou mécanique, par exemple constitué de ressorts [166].

La première solution schématisée dans la figure 4.16(a) consiste à disposer loin de l'axe de l'onduleur des aimants se faisant face d'une mâchoire à l'autre, et d'aimantation opposées. Elle présente l'avantage de compenser parfaitement la force quelque soit la valeur d'entrefer, puisque les aimants qui génèrent la force d'attraction et ceux qui la compensent sont situés à égale distance du plan médian. Cette solution est par contre coûteuse en aimants et en temps d'assemblage.

La compensation mécanique schématisée dans la figure 4.16(b) est plus simple à installer mais ne produit qu'une compensation approximative, puisque la force magnétique varie exponentiellement avec l'entrefer et que la force exercée par les ressorts est linéaire avec ce dernier. Il est cependant possible d'optimiser l'efficacité de la compensation mécanique en fonction de l'entrefer en utilisant plusieurs types de ressorts de longueurs et / ou raideurs différentes.

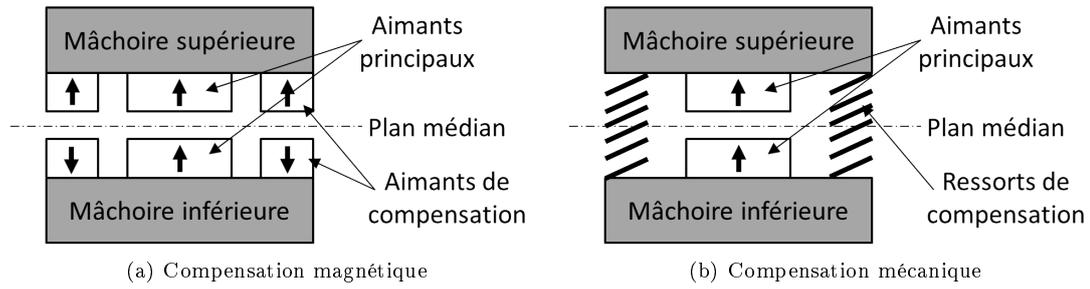


FIGURE 4.16 – Schématisation des systèmes de compensation de force dans les onduleurs plan. L'axe de l'onduleur est perpendiculaire au plan de la figure.

L'adaptation de l'un ou l'autre de ces systèmes de compensation au design de l'APPLE-II présente trois difficultés :

- la force subie par une poutre peut comprendre une composante longitudinale F_s et une composante transverse F_x , alors qu'elle est uniquement verticale (F_z) sur un onduleur plan.
- l'intensité de la force subie par une poutre varie en fonction de la valeur du déplacement de rangée Δs_R , mais également avec le mode de déplacement (parallèle ou antiparallèle). Il faut donc compenser sur chaque poutre une force résultant de la position simultanée des quatre poutres. Il semble par conséquent difficile de résoudre ce problème sans passer par un système actif fort complexe. On pourrait par exemple envisager des capteurs pour mesurer les positions longitudinales des poutres et des vérins pour appliquer les efforts sur ces dernières. La difficulté d'un tel système est accrue par l'environnement ultra-vide d'une part, et par le changement de signe des efforts d'autre part (les forces subies par les poutres peuvent être répulsives ou attractives, selon la configuration de l'onduleur).
- le système de compensation est déporté à l'extérieur des poutres par rapport à l'axe de l'onduleur, comme schématisé dans la figure 4.16. Ceci ne pose pas de problème pour un onduleur plan du fait de la symétrie par rapport au plan (\vec{s}, O, \vec{z}) , mais celle-ci n'est pas garantie dans le cas d'un APPLE-II :

Mouvements sous-vide

On peut envisager deux solutions pour permettre et motoriser le déplacement d'une pièce sous-vide : installer les éléments mécaniques (guidage, transmission du mouvement et motorisation) dans l'enceinte à vide, ou les placer hors-vide et transmettre le mouvement par l'intermédiaire de pièces installées sous-vide et isolées par des soufflets. La deuxième solution est généralement privilégiée quand elle est possible, parce que les systèmes mécaniques compatibles avec l'ultra-vide sont très contraignants : du fait de l'ultra-vide et de la présence de rayonnement, l'utilisation de graisse est pratiquement proscrite, ce qui entraîne une usure prématurée des pièces en contact (par exemple, les chemins de roulement). D'autre part, la présence d'ultra-vide et la nécessité d'avoir des pièces peu magnétiques, voire amagnétiques, entraînent également une restriction très contraignante sur le choix des matériaux, qui se limitent généralement à l'acier inoxydable, aux alliages d'aluminium et de cuivre, et aux céramiques techniques. Or ces matériaux ont globalement des caractéristiques mécaniques moins intéressantes que les aciers de construction (les alliages sont moins rigides et les céramiques sont plus fragiles), ce qui accentue le phénomène d'usure. La première solution entraîne donc des pièces plus chères et moins résistantes. Ainsi, dans le cas d'un onduleur sous-vide plan, le seul déplacement à assurer est le mouvement vertical des mâchoires qui permet la variation de l'entrefer g_u , et c'est bien la deuxième solution, schématisée dans la figure 1.16, qui est utilisée. Les soufflets travaillent alors en compression / extension selon leur axe de travail, ce qui est représenté dans la figure 4.17(b).

En prenant le design de l'APPLE-II, il faut ajouter au mouvement d'entrefer le déplacement de rangée, c'est-à-dire permettre le déplacement longitudinal d'au moins deux des quatre poutres, et c'est l'existence conjointe de ces deux déplacements orthogonaux l'un par rapport à l'autre qui complique tant la conception des mouvements dans un APPLE-II sous-vide. En effet, si l'on souhaite conserver

des transmissions hors-vide à l'aide de soufflets, cela impose que des soufflets travaillent dans la direction orthogonale à leur axe de travail, ce qui est schématisé dans la figure 4.17(c). Un soufflet n'étant pas conçu pour travailler de cette façon, cette solution n'est envisageable que sur une plage de quelques millimètres, en jouant sur la capacité du soufflet à se déformer, et on prend le risque d'une détérioration rapide du soufflet par fatigue. A titre d'exemple, les soufflets utilisés sur les onduleurs sous-vide plans de SOLEIL sont des soufflets à membrane DN40 de la marque COMVAT, de course longitudinale 20 mm et de course latérale pm 5 mm.

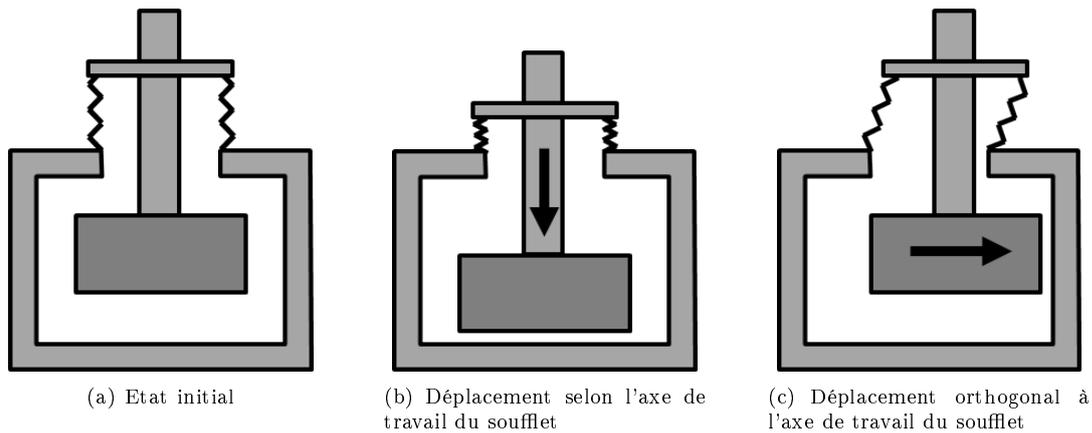


FIGURE 4.17 – Schématisation du travail d'un soufflet selon la direction du déplacement.

Pour chacun des deux mouvements (entrefer et déplacement de rangée), on peut envisager :

- un guidage mécanique et une transmission (moteur et système roue et vis sans fin) hors-vide
- un guidage mécanique sous-vide et une transmission hors-vide
- un guidage mécanique et une transmission sous-vide

Pour le mouvement d'entrefer, il ne semble pas y avoir davantage à chercher une solution autre que celle adoptée sur les onduleurs sous-vide plans : guidage mécanique et transmission hors-vide à l'aide de colonnettes isolées par des soufflets. La question du choix du système de guidage et de transmission ne se pose donc que pour le déplacement de rangée :

- Les systèmes mécaniques compatibles ultra-vide, amagnétiques, et pouvant travailler sous forte charge, sont extrêmement rares et coûteux. Pour s'en affranchir complètement, il faut trouver le moyen de disposer le guidage mécanique, la transmission du mouvement et la motorisation hors-vide. Ceci peut être fait en intercalant entre la mâchoire extérieure et les poutres intérieures deux poutres extérieures, ce qui est schématisé sur la figure 4.18. Chaque poutre extérieure, guidée mécaniquement sur la mâchoire extérieure, transmet le mouvement à la poutre intérieure correspondante par l'intermédiaire de colonnettes. La motorisation se fait quant à elle au niveau des poutres extérieures. La limite de cette solution réside dans le fait que les soufflets entourant les colonnettes doivent absorber des déplacements orthogonaux à leur axe de travail, sous l'effet du déplacement de rangée. Dans le cas du HU34, le déplacement de rangée maximal nécessaire est de 17 mm, ce qui est bien au delà de la déformation acceptable par un soufflet.

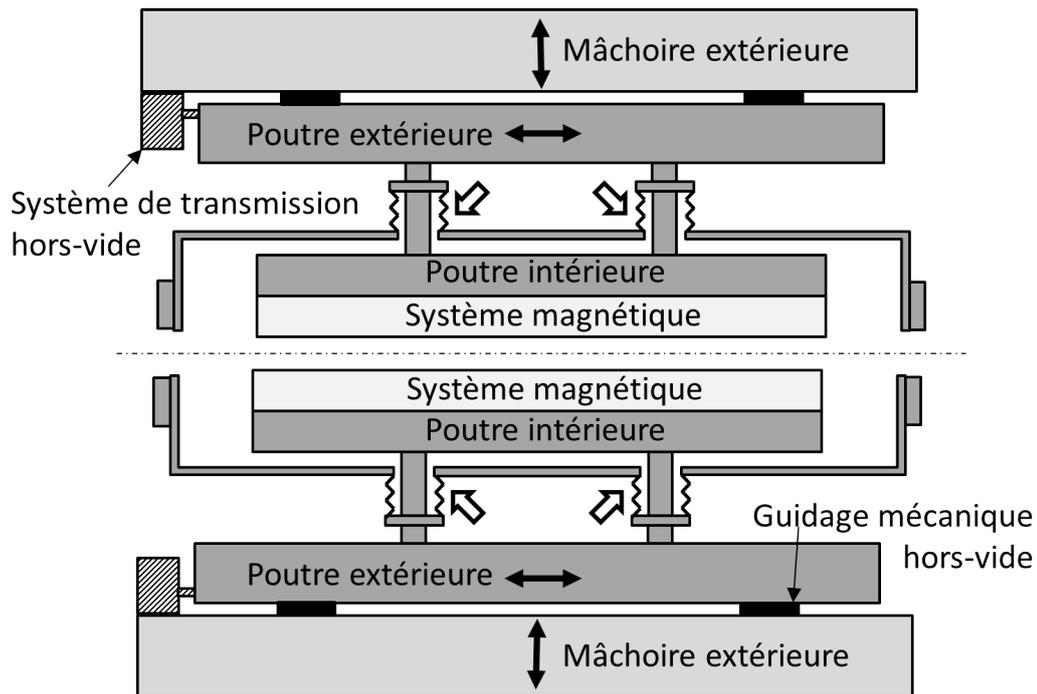


FIGURE 4.18 – Vision schématique des organes mécaniques permettant les mouvements d'un onduleur sous-vide APPLE-II avec entrefer variable et déplacement de rangée, dans le cas d'un guidage mécanique et d'une transmission du mouvement hors-vide. Les flèches pleines représentent les déplacements des pièces et les flèches vident désignent les soufflets pouvant subir une déformation.

- Il est possible de s'affranchir du système de transmission sous-vide tout en conservant le guidage mécanique sous-vide, ce qui est schématisé sur la figure 4.19. Pour cela, il suffit de déplacer l'ensemble {mâchoire extérieure + poutres extérieures} du système précédent à l'intérieur de la chambre à vide. Chaque mâchoire extérieure est alors reliée à une mâchoire intérieure par l'intermédiaire de colonnettes, et les deux poutres intérieures sont guidées sur la mâchoire intérieure. La transmission du déplacement de rangée se fait directement au niveau des poutres intérieures à l'aide de systèmes de transmission placés hors-vide et protégés par des soufflets. Tout comme dans la solution précédente, ces derniers sont amenés à travailler perpendiculairement à la direction pour laquelle ils sont conçus, mais dans cette configuration, ceci a lieu du fait de la variation d'entrefer. Si l'on ambitionne une gamme d'entrefer de 8 à 30 mm, chaque soufflet doit accepter un déplacement de 11 mm dans la direction perpendiculaire à son axe de travail, ce qui est une fois de plus supérieur à ce qu'il tolère.

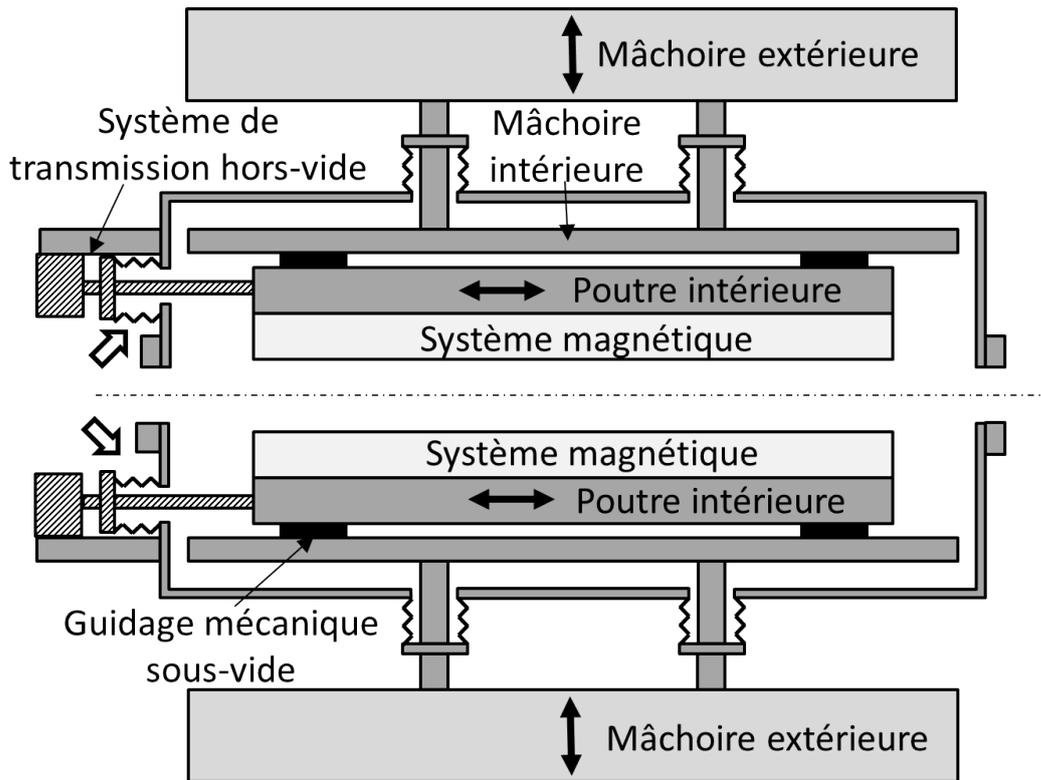


FIGURE 4.19 – Vision schématique des organes mécaniques permettant les mouvements d'un onduleur sous-vide APPLE-II avec entrefer variable et déplacement de rangée, dans le cas d'un guidage mécanique sous-vide et d'une transmission du mouvement hors-vide. Les flèches pleines représentent les déplacements des pièces et les flèches vides désignent les soufflets pouvant subir une déformation.

- La troisième solution consiste à opter pour un double système sous-vide (guidage et transmission du déplacement de rangée), ce qui est schématisé dans la figure 4.20. En partant de la solution précédente, il suffit de placer les systèmes de transmission à l'intérieur de la chambre à vide, ce qui supprime les soufflets qui posaient problème dans la solution précédente. Cette solution est donc viable, à condition de trouver un guidage, un système de transmission et une motorisation compatibles ultra-vide, amagnétiques, et pouvant travailler sous des charges importantes, ce qui est quasiment exclu.

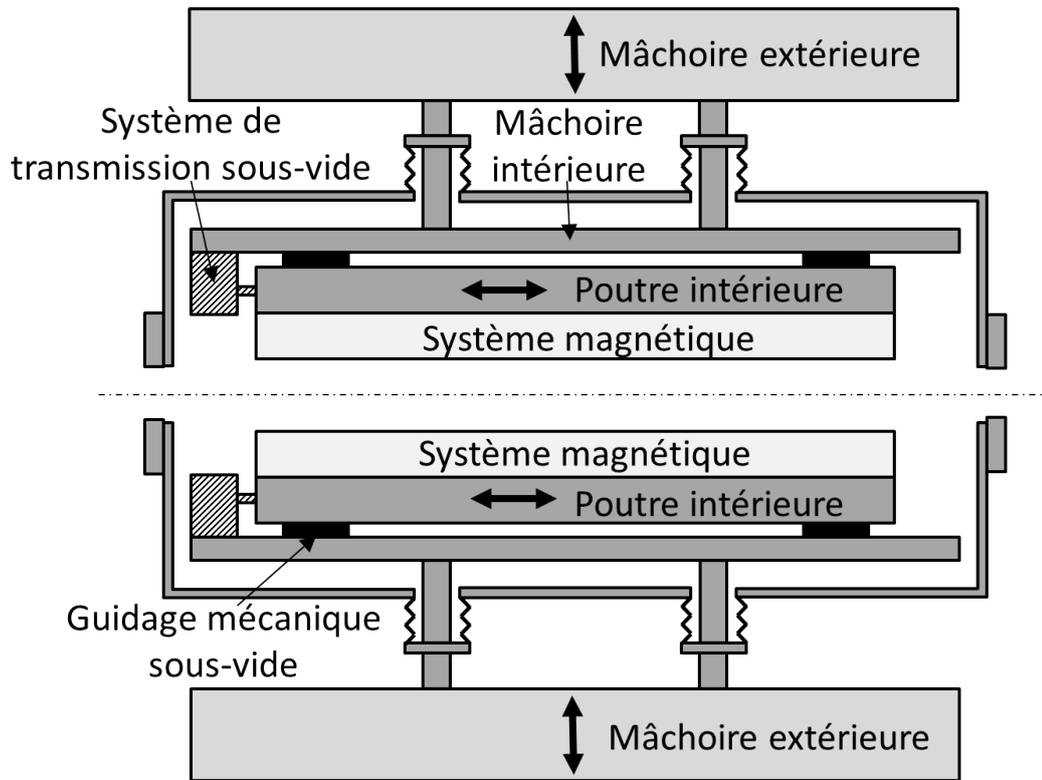


FIGURE 4.20 – Vision schématique des organes mécaniques permettant les mouvements d'un onduleur sous-vide APPLE-II avec entrefer variable et déplacement de rangée, dans le cas d'un guidage mécanique et d'une transmission du mouvement sous-vide. Les flèches pleines représentent les déplacements des pièces.

La conclusion de cette étude est qu'il n'est a priori pas possible de concevoir un onduleur APPLE-II sous-vide combinant mouvement d'entrefer et déplacement de rangée, sans avoir recours à des guidages mécaniques et des systèmes de transmission, compatibles ultra-vide.

Adaptation d'impédance

Dans le cas d'un onduleur sous-vide plan, le système d'adaptation d'impédance est composé d'une feuille de cuivre-nickel (le "liner") placée sur chaque poutre intérieure, directement sur les aimants, et de deux feuilles de cuivre (les transitions ou "tapers") fixées aux extrémités des poutres et aux ouvertures de la chambre à vide. La feuille de cuivre-nickel, qui joue également un rôle de protection des aimants par dissipation thermique, est plaquée naturellement sur les aimants, le nickel étant ferromagnétique. Les transitions sont quant à elles fixées à leurs extrémités, et tendues à l'aide d'un système à ressorts. Ce dispositif compense l'allongement de la feuille provoquée par la variation d'entrefer et permet donc de conserver la tension dans la feuille.

Si l'on souhaite adapter la technologie sous-vide au design de l'APPLE-II, il est nécessaire de mettre en place un système similaire d'adaptation d'impédance, mais le fait d'avoir sur chaque mâchoire, non pas une, mais deux poutres complique fortement la tâche.

Liner Comme le montre la figure 4.21(a), il n'est pas possible de se contenter de plaquer une feuille de cuivre nickel sur chaque poutre, parce qu'il résiderait une zone non recouverte à l'interface entre deux poutres adjacentes. Hors c'est cette zone qui est la plus proche de l'axe de l'onduleur et donc, la plus sujette à perturber le faisceau du fait des courants image. Une solution envisageable, schématisée dans la figure 4.21(b), consisterait à ce que l'une des deux feuilles recouvre l'autre.

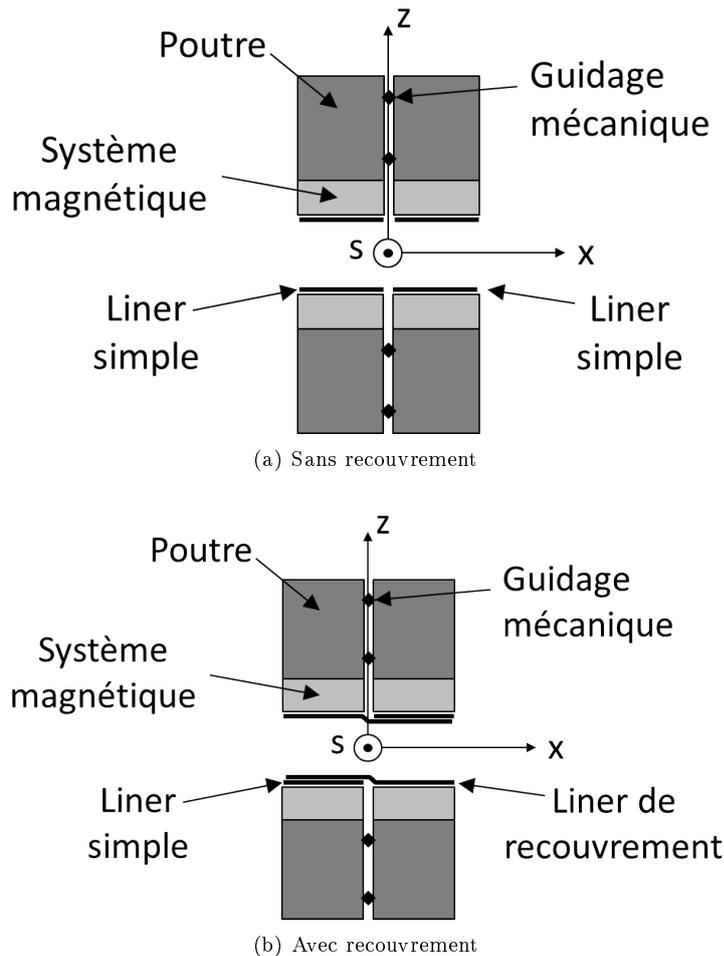


FIGURE 4.21 – Schématisation de deux dispositions envisageables pour adapter les liners au design de l'APPLE-II. Le recouvrement permet de ne pas laisser une partie des poutres découverte autour de l'axe de l'onduleur.

On conclue cependant rapidement que cette proposition n'est pas viable :

- le liner de recouvrement est fixé sur toute sa longueur, mais uniquement d'un côté (du côté des x positifs sur la figure 4.21(b)). Rien ne l'empêche donc mécaniquement de s'écarter des aimants de l'autre côté, ce qui n'est pas envisageable. Ceci rendrait en effet possible le contact du faisceau avec le liner, ce qui détruirait ce dernier.
- pour s'affranchir de ce problème de fixation, on peut imaginer utiliser la force magnétique pour plaquer le liner de recouvrement sur le liner simple, par exemple en choisissant du cuivre-nickel comme matériau. On serait alors confronté à un problème de frottement entre les deux liners, qui empêcherait l'un de glisser sur l'autre de façon à suivre le déplacement de rangée.

Transitions Les transitions soulèvent également le problème de recouvrement à l'interface entre deux poutres adjacentes, déjà rencontré pour les liners. A cette difficulté, il faut en ajouter une deuxième résultant directement du principe des transitions, schématisé dans la figure 4.22. Les transitions sont constituées de deux feuilles de cuivre, chacune étant suspendue à ses extrémités à la poutre intérieure d'une part, et à l'ouverture (en entrée ou en sortie) de la chambre à vide d'autre part. Comme cette ouverture est fixe mais que la poutre intérieure est mobile avec l'entrefe, la longueur de la feuille de cuivre est amenée à varier légèrement avec ce dernier, ce qui n'est pas souhaitable : on risque d'endommager la feuille au-delà d'un certain allongement et inversement, si elle est trop détendue, la feuille risque de

se plier, ce qui l'empêcherait de jouer son rôle d'adaptation d'impédance. Pour corriger ce problème, la feuille est fixée sur une pièce mobile et tendue avec des ressorts. La continuité électrique est assurée par une lamelle qui se déforme dans une gorge. La valeur d'entrefer pour laquelle la feuille est horizontale correspond à la configuration dite de repos, représentée dans la figure 4.22, dans laquelle les ressorts sont le moins comprimés et les lamelles de contact sont enfoncées au maximum dans les gorges.

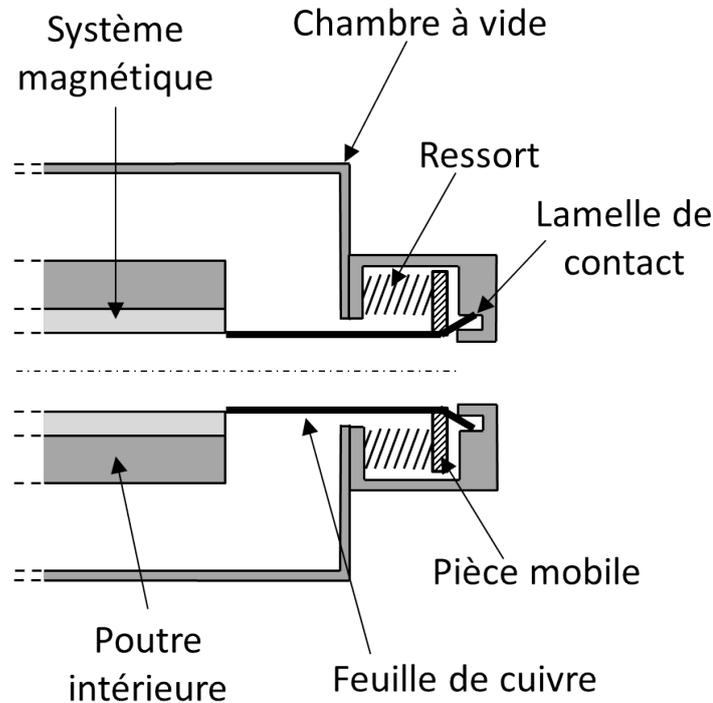


FIGURE 4.22 – Vision schématique des pièces constituant une transition. Le réglage de l'entrefer est tel que l'onduleur est en configuration de repos (les feuilles de cuivre sont horizontales).

La figure 4.23 schématise la compression des ressorts qui résulte d'une valeur d'entrefer autre que celle de la configuration de repos. Les lamelles ne sont alors plus enfoncées au fond des gorges, mais légèrement en retrait. Pour que le contact entre lamelles et gorges soit correct, le déplacement autorisé par ce système est de l'ordre du millimètre. A titre d'exemple, pour les onduleurs sous-vide de SOLEIL, la valeur d'entrefer correspondant à la configuration de repos est de 10 mm, la longueur de la feuille de cuivre est de 100 mm et la plage d'entrefers va de 5.5 mm à 30 mm, ce qui entraîne un déplacement maximal de la pièce mobile de 0.5 mm.

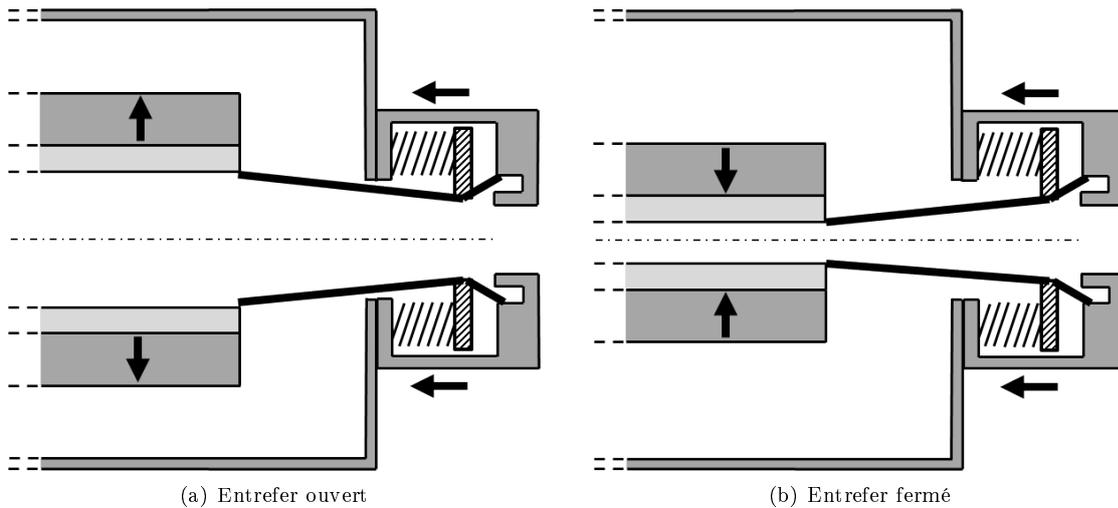


FIGURE 4.23 – Vision schématique du fonctionnement d’une transition suite à une variation de l’entrefer.

On comprend donc que ce système de transition n’est pas directement applicable à une poutre subissant un déplacement de rangée : comme le schématise la figure 4.24, à un entrefer donné, le déplacement de la pièce mobile est identique au déplacement de rangée. Or dans le cas du HU34, cette valeur peut atteindre 17 mm, ce qui est bien au-delà de la valeur limite admissible par le système à lamelles.

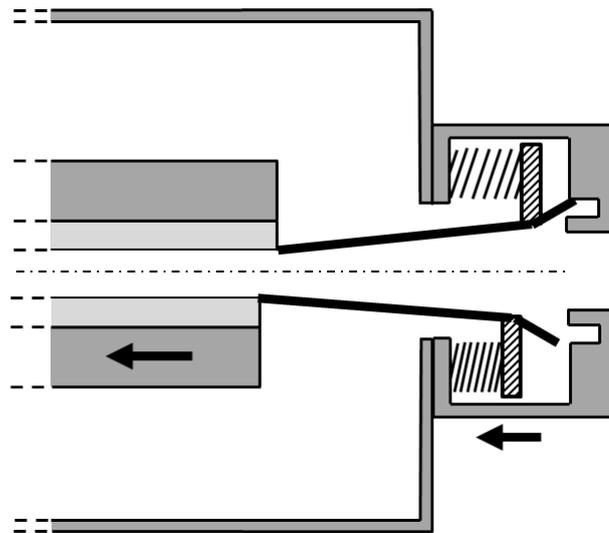


FIGURE 4.24 – Vision schématique de la difficulté à adapter les transitions à un onduleur permettant un déplacement de rangée. Le déplacement trop important fait sortir la lamelle de sa gorge.

4.3.3 Pilotage de l’onduleur APPLE-II sous-vide à entrefer fixe

La compensation des forces magnétiques entre poutres, la conception des mouvements sous-vides et celle des systèmes d’impédance constituent donc des problématiques très complexes si l’on veut concevoir un onduleur APPLE-II sous-vide. S’affranchir du mouvement d’entrefer permettrait de résoudre en grande partie les deux premières difficultés : on obtiendrait plus facilement un châssis rigide capable de supporter les forces magnétiques d’une part, et les seuls mouvements à gérer seraient les déplacements longitudinaux des poutres d’autre part, ce qui est facilement réalisable en optant pour des transmissions et motorisations hors-vide isolées par des soufflets. Il paraît donc opportun d’exploiter le pilotage à entrefer fixe expliqué

dans la section 3.5.2.

Application du concept d'entrefer fixe pour un APPLE-II sous-vide

Le choix d'un design à entrefer fixe permet de résoudre les difficultés techniques résultant des forces magnétiques et de la nécessité de gérer deux mouvements orthogonaux l'un à l'autre dans un environnement sous-vide. En contrepartie, ce choix nécessite une modification majeure de la conception même de l'onduleur puisque la chambre à vide joue dès lors également le rôle de châssis, ce que schématise la figure 4.25 : en effet, les guidages mécaniques des poutres sont directement fixés sur la chambre à vide. Ceci implique une limitation d'accès aux poutres et au système magnétique qui complique grandement l'assemblage, l'optimisation et les mesures magnétiques de l'onduleur. On peut envisager d'introduire des ouvertures latérales sur la chambre à vide afin d'accéder aux aimants pour assembler et optimiser l'onduleur. Il est en revanche impossible d'étendre cet accès latéral sur toute la longueur de l'onduleur parce que ça fragiliserait mécaniquement la chambre à vide qui ne pourrait plus remplir son rôle de châssis. Il faut donc repenser la méthode de mesures magnétiques, c'est-à-dire abandonner le banc de mesure extérieur à l'onduleur avec une sonde à accès latéral au profit d'un banc embarqué à l'intérieur de la chambre à vide. On note enfin que cette solution ne corrige pas la totalité des difficultés énumérées précédemment puisque les guidages mécaniques des poutres sont toujours situés dans un environnement sous-vide.

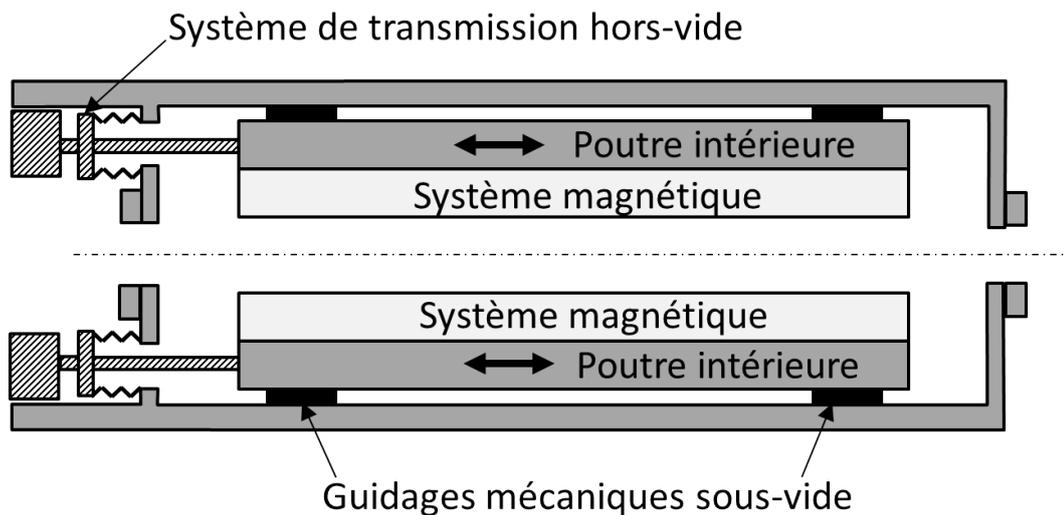


FIGURE 4.25 – Vision schématique des organes mécaniques permettant les mouvements des poutres d'un onduleur sous-vide APPLE-II à entrefer fixe. Les guidages mécaniques sont placés sous-vide tandis que les transmissions des mouvements sont installées hors-vide. On note l'absence de soufflet susceptible de subir une déformation.

4.3.4 Adaptation d'impédance dans le cas d'un onduleur APPLE-II sous-vide à entrefer fixe

Le choix de piloter l'onduleur APPLE-II sous-vide à entrefer fixe en simplifie donc la conception mécanique, mais ne résout cependant pas les difficultés liées aux systèmes d'adaptation d'impédance décrites au chapitre 4.3.2 : recouvrement du liner entre deux poutres adjacentes et système de transition s'adaptant au déplacement longitudinal des poutres. Une solution alternative envisageable est schématisée dans la figure 4.26. Elle consiste à remplacer le liner et les transitions par un guide d'onde de dimensions fixes placé à l'intérieur des mâchoires. Étant situé à l'intérieur de la chambre à vide, ce dispositif ne serait pas soumis à un différentiel de pression et ne nécessiterait donc pas un dimensionnement important. Là où il est difficilement envisageable de réduire l'épaisseur d'une chambre à vide classique à moins de 1 mm

parce qu'elle doit supporter un différentiel de pression de l'ordre de la pression atmosphérique, on pourrait imaginer ici utiliser un tube de section rectangulaire fabriqué dans une tôle d'acier inoxydable de 200 ou 300 μm d'épaisseur. Pour permettre le mouvement des poutres sans toucher le guide d'onde, il faut prévoir un jeu entre ce dernier et le système magnétique fixé sur la poutre. En soutenant le guide d'onde latéralement sur la chambre à vide à plusieurs positions longitudinales, il est possible de contraindre et contrôler précisément la flèche du guide d'onde. On peut alors envisager un jeu de 0,1 mm. La table 4.5 résume l'augmentation d'entrefer magnétique provoquée à une ouverture physique donnée par chaque élément du système d'impédance quand il est constitué de liners ou d'un guide d'onde. On note que cette augmentation est plus grande de 0,6 mm avec le système de guide d'onde par rapport à la solution classique avec liners. Malgré cela, la solution guide d'onde permet de réduire l'entrefer à 5,9 mm pour une ouverture physique de 5,3 mm, alors que l'on peut difficilement fermer l'entrefer d'un onduleur APPLE-II hors-vide à moins de 11 mm, compte-tenu de l'épaisseur de la chambre à vide.

TABLE 4.5 – contributions à la réduction d'entrefer des différents éléments du système d'adaptation d'impédance pour la solution classique avec liner et pour la solution avec guide d'onde.

Élément	Valeur (mm)	Contribution à l'augmentation d'entrefer magnétique (mm)	Augmentation d'entrefer magnétique (mm)	
			solution classique	solution guide d'onde
Épaisseur Liner	0,1	$2 \times 0,1 = 0,2$	0,2	-
Épaisseur Guide d'onde	0,3	$2 \times 0,3 = 0,6$	-	0,6
Jeu entre liner et système magnétique	0	0	0	-
Jeu entre guide d'onde et système magnétique	0,1	$2 \times 0,1 = 0,2$	-	0,2
Total			0,2	0,8

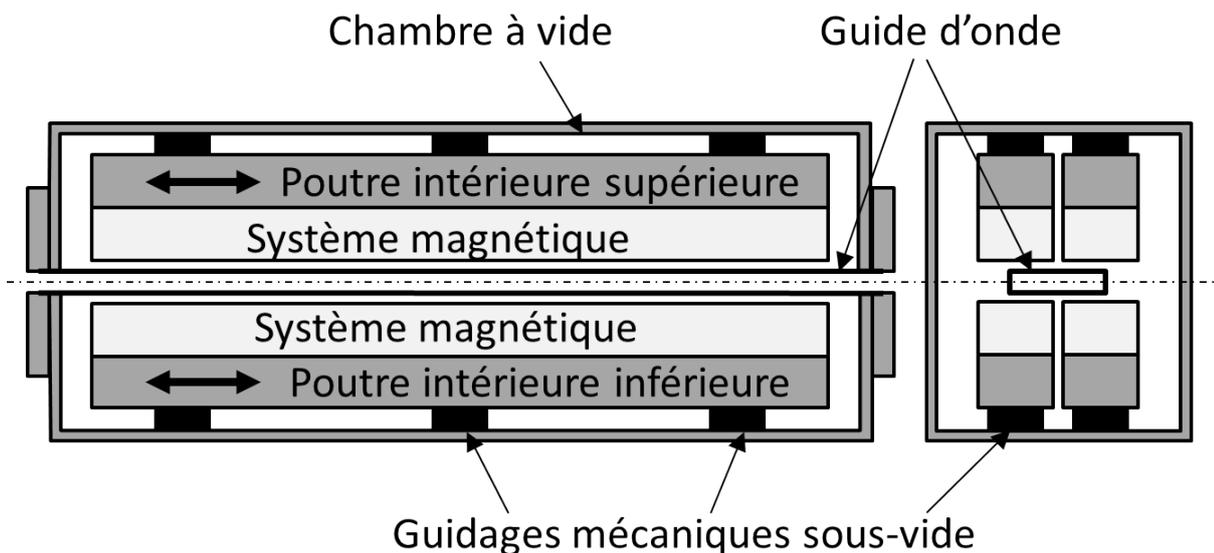


FIGURE 4.26 – Vue schématique du remplacement des systèmes classiques d'adaptation d'impédance (liner et transitions) par un guide d'onde installé à l'intérieur de la chambre à vide d'un onduleur APPLE-II sous-vide piloté à entrefer fixe.

4.4 Conclusion

La technologie sous-vide abordée dans ce chapitre permet de réduire l'entrefer au-delà des limites imposées par l'épaisseur de la chambre à vide, ce qui augmente considérablement le champ que peut générer un onduleur puisque la variation du champ est exponentielle avec l'entrefer.

Cette technologie est aujourd'hui couramment mise en œuvre sur des onduleurs plans et implique de nombreuses difficultés de part les efforts mis en jeu d'une part, et d'autre part l'impossibilité de mesurer l'onduleur en présence de la chambre à vide, à moins de concevoir et construire une chambre à vide dédiée servant de banc de mesure.

Adapter la technologie sous-vide à un onduleur APPLE-II aboutirait à un dispositif extrêmement novateur et polyvalent mais ferait apparaître de nombreuses difficultés qui combindraient celles des onduleurs APPLE-II (déformations des supports d'aimants, complexité de l'optimisation à cause de la gestion des modes de pilotage...) et celles des onduleurs sous-vide (efforts très grands entre poutres, complexité d'assemblage, limitation à la mesure magnétique...).

Plus que tout, la nécessité de permettre et motoriser dans l'environnement ultra-vide les deux mouvements orthogonaux que sont l'entrefer et le déplacement de rangée semble extrêmement contraignante.

Une voie à suivre pourrait consister à exploiter la capacité qu'a un onduleur APPLE-II à pouvoir être piloté uniquement par des déplacements longitudinaux des poutres, ce qui permet de s'affranchir du mouvement d'entrefer. En plus de contourner le problème des deux mouvements orthogonaux, cette piste simplifierait énormément la conception du châssis et permettrait également de simplifier le système d'adaptation d'impédance. De nombreuses problématiques demeurent cependant, comme l'accès aux aimants pour réaliser l'optimisation magnétique de l'onduleur, et la démarche à suivre pour en réaliser les mesures magnétiques.

Chapitre 5

Applications aux Lasers à Electrons Libres compacts

En sortie d'accélérateur, les onduleurs permettent de forcer les électrons à émettre du rayonnement synchrotron à la longueur de résonance λ_1 et sur ses harmoniques λ_n . Lorsque le gain est suffisamment élevé dans l'onduleur, l'émission devient cohérente et l'intensité du rayonnement peut croître de façon exponentielle le long de l'onduleur : c'est le principe du Laser à Électrons Libres (LEL), expliqué au chapitre 1.5.1.

Les utilisateurs actuels de rayonnement sont demandeurs d'impulsions de plus en plus brèves et à des longueurs d'onde de plus en plus courtes. Pour suivre cette tendance, comme $\lambda_1 = \frac{\lambda_w}{2\gamma^2}(1 + K^2/2)$, il faut augmenter l'énergie des électrons en sortie d'accélérateur et raccourcir la période des onduleurs tout en y maintenant un champ élevé.

Mais pour atteindre des énergies plus élevées, les accélérateurs RF s'allongent. De même que la longueur de saturation, et donc la longueur des onduleurs, pour générer de courtes longueurs d'ondes. La communauté LEL propose donc depuis une dizaine d'années, de nouveaux schémas de LEL pour aboutir aux mêmes résultats avec des installations plus compactes. La première voie vers plus de compacité est l'injection, la seconde est la cascade. Ces schémas ont été détaillés en introduction.

Nous allons ici illustrer l'utilité des onduleurs à courte période et fort champ dans le cas de deux LEL : celui (existant) de SPARC et celui (en projet) de LUNEX5.

5.1 Application au LEL de SPARC

5.1.1 Le LEL de SPARC

L'ensemble SPARC a été introduit au chapitre 1.6.2. Le schéma général du LEL de SPARC est présenté en figure 5.1.

L'accélérateur

L'accélérateur de SPARC est un LINAC constitué d'un photo-injecteur, d'un solénoïde de compensation d'émittance et de trois cavités accélératrices. Les électrons peuvent être portés à une énergie de 150 à 200 MeV. En sortie du LINAC, plusieurs diagnostics ont été mis en place afin de caractériser le faisceau : mesure de charge, d'émittance, de longueur de paquet, de dispersion en énergie et des dimensions transverses. La plupart des paramètres sont ajustables via le réglage de l'impulsion laser au niveau du photo-injecteur et des sections accélératrices, et sont donc ajustés en fonction des besoins spécifiques de chaque expérience.

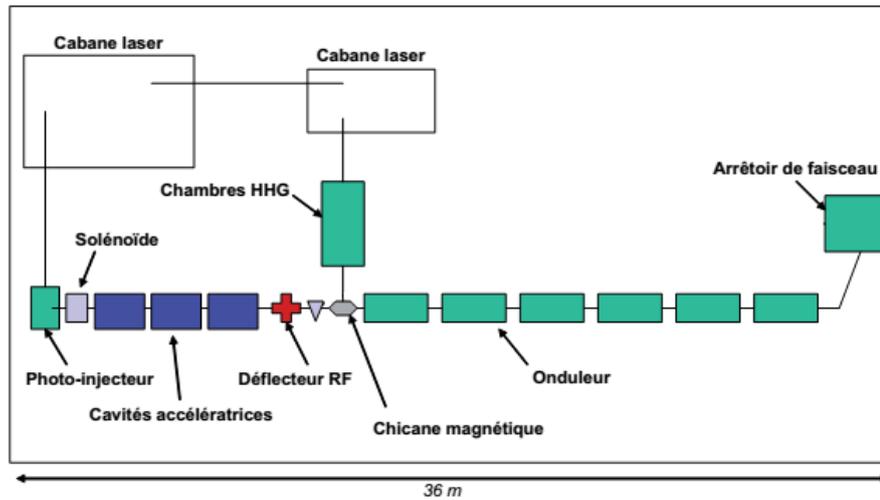


FIGURE 5.1 – Schéma de principe du LEL de SPARC.

L'onduleur

L'onduleur de SPARC est un onduleur plan qui a été fabriqué par la société ACCEL (Allemagne). Il est constitué de six sections dont l'entrefer peut être varié indépendamment. Ces six sections indépendamment ajustables constituent le point fort du LEL de SPARC, permettant une grande diversité d'expériences, comme nous allons le voir. Les caractéristiques principales de chaque section sont données dans le tableau 5.1.

TABLE 5.1 – Caractéristiques de l'onduleur de SPARC.

Paramètre	Unité	Valeur
Nombre de sections	-	6
Nombre de périodes par section	-	77
Période spatiale	cm	2.8
Longueur d'une section	m	2.156
Espace entre les sections	m	0.36
Entrefer (nom/min/max)	cm	0.87 / 0.6 / 2.5
Paramètre de déflexion (nom/max)	-	2.145 / 2.9

Les sources d'injection

Le LEL de SPARC peut fonctionner en mode SASE et en mode injecté. Afin de pouvoir injecter une source dans la première section d'onduleur, un dispositif dédié a été étudié en collaboration avec l'équipe LEL du CEA-Saclay. Il fut mis en place en 2006. Ce dispositif est constitué d'un laser Ti :Sa à 800 nm (2.5 mJ/impulsion à 10 Hz, durée des impulsions : 120 fs-FWHM), d'un milieu non-linéaire pour la génération d'harmoniques de ce laser, d'une ligne de transport optique pour la focalisation et l'alignement de la source à injecter.

Grâce à ce dispositif, il est possible d'injecter plusieurs types de sources : l'harmonique 2 du laser à 400 nm obtenue par doublement de fréquence dans un cristal, les harmoniques 3 et 5 du laser à 266 et 160 nm obtenues par génération d'harmoniques dans un jet de gaz (HHG). Les caractéristiques de ces différentes sources sont résumées dans le tableau 5.2.

TABLE 5.2 – Caractéristiques des sources d’injection de SPARC.

Type de source	Longueur d’onde [nm]	Energie/impulsion [μJ]
Laser + cristal	400	150
Laser + HHG	266	1
Laser + HHG	160	0.5

Le diagnostic de rayonnement du LEL

Le diagnostic principal du rayonnement généré dans l’onduleur est un spectromètre sous vide développé au Laboratoire LUXOR (Padoue, Italie) [167, 168]. Le rayonnement est transporté à l’aide d’un miroir jusqu’à la fente d’entrée du spectromètre. Cette fente est de largeur variable, pour optimiser la résolution. Les optiques dans le spectromètre permettent ensuite de disperser le rayonnement dans le plan horizontal et d’imager dans le plan vertical, le tout sur une caméra CCD sensible dans l’UV (Versarray, 1300B Princeton Instruments). Le résultat de la mesure est donc une image 2D donnant sur l’axe horizontal la distribution spectrale du rayonnement, et sur l’axe vertical la distribution verticale du rayonnement à l’entrée du spectromètre. Trois réseaux différents peuvent être utilisés, offrant ainsi une large gamme de mesure, allant de 50 à 550 nm.

5.1.2 Application au LEL de SPARC en mode SASE

Le LEL de SPARC a d’abord été testé dans le mode le plus simple : le mode SASE [169]. Les expériences ont commencé en 2009 et se sont principalement déroulées entre 2010 et 2011. J’ai eu le privilège de pouvoir participer à trois expériences au cours de l’année 2010.

Pour ces mesures en mode SASE, le faisceau utilisé a les caractéristiques résumées dans le tableau 5.3.

TABLE 5.3 – Caractéristiques du faisceau d’électrons en sortie du LINAC de SPARC pour l’opération du LEL en mode SASE.

Paramètre	Unité	Symbole	Valeur
Energie	MeV	E_e	150
Charge	pC	Q_e	400
Durée des paquets	ps-rms	σ_s	2.6
Courant crête	A	\hat{I}_e	53
Dispersion en énergie projetée	-	σ_e	9×10^{-4}
Dispersion en énergie par tranche	-	σ_{e-s}	2×10^{-4}
Emittance horizontale projetée	mm.mrad-rms	ϵ_{N_x}	2.5
Emittance verticale projetée	mm.mrad-rms	ϵ_{N_z}	2.9

Le gap de l’onduleur est ajusté pour obtenir la résonance à $\lambda_1=500$ nm. Le paramètre de déflexion de l’onduleur a alors pour valeur $K=2.07$. Le faisceau d’électrons est transporté dans les sections de l’onduleur selon une maille FODO (Focussing - Defocussing). La focalisation verticale est assurée par l’onduleur, tandis que la focalisation horizontale est assurée par des quadrupôles situés entre chaque section d’onduleur. Dans ces conditions, les fonctions β_x et β_z moyennes sont de l’ordre de 1.5 m et la taille transverse du faisceau est de l’ordre de 120 μm -rms le long de l’onduleur.

Evolution de l'énergie par impulsion le long de l'onduleur

L'évolution de l'énergie de l'impulsion le long des sections de l'onduleur a pu être mesurée en fermant une à une les sections d'onduleur. Les énergies mesurées à la longueur d'onde fondamentale et sur la troisième harmonique du LEL sont illustrées en figure 5.2. Chaque point représente une mesure moyennée sur 20 tirs. Les barres d'erreurs correspondent aux variations rms d'un tir à l'autre.

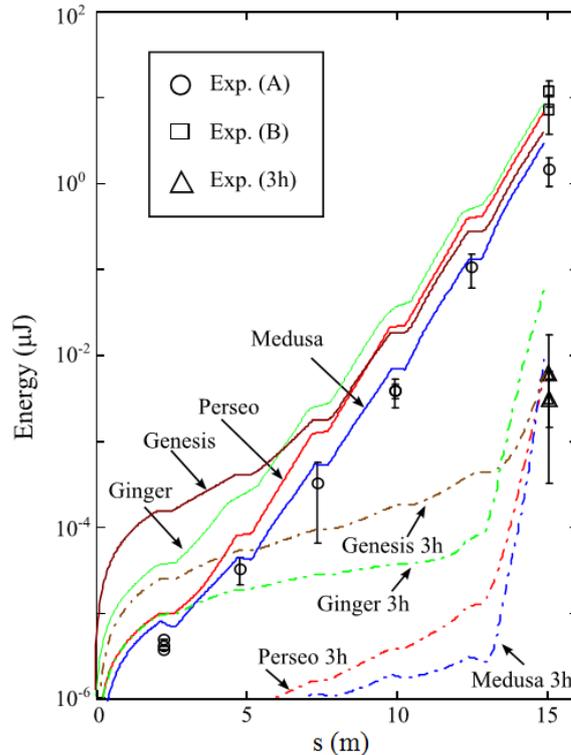


FIGURE 5.2 – Energie par impulsion en fonction de la position longitudinale le long de l'onduleur. Les symboles en noir représentent les données mesurées à la longueur d'onde fondamentale. Set (A) cercles : énergie sur la fondamentale (moyenne sur 20 tirs) avant optimisation. Set (B) carrés : énergie sur la fondamentale (moyenne sur 50 tirs) après ajustement du laser par rapport à la phase d'injection. Set (3h) triangles : énergie de la troisième harmoniques. Les barres d'erreur correspondent aux variations rms tir à tir. Traits continus : simulations obtenues pour la fondamentale avec PERSEO (rouge), GENESIS (marron), MEDUSA (bleu) et GINGER (vert). Traits pointillés : simulations pour la troisième harmonique, même code couleur.

Après avoir fermé toutes les sections de l'onduleur au gap nominal, l'énergie en sortie a été optimisée en variant la phase relative entre le laser du photo-injecteur et les champs RF accélérateurs. Une amélioration d'un ordre de grandeur a ainsi été obtenue. Au final, l'amplification mesurée sur la fondamentale était de l'ordre de 10^7 , avec une longueur de gain estimée de 0.7 m.

D'après les simulations numériques, l'énergie à saturation est de l'ordre de 0.1 mJ. L'énergie maximum mesurée était de 0.01 mJ, correspondant au niveau attendu à deux longueurs de gain avant la saturation.

L'énergie par impulsion mesurée a été comparée aux résultats de simulations à l'aide de divers codes : PERSEO [82], GENESIS, MEDUSA et GINGER, comme illustré en figure 5.2. Toutes les simulations ont été effectuées en supposant que le faisceau avait les caractéristiques mesurées résumées dans le tableau 5.3. Tous les codes prévoient la même longueur de gain et les énergies rayonnées sont comparables à partir de la troisième section d'onduleur. L'écart constaté entre les codes au-delà de la première section peut s'expliquer par la différence de modélisation du mode transverse du champ rayonné. L'écart constaté au

niveau de la première section s'explique lui par la différence de modélisation de l'émission spontanée.

Evolution du spectre le long de l'onduleur

L'évolution de la largeur de raie en fonction de la position le long de l'onduleur est présentée en figure 5.3. Les spectres ont été mesurés à deux mètres environ de la dernière section de l'onduleur. Les simulations ont été effectuées toujours à l'aide des quatre codes : PERSEO, GENESIS, MEDUSA et GINGER. Comme dans le cas de l'énergie par impulsion, un bon accord est obtenu entre simulation et expérience à partir de la troisième section, toujours en raison des différences de modélisation de l'émission spontanée, prédominante en début d'onduleur.

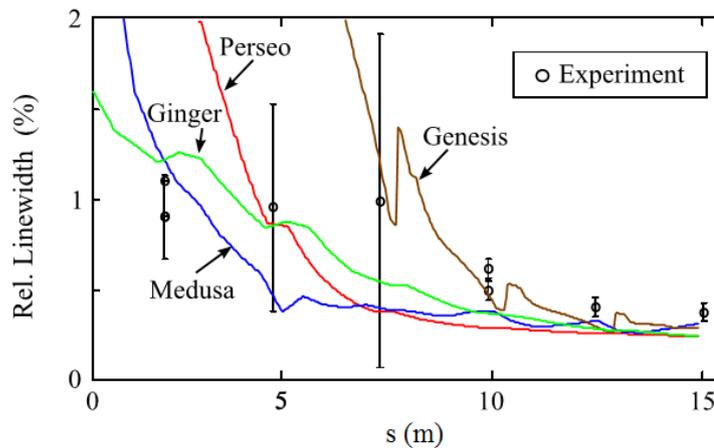


FIGURE 5.3 – Largeur de la raie fondamentale en fonction de la position le long de l'onduleur. Cercles noirs : expérience. Lignes continues : simulation à l'aide de PERSEO (rouge), GENESIS (marron), MEDUSA (bleu), GINGER (vert). Les barres d'erreur représentent la variation rms tir à tir sur 50 tirs.

Une vue de l'évolution du spectre au fur et à mesure du processus d'amplification exponentielle est donnée en figure 5.4. L'axe vertical correspond à la distribution spatiale verticale du rayonnement au niveau de la fente d'entrée dans le spectromètre. L'axe horizontal correspond à la distribution spectrale du rayonnement. Les spectres ont été enregistrés au cours d'une expérience différente, mais les paramètres faisceaux étaient très similaires à ceux du tableau 5.3. Les six spectres présentés ont été obtenus en accordant un nombre croissant de sections d'onduleur en partant de la dernière section. Cette méthode permet de mesurer le spectre en sortie d'onduleur sans modifier la géométrie de la détection. Les spectres obtenus avec plus de deux sections accordées (2 à 6 sections) ont été enregistrés avec un seul tir. La structure typique du spectre en mode SASE, avec des spikes, est visible dès l'utilisation de deux sections d'onduleur.

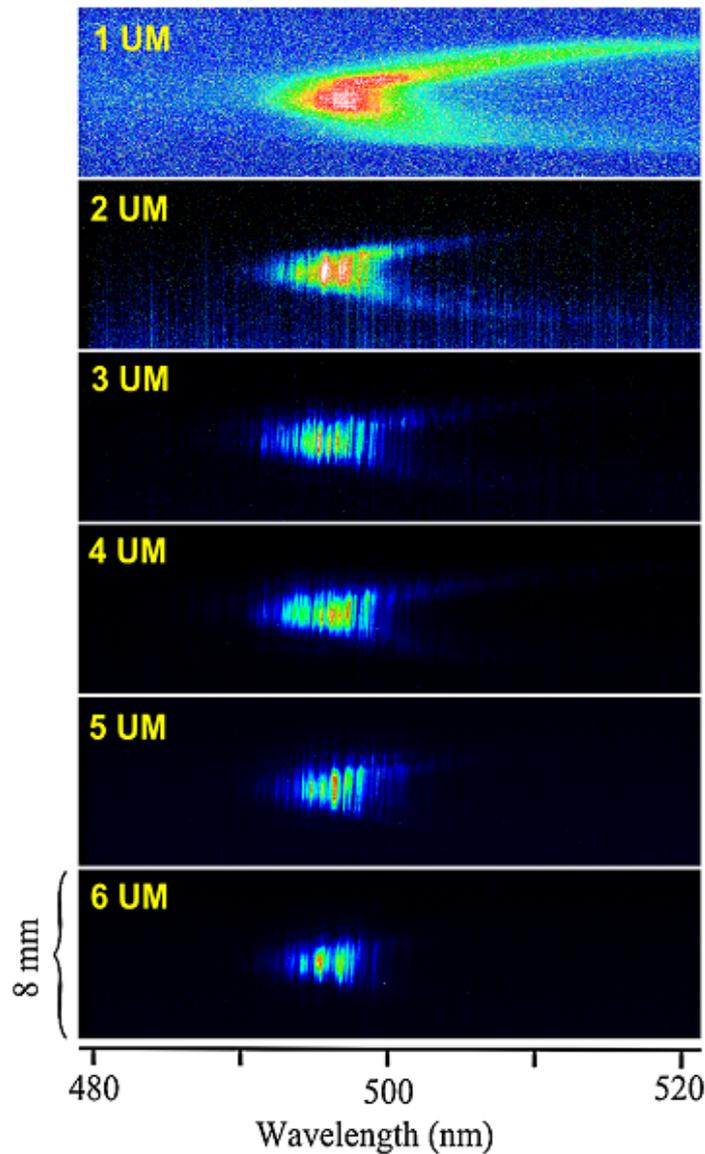


FIGURE 5.4 – Evolution du spectre au cours de l’amplification. Le nombre de sections d’onduleur fermées est indiqué dans le coin en haut à gauche de chaque image : UM (Undulator Module) correspond à une section d’onduleur. Image du spectromètre de SPARC. L’axe vertical représente la direction verticale z .

Cette expérience a donc permis de caractériser le rayonnement du LEL de SPARC en mode SASE à 500 nm. Une amplification d’un facteur 10^7 a été mesurée pour une longueur de gain de l’ordre de 0.7 m. La modularité de l’onduleur (six sections indépendamment ajustables) a permis d’étudier le processus d’amplification du LEL du point de vue de l’intensité du rayonnement et de la structure spectrale.

D’autre part, les mesures expérimentales sont en bon accord avec les diverses simulations effectuées, ce qui fut encourageant pour la préparation d’expériences plus élaborées.

5.1.3 Application au LEL de SPARC en mode SASE avec utilisation du taper

Temporellement, une impulsion LEL en mode SASE est constituée d'un train de spikes décorrélés de la longueur du paquet d'électrons. La cohérence longitudinale est donc faible. Celle-ci peut-être améliorée de diverses façons.

Outre l'injection, une méthode consiste à opérer le LEL en mode single-spike. Dans ce cas, le processus de LEL ne se fait que sur une toute petite portion du paquet d'électrons, la longueur de coopération ($\lambda_1/(4\pi\rho)$). La limitation du processus à cette courte longueur peut se faire par manipulation de l'espace des phases, de sorte que lorsque l'impulsion LEL sort d'une zone précise du paquet d'électrons, le gain se dégrade et l'intensité de l'onde décroît fortement. Cette méthode est efficace mais limite l'intensité en sortie de l'impulsion LEL, en raison de la faible charge utilisée dans le processus. En créant une corrélation linéaire entre le gain et la position longitudinale le long du paquet d'électrons, il est possible de maintenir le processus d'amplification sur une fenêtre très étroite, qui se déplace en même temps que l'impulsion LEL le long du paquet. Ce schéma combine une dépendance linéaire de l'énergie des électrons le long du paquet, ou "chirp", avec un taper fin le long de l'onduleur [170].

Association du "chirp" et du "taper"

Le chirp en énergie permet de faire varier la fréquence de résonance le long du paquet d'électrons. La lumière se déplace plus vite que les électrons et glisse le long du paquet d'électrons dans l'onduleur : c'est ce qu'on appelle le slippage. De sorte qu'une onde initialement et localement à la fréquence de résonance des électrons, se retrouverait au bout de quelques périodes dans l'onduleur désaccordée avec les nouveaux électrons qu'elle rencontre. Ceci peut être compensé par un taper judicieux sur l'onduleur, qui maintient la condition de résonance en variant localement le paramètre K . Le schéma de principe de cette technique est illustré en figure 5.5.

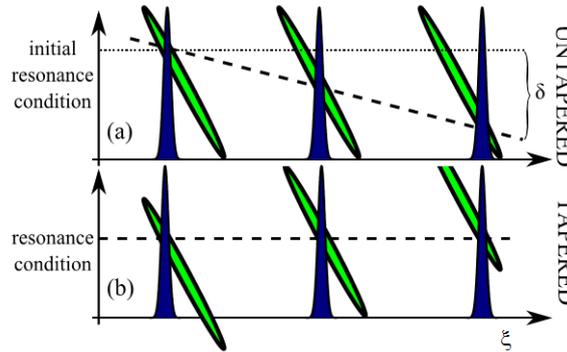


FIGURE 5.5 – Propagation d'un spike (bleu) développé à l'arrière d'un paquet d'électron chirpé (à dérive de fréquence) (vert) dans le cas d'un onduleur (a) sans taper et (b) avec taper. Les axes verticaux indiquent la condition de résonance en fonction de la position relative entre le spike et les électrons. Dans le cas (a), le slippage envoie le spike dans une zone hors résonance. Dans le cas (b), la condition de résonance est préservée.

Dans le cas d'un chirp linéaire, l'énergie d'un électron à la position longitudinale s dans le référentiel lié au paquet en mouvement dans l'onduleur, peut s'écrire de la manière suivante :

$$\gamma_e(\xi) = \gamma_e(\xi_0) + \alpha_C (\xi - \xi_0) \quad (5.1)$$

où ξ_0 représente le centre du paquet d'électrons dans son référentiel en mouvement dans l'onduleur, et

α_C le degré de chirp. Dans ce référentiel, $\xi = s - \beta_{es} ct$ avec :

$$\beta_{es} c = c \left(1 - \frac{1 + \frac{K^2}{2}}{2\gamma_e^2} \right) \quad (5.2)$$

Un spike de rayonnement LEL sort de la zone de résonance lorsqu'il s'est déplacé dans le paquet d'électrons d'une distance de l'ordre de $\delta \xi \approx \rho \gamma_e m_e c^2 / 2 \alpha_C$, avec ρ le paramètre de Pierce.

L'analyse du slippage est relativement compliquée, du fait que la vitesse relative de la lumière, β_r , change légèrement dans un milieu à gain comme le paquet d'électrons. Dans le régime exponentiel, la vitesse relative d'un spike est de l'ordre de [171] :

$$\beta_L = 3\beta_{es} / (2 + \beta_{es}) \quad (5.3)$$

A l'approche de la saturation, le spike se déplace à une vitesse relative supérieure à β_L , parfois même supérieure à 1, en raison du raccourcissement de l'impulsion LEL sous l'effet de l'oscillation synchrotron [172]. Au delà de la saturation, l'impulsion se déplace à la vitesse c .

L'énergie des électrons vue par l'impulsion se déplaçant dans l'onduleur peut s'écrire de la façon suivante :

$$\gamma_e(s) = \gamma_e(0) + \alpha_C s \eta \frac{\omega_u}{\omega_R} \quad (5.4)$$

avec s la position le long de l'onduleur, $\gamma_e(0)$ l'énergie des électrons à l'entrée de l'onduleur ($s=0$), $\gamma_e(z)$ à la position où le spike va se développer, $\omega_u = k_u c$ la pulsation du champ magnétique, $\omega_R = 2\pi c / \lambda_1$ la pulsation de résonance et η un coefficient prenant en compte la vitesse de propagation du rayonnement ($\eta=1$ pour $\beta_r=1$ et $\eta=1/3$ pour $\beta_r = \beta_L$). En insérant $\gamma_e(z)$ dans l'équation de la résonance, on obtient la variation de K et donc le taper, nécessaire le long de l'onduleur pour maintenir la résonance :

$$K(s) = 2 \sqrt{\left(\gamma_e(0) + \alpha_C \eta s \frac{\omega_u}{\omega_R} \right)^2 \frac{\omega_u}{\omega_R} - \frac{1}{2}} \quad (5.5)$$

Dans un tel régime, la dispersion en énergie corrélée est compensée uniquement pour les spikes qui se déplacent à la bonne vitesse associée au taper. Lorsque la longueur de coopération est de l'ordre de la longueur de paquet, un seul spike atteint la saturation.

Les expériences à SPARC ont permis de démontrer la faisabilité de cette technique [173]. Les paramètres faisceau utilisés pour cette expérience sont résumés dans le tableau 5.4.

TABLE 5.4 – Caractéristiques du faisceau d'électrons en sortie du LINAC de SPARC pour les expériences sur le chirp.

Paramètre	Unité	Symbole	Valeur
Energie	MeV	E_e	115.2
Durée des paquets	ps-rms	σ_s	0.42
Courant crête	A	\hat{I}_e	380
Dispersion en énergie projetée	MeV	σ_e	1.33
Dispersion en énergie par tranche	MeV	σ_{e-s}	0.7
Emittance horizontale projetée	mm.mrad-rms	ϵ_{N_x}	2.7
Emittance verticale projetée	mm.mrad-rms	ϵ_{N_z}	3

Caractérisation du rayonnement sans taper

Dans ces conditions, le chirp dégrade le gain au point qu'il n'est pas possible d'atteindre la saturation sans taper. Un spectre du rayonnement obtenu sans taper est présenté en figure 5.6. Les six sections

d'onduleur sont réglées pour une résonance à 540 nm, correspondant à l'énergie moyenne des électrons. Le fort chirp induit un spectre très large qui s'étend sur toute la fenêtre du spectromètre. L'analyse d'une séquence de 100 spectres indique une énergie moyenne par impulsion de $7.8 \mu\text{J}$ et une longueur d'onde moyenne de 537 nm avec une largeur rms de 8.8 nm.

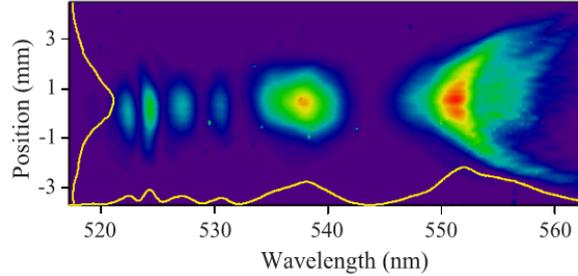


FIGURE 5.6 – Spectre en single shot enregistré avec toutes les sections d'onduleur réglées pour une résonance à 540 nm. Fente d'entrée du spectromètre ouverte à $100 \mu\text{m}$, correspondant à une résolution de 0.17 nm environ. Image du spectromètre de SPARC. L'axe vertical représente la direction verticale z .

Compensation du chirp avec le taper

Afin de compenser le chirp, chaque section d'onduleur est progressivement ajustée de façon à minimiser la largeur de raie (voir figure 5.7, Taper A). Ce processus conduit à une augmentation de l'énergie par impulsion, à un rétrécissement de la largeur spectrale et à un décalage de la longueur d'onde moyenne vers le bleu jusqu'à 521 nm. La longueur d'onde finale a ensuite été réajustée à 540.1 nm en ajustant le gap des sections d'onduleur (voir figure 5.7, Taper B). La ligne pointillée noire sur la figure 5.7 indique le taper le long de l'onduleur calculé avec l'équation 5.5 pour un spike se déplaçant à la vitesse c ($\eta=1$). L'écart entre le taper attendu et celui obtenu expérimentalement est probablement dû à des nonlinéarités dans le chirp des électrons et par le fait que le taper compense également une perte d'énergie de la part des électrons. L'analyse d'une séquence de 100 spectres indique une énergie moyenne par impulsion de $139 \mu\text{J}$ et une largeur de raie de 4.3 nm-rms.

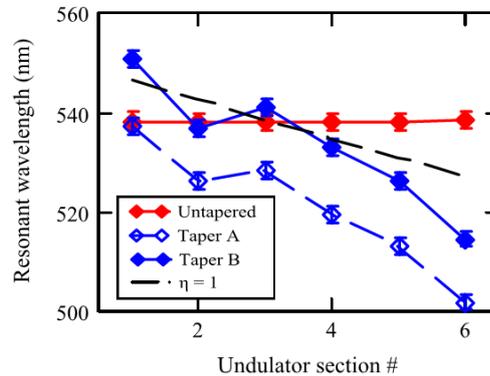


FIGURE 5.7 – Longueur d'onde de résonance pour une énergie $E_e=115.2 \text{ MeV}$ dans les six sections d'onduleur. Sans taper, avec taper A, puis avec taper B après compensation du décalage vers le bleu. Ligne pointillée : longueur d'onde de résonance calculée avec l'équation 5.5.

L'expérience a été simulée avec le code GENESIS et un algorithme de post-traitement du rayonnement pour prendre en compte l'effet de dispersion du spectromètre. Comme illustré en figure 5.8, les distributions spectro-spatiales sont très similaires : les spikes typiques du SASE ont disparu.

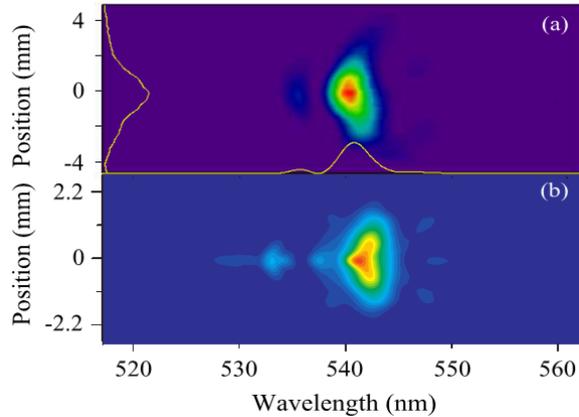


FIGURE 5.8 – Spectre du LEL montrant un seul spike : (a) expérimental (b) simulé à l'aide de GENESIS. L'axe vertical représente la direction verticale z .

Cette expérience de compensation du chirp par un taper sur l'onduleur a permis d'opérer le LEL en régime "single spike". Le spectre n'est plus constitué comme en SASE d'une série de spikes, mais d'un seul spike. Le rayonnement est cohérent temporellement.

Dans le cas de SPARC, le taper a été réalisé par "morceaux" : le gap est ajusté par section. Dans des conditions plus critiques, il peut être nécessaire d'avoir recours à un taper plus fin, réalisé cette fois au sein de chaque section. On constate dans tous les cas le besoin en terme d'ajustement fin du champ le long de l'onduleur, pour des expériences avancées sur un LEL.

5.1.4 Application au LEL de SPARC en mode injecté

Comme présenté en introduction, une autre méthode pour améliorer la cohérence temporelle d'un LEL consiste à injecter une source externe. La cohérence de la source injectée est transmise à l'impulsion LEL à la longueur d'onde de résonance ainsi que sur ses harmoniques. En mode injecté, l'impulsion LEL peut être amplifiée exponentiellement jusqu'à saturation, comme en mode SASE. Mais l'impulsion peut également évoluer dans un autre régime, dit de super-radiance [174, 175, 176].

Le régime de super-radiance

Pour entrer dans le régime de super-radiance, il faut généralement injecter le LEL avec une forte puissance, de façon à générer rapidement une impulsion LEL qui atteigne la saturation. L'impulsion optique se déplace ensuite le long du paquet d'électrons en voyant sa puissance crête augmenter avec le carré de la distance s parcourue dans l'onduleur, et sa durée d'impulsion diminuer avec l'inverse de la racine carrée de s . L'avant de l'impulsion présente une structure particulière avec une modulation de l'espace des phases comportant de fortes composantes harmoniques, comme illustré en figure 5.9. Le spectre harmonique en sortie est donc bien plus intense que dans le mode injecté classiques. Les expériences à SPARC ont notamment permis de vérifier cette particularité [177].

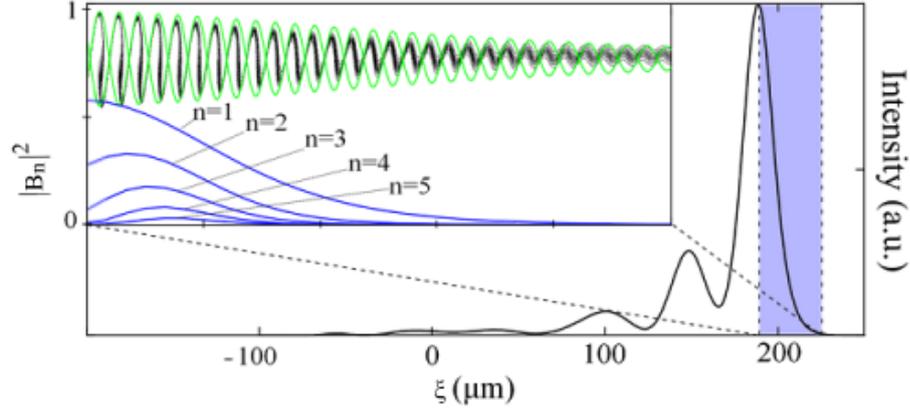


FIGURE 5.9 – Impulsion LEL en régime de super-radiance en fonction de la coordonnée s dans le repère du paquet d'électrons. Profil obtenu dans le cas de SPARC en sortie d'onduleur. Simulation PERSEO avec les paramètres du tableau 5.5. Insertion : Espace des phases longitudinal et amplitudes des coefficients de modulation B_n [178] sur les cinq premières harmoniques obtenus sur le front montant de l'impulsion (zone surlignée en bleu).

Résultats expérimentaux

Les paramètres pour la réalisation d'expériences sur la super-radiance à SPARC sont résumés dans le tableau 5.5. Les données ont été collectées en deux sessions, correspondant aux paramétrages A et B du tableau. Le régime de super-radiance a été induit en injectant dans l'onduleur une source d'une puissance comparable à la puissance de saturation du LEL. La longueur d'onde de résonance de chaque section d'onduleur est accordée à la longueur d'onde de la source injectée : $\lambda_1 = \lambda_{inj}$ et le faisceau d'électrons est adapté dans les sections avec des fonctions béta telles que $\langle \beta_{x,z} \rangle \approx 1.5$ m.

Pour disposer d'une forte puissance, la source injectée est l'harmonique 2 du laser Ti :Sa, obtenue par doublement de fréquence dans un cristal β -Barium borate. Il est ainsi possible d'obtenir des impulsions de $150 \mu\text{J}$ en 120 fs-FWHM à 400 nm. Etant donnée l'énergie de saturation attendue sur le LEL, $E_{sat} \approx 3.5 \mu\text{J}$, cette énergie d'injection est largement suffisante.

TABLE 5.5 – Caractéristiques du faisceau d'électrons en sortie du LINAC de SPARC pour les expériences sur la super-radiance.

Paramètre	Unité	Symbole	A	B
Energie	MeV	E_e	172	177
Durée des paquets	ps-rms	σ_s	2.4	2.65
Courant crête	A	\hat{I}_e	58	60
Dispersion en énergie projetée	%	σ_e	0.11	0.12
Dispersion en énergie par tranche	%	σ_{e-s}	0.05	0.05
Emission horizontale projetée	mm.mrad-rms	ϵ_{N_x}	3.9	3.2
Emission verticale projetée	mm.mrad-rms	ϵ_{N_z}	3.0	2.9
Energie d'injection	μJ	E_{inj}	0.0012	9
Longueur d'onde d'injection	nm	λ_{inj}	400	400
Paramètre de déflexion	-	K	2.12	2.12

Le LEL de SPARC est donc injecté à 400 nm avec une énergie croissante. Le spectre mesuré sur la fondamentale en fonction de l'énergie d'injection est présenté en figure 5.10. Lorsque l'énergie d'injection est faible, l'impulsion amplifiée présente le même spectre que celui de la source injectée (figure 5.10 (a)). A plus haute énergie (figure 5.10(b) et (c)), des raies satellites apparaissent, signes de saturation. Dans tous les cas, l'énergie de l'impulsion en sortie est du même ordre de grandeur puis supérieure à l'énergie de saturation attendue. La structure horizontale visible sur les spectres, est due à des réflexions dans les chambres à vide.

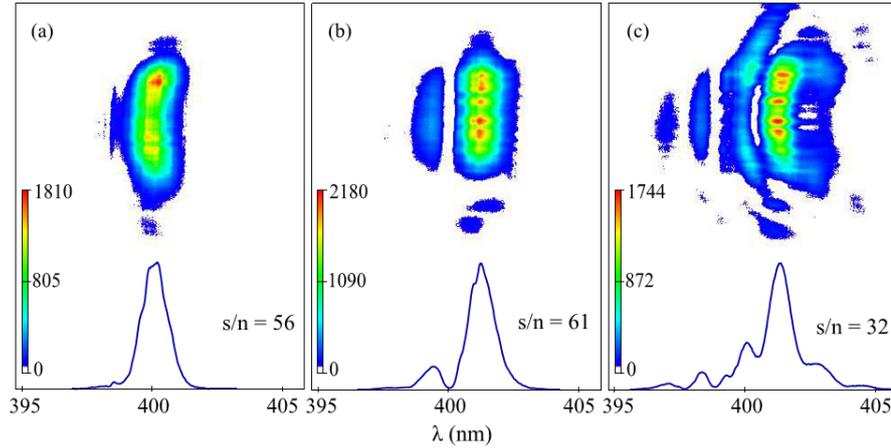


FIGURE 5.10 – Spectres en single-shot mesurés en sortie du LEL en mode injecté. Energie d'injection : (a) $E_{inj}=1.2$ nJ, (b) $E_{inj}=0.25$ μ J, (c) $E_{inj}=2.0$ μ J. Les paramètres expérimentaux correspondent au paramètre (A) du tableau 5.5. La fente d'entrée du spectromètre est ouverte à 6.5 mm. L'échelle des couleurs (en bas à gauche de chaque image) est exprimée en [(nJ/mm)/nm]. Les images sont traitées pour éliminer le bruit de fond. Le rapport signal sur bruit (s/n) avant traitement est indiqué sur chaque image. L'énergie moyenne $\langle E \rangle$ et la fluctuation rms en énergie σ_E mesurées dans les trois conditions sont : (a) $\langle E \rangle = 3.6 \pm 2.1$ μ J, (b) $\langle E \rangle = 7.2 \pm 2.0$ μ J, (c) $\langle E \rangle = 6.5 \pm 1.3$ μ J. L'énergie des impulsions correspondant aux images sont : (a) $E = 5.3$ μ J, (b) $E = 8$ μ J, (c) $E = 8.4$ μ J.

Le spectre de l'impulsion LEL mesuré avec une énergie d'injection plus élevée, 9 μ J, est présenté en figure 5.11. Les spectres des harmoniques 2 à 11 ont tous été mesurés dans les mêmes conditions. Le spectre sur la fondamentale présente des franges, espacées d'une période $\delta\lambda = 0.5$ nm. Cette structure, qui se conserve même après moyennage sur 100 tirs, est très différente des spikes typiques du SASE, dont la position varie aléatoirement tir à tir. Cette structure serait plutôt le résultat d'une interférence entre l'impulsion principale et le rayonnement qui la suit généré par les électrons surmodulés (voir figure 5.9). La période spectrale donne une indication sur la longueur $\delta\zeta$ totale de l'onde derrière l'impulsion principale, qui serait de l'ordre de $\delta\zeta = \lambda_1^2 / \delta\lambda \approx 300$ μ m. Cette onde est associée au slippage de la lumière sur les électrons encore non modulés, et sa longueur augmente avec la distance parcourue dans l'onduleur en régime de super-radiance. Dans le cas de la figure 5.10(b) et (c), les franges sont séparées de $\delta\lambda = 1.8$ et 1.3 nm, correspondant à des longueurs de $\delta\zeta = 90$ μ m et 123 μ m.

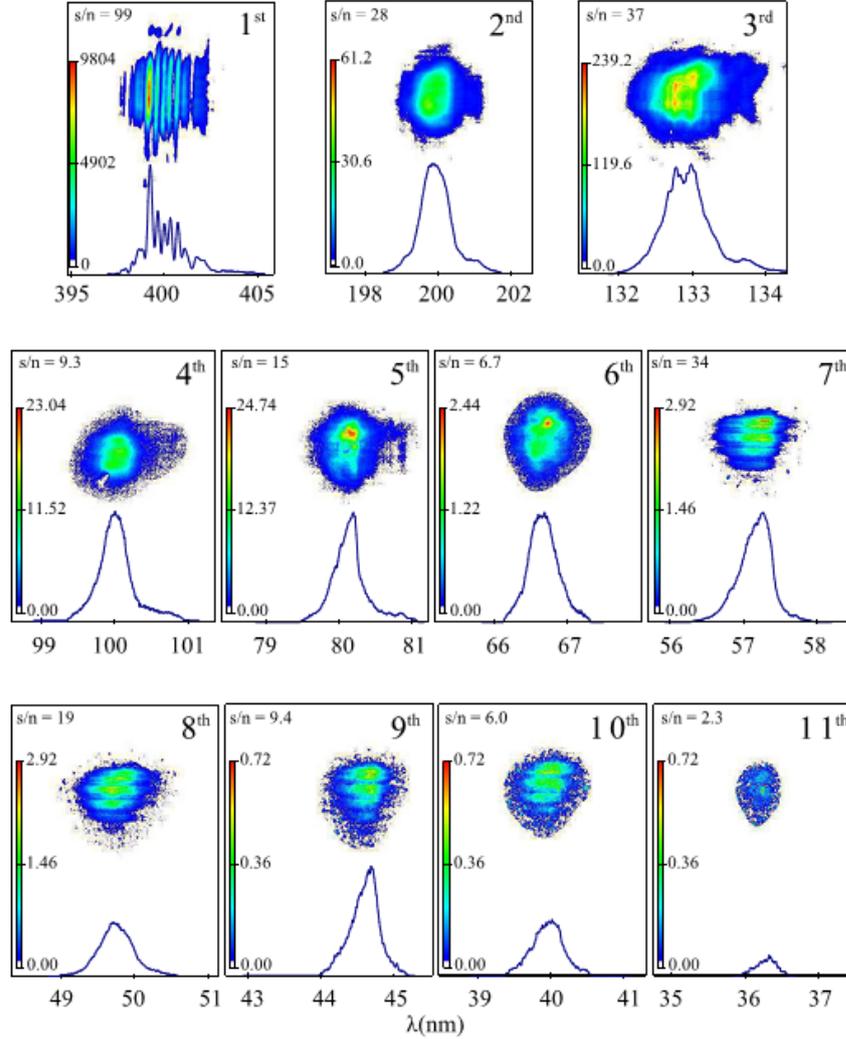


FIGURE 5.11 – Spectres mesurés à la longueur d’onde fondamentale et sur les harmoniques du LEL injecté. Energie d’injection : $9 \mu\text{J}$. Les paramètres expérimentaux correspondent aux paramètres (B) du tableau 5.5. La fente d’entrée du spectromètre est ouverte à 6.5 mm . L’échelle des couleurs (en bas à gauche de chaque image) est exprimée en $[(\text{nJ}/\text{mm})/\text{nm}]$. Les images sont traitées pour éliminer le bruit de fond. Le rapport signal sur bruit (s/n) avant traitement est indiqué sur chaque image. Les spectres pour les harmoniques 7 à 11 ont été mesurés avec un filtre en aluminium pour améliorer le rapport signal sur bruit s/n.

L’expérience a été simulée à l’aide de GENESIS. Comme illustré en figure 5.12, la structure du spectre obtenue sur la fondamentale est très comparable à celle mesurée expérimentalement. Les franges présentent une périodicité d’environ 1 nm , correspondant à une longueur de $\delta\zeta = 160 \mu\text{m}$, pour une longueur de slippage $N_u\lambda_1 = 180 \mu\text{m}$, $N_u = 450$ étant le nombre de périodes de l’onduleur. La périodicité plus élevée observée expérimentalement peut être due à la présence d’un léger piédestal sur l’impulsion injectée, amplifié exponentiellement dans l’onduleur et approchant en sortie la saturation lorsque l’énergie d’injection dépasse les quelques microjoules. Ce phénomène est bien reproduit dans les simulations GENESIS (voir figure 5.12 (b)) en ajoutant à l’impulsion injectée une réplique d’intensité 10^{-5} fois plus faible que l’impulsion principale et décalée de 1 ps .

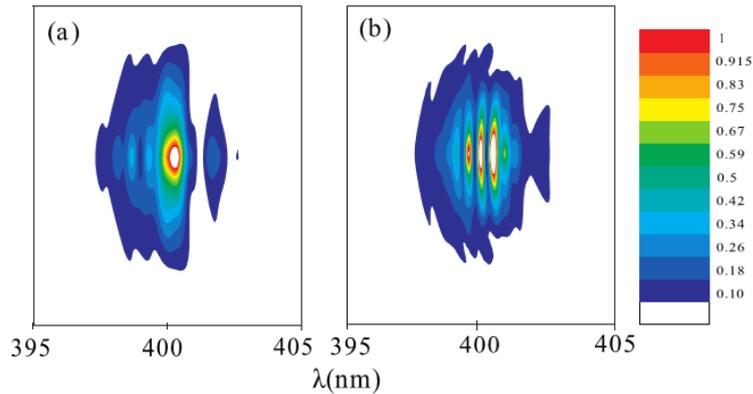


FIGURE 5.12 – (a) Simulation GENESIS avec post-traitement pour intégrer le transport dans le spectromètre. Simulations avec les paramètres (B) du tableau 5.5. Energie de l’impulsion obtenue avec GENESIS : $18 \mu\text{J}$, contre $20 \mu\text{J}$ mesurée expérimentalement. (b) Même simulation en ajoutant un piédestal sur l’impulsion injectée, d’intensité 10^{-5} fois moins élevée que l’impulsion principale.

Les spectres harmoniques présentés en figure 5.11 ont été mesurés jusqu’à l’harmonique 6 en un seul tir. Les spectres pour les harmoniques 7 à 11 ont été mesurés à l’aide d’un filtre en aluminium pour réduire le bruit dû aux harmoniques de l’ordre zéro du réseau. Les lignes horizontales sont dues à la grille soutenant le filtre. L’absorption liée au filtre et le faible signal généré sur les harmoniques élevées ne permettent pas de mesures en un seul tir : les spectres résultent donc d’une intégration sur 10 secondes. La structure observée sur la fondamentale n’est pas visible sur les harmoniques. Cependant, pour les harmoniques 7 à 11, il est possible que la structure existe mais ne soit pas visible en raison de la résolution limitée de l’instrument.

Les largeurs de raie mesurées et simulées avec GENESIS sont présentées en figure 5.13. La largeur de raie est quasiment indépendante du numéro d’harmonique, ce qui est en bon accord avec le modèle d’impulsion en régime super-radiant présenté en figure 5.9 : la modulation et l’émission harmonique n’ont lieu que sur une distance très courte à l’avant de l’impulsion et cette distance se réduit avec le numéro harmonique. La durée d’une impulsion gaussienne à la limite de Fourier de même largeur spectrale que la seconde harmonique est de 50 fs-FWHM.

L’énergie des harmoniques mesurée et simulée est illustrée en figure 5.14. L’énergie mesurée à la longueur d’onde fondamentale après moyennage sur 100 tirs, est de $20 \pm 6 \mu\text{J}$, une énergie significativement supérieure à l’énergie à saturation attendue, toujours en accord avec le modèle de super-radiance. Les mesures sur la longueur d’onde fondamentale sont en excellent accord avec les simulations PERSEO et GENESIS, ce qui confirme la capacité de ces deux codes à simuler le régime de super-radiance. L’accord est également bon sur les harmoniques impaires. Les harmoniques paires ne peuvent pas être simulées avec PERSEO, et GENESIS semble sous-estimer leur intensité. Les résultats d’un calcul analytique [179] sont également présentés en figure 5.14. Ce modèle donne les caractéristiques du rayonnement à la saturation, mais ne permet pas de prendre en compte les effets de la propagation. Il n’est donc pas bien adapté à la description de la dynamique du LEL en régime super-radiant. Il permet cependant de reproduire le ratio entre les harmoniques.

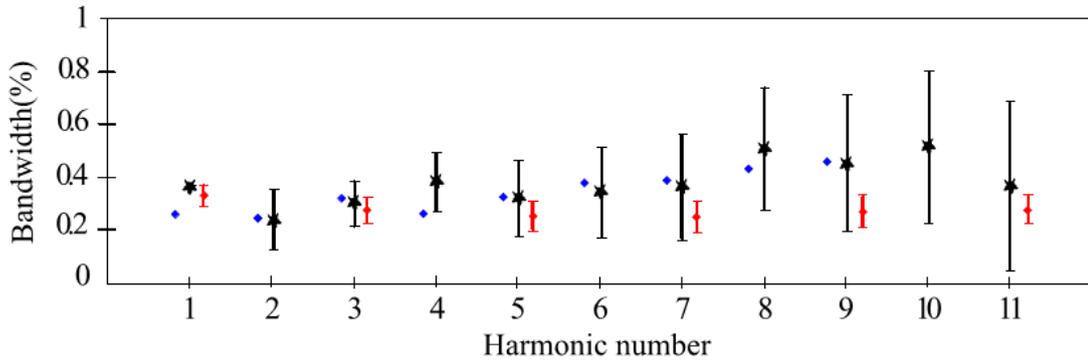


FIGURE 5.13 – Largeur relative rms des spectres en fonction du numéro harmonique. (*) Mesure expérimentale, (rond bleu) Simulation GENESIS, (rond rouge) Simulation PERSEO. Simulations : moyenne sur 100 tirs avec un jitter sur l'énergie des électrons et les paramètres (A) du tableau 5.5.

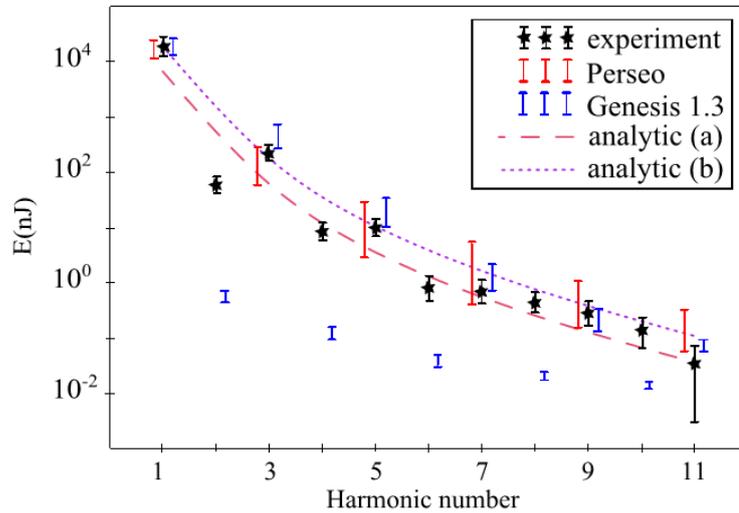


FIGURE 5.14 – Energie mesurée et simulée en fonction du numéro harmonique. Les barres d'erreur sur les mesures expérimentales représentent les variations rms. Moyennage sur 100 tirs pour les simulations PERSEO et GENESIS avec un jitter de 0.27 MeV sur l'énergie des électrons (cas (A) du tableau 5.5). Lignes pointillées : calcul analytique [179] (a) sans et (b) avec normalisation à l'énergie mesurée à la longueur d'onde fondamentale.

Ces expériences ont donc mis en évidence, pour la première fois, l'émission de rayonnement jusqu'à l'harmonique 11 en régime super-radiant. Le comportement d'un LEL au delà de la saturation a pu être observé et finement analysé. Les mesures concordent avec le résultat de diverses simulations effectuées avec deux codes et un modèle analytique. L'efficacité de génération d'harmoniques élevées dans ce régime de super-radiance permet notamment d'étendre la gamme spectrale du LEL.

5.2 Applications au projet LUNEX5

Plusieurs onduleurs ont été étudiés dans le cadre de cette thèse, notamment de type quasipériodique et de courte période. Ces deux types d'onduleurs permettent respectivement de modifier le contenu harmonique du rayonnement et d'obtenir des longueurs d'ondes plus courtes. Dans ce dernier paragraphe, l'utilisation (en simulation) de chacun de ces onduleurs est présentée dans le cadre du projet de LEL LUNEX5.

Comme expliqué en introduction, le projet LUNEX5 propose une ligne d'onduleurs facilement modulable, injectée par un accélérateur RF ou plasma. Dans les exemples présentés ici, ce sont les paramètres faisceau de l'accélérateur RF qui ont été utilisés pour les simulations.

5.2.1 Application au projet LUNEX5 avec utilisation d'onduleurs apériodiques

Les LEL génèrent un rayonnement à une longueur d'onde fondamentale λ_1 et sur ses harmoniques λ_n . La plupart des schémas de LEL avancés tentent d'améliorer l'efficacité de génération des harmoniques d'ordre élevé pour accroître la gamme spectrale vers les courtes longueurs d'onde. Mais dans certains cas, il peut également être intéressant de supprimer et/ou de décaler les harmoniques du LEL. Pour ce faire, nous avons vu qu'une méthode consiste à utiliser des onduleurs apériodiques ou quasipériodiques [136] : ces onduleurs génèrent des pseudo-harmoniques à un ratio irrationnel de la longueur d'onde fondamentale.

Les propriétés du rayonnement émis par des onduleurs quasipériodiques ont été étudiées dans le cas du rayonnement synchrotron [138, 180] et son intérêt pour le LEL a été discuté dans [181, 182]. Des expériences ont été menées sur un LEL infra-rouge [183, 184], mais aucune étude n'avait encore été dédiée à notre connaissance au cas d'un LEL dans le domaine des courtes longueurs d'onde.

Le rayonnement LEL généré par un onduleur apériodique a été étudié dans le cas de LUNEX5 avec un faisceau d'électrons issu d'un accélérateur RF [185]. Les paramètres faisceau d'électrons utilisés sont résumés dans le tableau 5.6.

TABLE 5.6 – Paramètres faisceau, onduleur et quadrupôles utilisés pour l'étude d'un onduleur quasipériodique sur LUNEX5.

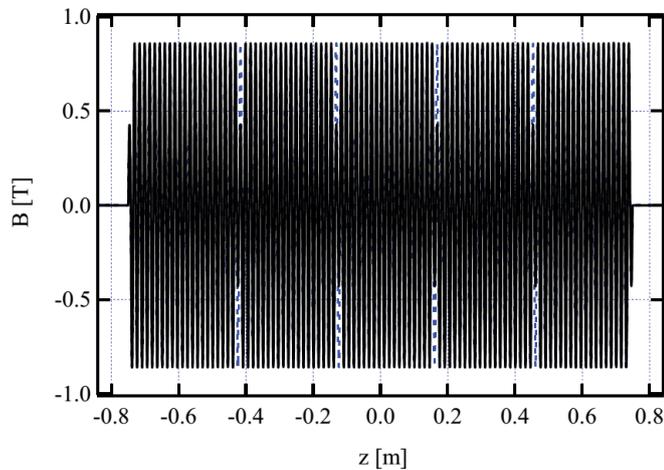
Paramètre	Unité	Symbole	Valeur
Electrons			
Energie	MeV	E_e	300
Courant crête	A	\hat{I}_e	400
Longueur de paquet	ps-rms	σ_s	1
Dispersion en énergie	%	σ_e	0.02
Emittance horizontale	nm.rad-rms	ϵ_{N_x}	2
Emittance verticale	nm.rad-rms	ϵ_{N_z}	2
Onduleur			
Nombre de période	-	N_u	200
Période de l'onduleur	mm	λ_u	15
Champ magnétique max	T	\hat{B}_{\max}	0.86
Champ magnétique min	T	\hat{B}_{\min}	0.43
Nombre de section	-	N_S	5
Espace entre les sections	m	D	1
Quadrupôles			
Longueur	m	L_Q	0.15
Force	T/m	G	0.5573

Dans le cadre de LUNEX5, il est prévu de faire fonctionner le LEL en mode injecté, soit selon un schéma simple d'amplificateur avec une source d'injection de type HHG (harmoniques générées dans

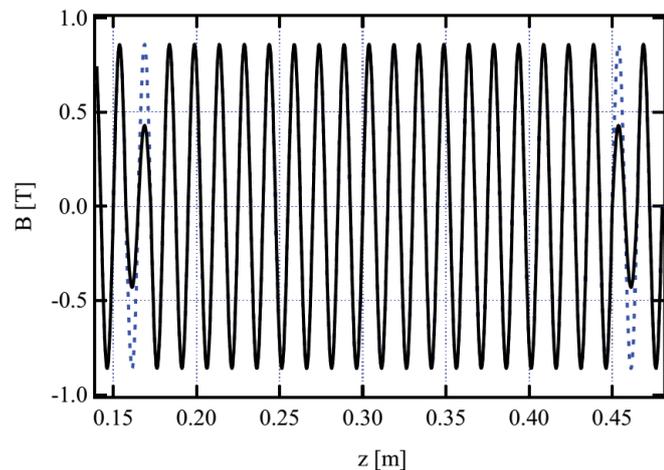
un gaz), soit selon un schéma de type EEHG (Echo-Enabled Harmonic Generation). Pour cette étude le schéma amplificateur est considéré. On considère donc l'injection d'une source harmonique autour de 38 nm (harmonique 21 d'un laser Ti :Sa). Dans cette gamme de longueur d'onde, il est possible d'obtenir des puissances crêtes de l'ordre de 1 à 10 kW.

Le rayonnement cohérent est généré dans un onduleur constitué de cinq sections indépendantes. Dans le design initial de LUNEX5, cet onduleur est un onduleur plan sous vide de période 15 mm avec un champ crête de 0.86 T.

Pour cette étude, un champ magnétique a périodique a été conçu de la manière suivante. A l'aide du code B2E, un champ magnétique parfait de 200 périodes est généré, dont les intégrales premières et secondes sont corrigées. On dispose ainsi d'un champ périodique. Quatre périodes de ce champ sont ensuite modifiées artificiellement en divisant localement l'amplitude du champ par un facteur 2, ce qui rend le champ quasipériodique. Les champs périodiques et quasipériodiques ainsi obtenus sont illustrés en figure 5.15 et les paramètres principaux de l'onduleur sont donnés dans le tableau 5.6. Comme détaillé précédemment, un tel type d'onduleur est parfaitement réalisable actuellement.



(a) Section complète d'onduleur.



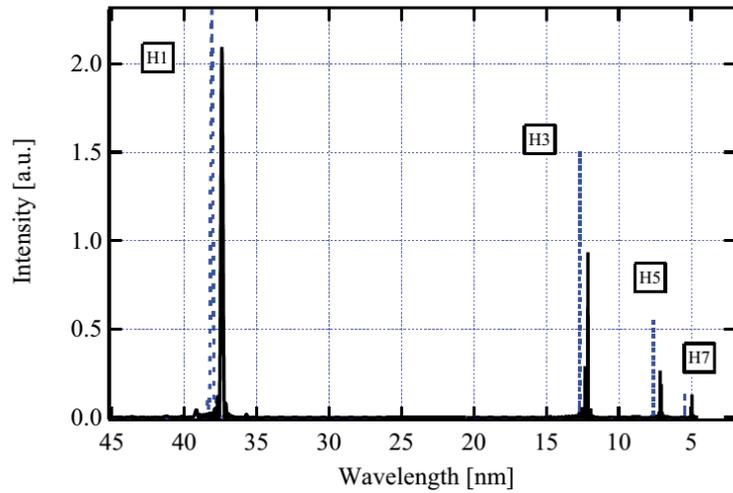
(b) Zoom sur deux séquences avec un champ plus faible.

FIGURE 5.15 – Champ magnétique dans l'onduleur : (—) quasipériodique, (- -) périodique. Calcul effectué avec B2E et les paramètres du tableau 5.6.

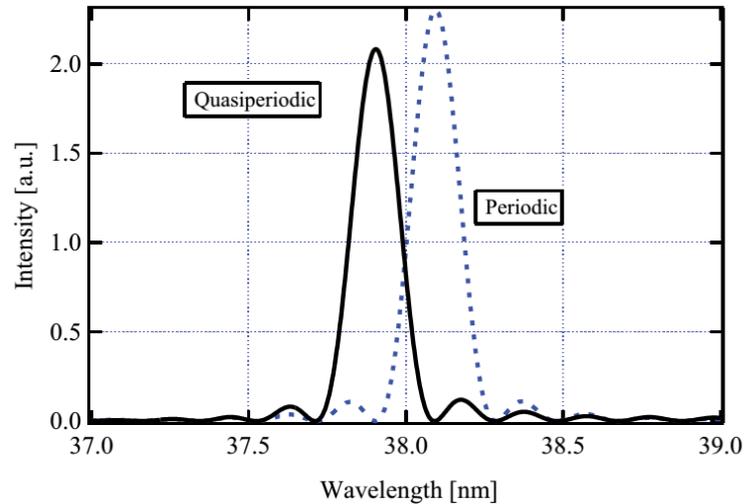
Pour maintenir le faisceau d'électrons adapté dans l'onduleur, et garantir ainsi un bon couplage entre les électrons et le rayonnement, une focalisation selon une maille FODO est utilisée. La focalisation

verticale est assurée par la focalisation naturelle de l'onduleur, tandis que la focalisation horizontale est assurée par des quadrupôles situés entre les sections d'onduleur. Les paramètres de cette maille FODO sont présentés dans le tableau 5.6.

Calcul du rayonnement incohérent



(a) H1 à H7. Echelle horizontale décalée de 0.5 nm pour le cas quasipériodique.



(b) Zoom sur H1.

FIGURE 5.16 – Spectre d'émission spontanée obtenu avec une section d'onduleur. Champ magnétique : (–) quasipériodique, (---) périodique. Calcul effectué avec B2E. Les autres paramètres sont ceux du tableau 5.6.

Le rayonnement incohérent, c'est-à-dire l'émission spontanée, générée par un électron dans l'onduleur est calculé à l'aide du code B2E. Les spectres obtenus avec un champ périodique et quasipériodique sont présentés en figure 5.16. Dans le cas d'un champ périodique, la longueur d'onde de résonance est à 38.17 nm. Dans le cas d'un champ quasipériodique, elle passe à 37.9 nm, en raison de la réduction du champ magnétique moyen. Le décalage spectral est proche de zéro sur les harmoniques, ce qui donne des ratios irrationnels, sauf pour H3, par rapport à la longueur d'onde fondamentale (3 sur H3, 4.96 sur H5,

7.43 sur H7). L'intensité sur les harmoniques est également réduite de façon significative : d'un facteur 1.2 sur H3, 2.2 sur H5 et 1.3 sur H7 mais seulement d'un facteur 1.1 sur la fondamentale.

Calcul du rayonnement cohérent

Le rayonnement cohérent est ensuite calculé avec GENESIS. L'intensité du champ magnétique utile à la simulation est défini à chaque demi période par le paramètre AW ($AW=K/\sqrt{2}$). Comme le faisceau d'électrons est dévié angulairement à chaque modification de AW, comme dans B2E, un nombre impair de périodes est laissé entre chaque modification de l'intensité du champ, de sorte que les variations se compensent deux à deux. Le paramètre AW le long de l'onduleur, dans le cas d'un champ périodique et quasipériodique, est présenté en figure 5.17.

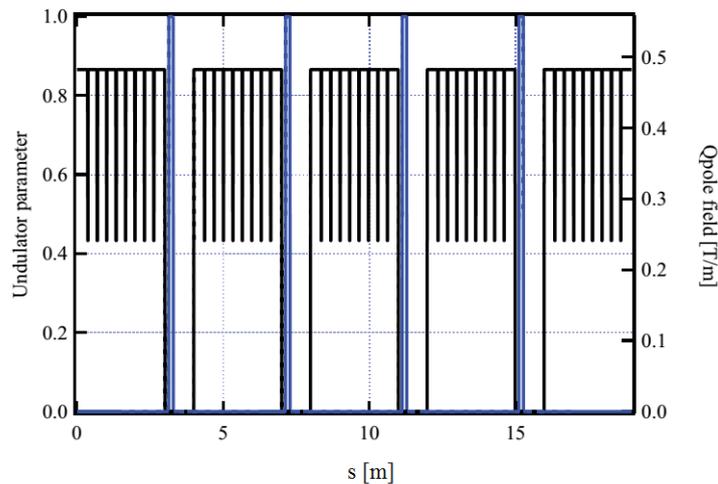


FIGURE 5.17 – Paramètre AW pour l'onduleur quasipériodique (noir) et force des quadrupôles (bleu). Calcul effectué avec GENESIS.

La puissance du rayonnement en sortie d'onduleur est d'abord calculée en mode indépendant du temps (3D), sur la longueur d'onde fondamentale et jusqu'à l'harmonique 5. Dans le cas d'un champ périodique, la longueur d'onde de résonance est obtenue à 38.16 nm. Dans le cas d'un champ quasipériodique, la longueur d'onde de résonance est légèrement décalée à 37.95 nm. Dans les deux cas, on constate un bon accord avec les calculs précédents sous B2E. La longueur d'onde de résonance sous GENESIS est obtenue en optimisant l'énergie de l'impulsion du LEL en fonction de la longueur d'onde. Et le résultat est confirmé en passant au calcul en mode dépendant du temps sur une section d'onduleur, comme illustré en figure 5.18.

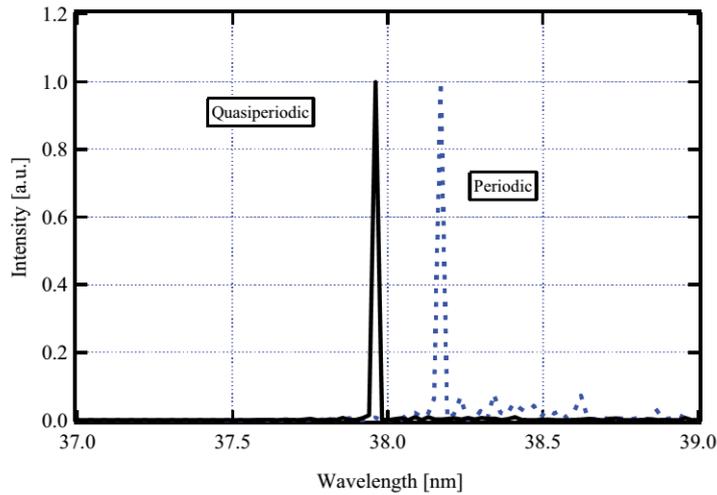


FIGURE 5.18 – Spectre du rayonnement LEL normalisé en sortie de la première section d'onduleur avec un champ (–) quasipériodique, (- - -) périodique. Calcul GENESIS en 3D avec dépendance du temps. Puissance d'injection : 100 W. Les autres paramètres sont ceux du tableau 5.6.

Comme illustré en figure 5.19, dans le cas périodique comme quasipériodique, la source injectée à 38 nm est efficacement amplifiée dans l'onduleur. La puissance en sortie d'onduleur est de l'ordre de 0.1 GW toujours dans les deux cas. Les différences apparaissent au niveau du spectre harmonique. Dans le cas d'un champ quasipériodique, la puissance sur les harmoniques 3 et 5 est plus faible : d'un facteur 2.7 sur H3 et 10 sur H5. La réduction de l'intensité des harmoniques est plus marquée dans le cas du rayonnement cohérent qu'incohérent. La courbe de croissance des harmoniques dans le cas quasipériodique présente quelques oscillations : l'origine de ces structures est en cours d'investigation.

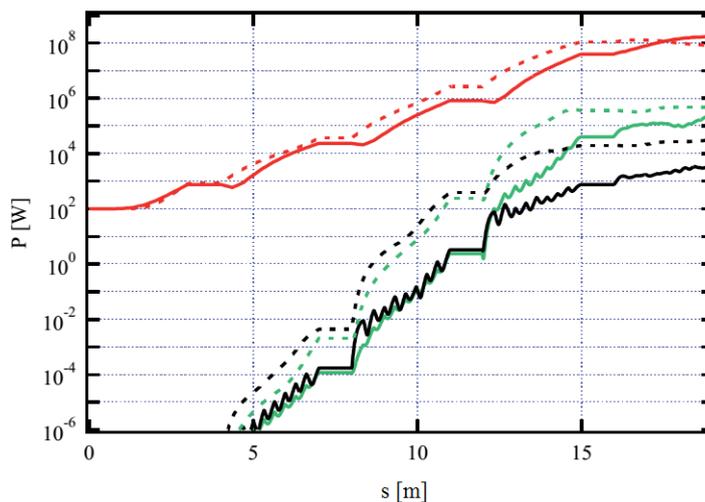


FIGURE 5.19 – Evolution de la puissance de l'impulsion LEL le long de l'onduleur avec un champ (–) quasipériodique, (- - -) périodique dans l'onduleur. (Rouge) Harmonique 1, (vert) Harmonique 3, (noir) Harmonique 5. Calcul effectué avec GENESIS en 3D (pas de dimension temporelle). Puissance d'injection : 100 W. Les autres paramètres sont ceux du tableau 5.6.

L'effet d'un champ magnétique quasipériodique sur le rayonnement d'un LEL a été étudié sur le cas du LEL injecté de LUNEX5. Comme dans le cas du rayonnement synchrotron incohérent, on vérifie le décalage spectral des harmoniques sur le rayonnement cohérent, ainsi qu'une baisse de l'intensité sur les harmoniques. Cette baisse d'intensité est légèrement plus marquée dans le cas cohérent que dans le cas incohérent. L'intérêt des onduleurs apériodiques déjà constatés sur anneau de stockage, peut donc être transposé au LEL.

En particulier, cela peut permettre aux utilisateurs de discriminer entre des excitations à un photon (à 2ω), d'excitations à deux photons ($\omega + \omega$), permettant de mieux décrire la dynamique intrinsèque dans des atomes et des molécules.

5.2.2 Application au projet LUNEX5 avec un Apple-II sous vide

Comme détaillé précédemment, les onduleurs de type APPLE-II permettent de générer des champs magnétiques hélicoïdaux de courte période. Or dans le cadre de LUNEX5, on cherche à obtenir un rayonnement polarisé linéairement ou circulairement (selon les utilisateurs) sur une gamme spectrale allant de 40 à 4 nm idéalement. LUNEX5 est donc un bon exemple d'application pour ce type d'onduleur.

Calculs analytiques préliminaires

Au vu des chapitres précédents, les paramètres typiques attendus pour un APPLE-II sous vide sont rappelés dans le tableau 5.7.

TABLE 5.7 – Paramètres typique d'un APPLE-II sous vide de période 34 mm. LH : polarisation linéaire horizontale. LV : polarisation linéaire verticale. C : polarisation circulaire.

Paramètre	Unité	Symbole	Valeur
Nombre de périodes	-	N_u	88
Période de l'onduleur	mm	λ_u	34
Champ magnétique max en X (LV)	T	\hat{B}_x	0.744
Champ magnétique max en Z (LH)	T	\hat{B}_z	0.937
Champ magnétique max en X et Z (Circulaire)	T	\hat{B}_c	0.583

Avec les champs indiqués dans le tableau 5.7 et les paramètres faisceau typiques de LUNEX5 (émitance de 1π .mm.mrad, dispersion en énergie de 0.02 %, courant crête de 400 A pour une énergie de 200 à 600 MeV), la possibilité de rayonner dans la gamme 4-40 nm avec un HU34 est d'abord étudiée à l'aide de formules analytiques.

La longueur d'onde de résonance dans le cas général d'un onduleur plan ou hélicoïdal s'écrit de la manière suivante :

$$\lambda_1 = \frac{\lambda_u}{2\gamma_e^2} \frac{1 + K_x^2 + K_z^2}{2} \quad (5.6)$$

avec $K_x = 0$ pour un onduleur plan et $K_x > 0$ pour un onduleur hélicoïdal, et $K_{x,z} \approx 0.0934 \times \lambda_u[\text{mm}]B_{x,z}[\text{T}]$.

La figure 5.20 illustre le champ magnétique et le paramètre de déflexion nécessaires pour obtenir un rayonnement à une longueur d'onde donnée pour une énergie des électrons de 600 MeV (avec une énergie moindre, il n'est pas possible d'atteindre la gamme spectrale souhaitée) avec un HU34 en polarisation plane (P) ou hélicoïdale (H) dans le cas circulaire (c-à-d avec $K_x=K_z$). Cette première analyse montre qu'il est possible d'obtenir des longueurs d'onde allant de 15 à 50 nm environ en polarisation linéaire et circulaire. A ces longueurs d'onde, le paramètre K est supérieur à 1, ce qui devrait permettre d'obtenir du rayonnement sur les harmoniques de la longueur d'onde de résonance.

La figure 5.21 illustre la longueur de saturation calculée avec la formule de M. Xie [84] en fonction de la longueur d'onde de résonance pour une énergie des électrons de 600 MeV. De même que précédemment, on distingue le cas d'une polarisation plane et hélicoïdale circulaire. Comme expliqué en introduction, le gain

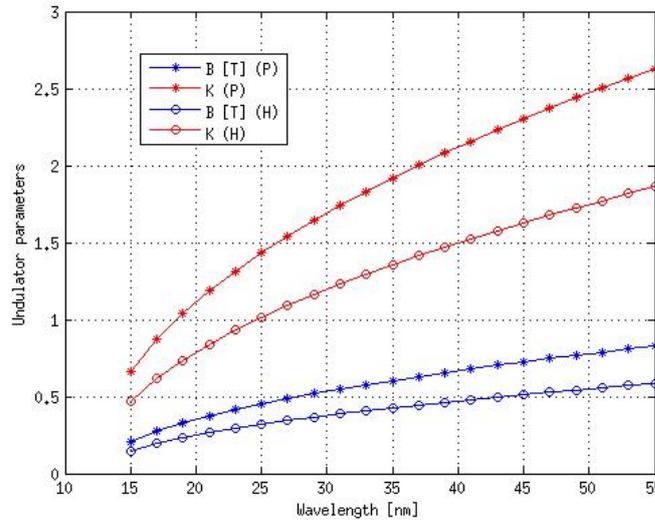


FIGURE 5.20 – Champ magnétique (B) et paramètre de déflexion (K) nécessaires en fonction de la longueur d’onde de résonance souhaitée, pour une énergie des électrons de 600 MeV. Onduleur HU34 en polarisation (P) plane et (H) hélicoïdale circulaire.

est légèrement supérieur et donc la longueur de saturation légèrement plus courte, en mode hélicoïdal. Aux plus courtes longueurs d’onde, la longueur de saturation dépasse la centaine de mètres ! Et à 40 nm, la longueur de saturation est déjà de l’ordre de 15 m. C’est pourquoi on choisira par la suite d’utiliser le HU34 en configuration injectée, et non en configuration simple de SASE.

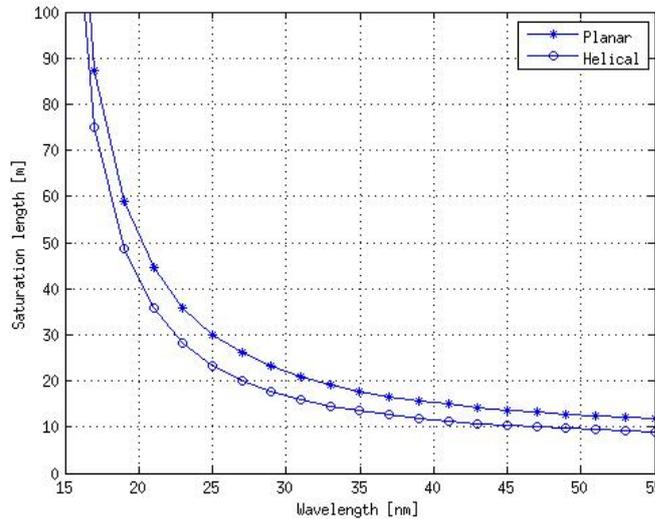


FIGURE 5.21 – Longueur de saturation en fonction de la longueur d’onde de résonance souhaitée, pour une énergie des électrons de 600 MeV. Onduleur HU34 en polarisation (P) plane et (H) hélicoïdale circulaire. Calcul analytique avec la formule de M. Xie [84].

Enfin la figure 5.22 présente la puissance de saturation, également calculée avec la formule de M.

Xie [84] en fonction de la longueur d'onde de résonance. En mode hélicoïdal, on s'attend à une puissance de saturation très légèrement supérieure à celle obtenue en mode plan. Dans les deux cas, la puissance attendue décroît légèrement avec la longueur d'onde. Autour de 40 nm, la puissance attendue à la saturation est de l'ordre de 0.2 GW.

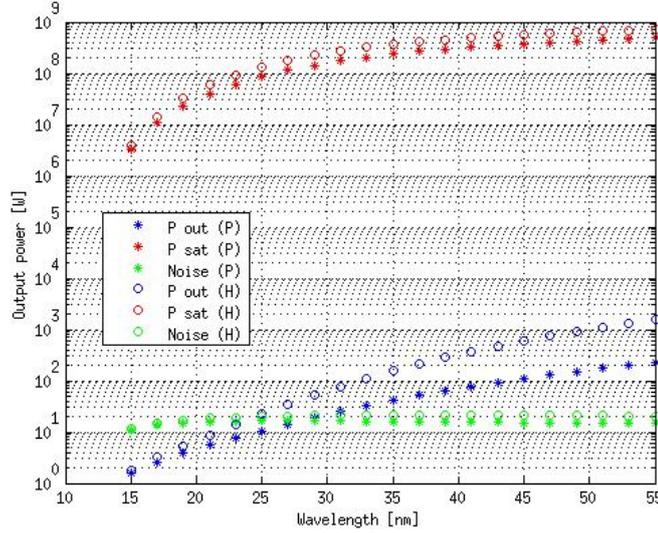


FIGURE 5.22 – (P sat) Puissance de saturation, (P out) puissance en sortie d'une seule section d'onduleur, (Noise) Puissance de l'émission spontanée en fonction de la longueur d'onde de résonance souhaitée, pour une énergie des électrons de 600 MeV. Onduleur HU34 en polarisation (P) plane et (H) hélicoïdale circulaire. Calcul analytique avec la formule de M. Xie [84].

Paramètres de la simulation GENESIS

L'utilisation du HU34 sur le cas de LUNEX5 est ensuite simulée avec GENESIS. Au vu des considérations précédentes, on utilise un faisceau d'électrons à une énergie de 600 MeV, en visant une longueur d'onde fondamentale de 40 nm.

GENESIS permet de simuler un onduleur en mode plan ou hélicoïdal. Le code permet également de prendre en compte les effets de focalisation liés à l'onduleur en fonction du mode d'utilisation. Le champ magnétique est directement défini à l'aide du paramètre AW , tel que $\lambda_1 = \frac{\lambda_w}{2\gamma_e^2}(1 + AW^2)$. Dans le cas d'un onduleur plan : $AW = K_z/\sqrt{2}$ et dans le cas d'un onduleur hélicoïdal : $AW = \sqrt{K_x^2 + K_z^2}/\sqrt{2}$. Les caractéristiques principales du faisceau d'électrons et la configuration de l'onduleur retenue sont données dans le tableau 5.8.

Etant donné que la saturation ne peut être atteinte avec une seule section d'onduleur de 3 m environ, quatre sections placées successivement sont utilisées. Un quadrupôle entre chaque section permet de maintenir la focalisation du faisceau d'électrons le long de la ligne de transport.

On considère l'injection à 40 nm d'une source harmonique générée dans un gaz [186, 187, 188], seule source capable de fournir la puissance nécessaire aux alentours de 40 nm. Les caractéristiques de la source utilisée sont résumées dans le tableau 5.8.

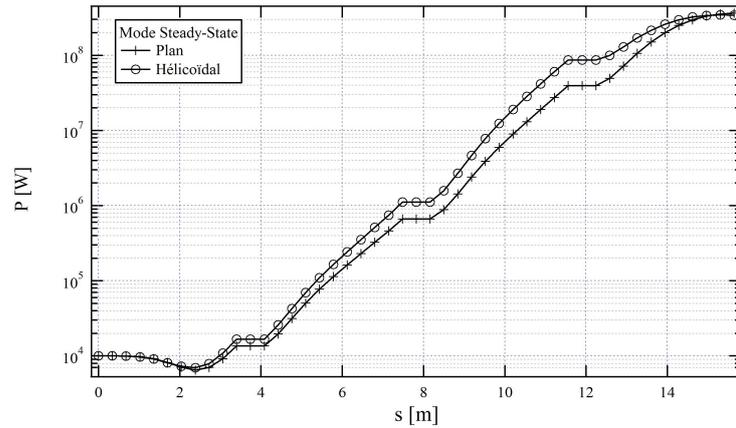
TABLE 5.8 – Paramètres faisceau, onduleur et quadrupôles utilisés pour l'étude d'un onduleur de type HU34 sur LUNEX5.

Paramètre	Unité	Symbole	Valeur
Electrons			
Energie	MeV	E_e	600
Courant crête	A	\hat{I}_e	400
Longueur de paquet	ps-rms	σ_s	1
Dispersion en énergie	%	σ_e	0.02
Emittance horizontale	nm.rad-rms	ϵ_{N_x}	1
Emittance verticale	nm.rad-rms	ϵ_{N_z}	1
Onduleur			
Nombre de période	-	N_u	100
Période de l'onduleur	mm	λ_u	34
Paramètre de l'onduleur	-	AW	1.5
Champ magnétique en polarisation linéaire	T	$B_{x,z}$	0.6676
Champ magnétique en polarisation circulaire	T	B_C	0.47
Nombre de sections	-	N_S	4
Espace entre les sections	m	D	0.68
Quadrupôles			
Longueur	m	L_Q	0.170
Gradient	T/m	G	0.5 à 0.605
Source injectée			
Puissance	kW	P_{inj}	10
Durée d'impulsion	fs-FWHM	Δt_{inj}	150
Longueur d'onde	nm	λ_{inj}	40

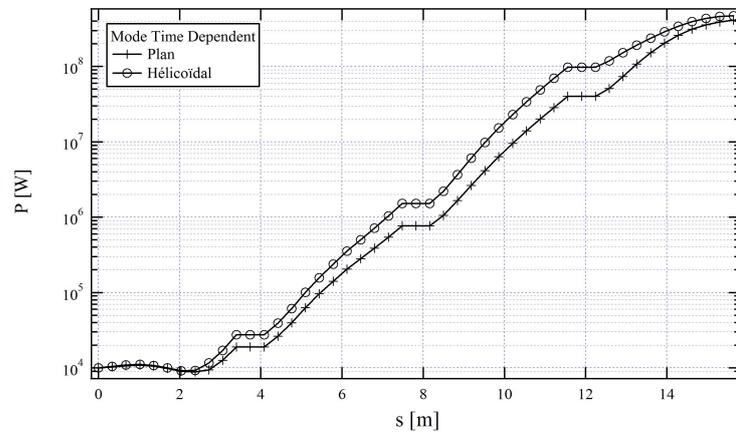
Performances obtenues avec GENESIS

La puissance rayonnée en fonction de la position z le long de l'onduleur en mode plan et hélicoïdal (circulaire) est présentée en figure 5.23. En quatre sections d'onduleurs, le LEL atteint la saturation à la valeur attendue par la formule analytique : 0.2 GW. Ceci correspond à une amplification de plus de quatre ordres de grandeurs de la source injectée. Comme attendu, le gain est légèrement plus élevé en mode hélicoïdal, ce qui permet d'atteindre la saturation plus vite en mode hélicoïdal qu'en mode plan. En revanche, la puissance atteinte, de l'ordre de 0.2 GW est quasiment identique dans les deux cas. Comme illustré sur la figure, les résultats obtenus dans le cas d'une simulation indépendante et dépendante du temps sont très similaires.

Les profils et spectres de l'impulsion dans chacun des modes, en sortie des onduleurs, sont respectivement présentés en figure 5.24 et 5.25. Les profils temporels ne sont plus gaussiens, mais rectangulaires, en raison du "slippage" après saturation. Des impulsions plus courtes peuvent être obtenues en réduisant légèrement la puissance d'injection. Les petites structures sont probablement dues au slippage. Les spectres sont très étroits, confirmant la conservation de la cohérence de l'impulsion injectée.



(a) Simulation indépendante du temps (steady-state)



(b) Simulation avec dépendance du temps (time-dependent)

FIGURE 5.23 – Puissance rayonnée à 40 nm en fonction de la position s le long de l'onduleur. Simulation GENESIS avec les paramètres du tableau 5.8 (a) avec (b) sans dépendance du temps.

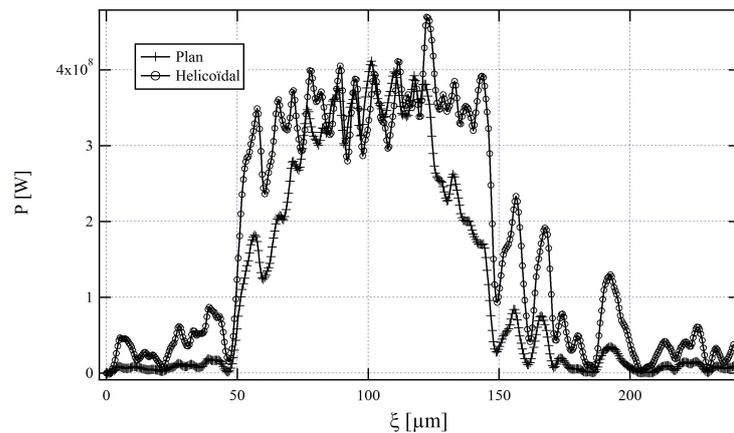


FIGURE 5.24 – Profil temporel de l'impulsion LEL à 40 nm en sortie des onduleurs. Simulation GENESIS avec les paramètres du tableau 5.8.

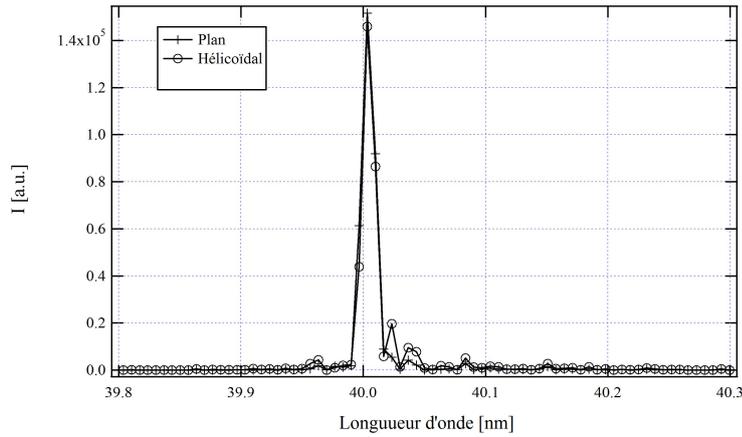


FIGURE 5.25 – Spectre de l'impulsion LEL à 40 nm en sortie des onduleurs. Simulation GENESIS avec les paramètres du tableau 5.8

Dans le cas d'un onduleur plan uniquement, GENESIS permet également de calculer la puissance rayonnée sur les harmoniques de la longueur d'onde de résonance. L'évolution de la puissance sur les harmoniques 3 et 5, soient à 13.3 et 8 nm, en fonction de la position dans l'onduleur est illustrée en figure 5.26.

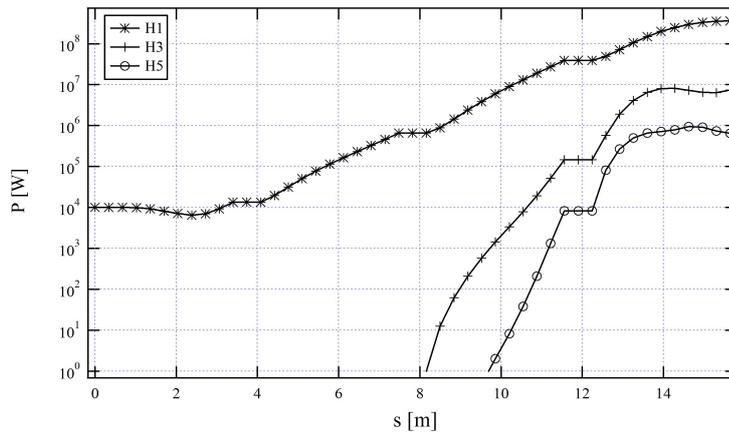


FIGURE 5.26 – Puissance rayonnée à la longueur d'onde fondamentale et sur les harmoniques 3 et 5 en fonction de la position dans l'onduleur. Simulation GENESIS avec les paramètres du tableau 5.8 pour un onduleur en mode plan et en mode indépendant du temps.

Avec un onduleur de type HU34, il est possible de produire des impulsions cohérentes à 40 nm en polarisation plane ou circulaire. La longueur d'onde nécessaire n'est que de 14 m pour atteindre des puissances crêtes de l'ordre de 0.2 GW.

5.3 Conclusion

Le travail effectué sur l'interaction LEL au sein d'un onduleur a consisté dans un premier temps à participer à trois expériences sur le LEL SPARC à Frascati. Ces expériences couvrent deux configurations de LEL : le SASE et le LEL injecté.

La première expérience a pour objet de caractériser le rayonnement émis en configuration SASE, qui est la plus simple.

Dans la deuxième expérience, un mode “single-spike” a été observé en ajustant correctement un “chirp” dans le paquet d’électrons, c’est-à-dire une dépendance linéaire de leur énergie avec leur position longitudinale dans le paquet, à un “taper” de l’onduleur, une variation longitudinale du champ crête qu’il génère sur axe.

Enfin, la troisième expérience effectuée dans la configuration injectée a permis l’observation du régime de super-radiance et la caractérisation du comportement des harmoniques dans ce régime.

La deuxième partie du travail a consisté à simuler l’utilisation sur un LEL de certains onduleurs étudiés précédemment, dans le cadre du projet de LEL LUNEX5. Ainsi, le premier calcul montre que le comportement général du spectre rayonné sur un anneau par un onduleur aperiodique est transposable à celui émis dans un LEL.

Dans un deuxième temps, l’étude de l’amplification sur LUNEX5 dans un onduleur APPLE-II sous-vide ayant les paramètres envisagés dans le chapitre 4 permettrait la production d’impulsions à 40 nm en gardant une structure relativement compacte.

Conclusion

Ce travail de thèse porte sur l'étude d'onduleurs de différents types, du point de vue de leur réalisation et de leur utilisation sur deux sources de rayonnement basées sur un accélérateur de particules : les centres de rayonnement synchrotron tels que le Synchrotron SOLEIL et les Lasers à Électrons Libres comme SPARC ou le projet LUNEX5.

Toutes les étapes de la réalisation d'un onduleur performant, de sa conception à son optimisation magnétique, doivent prendre en compte les caractéristiques demandées par la ligne de lumière à laquelle il est dédiée en terme de rayonnement (gamme spectrale et polarisation), mais aussi les effets indésirables qu'il a sur le faisceau d'électrons, comme les défauts d'orbite, la focalisation et les effets non linéaires. Afin d'optimiser la gamme spectrale émise et de minimiser les effets induits sur le faisceau, la réalisation d'un onduleur s'achève par des itérations d'optimisation magnétique qui impliquent l'utilisation de différents outils : des codes permettant de calculer numériquement le champ généré spatialement dans l'onduleur et le rayonnement émis par un champ magnétique donné, un banc de mesures magnétiques performant et une méthodologie d'optimisation.

Parmi les nombreux schémas d'onduleurs proposés par le passé, nous nous intéressons dans le chapitre 3 plus particulièrement à un type d'onduleur à aimants permanents, les onduleurs APPLE-II, qui émettent un rayonnement pouvant être polarisé linéairement ou elliptiquement. Après avoir construit deux onduleurs standards de ce type, les HU44, deux nouveaux onduleurs réalisés pour SOLEIL ont permis d'étudier trois caractéristiques les distinguant de la grande majorité des onduleurs APPLE-II existants.

L'onduleur HU36, tout d'abord, se caractérise par sa courte période de 36 mm et son petit entrefer de 12 mm, ce qui permet de générer un champ crête sur axe de 0.75 T et 0.53 T en polarisations linéaires horizontale et verticale respectivement. Ces caractéristiques lui permettent d'émettre à SOLEIL sur une gamme de 470 eV à pratiquement 11 keV en polarisation linéaire horizontale. De ce point de vue, cet onduleur est à ma connaissance l'un des plus performants dans le monde. L'optimisation de cet onduleur s'est avérée difficile, ce qui a été expliqué par l'existence d'une hystérésis attribuée à la déformation des supports d'aimants sous l'effet des forces magnétiques agissant sur ces derniers. Cette déformation résultant de la combinaison fort champ et courte période, a été analysée et fortement réduite par la conception de nouveaux supports. Les résultats de ce travail ont finalement permis de construire un onduleur tout à fait satisfaisant tant du point de vue de la dynamique faisceau que des performances en terme de rayonnement.

L'onduleur HU64 présente deux caractéristiques peu rencontrées. D'une part, il génère un champ dit quasipériodique (ou aperiodique) qui permet de modifier radicalement la distribution spectrale rayonnée, de telle sorte que les harmoniques puissent être filtrées par le monochromateur et ne polluent pas la mesure expérimentale. Bien que d'autres onduleurs de ce type existent, l'étude approfondie menée ici montre les limites de l'optimisation de cette configuration aperiodique dans le cas d'un onduleur APPLE-II. Elle a également abouti à la remise en cause du bien fondé d'utiliser un tel onduleur selon le type d'expérience menée avec le rayonnement émis : il a réellement sa place dans les expériences basées sur la spectroscopie parce qu'elles peuvent sélectionner précisément la longueur d'onde désirée, tandis que l'aspect bruité des distributions spectrales émises par un onduleur aperiodique pollue les mesures effectuées dans le cadre des expériences d'imagerie, qui utilisent un faisceau de photons avec un pouvoir résolvant généralement

plus faible.

L'onduleur HU64 présente d'autre part une plus grande flexibilité que la plupart des onduleurs APPLE-II, dans le sens où il peut émettre de la polarisation inclinée sur une gamme de 180° , contre 90° sur un onduleur classique de ce type. Cette particularité a nécessité la refonte complète de la conception du châssis de l'onduleur, et a complexifié l'optimisation de ce dernier. Cette modification a également permis d'étudier la variation de l'intensité du champ magnétique généré sans avoir recours à l'entrefer.

J'ai ensuite eu l'opportunité de réaliser un onduleur d'un tout autre type pour SOLEIL. Le U20 est un onduleur hybride sous-vide, et cette deuxième caractéristique fait l'objet du chapitre 4. En englobant les rangées d'aimants permanents à l'intérieur de la chambre à vide dans laquelle circulent les électrons, la valeur minimum d'entrefer est uniquement limitée par des contraintes liées à l'optique du faisceau de particules, alors que c'est l'épaisseur de la chambre à vide qui fixe cette limite pour les autres onduleurs. On peut ainsi atteindre un entrefer bien inférieur à 10 mm ce qui n'est pas envisageable pour un onduleur classique dans un anneau de stockage. En comparaison aux autres onduleurs sous-vide de SOLEIL, cet onduleur U20 a pour seule spécificité d'être constitué d'aimants en Neodyme-Fer-Bore, alors que c'est le Samarium-Cobalt qui était traditionnellement utilisé sur ce type d'onduleur, parce qu'il présente une meilleure résistance à la démagnétisation. Ce changement de matériau, qui est déjà utilisé dans d'autres centres comme SPring-8, a nécessité de prendre en compte l'accroissement des forces entre mâchoires dans la procédure d'installation de la chambre à vide. L'onduleur U20 m'a permis de me familiariser avec les contraintes liées à la technologie sous-vide, et aussi de prendre conscience des limites du banc de mesures magnétiques utilisé à SOLEIL. En effet celui-ci ne permet de procéder qu'à des mesures hors-vide de l'onduleur.

Grâce à l'expérience acquise dans ce domaine et ma connaissance des onduleurs APPLE-II, j'ai proposé l'étude d'un onduleur combinant ces deux aspects, ce qui n'existe pas aujourd'hui à ma connaissance. Un tel onduleur APPLE-II sous-vide permettrait d'émettre du rayonnement de différentes polarisations sur une large gamme spectrale, ce qui en ferait un outil extrêmement polyvalent. Il cumulerait en contrepartie les difficultés inhérentes à chacun des deux aspects. Une analyse de ces problématiques est effectuée et des voies permettant d'y remédier sont avancées, parmi lesquelles le pilotage de l'onduleur sans avoir recours à la variation d'entrefer, étudiée au chapitre précédent. Bien qu'étude de principe, ce travail a permis de retenir la conception d'un tel onduleur innovant comme projet de R&D à SOLEIL. Les paramètres envisagés pour cet onduleur sont un entrefer de 8 mm et une période de 34 mm, ce qui s'inscrit dans la continuité de ceux de HU36. Cette étude va donc devoir apporter des solutions aux difficultés développées dans cette thèse, tout en approfondissant le travail effectué sur HU36.

Alors que le travail effectué jusqu'ici se concentre sur la réalisation et l'optimisation d'onduleurs, essentiellement pour les centres de rayonnement synchrotron, le chapitre 5 porte sur l'utilisation qui peut être faite d'un onduleur dans un Laser à Électrons Libres (LEL). Ce travail débute par la description de trois résultats obtenus sur le LEL SPARC pendant des expériences auxquelles j'ai participé. La première expérience caractérise le rayonnement émis par le LEL dans sa configuration la plus simple, le "SASE", et m'a permis de me familiariser avec les différences entre opération d'un anneau de stockage et d'un LEL. La deuxième expérience consiste à en tirer profit du "chirp" des électrons (la variation de leur énergie le long du paquet) pour produire du rayonnement "single-spike" en jouant sur le "taper" des onduleurs, c'est à dire la variation du champ qu'ils génèrent le long de leur axe. Enfin la troisième expérience menée à SPARC, réalisée en mode injecté, a mis pour la première fois en évidence le comportement des harmoniques du rayonnement dans le régime de super-radiance.

La deuxième partie du travail effectué sur les LEL a consisté à caractériser par des simulations, dans le cadre du projet de LEL LUNEX5, le rayonnement émis par deux onduleurs APPLE-II présentant des caractéristiques décrites au chapitre 3 : un onduleur quasi-périodique et le projet d'onduleur APPLE-II sous-vide. Nos calculs montrent que les caractéristiques du rayonnement émis par un onduleur quasi-périodique sont transposables au LEL. Enfin, l'utilisation d'onduleurs APPLE-II sous-vide permettrait d'atteindre la saturation à 40 nm avec quatre sections d'onduleur, soit environ 15 m, ce qui est très compact si on compare cette longueur à la centaine de mètres d'onduleurs présents à FERMI, par exemple.

Bibliographie

- [1] A.-F. Liénard, “Champ électrique et magnétique produit par une charge électrique concentrée en un point et animée d’un mouvement quelconque,” *L’Eclairage Electrique*, vol. 16, p. 5, 1898.
- [2] E. Wiechert, “Elektrodynamische elementäre Gesetze,” *Arch. Néerl*, vol. 5, pp. 549–573, 1900.
- [3] F. R. Elder, A. M. Gurewitsch, R. V. Langmuir, and H. C. Pollock, “Radiation from electrons in a synchrotron,” *Physical Review*, vol. 71, pp. 829–830, 1947.
- [4] J. M. J. Madey, “Stimulated emission of bremsstrahlung in a periodic magnetic field,” *Journal of Applied Physics*, vol. 42, no. 5, pp. 1906–1913, 1971.
- [5] M. Sands, “The physics of electron storage rings,” Stanford university, California, November 1970. SLAC-121.
- [6] S. Essabaa, J. Arianer, P. Ausset, J. Baronick, J. Bergot, A. Boulot, F. Clapier, J. Coacolo, J. Couraudeau, F. Dupont, S. Galès, D. Gardès, D. Grialou, F. Ibrahim, T. Junquera, S. Kandri-Rody, H. Lefort, J. L. Scornet, J. Lesrel, S. M’Garrech, A. Mueller, N. Rouvière, A. Tkatchenko, B. Waast, L. Rinolfi, G. Rossat, G. Bienvenu, J. Bourdon, T. Garvey, B. Jacquemard, and M. Omeich, “The study of a new PARRNe experimental area using an electron LINAC close to the Orsay Tandem,” in *Proceedings of the 8th European Particle Accelerator Conference (EPAC’02), Paris, France*, pp. 888–890, 2002.
- [7] P. Marchand, T. Ruan, F. Ribeiro, and R. Lopes, “High power 352 MHz solid state amplifiers developed at the Synchrotron SOLEIL,” *Physical Review Special Topics : Accelerators and Beams*, vol. 10, p. 112001, 2007.
- [8] P. Marchand, R. Lopes, F. Ribeiro, and T. Ruan, “Development of high RF power solid state amplifiers at SOLEIL,” in *Proceedings of the 2nd International Particle Accelerator Conference (IPAC’11), San Sebastián, Spain*, pp. 376–378, 2011.
- [9] V. L. Ginsburg, “Radiation of microwaves and their absorption in air,” *Bulletin of the Academy of Sciences of the USSR, Physical Series*, vol. 9, no. 2, p. 165, 1947.
- [10] H. Motz, “Applications of the radiation from fast electron beams,” *Journal of Applied Physics*, vol. 22, no. 5, pp. 527–535, 1951.
- [11] H. Motz, W. Thon, and R. N. Whitehurst, “Experiments on radiation by fast electron beams,” *Journal of Applied Physics*, vol. 24, no. 7, pp. 826–833, 1953.
- [12] P. Elleaume and H. Onuki, *Undulators, wigglers and their applications*. Taylor & Francis, 2003.
- [13] M. Corlier, J.-C. Besson, P. Brunelle, J. Claverie, J.-M. Godefroy, C. Herbeaux, D. Lefebvre, O. Marcouillé, J.-L. Marlats, F. Marteau, J. Michaut, P. Peupardin, A. Petit, M. Sommer, J. Vétérin, and L. Nahon, “Commissioning of OPHÉLIE : the new electromagnetic crossed overlapped undulator at super-ACO,” in *Proceedings of the 18th Particle Accelerator Conference (PAC’99), New York City, USA*, pp. 2686–2688, 1999.
- [14] R. Walker, D. Bulfone, B. Diviacco, W. Jark, P. Michelini, L. Tosi, R. Visintini, G. Ingold, F. Schäfers, M. Scheer, G. Wüstefeld, M. Eriksson, and S. Werin, “Design of an electromagnetic elliptical wiggler for ELETTRA,” in *Proceedings of the 17th Particle Accelerator Conference (PAC’97), Vancouver, B.C., Canada*, pp. 3527–3529, 1997.

- [15] A. Batrakov, F. Briquez, O. Chubar, I. Churkin, M.-E. Couprie, A. Daël, I. Ilyin, Y. Kolokolnikov, G. Roux, E. Rouvinski, E. Semenov, A. Steshov, M. Valléau, and P. Vobly, “Magnetic design and manufacture of elliptical undulators HU256,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 575, no. 1-2, pp. 29 – 32, 2007.
- [16] VectorFields Ltd. <http://www.vectorfields.com>.
- [17] F. Briquez, P. Brunelle, O. Chubar, M.-E. Couprie, J.-M. Filhol, O. Marcouillé, F. Marteau, A. Nadji, L. Nadolski, M. Valléau, and J. Vétéran, “Commissioning of the electromagnetic insertion devices at SOLEIL,” in *Proceedings of the 11th European Particle Accelerator Conference (EPAC’08), Genoa, Italy*, pp. 2237–2239, 2008.
- [18] O. Marcouillé, P. Brunelle, O. Chubar, F. Marteau, M. Massal, L. Nahon, K. Tavakoli, J. Veteran, and J.-M. Filhol, “Design, construction and magnetic measurements of the HU640 (OPHELIE2) undulator dedicated to the DESIRS VUV beamline at SOLEIL,” in *Proceedings of The 9th International Conference on Synchrotron Radiation Instrumentation (SRI 2006), Daegu, Korea*, pp. 311–314, 2006.
- [19] A. Batrakov, V. Borovikov, E. Bekhtenev, M. Fedurin, M. Hara, G. Karpov, M. Kuzin, N. Mezentsev, Y. Miahara, T. Shimada, V. Shkaruba, K. Soutome, and K. Tzumaki, “Magnetic measurements of the 10 T superconducting wiggler for the SPring-8 storage ring,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 467-468, Part 1, no. 0, pp. 190–193, 2001.
- [20] Y. Ivanyushenkov, M. Abliz, C. Doose, J. Fuerst, Q. Hasse, M. Kasa, V. Lev, N. Mezentsev, V. Syrovatin, E. Trakhtenberg, V. Tsukanov, I. Vasserman, and E. Gluskin, “Development of a superconducting undulator for the APS,” *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 425, no. 3, p. 032007, 2013.
- [21] K. J. Strnat, “Current problems and trends in permanent magnet materials,” *AIP Conference Proceedings*, vol. 5, no. 1, pp. 1047–1066, 1972.
- [22] M. Sagawa, S. Fujimura, N. Togawa, H. Yamamoto, and Y. Matsuura, “New material for permanent magnets on a base of Nd and Fe,” *Journal of Applied Physics*, vol. 55, no. 6, pp. 2083–2087, 1984.
- [23] T. Hara, T. Tanaka, H. Kitamura, T. Bizen, X. Maréchal, T. Seike, T. Kohda, and Y. Matsuura, “Cryogenic permanent magnet undulators,” *Physical Review Special Topics : Accelerators and Beams*, vol. 7, p. 050702, 2004.
- [24] <http://www.vacuumschmelze.com>.
- [25] <http://www.hitachimetals.com/product/permanentmagnets/neodymium>.
- [26] <http://www.jlmag.eu>.
- [27] K. Halbach, “Design of permanent multipole magnets with oriented rare earth cobalt material,” *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 169, no. 1, pp. 1 – 10, 1980.
- [28] O. Singh and S. Krinsky, “Orbit compensation for the time-varying elliptically polarized wiggler with switching frequency at 100 Hz,” in *Proceedings of the 17th Particle Accelerator Conference (PAC’97), Vancouver, B.C., Canada*, pp. 2161–2163, 1997.
- [29] J. Chavanne, P. Elleaume, and P. V. Vaerenbergh, “A novel fast switching linear/helical undulator,” in *Proceedings of the 6th European Particle Accelerator Conference (EPAC’98), Stockholm, Sweden*, pp. 317–319, 1998.
- [30] F. Marteau, P. Berteaud, F. Bouvet, L. Chapuis, M.-E. Couprie, J.-P. Daguerre, T. Elajjouri, J.-M. Filhol, P. Lebasque, J.-L. Marlats, A. Mary, and K. Tavakoli, “The 65 mm period electromagnetic/permanent magnets helical undulator at SOLEIL,” in *Proceedings of the 2nd International Particle Accelerator Conference (IPAC’11), San Sebastián, Spain*, pp. 3239–3241, 2011.
- [31] K. J. Kim, “A synchrotron radiation source with arbitrarily adjustable elliptical polarization,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. 219, no. 2, pp. 425 – 429, 1984.

- [32] H. Onuki, “Elliptically polarized synchrotron radiation source with crossed and retarded magnetic fields,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 246, no. 1-3, pp. 94 – 98, 1986.
- [33] K. Yagi and H. Onuki, “Modified polarizing undulator for measurements of linear and circular dichroisms,” *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, vol. 80, no. 0, pp. 429 – 432, 1996.
- [34] S. Yamamoto and H. Kitamura, “Generation of quasi-circularly polarized undulator radiation with higher harmonics,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 26, no. Part 2, No. 10, pp. L1613–L1615, 1987.
- [35] P. Elleaume, “A flexible planar/helical undulator design for synchrotron sources,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 291, no. 1-2, pp. 371 – 377, 1990.
- [36] P. Elleaume and J. Chavanne, “A new powerful flexible linear/helical undulator for soft x-rays,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 304, no. 1-3, pp. 719 – 724, 1991.
- [37] P. Elleaume, “Helios : a new type of linear/helical undulator,” *Journal of Synchrotron Radiation*, vol. 1, pp. 19–26, Oct 1994.
- [38] P. Elleaume, “Insertion devices for the new generation of synchrotron sources : A review,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 63, no. 1, pp. 321–326, 1992.
- [39] J. Chavanne, E. Chinchio, M. Diot, P. Elleaume, D. Frachon, X. Maréchal, C. Mariaggi, and F. Revol, “Status of the European Synchrotron Radiation Facility insertion devices,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 63, no. 1, pp. 317–320, 1992.
- [40] B. Diviacco and R. P. Walker, “Fields and trajectories in some new types of permanent magnet helical undulator,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 292, no. 2, pp. 517 – 529, 1990.
- [41] K. J. Kim, “A survey of synchrotron radiation devices producing circular or variable polarization,” in *Proceedings of SPIE Conference on Advanced X-Ray/EUV Sources : Design, Performance and Application, San Diego, CA*, 1991.
- [42] T. Hara, T. Tanaka, T. Seike, T. Bizen, X. Maréchal, T. Kohda, K. Inoue, T. Oka, T. Suzuki, N. Yagi, and H. Kitamura, “In-vacuum X-ray helical undulator for high flux beamline at SPring-8,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 467–468, Part 1, no. 0, pp. 165–168, 2001.
- [43] S. Sasaki, K. Miyata, and T. Takada, “A new undulator for generating variably polarized radiation,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 31, no. Part 2, No. 12B, pp. L1794–L1796, 1992.
- [44] S. Sasaki, “Analyses for a planar variably-polarizing undulator,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 347, no. 1-3, pp. 83 – 86, 1994.
- [45] J. Bahrtdt and G. Wüstefeld, “Symplectic tracking and compensation of dynamic field integrals in complex undulator structures,” *Physical Review Special Topics : Accelerators and Beams*, vol. 14, p. 040703, 2011.
- [46] R. Carr, “planar helical undulator sources of circularly polarized x-rays,” in *Proceedings of the 15th Particle Accelerator Conference (PAC’93), Washington, D. C., USA*, pp. 1596 – 1598, 1993.
- [47] S. Sasaki, K. Kakuno, T. Takada, T. Shimada, K. ichi Yanagida, and Y. Miyahara, “Design of a new type of planar undulator for generating variably polarized radiation,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 331, no. 1-3, pp. 763 – 767, 1993.
- [48] S. Sasaki, T. Shimada, K. ichi Yanagida, H. Kobayashi, and Y. Miyahara, “First observation of undulator radiation from APPLE-1,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 347, no. 1-3, pp. 87 – 91, 1994.

- [49] J. Bahrtdt, W. Frentrup, A. Gaupp, B. Kuske, A. Meseck, and M. Scheer, “Undulators for the BESSY Soft-X-Ray FEL,” in *Proceedings of the 26th International Free Electron Laser Conference (FEL 2004), Trieste Italy*, pp. 610–613, 2004.
- [50] A. T. Young, E. Arenholz, S. Marks, R. Schlueter, C. Steier, H. A. Padmore, A. P. Hitchcock, and D. G. Castner, “Variable linear polarization from an X-ray undulator,” *Journal of Synchrotron Radiation*, vol. 9, no. 4, pp. 270–274, 2002.
- [51] A. B. Temnykh, “Delta undulator for Cornell energy recovery linac,” *Physical Review Special Topics : Accelerators and Beams*, vol. 11, p. 120702, 2008.
- [52] A. Temnykh, M. Babzien, D. Davis, M. Fedurin, K. Kusche, J. Park, and V. Yakimenko, “Delta undulator model : Magnetic field and beam test results,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 649, no. 1, pp. 42 – 45, 2011.
- [53] X. M. Maréchal, T. Tanaka, and H. Kitamura, “An elliptical wiggler for SPring-8,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 66, no. 2, pp. 1937–1939, 1995.
- [54] A. Hiraya, K. Yoshida, S. Yagi, M. Taniguchi, S. i. Kimura, H. Hama, T. Takayama, and D. Amano, “Undulators at HiSOR – a compact racetrack-type ring,” *Journal of Synchrotron Radiation*, vol. 5, no. 3, pp. 445–447, 1998.
- [55] T. Hara, T. Tanaka, T. Tanabe, X.-M. Maréchal, K. Kumagai, and H. Kitamura, “SPring-8 twin helical undulator,” *Journal of Synchrotron Radiation*, vol. 5, no. 3, pp. 426–427, 1998.
- [56] S. I. Kimura, M. Kamada, H. Hama, X. Maréchal, T. Tanaka, and H. Kitamura, “Design of a helical undulator for UVSOR,” *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, vol. 80, no. 0, pp. 437 – 440, 1996.
- [57] T. Tanaka and H. Kitamura, “Figure-8 undulator as an insertion device with linear polarization and low on-axis power density,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 364, no. 2, pp. 368 – 373, 1995.
- [58] T. Tanaka and H. Kitamura, “Analysis of Figure-8-undulator radiation,” *Journal of Synchrotron Radiation*, vol. 3, no. 2, pp. 47–52, 1996.
- [59] T. Tanaka, X.-M. Maréchal, T. Hara, T. Tanabe, and H. Kitamura, “In-vacuum figure-8 undulator for hard X-rays with both horizontal and vertical polarization,” *Journal of Synchrotron Radiation*, vol. 5, no. 3, pp. 412–413, 1998.
- [60] T. Tanaka and H. Kitamura, “A novel insertion device for circularly polarized radiation,” *Journal of Synchrotron Radiation*, vol. 4, no. 4, pp. 193–198, 1997.
- [61] D. Alesini, M. Bellaveglia, S. Bertolucci, R. Boni, M. Boscolo, M. Castellano, A. Clozza, L. Cultrera, G. D. Pirro, A. Drago, A. Esposito, M. Ferrario, L. Ficcadenti, D. Filippetto, V. Fusco, G. Gatti, A. Gallo, A. Ghigo, M. Incurvati, C. Ligi, F. Marcellini, M. Migliorati, A. Mostacci, L. Palumbo, L. Pellegrino, M. Preger, R. Ricci, C. Sanelli, M. Serio, F. Sgammà, B. Spataro, A. Stecchi, A. Stella, F. Tazzioli, C. Vaccarezza, M. Vescovi, C. Vicario, F. Alessandria, A. Bacci, I. Boscolo, F. Broggi, S. Cialdi, C. DeMartinis, D. Giove, C. Maroli, M. Mauri, V. Petrillo, M. Romè, A. R. Rossi, L. Serafini, D. Levi, M. Mattioli, P. Musumeci, G. Medici, D. Pelliccia, M. Petrarca, L. Catani, E. Chiodroni, A. Cianchi, E. Gabrielli, S. Tazzari, A. Perrone, F. Ciocci, G. Dattoli, A. Dipace, A. Doria, G. Gallerano, L. Giannessi, E. Giovenale, G. Messina, P. Ottaviani, S. Pagnutti, L. Picardi, M. Quattromini, A. Renieri, G. Ronci, C. Ronsivalle, M. Rosetti, E. Sabia, M. Sassi, A. Torre, A. Zucchini, J. Rosenzweig, G. Travish, and S. Reiche, “Status of the SPARC project,” in *Proceedings of the 10th European Particle Accelerator Conference (EPAC’06), Edinburgh, Scotland*, 2006.
- [62] W. Gudat, J. Pflüger, J. Chatzipetros, and W. Peatman, “An undulator/multipole wiggler for the BESSY storage ring,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 246, no. 1–3, pp. 50–53, 1986.
- [63] S. Yamamoto, T. Shioya, M. Hara, H. Kitamura, X. W. Zhang, T. Mochizuki, H. Sugiyama, and M. Ando, “Construction of an in-vacuum type undulator for production of undulator x rays in the 5–25 keV region,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 63, no. 1, pp. 400–403, 1992.

- [64] T. Hara, T. Tanaka, T. Tanabe, X.-M. Maréchal, S. Okada, and H. Kitamura, “In-vacuum undulators of SPring-8,” *Journal of Synchrotron Radiation*, vol. 5, no. 3, pp. 403–405, 1998.
- [65] T. Hara, T. Tanaka, T. Tanabe, X.-M. Maréchal, H. Kitamura, P. Elleaume, B. Morrison, J. Chavanne, P. Van Vaerenbergh, and D. Schmidt, “SPring-8 in-vacuum undulator beam test at the ESRF,” *Journal of Synchrotron Radiation*, vol. 5, pp. 406–408, May 1998.
- [66] T. Hara, M. Yabashi, T. Tanaka, T. Bizen, S. Goto, X. M. Maréchal, T. Seike, K. Tamasaku, T. Ishikawa, and H. Kitamura, “The brightest x-ray source : a very long undulator at SPring-8,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 73, no. 3, pp. 1125–1128, 2002.
- [67] T. Tanaka, T. Hara, R. Tsuru, D. Iwaki, X. Maréchal, T. Bizen, T. Seike, and H. Kitamura, “In-vacuum undulators,” in *Proceedings of the 27th International Free Electron Laser Conference (FEL 2005)*, Stanford, Ca, USA, pp. 370–377, 2005.
- [68] J. Chavanne, C. Penel, and P. Vanvaerenbergh, “Construction of APPLE-II and in-vacuum undulators at ESRF,” in *Proceedings of the 19th Particle Accelerator Conference (PAC’01)*, Chicago, Illinois, USA, pp. 2459–2461, 2001.
- [69] G. Ingold, M. Boege, W. Bulgheroni, A. Keller, J. Krempaski, C. Schulze-Briese, L. Schulz, T. Schmidt, D. Zimoch, T. Hara, T. Tanaka, and H. Kitamura, “Performance of small-gap undulators at the SLS intermediate energy storage ring,” *AIP Conference Proceedings*, vol. 879, no. 1, pp. 388–391, 2007.
- [70] G. Rakowsky, J. Aspenleiter, W. Graves, L. Solomon, and P. Stefan, “Magnetic measurements of an in-vacuum undulator for the NSLS x-ray ring,” in *Proceedings of the 17th Particle Accelerator Conference (PAC’97)*, Vancouver, B.C., Canada, pp. 3497–3499, 1997.
- [71] O. Marcouillé, C. Benabderrahmane, P. Berteaud, F. Briquez, L. Chapuis, M.-E. Couprie, T. El-Ajjouri, F. Marteau, M. Valléau, and J. Vétéran, “Review of insertion devices dedicated to high energy photons at SOLEIL,” in *Proceedings of the 2nd International Particle Accelerator Conference (IPAC’11)*, San Sebastián, Spain, pp. 3236–3238, 2011.
- [72] J. Campmany, J. Marcos, V. Massana, F. Becheri, J. V. Gigante, C. Colldelram, and L. Ribó, “Installation, commissioning and performance of IDs installed at ALBA,” in *Proceedings of the 11th International Conference on Synchrotron Radiation Instrumentation (SRI 2012)*, Lyon, France, p. 032010, 2013.
- [73] T. Tanaka, S. Goto, T. Hara, T. Hatsui, H. Ohashi, K. Togawa, M. Yabashi, and H. Tanaka, “Undulator commissioning by characterization of radiation in x-ray Free Electron Lasers,” *Physical Review Special Topics : Accelerators and Beams*, vol. 15, p. 110701, 2012.
- [74] M. Calvi, T. Schmidt, A. Anghel, A. Cervellino, S. J. Leake, P. R. Willmott, and T. Tanaka, “Commissioning results of the U14 cryogenic undulator at SLS,” *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 425, no. 3, p. 032017, 2013.
- [75] J. Chavanne, M. Hahn, R. Kersevan, C. Kitegi, C. Penel, and F. Revol, “Construction of a cryogenic permanent magnet undulator at the ESRF,” in *Proceedings of the 11th European Particle Accelerator Conference (EPAC’08)*, Genoa, Italy, pp. 2243–2245, 2008.
- [76] C. Ostefeld and M. Pedersen, “Cryogenic in-vacuum undulator at Danfysik,” in *Proceedings of the 1st International Particle Accelerator Conference (IPAC’10)*, Kyoto, Japan, pp. 3093–3095, 2010.
- [77] C. Benabderrahmane, N. Béchu, P. Berteaud, M. Couprie, J. Filhol, C. Herbeaux, C. Kitegi, J. Marlats, K. Tavakoli, M. Valléau, and D. Zerbib, “Development of a PrFeB cryogenic undulator at SOLEIL,” in *Proceedings of the 1st International Particle Accelerator Conference (IPAC’10)*, Kyoto, Japan, pp. 3096–3098, 2010.
- [78] C. Benabderrahmane, P. Berteaud, M. Valléau, C. Kitegi, K. Tavakoli, N. Béchu, A. Mary, J. Filhol, and M. Couprie, “Nd₂Fe₁₄B and Pr₂Fe₁₄B magnets characterisation and modelling for cryogenic permanent magnet undulator applications,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 669, no. 0, pp. 1–6, 2012.

- [79] C. Chang, P. Naulleau, E. Anderson, and D. Attwood, "Spatial coherence characterization of undulator radiation," *Optics Communications*, vol. 182, pp. 25–34, 2000.
- [80] A. Thompson, D. Attwood, E. Gullikson, M. Howells, K. J. Kim, J. Kirz, J. Kortright, I. Lindau, P. Pianetta, A. Robinson, J. Sofield, J. Underwood, D. Vaughan, G. Williams, and H. Winick, *X-ray Data Booklet*. Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley, California, 2001.
- [81] M. Borland, "Progress toward an ultimate storage ring light source," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 425, no. 4, 2013.
- [82] L. Giannessi, "Overview of PERSEO, a system for simulating FEL dynamics in MATHCAD," *Proceedings of the 28th International Free Electron Laser Conference (FEL 06), Berlin, Germany*, vol. 1, pp. 91–94, 2006.
- [83] G. Dattoli, L. Giannessi, A. Renieri, and A. Torre, "Theory of Compton Free Electron Lasers," *E. Wolf, Progress in Optics*, vol. 31, p. 321, 1993.
- [84] M. Xie, "Design optimization for an X-Ray Free Electron Laser driven by SLAC linac," *Proceedings of the 16th Particle Accelerator Conference (PAC'95), Dallas, Texas, USA*, vol. 1, p. 183, 1995.
- [85] K. Kim and M. Xie, "Self-Amplified Spontaneous Emission for short wavelength coherent radiation," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 331, pp. 359–364, 1993.
- [86] B. Bonifacio and C. Pellegrini, "Collective instabilities and high-gain regime in a free electron laser," *Optics Communications*, vol. 50, pp. 373–378, 1984.
- [87] M. Xie, "Transverse coherence properties of Self-Amplified Spontaneous Emission," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 445, pp. 67–71, 2000.
- [88] G. Moore, "High-gain small-signal modes of the Free-Electron Laser," *Optics Communications*, vol. 52, p. 46, 1984.
- [89] E. Scharlemann, A. Sessler, and J. Wurtele, "Optical guiding in a Free-Electron Laser," *Physical Review Letters*, vol. 54, p. 17, 1985.
- [90] A. Kondratenko and E. Saldin, "Generation of coherent radiation by a relativistic electron beam in an undulator," *Soviet Physics-Doklady 24*, vol. 12, p. 986, 1979.
- [91] K. Kim, "Three-dimensionnal analysis of coherent amplification and Self-Amplified Spontaneous Emission in Free-Electron Lasers," *Physical Review Letters*, vol. 57, pp. 1871–1874, 1986.
- [92] E. Saldin, E. Schneidmiller, and M. Yurkov, "The physics of Free Electron Lasers, Chap.6.2," *Springer ISBN 3-540-66266-9*, vol. 1, pp. 360–401, 2000.
- [93] E. Saldin, E. Schneidmiller, and M. Yurkov, "Statistical properties of radiation from VUV and X-ray Free Electron Laser," *Optics Communications*, vol. 148, pp. 383–403, 1998.
- [94] L. H. Yu, L. DiMauro, A. Doyuran, W. S. Graves, E. D. Johnson, R. Heese, S. Krinsky, H. Loos, J. B. Murphy, G. Rakowsky, J. Rose, T. Shaftan, B. Sheehy, J. Skaritka, X. J. Wang, and Z. Wu, "First ultraviolet High-Gain Harmonic-Generation Free-Electron Laser," *Physical Review Letters*, vol. 91, p. 074801, 2003.
- [95] T. Tran and J. Wurtele, "A three-dimensionnal axi-symmetric code for free-electron laser (FEL) simulation," *Computer Physics Communications*, vol. 54, p. 263, 1989.
- [96] A. Doyuran, M. Babzien, T. Shaftan, L. H. Yu, L. F. DiMauro, I. Ben-Zvi, S. G. Biedron, W. Graves, E. Johnson, S. Krinsky, R. Malone, I. Pogorelsky, J. Skaritka, G. Rakowsky, X. J. Wang, M. Woodlee, V. Yakimenko, J. Jagger, V. Sajaev, and I. Vasserma, "Characterization of a High-Gain Harmonic-Generation Free-Electron Laser at Saturation," *Physical Review Letters*, vol. 86, pp. 5902–5905, 2001.
- [97] J. Murphy, J. Wu, X. Wang, and T. Watanabe, "Longitudinal coherence preservation and chirp evolution in a high-gain laser seeded Free Electron Laser amplifier," *BNL-75907-2006, SLAC-PUB*, vol. 1, p. 11852, 2006.

- [98] A. Doyuran, L. DiMauro, W. Graves, R. Heese, E. D. Johnson, S. Krinsky, H. Loos, J. B. Murphy, G. Rakowsky, J. Rose, T. Shaftan, B. Sheehy, Y. Shen, J. Skaritka, X. Wang, Z. Wu, and L. H. Yu, “Experimental study of a high-gain harmonic generation Free-Electron Laser in the ultraviolet,” *Physical Review Special Topics : Accelerators and Beams*, vol. 7, p. 050701, 2004.
- [99] L. Yu, A. Doyuran, L. Dimaurao, W. Graves, E. Johnson, R. Heese, S. Krinsky, H. Loos, J. Murphy, G. Rakowsky, J. Rose, T. Shaftan, B. Sheehy, J. Skaritka, X. Wang, and Z. Wu, “Ultraviolet High-Gain Harmonic-Generation Free-Electron Laser at BNL,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 528, pp. 436–442, 2004.
- [100] L. H. Yu, “Generation of intense UV radiation by subharmonically seeded single-pass Free-Electron Lasers,” *Physical Review A : General Physics*, vol. 44, pp. 5178–5193, 1991.
- [101] J. Feldhaus, E. Saldin, E. Schneidmiller, and Y. Yurkov, “Possible application of X-ray optical elements for reducing the spectral bandwidth of an X-ray SASE FEL,” *Optics Communications*, vol. 140, pp. 341–352, 1997.
- [102] S. Reiche, “GENESIS 1.3 : a fully 3D time-dependent FEL simulation code,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 429, no. 1–3, pp. 243–248, 1999.
- [103] H. Freund and T. Antonsen, *Principles of Free-Electron Lasers*. Chapman and Hall, London, 1986.
- [104] H. Freund, “Nonlinear theory of short-wavelength Free-Electron Lasers,” *Physical Review E : Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics*, vol. 52, pp. 5401–5415, 1995.
- [105] H. Freund, “Time-dependent simulation of Free-Electron Laser amplifiers and oscillators,” *Physical Review Special Topics : Accelerators and Beams*, vol. 8, p. 110701, 2005.
- [106] H. P. Freund, S. G. Biedron, and S. V. Milton, “Nonlinear harmonic generation in Free-Electron Lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 36, pp. 275–281, 2000.
- [107] W. Fawley, “An informal manual for GINGER and its postprocessor XPLOTGIN,” *LBID-2141, CBP Tech Note-104, UC-414*, 1995.
- [108] W. Fawley, “Algorithm for loading shot noise microbunching in multidimensional, Free-Electron Laser simulation codes,” *Physical Review Special Topics : Accelerators and Beams*, vol. 5, p. 070701, 2002.
- [109] A. Nadji, P. Betinelli, F. Bouvet, P. Brunelle, A. Buteau, L. Cassinari, M.-E. Couprie, T. Didier, C. Herbeaux, N. Hubert, M. Labat, A. Lestrade, J.-F. Lamarre, P. Lebasque, A. Loulergue, P. Marchand, J.-L. Marlats, L. S. Nadolski, R. Nagaoka, and M.-A. Tordeux, “Operation and performance upgrade of the SOLEIL storage ring,” in *Proceedings of the 4th International Particle Accelerator Conference (IPAC’13), Shanghai, China*, pp. 73–75, 2013.
- [110] M. E. Couprie, C. Benabderrahmane, P. Betinelli, F. Bouvet, A. Buteau, L. Cassinari, J. Daillant, J. C. Denard, P. Eymard, B. Gagey, C. Herbeaux, M. Labat, A. Lestrade, A. Loulergue, P. Marchand, O. Marcouillé, J. L. Marlats, C. Miron, P. Morin, A. Nadji, F. Polack, J. B. Pruvost, F. Ribeiro, J. P. Ricaud, P. Roy, T. Tanikawa, R. Roux, S. Bielawski, C. Evain, C. Szwaj, G. Lambert, R. Lehe, A. Lifschitz, V. Malka, A. Rousse, K. T. Phuoc, C. Thaury, X. Davoine, A. Dubois, J. Lüning, G. L. Bec, L. Farvacque, G. Devanz, M. Luong, and B. Carré, “The LUNEX5 project,” in *Proceedings of the 34th International Free Electron Laser Conference (FEL 2012), Nara, Japan*, pp. 678–681, 2012.
- [111] R. Walker, “Interference effects in undulator and wiggler radiation sources,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 335, no. 1–2, pp. 328–337, 1993.
- [112] J. Safranek, C. Limborg, A. Terebilo, K. I. Blomqvist, P. Elleaume, and Y. Nosochkov, “Nonlinear dynamics in a SPEAR wiggler,” *Physical Review Special Topics : Accelerators and Beams*, vol. 5, p. 010701, 2002.
- [113] P. Elleaume, O. Chubar, and J. Chavanne, “Computing 3D magnetostatic fields from insertion devices,” in *Proceedings of the 17th Particle Accelerator Conference (PAC’97), Vancouver, B.C., Canada*, pp. 3509–3511, 1997.

- [114] O. Chubar, P. Elleaume, and J. Chavanne, “A three-dimensional magnetostatics computer code for insertion devices,” *Journal of Synchrotron Radiation*, vol. 5, no. 3, pp. 481–484, 1998.
- [115] H. Nishimura, “TRACY, a Tool for accelerator design and analysis,” in *Proceedings of the 1st European Particle Accelerator Conference (EPAC 88), Rome, Italy*, pp. 803–805, 1988.
- [116] M. Chiu and H. Chang, “New features of the parallel TRACY for nonlinear beam dynamics,” in *Proceedings of the 3rd International Particle Accelerator Conference (IPAC’12), New Orleans, Louisiana, USA*, pp. 310–312, 2012.
- [117] P. Brunelle, A. Loulergue, A. Nadji, L. S. Nadolski, and M.-A. Tordeux, “Non linear beam dynamics studies at SOLEIL using experimental frequency map analysis,” in *Proceedings of the 1st International Particle Accelerator Conference (IPAC’10), Kyoto, Japan*, pp. 4653–4655, 2010.
- [118] M. Born and E. Wolf, *Principles of optics*. Cambridge University Press, 7 ed., 1999.
- [119] R. P. Walker, “Phase errors and their effect on undulator radiation properties,” *Physical Review Special Topics : Accelerators and Beams*, vol. 16, p. 010704, 2013.
- [120] http://laacg.lanl.gov/laacg/services/download_sf.phtml.
- [121] <http://www.cedrat.com/en/software/flux.html>.
- [122] O. Chubar, C. Benabderrahmane, O. Marcouillé, F. Marteau, J. Chavanne, and P. Elleaume, “Application of finite volume integral approach to computing of 3D magnetic fields created by distributed iron-dominated electromagnet structures,” in *Proceedings of the 9th European Particle Accelerator Conference (EPAC’04), Lucerne, Switzerland*, pp. 1675–1677, 2004.
- [123] J. Chavanne, O. Chubar, P. Elleaume, and P. V. Vaerenbergh, “Nonlinear numerical simulation of permanent magnets,” in *Proceedings of the 7th European Particle Accelerator Conference (EPAC’00), Vienna, Austria*, pp. 2316–2318, 2000.
- [124] O. Chubar and P. Elleaume, “Accurate and efficient computation of synchrotron radiation in the near field region,” in *Proceedings of the 6th European Particle Accelerator Conference (EPAC’98), Stockholm, Sweden*, pp. 1177–1179, 1998.
- [125] O. V. Chubar, “Precise computation of electron-beam radiation in nonuniform magnetic fields as a tool for beam diagnostics,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 66, no. 2, pp. 1872–1874, 1995.
- [126] E. H. Hall, “On a new action of the magnet on electric currents,” *American Journal of Mathematics*, vol. 2, no. 3, pp. 287–92, 1879.
- [127] M. Turin, “Sur l’utilisation des sondes de Hall en champs inhomogènes,” *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 91, no. 4, pp. 621 – 625, 1971.
- [128] B. Carpuat, M. Galinier, and R. Morille, “Effet Hall plan dans les couches minces ferromagnétiques déposées sous vide,” *Revue de Physique Appliquée (Paris)*, vol. 4, no. 4, pp. 533–537, 1969.
- [129] J. Bahrtdt, W. Frenttrup, A. Gaupp, M. Scheer, and U. Englisch, “Magnetic field optimization of permanent magnet undulators for arbitrary polarization,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 516, no. 2–3, pp. 575–585, 2004.
- [130] T. Tanaka, T. Seike, and H. Kitamura, “Undulator field correction by in-situ sorting,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 465, no. 2–3, pp. 600–605, 2001.
- [131] J. Chavanne and P. Elleaume, “Undulator and wiggler shimming,” *Synchrotron Radiation News*, vol. 8, no. 1, pp. 18–22, 1995.
- [132] S. Gottschalk, D. Quimby, K. E. Robinson, E. Moog, and R. Apparao, “Central field design methods for hybrid insertion devices,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 67, no. 9, pp. 3347–3347, 1996.
- [133] O. Chubar, F. Briquez, M.-E. Couprie, J.-M. Filhol, E. Leroy, F. Marteau, F. Paulin, and O. Rudenko, “Compensation of variable skew- and normal quadrupole focusing effects of APPLE-II undulators with computer-aided shimming,” in *Proceedings of the 11th European Particle Accelerator Conference (EPAC’08), Genoa, Italy*, pp. 2246–2248, 2008.

- [134] E. Hoyer, S. Marks, P. Pipersky, and R. Schlueter, “Multiple trim magnets, or “magic fingers,” for insertion device field integral correction,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 66, no. 2, pp. 1901–1903, 1995.
- [135] O. Rudenko and O. Chubar, “An evolutionary approach to shimming undulator magnets for synchrotron radiation sources,” in *Parallel Problem Solving from Nature - PPSN IX* (T. Runarsson, H.-G. Beyer, E. Burke, J. Merelo-Guervós, L. Whitley, and X. Yao, eds.), vol. 4193 of *Lecture Notes in Computer Science*, pp. 362–371, Springer Berlin / Heidelberg, 2006.
- [136] S. Hashimoto and S. Sasaki, “Concept of a new undulator that will suppress the rational harmonics,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 361, no. 3, pp. 611 – 622, 1995.
- [137] S. Sasaki, H. Kobayashi, M. Takao, Y. Miyahara, and S. Hashimoto, “Conceptual design of quasi-periodic undulator,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 66, no. 2, pp. 1953–1955, 1995.
- [138] M. Takao, S. Sasaki, and S. Hashimoto, “Spectrum formula of the synchrotron radiation from a quasiperiodic undulator,” *Physical Review E : Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics*, vol. 52, no. 5, pp. 5454–5459, 1995.
- [139] S. Sasaki, “New scheme of quasi-periodic undulators,” in *Proceedings of the 1st International Particle Accelerator Conference (IPAC’10), Kyoto, Japan*, pp. 3165–3167, 2010.
- [140] H. Kobayashi, S. Sasaki, T. Shimada, M. Takao, S. Hashimoto, Y. Miyahara, K. Kakuno, K. Ohashi, M. Yokoyama, and M. Kawai, “Construction and magnetic field measurement of quasi-periodic undulator,” in *Proceedings of the 5th European Particle Accelerator Conference (EPAC’96), Sitges, Barcelona, Spain*, pp. 2552–2255, 1996.
- [141] M. Kawai, M. Yokoyama, K. Yamada, N. Sei, T. Yamazaki, T. Shimada, M. Takao, Y. Miyahara, S. Hashimoto, S. Sasaki, T. Koseki, K. Shinoe, Y. Kamiya, and H. Kobayashi, “First observation of quasiperiodic undulator radiation,” in *Proceedings of the 5th European Particle Accelerator Conference (EPAC’96), Sitges, Barcelona, Spain*, 1996.
- [142] J. Chavanne, P. Elleaume, and P. V. Vaerenbergh, “Development of quasiperiodic undulators at the ESRF,” in *Proceedings of the 6th European Particle Accelerator Conference (EPAC’98), Stockholm, Sweden*, pp. 2213–2215, 1998.
- [143] B. Diviacco and R. Walker, “Preliminary studies of linear and elliptical quasi-periodic undulators for ELETTRA,” Tech. Rep. ST/M-TN-97/11, Sincrotrone Trieste, Trieste, Italy, 1997.
- [144] B. Diviacco, R. Bracco, C. Knapic, D. Millo, D. Zangrando, O. Chubar, A. Dael, and M. Massal, “Design, construction and field characterization of a variable polarization undulator for SOLEIL,” in *Proceedings of the 21st Particle Accelerator Conference (PAC’05), Knoxville, Tennessee, USA*, pp. 4242–4244, 2005.
- [145] S. Sasaki, A. Miyamoto, K. Goto, M. Arita, and T. Okuda, “Performance of APPLE-II quasi-periodic undulator at HiSOR,” in *Proceedings of the 3rd International Particle Accelerator Conference (IPAC’12), New Orleans, Louisiana, USA*, pp. 729–731, 2012.
- [146] S. Sasaki, A. Miyamoto, K. Goto, M. Arita, T. Okuda, T. Mitsuyasu, K. Fujioka, H. Namatame, and M. Taniguchi, “Quasi-periodic variably polarizing undulator at HiSOR,” *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 425, no. 032009, 2013.
- [147] B. Diviacco, R. Bracco, D. Millo, D. Zangrando, and R. P. Walker, “Construction of elliptical undulators for ELETTRA,” in *Proceedings of the 6th European Particle Accelerator Conference (EPAC’98), Stockholm, Sweden*, pp. 2216–2218, 1998.
- [148] B. Diviacco, R. Bracco, D. Millo, R. P. Walker, M. Zalateur, and D. Zangrando, “Development of elliptical undulators for ELETTRA,” in *Proceedings of the 7th European Particle Accelerator Conference (EPAC’00), Vienna, Austria*, pp. 2216–2218, 2000.
- [149] J. Bahrtdt, W. Frentrup, A. Gaupp, M. Scheer, W. Gudat, G. Ingold, and S. Sasaki, “A quasi-periodic hybrid undulator at BESSY II,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 467–468, Part 1, no. 0, pp. 130 – 133, 2001.

- [150] T. Schmidt, R. Abela, G. Heidenreich, A. Imhof, G. Ingold, B. Jakob, B. Kalantari, A. Keller, M. R. T. Korhonen, L. Patthey, L. Schulz, M. Shi, C. Vollenweider, and P. Wiegand, “First results of the UE212 quasiperiodic elliptical electromagnetic undulators at SLS,” in *Proceedings of the 8th European Particle Accelerator Conference (EPAC’02), Paris, France*, pp. 2631–2633, 2002.
- [151] J. Bahrtdt and S. Sasaki, “Challenges of quasiperiodic apple undulators,” in *Proceedings of the 3rd International Particle Accelerator Conference (IPAC’12), New Orleans, Louisiana, USA*, pp. 705–707, 2012.
- [152] N. Vinokurov and A. Skrinsky. Preprint 77–59, Nuclear Physics Institute of Novossibirsk, 1983.
- [153] P. Elleaume, “Optical klystrons,” *Journal de Physique Colloques*, vol. 44, no. C1-333, 1983.
- [154] C. Hwang and S. Yeh, “Various polarization features of a variably polarized undulator with different phasing modes,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 420, no. 1–2, pp. 29–38, 1999.
- [155] R. Carr, “Adjustable phase insertion devices as x-ray sources,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 306, no. 1-2, pp. 391 – 396, 1991.
- [156] S. Lidia and R. Carr, “An elliptically-polarizing undulator with phase adjustable energy and polarization,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 347, no. 1-3, pp. 77 – 82, 1994.
- [157] T. Schmidt, A. Imhof, G. Ingold, B. Jakob, and C. Vollenweider, “A fixed gap APPLE II undulator for SLS,” *AIP Conference Proceedings*, vol. 879, no. 1, pp. 400–403, 2007.
- [158] T. Schmidt and D. Zimoch, “About APPLE II operation,” *AIP Conference Proceedings*, vol. 879, no. 1, pp. 404–407, 2007.
- [159] T. Schmidt, M. Calvi, T. Schmitt, V. N. Strocov, and D. Zimoch, “Operation experience of the UE44 fixed gap APPLE II at SLS,” *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 425, no. 3, p. 032020, 2013.
- [160] E. C. Longhi, P. Bencok, A. Dobrynin, E. C. M. Rial, A. Rose, P. Steadman, C. Thompson, A. Thomson, and H. Wang, “Developments in polarization and energy control of APPLE-II undulators at Diamond Light Source,” *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 425, no. 3, p. 032011, 2013.
- [161] G. Brown, K. Halbach, J. Harris, and H. Winick, “Wiggler and undulator magnets – A review,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. 208, no. 1–3, pp. 65–77, 1983.
- [162] P. Elleaume, J. Chavanne, and B. Faatz, “Design considerations for a 1 Å SASE undulator,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 455, no. 3, pp. 503–523, 2000.
- [163] A. Temnykh, “Delta undulator magnet for Cornell energy recovery LINAC,” in *Proceedings of the 23rd Particle Accelerator Conference (PAC’09), Vancouver, B.C., Canada*, pp. 324–326, 2009.
- [164] R. Carr, “Magnetic counterforce for insertion devices,” *Journal of Synchrotron Radiation*, vol. 10, no. 3, pp. 269–271, 2003.
- [165] T. Bizen, T. Hara, T. Tanaka, X.-M. Maréchal, T. Seike, and H. Kitamura, “Development of in-vacuum revolver undulator,” in *Proceedings of the 8th International Conference on Synchrotron Radiation Instrumentation (SRI 2003), San Francisco, California*, pp. 175–178, 2003.
- [166] O. Marcouillé, N. Béchu, P. Berteaud, P. Brunelle, L. Chapuis, C. Herbeaux, A. Lestrade, J.-L. Marlats, A. Mary, M. Massal, A. Nadji, K. Tavakoli, M. Valléau, J. Vétéran, M.-E. Couprie, and J.-M. Filhol, “In vacuum permanent magnet wiggler optimized for the production of hard x rays,” *Physical Review Special Topics : Accelerators and Beams*, vol. 16, p. 050702, 2013.
- [167] L. Poletto, G. Tondello, and P. Villorosi, “High-order laser harmonics detection in the EUV and soft x-ray spectral regions,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 72, p. 2868, 2001.
- [168] L. Poletto, S. Bonora, M. Pascolini, and P. Villorosi, “Instrumentation for analysis and utilization of extreme-ultraviolet and soft x-ray high-order harmonics,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 75, p. 4413, 2004.

- [169] L. Giannessi, D. Alesini, P. Antici, A. Bacci, M. Bellaveglia, R. Boni, M. Boscolo, F. Briquez, M. Castellano, L. Catani, E. Chiadroni, A. Cianchi, F. Ciocci, A. Clozza, M. E. Couprie, L. Cultrera, G. Dattoli, M. Del Franco, A. Dipace, G. Di Pirro, A. Doria, A. Drago, W. M. Fawley, M. Ferrario, L. Ficcadenti, D. Filippetto, F. Frassetto, H. P. Freund, V. Fusco, G. Gallerano, A. Gallo, G. Gatti, A. Ghigo, E. Giovenale, A. Marinelli, M. Labat, B. Marchetti, G. Marcus, C. Marrelli, M. Mattioli, M. Migliorati, M. Moreno, A. Mostacci, G. Orlandi, E. Pace, L. Palumbo, A. Petralia, M. Petrarca, V. Petrillo, L. Poletto, M. Quattromini, J. V. Rau, S. Reiche, C. Ronsivalle, J. Rosenzweig, A. R. Rossi, V. Rossi Albertini, E. Sabia, L. Serafini, M. Serluca, I. Spassovsky, B. Spataro, V. Surrenti, C. Vaccarezza, M. Vescovi, and C. Vicario, “Self-Amplified Spontaneous Emission for a single pass Free-Electron Laser,” *Physical Review Special Topics : Accelerators and Beams*, vol. 14, p. 060712, 2011.
- [170] E. L. Saldin, E. A. Schneidmiller, and M. V. Yurkov, “Self-Amplified Spontaneous Emission FEL with energy-chirped electron beam and its application for generation of attosecond x-ray pulses,” *Physical Review Special Topics : Accelerators and Beams*, vol. 9, p. 050702, 2006.
- [171] R. Bonifacio, F. Casagrande, G. Cerchioni, L. D. S. Souza, P. Pierini, and N. Piovella, “Physics of the High-Gain FEL and Superradiance,” *Rivista del nuovo cimento della Società italiana di fisica*, vol. 13, no. 9, p. 1, 1990.
- [172] S. J. Hahn and J. K. Lee, “Nonlinear short-pulse propagation in a Free-Electron Laser,” *Physical Review E : Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics*, vol. 48, p. 2162, 1993.
- [173] L. Giannessi, A. Bacci, M. Bellaveglia, F. Briquez, M. Castellano, E. Chiadroni, A. Cianchi, F. Ciocci, M. E. Couprie, L. Cultrera, G. Dattoli, D. Filippetto, M. Del Franco, G. Di Pirro, M. Ferrario, L. Ficcadenti, F. Frassetto, A. Gallo, G. Gatti, M. Labat, G. Marcus, M. Moreno, A. Mostacci, E. Pace, A. Petralia, V. Petrillo, L. Poletto, M. Quattromini, J. V. Rau, C. Ronsivalle, J. Rosenzweig, A. R. Rossi, V. Rossi Albertini, E. Sabia, M. Serluca, S. Spampinati, I. Spassovsky, B. Spataro, V. Surrenti, C. Vaccarezza, and C. Vicario, “Self-Amplified Spontaneous Emission Free-Electron Laser with an energy-chirped electron beam and undulator tapering,” *Physical Review Letters*, vol. 106, p. 144801, 2011.
- [174] R. Dicke, “Coherence in spontaneous radiation processes,” *Physical Review*, vol. 93, pp. 99–110, 1954.
- [175] R. Bonifacio, L. D. Salvo, P. Pierini, and N. Piovella, “The superradiant regime of a FEL : analytical and numerical results,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 296, pp. 358–367, 1990.
- [176] T. Watanabe, X. Wang, J. Murphy, J. Rose, Y. Shen, T. Tsang, L. Giannessi, P. Musumeci, and S. Reiche, “Experimental characterization of superradiance in a single-pass high-gain laser-seeded Free Electron Laser amplifier,” *Physical Review Letters*, vol. 98, p. 034802, 2007.
- [177] L. Giannessi, M. Artioli, M. Bellaveglia, F. Briquez, E. Chiadroni, A. Cianchi, M. E. Couprie, G. Dattoli, E. Di Palma, G. Di Pirro, M. Ferrario, D. Filippetto, F. Frassetto, G. Gatti, M. Labat, G. Marcus, A. Mostacci, A. Petralia, V. Petrillo, L. Poletto, M. Quattromini, J. V. Rau, J. Rosenzweig, E. Sabia, M. Serluca, I. Spassovsky, and V. Surrenti, “High-order-harmonic generation and superradiance in a seeded Free-Electron Laser,” *Physical Review Letters*, vol. 108, p. 164801, 2012.
- [178] L. Giannessi, P. Musumeci, and S. Spampinati, “Nonlinear pulse evolution in seeded Free-Electron Laser amplifiers and in Free-Electron Laser cascades,” *Journal of Applied Physics*, vol. 98, no. 4, p. 043110, 2005.
- [179] G. Dattoli and P. Ottaviani, “Design considerations for x-ray Free Electron Lasers,” *Journal of Applied Physics*, vol. 86, p. 5331, 1999.
- [180] S. Hirata and S. Sasaki, “Theoretical examination of radiation spectrum from the quasi-periodic undulator,” in *Proceedings of the 1st International Particle Accelerator Conference (IPAC’10), Kyoto, Japan*, pp. 3144–3146, 2010.
- [181] M. G. Kong and A. Vourdas, “Control of harmonic generation in a free electron laser with quasi periodic wiggler configuration,” *Physical Review E : Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics*, vol. 59, pp. 2339–2346, 1999.

- [182] M. G. Kong, X. Zhong, and A. Vourdas, “Free electron laser spectrum control with quasiperiodic wiggler configuration,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 445, pp. 7–12, 2000.
- [183] F. Bødker, M. Pedersen, C. Ostenfeld, E. Juul, E. Christensen, T. Svendsen, and H. Bach, “In-vacuum and FEL undulators at Danfysik A/S,” in *Proceedings of the 10th European Particle Accelerator Conference (EPAC’06), Edinburgh, Scotland*, pp. 3553 – 3555, 2006.
- [184] B. Militsyn, G. von Helden, G. Meijer, and A. van der Meer, “FELICE – the Free Electron Laser for intra-cavity experiments,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 507, no. 1–2, pp. 494–497, 2003.
- [185] F. Briquez, M. Labat, C. Evain, C. Benabderrahmane, and M.-E. Couprie, “Effect of a quasiperiodic undulator on FEL radiation,” *Proceedings of the 33rd International Free Electron Laser Conference (FEL 2011), Shanghai, China*, vol. 1, pp. 352–355, 2011.
- [186] G. New and J. Ward, “Optical third-harmonic generation in gases,” *Physical Review Letters*, vol. 19, p. 556, 1967.
- [187] A. McPherson, G. Gibson, H. Jara, U. Johann, T. Luk, I. McIntyre, K. Boyer, and C. Rhodes, “Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in the rare gases,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 4, no. 4, p. 595, 1987.
- [188] M. Ferray, A. L’Huillier, X. A. Li, L. Lompre, G. Mainfray, and C. Manus, “Multiple-harmonic conversion of 1064 nm radiation in rare gases,” *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 21, p. L31, 1988.

Table des notations

Notation	Description	Unité S.I.
a_{Ap}	Une des deux dimensions de la maille aperiodique	m
a_B	Largeur de la bobine du banc de mesures magnetiques	m
a_H	Une des deux dimensions transverses du conducteur dans lequel a lieu l'effet Hall	m
α_{Ap}	Angle d'inclinaison de la droite de projection servant à définir les positions aperiodiques	rad
α_C	Degré de chirp d'un paquet d'électrons	m^{-1}
α_{LI}	Angle d'inclinaison de la polarisation linéaire	rad
α_{SF}	Constante de structure fine	-
α_x	Angle horizontal entre la trajectoire des électrons et l'axe longitudinal	rad
α_z	Angle vertical entre la trajectoire des électrons et l'axe longitudinal	rad
a_n	Terme multipolaire tourné intégré d'ordre n d'un onduleur	$T.m^{2-n}$
\mathcal{A}_n	Terme multipolaire tourné d'ordre n d'un aimant	$T.m^{n-1}$
AW	Paramètre de l'onduleur	-
\vec{B}	Champ (induction) magnétique	T
\widehat{B}	Champ crête généré par un onduleur	T
b_{Ap}	Une des deux dimensions de la maille aperiodique	m
\widehat{B}_C	Champ crête d'un onduleur hélicoïdal ($\widehat{B}_C = \widehat{B}_x = \widehat{B}_z$)	T
B_d	Champ (induction) magnétique généré par un aimant de courbure	T
$B_d \rho_e$	Rigidité magnétique	T.m
β_e	Vitesse relative des électrons	-
β_{es}	Composante longitudinale de la vitesse relative des électrons	-
β_{ex}	Composante horizontale de la vitesse relative des électrons	-
β_{ez}	Composante verticale de la vitesse relative des électrons	-
β_L	vitesse relative de l'impulsion lumineuse dans un LEL en régime exponentiel	-
β_r	vitesse relative de l'impulsion lumineuse dans un LEL	-
β_x	Fonction Bêatron horizontale	m
β_{x_0}	Fonction Bêatron horizontale au centre de la section droite	m
β_z	Fonction Bêatron verticale	m
β_{z_0}	Fonction Bêatron verticale au centre de la section droite	m
b_H	Une des deux dimensions transverses du conducteur dans lequel a lieu l'effet Hall	m
\widehat{B}_{L45}	Champ crête d'un onduleur plan en polarisation linéaire inclinée à 45°	T

Notation	Description	Unité S.I.
\widehat{B}_{\max}	Champ crête maximal que peut générer un onduleur	T
\widehat{B}_{\min}	Champ crête minimal que peut générer un onduleur	T
b_n	Terme multipolaire droit intégré d'ordre n d'un onduleur	$T.m^{2-n}$
B_n	Terme multipolaire droit d'ordre n d'un aimant	$T.m^{1-n}$
B_r	Champ rémanent d'un aimant permanent	T
B_s	Composante longitudinale de champ (ou induction) magnétique	T
\widehat{B}_s	Champ crête longitudinal	T
B_x	Composante horizontale de champ (ou induction) magnétique	T
\widehat{B}_x	Champ crête horizontal	T
$B_{x_i, //}$	Composante horizontale de champ généré par la poutre i d'un onduleur APPLE-II en mode parallèle	T
$B_{x_i, //, J}$	Composante horizontale de champ générée par la poutre i d'un onduleur APPLE-II en mode parallèle et déplacement de mâchoire	T
$B_{x_i, //2}$	Composante horizontale de champ généré par la poutre i d'un onduleur APPLE-II en mode parallèle étendu	T
$B_{x_i, X}$	Composante horizontale de champ généré par la poutre i d'un onduleur APPLE-II en mode antiparallèle	T
$B_{x_i, X2}$	Composante horizontale de champ généré par la poutre i d'un onduleur APPLE-II en mode antiparallèle étendu	T
\widehat{B}_{xLV}	Champ crête horizontal généré par un onduleur quand il rayonne en polarisation linéaire verticale	T
\widehat{B}_{xP}	Champ crête horizontal apporté par une poutre d'un onduleur APPLE-II	T
B_z	Composante verticale de champ (ou induction) magnétique	T
\widehat{B}_z	Champ crête vertical	T
$B_{z_i, //}$	Composante verticale de champ généré par la poutre i d'un onduleur APPLE-II en mode parallèle	T
$B_{z_i, //, J}$	Composante verticale de champ générée par la poutre i d'un onduleur APPLE-II en mode parallèle et déplacement de mâchoire	T
$B_{z_i, //2}$	Composante verticale de champ généré par la poutre i d'un onduleur APPLE-II en mode parallèle étendu	T
$B_{z_i, X}$	Composante verticale de champ généré par la poutre i d'un onduleur APPLE-II en mode antiparallèle	T
$B_{z_i, X2}$	Composante verticale de champ généré par la poutre i d'un onduleur APPLE-II en mode antiparallèle étendu	T
\widehat{B}_{zLH}	Champ crête vertical généré par un onduleur quand il rayonne en polarisation linéaire horizontale	T
\widehat{B}_{zP}	Champ crête vertical apporté par une poutre d'un onduleur APPLE-II	T
c	Célérité de la lumière	m/s
\mathcal{C}	Circonférence d'un anneau de stockage	m
χ_i	Susceptibilité magnétique du matériau constituant la i^e source modélisée dans RADIA	-
D	Distance séparant deux sections d'onduleur	m
d_{Ap} et d'_{Ap}	Distances séparant les aimants d'un onduleur apériodique	m
d_B	Diamètre du fil constituant la bobine tournante du banc de mesures magnétiques	m

Notation	Description	Unité S.I.
$\Delta\alpha_x$	Variation d'angle horizontal subie par les électrons	rad
$\Delta\alpha_z$	Variation d'angle vertical subie par les électrons	rad
$\Delta\alpha_{x_i}$	Rotation autour de l'axe x_i d'un aimant due à la déformation de son support	rad
$\Delta B_{x(\delta x, M_{\rightarrow})}$	Signature de champ horizontal induite par le déplacement horizontal d'un aimant M_{\rightarrow}	T
$\Delta B_{x(\delta x, M_{\uparrow})}$	Signature de champ horizontal induite par le déplacement horizontal d'un aimant M_{\uparrow}	T
$\Delta B_{x(\delta z, M_{\rightarrow})}$	Signature de champ horizontal induite par le déplacement vertical d'un aimant M_{\rightarrow}	T
$\Delta B_{x(\delta z, M_{\uparrow})}$	Signature de champ horizontal induite par le déplacement vertical d'un aimant M_{\uparrow}	T
$\Delta B_{z(\delta x, M_{\rightarrow})}$	signature de champ vertical induite par le déplacement horizontal d'un aimant M_{\rightarrow}	T
$\Delta B_{z(\delta x, M_{\uparrow})}$	signature de champ vertical induite par le déplacement horizontal d'un aimant M_{\uparrow}	T
$\Delta B_{z(\delta z, M_{\rightarrow})}$	Signature de champ vertical induite par le déplacement vertical d'un aimant M_{\rightarrow}	T
$\Delta B_{z(\delta z, M_{\uparrow})}$	Signature de champ vertical induite par le déplacement vertical d'un aimant M_{\uparrow}	T
ΔG_x	Variation de gradient tourné intégré	T
ΔG_z	Variation de gradient droit intégré	T
$\langle \delta\gamma_e \rangle$	Energie relative moyenne échangée entre les électrons et la lumière sur l'ensemble du paquet d'électrons	-
$\Delta I_{1x}(0,0)$	Variation d'intégrale première de champ horizontal sur axe	T.m
$\Delta I_{1z}(0,0)$	Variation d'intégrale première de champ vertical sur axe	T.m
$\Delta I_{2x}(0,0)$	Variation d'intégrale seconde de champ horizontal sur axe	T.m ²
$\Delta I_{2z}(0,0)$	Variation d'intégrale seconde de champ vertical sur axe	T.m ²
$\Delta I_{1x(\delta x, M_{\rightarrow})}$	Signature de l'intégrale de champ horizontal induite par le déplacement horizontal d'un aimant M_{\rightarrow}	T.m
$\Delta I_{1x(\delta x, M_{\uparrow})}$	Signature de l'intégrale de champ horizontal induite par le déplacement horizontal d'un aimant M_{\uparrow}	T.m
$\Delta I_{1x(\delta z, M_{\rightarrow})}$	Signature de l'intégrale de champ horizontal induite par le déplacement vertical d'un aimant M_{\rightarrow}	T.m
$\Delta I_{1x(\delta z, M_{\uparrow})}$	Signature de l'intégrale de champ horizontal induite par le déplacement vertical d'un aimant M_{\uparrow}	T.m
$\Delta I_{1z(\delta x, M_{\rightarrow})}$	Signature de l'intégrale de champ vertical induite par le déplacement horizontal d'un aimant M_{\rightarrow}	T.m
$\Delta I_{1z(\delta x, M_{\uparrow})}$	Signature de l'intégrale de champ vertical induite par le déplacement horizontal d'un aimant M_{\uparrow}	T.m
$\Delta I_{1z(\delta z, M_{\rightarrow})}$	Signature de l'intégrale de champ vertical induite par le déplacement vertical d'un aimant M_{\rightarrow}	T.m
$\Delta I_{1z(\delta z, M_{\uparrow})}$	Signature de l'intégrale de champ vertical induite par le déplacement vertical d'un aimant M_{\uparrow}	T.m
ΔL	Variation de la longueur de trajectoire causée par un groupe d'aimants apériodiques dans le modèle analytique apériodique	m
Δs_J	Déplacement de mâchoire pour contrôler l'intensité du champ magnétique d'un onduleur APPLE-II	m
$\Delta s_{\mathcal{M}}$	Épaisseur d'un aimant (dimension longitudinale)	m
$\Delta s_{\mathcal{P}}$	Épaisseur d'un pôle (dimension longitudinale)	m

Notation	Description	Unité S.I.
Δs_P	Déplacement de paire pour contrôler la configuration du champ magnétique d'un onduleur APPLE-II	m
Δs_R	Déplacement de rangée pour contrôler la configuration du champ magnétique de certains onduleurs (dont APPLE-II)	m
Δs_{RC}	Déplacement de rangée permettant d'émettre du rayonnement de polarisation circulaire	m
Δs_{RL45}	Déplacement de rangée permettant d'émettre du rayonnement de polarisation linéaire inclinée à 45°	m
$\Delta s_R = 0^+$	Déplacement de rangée nul après une variation décroissante	m
$\Delta s_R = 0^-$	Déplacement de rangée nul après une variation croissante	m
ΔS_z	Variation du terme sextupolaire droit intégré	T/m
Δt_B	Durée d'intégration pendant la mesure d'intégrales à la bobine tournante	s
Δt	Durée d'une impulsion	s
Δt_{inj}	Durée de l'impulsion injectée dans un LEL	s
Δx	Déplacement horizontal des électrons	m
Δx_i	Déplacement dans la direction x_i de l'aimant dû à la déformation de son support	m
$\Delta x_{i_{max}}$	Déplacement maximal dans la direction x_i d'un aimant dû à la déformation de son support	m
$\Delta x_{\mathcal{M}}$	Largeur d'un aimant (dimension horizontale transverse)	m
$\Delta x_{\mathcal{P}}$	Largeur d'un pôle (dimension horizontale transverse)	m
$\Delta x_w(s, x_0)$	Excursion de l'électron autour de la position horizontale x_0	m
Δz	Déplacement vertical des électrons	m
Δz_{Ap}	Déplacement vertical d'un aimant M_{\leftarrow} ou M_{\rightarrow} pour rendre l'onduleur apériodique	m
$\Delta z_{\mathcal{M}}$	Hauteur d'un aimant (dimension verticale)	m
$\Delta z_{\mathcal{P}}$	Hauteur d'un pôle (dimension verticale)	m
$\widehat{\Delta x_w}(x_0)$	amplitude de l'excursion sinusoïdale des électrons entrant à la position transverse x_0 dans l'onduleur	m
$\frac{d\Phi}{dS}$	Flux de photons rayonné par unité de surface	ph/s/0.1%bw/m ²
$\frac{d\Phi}{d\Omega}$	Flux de photons rayonné par unité de d'angle solide	ph/s/0.1%bw/rad ²
$(\frac{d\Phi}{dS})_1$	Flux de photons rayonné par unité de surface par un tronçon d'onduleur	ph/s/0.1%bw/m ²
$(\frac{d\Phi}{dS})_T$	Flux de photons rayonné par unité de surface par un onduleur constitué de plusieurs tronçons	ph/s/0.1%bw/m ²
$\frac{d\Phi_{\tilde{n}}}{dS}(\Delta z_{Ap})$	Densité de flux du pic de la pseudo-harmonique \tilde{n} rayonnée par l'onduleur apériodique de déplacement Δz_{Ap}	ph/s/0.1%bw/m ²
$d\Omega$	Angle solide élémentaire	rad ²
dS	Surface élémentaire	m ²
e	Charge élémentaire	C
E	Energie d'une impulsion lumineuse	J
$\langle E \rangle$	Energie moyenne d'une impulsion	J
\vec{E}	Champ électrique	V/m
E_e	Energie des électrons	J (ou eV)
E_{e_0}	Energie au repos de l'électron	J (ou eV)
E_H	Champ de Hall	V/m
E_i	Champ électrique émis par le i^e tronçon dans le modèle analytique apériodique	V/m

Notation	Description	Unité S.I.
E_{inj}	Energie injectée dans un LEL	J
\vec{E}_L	Champ électrique d'une onde lumineuse	V/m
E_p	Energie des photons	J (ou eV)
E_{pn}	Energie des photons émis à l'harmonique n	J (ou eV)
ϵ_{N_x}	Emittance horizontale normalisée à l'énergie relative des électrons	m.rad
ϵ_{N_z}	Emittance verticale normalisée à l'énergie relative des électrons	m.rad
ϵ_{ph}	Emittance transverse du faisceau de photons	m.rad
ϵ_x	Emittance horizontale	m.rad
ϵ_z	Emittance verticale	m.rad
E_{sat}	Energie à saturation dans un LEL	J
e_{sup1}	Epaisseur du "support module" d'un onduleur APPLE-II (dimension dans la direction s)	m
e_{sup2}	Epaisseur du "support réglage" d'un onduleur APPLE-II (dimension dans la direction s)	m
e_{sup3}	Epaisseur du "support individuel" d'un onduleur APPLE-II (dimension dans la direction s)	m
E_T	Champ électrique émis par l'ensemble des tronçons dans le modèle analytique aperiodique	V/m
η_{Ap}	Inverse de la pente de la droite de projection servant à définir les positions aperiodiques	-
η_x	Fonction Dispersion	m
E_Y	Module d'élasticité (module de Young)	Pa
e_0	Entraxe entre système vis-écrou et poutre mobile dans un châssis d'onduleur APPLE-II	m
e_1	Entraxe entre système vis-écrou et poutre mobile extérieure dans un châssis d'onduleur APPLE-II étendu	m
e_2	Entraxe entre système vis-écrou et poutre mobile intérieure dans un châssis d'onduleur APPLE-II étendu	m
\mathcal{F}	Critère de sélection pour l'optimisation d'un onduleur	-
\vec{F}	Force	N
f_b	Coefficient intervenant dans l'expression de g_0	-
\vec{F}_B	Force induite par un champ magnétique	N
\vec{F}_E	Force induite par un champ électrique	N
\vec{F}_e	Force de Lorentz	N
$F(JJ(\xi))$	Différence des fonctions de Bessel d'argument ξ	-
$F_n(K)$	Enveloppe dans l'expression du flux angulaire émis à l'harmonique n par un onduleur de paramètre de déflexion K	-
F_s	Composante longitudinale de force	N
F_x	Composante horizontale de force	N
F_z	Composante verticale de force	N
$F_{s(B \rightarrow M)}$	Composante longitudinale de la force magnétique subie par un aimant	N
$F_{x(B \rightarrow M)}$	Composante horizontale de la force magnétique subie par un aimant	N
F_{Xie}	Facteur de correction du gain pour prendre en compte les effets 3D	-
$F_{z(B \rightarrow M)}$	Composante verticale de la force magnétique subie par un aimant	N

Notation	Description	Unité S.I.
φ	Phase optique	rad
φ_{Ap}	Déphasage optique entre deux tronçons d'onduleur dans le modèle analytique apériodique	rad
ϕ	Phase	rad
Φ	Flux de photons	ph/s/0.1%bw
$\Phi(\Delta z_{Ap}, n)$	Flux de photons rayonné par l'onduleur apériodique de déplacement apériodique Δz_{Ap} , observé à l'harmonique n de l'énergie fondamentale	ph/s/0.1%bw
ϕ_{β_x}	Avance de phase Bêtatron dans le plan horizontal	rad
ϕ_{β_z}	Avance de phase Bêtatron dans le plan vertical	rad
Φ_B	Flux magnétique	T.m ²
Φ_{B_x}	Flux magnétique de champ horizontal	T.m ²
Φ_{B_z}	Flux magnétique de champ vertical	T.m ²
ϕ_B	Déphasage entre les deux composantes de champ d'un onduleur	rad
Φ_n	Flux de photons émis par la raie de l'harmonique n	ph/s/0.1%bw
$\Phi(\vec{u})$	Flux intégré spectralement et polarisé selon la direction \vec{u}	ph/s
G	Gradient d'un quadropôle	T/m
γ_e	Energie relative des électrons	-
γ_{eR}	Energie des électrons à la condition de résonance	J (eV)
g_h	Entrefer horizontal entre les aimants de deux poutres adjacentes d'un onduleur APPLE-II	m
G_M	Gain maximum d'un LEL	-
g_u	Entrefer d'un onduleur	m
$g_{u_{min}}$	Entrefer minimum d'un onduleur	m
G_x	Gradient tourné intégré d'un onduleur	T
G_z	Gradient droit intégré d'un onduleur	T
g_0	Coefficient de faible gain - faible signal d'un LEL	-
\vec{H}	Excitation magnétique	A/m
H_{cB}	Force coercitive	A/m
H_{cJ}	Coercivité intrinsèque	A/m
\vec{H}_i	Excitation magnétique générée par le i^e élément modélisé dans RADIA	A/m
$\vec{h}_n(\theta_x, \theta_z)$	Image de la contribution de l'harmonique n au champ électrique rayonné dans la direction (θ_x, θ_z)	-
h_{sup1}	Hauteur du "support module" d'un onduleur APPLE-II (dimension verticale)	m
h_{sup2}	Hauteur du "support réglage" d'un onduleur APPLE-II (dimension verticale)	m
h_{sup3}	Hauteur du "support individuel" d'un onduleur APPLE-II (dimension verticale)	m
h_{sup}	Hauteur du "support individuel" du deuxième onduleur HU36 (dimension verticale)	m
I_C	Courant de contrôle d'un capteur à effet Hall	A
I_e	Courant stocké dans un anneau de stockage	A
\hat{I}_e	Courant crête dans un LINAC	A
I_A	Courant d'Alfven	A
I_{CM}	Courant de contrôle maximal d'un capteur à effet Hall	A
I_{Cn}	Courant de contrôle nominal d'un capteur à effet Hall	A
$I_{G_{x_i}}$	Moment quadratique par rapport à l'axe x_i	m ⁴

Notation	Description	Unité S.I.
I_{kz}	Kick normalisé de second ordre agissant dans le plan horizontal	T.m
I_{kx}	Kick normalisé de second ordre agissant dans le plan vertical	T.m
\tilde{I}_{kz}	Kick de second ordre agissant dans le plan horizontal	T ² .m ²
\tilde{I}_{kx}	Kick de second ordre agissant dans le plan vertical	T ² .m ²
$I_{x\text{REF}}$	Valeur de référence de la variation d'intégrales de champ horizontal dans le critère de référence	T ² .m ²
$I_{x\mathcal{F}}$	Représentation de la variation d'intégrales de champ horizontal dans le critère de référence	T ² .m ²
$I_{z\text{REF}}$	Valeur de référence de la variation d'intégrales de champ vertical dans le critère de référence	T ² .m ²
$I_{z\mathcal{F}}$	Représentation de la variation d'intégrales de champ vertical dans le critère de référence	T ² .m ²
I_{1x}	Intégrale première de champ horizontal	T.m
$\overline{I_{1x}}$	Moyenne des mesures d'intégrale de champ horizontal effectuées à plusieurs positions transverses	T.m
I_{1z}	Intégrale première de champ vertical	T.m
$\overline{I_{1z}}$	Moyenne des mesures d'intégrale de champ vertical effectuées à plusieurs positions transverses	T.m
I_{2x}	Intégrale seconde de champ horizontal	T.m ²
I_{2z}	Intégrale seconde de champ vertical	T.m ²
\vec{j}	Densité de courant	A/m ²
\vec{j}_S	Densité surfacique d'une nappe de courant	A/m
K	Paramètre de déflexion d'un onduleur	-
κ	Couplage	-
K_C	Paramètre de déflexion d'un onduleur hélicoïdal ($K_c = K_x = K_z$)	-
K_f	Force d'un quadrupôle	m ⁻²
K_{fn}	Force de la focalisation naturelle d'un onduleur	m ⁻²
$\langle K_{fn} \rangle_{\lambda_u}$	Force de la focalisation naturelle d'un onduleur moyennée sur une période	m ⁻²
k_p	Nombre d'onde d'oscillation plasma	rad/m
$k_u = 2\pi/\lambda_u$	Nombre de d'onde lié à la période d'un onduleur	rad/m
K_x	Paramètre de déflexion correspondant à la composante de champ horizontal d'un onduleur	-
K_z	Paramètre de déflexion correspondant à la composante de champ vertical d'un onduleur	-
K_{max}	Paramètre de déflexion maximal d'un onduleur	-
λ	Longueur d'onde	m
Λ	Paramètre intervenant dans la formule de M. Xie	-
λ_{inj}	Longueur d'onde injectée dans un LEL	m
λ_L	Longueur d'onde de la source dans un LEL injecté	m
λ_n	Longueur d'onde de l'harmonique n de rayonnement	m
$\lambda_{\tilde{n}}$	Longueur d'onde d'une pseudo-harmonique \tilde{n}	m
λ_R	Longueur d'onde de résonance	m
λ_u	Période de l'onduleur	m
λ_1	Longueur d'onde de la raie fondamentale	m
L_B	Longueur de la bobine du banc de mesures magnétiques	m
L_{coh}	Longueur de cohérence	m

Notation	Description	Unité S.I.
L_Q	Longueur d'un quadrupôle	m
L_{sup}	Largeur des différents supports d'un onduleur APPLE-II (dimension dans la direction x)	m
L_u	Longueur d'un onduleur	m
L_0	Longueur de la pièce dont on étudie la déformation	m
L_{12}	Distance entre les premier et deuxième aimants d'une terminaison d'un onduleur APPLE-II	m
L_{23}	Distance entre les deuxième et troisième aimants d'une terminaison d'un onduleur APPLE-II	m
L_1	Épaisseur du premier aimant d'une terminaison d'un onduleur APPLE-II	m
L_2	Épaisseur du deuxième aimant d'une terminaison d'un onduleur APPLE-II	m
L_3	Épaisseur du troisième aimant d'une terminaison d'un onduleur APPLE-II	m
\vec{M}	Vecteur aimantation d'un aimant permanent	A/m
m_e	masse de l'électron	kg
$M_{f_{x_i}}$	Moment fléchissant selon la direction x_i	N.m
M_i	Vecteur aimantation de la i^e source modélisée dans RADIA	A/m
M_{\leftarrow}	Aimant aimanté longitudinalement (selon $-s$)	-
M_{\uparrow}	Aimant aimanté verticalement (selon $+z$)	-
M_{\rightarrow}	Aimant aimanté longitudinalement (selon $+s$)	-
M_{\downarrow}	Aimant aimanté verticalement (selon $-z$)	-
n	Numéro d'harmonique	-
\tilde{n}	Pseudo-harmonique de longueur d'onde proche de celle de l'harmonique n	-
\vec{n}_B	Normale à la surface de la bobine tournante du banc de mesures magnétiques	-
N_B	Nombre de spires constituant la bobine tournante du banc de mesures magnétiques	-
N_e	Nombre d'électrons stockés dans un anneau ou contenus dans un paquet	-
N_S	Nombre de sections (ou tronçons) d'onduleurs	-
N_t	Nombre de périodes de chaque section (ou tronçon) d'onduleur	-
N_u	Nombre de périodes d'un onduleur	-
N_{sH}	Nombre de points longitudinaux intervenant dans la mesure de champ à la sonde à effet Hall	-
N_{xB}	Nombre de points horizontaux intervenant dans la mesure d'intégrales de champ avec la bobine	-
ν_x	Nombre d'onde horizontal	-
ν_z	Nombre d'onde vertical	-
ω	Fréquence du rayonnement	Hz
ω_1	Fréquence du rayonnement à la résonance	Hz
ω_R	Pulsation du rayonnement à la résonance	rad/s
p_e	Impulsion d'un électron	kg.m.s ⁻¹
P_e	Puissance rayonnée à l'entrée de l'onduleur d'un LEL	W
P_i	Centre géométrique de la i^e source modélisée dans RADIA	-
P_{inj}	Puissance injectée dans un LEL	W
P_{sat}	Puissance rayonnée à la saturation dans un LEL	W
Q_e	Charge électrique contenue dans le(s) paquet(s) d'électrons	C

Notation	Description	Unité S.I.
r_{Ap}	Rapport des dimensions de la maille rectangulaire servant à définir les positions apériodiques	-
r_e	Rayon classique de l'électron	m
R_H	Constante de Hall	$m^3.C^{-1}$
ρ	Paramètre de Pierce	-
ρ_e	Rayon de courbure dans les aimants de courbure	m
ρ_m	Densité volumique de charges mobiles	$C.m^{-3}$
$R_{off}(x)$	dépendance avec x du champ généré par un onduleur dans le plan médian, à une position longitudinale correspondant à un pic de champ sur axe	T
S	Composante sextupolaire d'un sextupôle	T/m^2
\vec{s}	Axe longitudinal orienté dans le sens faisceau	m
s	Coordonnée longitudinale	m
\dot{s}	Dérivée temporelle de s	$m.s^{-1}$
\ddot{s}	Dérivée temporelle seconde de s	$m.s^{-2}$
\mathcal{S}_0 à \mathcal{S}_3	Paramètres de Stokes	ph/s
S_B	Surface d'une spire de la bobine tournante du banc de mesures magnétiques	m^2
s/n	Rapport signal sur bruit	-
$S_{n,N_u}(\omega, \omega_1)$	Modulation en raies dans l'expression du flux angulaire émis au voisinage de l'harmonique n à la fréquence ω par un onduleur constitué de N_u périodes	-
σ_e	Dispersion en énergie du faisceau d'électrons	-
σ_E	Fluctuation en énergie de l'impulsion	J
σ_φ	Erreur de phase optique	rad
$\sigma_{\varphi_{REF}}$	Valeur de référence de l'erreur de phase dans le critère de sélection	rad
σ_s	Longueur (dimension longitudinale) du paquet d'électrons (ou durée)	m (ou s)
σ_L	Longueur (ou durée) d'impulsion	m (ou s)
σ_x	Dimension horizontale du paquet d'électrons	m
σ_{x_i}	Contrainte mécanique selon la direction x_i	Pa
σ_z	Dimension verticale du paquet d'électrons	m
S_z	Terme sextupolaire droit intégré	T/m
\mathcal{T}_1 à \mathcal{T}_3	Taux de polarisation	-
$t_e(s)$	Temps pris par les électrons pour parcourir la distance s	s
θ_x	Angle d'observation horizontal	rad
θ_z	Angle d'observation vertical	rad
$t_p(s)$	Temps pris par les photons pour parcourir la distance s	s
T_{x_i}	Force de traction selon la direction x_i	N
$T_{x_{REF}}$	Valeur de référence de la rectitude de la trajectoire horizontale dans le critère de sélection	m
$T_{z_{REF}}$	Valeur de référence de la rectitude de la trajectoire verticale dans le critère de sélection	m
\vec{u}	Vecteur unitaire de polarisation	-
\vec{u}_{CL}	Vecteur unitaire de la polarisation circulaire gauche	-
\vec{u}_{CR}	Vecteur unitaire de la polarisation circulaire droite	-
U_d	Tension de dérive intégrée pendant la mesure d'intégrales de champ à la bobine	V
U_F	Tension apparaissant aux bornes de la bobine du banc de mesures magnétiques	V

Notation	Description	Unité S.I.
$U_{F_{p \rightarrow q}}$	Tension intégrée aux bornes de la bobine tournante du banc de mesures magnétiques, au passage de la position p à la position q	V
$\overline{U_H}$	Tension de Hall aux bornes du capteur à effet Hall	V
\vec{u}_{LH}	Vecteur unitaire de la polarisation linéaire horizontale	-
\vec{u}_{LV}	Vecteur unitaire de la polarisation linéaire verticale	-
\vec{u}_{L45}	Vecteur unitaire de la polarisation linéaire inclinée à 45°	-
\vec{v}_e	Vitesse des électrons	m/s
v_{es}	Composante longitudinale de la vitesse des électrons	m/s
v_{ex}	Composante horizontale de la vitesse des électrons	m/s
v_{ez}	Composante verticale de la vitesse des électrons	m/s
V_F	Sensibilité de la mesure d'intégrales de champ à la bobine	$V.T^{-1}.m^{-1}$
V_H	Sensibilité de la mesure de champ à la sonde à effet Hall	V/T
w_{Ix}	Poids de la distribution transverse des intégrales de champ horizontal dans le critère de sélection	-
w_{Iz}	Poids de la distribution transverse des intégrales de champ vertical dans le critère de sélection	-
w_{Tx}	Poids de la rectitude de la trajectoire horizontale dans le critère de sélection	-
w_{Tz}	Poids de la rectitude de la trajectoire verticale dans le critère de sélection	-
w_φ	Poids de l'erreur de phase optique dans le critère de sélection	-
$\vec{+x}$	Axe horizontal	m
x	Coordonnée transverse horizontale	m
\dot{x}	Dérivée temporelle de x	$m.s^{-1}$
\ddot{x}	Dérivée temporelle seconde de x	$m.s^{-2}$
$\langle x \rangle_{\lambda_u}$	Valeur moyenne de x sur une période λ_u	m
ξ	Coordonnée longitudinale (ou temporelle) de l'impulsion dans le paquet d'électrons	m (ou s)
$\overline{x_H}$	Moyenne des positions horizontales issues de la mesure de champ vertical à la sonde à effet Hall	m
$\vec{+z}$	Axe vertical	m
z	Coordonnée verticale	m
\dot{z}	Dérivée temporelle de z	$m.s^{-1}$
\ddot{z}	Dérivée temporelle seconde de z	$m.s^{-2}$
$\overline{z_H}$	Moyenne des positions verticales issues de la mesure de champ horizontal à la sonde à effet Hall	m

Résumé

Les centres de rayonnement synchrotron et les Lasers à Électrons Libres (LEL) sont des sources de rayonnement utilisant des électrons relativistes. Les onduleurs en constituent un élément important : ces instruments qui génèrent un champ magnétique périodique le long de la trajectoire des électrons, guident ces derniers de façon à les faire rayonner ou à amplifier l'onde lumineuse émise.

Une première partie du travail porte sur la réalisation ou la conception pour SOLEIL de plusieurs onduleurs à aimants permanents de différents types. Le HU36 est un onduleur APPLE-II qui génère un champ magnétique de courte période tout en conservant une valeur crête relativement importante, ce qui lui permet de rayonner sur une large gamme spectrale. Ces caractéristiques entraînent cependant une hystérésis expliquée par la déformation des supports. Les moyens mis en œuvre pour atteindre ces caractéristiques magnétiques et pour réduire l'hystérésis sont présentés. Le deuxième onduleur APPLE-II construit, le HU64, présente la double particularité d'être quasi-périodique (ou apériodique) afin de réduire la pollution rayonnée aux harmoniques de la longueur d'onde fondamentale, et de permettre l'accès à de la polarisation linéaire inclinée sur une plage de 180° grâce à son châssis étendu. L'optimisation de sa structure apériodique est détaillée et les difficultés découlant des configurations étendues sont expliquées. Le troisième onduleur construit pour SOLEIL, appelé U20, est un onduleur hybride sous-vide. Des pôles intercalés entre les aimants guident les lignes de champ de façon à augmenter la densité de flux magnétique sur axe, et l'assemblage magnétique ainsi obtenu est installé dans la chambre à vide, ce qui permet de réduire l'entrefer minimum à 5.5 mm et donc, d'accroître considérablement la valeur crête du champ magnétique généré. Compte-tenu des connaissances acquises pendant la construction des deux onduleurs APPLE-II et de l'onduleur sous-vide, l'étude d'un onduleur combinant ces deux aspects est proposée. Un tel instrument serait extrêmement polyvalent puisqu'il permettrait l'émission de rayonnement de différentes polarisations sur une large gamme spectrale. L'étude de principe menée ici met en évidence les nombreuses difficultés à surmonter et propose différentes solutions.

La deuxième partie du travail porte sur l'étude de l'interaction qui s'opère dans le cas d'un LEL au sein de l'onduleur entre les électrons et l'onde lumineuse, conduisant à l'amplification de cette dernière. Des expériences menées en configuration SASE et en mode injecté sur le LEL italien SPARC sont rapportées, puis des calculs sont réalisés dans le cadre du projet LUNEX5, pour évaluer l'efficacité de cette interaction dans un onduleur apériodique, et dans l'onduleur APPLE-II sous-vide envisagé précédemment.

Abstract

Storage rings and Free Electron Lasers (FEL) are relativistic electron based radiation sources, in which an important element is a device called undulator. This apparatus generates a periodic magnetic field along the electron trajectory, guiding the particles in such a way that they lose energy to the benefit of the radiation. This work deals with the study of several undulators of different types, and also their application on FEL sources. A first part of the work is dedicated to the construction of two APPLE-II type undulators for SOLEIL. Undulators of this type are able to emit radiation of variable polarization states, and the two studied devices present some special characteristics with respect to most of APPLE-II undulators. The first one (HU36) generates a short period high value magnetic field, leading to radiation emitted on a large spectral range. These parameters brought about a hysteresis explained by the deformation of the magnet supports, which was reduced. The second APPLE-II undulator (HU64) is characterized by two particularities : its field is quasi-periodic (or aperiodic) in order to reduce the pollution emitted at harmonics of the fundamental wavelength, and it is based on a special frame enabling radiation of tilted linear polarization on the full range of 180° . The optimization of the aperiodic structure is detailed and the difficulties brought about by the extended frame are explained. The third undulator built for SOLEIL is a hybrid in-vacuum one. Ferromagnetic poles guide the magnetic flux lines in order to increase the on-axis flux density, and the magnetic part of the undulator is included inside the vacuum chamber, which leads to a higher value of the generated field. Starting from the knowledge of both APPLE-II and in-vacuum undulators, the study of a device combining both characteristics is then proposed. Such an in-vacuum APPLE-II undulator would consist in a very performant and flexible apparatus because it could emit radiation of variable polarization on a large spectral range. The study points out the technical difficulties and suggests some solutions. The last part of the work deals with the study of the interaction realized in a FEL between electrons and radiation, resulting in the amplification of the light. Experiments performed in both SASE and injected configurations at the FEL SPARC (Italy, Frascati) are reported. Then calculations are made in the case of the FEL French project LUNEX5 to estimate the interaction efficiency when realized inside a quasi-periodic undulator and also through the previously studied in-vacuum APPLE-II one.