

L'INSTITUT NATIONAL DE PHYSIQUE NUCLEAIRE ET DE PHYSIQUE DES PARTICULES DU CNRS

en collaboration avec

LA DIRECTION DES SCIENCES DE LA MATIERE DU CEA,

LE FONDS NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE DE BELGIQUE

ET LE SERVICE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE DU CEA/DAM

**ECOLE JOLIOT-CURIE
DE
PHYSIQUE NUCLEAIRE
2008**

**PHYSIQUE NUCLEAIRE
INSTRUMENTALE**

J. POUTHAS

C. DE LA TAILLE

J. RAIMBOURG

P. AUSSET

F. GOBET

P. DELAHAYE

J. BAUDOT

O. LOPEZ

B. JACQUOT

L. APHECETCHE

J. GIOVINAZZO

A.-M. NOURREDDINE

D. THERS

J. DUPRAT

ECOLE INTERNATIONALE JOLIOT-CURIE
DE PHYSIQUE NUCLEAIRE

Seignosse, France

27^{ème} session, 22-27 Septembre 2008

L'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules du CNRS

en collaboration avec

La Direction des Sciences de la Matière du CEA,

le Fonds National de la Recherche Scientifique de Belgique

et le Service de Physique Nucléaire du CEA/DAM

PHYSIQUE NUCLEAIRE INSTRUMENTALE

J. POUTHAS

C. DE LA TAILLE

J. RAIMBOURG

P. AUSSET

F. GOBET

P. DELAHAYE

J. BAUDOT

O. LOPEZ

B. JACQUOT

L. APHECETCHE

J. GIOVINAZZO

A.-M. NOURREDDINE

D. THERS

J. DUPRAT

Conseil Scientifique

G. BELIER (CEA Bruyères-le-Châtel), B. BLANK (CEN Bordeaux), B. CHEYNIS (IPN Lyon), J. CUGNON (U Liège), G. DE FRANCE (GANIL Caen), P. DESCOUVEMONT (UL Bruxelles), P. DESSAGNE (IPHC Strasbourg), P. DUPIEUX (LPC Clermont), C. FINCK (SUBATECH Nantes), S. FRANCHOO (IPN Orsay), M. GUIDAL (IPN Orsay), D. LACROIX (LPC Caen), V. LAPOUX (CEA Saclay), A. LEFEBVRE (CSNSM Orsay), P. LELEUX (UC Louvain-la-Neuve), D. LHUILLIER (CEA Saclay), J.-Y. OLLITRAULT (CEA Saclay), M.-G. PORQUET (CSNSM Orsay), N. REDON (IPN Lyon), C. ROY (SUBATECH Nantes), G. RUDOLF (IPHC Strasbourg), C. SEMAY (U Mons), B. SILVESTRE-BRAC (LPSC Grenoble), O. SORLIN (GANIL Caen), J.-M. SPARENBERG (UL Bruxelles), C. VOLPE (IPN Orsay)

Comité d'Organisation

G. BELIER, B. BLANK, P. DESSAGNE, M. GUIDAL, M.-G. PORQUET, C. ROY

Cours enseignés aux précédentes sessions de l'Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire :

1982 : COLLISIONS NUCLEAIRES AUX ENERGIES VOISINES DE L'ENERGIE DE FERMI
H. Flocard, J. Hüfner, J. Richert, B. Tamain, R. Babinet, J. Cugnon, D. Guerreau, C. Guet,
J. Menet, H. Pirner

1983 : STRUCTURE NUCLEAIRE AUX FRONTIERES DE LA STABILITE
J.-P. Blaizot, M. Epherre, C. Mahaux, M. Meyer, H. Sergolle, Z. Szymanski, S. Della Negra,
J. Delorme, S. Gales, D. Gogny, B. Haas, J.-P. Vivien.

1984 : MESONS, BARYONS, QUARKS ET PHYSIQUE NUCLEAIRE
B. Desplanques, B. Frois, U. Gastaldi, E. Predazzi, G. Ripka, J. Arvieux, J.-J. Aubert,
M. Ericson, G. London, B. Vignon.

1985 : LA MATIERE NUCLEAIRE DANS TOUS SES ETATS
P. Bonche, J. Cugnon, R. Babinet, J.-F. Mathiot, L. Van Hove, M. Buenerd, J. Galin, M.-C. Lemaire,
J. Meyer.

1986 : SYMETRIES ET PHYSIQUE NUCLEAIRE
P. Depommier, S. Gales, Nguyen Van Giai, P. Guichon, P. Schuck, D. Goutte, M. Vergnes,
M. Avenier, P. Hubert, G. Girardi, B. Loiseau.

1987 : AU-DELA DU CHAMP MOYEN
K. Dietrich, G.-J. Wagner, C. Grégoire, X. Campi, B. Silvestre-Brac, S. Platchkov, B. Mayer,
Y. Abgrall, O. Bohigas, P. Grangé, C. Signarbieux.

1988 : a/ INSTRUMENTATION EN PHYSIQUE NUCLEAIRE ET PHYSIQUE DES PARTICULES
F. Sauli, V. Comparat, M. Suffert, J. Séguinot, P. Farthouat, R. Wigmans, B. Equer, D. L'Hôte,
L. Fayard, H. Videau, J.-M. Durand, A. Boudart, H. Fanet, F. Bourgeois, D. Perret-Gallix,
L. Gonzalez-Mestres (*en vente aux éditions de Physique, Paris*)

b/ LA RECHERCHE DU PLASMA DE QUARKS ET DE GLUONS : LES COLLISIONS D'IONS
LOURDS ULTRARELATIVISTES - ANALYSE MULTIDIMENSIONNELLE
J.-P. Blaizot, J.-N. Capdevielle, A. Capella, J. Gosset, G. Landaud, P. Lutz, A. Morel, B. Pire,
D. Vautherin.

1989 : NUCLEONS DANS LE NOYAU, MAIS ENCORE...
P. Grangé, J.-F. Mathiot, M. Ericson, H.-J. Pirner, M. Roy-Stephan, J. Delorme, R. Frascaria,
S. Gales, A. Magnon, M. Arnould.

1990 : LA PHYSIQUE NUCLEAIRE DU LABORATOIRE AUX ETOILES
N. Prantzos, M. Arnould, E. Schatzman, J.-P. Thibaud, P. Descouvemont, J.-P. Dufour,
P. Quentin, E. Suraud, R. Schaeffer.

1991 : LES NOYEAUX EN PLEINES FORMES
Z. Szymanski, P.-H. Heenen, J.-F. Berger, K. Heyde, B. Haas, R. Janssens, D. Paya, D. Gogny,
G. Huber, S. Bjørnholm, M. Brack.

- 1992 : MATIERE HADRONIQUE OU...AUJOURD'HUI ET DEMAIN AVEC LES ELECTRONS
V. Breton, H. Fonvieille, B. Frois, R. Van de Vyver, G. Smadja, J. Martino, J.-P. Blaizot, J.-F. Mathiot,
P. Vernin, X. Artru, J. Remillieux
- 1993 : LES NOYAUX EN 1993 : *une nouvelle façon d'exister*
J. Meyer, G. Sletten, S. Gales, A. Mueller, D. Vautherin, J.-P. Dufour, P. Armbruster, B. Tamain,
P. Leleux, M. Belakhovsky.
- 1994 : PHYSIQUE NUCLEAIRE INSTRUMENTALE : *des éléments pour un bon choix*
Ch. Bourgeois, J.-M. Brom, Y. El Masri, W. Mittig, D. L'Hôte, J.-P. Didelez, P. Desesquelles,
F. Hannachi, G. Fournier, M. Maire, L. Valentin.
- 1995 : NOYAUX EN COLLISIONS
R. Balian, B. Remaud, E. Suraud, D. Durand, A. Gobbi, J. Cugnon, O. Drapier, J. Govaerts,
R. Prieels.
- 1996 : PRODUCTION D'ENERGIE NUCLEAIRE ET TRAITEMENT DES DECHETS : *des filières
d'aujourd'hui aux solutions innovantes*
J.-P. Dufour, G. Barreau, P. Reuss, J. Cugnon, J. Fréhaut, Y. Quéré, H. Métivier,
J.-P. Schapira, J.-M. Cavedon, M. Delpech, J.-M. Loiseaux, J.-M. Lagniel, S. Leray.
- 1997 : STRUCTURE NUCLEAIRE : *un nouvel horizon*
J.-F. Mathiot, J.-P. Blaizot, A. Poves, P.-H. Heenen, Ph. Chomaz, P. Van Duppen, N. Orr, B. Gall,
W.R. Phillips, P. Hello
- 1998 : MATIERE HADRONIQUE : *de la structure du nucléon au déconfinement des quarks*
M. Knecht, P. Guichon, J.-Y. Ollitrault, C. Cavata, H.-J. Pirner, S. Kox, G. Chanfray, C. Kuhn,
M. Gonin, O. Sorlin
- 1999 : NOYAU, CHAMP ET CORTEGE
Ch. Leclercq-Willain, C. Rouyer, D. Lunney, J. Kiener, F. Le Blanc, J.-F. Chemin, V. Méot,
G. Neyens, M.-G. Porquet, Ph. Moretto
- 2000 : ASTROPHYSIQUE NUCLEAIRE : *du microcosme nucléaire au macrocosme astrophysique*
M. Arnould, J. Meyer, G. Audi, N. Orr, C. Volpe, O. Sorlin, S. Goriely, P. Descouvemont, B. Cordier,
B. Degrangé
- 2001 : PHYSIQUE NUCLEAIRE INSTRUMENTALE : *"de la mesure à la grandeur physique"*
S. Hustache Ottini, D. Buskulic, J. Bouchez, E. Nappi, H. Savajols, M. Guidal, J. Pouthas,
G. Duchêne, T. Pussieux, M. Loiselet, P. Salati
- 2002 : LES NOYAUX EXOTIQUES : *"un autre regard sur la structure nucléaire"*
J. Dobaczewski, Y. Blumenfeld, H. Flocard, M.J. Garcia Borge, F. Nowacki, S. Rombouts,
C. Theisen, F.-M. Marques, D. Lacroix, P. Dessagne, A. Lopez Martens, H. Gaeggeler

2003 : L'INTERACTION FAIBLE : *l'histoire continue...*

J. Martino, J.-M. Frère, O. Naviliat-Cuncic, C. Volpe, J. Marteau, D. Lhuillier, D. Vignaud,
R. Legac, J. Bartlett

2004 : LES RAYONNEMENTS ET LE VIVANT

P. Andrey, L. Lacroix, A. Chétioui, N. Gault, R. Ferrand, M. Ricard, I. Buvat, F. Lethimonier,
C. Comtat

2005 : LA QCD À L'ŒUVRE : *des hadrons au plasma*

P. Aurenche, O. Pene, F. Gulminelli, B. Moussallam, J.-M. Le Goff, R. Granier de Cassagnac,
C. Roy, P. Dupieux

2006 : LE CYCLE ELECTRONUCLEAIRE : *de la fission aux nouvelles filières*

J.-F. Berger, P. Baeten, E. Bauge, B. Jurado, A. Boudard, I. Billard, F. Varaine, A. Billebaud,
S. David, H. Nifenecker, K. Protasov.

2007 : LES REACTIONS NUCLEAIRES COMME SONDES DE LA STRUCTURE

B. Fernandez, J. Cugnon, P. Roussel-Chomaz, J.-M. Sparenberg, F. de Oliveira Santos, E. Bauge,
A. Povès, N. Keeley, C. Simenel, D. Baye, D. Cortina-Gil, A. Pons

Ces cours peuvent être consultés dans les bibliothèques des laboratoires de l'IN2P3, du CEA, du FNRS belge et au CERN. Des cours des dernières années sont encore disponibles, ils peuvent être obtenus sur demande auprès de :

Pascale CHAMBON
CEN Bordeaux
BP 120
33175 GRADIGNAN Cedex - France
☎ 05 57 12 08 49
E-mail : chambon@cenbg.in2p3.fr

TABLE DES MATIERES

AVANT-PROPOS

M.-G. PORQUET

PRINCIPES ET TECHNIQUES DE LA DETECTION

J. POUTHAS..... 1

ELECTRONIQUE FRONTALE ET TRAITEMENT DU SIGNAL

C. DE LA TAILLE..... 7

COMPATIBILITE ELECTROMAGNETIQUE : LA CHASSE AUX DEMONS DE MAXELL

J. RAIMBOURG 9

PANORAMA DES ACCELERATEURS DE PARTICULES

P. AUSSET..... 57

ACCELERATEURS : INSTRUMENTATION DES FAISCEAUX

P. AUSSET..... 87

LASERS DE PUISSANCE : ACCELERATION ET PRODUCTION DE PARTICULES

F. GOBET..... 109

PIEGES A IONS

P. DELAHAYE..... 129

STRATEGIE DE DETECTION POUR LA PHYSIQUE NUCLEAIRE DE HAUTE ENERGIE

J. BAUDOT..... 171

MULTIDETECTEURS DE BASSE ENERGIE : DE INDRA A FAZIA

O. LOPEZ..... 201

INTRODUCTION AUX SPECTROMETRES ET SEPARATEURS EN PHYSIQUE NUCLEAIRE

B. JACQUOT..... 233

LA GRILLE DE CALCUL DU LHC

L. APHECETCHE..... 281

ANALYSE STATISTIQUE DE LA MESURE – CAS DES PETITS NOMBRES

J. GIOVINAZZO 291

METROLOGIE DES RAYONNEMENTS IONISANTS ET MESURES ENVIRONNEMENTALES

A.-M. NOURREDDINE 331

**DES DETECTEURS GAZEUX ET LIQUIDES POUR L'IMAGERIE
MEDICALE**

D. THERS 347

**MICROMETEORITES ET METEORITES : DU MILIEU INTERSTELLAIRE
AUX PROCESSUS IN SITU DANS LE SYSTEME SOLAIRE PRIMITIF**

J. DUPRAT 349

SEMINAIRES JEUNES..... 387

LISTE DES PARTICIPANTS 399

AVANT-PROPOS

En choisissant pour la troisième fois depuis les débuts de l'Ecole Joliot-Curie le sujet « Physique Nucléaire Instrumentale », nous aurions pu être accusés de manquer d'imagination ! Mais c'eût été méconnaître les évolutions rapides de toutes les techniques auxquelles nous sommes confrontés lors de la mise au point de chaque nouvelle expérience. Les sujets couverts par cette session ont été très variés : ajoutés aux « incontournables » grands classiques, certains ont été abordés pour la première fois, comme par exemple la compatibilité électromagnétique, les accélérateurs ou la métrologie des rayonnements ionisants...

Après avoir préparé des exposés passionnants, les orateurs se sont mués en écrivains : la rédaction des cours est une spécificité de l'Ecole Joliot-Curie. Nous sommes conscients que c'est une lourde tâche qui s'ajoute à des emplois du temps déjà chargés : une fois la session terminée, il est moins évident de dégager du temps pour ce travail de fond (d'autant que par les temps qui courent, il n'est malheureusement pas toujours reconnu à sa juste valeur par nos autorités de tutelle).

Je vous laisse découvrir le contenu de cet épais volume qui permettra aux participants d'approfondir ce qu'ils ont appris ou revu pendant la semaine. Quant aux autres lecteurs, ils y trouveront des informations précieuses, que ce soit dans les cours eux-mêmes ou dans les références citées.

Je termine cet avant-propos en remerciant tout d'abord nos « mécènes » sans qui l'Ecole n'existerait pas : le CNRS-IN2P3, diverses branches du CEA (CEA-DSM et CEA-DAPNIA de Saclay ; Service de physique nucléaire du CEA-DAM de Bruyères-le-Châtel) ainsi que le FNRS belge.

Nous sommes redevables au service informatique du CENBG qui assure la maintenance du site internet de l'Ecole, élément devenu essentiel au fil des années.

J'ai gardé le plus important pour la fin : je souligne une fois encore le travail de Pascale Chambon (CENBG), qui s'acquitte avec efficacité et grande compétence du secrétariat depuis de nombreuses années. Le hasard des réponses à notre appel d'offre nous a conduits cette année dans un nouveau lieu, Seignosse (Landes). Grâce au travail préparatoire de Pascale et à ses interventions durant la semaine, toute la session s'y est déroulée sans problème majeur, dans le calme et la bonne humeur !

Mes derniers mots s'adressent à toutes les personnes que j'ai croisées au fil de ces 5 dernières années et qui m'ont aidée, à un titre ou à un autre, à assurer la bonne marche de l'Ecole : je les en remercie. Je passe la main à Faïçal Azaïez qui, j'en suis persuadée, saura mettre toute son énergie au service de l'Ecole afin que son succès ne se démente pas.

Marie-Geneviève Porquet

L'ensemble de ces cours, avec leurs figures en couleur, est disponible sur le site Internet de l'Ecole :

<http://www.cenbg.in2p3.fr/joliot-curie>

PRINCIPES ET TECHNIQUES DE LA DETECTION

JOËL POUTHAS

*Institut de Physique Nucléaire
IN2P3-CNRS, Université Paris-Sud
91406 Orsay Cedex*

Résumé

Le cours avait pour objectif de résumer les principes de fonctionnement des principaux détecteurs utilisés dans les expériences de physique nucléaire. Après des généralités sur la détection, les deux principales familles de détecteurs ont été présentées : les détecteurs à ionisation de type gazeux ou à semi-conducteurs et les détecteurs à émission de lumière (scintillateurs et photo-détecteurs). Le contenu de ces cours a fait l'objet de plusieurs livres et articles. Des commentaires bibliographiques nous ont paru être la méthode la plus efficace pour retrouver l'essentiel du cours et surtout permettre un approfondissement dans les domaines d'intérêt du lecteur.

Abstract

The aim of the lessons was to summarize the working principles of the main detectors used in nuclear physics experiments. After some general considerations, the two main detector families were presented: gaseous and semiconductor ionization detectors and detectors making use of light emission (scintillators and photo-detectors). Those subjects are developed in several books and dedicated papers. Instead of writing a new and necessary limited version, I think that it is more useful to propose a list of references with associated commentaries. I hope that it will give the opportunity to the reader to look for information in his particular field of interest.

1. Introduction

La version écrite du cours n'est pas un résumé de la version orale car j'ai estimé que l'essentiel des informations peut se trouver sous différentes formes dans différents livres, articles et présentations sur le Web. J'ai préféré donner une bibliographie commentée qui me paraît beaucoup plus utile au lecteur qui souhaite retrouver les éléments de base et approfondir les sujets liés à ses domaines d'intérêt.

Les références bibliographiques sont de différentes origines qui n'ont pas les mêmes statuts sur le contrôle de l'information :

- Livres généraux
- Chapitres de livres. Articles et documents de revue
- Cours disponibles sur le Web
- Articles spécifiques
- Documents de collaborations. Rapports internes. Thèses

Les livres ou les chapitres de livres publiés par un éditeur dans un ouvrage collectif ont en général fait l'objet d'un travail en profondeur et sont des sources riches en information tout particulièrement pour aborder un sujet. Souvent de conception assez ancienne, ils contiennent néanmoins les principaux fondements et les références bibliographiques essentielles. Pour les nouveaux détecteurs gazeux apparus dans les années 1990 et qui ne sont pas traités dans ces livres, on peut consulter les articles de synthèse de Fabio Sauli présentés à différentes conférences ou mon cours dédié (avec une version écrite) de l'Ecole Joliot Curie en 2001.

Les articles spécialisés sont principalement extraits de la revue « Nuclear Instruments and Methods in Physics Research ». Malheureusement, cette revue a de plus en plus tendance à publier (sans distinction spéciale) des comptes rendus de conférences et même d'ateliers (Workshop) où les contrôles par les éditeurs scientifiques sont en général beaucoup moins sévères que ceux des « referees ». Bien que moins souvent citée pour les détecteurs, il ne faut pas oublier la revue I.E.E.E. Transactions on Nuclear Science qui a aussi publié beaucoup d'articles de base dans le domaine. Les Conférences annuelles organisées par IEEE sont aussi une source d'actualité même si elles ont aussi leur lot de présentations simplement descriptives de dispositifs expérimentaux. Pour approfondir la compréhension des principes de base de certains détecteurs, il ne faut pas avoir peur de lire des articles anciens (années 60 et 70) à une époque où l'étude des détecteurs était considérée comme un domaine de physique et non comme un simple domaine d'application technique.

Les « grands détecteurs » comme ATLAS, CMS ou ALICE au CERN font l'objet de publications spécifiques à différents stades de leur construction : T.P. (Technical Proposal), T.D.R. (Technical Design Report) et nombreuses notes internes. Cette volumineuse documentation, organisée par Collaboration et classe de détecteurs (détecteurs de vertex, calorimètre électromagnétique ou hadronique, bras dimuon...) traite en détails certains aspects technologiques des détecteurs qui sont rarement décrits dans les autres sources. Elle est en grande partie accessible sur le site Web du CERN. Il faut quand même se méfier de certaines justifications des solutions proposées (en particulier dans les TP) car ces documents constituent aussi la base de défense du projet devant les instances de tutelle.

Le Web est aujourd'hui une source très importante et rapide de documentation sur laquelle il faut conserver un esprit critique, en particulier sur les pages personnelles qui n'engagent que leurs auteurs.

2. Livres généraux

- *G. F. Knoll*, Radiation Detection et Measurement, John Wiley (1989) (Première édition 1979, dernière édition 2000)

- *W. R. Leo*, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag, (1994) (Première édition 1987)

Les livres de Knoll et de Leo, écrits sur des plans identiques, sont sans doute les ouvrages les plus lus. Ils restent très intéressants pour les phénomènes de base (interaction rayonnement matière, compteur proportionnel, détecteurs semiconducteurs...) mais n'abordent que très peu les techniques de détection en physique des hautes énergies.

- *C. F.N. Tsoufanidis*, Measurements and Detection of Radiation, Taylor & Francis, (1995) (Première édition 1983)

Le livre de Tsoufanidis contient comme les précédents des chapitres sur les principaux détecteurs de basse énergie. Une part importante est aussi consacrée à des techniques expérimentales telles que la spectroscopie (gammas et neutrons) ou l'analyse par activation.

- *C. F. G. Delaney and E. C. Finch*, Radiation Detectors, Oxford University Press, 1992

Ce livre est, comme indiqué dans la préface, restreint à la détection des rayonnements au dessous de 100 MeV. Les explications sont souvent assez longues et rendent la lecture plus ennuyeuse que celle des trois ouvrages précédents.

- *K. Kleinknecht*, Detectors for particle radiation, Cambridge University Press, 1998 (Première édition : en allemand 1985, en anglais 1986)

Ce livre traite des détecteurs en physique des particules. Après un chapitre d'introduction (Physics foundations), le découpage se fait par thèmes de mesure : ionisation, position, temps, identification, énergie, impulsion. Le dernier chapitre présente quelques exemples de détecteurs.

- *C. Grupen*, Particle Detectors, Cambridge University Press, 1996

Le livre de Grupen est entièrement consacré aux détecteurs en physique des particules. Après un premier chapitre sur l'interaction particule / matière, les détecteurs sont classés suivant les méthodes expérimentales : mesures d'ionisation et de trajectoires, de temps, d'impulsion, identification de particules... Malgré une édition récente, on peut y trouver aussi la description d'anciens détecteurs peu ou pas utilisés aujourd'hui comme les chambres à bulles, à étincelles ou les émulsions.

- *R. C. Fernow*, Introduction to experimental particle physics, Cambridge University Press, 1986

Ce livre ne traite pas uniquement des détecteurs, mais aussi de quelques rappels de physique expérimentale. Les chapitres 7 à 12 sont consacrés aux détecteurs mais principalement en physique des hautes énergies.

3. Livres spécifiques

- *W. Blum and L. Rolandi*, Particle Detection with Drift Chambers, Springer-Verlag, 1993

Comme son titre ne l'indique pas à première vue, ce livre n'est pas uniquement intéressant pour les chambres à dérive. Plus précisément, il traite des fondements et des mesures d'ionisation dans les gaz, de dérive et d'amplification. Il traite aussi les aspects électrostatiques, la création du signal et la précision des mesures. C'est un livre très riche dans le domaine des détecteurs gazeux à ionisation.

- G. Lutz, Semiconductor Radiation Detectors, Springer: Device Physics, 1999
Après une première partie sur les principes et les structures de base des semiconducteurs, le livre traite des détecteurs utilisés pour les mesures d'énergie et de position. Il aborde également l'électronique associée et son intégration ainsi que d'autres aspects comme les technologies de fabrication et la résistance aux rayonnements. C'est un livre complet dans le domaine.
- Experimental Techniques in High-Energy Nuclear and Particle Physics, (ed ; T. Ferbel), World Scientific, 1991 (Première édition 1987)
Le livre de Ferbel est composé d'une réédition fac simile d'articles déjà publiés, mais pas toujours faciles à trouver. C'est le cas du document de F. Sauli [Principles of Operation of Multiwire Proportional Chambers, CERN Report 77/09 (1977)] qui reste encore aujourd'hui une source essentielle sur les chambres à fils.
- Experimental Techniques in Nuclear Physics, (ed. N. Poenaru et W. Greiner), Walter de Gruyter, 1997
Le livre de Poenaru et Greiner dont les 16 chapitres sont écrits par différents auteurs est principalement consacré (comme indiqué par son titre) à la physique nucléaire. Il traite de détecteurs (détecteurs gazeux, scintillateurs...) et de techniques expérimentales (détection des neutrons, mesure de durée de vie, télescopes pour l'identification de noyaux...). Les articles sont de niveau inégal.
- Instrumentation in High Energy Physics (ed. F. Sauli), World Scientific, 1992
Sous la plume d'auteurs différents, ce livre comprend 6 chapitres bien documentés sur les principes de base mais les descriptions de certains ensembles de détecteurs sont (en raison de la date d'édition) un peu anciennes : Silicon Microstrip Detectors ; The Time Projection Chamber ; Fast scintillators ; Electromagnetic and Hadronic Calorimeters ; Liquid Detectors for Calorimetry ; Large Area and Muon Detectors.
- Particle Physics Booklet, July 2008
Ce livre de poche, régulièrement remis à jour, contient beaucoup de données (tables, formules, explications de base...). C'est un abrégé de Review of Particle Physics, dernière édition : C.Amsler et al, Physics Letters B 667, 1 (2008). On peut se le procurer à la documentation du CERN. Pour une information plus complète, on peut consulter l'édition sur le WEB : <http://pdg.lbl.gov>
Pour la partie détecteurs : <http://pdg.lbl.gov/2008/reviews/pardetrpp.pdf>
Comme les autres items, la partie sur les détecteurs (72 pages, 153 références) est régulièrement remise à jour (signé et daté) par de très bons spécialistes du domaine. Même si l'orientation est nettement vers la physique des particules, on y trouve une bonne présentation des principes de base.

4. Cours de l'Ecole Joliot-Curie

Les techniques expérimentales en physique nucléaire reviennent régulièrement comme thème de l'Ecole Joliot-Curie. Tous les cours écrits sont disponibles sur le site web de l'Ecole.

Instrumentation en Physique Nucléaire et en Physique des Particules,
Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire 1988

Physique nucléaire instrumentale : des éléments pour un bon choix,
Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire 1994

Physique nucléaire instrumentale : de la mesure à la grandeur physique,
Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire 2001

Le cours de Stéphanie donné en 2001 constitue une très bonne approche générale sur les détecteurs en physique nucléaire :

S. Ottini-Hustache, L'interaction rayonnement-matière et les grandes familles de détecteurs , Ecole Joliot-Curie 2001, pages 1-64.

5. Quelques cours sur le Web

Des cours sur les détecteurs sous forme de transparents ou parfois de version écrite sont accessibles sur le Web. Malheureusement, cette forme de diffusion n'est pas toujours pérenne et certains sites ne sont pas maintenus ou sont en accès réservé. En 2008, les trois adresses données ci-dessous étaient fonctionnelles

The Particle Detector BriefBook.(R.K. Bock et A.Valiescu)

<http://physics.web.cern.ch/Physics/ParticleDetector/BriefBook>

Ce document a une forme particulière de glossaire (en anglais) avec de nombreux renvois et prend tout son intérêt lorsqu'on recherche la signification de termes spécifiques liés aux détecteurs et plus généralement aux techniques expérimentales.

« Summer Student Lectures » du CERN

<http://cdsweb.cern.ch/collection/Summer%20Student%20Lectures?ln=fr&as=1>

Ce site de cours du CERN orienté sur la physique des particules contient de nombreux éléments qu'on peut rechercher par des mots clés. En ce qui concerne les détecteurs, on peut consulter les cours « Particle Detectors » de C. Joram. Pour les cours donnés en 2001 et en 2002, on peut avoir accès aux transparents (Joram -> Talk -> Transparencies). J'ai utilisé certains transparents de Christian Joram pour mes cours sur les scintillateurs et photodétecteurs.

Detector Techniques Lectures at SLAC

<http://www-group.slac.stanford.edu/sluo/lectures/Detector-Lectures.html>

Sur ce site on peut trouver la série de cours donnés au Laboratoire SLAC (USA) de septembre 1998 à février 1999. Les cours ont été donnés par des spécialistes comme J. Va'vra pour une partie des détecteurs gazeux. Certains cours sont rédigés et d'autres sont constitués de transparents ou de notes de cours. L'orientation est sur la physique des hautes énergies mais les premiers cours sur les « basic concepts » des détecteurs gazeux ou semiconducteurs ainsi que sur l'électronique sont très pédagogiques et utiles pour la compréhension des principes de la détection en physique nucléaire. C'est une documentation inégale mais en général très intéressante.

ELECTRONIQUE FRONTALE ET TRAITEMENT DU SIGNAL

CHRISTOPHE DE LA TAILLE

*Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire
CNRS-IN2P3 et Université Paris-Sud
Bât 200
91898 Orsay Cedex*

Cours non parvenu

On peut trouver sur le site web de Oméga (pôle de micro-électronique : Orsay MicroElectronics Group Associated) <http://omega.in2p3.fr> les fichiers de diverses présentations, de communications à des conférences et d'articles.

COMPATIBILITE ELECTROMAGNETIQUE LA CHASSE AUX DEMONS DE MAXELL

JOEL RAIMBOURG

*COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE
CEA-DIF-DCRE
Bruyères le châtel
91297 ARPAJON Cedex*

Résumé

Ce cours a pour objet de définir des règles CEM de conception et de câblage de systèmes électroniques. Il est destiné aux concepteurs de matériels chargés de concevoir des cartes électroniques ou d'intégrer des matériels existants dans un système global.

Il se veut pratique. Les règles décrites dans ce document ne font pas appel à des connaissances théoriques et mathématiques poussées. L'essentiel est de comprendre les phénomènes « avec les mains » de façon à mettre en évidence les points délicats de conception ainsi que les règles de protection et de mise en œuvre qui en découlent.

Abstract

This course is designed to establish EMC design and cabling systems rules. It is intended for hardware designers in charge of designing electronic maps or integrating materials into a comprehensive system.

It is a practical guide. The rules described in this document do not require knowledge of advanced mathematics and theoretical. The key is to understand the phenomena with pragmatic approach to highlight the design and protection rules.

SOMMAIRE

1. OBJET DU DOCUMENT	13
2. RAPPELS SUR LES COUPLAGES.....	14
2.1. MODE DIFFERENTIEL ET MODE COMMUN	14
2.2. IMPEDANCE DES CONDUCTEURS.....	15
2.2.1. Impédance d'une tôle	15
2.2.1.1. Fente dans un plan de masse.....	16
2.2.1.2. Retour des courants HF.....	17
2.2.2. Impédance des conducteurs	17
2.2.2.1. Impédance en fonction de la géométrie.....	18
2.3. PRINCIPE DE BASE DE LA CEM	18
3. SPECIFICITES DES COMPOSANTS.....	19
3.1. CARACTERISTIQUES DES AMPLIFICATEURS OPERATIONNELS.....	19
3.1.1. Détection d'enveloppe des amplificateurs opérationnels	19
3.1.2. Effet de l'impédance de sortie	20
3.2. PERTURBATIONS DES CIRCUITS NUMERIQUES	22
3.3. CONDENSATEURS	23
3.4. CONNECTEURS.....	24
3.4.1. Connecteurs multipoints	24
3.4.2. Connecteurs coaxiaux	24
4. CONVERTISSEURS A DECOUPAGE	25
5. CIRCUIT IMPRIME	26
5.1. MISE EN ŒUVRE DES MASSES ET ALIMENTATIONS DES CARTES.....	26
5.1.1. Distribution des alimentations	26
5.1.1.1. Carte analogique	26
5.1.1.2. Carte numérique	27
5.1.1.3. Carte mixte	27

5.1.2. Découplage des alimentations.....	29
5.2. MASSE ELECTRIQUE ET MASSE MECANIQUE.....	30
5.3. DIAPHONIE	31
5.3.1. Capacité entre deux pistes voisines.....	32
5.3.2. Réduction de la diaphonie.....	33
5.4. CAPACITE PARASITE PISTE A CHASSIS.....	34
5.4.1. Réduction de la capacité parasite.....	34
5.4.1.1. Anneau de garde.....	35
5.4.1.2. Remplissage de masse	36
5.4.1.3. Placement des composants sensibles.....	36
6. CABLAGE INTERNE	38
6.1. MISE A LA MASSE	38
6.2. REGLES DE CABLAGE.....	38
7. PROTECTION EN CONDUCTION	41
7.1. REGROUPEMENT DES ENTREES - SORTIES.....	41
7.2. LIAISONS SYMETRIQUES	42
7.3. FILTRES CEM.....	43
7.3.1. Filtres signaux.....	43
7.3.2. Filtres secteurs	44
7.4. MONTAGE DES FILTRES	45
7.4.1. Montage des filtres secteurs.....	45
7.4.2. Montage des filtres signaux	45
7.5. SELF DE MODE COMMUN.....	46
7.5.1. Saturation des selfs de mode commun.....	47
7.6. CABLES BLINDES.....	48
7.6.1. Choix du câble	48
7.6.2. De quel côté raccorder l'écran?	48
7.6.3. Comment raccorder.....	49
8. BLINDAGE	51
8.1. OUVERTURES DANS UN BLINDAGE.....	51

8.1.1. Fente dans un blindage.....	51
8.1.2. Effet de chicane.....	52
8.1.3. Joints conducteurs.....	52
8.2. TRAITEMENT DES CABLES	53
8.3. COFFRETS BLINDES PRATIQUES	55
9. CONCLUSION	56

1. OBJET DU DOCUMENT

Ce cours a pour objet de définir des règles CEM de conception et de câblage de systèmes électroniques. Il est destiné aux concepteurs de matériels chargés de concevoir des cartes électroniques ou d'intégrer des matériels existants dans un système global.

Il se veut pratique. Les règles décrites dans ce document ne font pas appel à des connaissances théoriques et mathématiques poussées. L'essentiel est de comprendre les phénomènes « avec les mains » de façon à mettre en évidence les points délicats de conception ainsi que les règles de protection et de mise en œuvre qui en découlent.

2. RAPPELS SUR LES COUPLAGES

Les couplages sont les modes d'action qui permettent aux sources d'agir sur les victimes. Ils sont au nombre de six.

☞ • **Impédance commune.**

L'impédance d'un conducteur n'est jamais nulle. Un courant qui parcourt ce conducteur génère une différence de potentiel (d.d.p.) entre ses extrémités.

☞ • **Couplage capacitif carte à châssis.**

La capacité parasite entre une carte électronique et son environnement n'est jamais nulle. Une variation du potentiel de cette carte par rapport à son environnement va y injecter des courants parasites.

☞ • **Couplage champ à boucle.**

Un champ magnétique variable H induit dans une boucle une différence de potentiel U .

☞ • **Diaphonie capacitive et diaphonie inductive.**

Un signal appliqué à un conducteur peut induire un signal parasite dans un conducteur voisin par effet de proximité. Ce couplage peut être inductif (par mutuelle inductance) ou capacitif (par capacité parasite).

☞ • **Couplage champ à fil.**

Un champ électrique variable E induit un courant I dans un conducteur par effet d'antenne.

Le couplage par impédance commune est le plus important

2.1. MODE DIFFÉRENTIEL ET MODE COMMUN

Le mode différentiel est la façon normale de transmettre tous les signaux électriques. Le courant de mode différentiel (MD) se propage sur l'un des conducteurs et revient par les autres conducteurs. Les alimentations et tous les signaux électroniques sur 2 fils sont transmis en mode différentiel. En tension, la d.d.p. différentielle est mesurée entre les conducteurs.

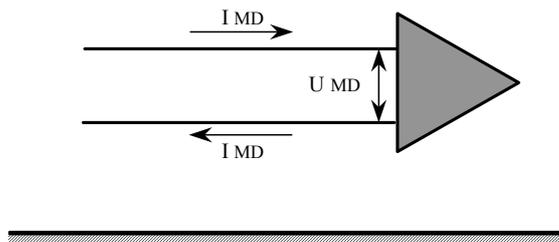


Figure 1 : Mode différentiel

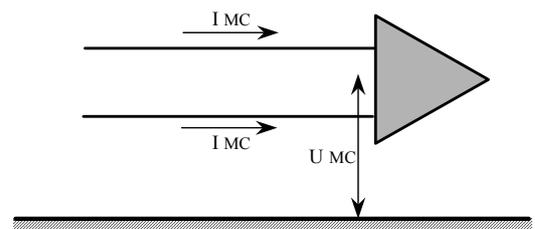


Figure 2 : Mode commun

Le courant de mode commun (MC) se propage sur tous les conducteurs dans le même sens et revient par la masse. La d.d.p. de mode commun est mesurée entre la masse d'une part et le potentiel moyen de tous les fils d'autre part.

Les perturbations électromagnétiques se couplent avec efficacité sur les câbles en mode commun.

Le mode commun est LE problème de la CEM

2.2. IMPEDANCE DES CONDUCTEURS

2.2.1. Impédance d'une tôle

Une tôle (ou un plan de cuivre) présente une impédance très faible jusqu'en haute fréquence. Cette impédance est définie par carré et elle n'est fonction que de l'épaisseur du matériau et de la fréquence. Nous ne nous intéresserons ici qu'aux plans de cuivre utilisés pour les circuits imprimés. La notion d'impédance par carré est également utilisée pour calculer l'efficacité de blindage d'un matériau. Ce point sera abordé ultérieurement.

En basse fréquence, un plan de cuivre se comporte comme une résistance de valeur :

$$R = \frac{17}{e}$$

Avec R = impédance par carré en $m\Omega / \square$
 e = épaisseur du plan en μm

En haute fréquence, l'effet de peau apparaît. Les courants ne pénètrent pas à l'intérieur des conducteurs et circulent en surface. Tout se passe alors comme si l'épaisseur du plan diminuait.

L'impédance d'un plan de cuivre devient égale à :

$$Z = 370 \cdot \sqrt{F}$$

Avec Z = impédance par carré en $m\Omega / \square$
 F = fréquence en MHz

L'impédance entre deux points sur une tôle ne dépend pas de la distance

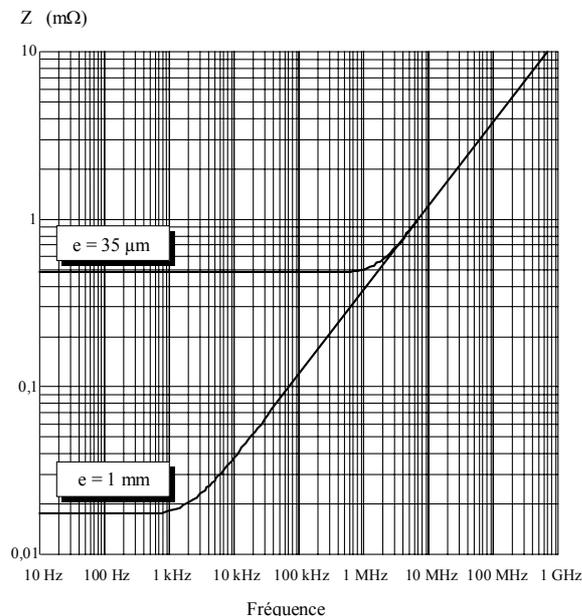


Figure 3 : Impédance d'un plan de masse

2.2.1.1. Fente dans un plan de masse

Un plan de masse présente une très faible impédance tant qu'il reste homogène. Une erreur fréquente est de fendre le plan de masse en y plaçant par exemple une piste. Les courants circulant dans le plan contournent alors cette ouverture.

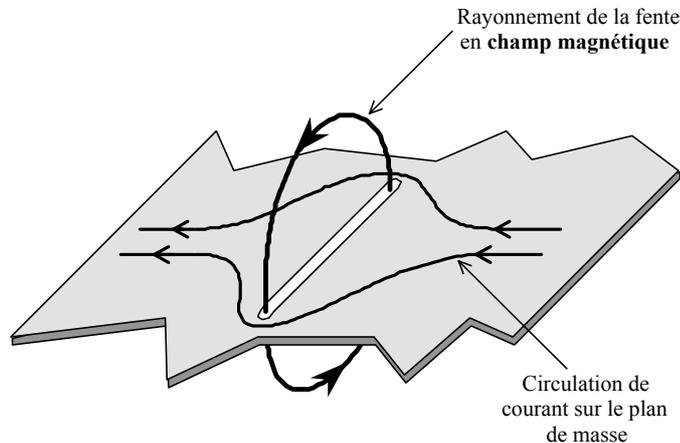


Figure 4 : Effet d'une fente dans un plan de masse

Une d.d.p. apparaît entre les deux bords de la fente qui se comporte alors comme une self série d'environ 1 nH / cm. Si la fente débouche sur un côté du plan, la self équivalente est 4 fois plus importante et devient ainsi égale à 4 nH/cm. Prenons un exemple pour illustrer ce phénomène :

Application : Impédance d'un plan de masse sur une carte de 30 x 15 cm à 100 MHz ?

Cas n°1 – Plan de masse homogène :

$$Z_{\diamond} = 3,7 \text{ m}\Omega \text{ (voir Figure 3)}$$

Cas n° 2 – Plan de masse coupé par une piste de 10 cm :

La carte coupée par une fente est équivalente à 2 carrés de 15 x 15 cm en série avec une self :

$$Z = Z_{\diamond} + Z_{\text{fente}} + Z_{\diamond}$$

$$Z = 3,7 \text{ m}\Omega + L \cdot \omega + 3,7 \text{ m}\Omega \text{ avec } L = 10 \text{ nH (10 cm x 1 nH/cm)}$$

$$Z = 7,4 \text{ m}\Omega + 10 \cdot 10^{-9} \times 2 \times \pi \times 100 \cdot 10^6$$

$$Z = 7,4 \text{ m}\Omega + 6,3 \Omega \text{ !!...}$$

Nous constatons à travers cet exemple que la présence d'une fente dégrade très fortement l'impédance d'un plan en HF.

Un plan de masse ne doit pas être fendu

2.2.1.2. Retour des courants HF

Supposons une carte double face avec une piste sur une couche et un plan de masse utilisé pour le retour du courant. Si le courant injecté dans la piste est basse fréquence, le retour du courant s'effectue par le plan de masse où l'on observe un "étalement" de la nappe de courant.

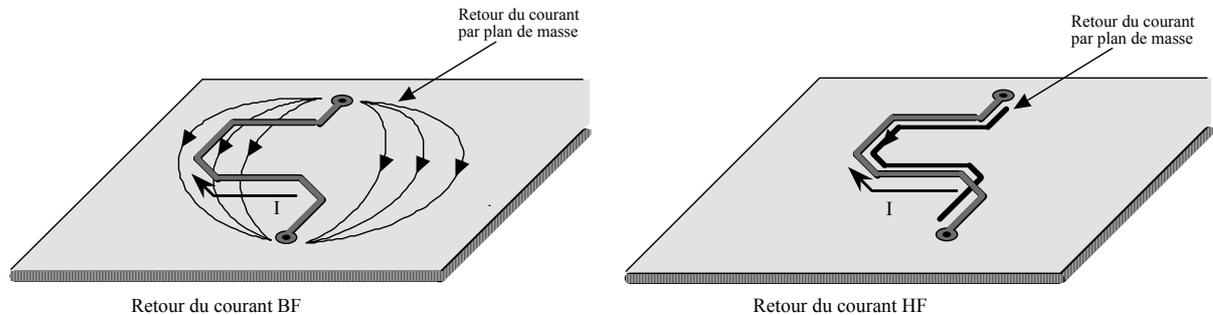


Figure 5 : Retour des courants

Si le courant injecté dans la piste est haute fréquence, le retour se fait toujours par le plan de masse mais la circulation du courant est limitée à une zone directement au dessous de la piste aller, dans "l'ombre projetée" de la piste sur le plan de masse.

En HF, le courant de retour suit le chemin de l'aller

2.2.2. Impédance des conducteurs

En basse fréquence, un conducteur se comporte comme une résistance. Pour un conducteur de cuivre, à température ambiante :

$$R = 17.L/s$$

Avec: R = résistance (mΩ)
L = longueur du conducteur (m)
s = section du conducteur (mm²)

Pour une piste de cuivre d'épaisseur courante (35 μm), la résistance se calcule par la formule pratique suivante:

$$R = 0,5.L/d$$

Avec: R = résistance de la piste (mΩ)
L = longueur de la piste
d = largeur de la piste
(L et d dans la même unité)

Aux fréquences élevées, tout conducteur ne se comporte plus comme une résistance mais comme une inductance aussi appelée self-inductance ou self.

L'impédance d'une inductance se calcule par :

$$Z = 2.\pi.F.L$$

Avec: Z = impédance du conducteur (Ω)
F = fréquence (Hz)
L = inductance du conducteur (H)

La self d'un conducteur correspond à l'énergie magnétique stockée dans l'air autour du conducteur. Dans l'air, l'inductance linéique d'un conducteur sensiblement rectiligne est très voisine de 1 μH/m. Cette valeur est pratiquement indépendante de la section du conducteur ainsi que de sa longueur.

La self d'un fil dans l'air ≈ 1 μH/m

2.2.2.1. Impédance en fonction de la géométrie

L'inductance équivalente de $1\mu\text{H}/\text{m}$ s'applique pour un conducteur rectiligne. L'énergie magnétique étant stockée dans l'air autour du conducteur, sa géométrie a une influence directe sur la self équivalente.

Lorsque le conducteur a une forme en « épingle à cheveux », l'énergie stockée dans l'air par le courant sur la première moitié du conducteur est compensée par le courant circulant sur la seconde moitié. Seule l'énergie entre les 2 conducteurs s'ajoute.

Le gain de ce type de géométrie est d'environ un facteur 5 mais il peut atteindre un facteur 10 notamment dans le cas des pistes de circuit imprimé.

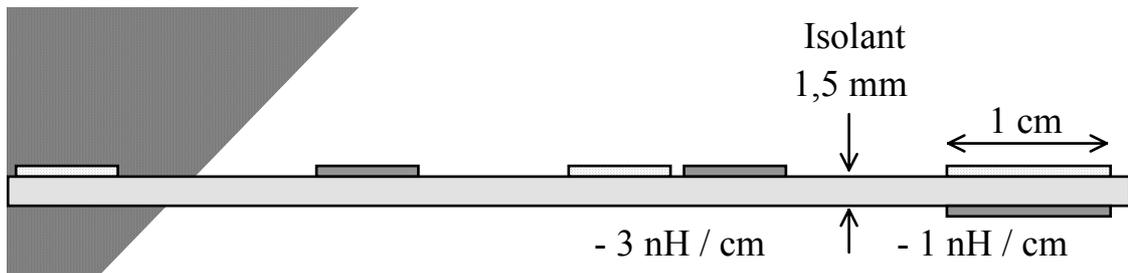


Figure 6 : Réduction de la self des conducteurs

Cette disposition est particulièrement intéressante dans le cas des circuits imprimés simple ou double face. En plaçant les pistes d'alimentation côte à côte en « épingle à cheveux », on réduit l'impédance des pistes donc le bruit d'alimentation.

En circuit simple face, placer les pistes d'alimentation côte-à-côte

2.3. PRINCIPE DE BASE DE LA CEM

Le bon fonctionnement des équipements électroniques va de pair avec la sécurité des personnes. Ce sont les différences de potentiel qui tuent les êtres humains et ce sont les différences de potentiel qui perturbent les systèmes électroniques. En plus de la sécurité des personnes qui est une contrainte BF (50 HZ), le bon fonctionnement des électroniques exige une équipotentialité BF et HF compte tenu du type de signaux transmis par les systèmes modernes et du type de perturbateurs rencontrés (Talkie walkie, alimentations à découpage, machines hautes fréquences etc.).

Réduire les problèmes de CEM consiste avant tout à améliorer l'équipotentialité des systèmes en HF

3. SPECIFICITES DES COMPOSANTS

3.1. CARACTERISTIQUES DES AMPLIFICATEURS OPERATIONNELS

Un amplificateur opérationnel est caractérisé par un certain nombre de paramètres que l'on retrouve dans la plupart des data-sheets. Que se passe-t-il si un signal hors bande ou impulsionnel rapide arrive sur un composant analogique ? Bien que son spectre ou que son amplitude soit hors de ses caractéristiques de fonctionnement, il va être traité mais avec des conséquences plus ou moins graves (voire catastrophiques...).

3.1.1. Détection d'enveloppe des amplificateurs opérationnels

Comment un talkie-walkie à 27 MHz peut-il parasiter un amplificateur haute-fidélité dont la bande passante ne dépasse pas 27 kHz ? Par un mécanisme appelé détection d'enveloppe.

En HF, l'effet transistor n'opère pas, mais l'effet de diode de la jonction base - émetteur se maintient. Si l'on applique en entrée d'un montage électronique actif non filtré une sinusoïde à très haute fréquence, elle est redressée et se transforme en tension continue par la première jonction base - émetteur (ou grille - source) rencontrée

Un signal HF non modulé décale simplement le point de fonctionnement. Un signal HF modulé en amplitude présente un effet comparable à celui du signal de modulation BF. Après détection par le premier étage actif, il est impossible aux étages suivants de distinguer si le signal démodulé est issu d'un phénomène indésirable ou au contraire s'il s'agit d'un signal utile. Le signal détecté est alors traité (amplifié, comparé, numérisé) comme s'il s'agissait d'un signal intentionnel.

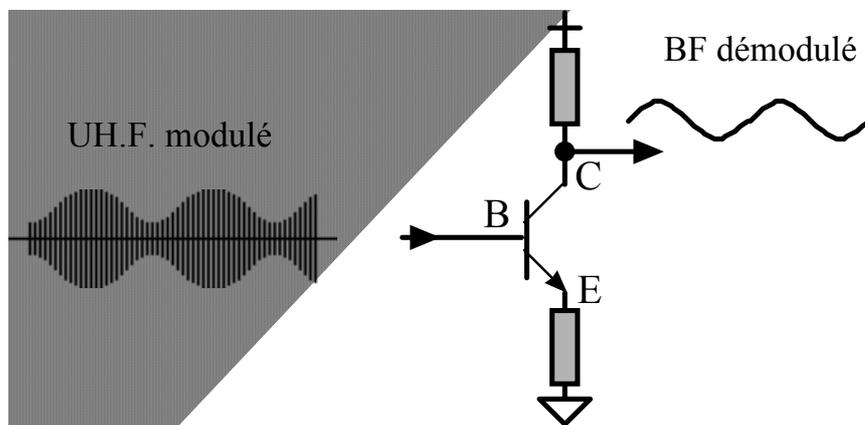


Figure 7 : Détection d'enveloppe

La seule solution pour éviter la détection d'enveloppe est de ne pas appliquer de signal HF hors bande aux étages d'entrée. Il faudrait donc toujours installer en amont de chaque étage d'entrée, surtout les entrées externes à bas niveaux, un filtre passif passe-bas. Le filtrage sera abordé ultérieurement. Nous verrons que les sorties doivent également être filtrées.

La détection d'enveloppe s'évite par un filtre passe-bas en entrée

3.1.2. Effet de l'impédance de sortie

En HF, l'impédance d'un étage de sortie de type push-pull bien polarisé peut être assimilée à une résistance pure en série avec un étage de sortie idéal, c'est-à-dire d'impédance nulle. Les effets néfastes de la résistance de sortie n'apparaissent qu'aux fréquences élevées. En BF, le gain de boucle « contre-réactionne » l'amplificateur, ce qui réduit sa résistance de sortie apparente. L'impédance de sortie se mesure donc en HF.

Pour un amplificateur sans liaison vers l'extérieur de la carte, la résistance de sortie importe peu. Pour un filtre actif passe-bas ou pour un intégrateur, ses effets peuvent être désastreux. Il suffit pour s'en convaincre, aux fréquences supérieures à la fréquence de gain unité, c'est-à-dire lorsque la contre-réaction n'agit plus, de remplacer l'étage de sortie par sa résistance équivalente à la masse.

On observe par exemple qu'un filtre anti-repliement qui coupe en théorie à partir de 1 kHz selon une pente de 40 dB par décade, donc qui devrait atténuer les bruits au-delà de 1 MHz d'au moins 120 dB, ne les atténue en fait que de 40 dB à cause de son impédance de sortie de quelques centaines d'ohms. Ici encore, un filtre passif passe-bas s'impose dès l'entrée.

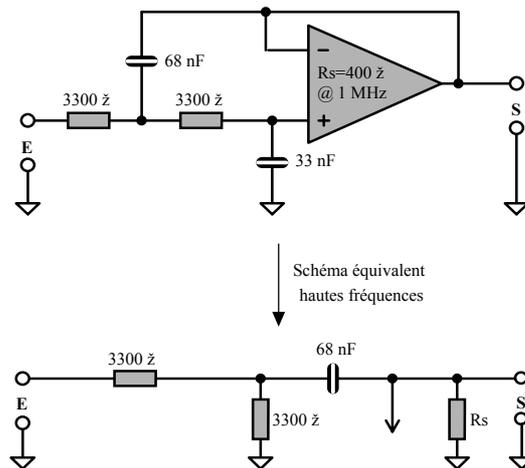


Figure 8 : Effet de l'impédance de sortie en HF

De manière générale, il est impossible d'abaisser en HF l'impédance d'une sortie en la filtrant à la masse par un condensateur. En effet, le retard de phase transforme la contre-réaction en réaction et l'amplificateur part en oscillation : il "accroche" (souvent entre 500 kHz et 5 MHz).

Un autre effet lié à la CEM sur les sorties d'amplificateur est lié à la distorsion de croisement. Pour ne pas consommer de courant inutile, le courant de repos dans le push-pull peut être nul. Entre la mise en conduction du NPN du haut (push) et celle du PNP du bas (pull) l'étage de sortie est incapable d'absorber ou de fournir le moindre courant car les deux transistors sont bloqués. Ce phénomène se traduit par une déformation caractéristique des signaux sinusoïdaux.

Un problème CEM apparaît dès qu'un petit courant parasite (quelques mA) à haute fréquence est injecté en sortie

Un problème CEM apparaît dès qu'un petit courant parasite (quelques mA) à haute fréquence est injecté en sortie. Aucun transistor n'étant conducteur, c'est la perturbation qui impose la tension. L'amplitude crête à crête en tension est fonction du schéma de sortie. Pour un LM 324 par exemple, la tension crête à crête du bruit HF en sortie atteint 1,8 V. Les conséquences de ce comportement type "3 états" (à grande impédance de sortie) sont importantes. L'étage d'entrée, via le réseau de contre-réaction, peut détecter l'enveloppe du bruit HF et subir une forte dérive bien que le courant parasite est faible (quelques mA) et que l'étage de sortie est capable de fournir plusieurs dizaines de mA en continu.

Si la perturbation n'est pas entretenue mais impulsive, l'étage de sortie subit un brusque saut de tension que la contre-réaction s'efforce de compenser. Le temps de retour à l'équilibre après un saut de tension en sortie n'est fonction que de la vitesse de balayage de l'étage de sortie. Comme il a été précisé précédemment, les sorties doivent donc être protégées.

Les sorties aussi doivent être protégées

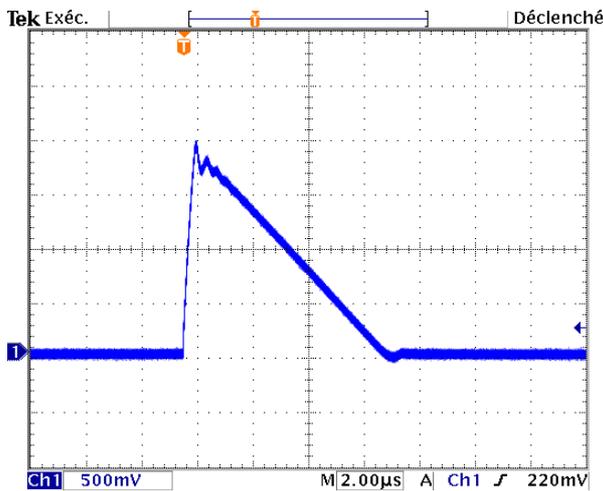


Figure 9 : Réponse d'un LM 324 à une impulsion de 1 mA injectée sur sa sortie

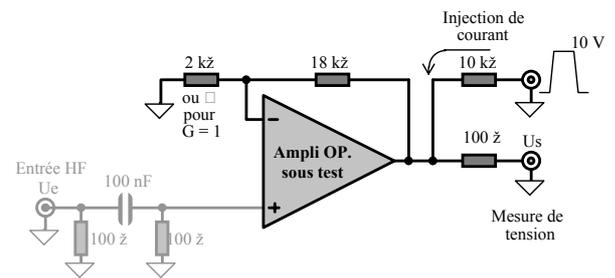


Figure 10 : Mesure de l'impédance de sortie d'un ampli.

Un petit montage de test permet de mettre en évidence ce phénomène et de caractériser les différents amplificateurs. En injectant un signal carré de 10 V à travers 10 kΩ, la sortie « encaisse » un courant de 1 mA. La mesure de la tension de sortie permet de lire directement l'impédance de sortie réelle de l'ampli.

3.2. PERTURBATIONS DES CIRCUITS NUMERIQUES

Tout circuit numérique peut être perturbé par un transitoire, même très bref. Il suffit qu'une seule porte interprète un état opposé à celui appliqué pour risquer de planter de façon grave tout un système.

Les circuits numériques sont caractérisés par leurs tensions de sortie ainsi que par les fourchettes d'incertitude des seuils de basculement des entrées. L'écart entre la tension fournie en sortie et la tension de basculement d'entrée définit la marge statique de la logique. Il y a donc deux marges statiques en tension : à l'état bas et à l'état haut. Pour simplifier, on ne retient que la plus faible des deux, généralement à l'état bas.

Comme les amplificateurs linéaires, les portes logiques sont soumises au phénomène de détection d'enveloppe. En superposant une sinusoïde HF de valeur moyenne nulle à un signal logique, on peut faire basculer une porte dans l'état opposé à celui de la valeur moyenne du signal appliqué. En ajoutant à un signal TTL une sinusoïde d'une amplitude de 5 volts crête à une fréquence entre 200 et 1000 MHz (hors bande pour la TTL), l'état bas est pris pour un état haut. Le niveau d'une tension HF à appliquer pour perturber une porte logique est heureusement de plusieurs volts. Un talkie-walkie puissant ne permet d'induire des niveaux suffisants que très près d'un mauvais circuit imprimé. La tension permanente à appliquer pour perturber une logique en MOS au-delà de 300 MHz est encore supérieure à celle nécessaire pour une logique bipolaire.

Hormis le plantage par une impulsion parasite interprétée comme un signal numérique ou la destruction pure et simple d'un circuit par une surtension de forte amplitude, un troisième défaut peut se produire : le latch-up. Ce phénomène est causé par des jonctions parasites d'un circuit intégré. Sur un substrat de silicium des îlots dopés N et P voisins se comportent comme des jonctions couplées PNP qui constituent un thyristor parasite. Si un courant suffisant est injecté ou extrait d'une broche (quelle qu'elle soit) d'un circuit intégré, un thyristor parasite peut s'amorcer et court-circuiter l'alimentation.

Il faut typiquement 200 milliampères pour amorcer un latch-up, mais des boîtiers sensibles peuvent s'amorcer avec 20 mA. Si l'alimentation ne peut fournir un courant supérieur à quelques centaines de milliampères, sa tension s'effondre. Le boîtier en latch-up chauffe, mais peut ne pas être détruit. Quand on coupe l'alimentation, le thyristor parasite s'éteint et tout peut repartir... Par contre, si l'alimentation peut débiter plusieurs ampères, le boîtier se décapsule ou explose. Les boîtiers à haute intégration peuvent évacuer beaucoup de chaleur par leurs nombreuses pattes donc explosent rarement bien que leur puce soit détruite. Une tache brune sur le circuit imprimé est alors la seule manifestation visible du phénomène.

Les circuits CMOS spécifiques à haute intégration sont vulnérables au latch-up. Inversement, les microprocesseurs, microcontrôleurs et PGA robustes car leurs masques sont soignés (caissonnage). Ce sont les boîtiers d'interfaces qui sont les plus exposés aux impulsions collectées par les conducteurs d'entrées – sorties.

<p style="text-align: center;">Les talkies-walkies ne perturbent pas un circuit numérique avec plan de masse</p>

3.3. CONDENSATEURS

Un condensateur est caractérisé par sa capacité exprimée en farad mais en CEM, il est important de ne pas négliger un paramètre tout aussi important : la self série équivalente (ou ESL). Un condensateur peut être représenté par le schéma simplifié suivant :

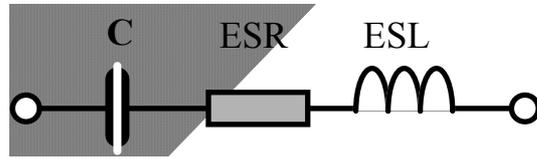


Figure 11 : Schéma équivalent d'un condensateur

C : Valeur du condensateur Farad

ESR : résistance série équivalente en Ω (dépend de la technologie)

ESL : self série équivalente en H (dépend de la longueur des raccords).

Si on trace l'impédance d'un condensateur de 10 nF en fonction de la fréquence, on remarque qu'à partir de quelques MHz, la longueur des connexions devient prépondérante. La longueur des pattes et des pistes pour un condensateur de découplage ou de filtrage est un paramètre fonctionnel.

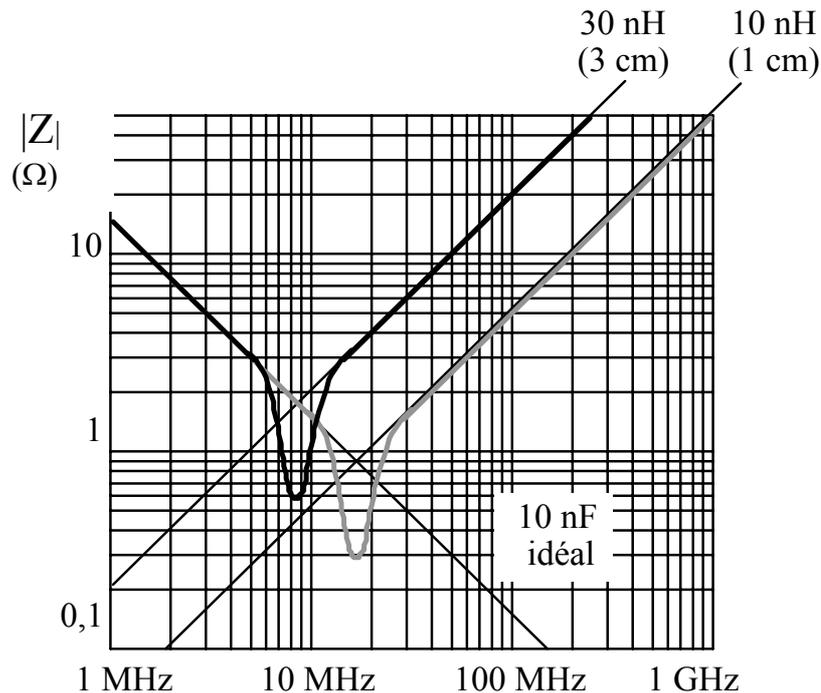


Figure 12 : Impédance d'un condensateur en fonction de la fréquence

En HF, la self série des connexions d'un condensateur devient prépondérante

3.4. CONNECTEURS

Une broche de connecteur se comporte d'un point de vue électrique comme un conducteur rectiligne. Elle présente une résistance série d'environ 2 mΩ et une inductance de 10 nH/cm, soit environ 20 nH au total. La seule solution pour améliorer l'équipotentialité entre deux cartes est donc de multiplier le nombre de broches de 0 V. Le strict minimum est de prévoir 1 broche sur 10 dans chaque connecteur. Pour les liaisons entre cartes numériques, nous conseillons de prévoir 1 broche sur 5, voire 1 broche sur 2 pour les signaux très rapides.

1 broche sur 2 ne veut pas dire la moitié des broches ! Pour limiter les effets de fente dans les connecteurs, ces broches de masse devront être réparties uniformément sur toute la hauteur du connecteur.

3.4.1. Connecteurs multipoints

Les connecteurs de type Sub-D devront être équipés d'un capot métallique (ou plastique métallisé) avec une reprise de blindage à 360° (disponible sur le catalogue RadioSpares).

Les connecteurs multipoints de la série 8D de FCI (MIL-C 38999) en version F (Nickelé et non pas W- cadmié vert-olive) sont un produit cher mais de bonne qualité. Pour nos petites séries, l'utilisation de cette catégorie de connecteurs est de loin préférable à la série 851.

3.4.2. Connecteurs coaxiaux

Lorsque c'est possible, on privilégiera les connecteurs à vissage type N ou SMA par rapport aux connecteurs à baionnette type BNC.

Il faut préférer les connecteurs à reprise de tresse par presse étoupe plutôt que sertissage.

Les connecteurs à encliquetage type SMB (Subclie) sont à proscrire si l'on veut éviter les problèmes.

<p>Eviter les connecteurs vert/olive ainsi que les connecteurs multipoints avec la reprise du blindage non prévue sur 360 °</p>
--

4. CONVERTISSEURS A DECOUPAGE

Les convertisseurs à découpage sont à la source de nombreux problèmes de CEM. Bon nombre d'entre eux sont toutefois liés à la conception même du convertisseur et sont donc traités normalement par les fabricants d'alimentation. Les réglementations internationales imposent en pratique, si les constructeurs veulent les respecter, la mise en place de filtres sur l'entrée ainsi qu'une conception adaptée.

Un des problèmes majeurs des convertisseurs à découpage est le mode commun généré entre l'entrée et la sortie de l'alimentation. Ces courants ont toujours la forme d'impulsions sinusoïdales amorties. Leur amplitude crête peut varier de quelques milliampères pour les meilleures alimentations à quelques ampères pour les plus mal conçues. La fréquence propre de ce courant est typiquement comprise entre 3 et 50 MHz.

L'effet de ce courant de mode commun HF est de perturber des électroniques sensibles. La solution idéale pour résoudre ce problème est de raccorder au plus court les points froids des circuits primaires et secondaires. Évidemment, ceci n'est possible que sur les convertisseurs non isolés. Pour les alimentations à découpage isolées de type secteur, le 0 V de sortie doit être raccordé le plus court possible à la masse du châssis. Cette méthode permet aux courants perturbateurs de se refermer par la très basse impédance du châssis plutôt qu'à travers les circuits sensibles. Une autre solution est d'installer un condensateur entre le 0V d'entrée et le 0 V de sortie.

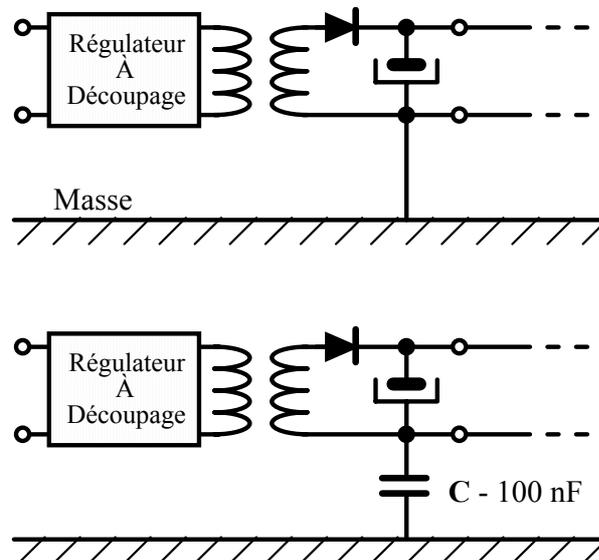


Figure 13 : Raccordement du 0V en sortie de convertisseurs

Pour les convertisseurs à découpage, le 0 V de sortie doit être raccordé au plus court à la masse du châssis

5. CIRCUIT IMPRIME

La phase de placement et routage d'un circuit imprimé est particulièrement importante en CEM puisque les différents paramètres que l'on peut maîtriser pendant cette phase présentent un double avantage :

Tous les couplages rencontrés en CEM sont directement liés à la géométrie des circuits. Un bon routage permet donc de réduire de façon significative un grand nombre de problèmes de perturbations.

Le prix d'un circuit imprimé est fonction de sa surface, du nombre de couches, de la classe de gravure mais pas de la position des pistes ! Toutes les règles de routage n'auront donc aucune influence sur le prix de la carte.

Un bon routage réduit la majorité des problèmes

5.1. MISE EN ŒUVRE DES MASSES ET ALIMENTATIONS DES CARTES

5.1.1. *Distribution des alimentations*

Le choix du nombre de couches d'un circuit imprimé dépend d'un grand nombre de paramètres (quantité, sensibilité des circuits, vitesse, etc.). Compte tenu de l'évolution des technologies modernes et des quantités traitées dans la conception des systèmes, nous vous conseillons d'opter systématiquement pour un circuit imprimé comportant au moins un plan de masse et un plan d'alimentation. Ce choix impose en pratique l'utilisation d'un circuit multicouche. Le surcoût lié à ce choix sera très rapidement compensé par la qualité de la carte ainsi fabriquée ainsi que par un gain de temps significatif lors de la mise au point.

La distribution des alimentations sur une carte doit à la fois permettre de contrôler le bruit en mode différentiel de l'alimentation (entre + et -) mais également le bruit de mode commun entre deux points de masse éloignés.

Utiliser un circuit multicouche avec un plan de masse et un plan d'alimentation

5.1.1.1. Carte analogique

La topologie d'une carte analogique permet de contrôler la circulation des courants dans une carte. Un signal analogique se propage d'étage à étage. Le bruit tolérable par chaque étage est déterminé par l'amplitude du signal traité. Ainsi, plus on s'éloigne par exemple d'une entrée bas-niveau sensible, plus le bruit tolérable est acceptable. La consommation des différents étages suit quant à elle une progression inverse. Il est ainsi possible en chaînant les alimentations de limiter la circulation des courants dans les zones sensibles.

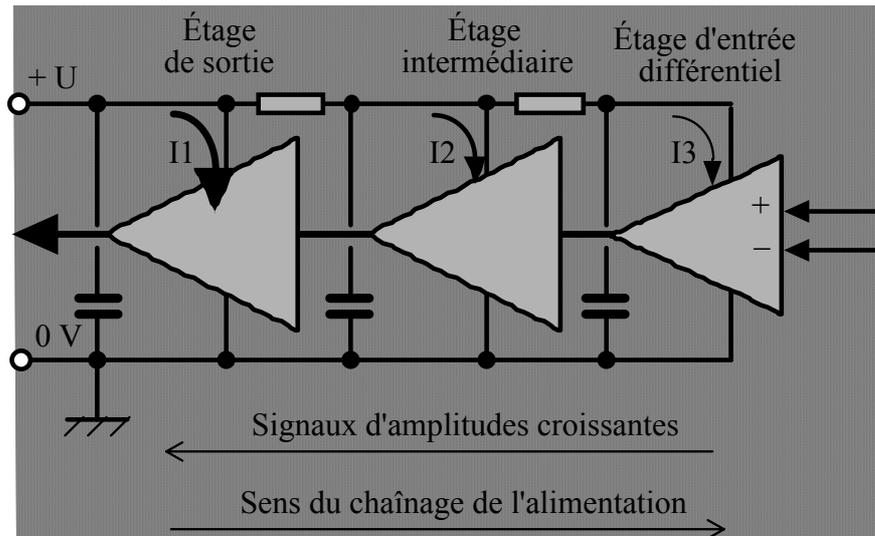


Figure 14 : Chaînage d'une carte analogique

Une alimentation analogique doit être chaînée en partant de l'étage le plus bruyant. Cette architecture reste, bien entendu, valable lorsque la carte est alimentée par plan de masse. Le placement des composants doit respecter ce chaînage et les alimentations doivent être raccordées dans la zone bruyante à forte consommation.

Carte analogique : une alimentation analogique doit être chaînée en partant de l'étage le plus bruyant

5.1.1.2. Carte numérique

La topologie d'une carte numérique est beaucoup plus globale que pour une carte analogique : tout le monde dialogue avec tout le monde. La contrainte d'équipotentialité est donc nécessaire sur l'ensemble de la carte. Un plan de masse et un plan d'alimentation sont donc impératifs compte tenu des vitesses actuelles. Ne pas oublier que le plan de masse ne doit pas être fendu !

Carte numérique : un plan de masse et un plan d'alimentation sont impératifs

5.1.1.3. Carte mixte

Le problème CEM récurrent des convertisseurs analogique numérique est l'équipotentialité de leurs différents 0 V. L'utilisation de deux 0 V distincts dans la puce peut être justifiée, mais ces différentes références doivent être connectées à un plan de masse commun à l'analogique et au numérique. Des cartes d'évaluation sont entachées d'un bruit causé par un mauvais tracé des 0 V. Un convertisseur y présente une non linéarité différentielle ou un bruit de 2 à 10 fois supérieur à celui du même composant bien mis en œuvre.

La première étape pour une carte mixte consiste à maîtriser le placement des composants. Un zonage doit laisser apparaître distinctement les zones analogiques et numériques. Cette séparation est nécessaire afin de pouvoir maîtriser ensuite la circulation des courants sur la carte. Les règles citées ci-dessus pour les cartes analogiques et numériques peuvent ensuite être appliquées. La partie sensible analogique sera alimentée via la partie bruyante.

Pour les cartes multicouches, la meilleure solution (et la seule en pratique surtout dès qu'il y a plusieurs convertisseurs) consiste donc à n'utiliser qu'un seul plan de masse continu pour toute la carte. Attention, un seul plan de masse ne veut pas dire que tous les signaux peuvent se mélanger. Le zonage des parties analogiques et numériques doit être conservé. Les signaux analogiques ne doivent être placés que dans la zone analogique. Il en est bien évidemment de même pour les signaux numériques. Les connecteurs doivent être placés de façon à ce que les courants d'alimentation bruyants (à fort dI/dt) ne traversent pas les zones sensibles.

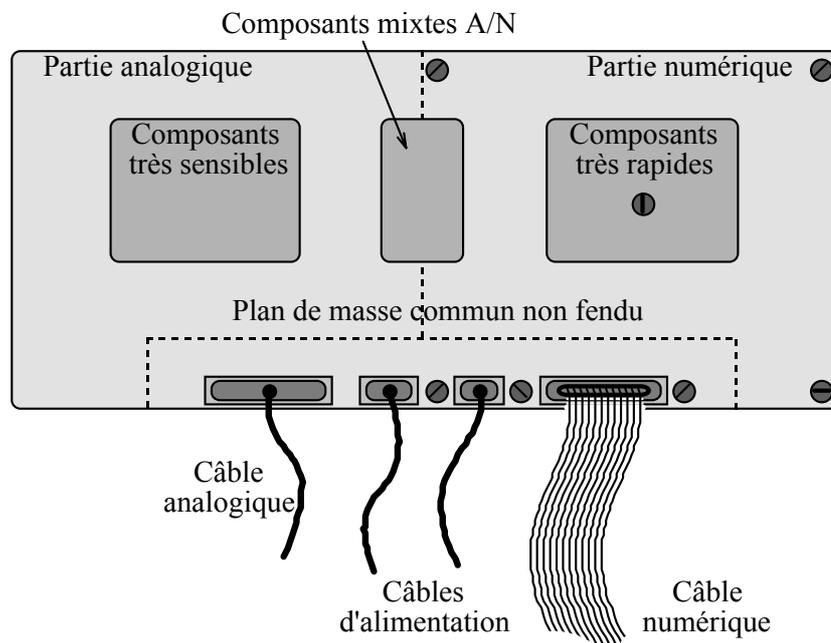


Figure 15 : Alimentation d'une carte mixte

Pour les alimentations, le plan d'alimentation est alors séparé en plusieurs zones. La partie numérique est alimentée par un plan de 5 V et dans la partie analogique, l'alimentation est assurée soit par des zones d'alimentation, soit par chaînage.

Certains composants comme les multiplexeurs traitent à la fois des signaux analogiques et des signaux numériques. Ces composants seront préférentiellement placés dans la partie analogique. La masse de ces boîtiers sera raccordée à la masse de la chaîne analogique. Afin de limiter le risque de diaphonie avec les conducteurs analogiques voisins, on placera de part et d'autre des signaux de commande numérique une piste de 0 V raccordée à la masse aux deux extrémités.

Carte mixte : un seul plan de masse avec zonage des parties mixtes

5.1.2. Découplage des alimentations

Les condensateurs de découplage permettent de limiter la circulation des courants à forts dI/dt dans la carte. On limite ainsi le bruit d'alimentation en mode différentiel mais aussi le bruit de masse en mode commun.

La mise en œuvre du principe d'équipotentialité implique l'utilisation d'un réseau de masse unique, notamment sur les cartes mixtes. Bien entendu, chaque sous-ensemble ou chaque composant doit être découplé en mode différentiel au plus près.

Il est également recommandé de découpler chaque groupe de fonction par un condensateur réservoir de quelques dizaines de μF . Si des fonctions analogiques sont alimentées par le 5 V, le condensateur réservoir aura une capacité d'environ 100 $\mu F/A$ de courant moyen consommé.

Pour les chaînes analogiques très sensibles, il est possible de placer en série sur l'alimentation une petite résistance série qui permet d'obtenir un filtre RC avec le condensateur de découplage.

Comme il a été précisé dans le paragraphe 3.3, la qualité d'un condensateur en HF est directement liée à sa mise en œuvre. On veillera donc toujours à limiter au maximum leurs connexions.

- Pour les cartes avec alimentation par pistes, les pistes + et - d'alimentations sont placées côte à côte afin de réduire la self par effet d'épingle à cheveux. Un condensateur de découplage est placé à proximité immédiate de chaque boîtier en réduisant au maximum la longueur TOTALE de la piste entre le condensateur et le boîtier.
- Pour les cartes multicouches avec alimentations par plans, la faible impédance d'un plan de cuivre permet de réduire considérablement le bruit d'alimentation et le bruit de masse. Pour cela, les plans ne doivent pas être fendus et les broches des boîtiers et des condensateurs doivent être raccordées directement aux plans par trous métallisés. Les freins thermiques, indispensables pour la fabrication des cartes, ne rajoutent pas d'impédance série significative. Tout autre mode de raccordement augmentera le bruit.
- Il est encore fréquent de placer systématiquement un condensateur HF en parallèle de chaque condensateur chimique. Cette pratique (tenace) était justifiée lorsque les chimiques étaient axiaux et présentaient donc une forte self série. Désormais, la plupart de ces composants sont radiaux et ne présentent pas une self supérieure à celle d'un condensateur dit HF. Encore une fois, la seule contrainte pour un condensateur de découplage est la longueur de ses connexions.

Les broches et les boîtiers doivent être raccordés directement aux plans par trous métallisés

5.2. MASSE ELECTRIQUE ET MASSE MECANIQUE

Lorsqu'une perturbation de mode commun est injectée sur une carte, le courant se referme par capacité parasite entre la carte et la masse voisine par couplage capacitif carte à châssis (voir paragraphe 2). La capacité parasite se répartit entre tous les éléments conducteurs de la carte.

Le routage permet de limiter la capacité parasite de chaque piste, mais il ne permet pas de la supprimer. La solution la plus efficace pour ne pas y injecter de courant est de limiter la d.d.p. à ses bornes.

Le 0 V électronique doit être raccordé au châssis

- ☞ **Pour les cartes numériques** ou de puissance, le 0 V est raccordé au châssis en autant de points que possible. Ces liaisons sont placées sous les connecteurs (avec deux points par connecteurs), sur les bords de la carte lorsque la distance entre coins dépasse 15 cm et sous la “partie chaude” au niveau de l’horloge et du microprocesseur (voir le chapitre sur le rayonnement des cartes).
- ☞ **Pour les cartes analogiques**, le raccordement du 0 V au châssis ne doit pas engendrer la circulation de courants perturbateurs dans les zones sensibles. Ce raccordement ne sera effectué en plusieurs points que si la mécanique est très équipotentielle (boîtier fraisé dans la masse par exemple). Il peut être parfois nécessaire de ne raccorder le 0 V à la masse qu’en un seul point pour éviter le rebouclage des courants d’alimentation, sauf lorsque la mécanique est parfaitement équipotentielle. C’est le cas de la plupart des systèmes développés chez nous.

Eviter que les courants perturbateurs circulent dans les zones sensibles

- ☞ **Pour les cartes mixtes**, le raccordement peut s’effectuer en plusieurs points dans la partie numérique, mais doit être arrêté au niveau de la partie analogique. Ne confondons pas courant et tension. Le 0 V doit être raccordé au châssis, mais on ne doit pas autoriser la circulation de courants perturbateurs dans les zones sensibles.

5.3. DIAPHONIE

La diaphonie est un couplage de proximité. Une perturbation sur un conducteur va injecter un signal perturbateur sur le conducteur voisin. Ce couplage peut avoir deux origines.

Lorsqu'un conducteur est soumis à une d.d.p., la capacité mutuelle (notée C_m) injecte un courant perturbateur sur le conducteur voisin.

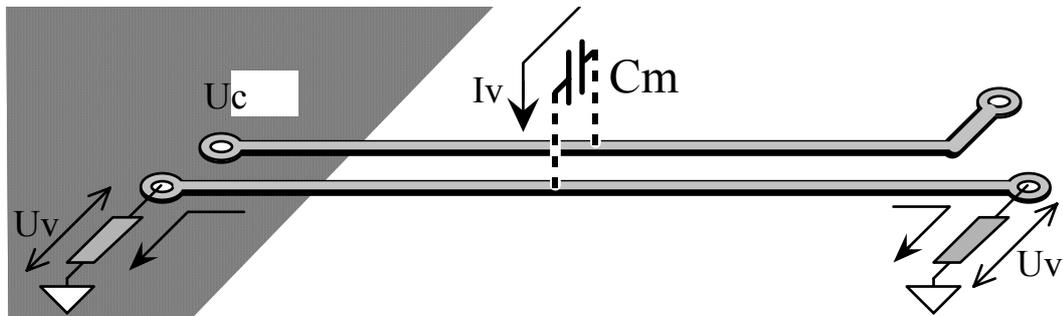


Figure 16 : Diaphonie capacitive piste à piste

Lorsqu'un courant circule dans un conducteur, il génère un champ magnétique qui se couple dans la boucle formée par le conducteur voisin par rapport à la masse. Ce couplage est mis en équation grâce à l'introduction de la mutuelle inductance, notée M .

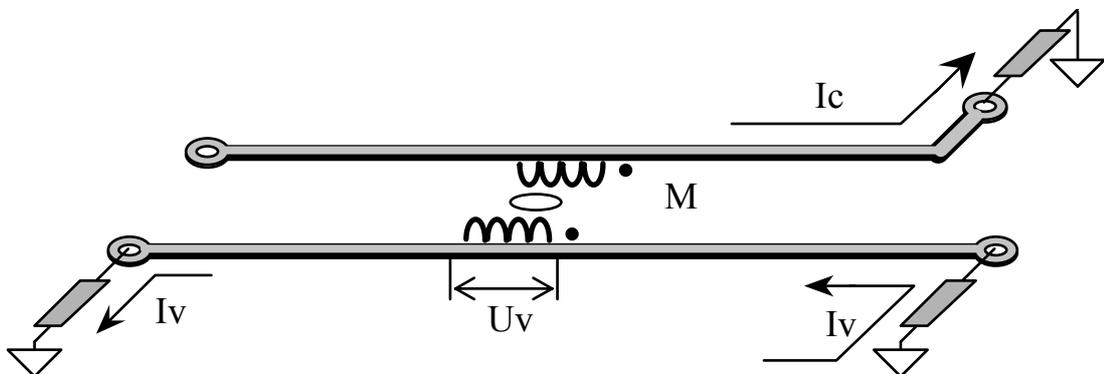


Figure 17 : Diaphonie inductive piste à piste

La prédominance de l'une ou l'autre des diaphonies dépend de la fréquence et des impédances de travail. Nous n'entrerons pas dans la théorie des lignes et de la diaphonie. La répartition entre les deux diaphonies dépend principalement des impédances de travail. Nous pouvons retenir qu'en basse fréquence, lorsque les impédances de travail sont de l'ordre de quelques kiloOhms (ou plus), la diaphonie capacitive est prédominante. En numérique et en haute fréquence, on peut avoir soit prédominance de la diaphonie capacitive, soit équivalence entre les deux.

La réduction de ce couplage passe principalement par une maîtrise de la géométrie des conducteurs. Les règles qui permettent de réduire la diaphonie capacitive permettent de réduire également la diaphonie inductive. Nous présenterons donc des abaques permettant de calculer la capacité mutuelle entre deux pistes. Nous en déduirons les règles de protection.

5.3.1. Capacité entre deux pistes voisines

Les courbes portées sur cet abaque permettent de calculer la capacité parasite avec et sans plan de masse.

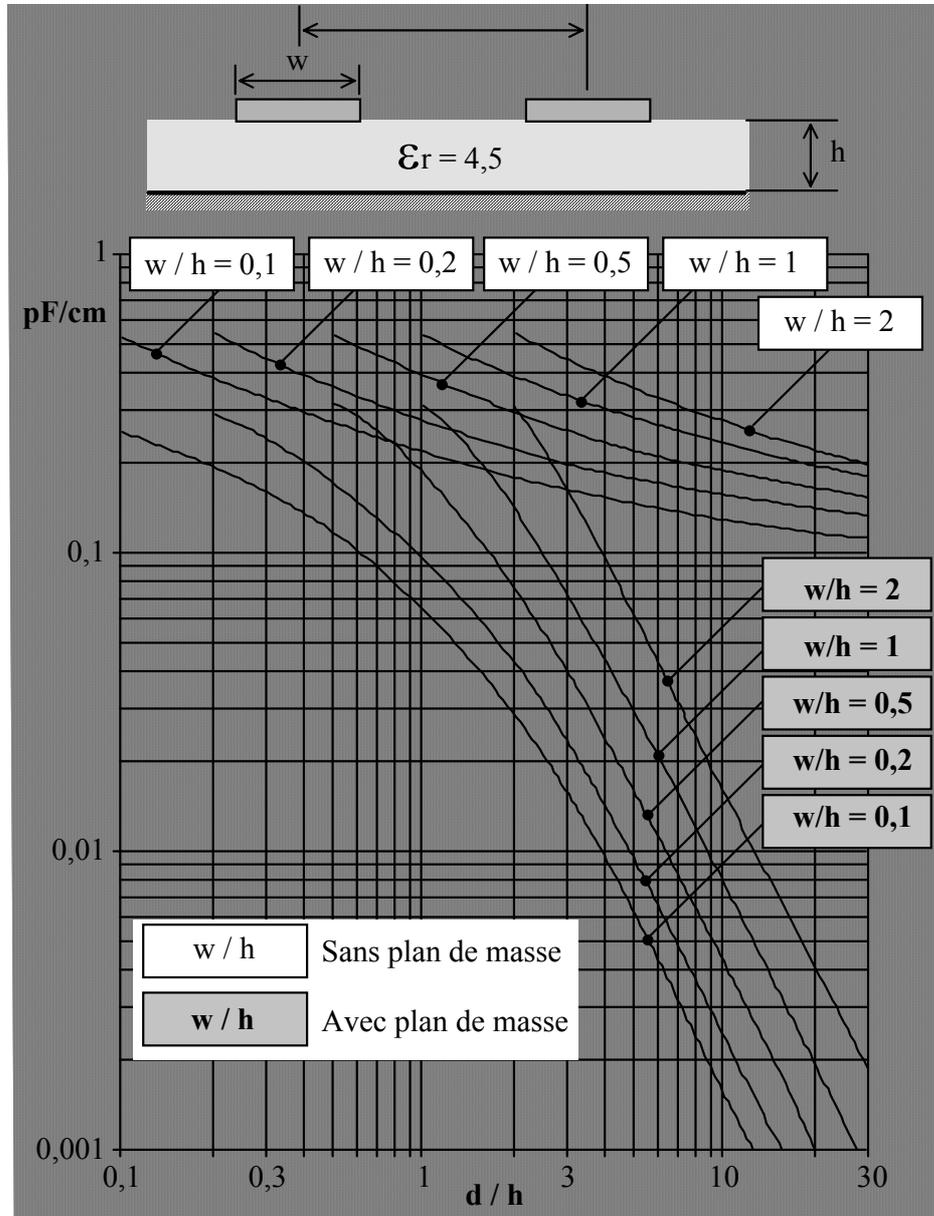


Figure 18 : Capacité parasite entre pistes

L'utilisation d'un plan de masse permet de réduire de façon importante la diaphonie entre pistes lorsque la distance entre pistes est supérieure à la hauteur par rapport au plan de masse. La présence d'un plan de masse réduit la diaphonie de façon très significative. Attention, une fente dans le plan de masse dégrade considérablement son efficacité.

Répetons le, un plan de masse ne doit pas être fendu.

5.3.2. Réduction de la diaphonie

S'il est possible d'interdire les pistes et fentes dans un plan de masse, il est par contre impossible de supprimer les trous. Leur présence n'est pas très critique en ce qui concerne la diaphonie entre pistes lorsqu'elles sont côte à côte. Par contre, il peut exister une diaphonie couche à couche.

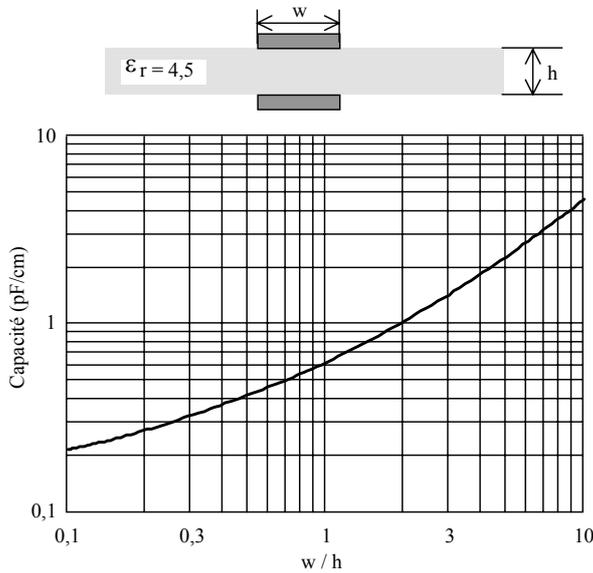


Figure 19 : Capacité parasite couche à couche

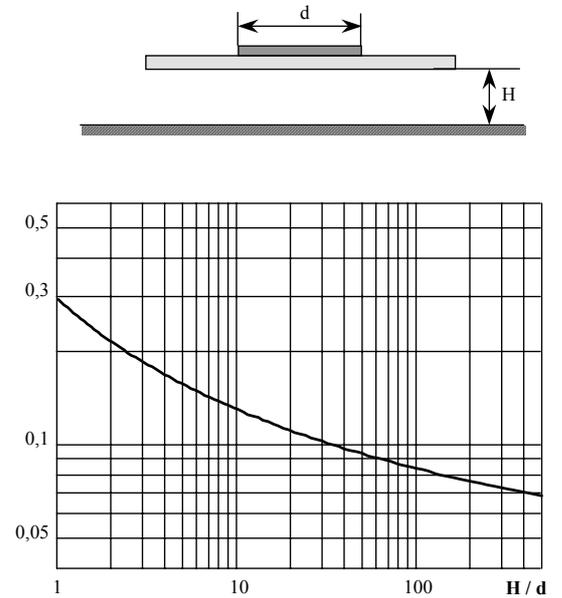


Figure 20 : Capacité parasite d'une piste en bord de carte

Un plan de masse parfait (sans aucune ouverture) entre les couches permet de supprimer cette diaphonie mais la présence des trous métallisés risque de provoquer un fort couplage entre les pistes. Il est donc recommandé de placer les pistes sur les couches superposées en X et en Y. Il faudra veiller également à placer les pistes sensibles et rapides sur les couches proches des plans de masse de manière à réduire la hauteur.

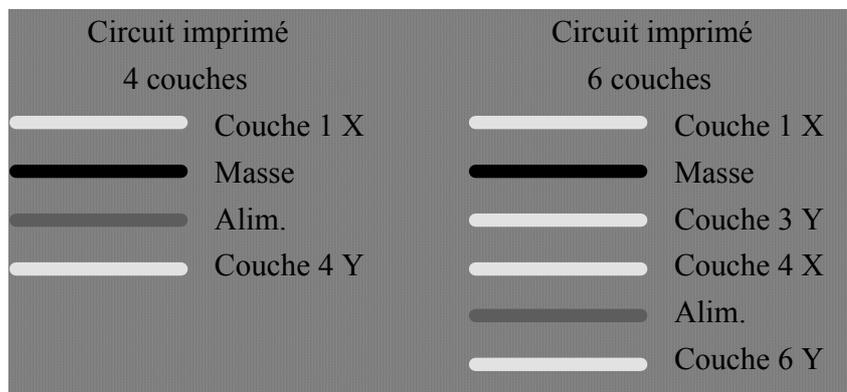


Figure 21 : Exemple de répartition des couches

Il est également possible de placer entre les pistes une piste écran raccordée au 0 V. La diaphonie est ainsi réduite d'environ un facteur 5 sur un circuit sans plan de masse. Avec un plan de masse, l'efficacité est moins importante, de l'ordre d'un facteur 3. Cette piste écran sera raccordée à la masse aux deux extrémités, notamment en numérique. En analogique, il faudra veiller à ne pas reboucler de courants d'alimentation dans les zones sensibles. Dans ce cas-là (uniquement), la piste écran ne sera raccordée à la masse qu'à une seule extrémité.

Placer les plans d'alimentation au centre et les pistes sensibles près des plans de masse

5.4. CAPACITE PARASITE PISTE A CHASSIS

La capacité d'une carte par rapport aux masses environnantes n'est jamais nulle. Une perturbation de mode commun va donc injecter des courants parasites dans la carte par couplage capacitif. Ce couplage est appelé couplage carte à châssis ou couplage par effet de main (voir 2).

La capacité totale d'une carte se répartit entre chaque piste et chaque composant qui ne reçoivent qu'une toute petite fraction de la capacité totale.

Lorsque la carte voit une perturbation de mode commun, un courant est donc injecté dans chaque piste. La réduction de ce couplage est obtenue soit en réduisant la capacité parasite entre la piste, soit en réduisant les d.d.p. entre la carte et son environnement. Le 0 V doit être raccordé au châssis (voir 5.2).

5.4.1. Réduction de la capacité parasite

La capacité parasite d'une piste par rapport à son environnement est proportionnelle aux lignes de champ électrique entre la carte et son environnement. Du fait des effets de bord, le champ électrique se concentre sur les bords de la carte. La capacité parasite n'est donc pas répartie uniformément entre toutes les pistes.

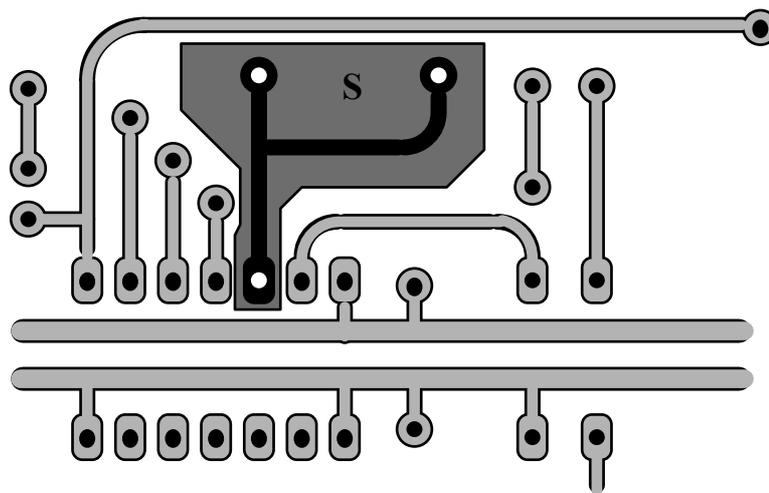


Figure 22 : Surface équivalente d'une piste

La capacité d'une piste en bord de carte est donnée par l'abaque Figure 20. Elle correspond à la capacité d'une piste isolée par rapport à la masse la plus proche.

Lorsque la piste est placée au cœur de la carte, sa capacité parasite vaut :

$$C = 0,1 \cdot S / H$$

Avec C : capacité parasite (pF)

S : surface équivalente de la piste (cm²)

H : Distance entre la piste et la masse la plus proche (cm)

La surface équivalente d'une piste représente la surface autour de la piste délimitée par une ligne située à égale distance entre la piste et ses premières voisines.

Les cartes doivent donc être le plus compacte possible. Un compromis est toutefois à trouver pour ne pas augmenter la diaphonie.

5.4.1.1. Anneau de garde

Le meilleur moyen pour limiter les effets de bord est de ne pas placer de pistes en bord de cartes!... Il suffit pour cela de ceinturer la carte par un anneau de garde relié au 0 V. La surface interne de la carte se trouve ainsi délimitée par ce conducteur, aucune piste ne se retrouve en bord de carte.

Cet anneau doit être d'une largeur suffisante, environ 2,5 mm. L'anneau de garde doit être fermé et raccordé à la grille de masse ou au plan de masse par des traversées.

On utilisera avantageusement les entretoises pour relier l'anneau de garde et le plan de masse au châssis de l'appareil

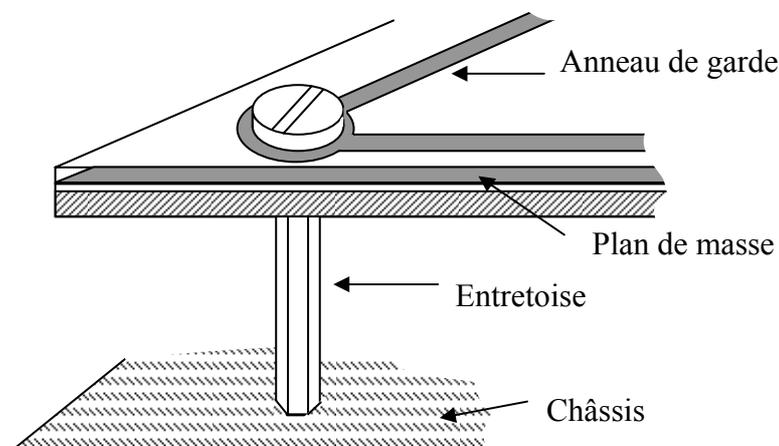


Figure 23 : Liaison anneau de garde - plan de masse au châssis

5.4.1.2. Remplissage de masse

Lorsque le routage de la carte est terminé, toutes les zones libres doivent être remplies par du cuivre. Les zones de masse ainsi réalisées contribuent en partie à l'équipotentialité globale de la carte, mais elles permettent surtout de limiter la capacité parasite de chaque piste.

5.4.1.3. Placement des composants sensibles

Avant de commencer le placement, il est important d'identifier les points sensibles. Ce sont principalement les entrées bas niveaux, les contre-réactions (bases des transistors à faible courant, telles les bases sorties d'optocoupleurs), les broches de programmation de courant (miroirs de courant) et les sorties d'amplis à impédance élevée. Chaque composant relié à l'un de ces points sera implanté avec soin, loin des bords et en limitant les longueurs de pistes. Pour la même raison, dès qu'on utilise une forte résistance (disons $\geq 100 \text{ k}\Omega$) sans condensateur en parallèle, la longueur de la piste du côté sensible doit être réduite, quitte à rallonger le côté robuste. Il est simple d'identifier le côté sensible : c'est celui qui travaille à faible tension et sous haute impédance.

Une simple précaution de placement permet de réduire la capacité parasite d'une piste sensible de façon significative.

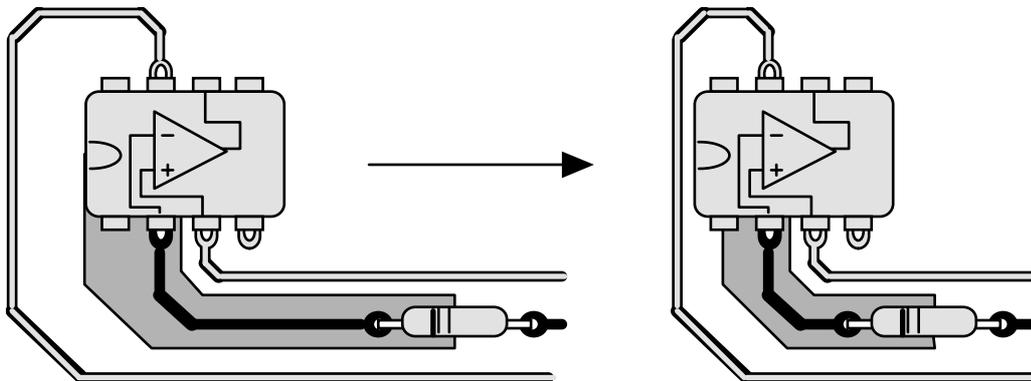


Figure 24 : Exemple de réduction de capacité parasite par routage

Les composants peuvent également être soumis au couplage capacitif par rapport à leur environnement. Lorsque l'on utilise un R - C de liaison, il importe d'implanter le gros composant (celui qui collecte le plus de courant parasite, c'est-à-dire le condensateur) côté robuste et le petit composant (le résisteur) côté vulnérable.

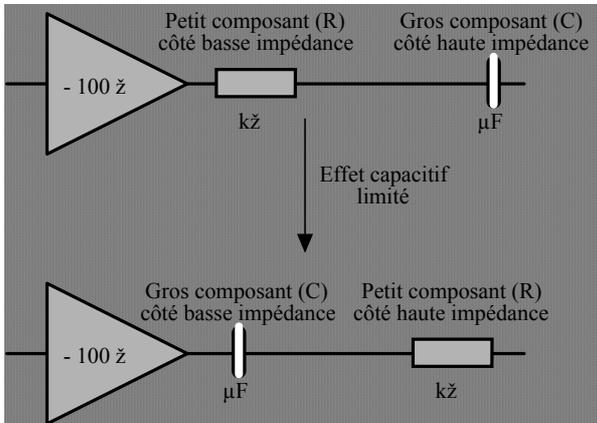


Figure 25 : Exemple de placement

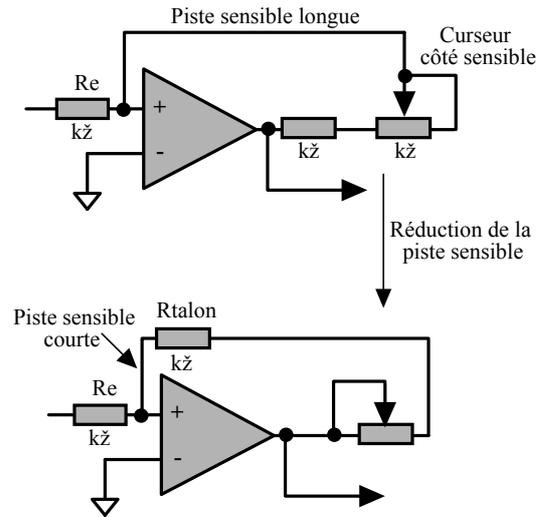


Figure 26 : Autre exemple de placement

Le courant collecté par le gros composant par couplage capacitif n'est pas réduit, mais son effet est limité. Le courant parasite s'écoule alors par la sortie d'un ampli op. (100 Ω en HF) plutôt qu'à travers une impédance élevée.

Pour la même raison, les résistances variables et potentiomètres implantés en bordure de carte sont plus exposés au champ électrique qu'au cœur de la carte. La résistance de talon doit être implantée du côté sensible et le curseur du potentiomètre doit être raccordé du côté robuste

Les résistances variables et potentiomètres implantés en bordure de carte sont plus exposés au champ électrique qu'au cœur de la carte

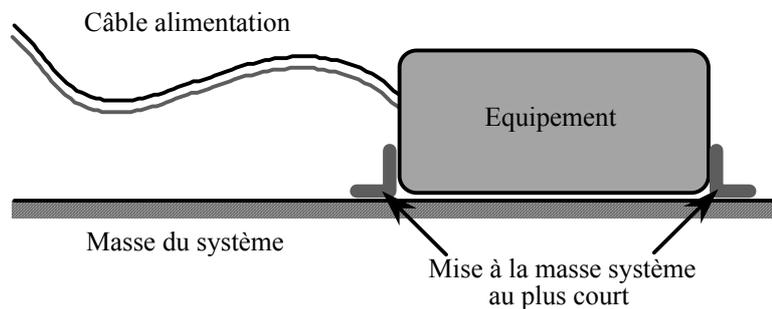


Figure 27 : Mise à la masse des équipements

6. CABLAGE INTERNE

Les couplages que l'on rencontre au niveau du câblage d'un système sont équivalents à ceux qui sont rencontrés sur un circuit imprimé. La différence principale se situe au niveau des échelles. La longueur des connexions ainsi que les surfaces de boucle sont plus importantes.

6.1. MISE A LA MASSE

Un système composé de plusieurs sous-ensembles doit également intégrer les règles d'équipotentialité. Il est fréquent que chaque sous-ensemble soit raccordé à la masse du système par le câble d'alimentation. Cette liaison n'est jamais suffisante puisqu'elle est assurée par un conducteur filaire de longueur importante. Chaque sous-ensemble sera donc connecté directement à la masse par une liaison directe. L'idéal est de visser directement le châssis de l'équipement sur la masse du système. Si cette mise en œuvre n'est pas possible, la liaison sera assurée par une tresse la plus courte possible.

L'idéal est de visser directement le châssis de l'équipement sur la masse du système.

6.2. REGLES DE CABLAGE

Les câbles doivent être classés en plusieurs catégories suivant la nature des signaux traités. Nous proposons un classement en 4 familles :

☞ • **Famille N°1 - Circuits de mesure.**

Ce sont les signaux analogiques à bas niveaux, les lignes d'alimentation des capteurs analogiques, les liaisons vidéo et les câbles d'antenne. Cette classe est la plus sensible des quatre.

☞ • **Famille N°2 - Circuits numériques.**

Ce sont les signaux d'alarmes, les lignes téléphoniques, les contrôles d'accès et les réseaux locaux. Cette classe est moins sensible que la première, mais elle reste vulnérable - surtout aux impulsions - et peut parfois s'avérer perturbatrice pour la famille N°1.

☞ • **Famille N°3 - Circuits de contrôle commande.**

Cette famille inclut les relayages tout-ou-rien (TOR), les fins de course et les lignes de commande des composants de puissance. Cette famille, assez robuste, peut perturber les familles N°1 et 2.

☞ • **Famille N°4 - Lignes d'alimentation.**

Ce sont les lignes secteur, secouru ou non, les alimentations continues distribuées, les circuits de puissance régulés (gradateurs, hacheurs) et les convertisseurs statiques dont les variateurs de vitesse. Nous y incluons enfin toutes les lignes à haute tension et les conducteurs de terre dont on ne sait pas d'où ils viennent. Cette dernière classe est perturbatrice en mode commun pour les familles N° 1, 2 voire 3.

Des règles simples de câblage doivent ensuite être respectées.

Les conducteurs aller et retour doivent toujours être côte à côte

Cette règle générale permet de limiter simplement le couplage champ à boucle. Elle s'applique à tous les types de signaux. Pour des signaux TOR avec un commun, il faut tirer au moins un commun par câble, toron ou faisceau. Pour les signaux analogiques ou numériques, câbler en paire est un minimum. Une paire - si possible torsadée - garantit que le fil de retour reste tout près du fil aller.

Cette règle permet de justifier (s'il le fallait encore...) les bienfaits du plan de 0 V : chaque piste est très proche de son retour.

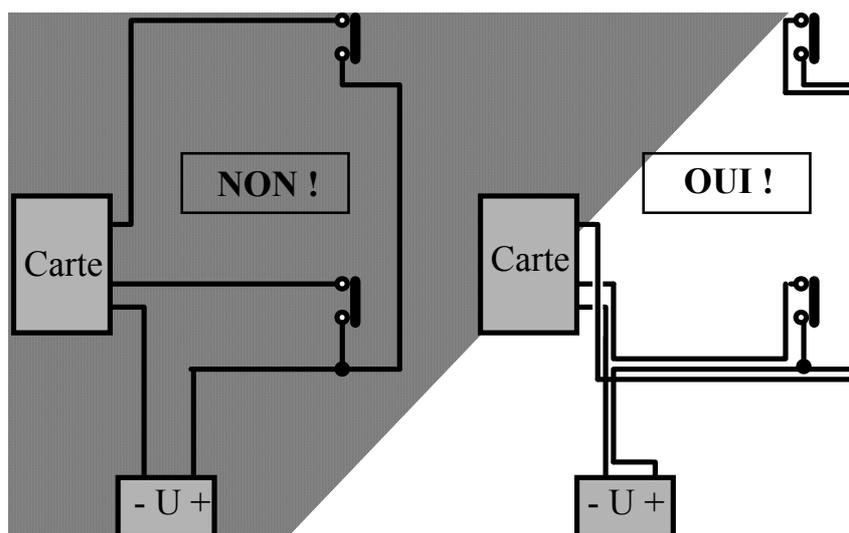


Figure 28 : Conducteur aller et retour côte à côte

Plaquer toute liaison filaire contre les structures équipotentielles

En routant les câbles, nappes et faisceaux de bout en bout contre les tôles ou masse des coffrets, on réduit les surfaces des boucles de masse. On bénéficie aussi d'un effet réducteur important, sûr et gratuit. Cette précaution réduit aussi les risques de diaphonie en mode commun. Le couplage par diaphonie en mode commun entre les câbles suit la même règle que le couplage entre pistes. La diaphonie devient négligeable si la hauteur par rapport à la masse est supérieure à la distance entre les câbles. En pratique, une distance de 10 cm en coffret convient.

Il est conseillé de prévoir des systèmes de fixation mécanique de manière à garantir la géométrie de câblage. Cela permet d'éviter les modifications intempestives de géométrie qui peuvent compromettre la protection apportée par le câblage.

Tout conducteur libre d'un câble devrait être raccordé à la masse des châssis aux deux extrémités.

L'effet réducteur d'un câble de masse est voisin d'un facteur 3 à partir de 10 kHz environ et jusqu'à plusieurs dizaines de MHz. L'utilisation des conducteurs libres permet de bénéficier gratuitement de cet effet réducteur.

N'utiliser ni câble ni connecteur commun pour des familles incompatibles.

Pour les câbles en nappe, il importe de séparer les fils analogiques des fils numériques par au moins 2 fils de masse (ou d'alimentation) reliés de chaque côté.

Une entorse à la règle de séparation n'est acceptable qu'entre les familles 1 et 2 d'une part, et les familles 3 et 4 d'autre part. Ces tolérances méritent une justification sérieuse (exigence du client, compatibilité ascendante...).

Si un connecteur est utilisé pour des signaux de nature différente, il est nécessaire d'isoler les deux familles par une rangée de contacts au 0 V.

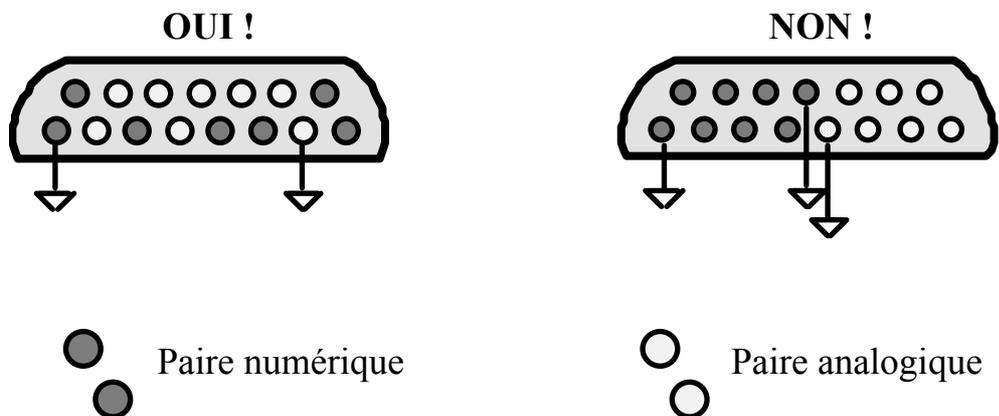


Figure 29 : Séparation des signaux dans un connecteur

7. PROTECTION EN CONDUCTION

Comme il a déjà été précisé précédemment, toutes les entrées sorties (au sens large) doivent être blindées ou filtrées. Nous traiterons dans cette partie de la protection des câbles externes.

7.1. REGROUPEMENT DES ENTREES - SORTIES

En environnement conducteur (majoritairement notre cas), il y a toujours une tôle ou un châssis qui peut servir de masse. Les équipements peuvent donc y être raccordés directement par une liaison très courte à basse impédance. Un courant qui pénètre en mode commun dans un équipement en ressort forcément soit par les autres câbles, soit par les liaisons aux structures conductrices externes. Si l'équipement bénéficie d'un châssis conducteur électriquement relié à la masse de l'environnement, la plus grande part des courants de MC se referme par cette voie.

Tous les autres câbles sont alors efficacement préservés des courants parasites.

Un environnement conducteur équipotentiel avec masse accessible est toujours favorable à la CEM

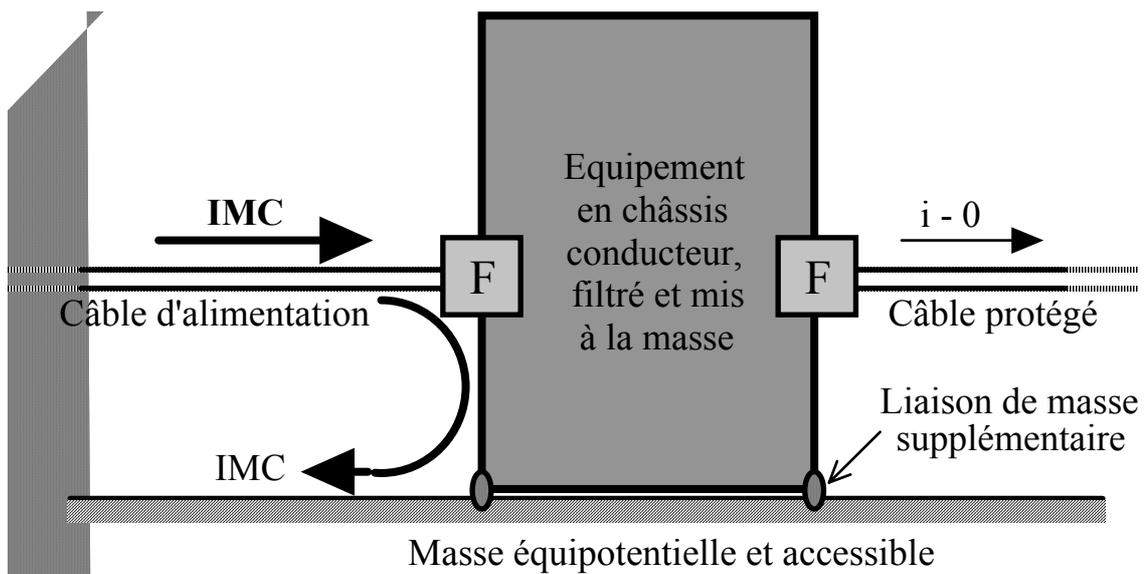


Figure 30 : Circulation du mode commun en environnement conducteur

En environnement isolant, sans plan de masse conducteur et accessible, si un câble collecte ou propage un courant de mode commun, tous les autres câbles risquent de devenir bruités en évacuant une partie de ce courant.

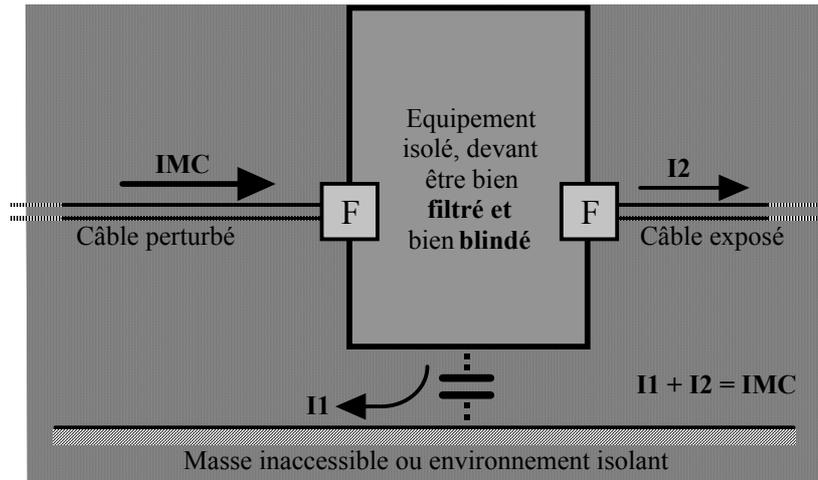


Figure 31 : Circulation du mode commun en environnement isolant

Le courant de mode commun, pour se refermer, traverse toute la carte ou tout le système.

Il est donc primordial dans nos équipements de soigner le raccordement des équipements électroniques à la masse des systèmes par une liaison directe très courte (voir 0). L'idéal est d'utiliser les fixations mécaniques pour assurer ce raccordement.

7.2. LIAISONS SYMETRIQUES

Une liaison différentielle peut rejeter les perturbations de mode commun de façon efficace. L'aptitude d'un circuit à rejeter le mode commun est définie par son rapport de réjection de mode commun ("CMRR" en anglais). Ce nombre, exprimé en décibels, est égal au rapport de la tension de mode commun divisée par la tension parasite résiduelle apparaissant en mode différentiel. Plus le CMRR est élevé, meilleure est la symétrie du circuit. À 50 Hz, un CMRR peut dépasser 120 dB (même sans isolement galvanique) mais il atteint difficilement 60 dB à 1 MHz. Il ne peut guère excéder 40 dB au-delà de 10 MHz.

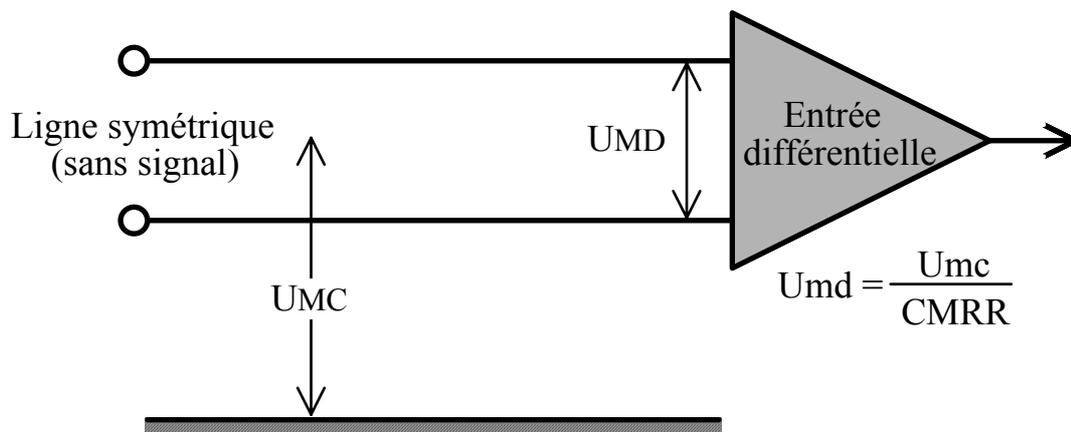


Figure 32 : Réjection de mode commun d'une entrée différentielle

La dissymétrie d'une liaison différentielle en paire est principalement localisée à ses extrémités. Ce déséquilibre peut être provoqué par une dissymétrie électrique ou géométrique. Un déséquilibre électrique est causé par la différence des impédances d'extrémité par rapport à la masse : inégalité des résistances terminales ou des capacités par rapport à la masse, ce qui déphase une entrée par rapport à l'autre.

Un déséquilibre géométrique peut être causé par la différence entre la longueur du conducteur aller et celle du retour. Au-delà de 10 MHz, une différence de longueur de quelques centimètres suffit à ruiner la symétrie d'une liaison, donc sa réjection du mode commun. L'utilisation d'un étage différentiel impose de conserver une liaison symétrique de bout en bout. Le câble devra bien évidemment être symétrique et un soin particulier est nécessaire au choix du connecteur. En pratique, les amplis différentiels modernes sont toujours limités par les systèmes de raccordement.

Pour une liaison symétrique, l'utilisation de filtres HF ou de composants de protection peut dégrader l'efficacité globale de la protection car la tolérance sur leurs capacités est médiocre. Ceci est critique quand l'impédance de la source est élevée ou quand des condensateurs sont installés en aval d'une résistance série. Ce phénomène s'explique par la rotation de la phase d'une entrée par rapport à l'autre.

<p style="text-align: center;">Les amplis différentiels modernes sont toujours limités par les systèmes de raccordement</p>
--

7.3. FILTRES CEM

Un filtre CEM est caractérisé par sa perte d'insertion, aussi appelée "efficacité du filtre". C'est par définition le niveau résiduel mesuré après la pose du filtre par rapport au niveau mesuré sans filtre. La perte d'insertion d'un filtre dépend des impédances des circuits amont et aval.

7.3.1. *Filtres signaux*

Les filtres passe-bas sont les plus utilisés en CEM. Tous les filtres d'alimentation et la plupart de ceux d'entrée-sortie sont des passe-bas. Le filtre le plus simple est composé d'un simple condensateur à la masse. L'efficacité d'un condensateur s'améliore en ajoutant une résistance en série à la ligne. Une résistance d'au moins 10 Ω amortit les résonances HF du câble. Une résistance de 100 Ω améliore l'efficacité du filtrage. Une résistance de 1 k Ω permet de relier le condensateur au 0 V électronique sans rendre critique la liaison au châssis. Le filtre le plus simple est un R-C

Un filtre doit être prévu sur toutes les entrées non blindées. Une sortie vers l'extérieur peut être aussi sensible qu'une entrée - et parfois plus. Toute sortie analogique d'une carte devrait être également filtrée par un passe-bas

Des filtres plus complexes peuvent être de structure "en T", c'est-à-dire L-C-L ou "en π ", c'est-à-dire C-L-C. Attention, les filtres en π nécessitent un montage soigneux avec une très faible impédance par rapport au châssis : entretoise métallique courte, ressort de contact, vissage sur un bossage conducteur, etc. Le mieux est de réserver les filtres en π aux montages en traversée de paroi (TRP).

Un filtre passe-haut peut surprendre en CEM puisque ce sont les perturbations HF qui posent le plus de problèmes. Mais pour des signaux uniquement HF, disons lorsque la plus basse fréquence utile est supérieure à 100 kHz (signal d'antenne par exemple), un filtre passe-haut transmet l'information sans perte et rejette les bruits BF. Le raccordement bilatéral des écrans est alors possible sans risque de ronflette.

Un filtre numérique n'utilise aucun filtre physique mais un traitement par calculs après numérisation. Un de ses intérêts est de ne pas coûter cher en production et d'avoir une excellente reproductibilité.

7.3.2. *Filtres secteurs*

Les filtres secteurs les plus courants filtrent le MC et le MD dans le même boîtier. Ceci est possible en utilisant l'inductance de fuite ($L1$ et $L2$) de l'inductance de mode commun (M) pour filtrer le mode différentiel. Le condensateur entre phases (en MD, de classe X) peut être d'aussi grande valeur que nécessaire. Les condensateurs au châssis (en MC, de classe Y) ne doivent pas écouler un courant de fuite trop important dans le conducteur de protection sur un réseau électrique alternatif.

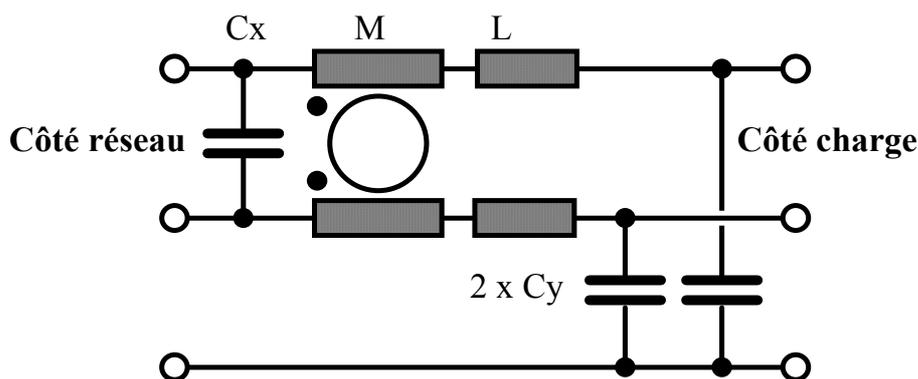


Figure 33 : Exemple de filtre d'alimentation secteur

Comment choisir un filtre secteur dont le rôle est d'améliorer l'immunité d'un équipement ? Si l'on n'est pas habitué aux phénomènes HF, nous conseillons d'installer un filtre du commerce plutôt que de tenter d'en réaliser un soi-même. En effet, le câblage d'un filtre HF est critique et l'on obtient souvent des résultats décevants au-delà de 30 MHz.

Il existe également des structures plus complexes à double, voire à triple cellules. Le problème est qu'un schéma équivalent néglige les couplages au-delà de 10 MHz, à cause du rayonnement de l'amont sur l'aval du filtre. La topologie des composants (forme et disposition géométrique) compte plus que leurs valeurs. Au-delà de 30 MHz, un filtre bien câblé est plus efficace que celui qui a un schéma extraordinaire mais un montage non maîtrisé.

7.4. MONTAGE DES FILTRES

7.4.1. Montage des filtres secteurs

Un filtre avec condensateurs à la masse écoule des courants HF au châssis. Il faut relier son enveloppe métallique directement sur la tôle de référence de potentiel.

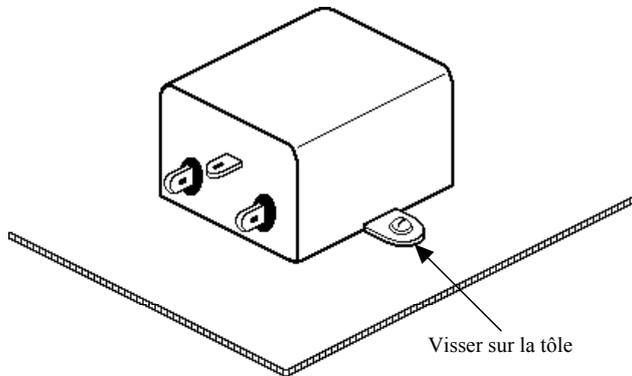


Fig. 34 : Montage d'un filtre – Règle n°1

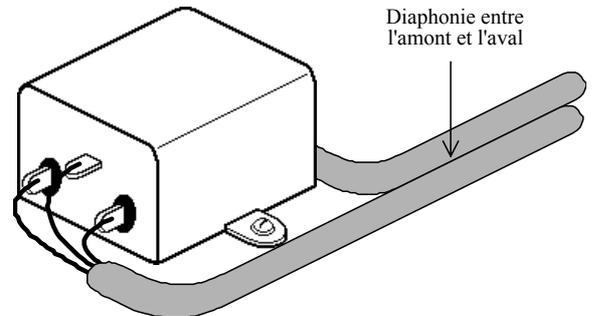


Fig. 35 : Montage d'un filtre – Règle n°2

La seconde précaution est d'éloigner les conducteurs amont et aval du filtre à 180° pour limiter la diaphonie en mode commun entre câbles parallèles.

La troisième précaution est de plaquer les câbles amont et aval à plat contre la TRP pour limiter l'effet d'antenne boucle excitée par le courant de mode commun.

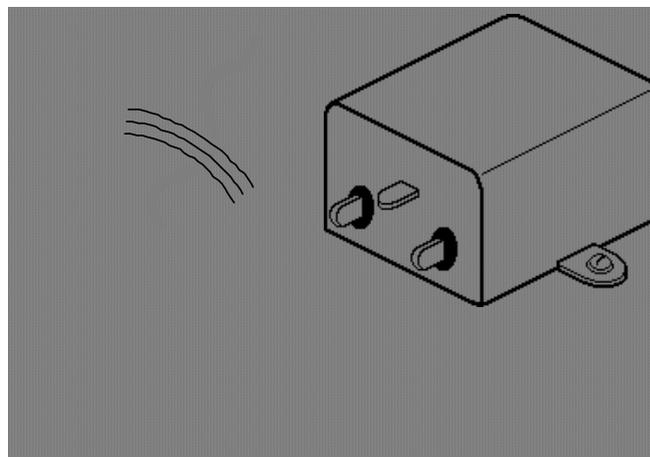


Fig. 36 : Montage d'un filtre – Règle n°3

Ces 3 précautions de montage constituent une nécessité et non un idéal à atteindre. Il suffirait qu'une de ces règles ne soit pas respectée pour que le filtre devienne inefficace à partir de 10 ou 30 mégahertz.

7.4.2. Montage des filtres signaux

Attention, comme pour un condensateur de découplage, l'efficacité d'un filtre est directement liée à son montage. Il devra être raccordé le plus court possible à la masse.

S'il est difficile (et parfois superflu) de placer un filtre sur tous les signaux entrant et sortant, cette possibilité devrait malgré tout être prise en compte lors de l'implantation. Nous préconisons de placer quatre trous (plages d'accueil) en série sur ce type de signaux.

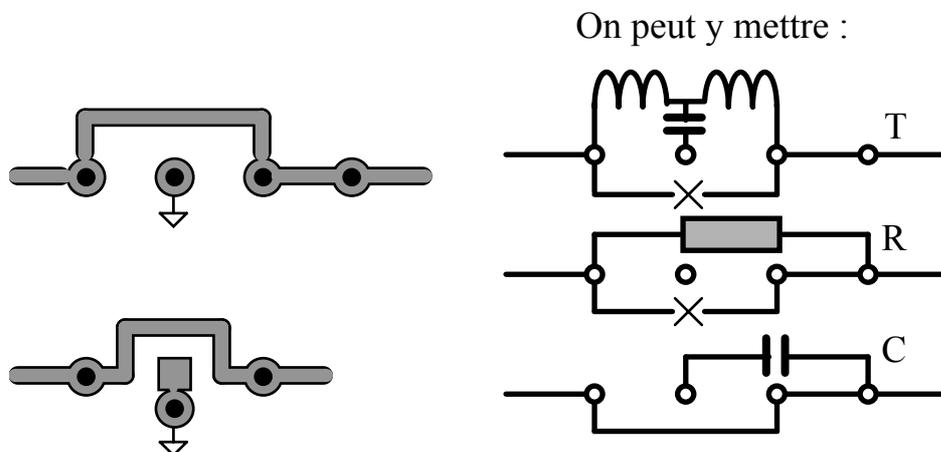


Figure 37 : Implantation des filtres

Cette disposition permet de pouvoir essayer une résistance série, un condensateur à la masse, un filtre en T de type EMILFIL (Murata) ou même éventuellement un filtre RC. L'avantage de ce dispositif est que le filtre sera testé dans sa mise en œuvre réelle. De plus, aucune reprise importante de routage ne sera à prévoir.

L'efficacité d'un filtre est directement liée à son montage

7.5. SELF DE MODE COMMUN

L'ajout, sur site, de tores de ferrite autour d'un câble est une méthode simple contre le mode commun HF. C'est la seule méthode possible en absence de TRP, d'écran ou de filtre. Des ferrites autour d'un câble ne dégradent pas les signaux utiles en mode différentiel, préservent la symétrie des paires (CMRR) et la rigidité diélectrique.

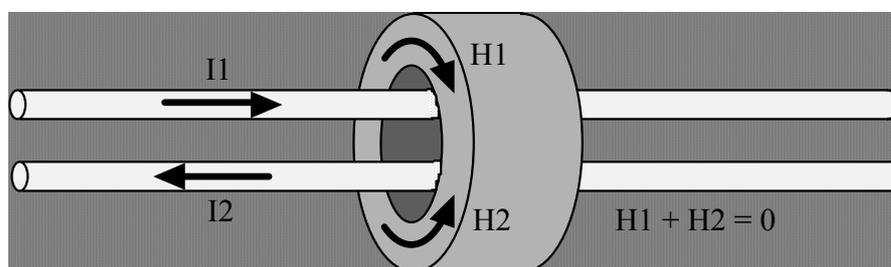


Figure 38 : Self de mode commun

Des ferrites peuvent être ajoutés après coup ou sur site sans une remise en cause complète de la conception. De nombreuses formes et dimensions permettent d'adapter leur utilisation à de nombreux câbles.

L'efficacité d'un tore de ferrite est proportionnelle au carré du nombre de passage à l'intérieur du tore. Attention toutefois à ne pas trop bobiner le câble à protéger ; la capacité parasite entre les différents enroulements vient alors court-circuiter le self série. L'optimum se situe souvent entre 2 et 5 passages selon les dimensions du câble et du tore utilisé.

Les ferrites sont efficaces en HF et peuvent être ajoutées après coup

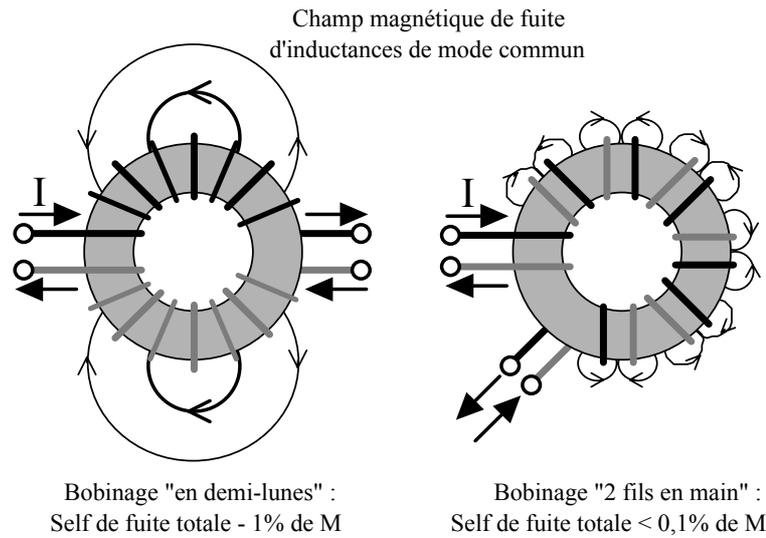


Figure 39 : Bobinages des selfs de mode commun

Un ferrite est caractérisé par sa perméabilité magnétique. Nous vous conseillons de choisir un matériau de type nickel-zinc dont le μ initial est compris entre 500 et 1000.

7.5.1. Saturation des selfs de mode commun

La saturation d'une self de mode commun par un courant perturbateur est relativement rare. Par contre, si le courant de mode différentiel n'est pas parfaitement compensé dans la self, le risque est beaucoup plus important. C'est notamment le cas lorsqu'une alimentation continue est reliée à la masse en plusieurs points (comme en automobile par exemple). Le courant se referme alors en partie par les masses sans se reboucler dans la self.

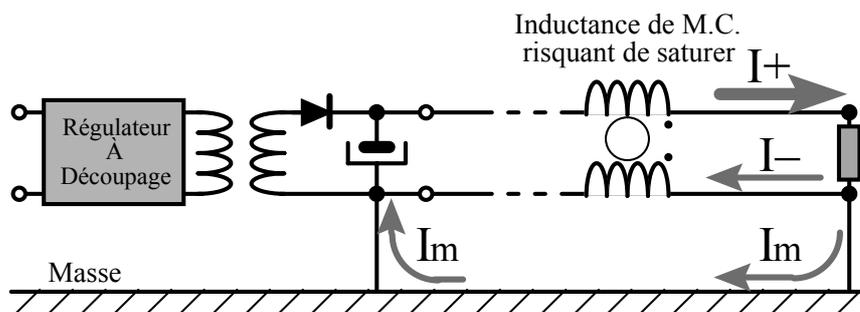


Figure 40 : Saturation d'une self de mode commun

La saturation peut également être provoquée par un courant utile trop important, notamment dans la self des filtres secteur. Une self de mode commun comporte inévitablement une self série de mode différentiel. Cette self dépend de la manière dont est bobiné le tore. Si les enroulements sont disposés en demi-lune, la self de mode différentiel est de 1/100 de la self de mode commun. Si le bobinage est effectué deux fils en main (fil aller et retour côte à côte), la self de mode différentiel représente 1/1000 de la self de mode commun.

7.6. CABLES BLINDES

7.6.1. *Choix du câble*

L'écran CEM le plus simple est un feuillard plastique rendu conducteur par aluminage. On trouve également des câbles entourés d'un vrai feuillard aluminium. La fragilité due aux différentes manipulations (traction, torsion, etc.) est le principal problème de ce type de câbles.

Le câble simple tresse (type RG58 connectique BNC) est d'utilisation courante dans les laboratoires. Son effet réducteur est de 1 en BF (jusqu'à environ 2 kHz) et peut atteindre quelques centaines (40 à 50 dB) à partir de quelques MHz si les connexions de l'écran sont convenables. L'écran souple et robuste permet une mise en œuvre simple avec la majorité des connecteurs métalliques.

Dès que les signaux sont faibles (quelques mV) et/ou très rapides (> 500 MHz) et/ou dans une ambiance perturbée, il faut utiliser du câble double tresse de type RG214 (connectique N) ou RG223 (connectique SMA).

7.6.2. *De quel côté raccorder l'écran?*

Un raccordement à une extrémité empêche les courants BF de circuler sur la tresse. L'écran masque le champ électrique BF, les signaux différentiels sont donc protégés en BF. En HF, ce type de raccordement est inefficace. À partir de la fréquence de résonance du câble, l'efficacité de l'écran disparaît.

Le raccordement aux deux extrémités de l'écran permet de se protéger contre les perturbations les plus sévères : le mode commun HF. Le problème est qu'en basse fréquence un courant peut être lancé sur l'écran (d.d.p. entre les deux extrémités ou couplage champ à boucle). Ce courant va générer sur la paire à l'intérieur une faible d.d.p. appelée "ronflette". Ce phénomène est particulièrement gênant pour les liaisons bas niveau.

La règle qu'on peut appliquer est la suivante : **l'écran se raccorde aux deux extrémités sauf si les 5 conditions suivantes sont réunies en même temps.**

☞ - **Les signaux à transmettre sont basses fréquences (< qq. kHz).**

Dans le cas de transmission de signaux de fréquence supérieure à quelques kHz, le bruit BF induit par circulation de courant sur le blindage pourra être rejeté en entrée d'électronique par un filtre passe haut. Il est alors possible de se connecter aux deux extrémités.

☞ - **Les signaux à transmettre sont bas niveau (bruit tolérable < quelques mV).**

Si le bruit tolérable BF est important, la circulation d'un courant sur le blindage n'est guère gênante. Travailler en différentiel est un excellent moyen de se protéger en BF et en HF; la BF est rejetée par l'étage d'entrée électronique et la HF par le câblage.

La protection doit être envisagée de façon globale en fonction du bruit tolérable max, de la nature de la liaison et de l'équipotentialité BF du site.

☞ - **Il peut exister en BF une tension de mode commun entre les deux extrémités du câble supérieure au bruit tolérable.**

Ce paramètre est pratiquement toujours vérifié sur une installation. On peut remarquer que le maillage systématique des masses permet de réduire considérablement la d.d.p. basse fréquence. Ainsi, plus le site est maillé, moins le raccordement bilatéral est critique.

Par contre, cette condition peut être parfaitement bien maîtrisée à l'intérieur d'un système. Si les différents éléments mécaniques sont correctement raccordés entre eux, les d.d.p. entre masses deviennent négligeables. Le blindage peut alors être raccordé à la masse aux deux extrémités sans risque de ronflette. C'est par exemple le cas à l'intérieur des analyseurs de spectre basse fréquence.

☞ - **La mesure du capteur se fait en tension.**

Le raccordement de l'écran aux deux extrémités entraîne une ronflette en tension du signal mesuré si l'équipotentialité BF n'est pas nulle.

☞ - **L'écran à ne raccorder qu'à une seule extrémité est celui directement autour des conducteurs signaux.**

Un surblindage sera systématiquement connecté aux deux extrémités.

En pratique, tous les câbles blindés se raccordent à la masse aux deux extrémités. Seuls les capteurs bas niveau de type thermocouples, jauge de contrainte, capteur à effet hall, etc... non conditionnés posent des soucis en environnement où l'équipotentialité n'est pas contrôlée.

Règle pratique :

Dans le cas des équipements développés à la DAM, l'environnement est constitué dans la très grande majorité des cas d'un système métallique equipotentiel. La règle à appliquer, compte tenu des conditions énoncées ci-dessus peut se simplifier :

Les câbles blindés se raccordent toujours à la masse aux deux extrémités

7.6.3. Comment raccorder

Le raccordement des câbles blindés est un point particulièrement important puisqu'il va déterminer l'effet réducteur HF. Les écrans doivent être raccordés directement à la masse (au châssis) des équipements électroniques.

Ce raccordement devrait toujours être effectué par un contact électrique sur 360°. Si la connexion est effectuée par une "queue-de-cochon", c'est-à-dire un fil, l'effet réducteur s'effondre en HF. À partir de quelques MHz, un fil de 10 cm divise par deux l'effet réducteur de 10 m de câble standard simple tresse.

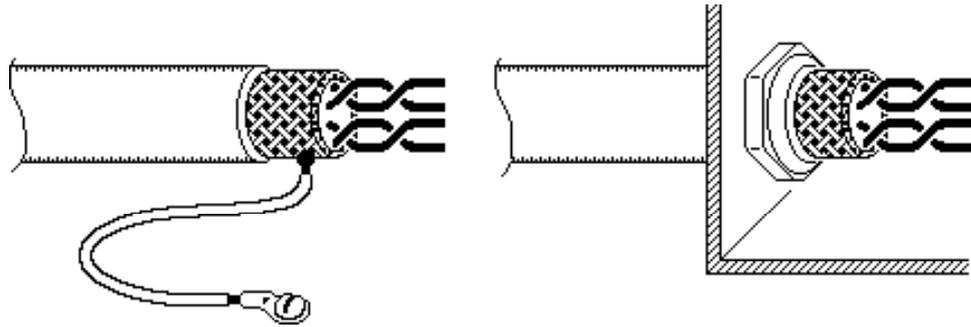


Figure 41 : Raccordement des câbles blindés

Lorsque les câbles sont raccordés sur des borniers, nous conseillons de placer une barre de masse devant le bornier. Un cavalier permet alors un raccordement direct du blindage à la masse du système.

Pour les liaisons équipées de connecteurs, la reprise de blindage doit également être effectuée sur 360°. Le corps du connecteur est donc forcément métallique et doit permettre un contact périphérique entre les différents éléments.

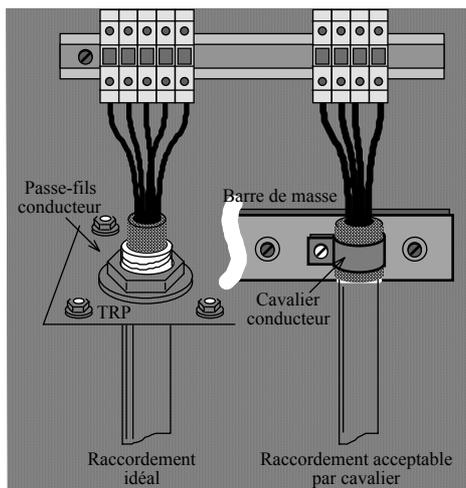


Figure 42: Raccordement des câbles blindés sur borniers

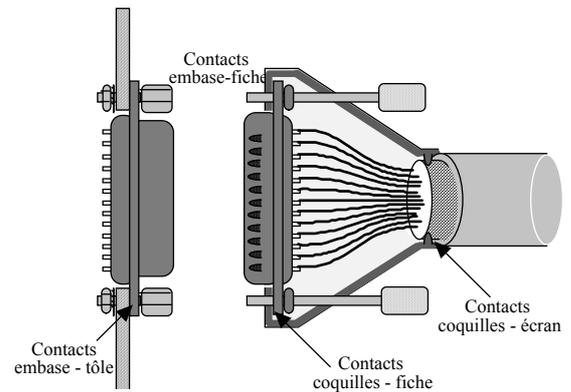


Figure 43 : Raccordement des câbles blindés par connecteur

8. BLINDAGE

L'atténuation d'écran, aussi appelée efficacité de blindage d'un écran se définit par le champ résiduel mesuré en présence de l'écran par rapport au champ mesuré sans écran. Elle se définit conventionnellement en décibels :

$$E_{dB} = 20 \cdot \log_{10} (\text{Champ sans écran} / \text{Champ avec écran})$$

En pratique, nous retiendrons que les blindages HF sont conditionnés non pas par la qualité du métal utilisé mais par les ouvertures et les différentes pénétrations conductrices.

**En basse fréquence,
le blindage du champ électrique est toujours excellent
le champ magnétique est presque impossible à blinder**

8.1. OUVERTURES DANS UN BLINDAGE

Les ouvertures dans un blindage sont inévitablement créées par l'assemblage des différents éléments du coffret mais également par les ouvertures d'aération de visualisation, etc. Chaque ouverture va contribuer à la dégradation de l'efficacité de l'écran. Il n'est malheureusement pas aisé de chiffrer l'efficacité globale résiduelle puisque les différentes ouvertures ne s'additionnent pas entre elles.

**Les blindages HF sont conditionnés non pas par la qualité du métal utilisé
mais par les ouvertures et les différentes pénétrations conductrices**

8.1.1. Fente dans un blindage

Une ouverture de type fente dans un blindage présente une atténuation donnée par cette formule approchée :

$$E_{\text{fente}} \text{ (dB)} = 100 - 20 \cdot \text{Log}(L) - 20 \cdot \text{Log}(F)$$

Avec L : Longueur de la fente en mm
F : fréquence en MHz

On peut voir que pour une ouverture de 1 m, l'atténuation est de 0 dB à 150 MHz. Lorsque la longueur d'une fente est égale à la demi-longueur d'onde, l'atténuation avoisine 0 dB. Il est clair que les blindages très haute fréquence vont être très délicats à réaliser puisque les ouvertures tolérables seront de très faible longueur.

**Lorsque la longueur d'une fente est égale à la demi-longueur d'onde,
l'atténuation avoisine 0 dB**

8.1.2. Effet de chicane

Cet effet est obtenu par le chevauchement sans contact électrique mais à très faible distance des deux bords d'une fente. L'effet réducteur dépend de la largeur de superposition et surtout de l'épaisseur de la pellicule isolante. L'effet réducteur d'une chicane est indépendant de la fréquence tant que la longueur d'onde est grande devant ses dimensions. Disons qu'il est simple d'obtenir un effet réducteur d'un facteur 3, même avec de la peinture, assez facile d'obtenir un facteur 5 à condition que l'isolant soit très mince. Il est par contre illusoire d'espérer mieux qu'un facteur 10 avec cette technique.

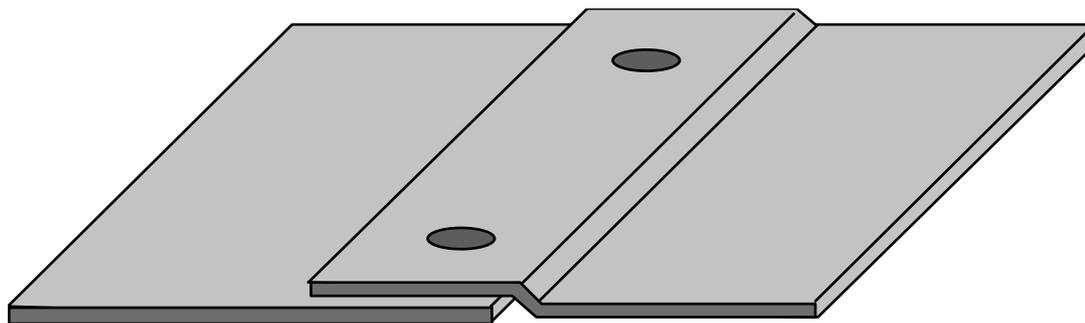


Figure 44 : Effet de chicane

Un effet de chicane permet de réduire la longueur apparente d'une fente sans qu'aucun contact électrique ne soit nécessaire.

8.1.3. Joints conducteurs

Réduire une fuite de blindage sans effet de chicane impose d'assurer une continuité électrique pour permettre aux courants de circuler librement en surface de blindage. La méthode la plus économique est d'assurer un contact électrique par vis. La multiplication des contacts par vis est une solution sûre et efficace mais difficilement utilisable dans le cas de démontages fréquents. Les joints conducteurs et les ressorts de contact ont la même fonction : permettre aux courants de traverser la fente avec le minimum d'impédance. Le paramètre essentiel de ces composants est d'assurer un bon contact électrique à faible résistance.

L'information mécanique la plus importante pour la mise en œuvre d'un joint est son aptitude à compenser les irrégularités mécaniques. Un joint typique en compression doit avoir son diamètre réduit entre 30 et 50 % environ. Certains joints en élastomère (en mousse ou avec trou interne) peuvent réduire leur diamètre jusqu'à 70 % sans dépasser leur limite d'élasticité.

Le respect de ces limites élastiques est important puisqu'il conditionne la durée de vie du joint. Des butées peuvent être prévues pour limiter l'écrasement. Il faut également éviter leur cisaillement, par exemple lorsque les gorges de maintien ne permettent pas leur expansion.

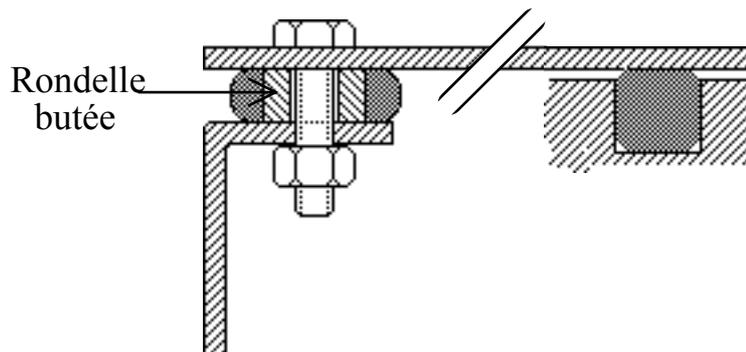


Figure 45 : Mise en œuvre de joints conducteurs

Il faut assurer un bon contact électrique à faible résistance ($\approx m\Omega$)

8.2. TRAITEMENT DES CABLES

Le rôle d'un écran est de protéger un équipement en rayonnement mais surtout en courant. Son rôle essentiel est de fournir aux câbles d'entrées-sorties une référence de potentiel destinée aux filtres et câbles blindés. Lors de la mise au point d'un blindage, les problèmes doivent être traités dans un ordre précis :

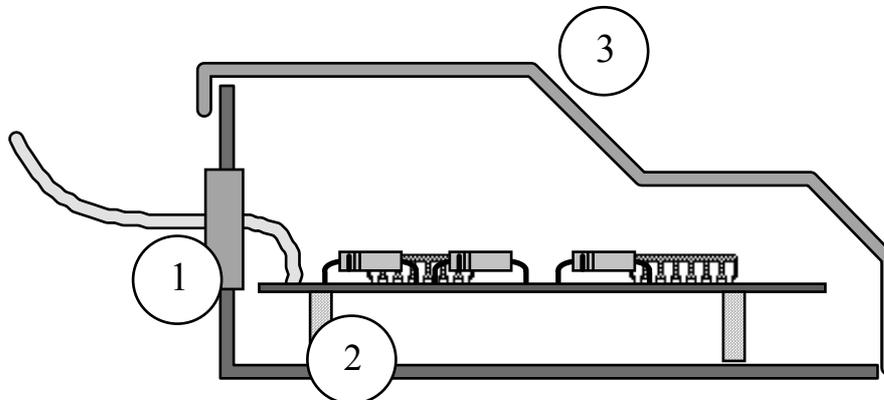


Figure 46 : Etapes de mise au point d'un blindage

- 1- Référence de potentiel pour les filtres et câbles blindés
- 2 - Référence de potentiel pour les cartes électroniques
- 3 - Fermeture complète de l'écran

Si le point n°1 n'est pas traité, l'utilisation de joints conducteurs parfaits sur l'ensemble du coffret est inutile. Tous les problèmes seront liés aux fuites par les câbles d'entrées-sorties.

La fonction de Tôle de Référence de Potentiel (TRP) est d'écouler au châssis les courants HF de mode commun. Une seule TRP par enceinte devrait regrouper tous ses connecteurs blindés, ses connecteurs filtrants et ses filtres HF. Compte-tenu de la densité de courant écoulé au niveau des

câbles, la TRP doit être homogène et bien conductrice. Pour un coffret, il est simple de choisir une des faces comme TRP.

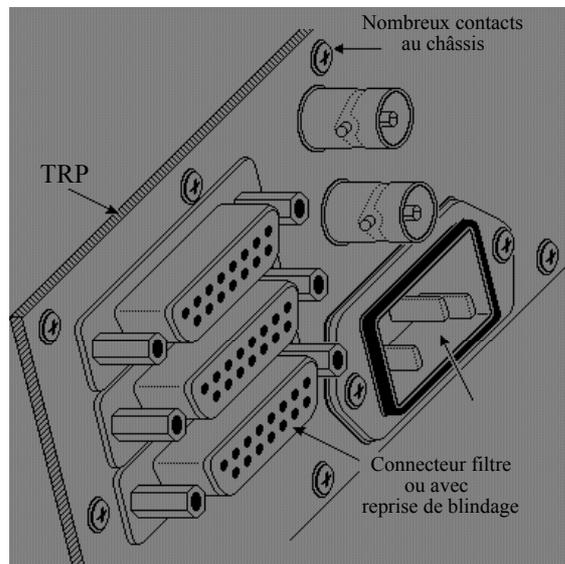


Figure 47 : TRP sur coffret

Malheureusement, tous les équipements n'ont pas une topologie adaptée au concept de TRP. Les cartes embrochées sur un fond de panier et interconnectées au monde extérieur par la face avant posent un problème fréquent : quelle est leur TRP ? Deux solutions sont possibles :

1 - Soit les plastrons (les "faces avant" des cartes) sont conducteurs et supportent directement les connecteurs métalliques. Il est alors possible moyennant quelque grattage de connecter ces plastrons au châssis par leurs vis de fixation.

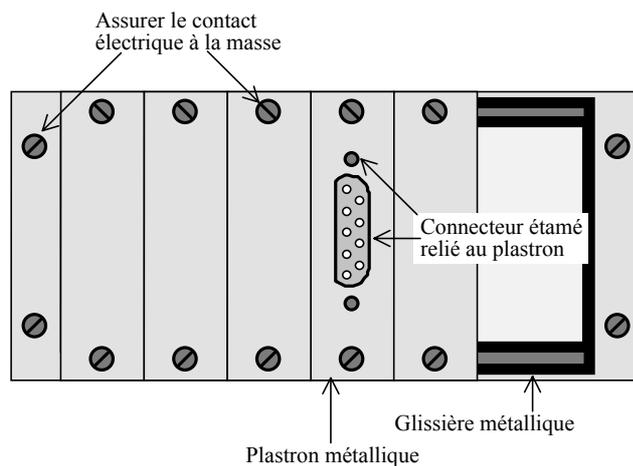


Figure 48 : TRP avec des plastrons

2 - Soit les connecteurs ou les plastrons sont isolants. Il convient alors de relier les écrans des câbles blindés sur une des tôles de la baie (ou au minimum sur une barre de masse large à l'entrée

de l'armoire) qui fera office de TRP. Cette dernière solution est souvent la seule possible en correction sur site.

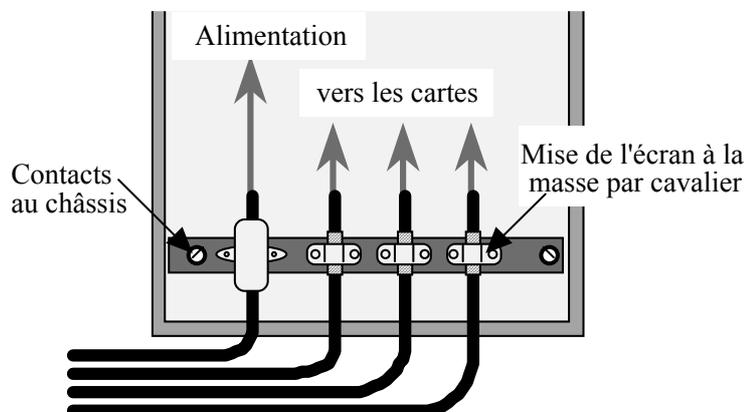


Figure 49 : TRP sur une barre de masse

8.3. COFFRETS BLINDES PRATIQUES

Tout coffret contenant des circuits électroniques (alimentation, relayage, interfaces, organes de commande, afficheurs, etc...) devrait être conducteur et aussi équipotentiel que possible. Les règles suivantes sont efficaces et souvent simples à respecter.

1 - Les structures principales (enveloppe, panneaux, grilles, glissières, renforts, rails, etc...) devraient être conductrices et interconnectées entre elles au moins par leurs fixations mécaniques. Il est souvent nécessaire de gratter la peinture ou une protection de surface et d'ajouter une rondelle garantissant le contact électrique. Attention, l'ajout de frein-filet risque d'isoler les vis.

2 - Toute structure mobile (tiroirs, portes, etc...) devrait être électriquement reliée au châssis par au moins deux points espacés. Quand la distance entre les points de contact excède 30 cm, il est bon d'assurer d'autres contacts avec l'enveloppe. Un tiroir "19 pouces" devrait être doté d'au moins 4 contacts réalisés par vis, par ressorts ou par des tresses aussi courtes que possible.

3 - Un panneau métallique par équipement devrait supporter tous les connecteurs vers l'extérieur. Cette TRP devrait être non fendue et reliée au châssis principal par plusieurs contacts à faible impédance. Elle peut être une des faces de l'équipement. Seules des liaisons non connectées en service normal (prises de test par exemple) sont acceptables sur les autres faces. Sur site, ne pas oublier de relier la TRP, avec contacts tôle sur tôle aux structures conductrices qui supportent les câbles (goulottes, dalles, tablettes, chemins de câbles...).

4 - Les parties conductrices mobiles ou amovibles de taille significative (disons de plus de 20 cm) devraient être mises au contact du châssis par une liaison aussi courte que possible, une vis par exemple. Si le montage n'est pas définitif, la protection des surfaces de contact contre la corrosion est nécessaire.

9. CONCLUSION

Ce guide pratique s'adresse aux concepteurs de cartes électroniques ou d'intégration de carte dans un équipement.

Nous avons voulu qu'il soit un outil facile à utiliser, avec des règles et des conseils clairs, pratiques et non ambigus.

PANORAMA DES ACCELERATEURS DE PARTICULES

PATRICK AUSSET

*Institut de Physique Nucléaire
15 rue Georges Clémenceau
91406 Orsay Cedex*

Résumé

Le concept d'accélérateur de particules est né au début du siècle dernier pour répondre au besoin de disposer de particules suffisamment énergétiques pour sonder les atomes et les noyaux de la matière. Depuis de nombreux accélérateurs de particules de plus en plus puissants ont ensuite été construits pour la physique des hautes énergies. Les principes fondamentaux des accélérateurs électrostatiques, du Linac, du cyclotron et du synchrotron sont expliqués.

Les accélérateurs de particules se sont développés et des techniques nouvelles ont été explorées.

Le but de ce cours est d'essayer de rassembler toutes ces informations pour donner un aperçu de ce domaine de la physique.

Abstract

The concept of the particle accelerators was born at the beginning of the last century for the sole purpose of endowing particles with large quantities of kinetic energy so they may serve as projectiles to alter the structure of other nuclei or to act as probes to discover relevant information on the structure of the matter. Very large new accelerators are now being designed and built for high energy physics. The fundamental ideas behind electrostatic acceleration, Linac, cyclotron and synchrotron are introduced.

Particle accelerators have proliferated in both types and number. Over the years new methods and advance in technologies are being explored and utilized in accelerators.

The intent of this lecture is to try to coherently organize these principles and materials for a balanced overview of this interesting subject.

PREAMBULE	59
1- INTRODUCTION. RAPPELS ELEMENTAIRES	59
1-1 Nature des particules accélérées:.....	59
1-2 Trajectoire et accélération des particules chargées :	59
1-3 Gain d'énergie et accroissement de vitesse :	60
2- ACCELERATEURS ELECTROSTATIQUES	61
2-1 Les accélérateurs de type « Cockroft – Walton ».....	62
2-2 Les accélérateurs de type « Van de Graaff ».....	64
2-3 Le Tandem « Van de Graaff »	65
3- LES ACCELERATEURS LINEAIRES RADIOFREQUENCE	65
3-1 LINAC à ions à structure « Wideröe ».....	66
4- LES ACCELERATEURS LINEAIRES A CAVITES RESONNANTES	67
4-1 Les accélérateurs linéaires à structure « Alvarez»	68
4-2 LINAC à électrons.....	68
4-3 Les RFQ	69
5- LES ACCELERATEURS CIRCULAIRES : LE CYCLOTRON	71
5-1 Le cyclotron classique.....	71
5-2 Le synchrocyclotron	72
5-3 Le cyclotron isochrone.....	72
6- LES ACCELERATEURS CIRCULAIRES : LE SYNCHROTRON	73
6-1 Principe de fonctionnement.....	73
6-2 Le synchrotron à électrons.....	75
6-3 Le synchrotron à hadrons.....	77
7- LA SUPRACONDUCTIVITE DANS LES ACCELERATEURS	78
8- LES COLLISIONNEURS DE PARTICULES	80
9- PERPECTIVES	81
9 -1 Machines à électrons à haute énergie :.....	81
9 -2 Machines à électrons pour l'utilisation du rayonnement synchrotron:.....	82
10- CONCLUSION	85
BIBLIOGRAPHIE	86

PREAMBULE

Rutherford propose en 1911 un modèle planétaire de l'atome après l'interprétation de la célèbre expérience de bombardement d'une feuille d'or, d'épaisseur 0,6 μm , par des particules alpha émises par une source de radium. Historiquement, ce fut la première expérience visant à comprendre la structure nucléaire en utilisant des particules chargées énergétiques. Cette expérience a été le point de départ d'une recherche fantastique pour produire de manière artificielle des particules beaucoup plus énergétiques que celles produites par les sources radioactives. Citons Ernest Rutherford :

1 927 E. Rutherford says, addressing the Royal Society :“... *if it were possible in the laboratory to have a supply of electrons and atoms of matter in general, of which the individual energy of motion is greater even than that of the alfa particle, this would open up an extraordinary new field of investigation....*”

1- INTRODUCTION. RAPPELS ELEMENTAIRES

Les « accélérateurs de particules » n'accélèrent que les particules chargées électriquement et utilisent pour fonctionner les champs électrique \vec{E} et d'induction magnétique \vec{B} liés par les équations de Maxwell.

1-1 Nature des particules accélérées:

Une première classe importante de ces particules est constituée par les :

- Electrons : Energie au repos $E_0 = m_{\text{electron}}c^2 = 511 \text{ keV}$
- Protons : Energie au repos de $E_0 = m_{\text{proton}}c^2 = 938,26 \text{ MeV}$

Les électrons et les protons sont les particules les plus faciles à produire.

Une deuxième classe de particules est représentée par les ions lourds allant du deutérium (isotope ^2H de l'hydrogène) et tritium (isotope ^3H de l'hydrogène) jusqu'à l'uranium dont la masse au repos est $E_0 \approx A \cdot m_p$ avec A : nombre de masse ($m_p \approx 931,5 \text{ MeV}$)

. Ces ions peuvent être mono chargés ou plus fréquemment multi chargés. Les plus légers sont :

- Ion $^2\text{H}^+$: $A=2,014$; masse au repos : 1875,585 MeV.
- Ion $^3\text{H}^+$ et $^3\text{H}^{2+}$: $A=3,016$; masse au repos : 2808,86 MeV et 2808,35 MeV
- Ion $^4\text{H}^+$ et $^4\text{H}^{2+}$ (alpha : Noyau de l'hélium ^4H) : $A = 4,0026$; masse au repos 3727,83 MeV et 3727,32 MeV

1-2 Trajectoire et accélération des particules chargées :

Une particule chargée de charge q animée d'une vitesse \vec{v} , en interaction avec un champ électrique \vec{E} et un champ d'induction magnétique \vec{B} , est soumise à la force de Lorentz \vec{F} :

$$\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B}$$

La variation de la quantité de mouvement de la particule mobile soumise à cette force est donnée par :

$$\Delta\vec{p} = \int \vec{F} dt$$

Le gain d'énergie cinétique correspondant est :

$$\Delta E_c = \int \vec{F} \cdot \vec{v} \cdot dt$$

En remplaçant \vec{F} par sa valeur:

$$\Delta E_c = q \int \vec{E} \cdot \vec{v} \cdot dt + q \int (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \vec{v} \cdot dt$$

Et en notant que $(\vec{v} \times \vec{B}) \cdot \vec{v} = 0$, il vient :

$$\Delta E_c = q \int \vec{E} \cdot \vec{v} \cdot dt = \Delta E_{tot}$$

$E_{tot} = E_{cin} + E_{repos}$ représente l'énergie totale de la particule, somme de l'énergie cinétique et de l'énergie au repos de la particule.

En conclusion, le gain d'énergie ne peut être apporté à une particule chargée que par l'action de la force $\vec{F} = q\vec{E}$ exercée par le champ électrique extérieur et indépendante de la vitesse \vec{v} de la particule. La force de Laplace $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$, normale à la vitesse et au champ magnétique \vec{B} , proportionnelle à \vec{v} ne contribue pas au gain d'énergie et est utilisée pour le guidage transverse des faisceaux.

La trajectoire des particules est contrôlée dans les accélérateurs par les dipôles magnétiques pour la courbure et par les quadropôles pour la focalisation horizontale et verticale sur l'axe. L'accroissement d'énergie des particules est produit par un champ électrique.

1-3 Gain d'énergie et accroissement de vitesse :

Considérons par exemple le cas d'un électron et d'un proton initialement au repos et accélérés jusqu'à une énergie de 10 MeV.

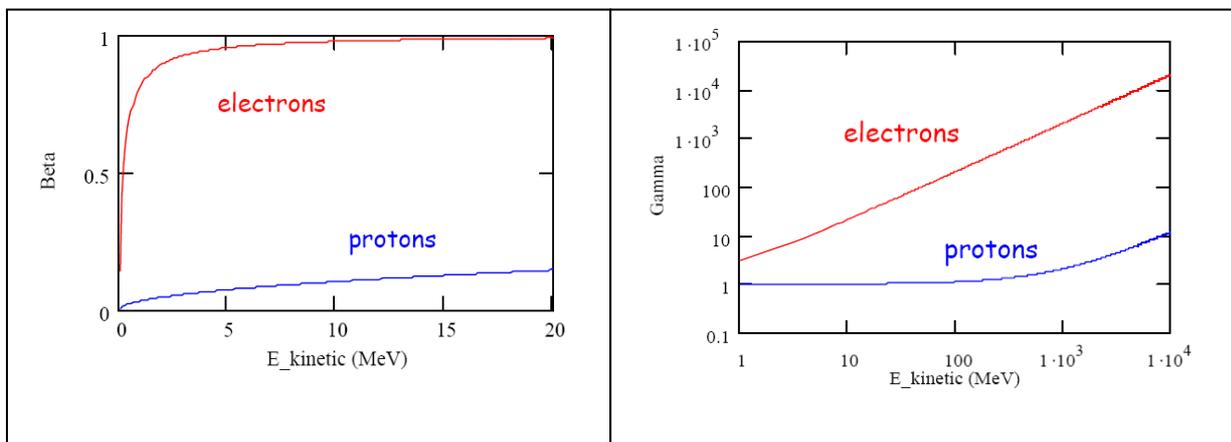


Fig1: Evolution de β en fonction de l'énergie

Fig 2 : Evolution de γ en fonction de l'énergie

- Le gain d'énergie pour l'électron comme pour le proton est de 10 MeV.

- Le gain de vitesse se calcule en utilisant les relations données par la théorie de la relativité :

a) Cas de l'électron :

$$\gamma_e = \frac{E_{tot}}{E_{repos}} = 1 + \frac{E_{cin}}{E_{repos}} \approx 1 + \frac{10}{0,511} \approx 20,6$$

Le rapport $\beta_e = \frac{v}{c}$ de la vitesse de l'électron à celle de la lumière s'exprime en fonction de γ_e par :

$$\beta_e = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma_e^2}} = 0,9988$$

b) Cas du proton :

$$\gamma_p = \frac{E_{tot}}{E_{repos}} = 1 + \frac{E_{cin}}{E_{repos}} \approx 1 + \frac{10}{938,3} \approx 1,01$$

$$\beta_p = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma_p^2}} = 0,145$$

Le gain de vitesse est sensiblement 7 fois plus grand pour l'électron que pour le proton quand l'énergie cinétique passe de 0 MeV à 10 MeV. L'électron devient donc beaucoup plus rapidement « relativiste » que le proton avec l'accroissement de l'énergie cinétique.

2- ACCELERATEURS ELECTROSTATIQUES

C'est l'idée la plus simple à mettre en œuvre : Une source de particules chargées portée à un potentiel positif produit des charges électriques positives qui sont accélérées jusqu'à une électrode au potentiel de la masse.

J.J. Thomson découvre expérimentalement l'électron en 1897 en utilisant un tube de Crookes comportant une cathode et une anode circulaire autorisant le passage des électrons jusqu'à un écran de phosphore. La tension du générateur était de 300V.

Dans ce cas, le champ électrique \vec{E} régnant entre la cathode et l'anode accélère les particules chargées. Ce champ \vec{E} dérive d'un potentiel scalaire V :

$$\vec{E} = -gradV$$

Le gain d'énergie cinétique pour une particule de charge q est :

$$W = \Delta E_c = q \cdot V$$

Dans le domaine des accélérateurs, l'énergie d'un ion est exprimée en divisant W par le nombre de nucléon A . C'est l'énergie par nucléon $W_n = \frac{W}{A}$:

$$W_n = \left(\frac{q}{A} \right) \cdot V$$

W_n s'exprime alors en KeV/A, MeV/A,....

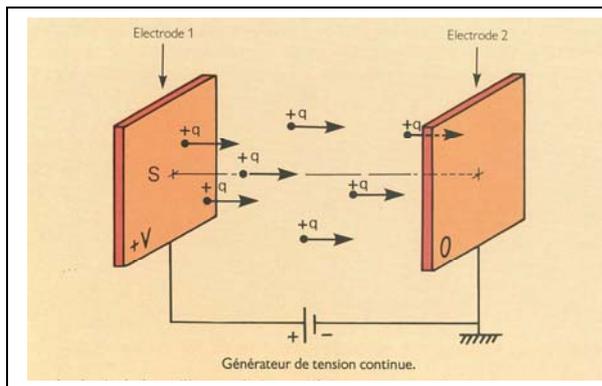


Fig 3 : Accélération de charges électriques positives par une tension continue

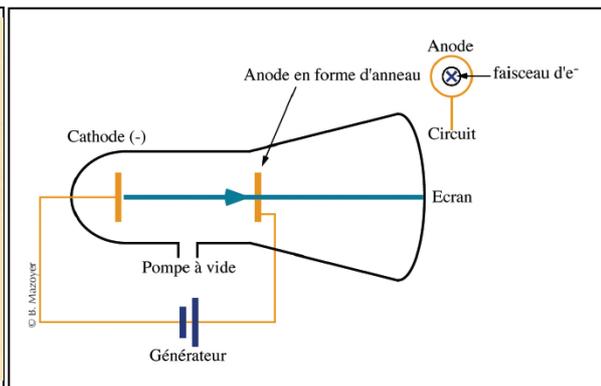


Fig4: Tube de Crookes utilisé par J.J. Thomson. Le générateur produit 300V

La montée progressive en énergie a conduit à développer deux catégories d'accélérateur caractérisées par leur dispositif de production de la tension continue :

- a)- Les accélérateurs dont la haute tension est obtenue par redressement d'une tension alternative. Ce sont les accélérateurs de type « Cockroft-Walton »
- b)- Les accélérateurs dont la haute tension est obtenue par transport et accumulation de charges électriques. Ce sont les accélérateurs de type « Van de Graaff »

2-1 Les accélérateurs de type « Cockroft – Walton »

Le générateur de tension asymétrique « **Cockroft-Walton** » est un multiplicateur de tension développé en 1932 par **John Douglas Cockroft** et **Ernest Thomas Sinton Walton**. Son principe est basé sur le montage en « **cascade de Greinacher** » (développé initialement en 1919), lui même constitué par une pile de doubleurs de tension de « **Schenkel** ».

Le principe de fonctionnement du doubleur de tension de **Schenkel**, constitué par la cellule élémentaire C1, C2, D1, D2 peut être décrit simplement en l'absence de courant débité et pour des condensateurs et des redresseurs idéaux (Fig 5) :

Au point A du circuit, la tension alternative au secondaire du transformateur oscille entre $+U$ et $-U$. Le condensateur C1 se charge à la tension U lorsque l'alternance de la tension au secondaire du transformateur permet à la diode de conduire (son anode est positive). Pendant l'alternance suivante, D1 ne conduit plus, C1 ne peut pas se décharger et le potentiel du point B va monter jusqu'à $2U$ et osciller entre 0 et $2U$. C2 va alors se charger à travers D2 à la tension $2U$. Le raisonnement se répète de proche en proche et la tension d'un générateur de N étages, composé de $2N$ condensateurs et $2N$ redresseurs sera égale à $2.N.U$.

Lorsque le générateur est connecté à un tube accélérateur dans lequel circule un courant I (dont la valeur est égale à celui du faisceau de particules chargées), les condensateurs se déchargent partiellement et une ondulation de tension apparaît dont l'amplitude est

inversement proportionnelle à $f.C$ où f est la fréquence de la tension alternative. La tension de sortie du générateur doit donc être filtrée pour limiter la dispersion d'énergie du faisceau. Dans la pratique, f est de quelques kHz, C de quelques nF, les redresseurs sont au silicium et supportent une tension inverse de 200kV environ. Les générateurs industriels actuels atteignent dans ces conditions une énergie de quelques MeV et sont capables de délivrer des courants de quelques mA.

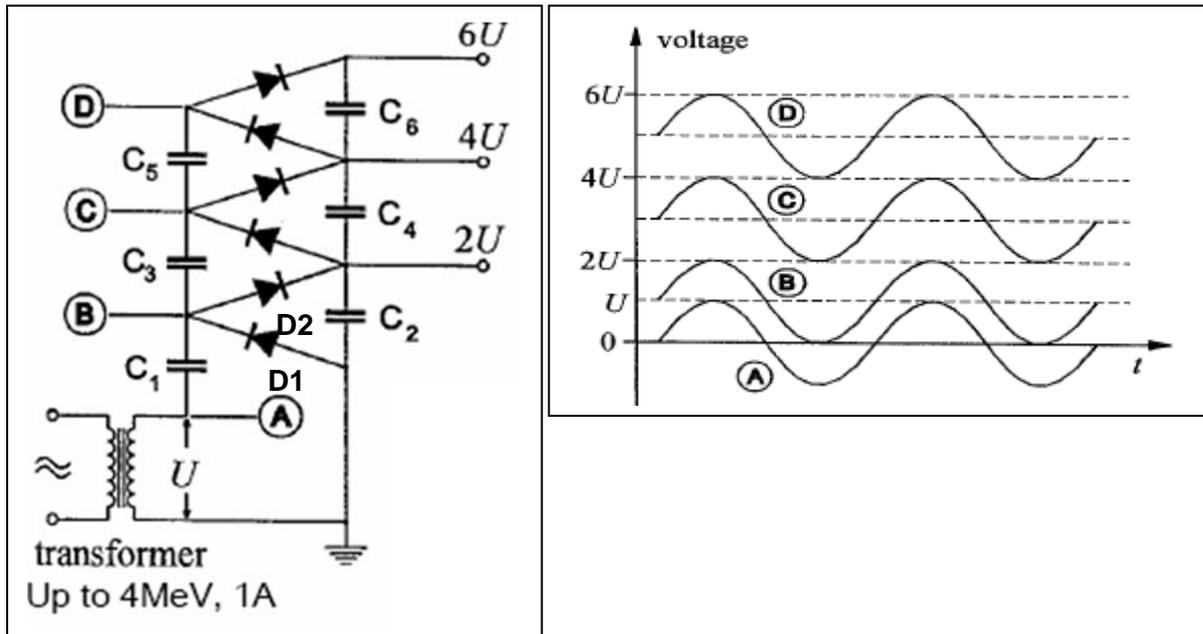


Fig 5 : Générateur asymétrique de type « **Cockroft – Walton** »

« **Cockroft et Walton** » ont obtenu le prix Nobel en 1951 en transmutant (1932) des atomes de Lithium par des protons accélérés à 800 keV à l'aide de ce générateur [1].

Le générateur de type « **Cockroft – Walton** » est maintenant encore utilisé comme injecteur d'ions dans les accélérateurs linéaires.

Finalement, la faible valeur de l'énergie maximum atteignable et l'amplitude de l'ondulation résiduelle (malgré les améliorations apportées : montage symétrique, diminution de la valeur de la capacité $C1$) ont fait que l'on préfère utiliser en physique nucléaire l'accélérateur de type « **Van de Graaff** ».

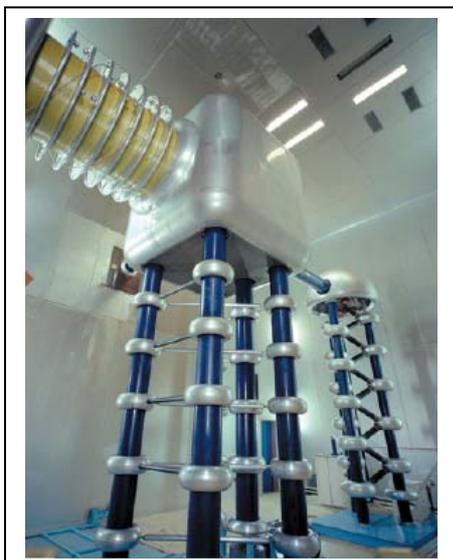


Fig 6 : Générateur de type **Cockroft-Walton** Fermilab (750 kV)

2-2 Les accélérateurs de type « Van de Graaff »

Robert Van de Graaff propose en 1930 une machine électrostatique dont le principe de fonctionnement est illustré Fig 7.

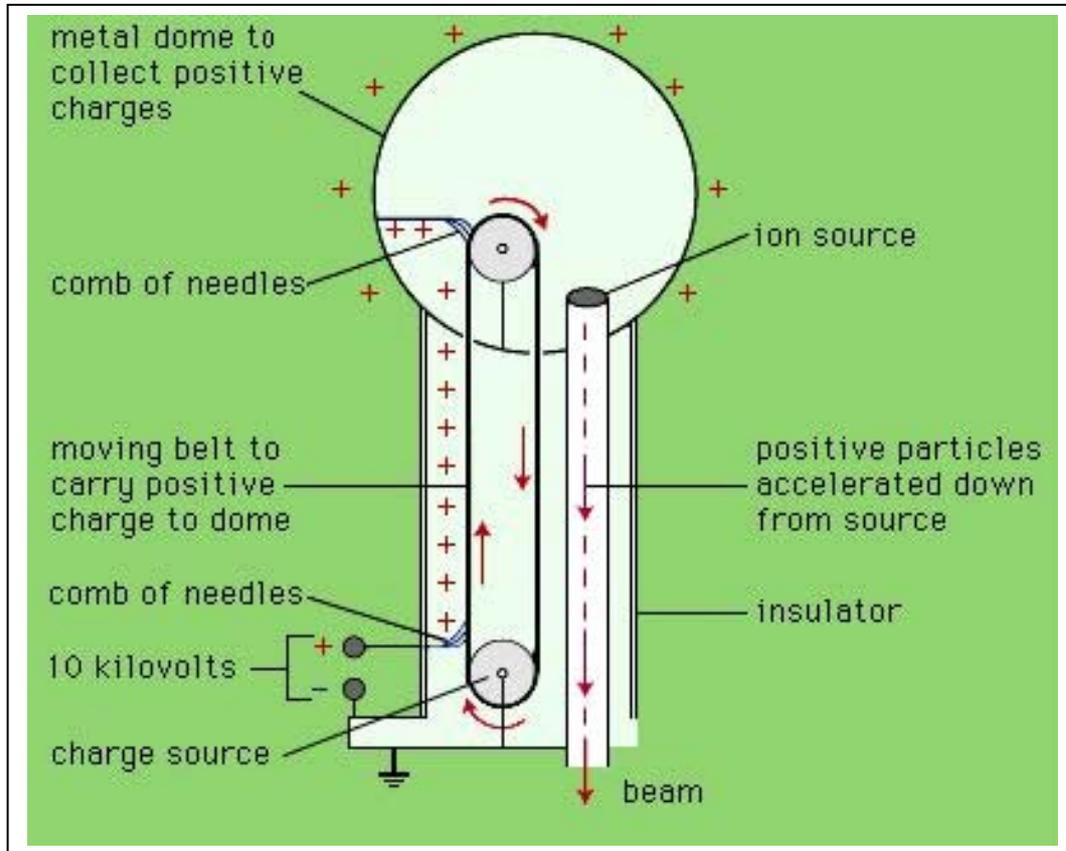


Fig 7 : Schéma de principe d'un générateur de type **Van de Graaff**.

Une courroie isolante sans fin, entraînée par un moteur électrique à une vitesse linéaire pouvant atteindre plusieurs dizaines de m/s, circule entre deux poulies. Dans la partie inférieure de la machine, la courroie est chargée électriquement par ionisation du gaz entourant un peigne métallique porté à une dizaine de kV. Les charges électriques sont déposées pratiquement uniformément sur la courroie et transportées dans la partie supérieure de la machine. Les charges sont alors déposées par effet « **Corona** » par un peigne collecteur relié à une électrode de « collection » dont le potentiel augmente progressivement. Une source d'ions reliée électriquement à cette électrode se trouve donc portée à la tension de l'électrode.

Comme pour les générateurs **Cockroft-Walton**, l'ensemble est enfermé dans une enceinte contenant un gaz sous pression (azote, SF6 ou un mélange de gaz). La réalisation d'un accélérateur de type **Van de Graaff** pose de grands problèmes technologiques notamment celui de la courroie isolante pouvant circuler à vitesse élevée et présentant les caractéristiques mécaniques et électriques adaptées. En pratique, on peut obtenir une tension de plusieurs MV et un courant maximum de protons de plusieurs dizaines de μA environ.

2-3 Le Tandem « Van de Graaff »

Le principe du Tandem proposé par « Alvarez » est illustré Fig 8. Il comporte deux colonnes d'accélération de part et d'autre d'une plate forme centrale portée à une Haute tension positive. L'ensemble est enfermé dans une enceinte contenant un gaz sous pression.

La source d'ions positifs est située hors de l'enceinte. Les ions positifs sont convertis en ions négatifs par addition d'électrons avant d'entrer dans la première colonne. La haute tension

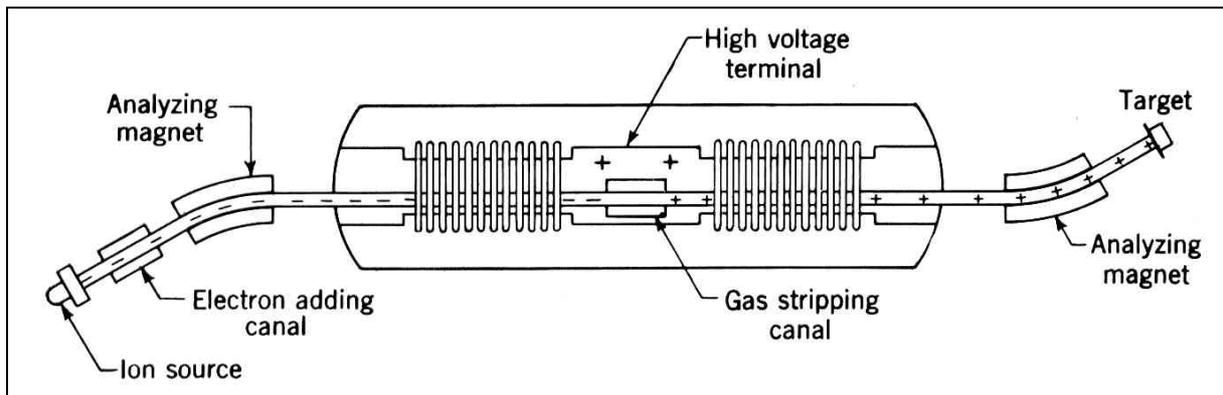


Fig 8 : Schéma de principe d'un Tandem « Van de Graaff ».

de la plate forme centrale accélère les ions négatifs. Un stripping (jet gazeux ou feuille métallique mince) retransforme l'ion négatif en ion positif qui se retrouve repoussé par la haute tension positive et subit ainsi une nouvelle accélération.

Le Tandem « Van de Graaff » permet d'atteindre 25 MeV environ en proton avec un courant continu de quelques μA environ. Le grand avantage de ce type de machine est d'avoir une source d'ions au potentiel nul. Un autre avantage est de délivrer un faisceau de faible dispersion d'énergie. De ce fait le Tandem est très employé maintenant comme injecteur dans les machines.

Malgré toutes les améliorations et perfectionnements apportés, l'énergie maximum des machines électrostatiques se situe vers 25 MeV à 30 MeV. Au dessus apparaissent inévitablement les claquages haute tension. L'idée qui est à la base de tous les accélérateurs qui ont suivi a été apportée par **Gustaf Ising** en 1924 qui a proposé d'accélérer les particules par étapes successives en les soumettant le long de leur parcours à une succession d'impulsions de tension et non pas à une seule tension accélératrice comme dans les machines électrostatiques [2]. Le LINAC était né, la première machine de type utilisait une tension alternative radiofréquence.

3- LES ACCELERATEURS LINEAIRES RADIOFREQUENCE

Dans un accélérateur linéaire, la trajectoire de référence des particules est rectiligne. Le gain d'énergie est obtenu quand la particule passe en synchronisme avec le champ électrique dans une suite d'intervalles accélérateurs appelés « gaps accélérateurs ». Par conséquent, il faudra « protéger » la particule du champ électrique quand celle ci « verra » un champ décélérateur. Il existe deux grandes familles d'accélérateurs linéaires : l'une pour les particules lourdes : protons et ions, l'autre pour les électrons.

3-1 LINAC à ions à structure « Wideröe ».

C'est en fait **Rolf Wideröe** en 1928 qui réalise la première machine accélérant des ions K et Na à 50 keV en mettant en application l'idée de **Gustaf Ising**. Plutôt que des impulsions électriques, **Rolf Wideröe** a utilisé une tension alternative radiofréquence.

Les ions se déplacent à l'intérieur d'électrodes métalliques cylindriques et portées à une tension alternative (Fig 9). Les ions sont accélérés dans l'intervalle entre deux tubes (le « gap » accélérateur). Les tensions sont en opposition de phase entre deux tubes consécutifs. La longueur des tubes est variable pour s'adapter progressivement à l'augmentation de vitesse des ions. Si $k\pi$ est la différence de phase d'un gap accélérateur au suivant, T et λ la période et la longueur d'onde du champ accélérateur, $k\pi$ est la différence de phase d'un gap au suivant (il faut $k \cdot \frac{T}{2}$ pour voir le même champ accélérateur), la condition de synchronisme s'écrit avec v_n vitesse de l'ion à la n-ième fente :

$$L = k \cdot v_n \cdot \frac{T}{2} = k \cdot \frac{v_n}{c} \cdot \frac{\lambda}{2} = k \cdot \beta \cdot \frac{\lambda_0}{2}$$

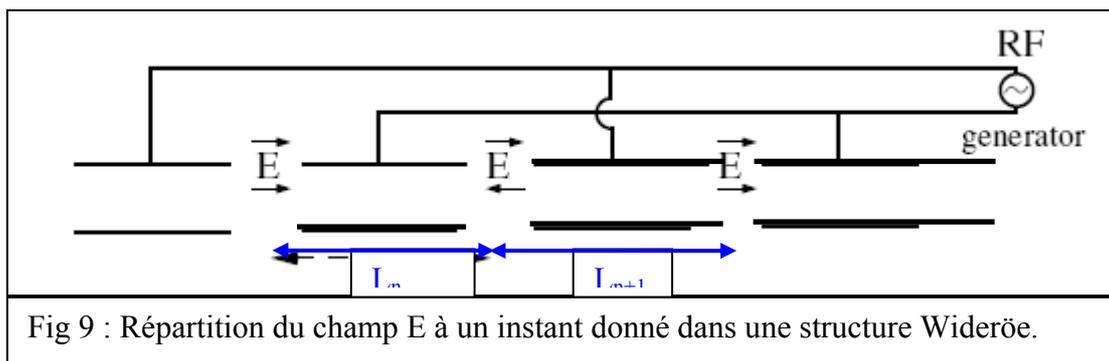


Fig 9 : Répartition du champ E à un instant donné dans une structure Wideröe.

Le linac **Wideröe** est une structure dite de mode π ($k=1$) ou encore $\frac{1}{2} \cdot \beta \cdot \lambda$. La différence de phase entre deux gaps successifs est de π . Les fréquences employées vont de quelques centaines de kHz à quelques dizaines de MHz.

En pratique l'accélérateur type **Wideröe** n'est intéressant que pour l'accélération des ions et c'est pour cette raison que **David Sloan et Ernest Orlando Lawrence** ont accéléré des ions mercure ($A=200$) à 1,2 MeV avec une intensité de 1 μA à l'aide d'une machine (1,14m de long) de 30 électrodes. En proton l'énergie ne dépasse guère 600 keV et l'accélérateur **Wideröe** n'est pas compétitif avec les cyclotrons. L'accélérateur ALICE de l'IPN Orsay comportait 56 électrodes et fonctionnait à 24,4MHz.

La longueur des tubes augmente proportionnellement avec la vitesse des ions et par conséquent celle de l'accélérateur qui devient rapidement prohibitive.

4- LES ACCELERATEURS LINEAIRES A CAVITES RESONNANTES

Une solution possible pour limiter la longueur des électrodes est d'employer des fréquences de plus en plus grande (par exemple à 25 MHz, $\lambda = 12$ m). Cependant la puissance rayonnée par ces électrodes va augmenter proportionnellement et finalement, il faut alors faire appel à une cavité électromagnétique. Une cavité électromagnétique « parfaite » est un volume de diélectrique parfait limité par des parois infiniment conductrices. Les pertes électriques sont nulles.

- Des ondes électromagnétiques stationnaires satisfaisant les conditions aux limites (fréquences et configurations spatiales) peuvent y exister et y rester indéfiniment (système résonnant).
- Diélectrique parfait: homogène, linéaire, isotrope, invariant dans le temps, sans pertes. Une très bonne approximation : le vide pour lequel $\epsilon_0 \cdot \mu_0 \cdot c^2 = 1$

Le champ accélérateur va donc se trouver « enfermé » dans cette cavité qui aura un volume « adapté » aux vitesses des particules. La composante électrique du champ électromagnétique régnant dans la cavité sera aussi alignée que possible avec l'axe du faisceau. Les pertes électromagnétiques seront localisées sur les parois de la cavité. Chaque cavité pourra être alimentée par une source radiofréquence indépendante.

L'exemple le plus simple est un tronçon cylindrique appelé cavité de type « pill box » :

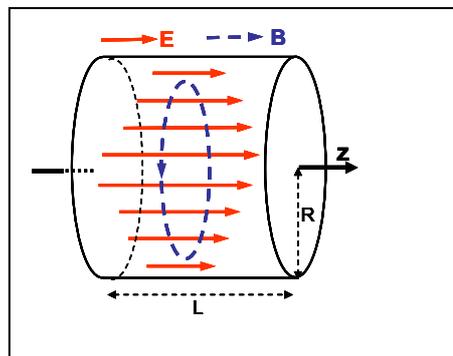


Fig 10 : Cavité de type « pill box » en mode TM 010

Les ondes électromagnétiques, solution des équations de Maxwell, ne peuvent exister dans une cavité de ce type que pour certaines fréquences (longueurs d'onde) qui sont déterminées par les dimensions géométriques. Afin de pouvoir accélérer au mieux les particules, on choisit donc un mode pour lequel le champ électrique est parallèle à l'axe de la trajectoire des particules. La fréquence de résonance la plus basse est obtenue avec le mode TM010. Par exemple pour $R=16,4$ cm on obtient 700 MHz.

Cavité électromagnétique réelle :

- Parois à conductivité finie: pertes électriques ohmiques

- Diélectrique non parfait: pertes électriques
- Ouvertures (couplage à la source): pertes électriques par rayonnement
- Si la cavité présente des pertes électriques, elle sera le siège d'ondes amorties après l'extinction de la source d'excitation. Si ces pertes sont faibles les configurations de champ électriques resteront inchangées en première approximation. La grandeur caractéristique permettant l'évaluation des pertes est le coefficient de qualité :

$$Q = 2\pi \cdot \frac{\text{Energie stockée dans la cavité}}{\text{Energie perdue par période}}$$

4-1 Les accélérateurs linéaires à structure « Alvarez »

Dans la structure de type **Alvarez** proposé par **Luis Alvarez** les tubes de glissement sont introduits dans une longue cavité électromagnétique résonnant sur le mode TM₀₁₀. Les tubes, appelés tubes de glissement (« drift tube » en anglais) servent alors à protéger le faisceau lorsque le champ électrique est décélérateur.

La différence de phase entre 2 gaps successifs est de 2π . La structure est donc de mode 2π ($k=2$) ou encore $\beta \cdot \lambda_0$.

En pratique, compte tenu d'une injection en proton toujours à une énergie voisine de 700 keV – 800 keV, la fréquence de travail se situe vers 200 MHz. Ces accélérateurs servent maintenant d'injecteur dans les machines de plus grande énergie.

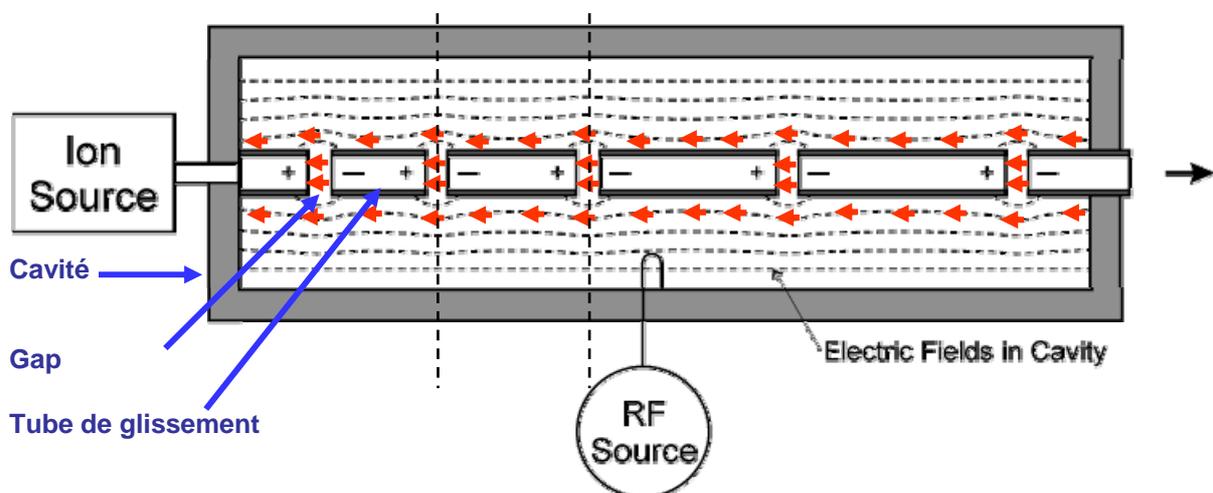


Fig 11: Accélérateur linéaire Drift Tube Linac de structure **Alvarez**

4-2 LINAC à électrons

Quand les particules deviennent ultra relativiste, par exemple l'électron dont la vitesse avoisine rapidement celle de la lumière dès que son énergie atteint quelques MeV, la fréquence de travail doit alors augmenter sinon la longueur des tubes de glissement deviendrait prohibitive. Le développement de sources hyper fréquences a permis d'accéder à des fréquences aussi hautes que 3 GHz et la structure à laquelle on a alors pu penser est celle du guide d'ondes.

Cependant la vitesse de phase des ondes dans un guide d'onde est supérieure à celle de la lumière. On peut montrer par des considérations relativistes qu'un guide d'onde cylindrique à parois internes lisses ne peut pas propager des ondes ayant une vitesse de phase inférieure à celle de la lumière. La condition de synchronisme exige que l'on ralentisse cette vitesse de phase jusqu'à c si l'on veut que l'électron soit accéléré par cette onde. La solution consiste à « charger » un guide d'onde (mode TM_{01}) par une succession d'iris qui ralentissent la vitesse de phase. Celle-ci est pour une onde de longueur d'onde λ donnée, alors fonction des dimensions relatives de a et b . La distance entre deux iris est généralement choisie à $\lambda/4$ pour

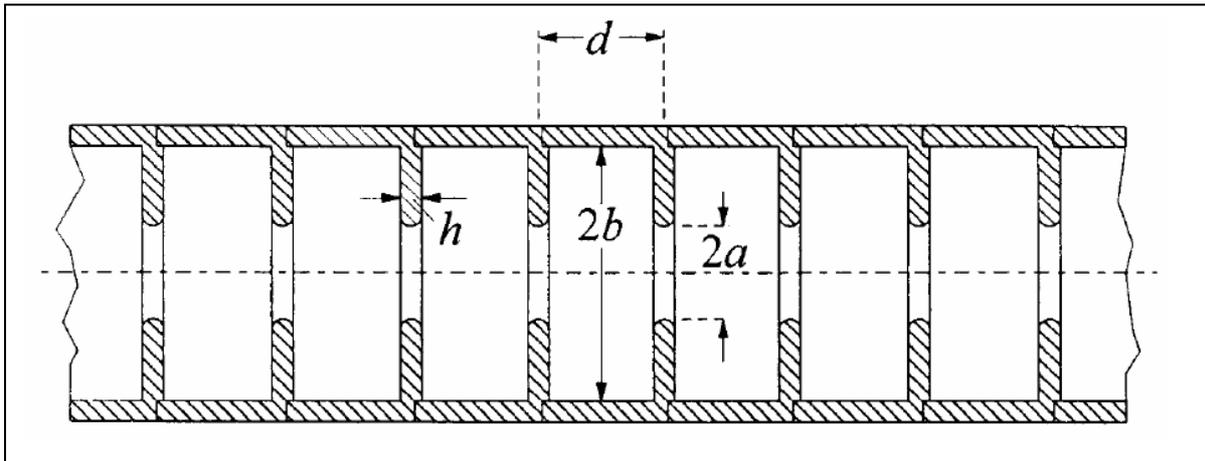


Fig 12: guide d'ondes à iris

des raisons technologiques. Cette configuration équivaut à une séquence périodique de cavités électromagnétiques couplées en leur centre. La fréquence de travail est de 3 GHz et correspond à $\lambda = 10$ cm. Le guide d'onde est terminé par une charge adaptée afin d'éviter les ondes réfléchies.

L'accélérateur linéaire d'Orsay a été le premier à dépasser le GeV en 1962. L'accélérateur linéaire de SLAC atteint une énergie de 50 MeV et mesure 3 km de long.

Les limites des accélérateurs linéaires à électrons sont technologiques et proviennent de l'accroissement prohibitif de la longueur.

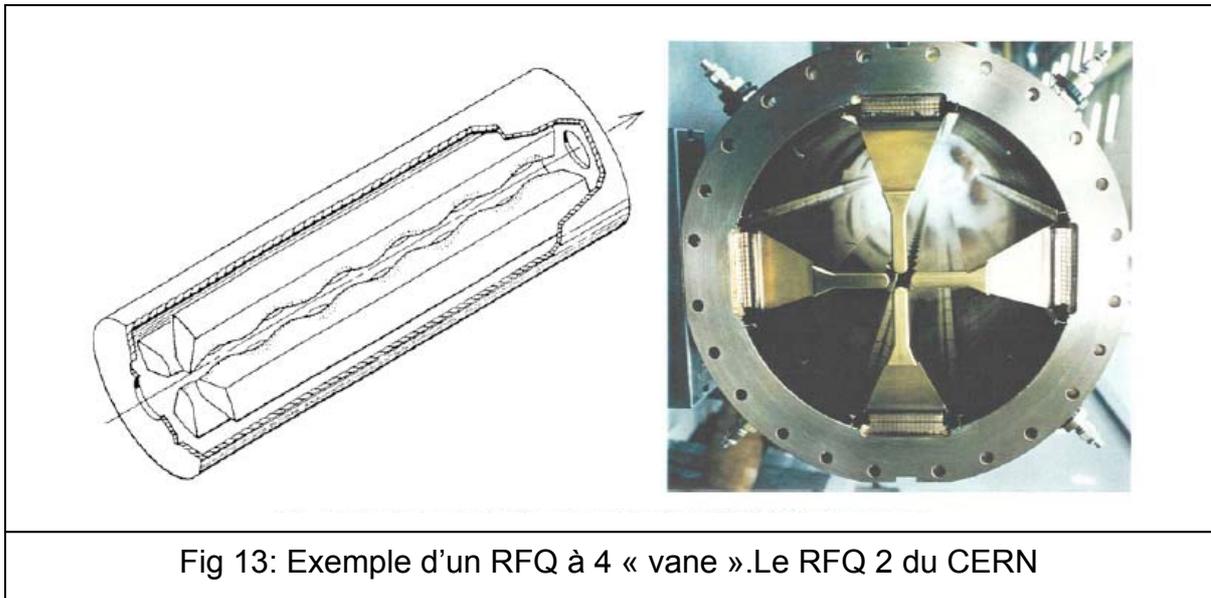
4-3 Les RFQ

Le concept a été inventé en 1970 par Kapchinskii et Teplyakov. Il repose sur l'utilisation d'une cavité résonnante sur un mode non fondamental. L'idée consiste à utiliser le champ électromagnétique pour grouper le faisceau continu entrant dans le RFQ, accélérer ce faisceau tout en le focalisant. Cette structure est principalement utilisée pour accélérer les protons et les ions H⁻.

a) Les R.F.Q. à « vane »

La cavité résonnante sur le mode TE_{210} est chargée par 4 électrodes : les « vane ». Ces électrodes présentent une modulation de leur forme qui crée un champ électrique ayant une composante longitudinale accélératrice et transversale

focalisante. Cette structure nécessite un usinage des vane avec une tolérance très faible pour pouvoir accélérer des faisceaux de forte intensité. Le RFQ « LEDA » du LANL a accéléré un faisceau continu de protons de 100 mA à 6 MeV



b) Les RFQ à barres (« rod »)

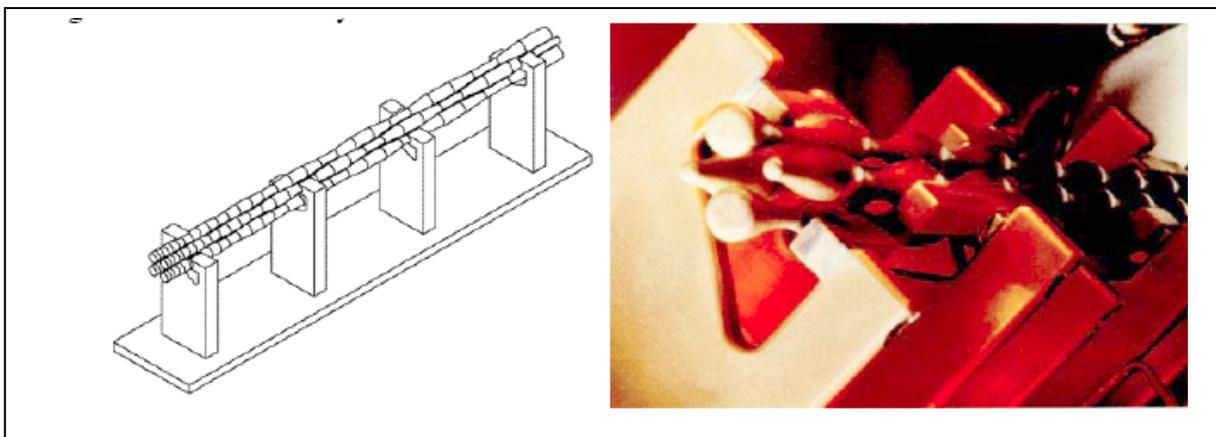


Fig14 : Schéma d'un RFQ à barres (« rods »). Le RFQ de DESY

Les barres de ce type de RFQ sont excitées par une structure périodique (les stems) dans un mode TE₂₁₀. Les barres ont une structure circulaire (donc facile à usiner). Cette structure ne permet pas d'accélérer des faisceaux d'intensité aussi forte que les RFQ à lames.

Les RFQ sont devenus incontournables et toutes les machines modernes utilisent des RFQ dans les sections de pré-accélération. Ils sont particulièrement bien adaptés à l'accélération des protons et des ions lourds.

5- LES ACCELERATEURS CIRCULAIRES : LE CYCLOTRON

5-1 Le cyclotron classique

L'augmentation de la longueur des accélérateurs linéaires avec l'énergie, les performances des sources radiofréquences disponibles vers les années 30 à 40 conduisent à considérer l'accélération des particules d'une manière différente: Plutôt que de passer dans de nombreux gaps accélérateurs successifs, les particules vont passer un grand nombre de fois dans le même gap accélérateur. Cette idée a été exploitée sous différentes formes :

- En 1923, **Rolf Wideröe** avait déjà inventé le concept de l'accélérateur circulaire à induction, mais c'est **Donald William Kerst** (université de l'Illinois) qui construisit plus tard en 1941 le premier accélérateur à électrons de 2,3 MeV utilisant un champ électrique produit par induction magnétique [3] après avoir résolu en 1940 les problèmes théoriques liés à la stabilité de la trajectoire. C'était le premier «bétatron».

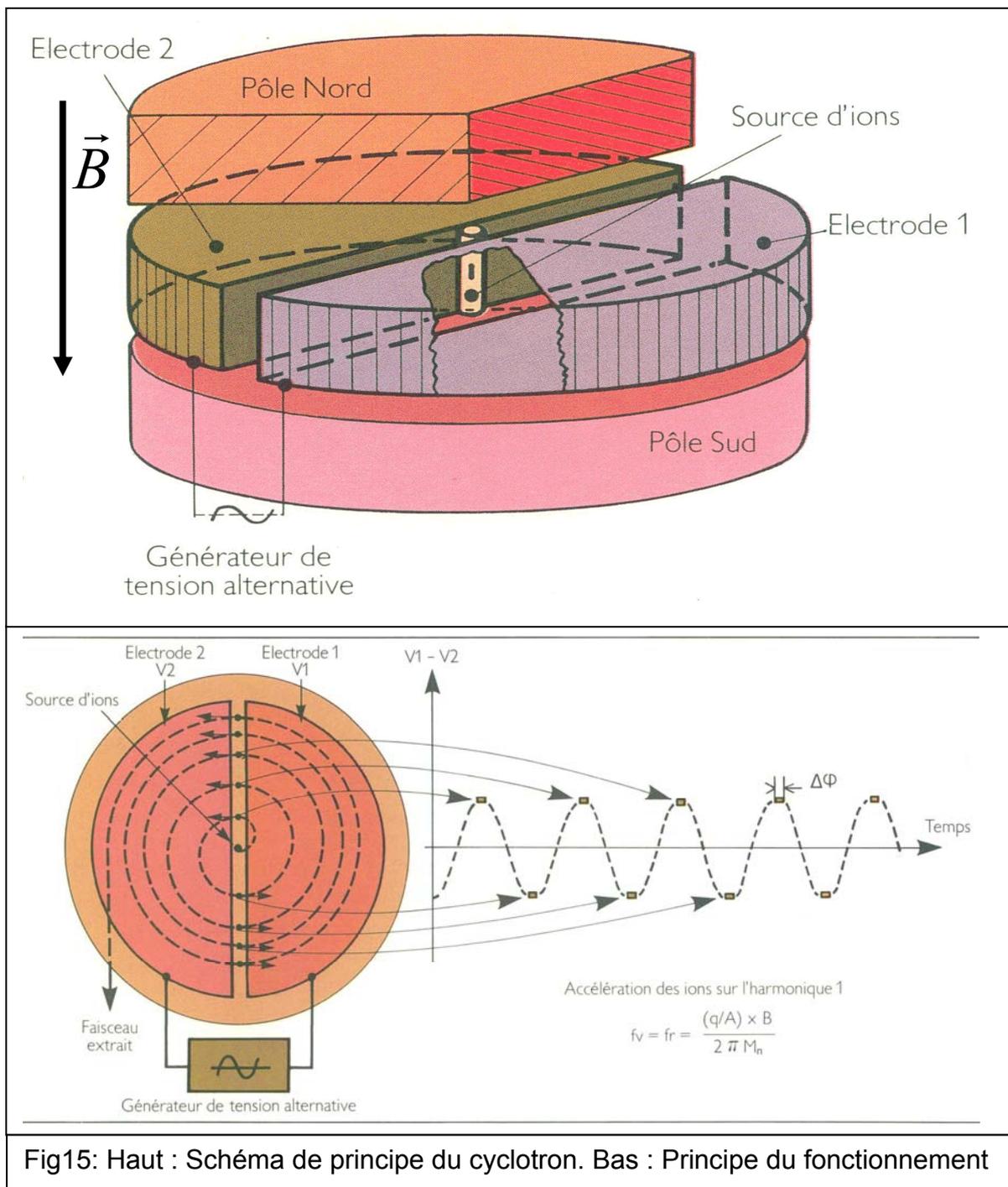


Fig15: Haut : Schéma de principe du cyclotron. Bas : Principe du fonctionnement

En janvier 1931, **Ernest Orlando Lawrence** et son étudiant **Milton Stanley Livingstone** construisent le premier cyclotron et accélèrent des protons à 80 keV. La machine fait 11 cm de diamètre et la « haute tension » est voisine de 2000V (donc une quarantaine de tours pour les particules). Immédiatement après **E. O. Lawrence** construit un cyclotron de 11 inches (septembre 1931) et atteint 1,1 MeV.

Le principe de fonctionnement d'un cyclotron classique est illustré fig 15. Les particules décrivent une trajectoire dans un plan perpendiculaire à un champ magnétique uniforme et indépendant du temps. Les particules sont accélérées à chaque fois qu'elles passent dans l'intervalle situé entre deux électrodes semi circulaires, appelées « dee ». Elles sont reliées à un générateur de tension alternative de fréquence (Une tension continue ne communiquerait aucun accroissement d'énergie sur un tour). Les dee jouent ici le rôle de tube de glissement. L'équilibre de la force centrifuge et de Lorentz s'écrit :

$$\gamma \cdot m_0 \cdot \frac{v^2}{R} = |q| \cdot v \cdot B = |q| \cdot (\omega \cdot R) \cdot B \text{ soit pour } f_{\text{générateur}} : f = \frac{|q| \cdot B}{2\pi \cdot \gamma \cdot m_0}$$

Pour des particules non relativistes (cyclotron classique), γ vaut 1 et la fréquence f cyclotron est constante. La trajectoire ressemble à une spirale et le temps mis par une particule non relativiste pour décrire un demi cercle dans un dee est indépendant de sa vitesse et est donc constant car B est aussi constant.

Le cyclotron produit un courant continu. L'énergie maximum possible est voisine de 20 MeV pour un cyclotron classique car au dessus l'effet relativiste commence à apparaître : Les deux limites du cyclotron sont :

- La perte de l'isochronisme pour les particules relativistes : la fréquence de rotation décroît.
- L'augmentation nécessaire du diamètre de l'aimant à champ magnétique constant.

5-2 Le synchrocyclotron

Pour les ions relativistes le facteur γ augmente. En 1945 **Edwin Mattison Mac Millan** (USA) et **Vladimir Iosifovich Veksler** (Russie) proposent le synchrocyclotron (« phasotron » en Russie). Dans un synchrocyclotron, la fréquence f du générateur est abaissée pendant l'accélération en raison inverse de $\gamma \cdot m_0$. Cette variation de fréquence est obtenue par la rotation d'un condensateur variable de l'oscillateur. On obtient ainsi des protons d'énergie 600 MeV (CERN, $B=1,94$ T; $r=2,25$ m) à 1 GeV (Gatchina, $B=1,9$ T ; $r=3,18$ m) mais les intensités sont de 1 à 100 fois inférieures à celles des cyclotrons, car le faisceau est pulsé par principe. C'est ici la limitation du synchrocyclotron.

5-3 Le cyclotron isochrone

Llewellyn Hilleth Thomas propose en 1938 une modulation azimutale (pour la stabilité verticale du faisceau) et radiale (car le rayon de la trajectoire augmente) du champ magnétique (**Azimuthally - Varying – Field cyclotron**) tout en gardant la fréquence constante. Cependant les difficultés technologiques repoussent la

réalisation vers les années 1960 et on aboutit à la construction de « cyclotron isochrone à secteurs » qui donne naissance à des zones de champ fort (colline) et champ faible (vallée) par ajout de matériau magnétique (secteurs) sur le pôle principal.

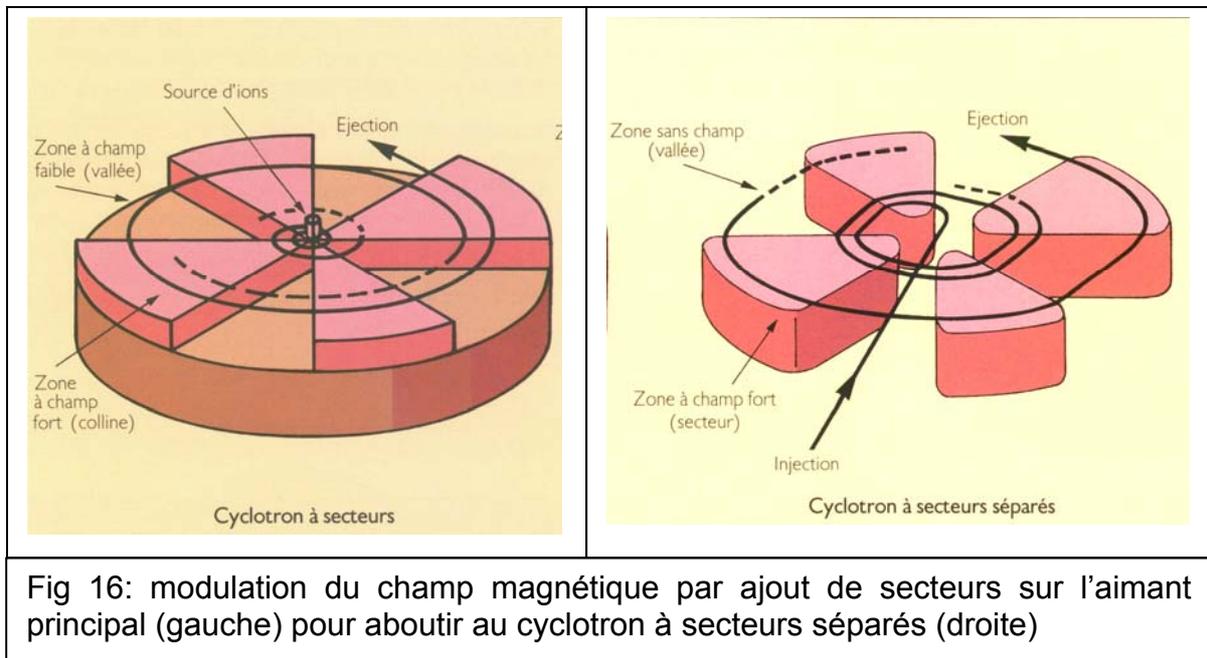


Fig 16: modulation du champ magnétique par ajout de secteurs sur l'aimant principal (gauche) pour aboutir au cyclotron à secteurs séparés (droite)

A l'extrême, on aboutit en supprimant totalement le matériau magnétique dans les vallées au cyclotron à secteurs séparés. La place laissée ainsi libre est dédiée aux systèmes accélérateurs.

Tous les cyclotrons modernes fonctionnent sur ce principe et les exemples les plus représentatifs sont GANIL (France) machine à 4 secteurs, champ magnétique de 1,6T et P.S.I. (Suisse) qui est une machine à 8 secteurs avec une fréquence de travail de 50,63 MHz en protons pour un champ magnétique de 2 T.

Ces machines ne peuvent dépasser environ 600 MeV en proton. Les limitations proviennent de la taille des aimants à réaliser : 430t pour un circuit magnétique d'un secteur d'un cyclotron CSS du GANIL.

Actuellement, la tendance est à l'emploi d'aimants supraconducteurs pour ce type de machine. Ceux-ci permettent en effet d'obtenir un champ magnétique plus important et avec un encombrement moindre.

6- LES ACCELERATEURS CIRCULAIRES : LE SYNCHROTRON

6-1 Principe de fonctionnement

Les aimants devenant techniquement infaisables et les effets relativistes (notamment pour les électrons) très importants, monter en énergie nécessite donc de changer de principe de fonctionnement. En 1943, **Marcus Oliphant** décrit le principe du synchrotron dans une simple note :

"Particles should be constrained to *move in a circle of constant radius* thus enabling the use of an *annular ring* of magnetic field ... which would be varied in such a way that the *radius of curvature remains constant* as the *particles gain energy* through successive accelerations by an alternating electric field applied between coaxial hollow electrodes."

Le synchrotron proposé en 1945 par **E. M. MacMillan** et **V. I. Veksler** (après avoir résolu le problème du synchronisme de phase) est la machine qui permettra d'atteindre les énergies les plus élevées (Fig 17). Le rayon de courbure ρ de la trajectoire des particules est maintenu constant pendant l'accélération. Dans ces conditions la fréquence f et le champ magnétique $B(r,t)$ doivent varier simultanément pendant que la vitesse $v_{particule}$ des particules augmente:

$$\rho = \left| \frac{p(t)}{q \cdot B(r,t)} \right| \qquad \omega_{RF} = 2 \cdot \pi \cdot f = 2 \cdot \pi \cdot \frac{v_{particule}}{L} \cdot n$$

n étant le nombre harmonique. (La fréquence de la tension accélératrice peut être aussi un multiple entier de celle de révolution des particules)

L'avantage est immédiat : les aimants peuvent rester « petits » car la trajectoire des particules est contenue dans un tube à vide de quelques cm de diamètre. Une seule section d'accélération est nécessaire (en théorie) et le gain d'énergie par tour ΔE des particules est constant et vaut :

$\Delta E = q \cdot V_0 \cdot \sin \Phi_s$ dans lequel V_0 est l'amplitude de la tension alternative d'accélération et Φ_s la phase de la particule par rapport à cette tension.

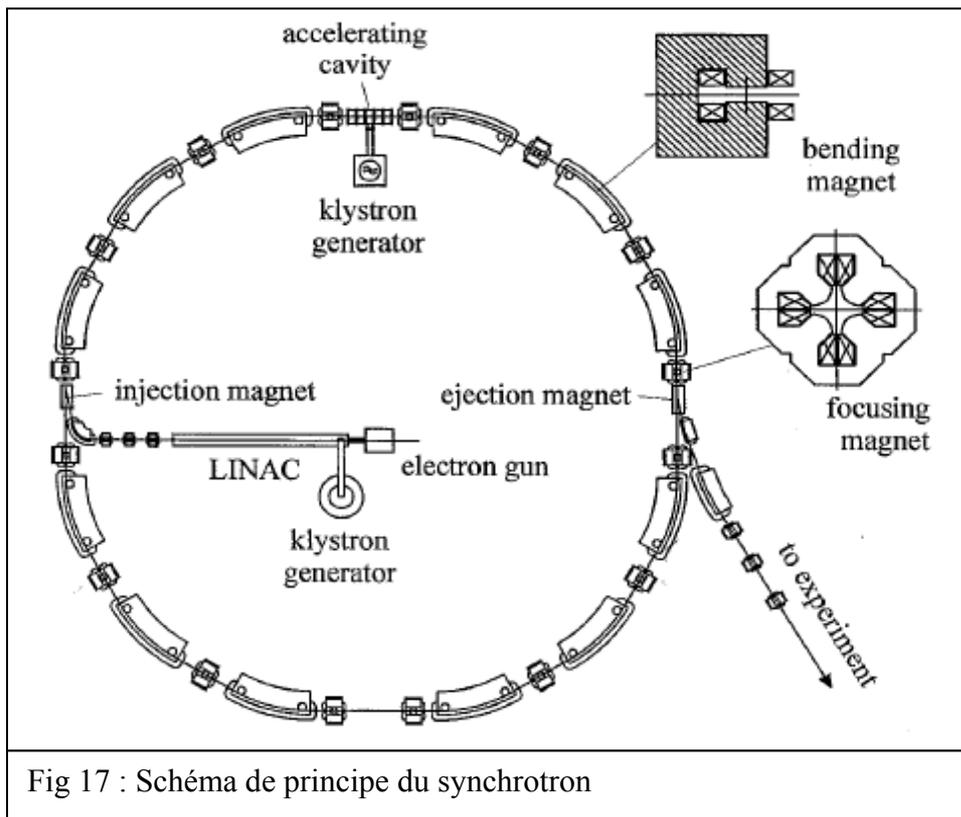


Fig 17 : Schéma de principe du synchrotron

Le principe de fonctionnement des synchrotrons permet l'accélération des électrons comme des hadrons mais la réalisation nécessite de prendre en compte les propriétés spécifiques de ces particules.

6-2 Le synchrotron à électrons

Les particules rayonnent de l'énergie sous forme électromagnétique lorsqu'elles sont accélérées. En particulier, lorsqu'elles passent dans les dipoles d'un synchrotron, la direction du rayonnement est tangentielle à la trajectoire (l'accélération est centrifuge) et après un tour de la machine, l'énergie totale perdue par rayonnement synchrotron est :

$$\Delta E [\text{GeV}] = \frac{6,034 \times 10^{-18}}{\rho [\text{m}]} \cdot \beta^3 \cdot \left(\frac{E [\text{GeV}]}{E_0 [\text{GeV}]} \right)^4$$

Le rapport de l'énergie perdue par rayonnement par un électron sur celle d'un proton (le rapport des masses au repos étant de 1/ 1836) pour la même énergie et le même rayon de trajectoire vaut donc:

$$\frac{\Delta E_e}{\Delta E_p} \approx 10^{13}$$

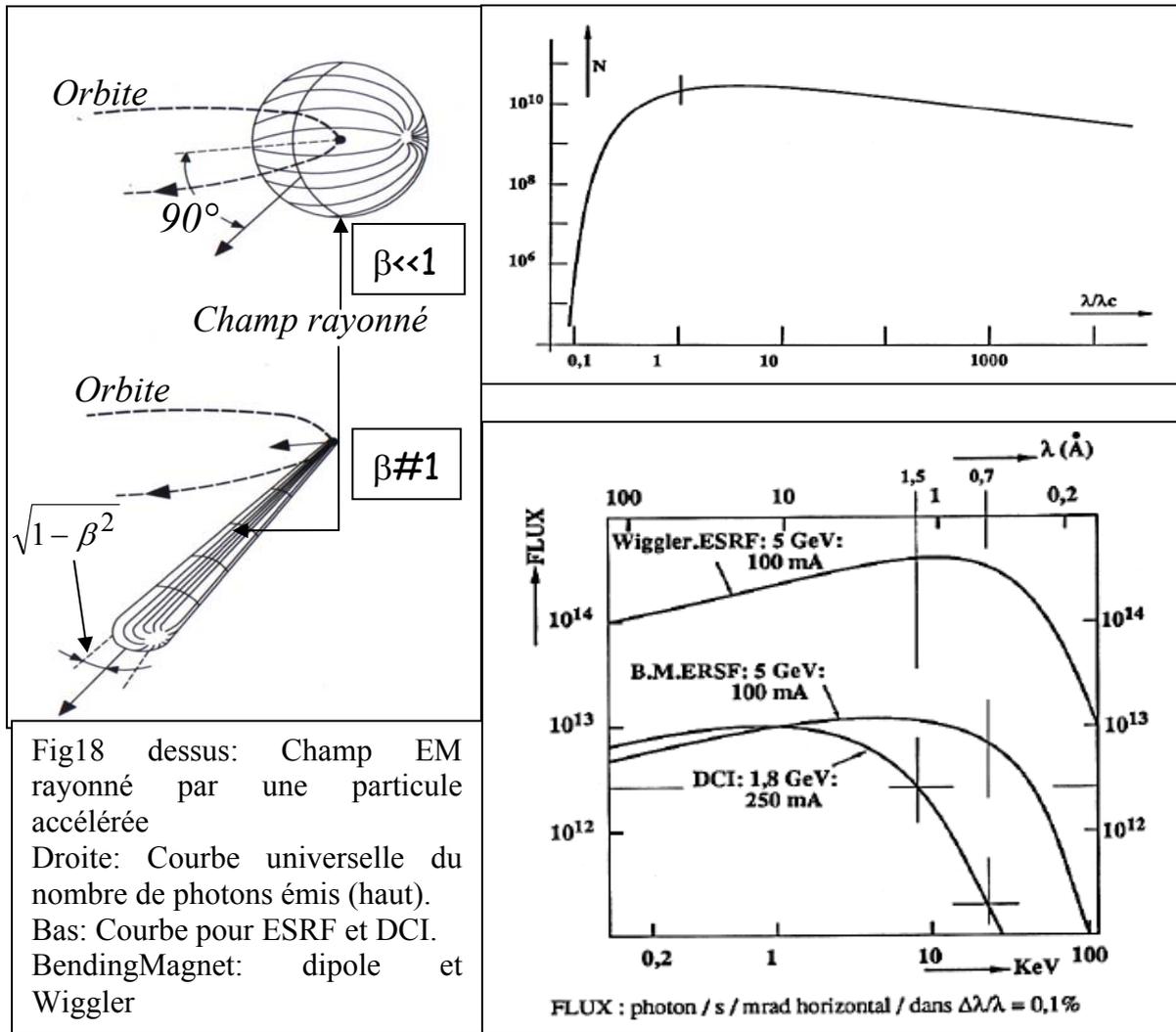
L'énergie perdue par rayonnement synchrotron par l'électron dépend fortement de son énergie et cette perte d'énergie doit être compensée par le dispositif accélérateur de la machine. Pour les électrons considérés dans les synchrotrons $\beta \sim 1$ et l'énergie perdue par tour de machine s'écrit simplement :

$$\Delta E(\text{GeV}) = 8,85 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{E^4(\text{GeV})}{\rho(\text{m})}$$

Cette simple considération conduit à considérer deux grandes familles de synchrotron à électrons suivant l'utilisation qui est prévue.

a) Machine à rayonnement synchrotron :

Le rayonnement synchrotron de l'électron a été mis en évidence pour la première fois sur un synchrotron de 70 MeV construit à la General Electric en 1946 par **Robert Langmuir** et ses collègues et annoncé en 1947 [6]. Il s'est révélé à partir des années 1970 particulièrement intéressant comme source de rayonnement X et ultraviolet. De nombreux synchrotrons, dédiés uniquement à la production de ce rayonnement ont depuis été construits. L'intérêt de ces machines se situe dans les domaines de la physique fondamentale et appliquée.



Les électrons (ou positons) relativistes soumis à une accélération centripète émettent un rayonnement tangentiellement à leur trajectoire. Plus précisément, on peut donc observer ce rayonnement à la sortie des dipoles. Il est contenu dans un cône de lumière (Fig 18) centré dans la direction de propagation des électrons et d'angle quadratique moyen θ . Pour les particules ayant une vitesse voisine de c :

$$\theta \approx \frac{1}{\gamma} = \frac{511}{E[\text{keV}]}$$

Lorsque l'énergie des particules et le courant injecté dans la machine sont fixés, on définit le flux de photons $N(\lambda)$ émis par seconde, par milliradian d'ouverture dans le plan horizontal (tout le plan vertical est pris en compte) et compris dans une bande d'énergie à 0,1%.

Ce rayonnement présente un spectre continu depuis les rayons X jusqu'à l'infrarouge et est associé à une courbe universelle qui donne $N(\lambda)$ en fonction de la longueur d'onde. Cette courbe présente un maximum d'intensité pour une longueur d'onde appelée longueur d'onde critique λ_c qui divise le spectre d'émission en deux parties égales. λ_c est caractéristique de la machine ($|\rho|$ est le rayon de courbure).

$$\lambda_c = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot |\rho| \cdot \gamma^{-3}$$

Les accélérateurs modernes utilisent également pour la production de rayonnement synchrotron les « insertions » qui sont les onduleurs et les wigglers. Un onduleur est une structure périodique d'aimants dans lesquels les faisceaux décrivent une trajectoire sinusoïdale de faible amplitude. On obtient ainsi un rayonnement présentant un spectre de raies au lieu du spectre continu créé par le passage des électrons dans les dipôles.

Un exemple d'accélérateur dédié au rayonnement synchrotron est « SOLEIL » en France. Le synchrotron mesure 354m de circonférence et l'énergie est de 2,75 GeV. L'intensité du faisceau atteint 500 mA.

b) Synchrotrons à électrons de forte énergie

L'obtention de fortes énergies avec les synchrotrons à électrons nécessite d'augmenter le rayon de la machine afin de diminuer la puissance perdue par le faisceau par rayonnement synchrotron. Le L.E.P en est le meilleur exemple :

L'énergie perdue par un électron à 50 GeV est de 0,18 GeV par tour pour un rayon de courbure de la trajectoire de 3,1 Km. (circonférence de 27 km).

6-3 Le synchrotron à hadrons

Depuis la découverte en 1952 du principe du gradient alterné par **Ernest D. Courant, Hartland S. Snyder, Milton Stanley Livingston et John Blewett** (et indépendamment par **N. Christofilos**) pendant la construction du Cosmotron (protons de 3 GeV) au Brookhaven National Laboratory en 1952 [5], les synchrotrons modernes sont tous à focalisation « forte »: Les fonctions de focalisation verticale et focalisation horizontale des faisceaux sont assurées par des quadropôles magnétiques séparés. La déviation de la trajectoire est assurée par les dipôles.

En 1954, une équipe se forme autour de **John Adams** du **C.E.R.N** pour débiter les travaux de réalisation du « **Proton Synchrotron** » [7]. Les caractéristiques sont intéressantes à noter :

Rayon magnétique : 70m,

Rayon de la machine : 100m

Einjection : 50 MeV à B= 147 G

E_{max}= 28,3 GeV à B = 1,4 T,

Gain d'énergie par tour : 54 keV,

Dynamique de fréquence du système accélérateur : 2,9 – 9,55 MHz.

Ces machines ont nécessité la réalisation de dispositifs accélérateurs basés sur l'utilisation de résonateurs à ferrite dont la fréquence d'accord peut être ajustée pendant le cycle d'accélération.

Par la suite en 1963, les dispositifs d'extraction rapide et lente du faisceau ont été ajoutés (le PS fonctionnait jusqu'alors sur cible interne pour produire des particules secondaires).

L'énergie fournie par ces machines n'a fait que croître par la suite et dès 1963 fut lancé au CERN un programme de 300 GeV en proton. Les problèmes liés au coût de

ces machines apparurent nettement et réclamaient des solutions adaptées. Dans ce but, **John Adams** eut l'idée d'utiliser le P.S. comme injecteur et de construire cette nouvelle machine dans un tunnel. Le **S.P.S.** était né :

Rayon de la machine : 2200 m
EInjection : 10 GeV à B = 0,045 T
E_{max} = 450 GeV à B = 2 T,

Finalement, les développements successifs des synchrotrons ont permis des conditions de fonctionnement uniques :

- Travailler en cible fixe.
- Accélérer une très grande variété de particules. Le **P.S.** a accéléré: p, \bar{p} , d, α , O, S, Pb, e⁻, e⁺
- Délivrer des faisceaux avec une grande dynamique en énergie.
- Injecter dans des machines plus grandes lorsqu'elles devenaient « vieillissantes » : Le P.S. a ainsi injecté dans le SPS, le LEP, ISOLDE.
- De fonctionner en collisionneur (e⁺ e⁻ ; pp, p \bar{p} , ..) et en anneau de stockage dans lequel les particules sont stockées pendant des durées importantes. La pression résiduelle requise est par conséquent plusieurs ordres de grandeur inférieure à celle des machines conventionnelles, les champs ont une valeur beaucoup plus précise (pour ne pas cumuler les erreurs sur des millions de tour) et beaucoup plus stables. Ces anneaux ne communiquent pas d'énergie supplémentaire aux particules mais nécessitent tout de même des sections accélératrices pour compenser les pertes radiatives et assurer la focalisation en phase du faisceau.
- Simon Van der Meer a inventé le cooling stochastique aux ISR du CERN : Ce dispositif consiste à mesurer les fluctuations statistiques du faisceau et à les compenser par rétroaction active sur le faisceau. Le dispositif a ensuite été appliqué au faisceau d'antiprotons du SPS en 1981 et a permis à Carlo Rubbia de découvrir les particules W⁺, W⁻, Z⁰ et d'obtenir pour cela le prix Nobel

Les synchrotrons sont des machines à fonctionnement pulsé.

7- LA SUPRACONDUCTIVITE DANS LES ACCELERATEURS

Atteindre des énergies de plus en plus élevées en conservant des dimensions « raisonnables » pour les machines nécessite :

- De disposer de champs d'induction magnétique dont l'intensité est supérieure à 2T correspondant sensiblement à la saturation du fer (donc la limite technologique possible), pour courber les trajectoires,
- Des cavités accélératrices capables de produire si possible en régime C.W., des gradients accélérateurs supérieurs à ceux obtenus par les cavités en cuivre. En effet les pertes ohmiques dans les parois des cavités augmentent avec le carré de la tension accélératrice, ce qui limite en pratique

l'utilisation des cavités en cuivre à des gradients de l'ordre du MV/m. Le coût des cavités et de l'installation électrique nécessaire deviendrait alors vraiment prohibitif. De plus l'échauffement excessif des parois de ces cavités en cuivre entraîne une augmentation de la pression résiduelle dans l'accélérateur, des déformations et des fatigues mécaniques rendant difficile son fonctionnement et son entretien.

La supraconductivité apporte une amélioration décisive à ces problèmes :

- Pendant la construction du SPS la collaboration « GESSS » regroupant trois laboratoires (CEA Saclay, KfK Karlsruhe et Rutherford Abington) a proposé de développer des aimants supraconducteurs. Finalement 4,5T ont été atteints par l'aimant « CESAR » qui présentait une ouverture de 150 mm. Par la suite les dipôles supraconducteurs (4,5 T) ont été adoptés au « FERMILAB » puis à HERA par exemple.
- Les premiers essais débutent en 1965 par l'accélération d'électrons avec des cavités plaquées au plomb à l'HEPL de Stanford. Par la suite le niobium s'est imposé comme matériau pour la construction des cavités supraconductrices. Le LINAC de Jefferson Laboratory (CEBAF – TJNAF) possède la plus grande installation au monde : 338 cavités (1,5 GHz – 2°K).
- Le projet de collisionneur TESLA
- La cavité accélératrice de l'anneau SOLEIL est supraconductrice. Le projet SPIRAL2 en cours de réalisation comporte un LINAC équipé intégralement de cavités supraconductrices.
- Le projet de collisionneur à e+ e- TESLA de 500 GeV utilise également la technologie des cavités supraconductrices : L'étude des cavités dans le cadre de la collaboration « Tesla Test Facility » a démontré qu'il était possible d'atteindre 23,5 MEV/m avec un facteur de qualité de 10^{10} . Les cavités sont en Niobium refroidies à l'hélium superfluide à 2°K en bande L (1,3GHz). Des améliorations technologiques successives ont porté le gradient à 30MV/m. La meilleure performance a permis d'atteindre 42 MV/m.
- La cavité accélératrice de l'anneau SOLEIL est supraconductrice. Le projet SPIRAL2 en cours de réalisation comporte un LINAC équipé intégralement de cavités supraconductrices.

Les cavités supraconductrices couvrent maintenant presque toute la gamme utile à l'accélération des particules de $\beta = 0.01$ à $\beta \sim 1$. Par exemple, des gradients de 20 MV/m sont atteints en fonctionnement à CEBAF pour des puissances de 15 kW environ [8]. Les études menées dans le cadre de TTF ont montré que 30MV/m peuvent être espérés en fonctionnement journalier. La contre partie est d'une part une installation cryogénique et d'autre part un processus de réalisation extrêmement sophistiqué de ces cavités.

8- LES COLLISIONNEURS DE PARTICULES

L'obtention de très hautes énergies fait appel aux collisionneurs dont le concept a été énoncé par Wideroe en 1943 :

R. Wideroe again.. "...I had thus come upon *a simple method for improving the exploitation of particle energies available .. for nuclear reactions*. As with cars (collisions), when a target particle (at rest) is bombarded, a considerable portion of the kinetic energy (of the incident particle) is used to hurl it (or the reaction products) away.
Only a relatively small portion of the accelerated particle's energy is used to actually to split or destroy the colliding particles. However, *when the collision is frontal, most of the available kinetic energy can be exploited.*
For nuclear particles, relativistic mechanics must be applied, and .. the effect .. be even greater "

Il propose simultanément le principe de l'anneau de stockage de particules :

"... If it were possible to *store the particles in rings for longer periods*, and if these 'stored' particles were *made to run in opposite directions*, the result would be one opportunity for collision at each revolution.
Because the accelerated particles would move very quickly they would make many thousand revolutions per second and one could expect to obtain a collision rate that would be sufficient for many interesting experiments."

Les anneaux de stockage permettent d'accumuler un grand nombre de particules Il est ensuite possible de les faire collisionner avec un autre faisceau produit lui aussi par stockage. L'énergie disponible dans le centre de masse est alors beaucoup plus importante.

Le premier anneau de stockage « AdA » pour positons ou électrons à 250 MeV est construit à Frascati en 1961.

Le LEP2 a été un collisionneur électron positron construit pour 2 x 100 GeV et qui a atteint finalement 208 GeV en septembre 1999 à l'aide de 272 cavités supraconductrices.

Le « Large Hadron Collider » du CERN est actuellement la démonstration la plus élaborée de collisionneur. Le LHC est prévu pour faire entrer en collision des faisceaux de protons de 7 TeV et plus tard des ions Pb54+ à 2,76 TeV/A. Les caractéristiques sont exceptionnelles :

- 1232 dipôles principaux cryogéniques : 1,9 °K ; 8,33 T max ; 11700 A
- Energie stockée dans les aimants : 11 GJ
- 8 cavités supraconductrices par faisceau. Champ : 5 MV/m. F= 400 MHz
- Durée de remplissage : 4' 20" par anneau ; Durée d'accélération : 20' ; durée de vie du faisceau : 10h
- Faisceau : 2808 bunches de $1,1 \times 10^{11}$ protons
- Luminosité : $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
- 600×10^6 collisions par seconde

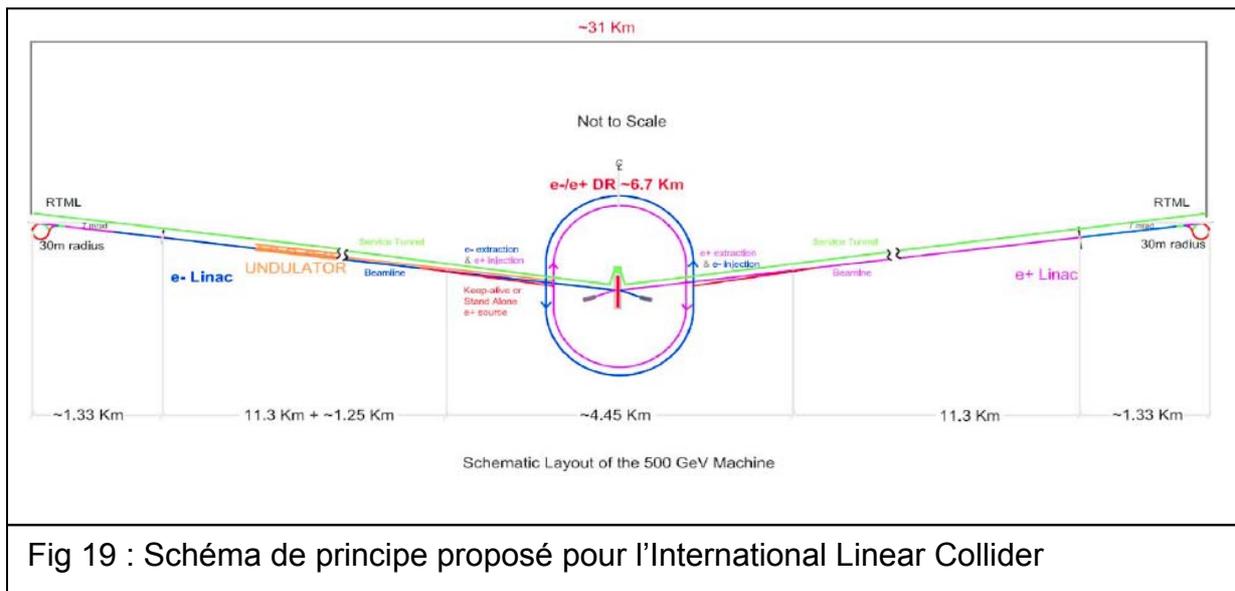
9- PERSPECTIVES

Les différents types de machine inventés depuis le début du siècle précédent ont permis d'offrir aux expérimentateurs une grande variété de projectiles jusqu'à des énergies bientôt supérieures au TeV pour les protons. Les perspectives semblent se dessiner comme suit :

9 -1 Machines à électrons à haute énergie :

Le LEP semble avoir indiqué la limite maximum que l'on pouvait atteindre pour les synchrotrons à électrons tant la puissance totale perdue par radiation est importante : de l'ordre de 20 MW. Doubler l'énergie avec le même dispositif accélérateur nécessiterait une machine 16 fois plus grande. Obtenir des énergies plus importantes en électrons ou en positron nécessite d'accélérer les électrons en ligne droite, donc au moyen d'un ou plusieurs LINAC et d'utiliser la technologie supraconductrice. Choisir un collisionneur permettrait en outre d'accroître l'énergie disponible dans le centre de masse.

Le collisionneur TESLA a déjà été évoqué dans le chapitre ci dessus à propos de la supraconductivité. L'International Linear Collider est également un collisionneur dont la conception proposée en 2007 intègre également les développements les plus sophistiqués disponibles actuellement.



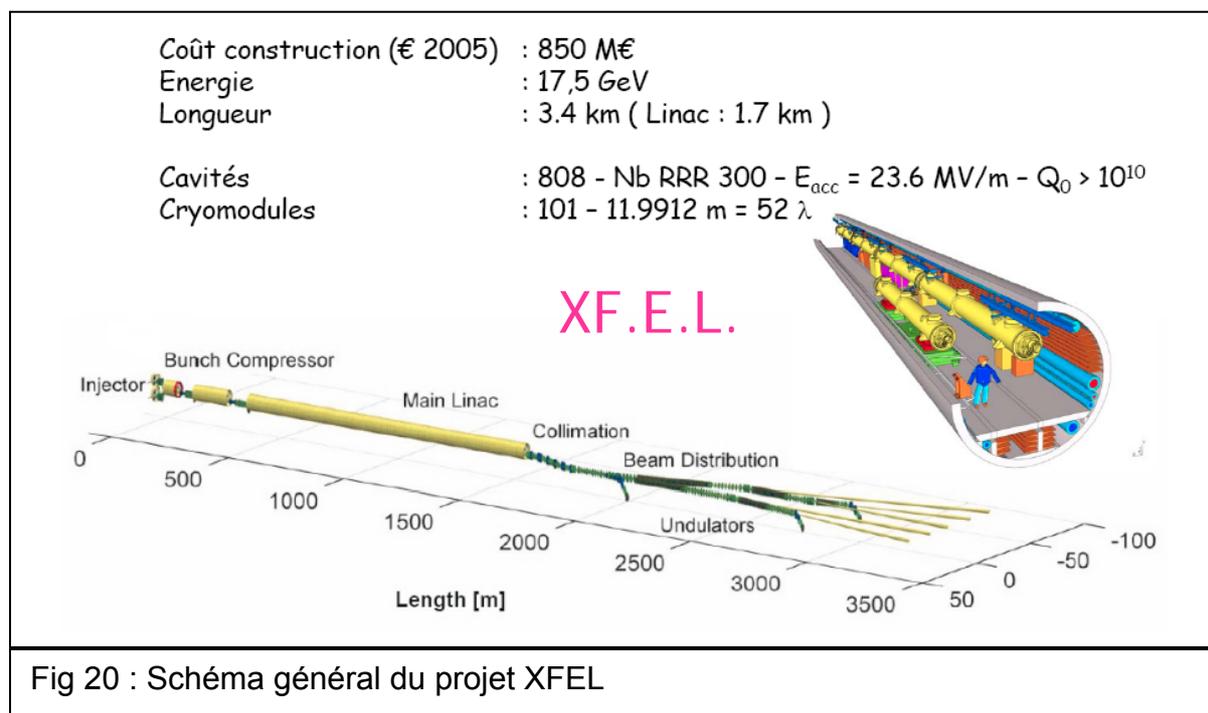
Les électrons polarisés sont éjectés d'une photocathode par une impulsion laser de 2 ns durée et sont ensuite accélérés à 5 GeV par un LINAC de 250 m de longueur. Les électrons ainsi accélérés produiront des paires électron-positron dans une cible de titane. Les positrons ainsi produits sont accélérés également à 5 GeV dans un autre LINAC de 5 GeV. Deux anneaux de 7 km de circonférence sont utilisés ensuite pour regrouper les faisceaux produits afin qu'ils aient une taille assez petite (100 μm de diamètre et quelques mm de longueur) pour être injectés dans les LINAC supraconducteurs principaux de 250 GeV chacun. La puissance de chaque faisceau avant collision est de 10 MW.

La conception détaillée, le choix du site, la réalisation et le financement d'une telle machine ne peuvent se concevoir que dans un cadre international.

9 -2 Machines à électrons pour l'utilisation du rayonnement synchrotron:

La brillance et l'intensité des sources de rayonnement synchrotron ont gagné dix ordres de grandeur en 30 ans. Cependant les rayonnements émis par les électrons de ces machines n'ont aucune relation de phase entre eux et leur superposition est donc incohérente. Un progrès décisif est possible grâce aux lasers à électrons libres. Les FEL (Free Electron Laser) basés sur l'utilisation de l'effet SASE (Self Amplified Spontaneous Emission) rendent possibles la réalisation de sources dont la brillance peut être supérieure de plusieurs ordres de grandeur à celle des synchrotrons de troisième génération comme SOLEIL. Le projet européen X-FEL propose une machine basée sur l'utilisation d'un LINAC à cavités supraconductrices pour accélérer un faisceau d'électrons. Ceux ci sont ensuite introduits dans un onduleur dans lequel ils décrivent une trajectoire oscillante et produisent de ce fait un rayonnement X qui s'amplifie progressivement.

L'amplification provient de l'interaction du rayonnement X produit dont la vitesse de propagation est supérieure à celle du faisceau d'électrons dans l'onduleur. De ce fait, le faisceau d'électrons se trouve alors regroupé sous forme de disques très fins qui constituent une source de rayonnement cohérent. Ce processus de formation des disques est assez long et nécessite des onduleurs de 100 m de long environ.



Comme le LINAC peut piloter plusieurs onduleurs, le projet X-FEL comporte dans l'immédiat 5 onduleurs qui produiront des rayonnements de caractéristiques différentes.

9 -3 Machines à protons et ions lourds:

- Le projet SPIRAL2 est actuellement en construction sur le site du GANIL concerne la production de faisceaux d'ions stables et radio actifs. Il est basé sur l'utilisation un LINAC pouvant accélérer des deutons à 40 MeV ainsi que les ions lourds à 14,5 MeV/A. L'objectif est d'atteindre un taux de 10^{14} fissions par seconde. Le courant correspondant de deutons est de 5 mA.

- Le projet FAIR est un projet international de recherche axé sur l'utilisation des faisceaux d'ions à haute intensité et d'antiprotons qui nécessite tout d'abord une amélioration des installations existantes à GSI. Le cœur du projet est constitué par un deux synchrotrons « SIS 100 » (10^{12} U28+ à 1 GeV/u) et « SIS 300 » (anneau de lissage à extraction lente 34 GeV/u U92+) de 1100 m de circonférence. SIS 100 et SIS 300 sont deux anneaux à aimants supraconducteurs à 2T et 6T. Les ions exotiques seront produits par fission et fragmentation. Un système d'anneaux de stockage pour protons, électrons et ions lourds complètera l'ensemble. FAIR offrira un site d'expériences très complet en physique nucléaire et des particules.

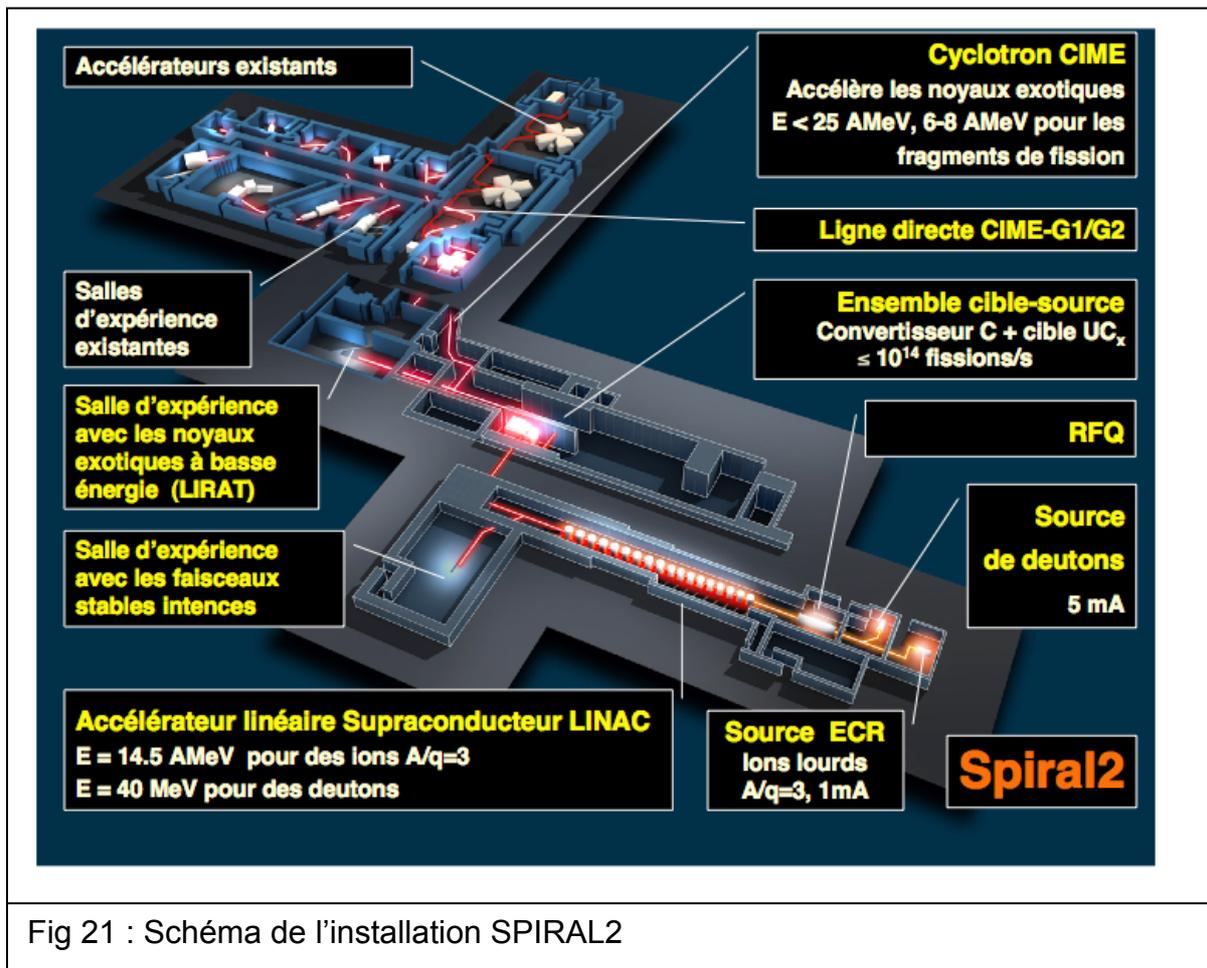


Fig 21 : Schéma de l'installation SPIRAL2

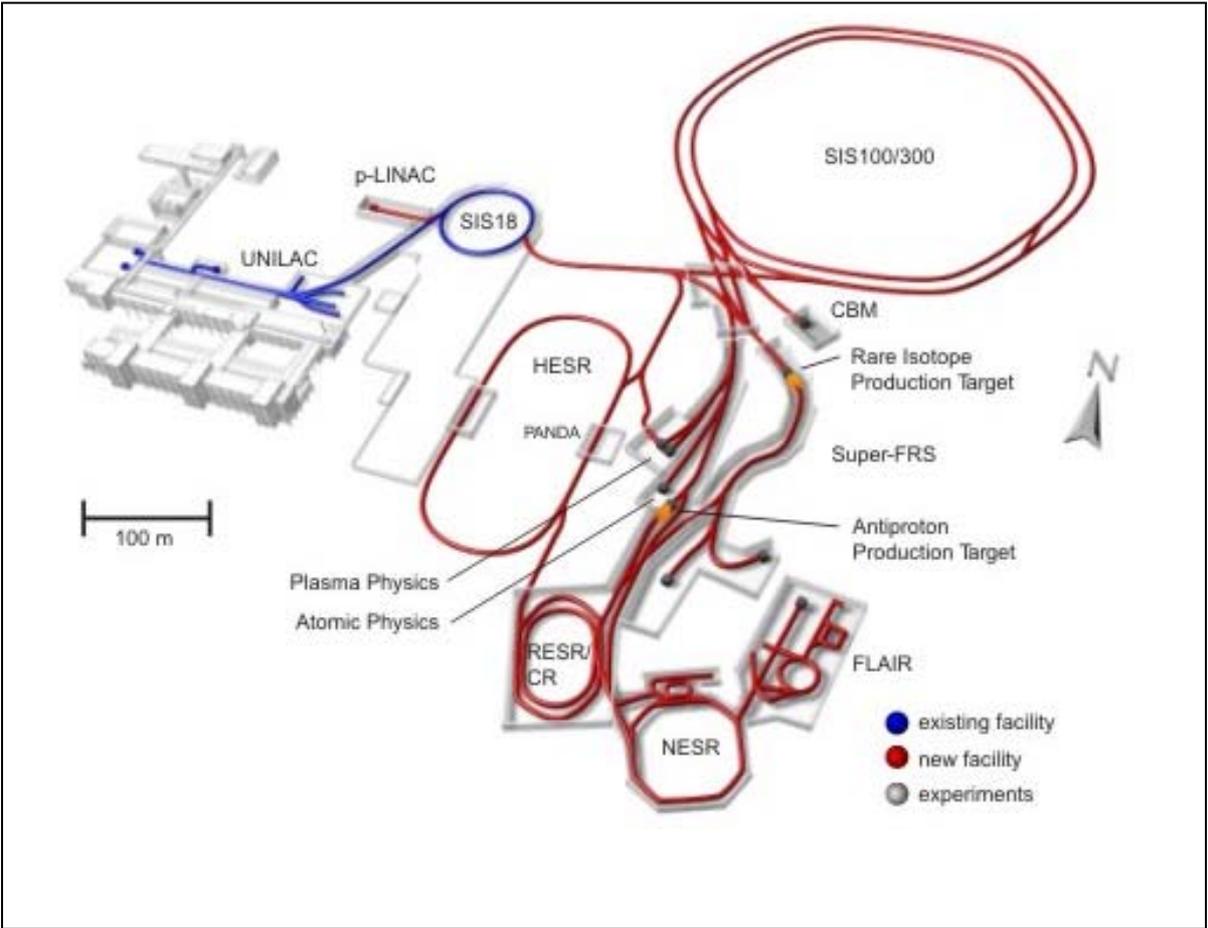


Fig 22 : Schéma proposé pour le projet FAIR

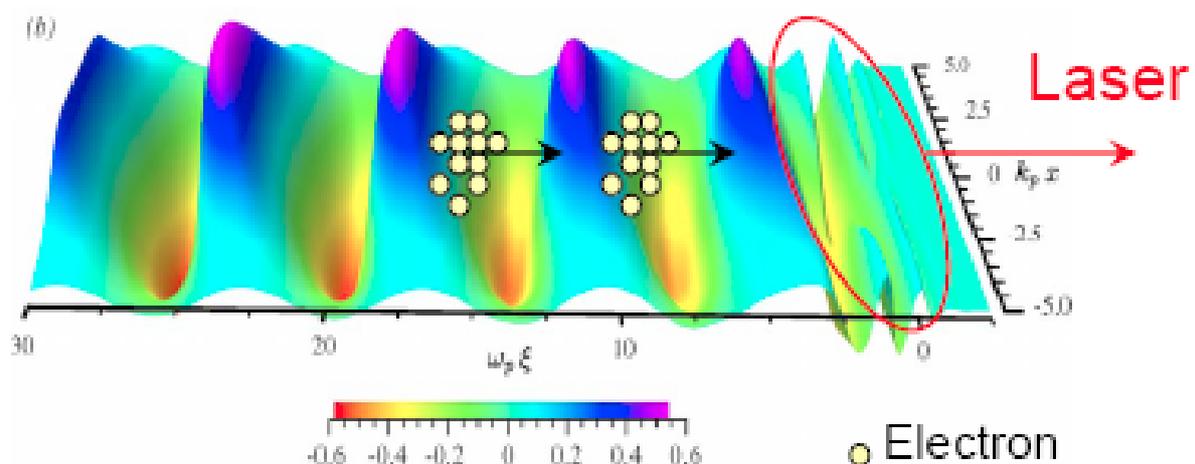
10- CONCLUSION

Les progrès accomplis durant les cent dernières années en accélération de particules ont permis de proposer un éventail très complet de machines fonctionnant depuis les très basses intensités jusqu'aux hautes intensités tant pour les électrons et positons que pour les hadrons. De plus les modes de fonctionnement peuvent être très variés et adaptés aux applications envisagées. Ces machines sont toutes basées sur l'utilisation de champs électriques dérivant d'un potentiel vecteur produits par des cavités radio fréquences pour l'accélération des particules.

La supraconductivité a permis d'augmenter considérablement les performances tant pour les champs d'induction magnétiques disponibles que pour l'obtention de gradients accélérateurs élevés. Les projets actuellement en construction ou à venir utilisent ou utiliseront tous cette technologie arrivée maintenant à maturité. Il est par exemple déjà prévu d'augmenter le champ magnétique des dipôles du LHC après sa mise en exploitation. En effet l'augmentation du rayon de la machine paraît difficile à réaliser. Le principal défi consiste à produire de manière industrielle les composants des accélérateurs actuellement à l'étude à un prix acceptable.

Une nouvelle voie semble s'ouvrir avec l'accélération des particules par l'interaction laser plasma. Les premiers travaux sont dus à T. Tajima et J. M. Dawson [10] remontent à 1979. Des taux d'accélération supérieurs à 1GV/m sont possibles à comparer avec les quelques dizaines de MV/m actuellement disponibles suivant les l'énergie des particules et le mode de fonctionnement des accélérateurs. .

Laser in plasma displaces electrons Wake velocity = Group velocity of light



BIBLIOGRAPHIE

- [1] J. D. Cockcroft, E. T. S. Walton Experiments with High Velocity Positive Ions. II. The Disintegration of Elements by High Velocity Protons Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Volume 137, Number 831 / July 01, 1932 Pages 229-242
- [2] Gustaf Ising, "Prinzip einer Methode zur Herstellung von Kanalstrahlen Hoher Voltzahl", Arkiv för Matematik, Astronomi och Fysik, Band 18 (1924)1
- [3] D.W. Kerst. The acceleration of electron by magnetic induction. Phys. Rev. 60, 47-53, (1941).
- [4] E. O. Lawrence and M. S. Livingston, "The Production of High Speed Protons Without the Use of High Voltages," Phys. Rev. 38, 834 (1931) is a half-page letter reporting a smaller cyclotron.
- [5] Ernest D. Courant, M. Stanley Livingston, Hartland S. Snyder, The strong-Focusing Synchrotron - A new high energy accelerator. Phys. Rev. 88, 1190, (1952)
- [6] Elder, F. R.; Gurewitsch, A. M.; Langmuir, R. V.; Pollock, H. C., "Radiation from Electrons in a Synchrotron" Physical Review, vol. 71 (1947), Issue 11, pp. 829-830
- [7] CERN Accelerator school, 50 years of synchrotrons CERN 97 04. 2 July 1997
- [8] Sergey Belomestnykh, Valery Shemelin; High β cavity design. 12th International Workshop on RF superconductivity, Ithaca, NY, July 2005.
- [9] T. Tajima, J.M. Dawson, Laser electron accelerator. Phys. Rev. Lett. 43, 267 (1979)

- On peut citer également pour approfondir la compréhension du fonctionnement des machines les comptes rendus des :

« Cern Accelerator School » cours général et avancé

« Joint University Accelerator School »

- On peut également consulter avec profit les cours des écoles IN2P3 sur les accélérateurs. En particulier la dernière qui est celle de 2007 à La Londe les Maures.

ACCELERATEURS: INSTRUMENTATION DES FAISCEAUX

PATRICK AUSSET

*Institut de Physique Nucléaire
15 rue Georges Clémenceau
91406 Orsay Cedex*

Résumé

Ce cours a pour but de décrire les principales techniques de diagnostics des faisceaux de particules accélérées. L'accent est mis sur les concepts car la technologie est essentiellement liée à l'électronique et est en évolution permanente. Les diagnostics décrits et l'instrumentation sont ceux qui sont principalement employés dans les machines circulaires ou linéaires ainsi que dans les lignes de transport. En conclusion l'évolution probable de l'instrumentation pour les prochaines années est indiquée.

Abstract

The intent of this lecture is to present an overview of the most significant diagnostics on operation for accelerated particles beam in circular and linear accelerators and in primary beam transport lines. Due to the continuous development of the electronics hardware, emphasis is on the physical concepts of those diagnostics. Finally the most likely perspectives for improvement of the instrumentation in the next future are pointed out.

Préambule	89
1. Introduction	89
2. Les mesures à effectuer	90
3. Les caractéristiques du faisceau	92
3.1 Champ électromagnétique attaché au faisceau.	92
3.2 Champ électromagnétique dû au rayonnement synchrotron.....	93
3.3 Caractéristiques énergétiques et pouvoir d'ionisation du faisceau.	94
4. Exemples de diagnostics de faisceau	94
4.1 Mesure de l'intensité.....	94
4.1.1. <i>Mesure destructive de l'intensité</i>	94
4.1.2. <i>Mesure non destructive de l'intensité</i>	95
4.2 Mesure de la position du faisceau.....	96
4.2.1 <i>Pick-up électrostatique</i>	96
4.2.2. <i>Electrode Pick-up électromagnétique</i>	98
4.2.3. <i>Electrode Pick up magnétique</i>	99
4.3 Profils transverses de faisceau.....	99
4.3.1. <i>Chambres à ionisation multi - fils</i>	99
4.3.2. <i>Chambres à émission secondaire</i>	99
4.3.3. <i>Wire - scanners</i>	99
4.3.4. <i>Ecrans scintillants</i>	100
4.3.5. <i>Méthodes optiques</i>	100
4.4. Mesure de l'émittance transverse	103
4.5. Mesure de l'émittance longitudinale	104
5. Mesure des pertes de faisceau	105
6. Mesures plus complexes.	105
6.1 Mesure du nombre d'onde. Fonction de transfert du faisceau	105
6.2 Analyse Schottky du faisceau	106
7. Conclusion	107
Bibliographie	107

Préambule

Les diagnostics de faisceaux de particules accélérées sont devenus des constituants essentiels des machines modernes. En effet ces dispositifs permettent d'observer le comportement réel du faisceau et de mesurer les écarts des grandeurs par rapport aux valeurs nominales prévues par les simulations de dynamique du faisceau. Ils sont généralement constitués d'un capteur interagissant avec le faisceau associé à une électronique d'amplification et de traitement des signaux. Ceux-ci sont maintenant pratiquement toujours transmis au système général de Contrôles et Commandes de l'installation pour effectuer, si besoin, manuellement ou automatiquement les corrections indispensables au bon fonctionnement de ces machines.

1. Introduction

La multiplicité des types de machines utilisées dans les installations modernes, la nécessaire adaptation des faisceaux au sens de la dynamique de faisceau entre ces machines, les modes de fonctionnement de plus en plus nombreux et les demandes de faisceau de caractéristiques très différentes sur cible ont conduit à développer une instrumentation et des diagnostics de faisceau adaptés pouvant couvrir une grande dynamique d'utilisation tant du point de vue de la gamme de mesure que de la bande passante.

Cependant, l'expérience acquise dans les différents laboratoires permet de distinguer aisément plusieurs classes d'exigences :

- Les diagnostics permettant d'atteindre rapidement les caractéristiques du faisceau voisines du nominal et essentielles à une vérification rapide du bon fonctionnement des machines. On demande alors à ces diagnostics d'effectuer les mesures « on line » et donc de perturber le moins possible les caractéristiques du faisceau.
- Les diagnostics et l'instrumentation permettant un contrôle permanent des paramètres et de la stabilité du faisceau pendant le fonctionnement journalier des machines. Ces diagnostics sont également utilisés pour effectuer les changements des modes de fonctionnement des machines. Ils peuvent également permettre de remédier à des dysfonctionnements simples et de remettre en route l'accélérateur le plus rapidement possible. Les diagnostics utilisés ici seront non destructifs du faisceau.
- L'instrumentation « sophistiquée » utilisée pour la mise en fonctionnement des machines ou celle d'un nouveau composant, l'amélioration des performances ou l'analyse poussée d'un dysfonctionnement de la machine. L'exigence première est ici de fournir une mesure fiable au prix de la destruction du faisceau. Ces diagnostics ne sont pas utilisés en fonctionnement normal des machines.

La frontière d'utilisation des diagnostics n'est évidemment pas très nette. En outre, il n'existe pas plus de diagnostics « spéciaux » pour les synchrotrons que pour les Linac ou encore des diagnostics uniquement utilisés pour les faisceaux d'électrons ou pour les faisceaux de hadrons. Il vaut mieux s'intéresser aux mesures à effectuer et aux propriétés physiques du faisceau permettant de le diagnostiquer.

Le faisceau sous sa forme la plus générale peut être décrit comme suit:

- Il circule à l'intérieur d'un tube à vide. La pression résiduelle dépend de la nature des particules, de leur énergie et du type de machine.

- Il est constitué d'une succession de micro-paquets de particules (bunch en anglais). Ils contiennent la plus petite quantité de particules accélérée par la machine.
- La période des micro-paquets est égale à celle de la tension accélératrice des cavités de l'accélérateur ou à l'un de ses multiples. On assimile souvent la forme de ces micro-paquets à une gaussienne pour la commodité des calculs.
- Les micro-paquets peuvent être regroupés pour les besoins des expérimentateurs par divers dispositifs de l'accélérateur sous forme de macro-pulse. On peut citer par exemple : pulsation de la source, chopper de faisceau, kicker rapide....

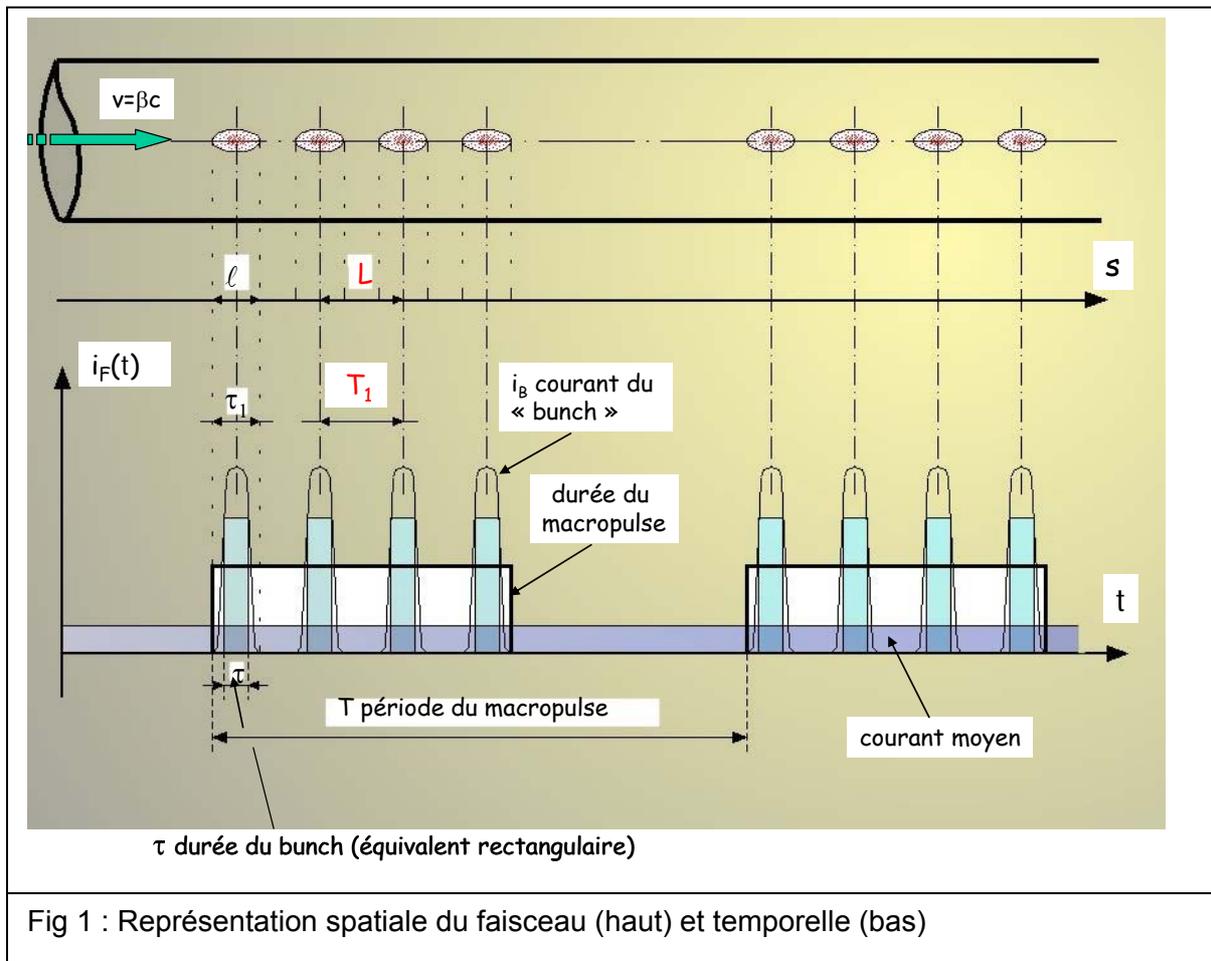


Fig 1 : Représentation spatiale du faisceau (haut) et temporelle (bas)

En physique des accélérateurs, le faisceau est repéré dans un système orthogonal à trois axes :

- L'axe longitudinal parallèle à la direction de déplacement des particules sur lequel on mesure les caractéristiques temporelles du faisceau.
- Les deux axes x « horizontal » et y « vertical » situés dans le plan transverse à la direction de déplacement des particules sur lesquels on mesure les caractéristiques spatiales du faisceau.

Les techniques d'observation sont très différentes entre ces deux catégories de mesures.

2. Les mesures à effectuer

- Intensité ou nombre de charges du faisceau

- Caractéristiques spatiales du faisceau : Profils transverses horizontal et vertical:

Les profils transverses horizontal et vertical du faisceau sont mesurés par la projection de la densité de particules sur les axes transverses à la direction de propagation du faisceau.

- Position transverse du centre de gravité du faisceau :

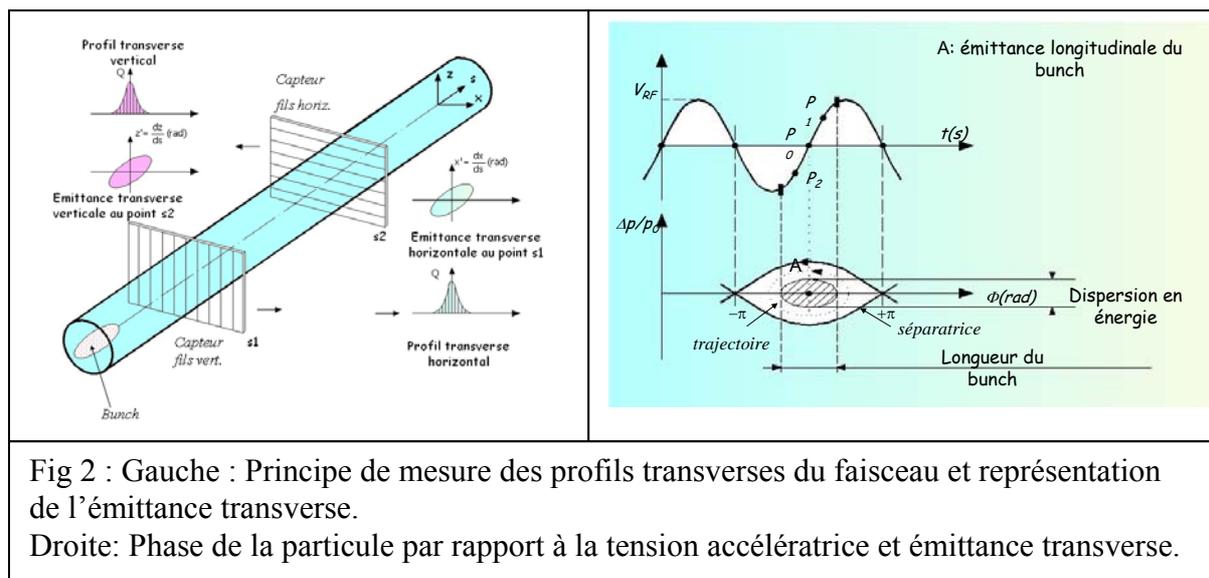
Elle est définie par ses coordonnées sur les axes transverses horizontal et vertical. Elle peut être déduite de la mesure des profils mais elle est généralement mesurée à l'aide de diagnostics spécifiques. Cette mesure est de la plus haute importance pour l'optimisation du fonctionnement des machines circulaires et en particulier des synchrotrons. Elle est dans ce dernier cas à la base d'autres mesures telles que l'orbite fermée, le nombre d'onde, la chromaticité...

- Caractéristiques temporelles du faisceau : Phase

Cette mesure est en fait celle du profil temporel du faisceau (donc de sa structure temporelle). La mesure consiste en général à mesurer l'écart en temps entre la tension accélératrice radiofréquence pour une amplitude sélectionnée et le maximum mesuré pour l'amplitude du bunch.

- Émittance transverse et émittance longitudinale du faisceau

Un faisceau peut être décrit comme un ensemble de particules ayant chacune leurs coordonnées dans l'espace : $(x, p_x, y, p_y, W, \varnothing)$ où x, p_x et y, p_y sont les coordonnées de la position et de la quantité de mouvement dans le plan transverse à la direction de propagation du faisceau. W et \varnothing sont les écarts en énergie et en phase de la particule considérée par rapport à la particule synchrone. En pratique, on ne mesure pas p_x et p_y mais les divergences horizontale et verticale données par les rapports de vitesse $x' = v_x / v_z$ et $y' = v_y / v_z$. Les émittances transverses horizontale et verticale du faisceau sont les surfaces occupées par les particules dans les espaces (x, x') et (y, y') . Les émittances transverses représentent en fait la « facilité » avec laquelle le faisceau peut être transporté. L'émittance longitudinale est en général plutôt repérée dans l'espace $\Delta p/p_0$ et \varnothing .



- Énergie du faisceau :

C'est naturellement avec la dispersion d'énergie une grandeur importante pour le réglage de l'accélérateur.

- Perte de faisceau :

Cette mesure prend de plus en plus d'importance pour l'optimisation du rendement de l'accélération et du transport des faisceaux avec l'augmentation constante de l'intensité des faisceaux maintenant accélérés. Elle sert souvent de donnée d'entrée dans les systèmes de protection du matériel des machines.

- Autres mesures :

Des mesures spécifiques aux machines sont parfois nécessaires : nombre d'onde par exemple dans les synchrotrons. Ces mesures sont souvent déduites de celles fournies par les diagnostics cités précédemment.

Enfin d'autres mesures particulières dépendant de l'utilisation des faisceaux doivent parfois être effectuées : état de charges des particules, polarisation du faisceau...

3. Les caractéristiques du faisceau

3.1 Champ électromagnétique attaché au faisceau.

Ces caractéristiques sont particulièrement intéressantes pour la construction de détecteurs de faisceaux non destructifs du faisceau. Ce sont les détecteurs qui ne présentent pas, à quelques exceptions près, de matière au faisceau dans laquelle celui-ci perdrait une part importante de son énergie ainsi que de ses caractéristiques optiques (straggling multiple) se traduisant par une augmentation de son émittance transverse.

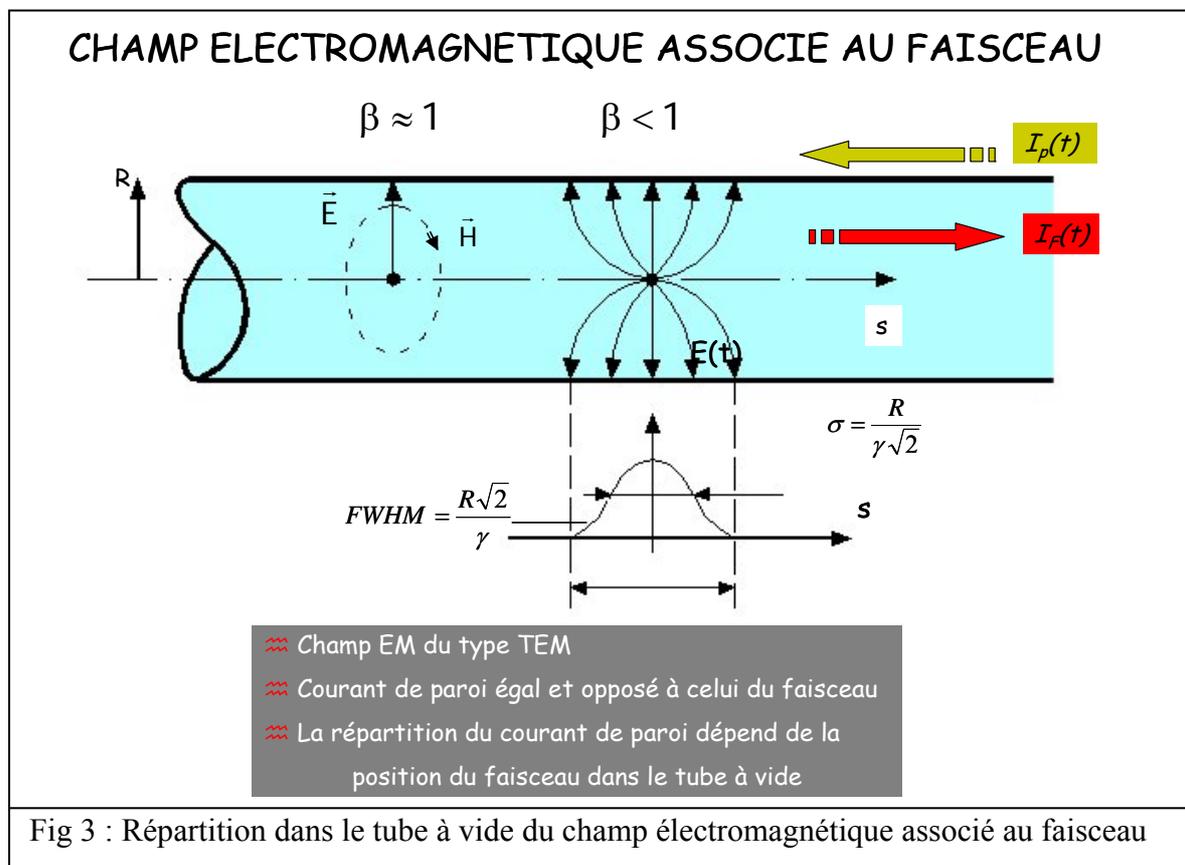


Fig 3 : Répartition dans le tube à vide du champ électromagnétique associé au faisceau

Un champ électromagnétique est attaché à un faisceau de particules chargées circulant à l'intérieur d'un tube à vide. Supposons pour simplifier l'ensemble des charges réduit à un point se déplaçant à la vitesse $\beta.c$ dans un tube à vide circulaire :

Si $\beta \sim 1$:

- Un courant de même valeur, de signe opposé à celui du faisceau mais ne contenant pas la composante continue est induit sur la paroi du tube : $I_p(t) = - (I_F(t) - \langle I_F(t) \rangle)$
- Un champ électromagnétique dont la composante électrique est radiale et la composante magnétique est azimutale est attaché au faisceau.

Si $\beta \ll 1$:

- Le champ électrique associé au faisceau s'étale sur la paroi du tube à vide proportionnellement au rayon du tube à vide.

C'est le champ « proche » associé au faisceau. Ce champ ne rayonne pas car sa longueur d'onde est supérieure en général au diamètre du tube à vide au moins jusqu'à des fréquences de l'ordre du GHz.

3.2 Champ électromagnétique dû au rayonnement synchrotron.

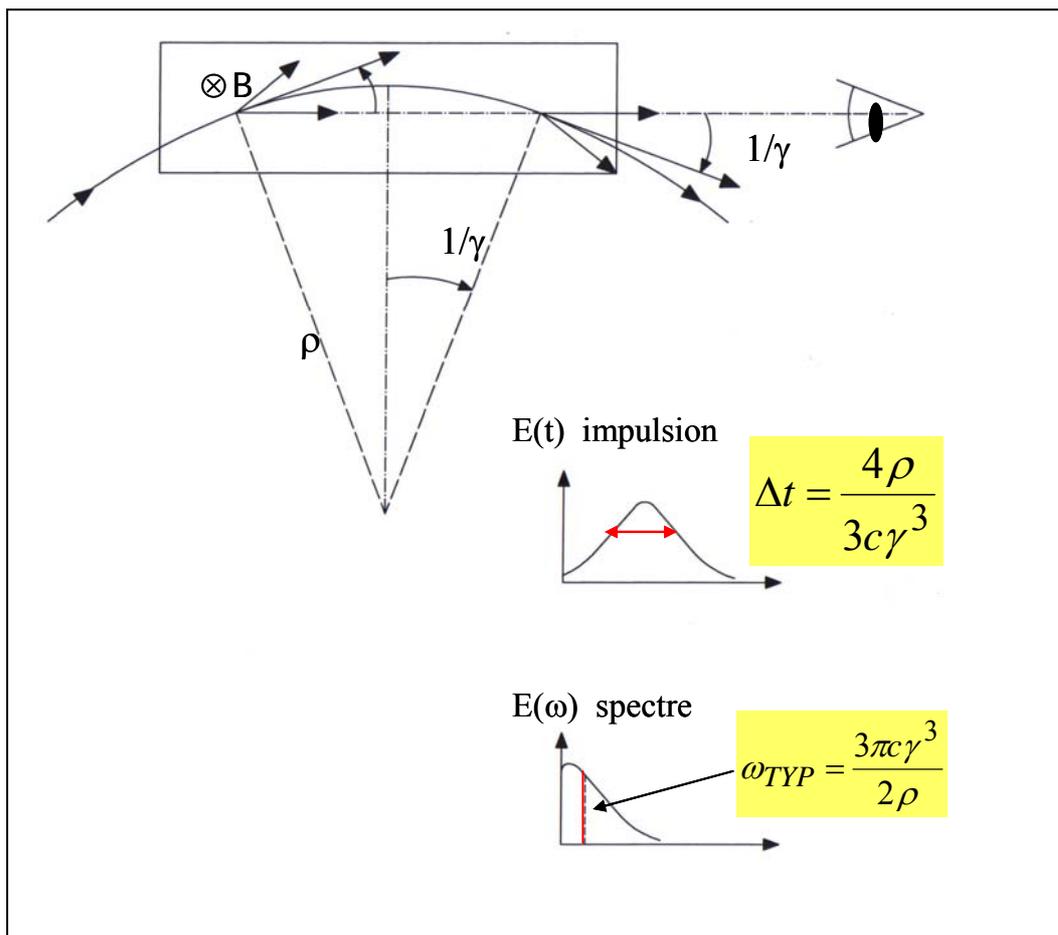


Fig4 : Rayonnement synchrotron émis dans un dipôle long

C'est le rayonnement émis par les particules ultra relativistes subissant une modification de leur accélération donc par exemple par les faisceaux d'électrons passant dans un dipôle de la machine. Comme nous l'avons vu dans le cours accélérateur, l'angle d'ouverture de ce rayonnement est voisin de $\pm 1/\gamma$. La durée d'observation et la fréquence critique de ce rayonnement sont indiquées sur la figure 4. La longueur d'onde de ce rayonnement est évidemment très inférieure à la dimension du tube à vide et peut donc se propager et être observé à travers une fenêtre du dipôle.

Les champs électriques et magnétiques induits par le passage du faisceau sont à la base de la réalisation des diagnostics non destructifs.

3.3 Caractéristiques énergétiques et pouvoir d'ionisation du faisceau.

Pour les diagnostics faiblement ou complètement destructifs du faisceau, donc présentant de la matière (solide, liquide ou gaz) au passage du faisceau, il faut considérer :

- La perte d'énergie du faisceau dans le capteur donnée par la formule de Bethe Bloch et qui conduit à un échauffement du capteur. Cet échauffement peut d'ailleurs être utilisé pour la mesure de la puissance du faisceau par exemple.
- Le pouvoir d'ionisation du faisceau, très important à basse énergie, conduit à de nombreux phénomènes physiques exploitables pour réaliser des diagnostics de faisceau. On peut citer parmi les plus utilisés : émission secondaire d'électrons, rayonnement de transition, émission de lumière par excitation atomique de la cible ou du gaz résiduel.....

Cependant les perturbations apportées au faisceau par le capteur doivent être évaluées et rester acceptables si l'on veut assurer le transport du faisceau après son passage dans celui-ci. Nous allons décrire quelques diagnostics parmi les plus utilisés pour effectuer les mesures de base citées ci dessus.

4. Exemples de diagnostics de faisceau

4.1 Mesure de l'intensité

4.1.1. Mesure destructive de l'intensité

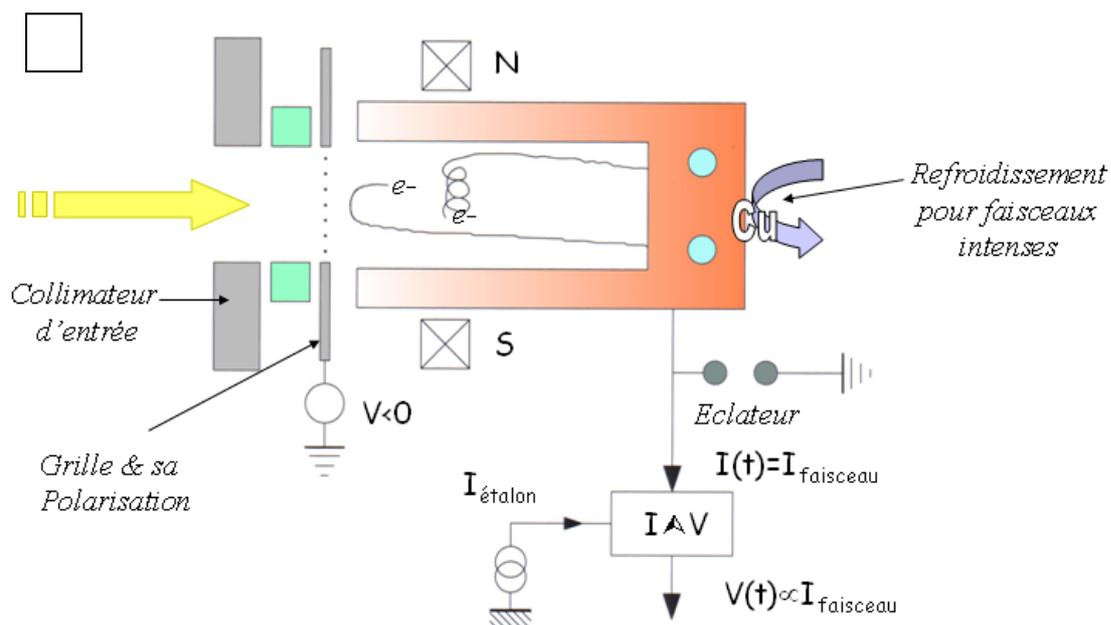


Fig 5 : schéma de principe d'une cage de Faraday

C'est certainement le diagnostic le plus ancien et qui a donné lieu à de nombreux développements : La cage de Faraday. Elle arrête par principe complètement le faisceau pour diriger les charges collectées vers un dispositif de mesure de l'intensité. Réaliser une cage de Faraday nécessite de prendre en compte les points suivants :

- L'épaisseur de la partie sensible doit être suffisante pour arrêter complètement le faisceau. En pratique on se limite aux énergies basses en hadrons (quelques MeV protons)
- Le courant des électrons secondaires émis lors de l'arrêt du faisceau primaire perturbe la mesure si ces électrons sont effectivement perdus par la cage de Faraday. On y remédie par exemple par l'emploi d'une grille de suppression à l'entrée, d'un champ magnétique repoussant les électrons dans la cage.
- L'électronique associée permet de mesurer des courants de faisceau extrêmement faible : quelques pA voire moins. C'est d'ailleurs le diagnostic qui reste le plus sensible de tous et c'est la raison pour laquelle il est toujours employé.
- Une configuration coaxiale peut être adoptée pour mesurer les composantes haute fréquence. Dans ce cas la cage de Faraday peut servir pour la mesure de longueur de bunch.
- C'est un moniteur absolu dont la réponse ne dépend pas de l'énergie du faisceau.

D'autres diagnostics de faisceau moins destructifs du faisceau sont également employés: détecteur à émission secondaire par exemple dont le principe de fonctionnement consiste à mesurer le courant électronique secondaire créé par le passage du faisceau primaire à travers une mince feuille métallique (en pratique quelques μm d'épaisseur). Ce moniteur est relatif et nécessite un étalonnage en fonction de l'énergie du faisceau primaire.

4.1.2. Mesure non destructive de l'intensité

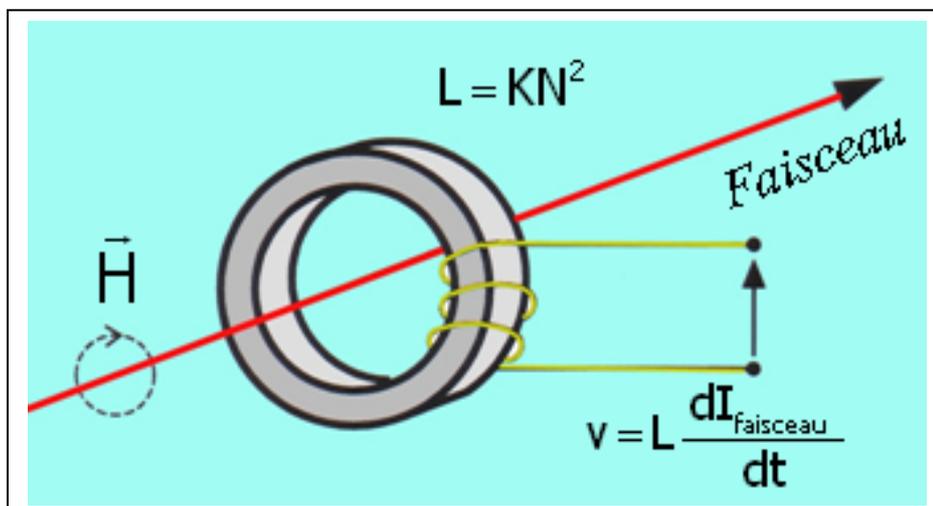


Fig 6 : schéma de principe du transformateur d'intensité

Le transformateur de courant a donné lieu lui aussi à de très nombreux développements : Le faisceau traverse un tore réalisé avec un matériau à très haute perméabilité sur lequel on a disposé un enroulement secondaire (Le faisceau joue le rôle de primaire).

- Aucune matière n'est présente sur le passage du faisceau. Ce type de diagnostic est donc parfaitement adapté aux passages multiples du faisceau (anneau des synchrotrons par exemple) et peut être donc employé « on line ».
- La valeur de la tension au secondaire ne dépend pas de la nature des particules primaires ni de leurs énergies mais uniquement du nombre de charges. Seul le signe de la charge du faisceau primaire influe sur le signe de cette tension. Le transformateur est par contre incapable de différencier les courants dus à deux faisceaux de charges opposées circulant dans deux directions opposées. (ce qui peut être un problème dans les collisionneurs)
- Le transformateur ne restitue pas par principe la composante continue de l'intensité du faisceau.
- Sa réponse électrique dépend fortement de la structure temporelle du faisceau et il est absolument nécessaire de prendre en compte la constante de temps de réponse vers les fréquences basses (L/R où R est la charge du transformateur). La réponse vers les fréquences hautes est limitée par la technologie : capacités parasites, perméabilité magnétique du matériau décroissant avec la fréquence, câblage...

De très nombreuses solutions, impossibles à énumérer ici, ont été apportées pour étendre la bande passante en fréquence aussi bien vers le haut (électronique active associée au transformateur) que vers le bas (matériau à très forte perméabilité : $> 100\,000$, diminution apparente de la charge par un système électronique approprié, dispositif de rétroaction...)

Des fréquences basses de 1Hz voire moins sont réalisables mais cependant rien n'y fait puisque par principe le transformateur ne « passe » pas le continu. Ce point est un réel problème pour la mesure non destructive dans les anneaux de stockage ou les machines à rayonnement synchrotron par exemple pour lesquels il faut considérer des périodes de l'ordre de plusieurs heures voire plusieurs jours (Le record est de 999h dans l'anneau accumulateur d'antiprotons du CERN).

Une amélioration décisive a été apportée par le DCCT comportant un système électronique de mesure à détection synchrone. La fréquence de détection est calée sur celle utilisée par un générateur auxiliaire décrivant le cycle d'hystérésis du matériau. Par cet artifice, on restitue la composante continue du faisceau jusqu'à quelques μA environ mais au prix d'une bande passante faible : Quelques dizaines de Hz.

Les très hautes fréquences sont atteintes avec le transformateur « standard » : 1GHz environ, ce qui peut permettre la mesure des longueurs de bunch. De ce fait on associe souvent les deux types de transformateurs pour disposer d'une mesure du continu à plusieurs centaines de MHz.

Enfin d'autres diagnostics non destructifs sont employés : le « wall current monitor » basé sur la détection du courant de paroi induit sur le tube à vide. On peut atteindre également les très hautes fréquences : quelques GHz et mesurer ainsi la longueur des bunch du faisceau toujours sans mesurer la composante continue.

4.2 Mesure de la position du faisceau

Excepté la mesure déduite de celle des profils transverses, les diagnostics de mesure de position du centre de gravité du faisceau sont essentiellement basés sur l'utilisation du champ électromagnétique proche associé au faisceau.

4.2.1 Pick-up électrostatique

Des charges électriques sont induites sur un cylindre métallique disposé à l'intérieur du tube à vide lorsque le faisceau traverse cette électrode. Si on sépare cette électrode en deux parties diamétralement disposées dans le tube à vide, plus de charges sont induites sur l'électrode la plus proche du faisceau et moins sur l'électrode la plus éloignée. La somme

restant naturellement constante. Ces charges électriques développent une tension aux bornes d'une résistance extérieure à l'électrode.

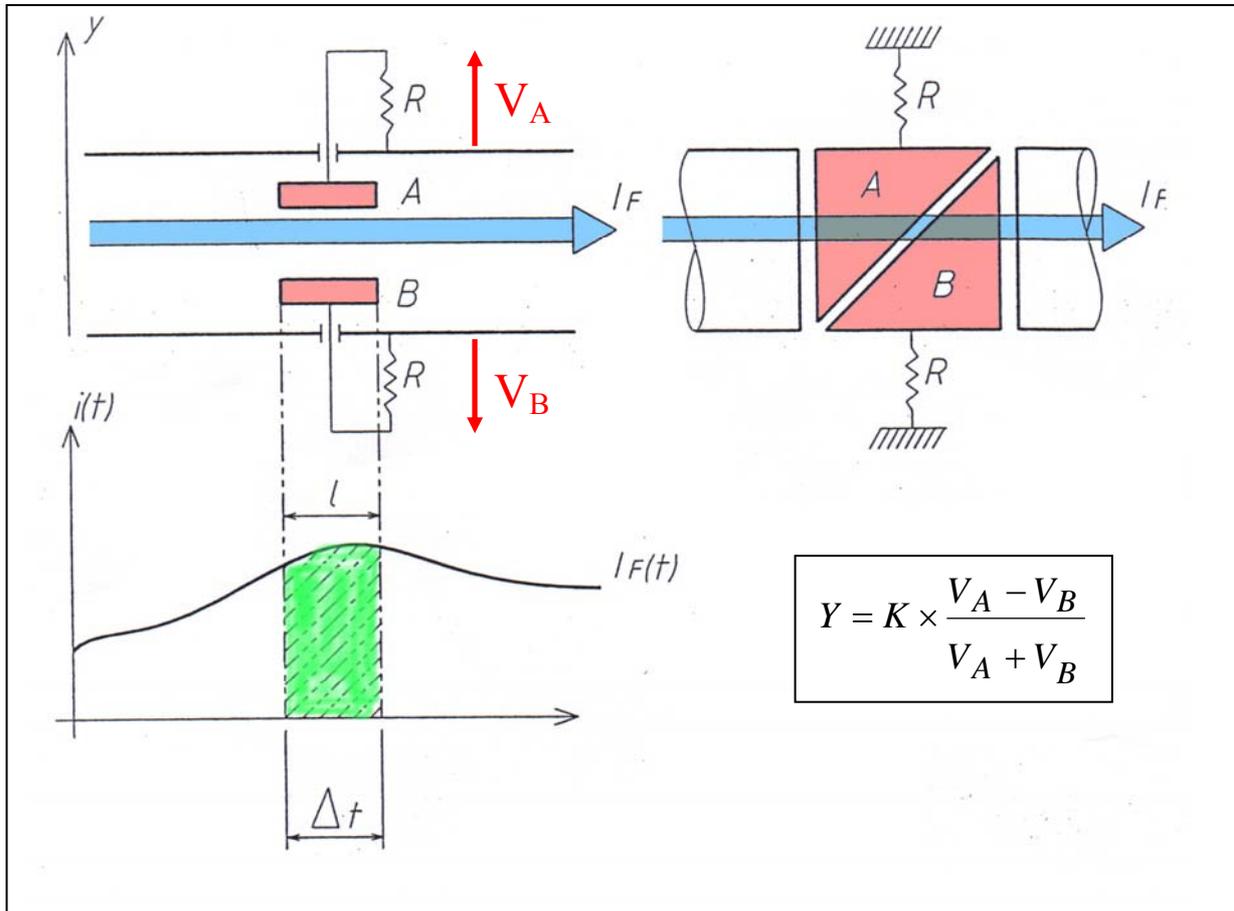


Fig 7 : Principe de fonctionnement d'une électrode de position de faisceau

Si la projection sur le plan transverse d'observation de la courbe de séparation des deux électrodes est une fonction linéaire sur l'axe de mesure considéré, on démontre que la position mesurée est proportionnelle au rapport $\frac{V_A - V_B}{V_A + V_B}$. (Fig7)

La longueur des bunch de faisceau est en général longue comparée à celle des électrodes dans les machines à hadrons. Pour mesurer des bunch de longueur plus courte, donc par exemple ceux des machines à électrons, le concept d'entourer le faisceau avec l'électrode doit être abandonné afin de diminuer la dimension des électrodes. De plus, les électrodes ne peuvent plus être placées dans le plan médian à cause du rayonnement synchrotron. La disposition alors généralement retenue est illustrée en Fig. 8.

La linéarité de mesure des électrodes des machines à hadrons est perdue.

4.2.2. Electrode Pick-up électromagnétique.

Le coupleur directionnel, aussi appelé strip-line est constitué d'une portion de ligne formant avec le tube à vide une ligne hyperfréquence (Fig9) dont l'impédance caractéristique Z_0 dépend de ses dimensions géométriques et de son écartement par rapport au tube à vide.

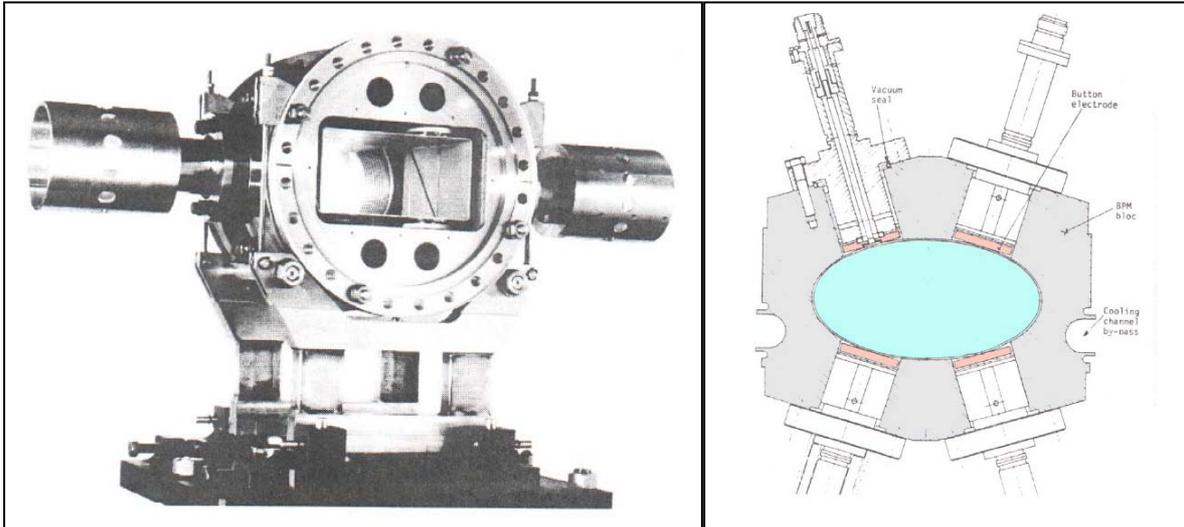


Fig 8 : Gauche : Exemple d'électrodes P.U. de mesure de position pour synchrotron à protons (ISR - CERN). La coupe diagonale de l'électrode du fond est parfaitement visible. (Mesure de la position verticale). Droite : P.U. électrostatique de mesure de position pour machine à électrons (LEP- CERN)

La composante électrique du champ électromagnétique associé au faisceau traversant le détecteur induit des charges électriques sur l'électrode. La composante magnétique de ce même champ induit une tension dans la boucle créée entre l'électrode et le tube à vide.

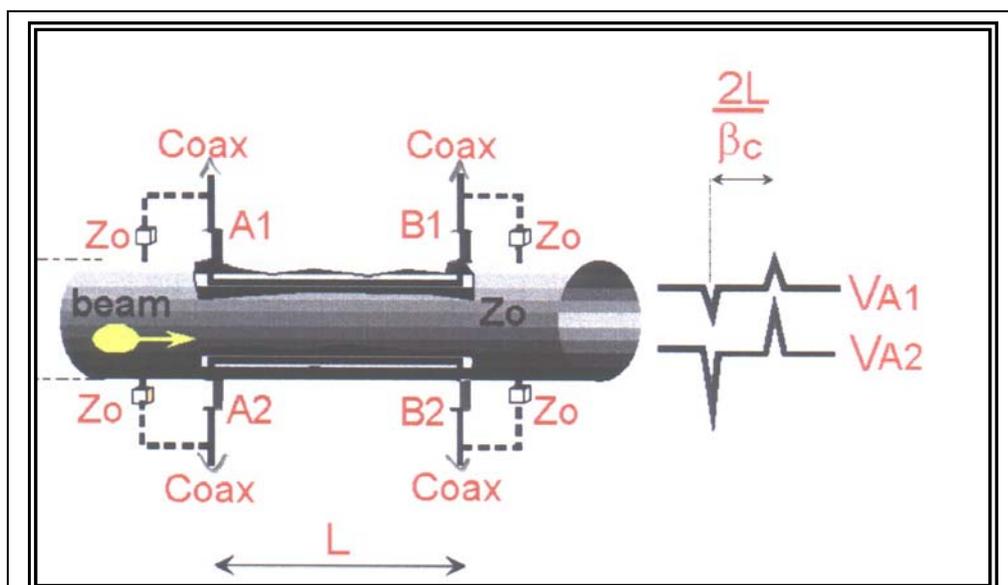


Fig 9 : Schéma d'un coupleur directionnel (Longueur de l'électrode: L)

Ces deux contributions au signal électrique fourni par l'électrode sur l'un de ses ports s'ajoutent pour une ligne terminée sur son impédance caractéristique pour un sens de passage du faisceau mais se retranchent pour le sens opposé. Cette propriété importante des lignes de transmission est utilisée avantageusement dans les collisionneurs à un seul anneau du type « particule - antiparticule ». Avec une disposition adaptée de quatre électrodes, il est possible de réaliser un détecteur de position horizontale et verticale du faisceau. La sensibilité d'un tel diagnostic dépend donc de la fréquence et est maximum pour une ligne quart d'onde. Le LHC est par exemple équipé de coupleurs directionnels.

Ces coupleurs directionnels sont parfaitement adaptés à la détection des bunch courts. Enfin, le concept de ce type de diagnostic électromagnétique peut encore être poussé en réalisant en utilisant des guides d'ondes ou des cavités. Ces derniers, que nous ne décrivons pas ici, sont utilisés dans les LINAC à positons ou à électrons.

4.2.3. Electrode Pick up magnétique.

Il est possible de n'utiliser que la composante du champ magnétique associé au faisceau et de réaliser des diagnostics « magnétiques » de position. Ceux ci sont d'un emploi relativement rare. Ils sont utilisés pour les machines dans lesquelles les problèmes de pertes de faisceau sont importants et peuvent créer des électrons secondaires lors de l'impact du faisceau primaire sur les électrodes.

4.3 Profils transverses de faisceau

Cette mesure dans le plan transverse du faisceau est destructive car elle nécessite d'interposer de la matière dans le passage du faisceau. Elle a donné lieu à de très nombreux diagnostics qui ont été eux mêmes à l'origine de nombreux développements. Nous n'en citerons que quelques uns parmi les plus utilisés.

4.3.1. Chambres à ionisation multi - fils

Les chambres à ionisation sont des détecteurs dans lesquels il y a création de paires ions- électrons par ionisation d'un gaz traversé par le faisceau. Ces détecteurs sont en fait dérivés de ceux utilisés en physique des hautes énergies. Ils peuvent être utilisés en mode de comptage ou en mode proportionnel. Le taux de comptage ou l'amplitude du signal observé sur chaque fil représente le profil du faisceau. Ces détecteurs sont principalement utilisés dans les lignes de transport de faisceau et permettent l'acquisition des profils de faisceau jusqu'à des intensités aussi basse que 10^6 P/s. La résolution spatiale est de l'ordre du mm. Le fonctionnement de ces détecteurs a été décrit maintes fois par ailleurs et nous ne les détaillerons pas ici.

4.3.2. Chambres à émission secondaire

Elle est constituée d'un plan de fils le plus souvent en tungstène. Chaque fil émet des électrons secondaires pendant son bombardement par le faisceau. Ce courant est mesuré pour chaque fil et le profil peut alors être acquis. La résolution spatiale atteint 0,5 à 1mm. La sensibilité dépend naturellement de l'énergie du faisceau incident mais est bien inférieure à celle des chambres à ionisation. Par contre, elle ne nécessite pas de fenêtre pour enfermer un gaz et est de ce fait beaucoup plus transparente au faisceau que la chambre à ionisation.

4.3.3. Wire - scanners

La recherche de profileurs transparents aux faisceaux conduit naturellement à interposer le moins de matière possible sur son passage. C'est l'un des buts recherché dans

la réalisation des wire scanner : Un seul fil traverse dans ce cas le faisceau et intercepte à chaque position une petite partie des particules du faisceau. Un courant électronique secondaire est également produit. Le courant total est mesuré pour chaque position et le profil est alors reconstitué. Le mouvement de ce fil peut être linéaire, pseudo circulaire, pendulaire. La nature de ce fil peut être du tungstène, carbone (supportant mieux les hautes puissances de faisceau), Beryllium suivant les faisceaux à diagnostiquer. La résolution spatiale dépend du mécanisme de propulsion et peut aisément être inférieure à 100 μm . La sensibilité totale dépend du diamètre du fil, du nombre de particules interceptées, du coefficient d'émission secondaire du fil et enfin de l'électronique associée

4.3.4. Ecrans scintillants

Ces diagnostics sont les plus anciens dans le domaine des accélérateurs. Les écrans sont fabriqués avec des plaques d'alumine dopées dont l'épaisseur est de l'ordre du mm. Lorsque le faisceau dépose une partie ou la totalité de son énergie lors de son passage dans cet écran, les atomes d'impuretés sont excités et émettent une lumière de longueur d'onde bien définie lors de leur retour à l'état fondamental. Une caméra dont le capteur est adapté au spectre de lumière à détecter mesure l'intensité de cette lumière à travers une fenêtre du tube à vide (Fig 10).

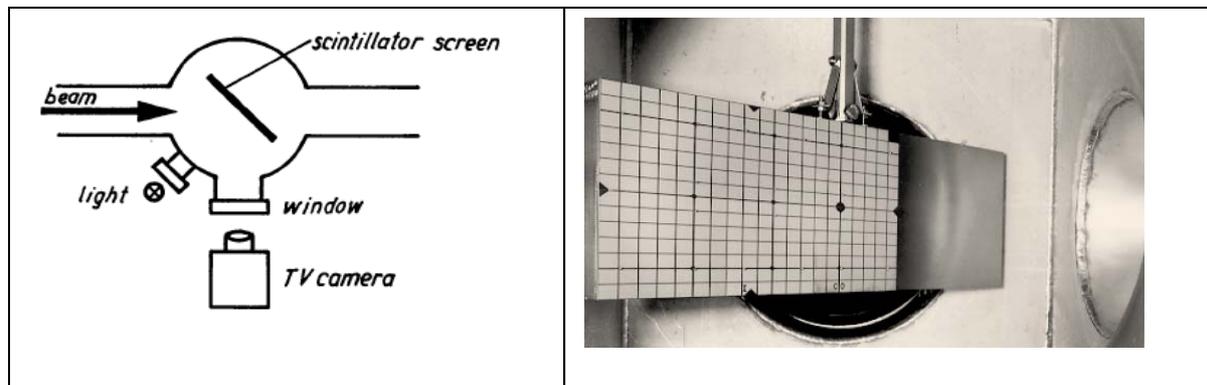


Fig 10 : Gauche : principe de mesure d'un profil avec un écran scintillant. Droite : plaque d'alumine dopée au chrome sur laquelle est imprimé un graticule. (CERN)

Les plaques d'alumine sont étuvables et par conséquent ce type de diagnostic peut être utilisé dans l'ultraviolet.

Pour les faisceaux de faible intensité, la camera peut être éventuellement équipée d'un intensificateur de lumière. Des faisceaux de 10^9 protons / cm^2 à 1GeV ont été observés (CERN). Ce type de diagnostic très simple à mettre en oeuvre est extrêmement utile pendant les phases de réglages car il permet d'affirmer de manière certaine la présence du faisceau.

4.3.5. Méthodes optiques.

a) Fluorescence

L'interaction des faisceaux de basse énergie avec le gaz résiduel ou avec un gaz ajouté (azote par exemple) conduit également à l'émission de lumière par fluorescence dans le domaine visible. Cette production de lumière est prépondérante vers les basses énergies (forte interaction du faisceau avec le gaz résiduel). Par exemple, pour les faisceaux de protons de haute intensité et de quelques MeV, cette lumière peut être visible à « l'œil nu ». Cette lumière peut être également analysée avec une caméra. Le profil du faisceau peut être

reconstitué. Elle fournit une information plutôt qualitative mais est d'une grande utilité car elle est très peu destructrice du faisceau et fournit une information «on line». Cette méthode reste limitée aux faisceaux de faible énergie.

b) *Rayonnement de transition:*

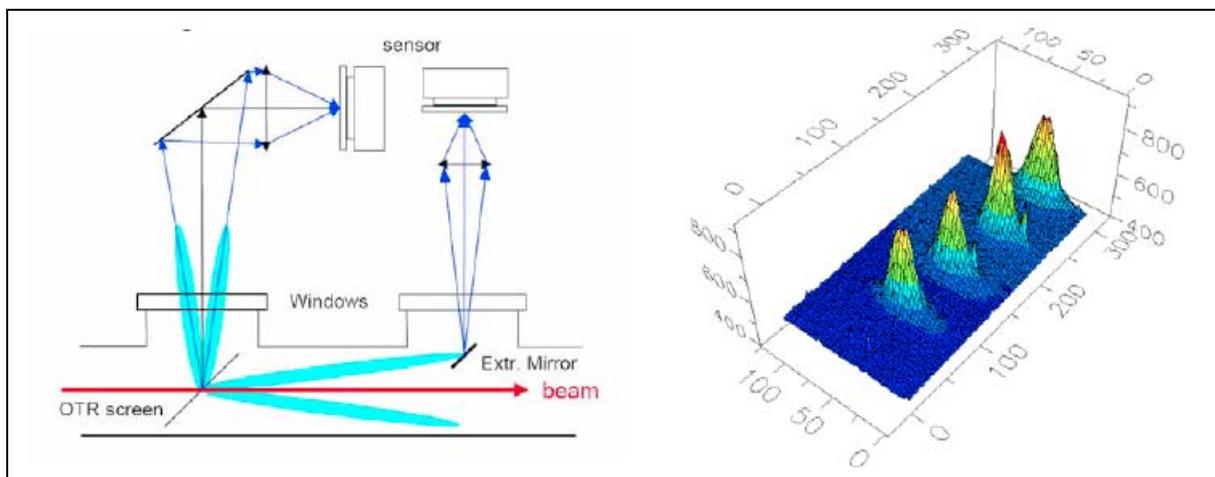


Fig 11 : Gauche : cônes de rayonnement émis vers l'arrière et vers l'avant d'un écran traversé par le faisceau incident. Droite : exemple d'images obtenues lors de l'injection du faisceau dans le SPS du CERN. [1]

Le rayonnement de transition est émis par les particules chargées franchissant l'interface de deux milieux de constante diélectrique différente. Par exemple l'interface vide-feuille métallique. C'est un phénomène de surface et les écrans peuvent donc être de faible épaisseur, ce qui présente l'avantage supplémentaire de minimiser le dépôt d'énergie par le faisceau incident et donc l'échauffement cet écran.

Le rayonnement est émis dans deux cônes (Fig. 11) autour de l'angle de réflexion du faisceau (passage de l'interface vide - métal) et deux cônes autour de l'axe du faisceau lors du passage de l'interface métal -vide. L'intensité du rayonnement augmente avec γ et l'angle d'ouverture du cône de lumière est $1/\gamma$, ce qui conduit à une utilisation de ce rayonnement pour les leptons et les hadrons de très haute énergie.

c) *Rayonnement synchrotron*

L'utilisation de ce rayonnement est limitée aux particules ultra relativistes et donc essentiellement dans l'immédiat aux faisceaux d'électrons ou de positons. Les diagnostics utilisant le rayonnement synchrotron sont donc non destructifs par nature : Le champ est rayonné « loin » de la source et peut donc être détecté par des dispositifs optiques à l'extérieur de la machine (Fig. 12). Les informations provenant de la source (faisceau d'électrons) sont ensuite traitées. Le rayonnement étant produit lors de la modification de l'accélération du faisceau d'électrons, les diagnostics sont donc disposés après un dipôle ou un onduleur de la machine. La mesure des profils se fait habituellement en analysant la lumière émise en formant une image à la sortie d'un dipôle et en l'analysant avec une camera. L'ouverture angulaire du faisceau est obtenue par observation directe de l'angle d'ouverture du rayonnement. On peut remonter ainsi à l'émittance du faisceau d'électrons. La résolution spatiale provient des effets dus à la diffraction. Cependant si le faisceau est suffisamment énergétique, le rayonnement atteint la gamme des X et ces effets deviennent négligeables pour l'observation : Au L.E.P. (CERN), des photo - détecteurs en tellure de cadmium ont été utilisés pour mesurer des faisceaux de 300 μm de dimension avec une résolution de 10 μm . Enfin, il est également possible de mesurer par des optiques la structure temporelle du faisceau.

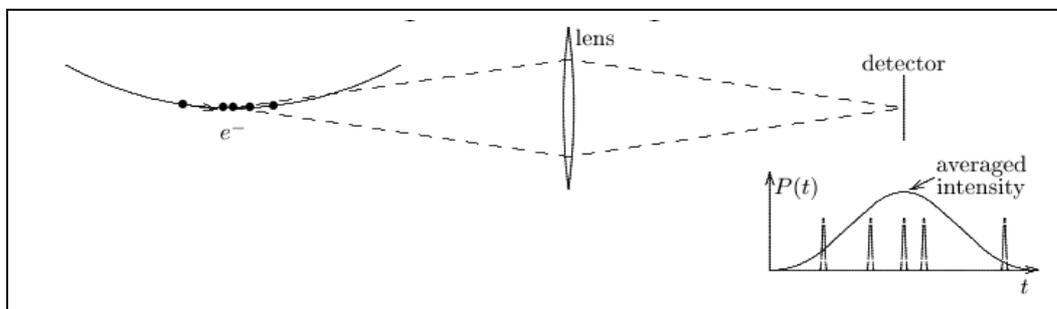
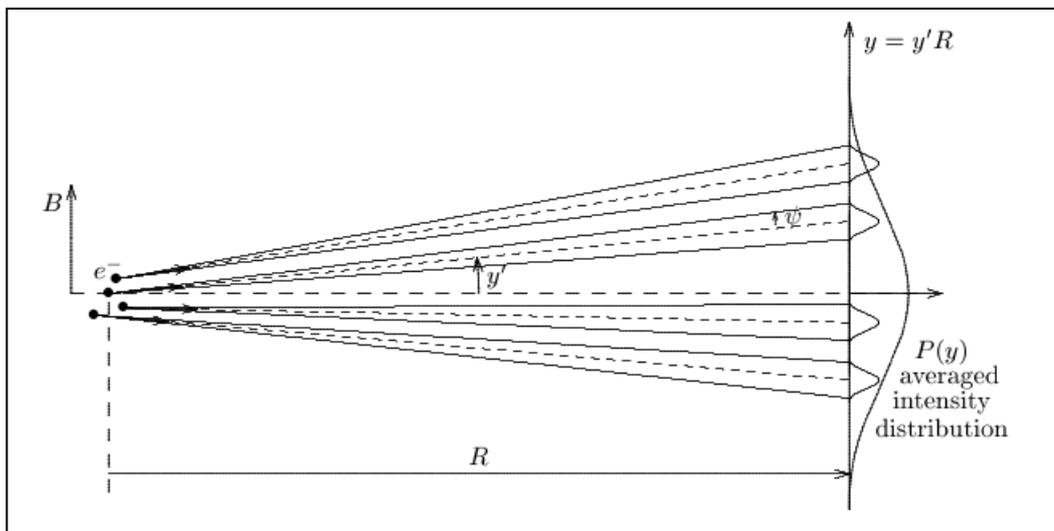
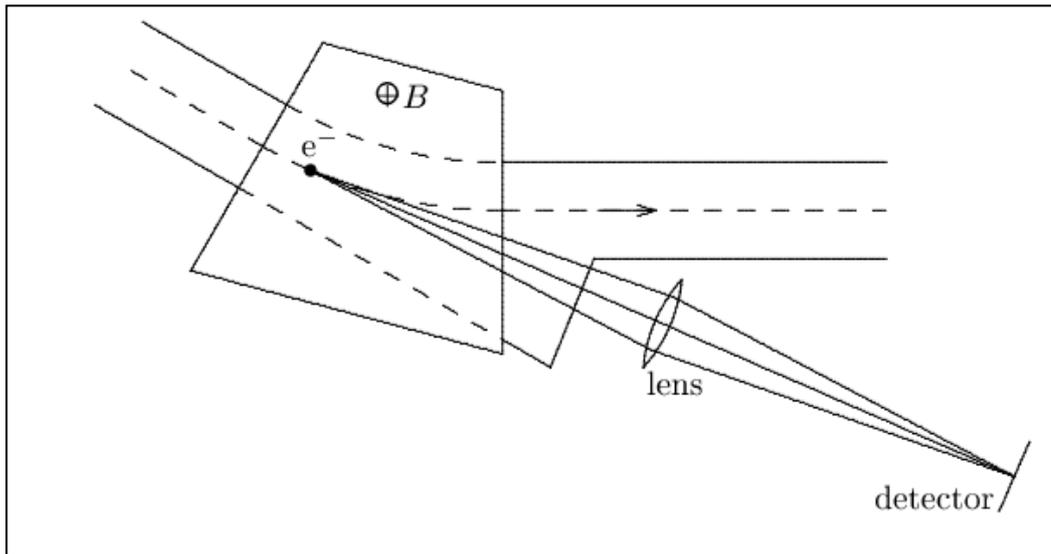


Fig 12 : Mesures possibles en utilisant le rayonnement synchrotron à la sortie d'un dipôle.
 Haut : Mesure des dimensions transverses du faisceau en formant une image sur un détecteur. Milieu : Mesure de l'ouverture angulaire du faisceau par la mesure de celle du rayonnement émis. Bas : mesure de la structure temporelle du faisceau.

4.4. Mesure de l'émittance transverse

Mesurer une émittance transverse d'un faisceau revient par définition à mesurer une position de faisceau et un angle. L'émittancemètre de type scanner (Fig 13) ou encore

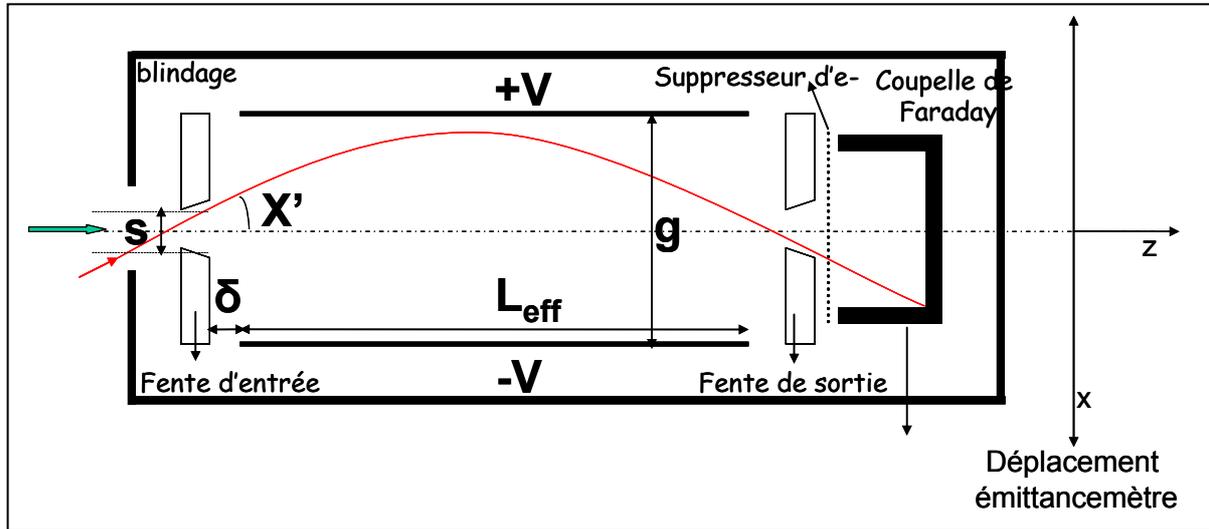


Fig13 : Emittancemètre transverse de type scanner (Allison)

appelé Allison répond strictement à la définition : Le faisceau rentre dans le scanner (placé à une position déterminée) par une fente d'entrée puis est dévié par un condensateur plan dans lequel règne un champ électrique. Pour un angle d'entrée donné et une déviation adaptée, le beamlet sélectionné à l'entrée passe dans la fente de sortie du scanner : il y a donc sélection en angle du faisceau. Puis l'ensemble est déplacé à la position suivante et le processus d'analyse en angle recommence : c'est l'analyse en position. Cette mesure est destructrice du faisceau et peut prendre plusieurs minutes au total.

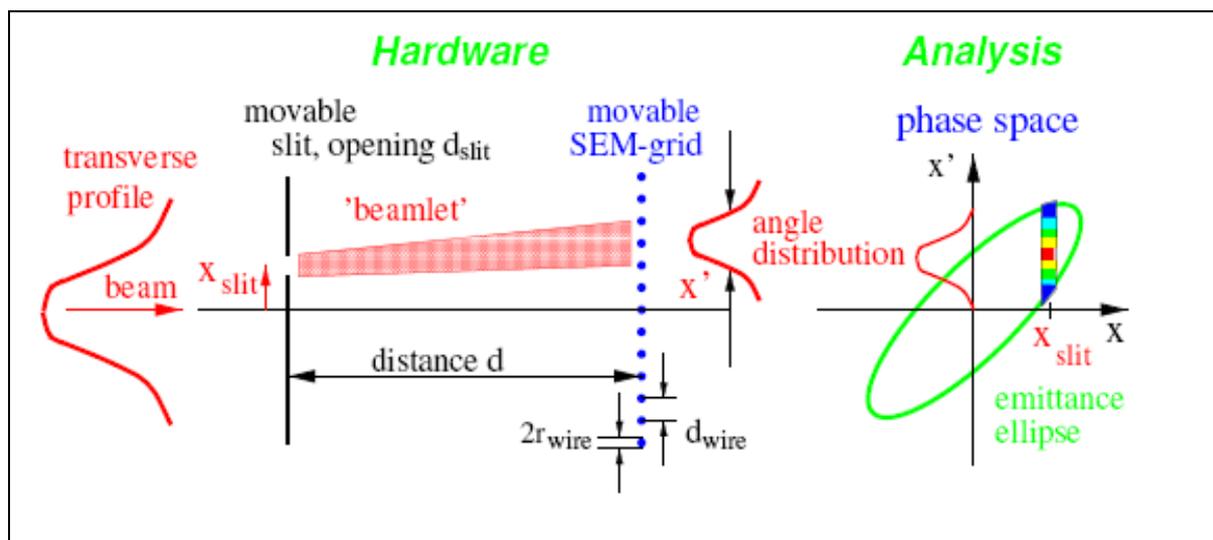


Fig 14 : Mesure de l'émittance transverse par un dispositif fente – profileur

Dans le même ordre d'idée, le dispositif illustré en Fig. 14 relève aussi de la définition de l'émittance transverse. La position du faisceau est sélectionnée par une fente d'entrée puis le beamlet est analysé à une distance d par un profileur. L'angle par rapport à l'horizontal est mesuré puis la fente est déplacée à une nouvelle position [2].

4.5. Mesure de l'émittance longitudinale

Mesurer l'émittance longitudinale se réduit à la mesure de la longueur de bunch dans le cas d'un faisceau bunched.

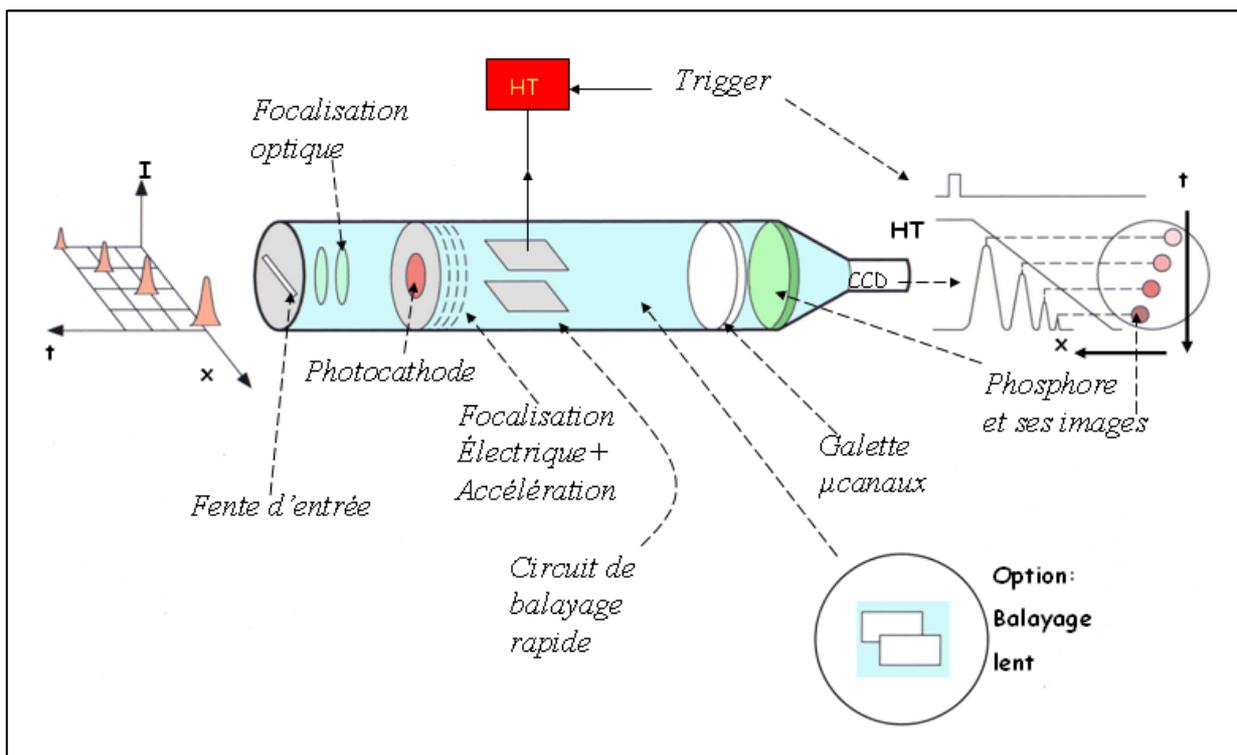


Fig 15 : Schéma de principe d'une caméra à balayage de fente

Dans le cas des machines circulaires (cyclotrons ou synchrotrons) accélérant des hadrons, la durée temporelle des bunch de faisceaux ultra-relativistes peut souvent être mesurée de manière non destructive par des pick-up : Transformateur de courant rapide, électrode, moniteur à courant de paroi. La bande passante pouvant atteindre plusieurs GHz pour ces derniers. La mesure des bunch de faisceaux non relativistes peut se faire par des diagnostics destructifs : Chambre à émission secondaire ou Cage de Faraday associées à une électronique suffisamment rapide.

Dans le cas des accélérateurs à électrons et en particulier des LINAC la mesure est beaucoup plus difficile car la bande passante nécessaire augmente et les résolutions temporelles à obtenir sont de l'ordre de la ps et parfois moins. De nombreuses méthodes ont été imaginées. Toutes sont sophistiquées et ne peuvent pas être décrites ici. Cependant les besoins, en particulier pour les machines à rayonnement synchrotron, ont conduit à développer des systèmes maintenant commercialement disponibles : la caméra à balayage de fente dont le principe de fonctionnement est illustré en Fig. 15. Le rayonnement synchrotron est reconverti en électrons par une photocathode. Un balayage électronique rapide du faisceau d'électrons synchronisé sur la radiofréquence de la machine permet

d'effectuer l'analyse en temps de l'impulsion électronique. Les électrons sont ensuite envoyés sur un phosphore et le profil temporel est affiché. Ce dispositif réalise en fait la transformation temps- espace : largeur du buche en profil sur un écran CCD. Par calibration on déduit le facteur d'échelle. Un balayage lent permet d'afficher sur une même image plusieurs profils.

5. Mesure des pertes de faisceau

Les moniteurs de pertes de faisceau deviennent de plus en plus nécessaire dans les machines modernes et notamment les machines supraconductrices. En effet toute perte trop importante (le seuil étant naturellement à fixer par avance) de faisceau peut entraîner la destruction d'un composant de la machine. Dans les cas des dispositifs supraconducteurs, les pertes de faisceau peuvent entraîner une transition à l'état normal, avec pour conséquence minimum un arrêt prolongé de l'accélérateur. Une autre fonction des moniteurs de perte de faisceau est de localiser ces pertes afin d'effectuer les réglages nécessaires pour maintenir la radio activité à un niveau compatible avec la sûreté du fonctionnement.

Les moniteurs de perte de faisceau sont alors intégrés dans la chaîne de sûreté de l'accélérateur et servent au déclenchement des dispositifs d'arrêt lents ou rapides du faisceau.

Ces moniteurs ne diffèrent pas par nature des diagnostics de faisceau utilisés par ailleurs dans la machine. Ils sont montés en dehors du tube à vide et adaptés aux besoins. On retrouve donc sous d'autres formes les chambres à ionisation, les scintillateurs couplés à des photomultiplicateurs, les diodes PIN

6. Mesures plus complexes.

Ces mesures sont plus caractéristiques des machines que du faisceau.

6.1 Mesure du nombre d'onde. Fonction de transfert du faisceau

La mesure typique est celle du nombre d'onde (nombre d'oscillations bêtatron par tour de machine) dans les synchrotrons. La connaissance de cette grandeur est essentielle dans les anneaux de stockages dans lesquels l'orbite du faisceau peut se dégrader à cause de sa propre charge ou de celle du deuxième faisceau dans un collisionneur par exemple. Le principe est d'apporter une perturbation au faisceau et d'analyser la réponse sur un moniteur adapté. Ceci peut s'effectuer de plusieurs manières :

- On dégrade volontairement les conditions d'injection ou bien on crée un défaut d'orbite dans la machine et les effets successifs sont lus sur un moniteur de position.
- En vertu du théorème de réciprocité en électromagnétisme, le faisceau est excité par un kicker transverse qui n'est ni plus ni moins qu'un système de plaques parallèles et on balaye la fréquence du générateur jusqu'à trouver la perte de faisceau sur l'électrode (Méthode dite « R.F. knock out »)
- Une méthode plus douce que la précédente consiste à envoyer une impulsion perturbative dont la durée est inférieure à celle d'un tour de machine par le faisceau. Les informations recherchées concernant le faisceau peuvent être déduites par Transformation de Fourier Rapide du signal délivré par le moniteur de position (Fig. 16). La réponse du moniteur dépend dans ce cas de la forme de l'impulsion donnée au faisceau et de très nombreux traitements mathématiques ont été proposés pour traiter le signal du moniteur et déterminer la bande de fréquence dans laquelle le faisceau est perturbé.

6.2 Analyse Schottky du faisceau

Cette méthode s'applique dans les synchrotrons. Les diagnostics de faisceau précédemment cités : Transformateur de courant, électrode de position... permettent d'étudier le comportement global du faisceau qui est considéré dans ce cas comme un courant électrique modulé. Les diagnostics Schottky sont de même nature et mesurent également le champ électromagnétique associé au faisceau mais sont conçus avec leur électronique de telle manière que l'on s'intéresse maintenant à la microstructure du faisceau

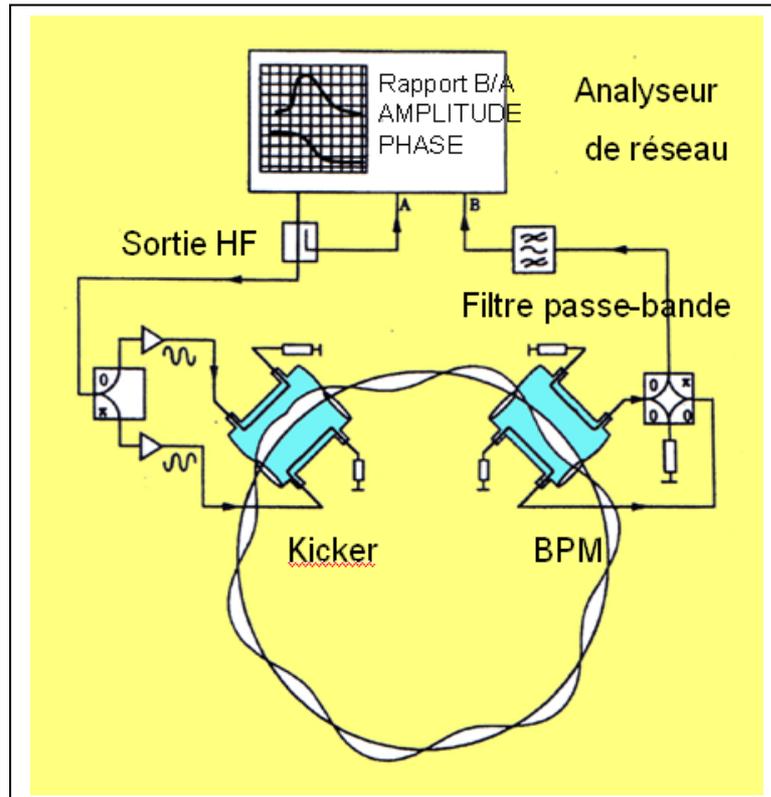


Fig. 16 : Méthode perturbative : le faisceau est excité par un kicker. La réponse est lue sur une P.U.

en utilisant le fait que le faisceau n'est plus un courant électrique « certain » mais est constitué d'un ensemble de charges élémentaires soumises à des fluctuations statistiques. Ce phénomène a été mis en évidence par **Schottky** en 1918. C'est pourquoi on parle d'analyse du bruit Schottky du faisceau. Les signaux Schottky provenant des faisceaux circulaires sont à la base du cooling stochastique des faisceaux.

Dans les synchrotrons l'analyse des signaux fournis par les diagnostics repose sur le fait que la fréquence fondamentale à considérer est celle de la révolution des particules et que les fluctuations statistiques du faisceau conduisent à mesurer des écarts par rapport cette fréquence fondamentale. Le très grand avantage de cette analyse des signaux résulte du fait qu'elle ne nécessite pas une excitation du faisceau.

Cette méthode a été perfectionnée de manière continue de sorte qu'on peut l'appliquer pour les plans longitudinaux et transverses des faisceaux aussi bien debunchés (« coasting beam ») qui sont les plus faciles à analyser, que bunchés. Dans ce dernier cas les traitements mathématiques peuvent devenir très complexes.

7. Conclusion

- Les diagnostics de faisceau et l'instrumentation associée ont traité dans un premier temps le faisceau comme une macro particule. L'échelle de temps est celle de la révolution dans une machine circulaire ou de la répétition dans un LINAC. Le contrôle précis de la qualité des faisceaux et l'étude de la machine ont nécessité la mesure de plus en plus fine de l'intensité, de la position et des profils.
- On en a déduit les rendements de transmission, les durées de vie (anneaux de stockage), les émittances en vue de l'adaptation entre les machines,
- L'augmentation de la bande passante de l'électronique associée aux capteurs a permis l'étude des oscillations du faisceau, des instabilités, des couplages entre les bunch.
- Le faisceau a ensuite été considéré comme un ensemble de charges indépendantes et une analyse beaucoup plus fine des propriétés par analyse du bruit Schottky du faisceau a été possible.
- La demande évolue inexorablement vers une mesure de plus en plus précise des faisceaux de très petites dimensions, c'est à dire submicronique pour les futurs collisionneurs et machines à rayonnement synchrotron. Pour les machines à haute intensité la bande passante des diagnostics devra encore augmenter pour mettre en œuvre les corrections nécessaires pour vaincre les instabilités du faisceau. Enfin les détecteurs de pertes seront également très importants pour la sûreté du fonctionnement.

Bibliographie

- [1] R. Jones et H. Schmickler. Introduction to beam instrumentation and diagnostics. CAS 2003
- [2] P. Forck . Lecture Notes on beam Instrumentation end diagnostics. JUAS Mars 2002
- [3] P. Ausset. Diagnostics de faisceau et Instrumentation pour accélérateur. Ecole IN2P3 2007 Du détecteur à la mesure
- [4] H. Koziol. Beam Diagnostics for accelerators CAS octobre 2000. Loutraki - Greece

Lasers de puissance: accélération et production de particules

FRANCK GOBET

*Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan, CENBG
Groupe Excitations Nucléaires par Laser (ENL)
Le Haut Vigneau
BP 120 – 33175 Gradignan*

Résumé

L'accélération d'électrons et de protons par interaction laser – matière est un sujet de recherche dont l'évolution rapide ces dix dernières années résulte du développement des lasers intenses d'impulsions de courte durée. Ces faisceaux de particules de haute énergie (actuellement plusieurs centaines de MeV pour les électrons, quelques dizaines de MeV pour les protons) ont des propriétés uniques : grand nombre de particules accélérées avec une faible émittance sur une durée très courte (quelques 100 ps). Ces propriétés sont intéressantes pour la fusion par confinement inertiel. Elles pourraient permettre également de mener des expériences de physique nucléaire en conditions exotiques.

L'objet de ce cours est de donner une description des mécanismes de base de l'accélération de ces particules par laser intense ($I > 10^{18}$ W.cm⁻²). Nous montrerons que les caractéristiques d'une impulsion laser intense de courte durée conditionnent les mécanismes de son interaction avec une cible. Celle-ci conduit à la création d'une onde plasma électronique qui se propage à une vitesse relativiste dans la cible. Des électrons sont piégés dans cette onde plasma et accélérés à des énergies relativistes. La séparation de charge induite sur les faces de la cible est responsable de l'accélération des protons et des ions. Ces particules sont ainsi émises dans une direction normale à la cible. Enfin les progrès réalisés dans la définition en énergie et les possibilités de focalisation de ces faisceaux seront discutés.

Abstract

Electron and ion acceleration by laser-matter interaction is a subject of research currently in fast evolution due to the development of intense lasers for the past ten years. These high energy particle beams (up to several hundreds MeV for electrons and a few 10 MeV for protons) have unique properties: large number of accelerated particles emitted during a short duration (several 100 ps) with a low emittance. In particular, these properties are of interest for inertial confinement fusion but they might be also interesting to perform nuclear experiments in exotic conditions or to develop new generations of accelerators for particle physics.

In this lecture, we describe the main characteristics of short duration, intense laser pulses ($I > 10^{18}$ W.cm⁻²). These laser pulse characteristics determine the interaction mechanisms with matter. These can produce an electronic plasma wave propagating at relativistic velocity through the target. The plasma wave can trap a bunch of electrons which are accelerated at relativistic energy. The charge separation occurring on the target faces leads to proton and ion acceleration. These heavy particles are emitted in the target normal direction. At last, we discuss the current progress related to the energy definition and the focusing of these beams.

1. INTRODUCTION	111
2. LASERS DE PUISSANCE	111
2.a. Caractéristiques générales des impulsions lasers	111
2.b Lasers de grande énergie (vers le Laser MégaJoule et HiPER)	113
2.c. Lasers de puissance de courte durée (femtoseconde et en deçà)	115
2.d. Caractéristiques de quelques lasers de puissance dans le monde	115
3. ACCELERATION DE PARTICULES PAR LASER	116
3.a. Propagation et absorption de l'onde laser dans la cible	116
3.b. Accélération des électrons	117
3.b.1 Modèle 1D de l'accélération d'un électron piégé dans une onde plasma	117
3.b.2. Battement d'ondes	120
3.b.3. Sillage laser	120
3.b.4 Sillage forcé	120
3.b.5. Régime de la bulle	121
3.c. Accélération d'ions et de protons	122
3.c.1. Accélération par séparation de charge	122
3.c.2. Focalisation des faisceaux	124
3.c.3. Vers une meilleure définition en énergie des faisceaux de protons et d'ions	125
4. CONCLUSION	125
BIBLIOGRAPHIE	126

1. Introduction

La possibilité depuis une quinzaine d'années de faire des impulsions laser ultra intenses [1,2] a ouvert de nouveaux champs d'études aussi bien fondamentales qu'applicatives. En particulier, l'interaction de ces impulsions laser avec un milieu dense produit un plasma avec des densités pouvant aller de 10 mg.cm^{-3} à quelques 10 g.cm^{-3} (pour une cible de deutérium) dans une gamme en température comprise entre 10 eV et 1 keV et ce, sur des échelles de temps de la ps à la ns. Dans ces conditions de densité et de température des réactions de fusion nucléaire peuvent intervenir [3,4]. Le contrôle de ces réactions présente un enjeu sociétal en terme de production d'énergie pour le futur. A titre plus fondamental, la production d'un plasma fortement ionisé dans lequel des champs électromagnétiques forts sont présents est potentiellement intéressante pour le physicien nucléaire. Le couplage entre le noyau et son cortège électronique peut en particulier être perturbé modifiant ainsi certaines propriétés nucléaires comme par exemple la durée de vie des niveaux nucléaires [5,6].

Les expériences dans lesquelles une impulsion laser intense interagit avec une cible ont rapidement montré que des particules (électrons, photons, ions) de plusieurs MeV peuvent être émises. Ces particules de distribution en énergie continue sont produites en grande quantité (10^{12} électrons de plus de 1 MeV) et sur des temps très courts (une centaine de ps). Ces paquets de particules présentent des propriétés uniques à ce jour pour initier des réactions de fusion dans des cibles de deutérium - tritium comprimées par laser. Ils sont de même potentiellement intéressants pour mener des études d'excitation ou de désexcitation nucléaires dans des cibles à l'état de plasma. L'énergie des électrons pouvant atteindre le GeV, ces sources pourraient être utilisées comme injecteurs dans des accélérateurs de grande énergie.

L'objet de ce cours est de donner, dans les grandes lignes, une synthèse des travaux portant sur l'accélération de particules (électrons et protons) par laser menés depuis une quinzaine d'année. Dans une première partie, je décrirai les caractéristiques d'une impulsion laser intense type ainsi que le contexte international dans lequel sont développés les lasers de puissance actuels ou à venir. Ce cours ne traitera pas de la physique des lasers proprement dite. Pour une étude de ces aspects on pourra se reporter à la référence [7].

2. Lasers de puissance

2.a. Caractéristiques générales des impulsions lasers

Les lasers les plus puissants fonctionnent en mode impulsif. Un tir peut délivrer des puissances comprises entre le terawatt (10^{12} W) et le petawatt (10^{15} W). Le développement ces 15 dernières années de ces lasers de puissance a été possible grâce à la mise en place de techniques de compression de la durée de l'impulsion laser [1]. Pour les lasers dits de puissance la durée de l'impulsion couvre un large domaine allant de quelques 10^{-15} s (laser Ti:Sapphire) à quelques 10^{-7} s (laser CO_2). L'énergie dans chaque impulsion est également variable, allant de quelques mJ au million de Joules. Du fait de leur courte durée, les impulsions délivrées par les lasers de puissance ont un spectre fréquentiel large. Pour simplifier le traitement, on représente en général l'impulsion dans le domaine spectral (et donc dans le domaine temporel) par une gaussienne (ceci est assez proche de la réalité). Le profil spatial transverse est lui aussi bien représenté par une gaussienne.

On définit l'intensité I d'une impulsion laser comme la valeur moyenne du vecteur de Poynting de l'onde électromagnétique sur un cycle optique :

$$I = c^2 \epsilon_0 \left\| \langle \vec{E} \wedge \vec{B} \rangle \right\|$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, ϵ_0 est la permittivité du vide, \vec{E} et \vec{B} respectivement les champs électrique et magnétique de l'onde laser et où les crochets signifient la moyenne sur un cycle optique de l'impulsion. Dans le cas d'une impulsion gaussienne, on peut approximer l'intensité maximale I_{\max} par l'expression :

$$I_{\max} = \frac{2E_{\text{las}}}{\pi\tau\omega_0^2}$$

où E_{las} est l'énergie de l'impulsion laser, τ sa durée et ω_0 le rayon d'une section du faisceau. Plus précisément, ce rayon correspond, pour une impulsion de profil transverse gaussien, à la distance dont il faut s'écarter de l'axe du faisceau pour que le rapport du champ électrique au champ sur l'axe soit égal à $1/e$. L'intensité du laser est une des caractéristiques essentielles qui détermine les propriétés des plasmas créés et les champs électromagnétiques auxquels est soumise la matière. On obtient par exemple $10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ pour un laser de 10 mJ, 30 fs focalisé sur $30 \mu\text{m}^2$ à la longueur d'onde de $1,06 \mu\text{m}$; $10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$ pour un laser de 300 J, 10 ns focalisé sur $30 \mu\text{m}^2$ et seulement $3 \cdot 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$ pour un laser de 300 mJ, 10 ns focalisé sur $900 \mu\text{m}^2$. Les lasers les plus intenses permettent de délivrer de manière courante jusqu'à $10^{20} \text{ W.cm}^{-2}$ sur une durée de quelques dizaines de fs.

Une impulsion laser est également caractérisée par sa longueur de Rayleigh qui correspond à la distance sur l'axe du faisceau entre le point où la section de l'impulsion laser est la plus étroite et celui où cette section est plus grande d'un facteur $\sqrt{2}$. C'est un paramètre important qui conditionne la précision de positionnement d'une cible. Ainsi lorsque l'on éloigne la cible d'une longueur de Rayleigh du foyer du système focalisant l'impulsion laser, l'intensité est divisée d'un facteur 2. Ce paramètre dépend essentiellement du rapport entre la distance focale du système focalisant et la dimension de l'impulsion incidente avant focalisation. La longueur de Rayleigh peut varier de quelques dizaines de μm à plusieurs mm en fonction des installations laser et détermine la précision avec laquelle il faut connaître le positionnement des cibles et leur état de surface.

Dans le cas d'une impulsion très courte, le profil temporel de l'énergie laser est proche de celui donné sur la figure 1. L'impulsion principale est toujours "posée" sur un fond lumineux d'une durée de quelques nanosecondes appelé "piédestal". Celui-ci correspond essentiellement à l'amplification de l'émission spontanée de l'oscillateur initial. Le contraste d'une impulsion est défini comme le rapport entre l'intensité du piédestal et l'intensité maximale de l'impulsion (instant $t=0$ sur la figure). Cette intensité étant variable en fonction de la proximité temporelle de l'impulsion, il est précisé à quelle échelle temporelle on se réfère (contraste ns par exemple).

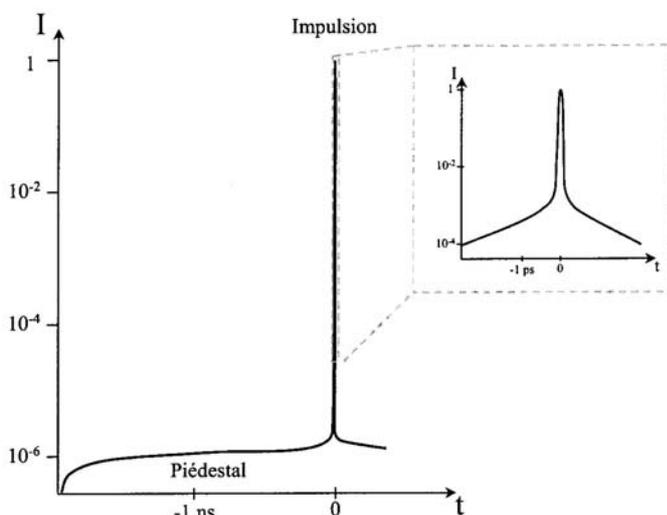


Figure 1 : Profil temporel schématique d'une impulsion laser d'une durée de l'ordre de 100 fs. L'impulsion principale est "posée" sur un piédestal dont l'intensité varie avec le temps. Un agrandissement de la zone entourant le pic de l'impulsion est représenté dans le coin supérieur droit de la figure. Noter la différence de contraste pour des échelles nanoseconde (10^{-6}) et picoseconde (10^{-4}). Le cas représenté ici est illustratif mais en pratique, chaque installation a ses caractéristiques propres.

Lorsque l'impulsion est focalisée dans une tache de quelques micromètres de diamètre, les champs électriques dans le piédestal peuvent atteindre $10^{9-10} \text{ V.m}^{-1}$. En comparaison, le champ électrique atomique que subissent les électrons liés est de l'ordre $10^{10-11} \text{ V.m}^{-1}$. L'impulsion laser ionise donc immédiatement la cible et transforme la surface de celle-ci en plasma. Celui-ci se détend normalement à la surface de la cible, avec une densité électronique décroissante lorsqu'on s'éloigne de celle-ci. Ainsi l'impulsion principale n'interagit pas nécessairement avec une cible solide ou gazeuse mais éventuellement avec une cible à l'état de plasma.

A l'intensité laser I on peut associer la grandeur a_0 (appelée norme du potentiel vecteur normalisé) qui représente la vitesse classique d'oscillation d'un électron (masse m_e) dans le champ laser normalisée à la vitesse de la lumière dans le vide (c). Ce paramètre est relié à l'intensité I du laser par la relation :

$$a_0 = \sqrt{\frac{e^2}{2\pi^2 \epsilon_0 m_e^2 c^5} \lambda^2 I}$$

où λ est la longueur d'onde du champ électromagnétique. Pour une intensité laser de $10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$ et une longueur d'onde λ de 820 nm on obtient un facteur $a_0 = 2,2$: les électrons du plasma oscillent sous l'action du champ électromagnétique avec une vitesse relativiste, et ce, transversalement à la direction de propagation de l'onde.

Tandis que les lasers de puissance à impulsion " longue " (i.e. quelques ns) ont des énergies allant au kJ et dans un proche futur au mégajoule, les lasers à impulsion ultra-courte (i.e. subpicoseconde) sont dans la gamme du mJ à la centaine de joules. Le taux de répétition des tirs lasers dépend de cette énergie: du kHz pour des lasers mJ à un tir toutes les 20 minutes pour des lasers de la centaine de joules, cette cadence descendra à un tir tous les quelques jours pour un laser mégajoule. La physique que l'on peut faire avec ces deux types de lasers est différente et variée et conduit à la construction d'un grand nombre d'installations dans le monde.

2.b Lasers de grande énergie (vers le Laser MégaJoule et HiPER)

Le vif intérêt pour les lasers de forte énergie dans le cadre de la physique des plasmas s'explique par la possibilité de porter la matière à des températures et des pressions extrêmement élevées en laboratoire. Au fur et à mesure que l'énergie des lasers a augmenté, les caractéristiques des plasmas produits se sont rapprochées du domaine où les réactions thermonucléaires deviennent possibles [3,4]. Ainsi les expériences menées sur le laser NOVA à Livermore (impulsions de 100 kJ au maximum et de durée comprise entre 2 et 4 ns) ont montré que l'on pouvait produire jusqu'à 10^{13} neutrons dans le plasma de deutérium et de tritium généré par l'impulsion laser [8]. Ces lasers de grande énergie permettent ainsi d'étudier les phénomènes physiques liés à la fusion par confinement inertiel (FCI), laquelle pourrait être utilisée dans de futurs "réacteurs" producteurs d'électricité.

L'idée à la base de la FCI par laser a été présentée au début des années 1970 [3,4] à travers un schéma appelé "attaque directe". Ce projet schéma consiste non pas vraiment à confiner mais plutôt à faire imploser violemment un mélange deutérium-tritium (D-T) par l'action d'un rayonnement intense, le but étant de réaliser des réactions de fusion produisant des α et des neutrons avec une chaleur de réaction de 17,6 MeV (schémas du haut de la figure 2). De nombreux faisceaux lasers sont focalisés à la surface d'une cible (un ballon de diamètre millimétrique) et mettent celle-ci sous forme plasma. Ce plasma se détend dans le vide et une onde de choc se propage alors vers le coeur de la cible, comprimant celle-ci. La densité et la température de ce coeur atteignent les valeurs requises pour les réactions de fusion. Ces réactions sont initiées en un point et s'auto-entretiennent grâce aux particules α émises qui transportent l'énergie dans tout le combustible. Ce schéma nécessite des lasers avec des énergies de l'ordre du mégajoule pour comprimer une cible de taille millimétrique et

atteindre un gain en énergie d'un facteur 10. Cette énergie laser doit être déposée sur des durées d'une dizaine de nanosecondes. Ceci a motivé le développement de lasers pouvant délivrer ces énergies colossales sur de telles durées. Cependant ce schéma d'attaque souffre de problèmes d'instabilités dans l'hydrodynamique de l'implosion : il est nécessaire d'avoir une excellente uniformité de l'irradiation sur l'ensemble de la cible (ces défauts d'uniformité ne doivent pas dépasser quelques pour-cent).

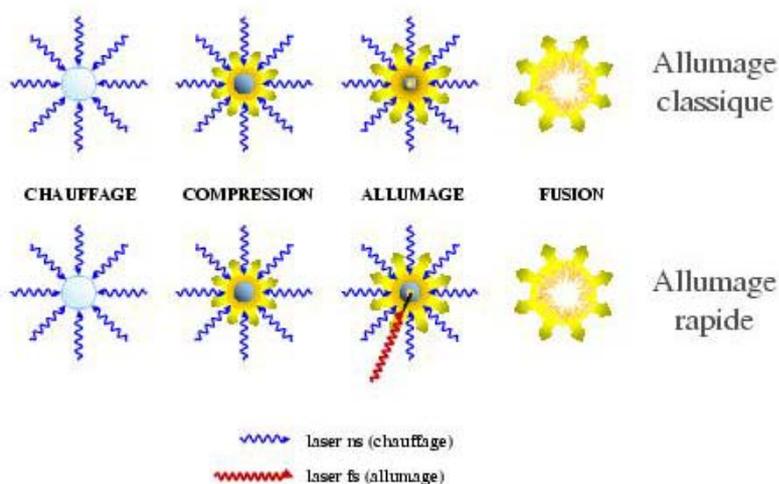


Figure 2 : Schémas comparatifs de deux approches par confinement inertiel. En haut l'allumage « classique » (attaques directe et indirecte) par compression du combustible jusqu'au point d'ignition. En bas l'allumage rapide où un ou plusieurs faisceaux laser additionnel de haute intensité accélère des particules qui vont apporter le chauffage nécessaire à l'ignition du DT comprimé.

Un schéma alternatif a été introduit en 1994 [9] consistant à dissocier les phases de compression et d'allumage : c'est l'allumage rapide (schémas du bas de la figure 2). La compression est toujours réalisée par les lasers ns mais le point chaud où s'amorce la réaction est créé grâce à deux faisceaux lasers ultra-intenses de très courtes durées (fs à ps). La première impulsion creuse un canal dans la couronne de plasma et la seconde se propage ce canal pour accélérer des électrons qui vont aller déposer leur énergie dans les parties les plus denses du microballon. C'est le chauffage dû à ces électrons qui permet d'atteindre les conditions de température nécessaires à la fusion. La compression exigée étant moindre, les instabilités hydrodynamiques sont réduites. Cette application de l'accélération d'électrons par laser explique en partie pourquoi de nombreuses études sont menées pour maîtriser la production de ces faisceaux de particules accélérées par laser.

Les programmes de fusion par confinement inertiel développés, entre autres, aux Etats-Unis, en France et au Japon sont optimisés pour atteindre des gains en énergie de l'ordre de 10. En particulier le " National Ignition Facility " (NIF) aux Etats Unis et le Laser Mégajoule (LMJ) en France sont en construction, le NIF devant en principe atteindre un tel gain d'ici 2011 - 2012. Ces deux projets liés aux activités de défense sont très similaires, le LMJ ayant toutefois, grâce à ses 240 faisceaux, une marge de manoeuvre légèrement supérieure à celle du NIF (192 faisceaux). Afin de s'assurer de la pertinence des options technologiques retenues pour le LMJ, un prototype a été réalisé dont les premiers tirs laser ont eu lieu en 2004: la Ligne d'Intégration Laser (LIL). Elle est implantée sur le centre CEA du CESTA en région Aquitaine comme le sera le LMJ. La LIL est constituée d'une chaîne laser du LMJ comportant 8 faisceaux identiques capables de délivrer au total une énergie de 60 kJ.

Un nouveau projet européen a été récemment lancé résolument orienté vers le schéma de l'allumage rapide: HiPER (European High Power laser Energy Research facility). Cette installation qui pourrait être opérationnelle en 2015 devrait pouvoir délivrer des faisceaux de 250 kJ dans une impulsion de quelques ns ainsi qu'un faisceau de 70 kJ avec une durée de 15 ps qui permettra de générer des faisceaux de particules de haute énergie. Ce dispositif représenterait aussi une opportunité de réaliser des expériences originales pour des études de physique fondamentale dans des milieux soumis à des conditions extrêmes de température et de pression. En France, un démonstrateur est en cours de réalisation : il s'agit du laser PETAL (PETawatt Aquitaine Laser) couplé à la LIL d'ici 2010. Les travaux liés à la préparation et à la réalisation de la LIL et du LMJ d'une part, et de PETAL d'autre part, ont naturellement développé une synergie entre les équipes du CEA et de l'université Bordeaux 1 via une participation active de la région Aquitaine. Ceci a donné lieu à la création d'un pôle de recherche sur les lasers en Aquitaine. Les activités de recherche qui seront conduites sur ces installations engendrent des collaborations entre différentes communautés (optique, physique des plasmas, atomique, nucléaire).

2.c. Lasers de puissance de courte durée (femtoseconde et en deçà)

Comme nous l'avons mentionné dans le cadre du schéma de l'allumage rapide, l'accélération d'électrons ou d'ions est une application fondamentale des lasers de puissance (de 100 TW au PW) d'impulsions de courte durée (subpicoseconde). Les mécanismes d'accélération sont différents pour les deux types de particules, mais schématiquement, ils consistent dans les deux cas en une transformation d'un champ électromagnétique transverse du laser en un champ électrique longitudinal extrêmement fort (de plusieurs TV/m). Ce champ est capable d'accélérer des particules à haute énergie sur une distance de quelques dizaines de micromètres pour des cibles solides à plusieurs millimètres pour des cibles gazeuses. Le paramètre important est la courte durée de l'impulsion, l'énergie pouvant n'être que de quelques joules. Ceci limite le coût de ces chaînes lasers que l'on trouve dans plusieurs laboratoires universitaires nationaux (LOA, LULI, CELIA, CEA Saclay...) et internationaux. Le projet PETAL au CEA/CESTA fait partie de ces types de laser.

C'est dans un contexte de "course" à la puissance qu'a été lancé l'ambitieux projet européen ELI (Extreme Light Infrastructure). Il s'agirait d'un laser de 250 PW permettant d'atteindre des intensités laser jusqu'à $10^{25} \text{ W.cm}^{-2}$ sur des durées de l'ordre de l'attoseconde (10^{-18} s)! L'architecture originale de ce laser, basée sur des fibres optiques, serait testée dans le cadre d'un projet pilote nommé "ILE" (Institut de la Lumière Extrême) situé en Ile-de-France à l'horizon 2010. De telles installations permettront d'étudier l'interaction d'une impulsion avec la matière dans des régimes encore inexplorés. On peut ainsi s'attendre dans la prochaine décennie à des développements importants et originaux de sources intenses et ultra-courtes de particules de haute énergie.

Des programmes visant à utiliser ces sources de particules à des fins applicatives sont en développement en Europe. Par exemple les laboratoires d'optique d'Ile-de-France sont impliqués sur le projet "Propulse". Il s'agit d'un consortium de laboratoires de recherche, d'industriels et de médecins qui vise à produire des protons de haute énergie pour des applications thérapeutiques.

2.d. Caractéristiques de quelques lasers de puissance dans le monde

Un certain nombre de lasers de puissance ont été développés ou sont encore à l'état de projet comme indiqué précédemment. A titre indicatif et en guise de résumé pour cette partie, je donne dans le tableau comparatif 1 des caractéristiques des impulsions lasers

(énergie, durée, fréquence de tirs) générées par quelques unes des installations actuelles ou à venir.

Nom du laser	localisation	Energie	Durée	Longueur d'onde	Temps entre deux tirs	commentaires
Nova, LLNL	USA	100kJ	2 – 4 ns	1054 nm		Arrêt 1999
LIL, CEA/CESTA	France	60 kJ	5 ns	350 nm	1jour	
NIF, LLNL	USA	1,8 MJ	25 ns	350 nm		2010 ?
LMJ, CEA/CESTA	France	1,8 MJ	Qq ns	350 nm	1 jour	2015 ?
Aurore, CELIA	France	qq mJ	45 fs	810 nm	ms	
Eclipse, CELIA	France	qq 100 mJ	45 fs	810 nm	50 ms	
Astra, RAL	Angleterre	0,5 J	50 fs	810 nm		
JETI, IOQ	Allemagne	1J	70 fs	795 nm	100 ms	
Salle Jaune, LOA	France	1 – 2 J	35 fs	810 nm	100 ms	
100 TW, LULI	France	50 J	300 fs	1057 nm	20 min	
Alise, CEA/CESTA	France	50 J	300 fs	1060 nm	1h	
Vulcan, RAL	Angleterre	500 J	500 fs	1060 nm		
Pico 2000, LULI	France	kJ	ns	1060 nm	2h	
PETAL, CEA/CESTA	France	3,5 kJ	0,5 – 5 ps			2012
Hiper ps	?	100 kJ	qq ps			Projet
Hiper ns	?	200 kJ	qq ns			Projet
ILE	France	300 J	5 fs		1 min	2012 ?
ELI	?	3 kJ	$10^{-3} - 1$ fs		1 min	projet

Tableau 1 : Tableau comparatif de quelques lasers de puissance en fonctionnement dans le monde, en construction ou encore au stade de projet (liste non exhaustive)

3. Accélération de particules par laser

L'objet de cette partie est de donner dans les grandes lignes une synthèse des travaux portant sur l'accélération de particules (électrons et protons) par laser. De manière générale, l'interaction d'une impulsion laser sur une cible produit une onde plasma électronique se propageant à une vitesse relativiste dans la cible. Cette onde correspond à la propagation dans la cible d'une déformation du champ de densité électronique. Des électrons peuvent être piégés dans cette onde et acquièrent de l'énergie pouvant atteindre plusieurs centaines de MeV. Dans certaines conditions, la séparation de charge qui résulte de l'accélération des électrons est à l'origine de l'émission d'un faisceau de protons, voir d'ions dans une direction normale à la cible.

3.a. Propagation et absorption de l'onde laser dans la cible

Une impulsion laser se propageant dans un milieu ne peut pas accélérer directement des électrons dans sa direction de propagation. En effet, le champ électrique associé à l'impulsion oscille transversalement par rapport au vecteur d'onde et change de sens toutes les demi-périodes. Ainsi, le seul mouvement que peut communiquer directement le champ électrique de l'onde laser à un électron est un mouvement périodique d'accélération - décélération dans une direction perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde laser. Pour une onde plane le gain d'énergie est alors nul en moyenne. Il est donc nécessaire de passer par un processus intermédiaire pour communiquer une impulsion aux électrons dans une direction parallèle à celle de la propagation de l'impulsion laser.

Un mécanisme toujours présent à une intensité supérieure à 10^{18} W.cm⁻² est l'accélération directe des électrons par la force pondéromotrice [10-13]. A ces intensités, le piédestal peut présenter un champ électrique suffisamment élevé pour ioniser la matière. L'impulsion principale interagit alors avec de la matière à l'état de plasma. Pour une impulsion ultra-brève quand l'électron s'éloigne de l'axe de propagation de l'impulsion, le champ électrique décroît et ainsi il ne revient pas à sa position initiale après une oscillation [14]. La moyenne sur une période de la force de Lorentz est alors non nulle à la différence d'une onde plane et est décrite par l'expression suivante appelée force pondéromotrice :

$$\vec{F}_p = -\frac{e^2}{2c\epsilon_0\gamma m_e\omega_L^2}\vec{\nabla}I$$

où γ décrit le facteur relativiste associé au mouvement de l'onde électromagnétique dans la matière et ω_L est la pulsation de cette onde.

La propagation d'une impulsion laser dans le plasma dépend de la densité électronique de celui-ci. Le champ associé à l'onde laser déplace les électrons beaucoup plus rapidement que les ions (on peut alors les considérer comme immobiles). On a ainsi une variation locale de la densité électronique n_e et la création d'une charge d'espace qui va rappeler l'électron. Le temps caractéristique d'oscillation des électrons de ce plasma est donné par la pulsation plasma électronique:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}$$

Pour une densité électronique moyenne de $2.10^{19} \text{ cm}^{-3}$, la période de l'onde plasma est de l'ordre de 25 fs et sa longueur d'onde de l'ordre de 7,5 μm . L'impulsion laser pourra se propager dans le plasma tant que la pulsation du laser ω_L est supérieure à celle de l'onde plasma ω_p . La densité des électrons augmentant lorsque le laser se propage plus profondément, la fréquence plasma électronique augmente également. Lorsque celle-ci dépasse la pulsation du laser, le milieu se réorganise plus vite que le laser ne peut le perturber. La propagation est alors impossible et le laser est réfléchi à l'exception d'une onde évanescence s'atténuant exponentiellement sur une distance typique donnée par le rapport c/ω_p (épaisseur de peau). La densité n_c pour laquelle on a $\omega_L = \omega_p$ est appelée densité critique. La région pour laquelle $n_e < n_c$ est qualifiée de "sous-critique", celle pour laquelle $n_e > n_c$ de "sur-critique".

A titre indicatif, pour un laser émettant à la longueur d'onde de 800 nm (Ti-saphir) la densité électronique critique est de l'ordre de $2.10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Elle est inférieure à celle du solide (de l'ordre de 10^{22} cm^{-3}) : l'impulsion laser ne se propagera que dans un préplasma sous-critique formé par le piédestal de l'impulsion laser ou une préimpulsion.

3.b. Accélération des électrons

Dans le cas où l'onde laser de courte durée interagit avec un préplasma, une onde plasma électronique se forme sous l'action de la force pondéromotrice. L'onde laser entraîne l'onde plasma électronique avec elle. Le piégeage d'électrons dans cette onde plasma pourrait permettre d'augmenter leur énergie comme cela a été proposé dans l'étude historique de Tajima et Dawson [15]. Dans les prochaines parties je montrerai, d'une part, que des électrons peuvent en effet être piégés dans une onde plasma via un modèle 1D (et donc gagner de l'énergie) puis, d'autre part, je décrirai les travaux expérimentaux réalisés autour de l'accélération d'électrons dans des ondes plasmas produites par laser.

3.b.1 Modèle 1D de l'accélération d'un électron piégé dans une onde plasma

Présentation du modèle :

Dans cette partie on va étudier la possibilité de piéger un électron dans une onde plasma unidimensionnelle relativiste. Cette configuration est très différente de celle d'une onde plasma générée par laser mais cette étude, réalisée par Mora et Amiranoff [16], permet de comprendre le mécanisme d'accélération par onde plasma dans un cas simplifié. On considère une perturbation périodique sinusoïdale de la densité électronique du plasma se propageant selon la direction (Oz) sur un fond uniforme d'ions immobiles. La perturbation de densité électronique δn est alors donnée par :

$$\delta n = \delta n_e \sin(k_p z - \omega_p t)$$

où ω_p et k_p sont la pulsation et le vecteur d'onde de l'onde plasma.

Cette perturbation de densité conduit à une perturbation du champ électrique $\delta \vec{E}$ décrite via l'équation de Maxwell-Gauss :

$$\vec{\nabla} \cdot \delta \vec{E} = -\frac{\delta n}{\epsilon_0}$$

Dans le cadre de ce modèle, cette perturbation du champ électrique s'écrit sous la forme :

$$\delta \vec{E} = \frac{\delta n_e e}{k_p \epsilon_0} \cos(k_p z - \omega_p t) \vec{e}_z$$

On s'intéresse dans cette étude à une onde plasma dont la vitesse de phase est proche de la vitesse de la lumière ($v_p = \omega_p / k_p$ de l'ordre de c). En posant $E_0 = m_e c \omega_p / e$, l'expression du champ électrique se réécrit alors de la façon suivante :

$$\delta \vec{E} = E_0 \frac{\delta n_e}{n_e} \cos(k_p z - \omega_p t) \vec{e}_z$$

On constate que le champ électrique est déphasé de $\pi/2$ par rapport à la densité électronique.

Conditions de piégeage d'un électron dans l'onde plasma

On considère maintenant un électron placé dans ce champ électrique. Le but du calcul suivant est de déterminer des conditions sur l'énergie de l'électron pour qu'il soit piégé dans l'onde plasma. Les notations suivantes sont utilisées pour décrire l'électron dans le référentiel du laboratoire : z sa position, t le temps associé, β la vitesse de l'électron normalisée à c , γ le facteur de Lorentz associé. Dans le référentiel lié à l'onde plasma, on note respectivement z' , t' , β' et γ' les mêmes quantités.

Le référentiel de l'onde plasma est en translation uniforme à la vitesse $v_p = \beta_p / c$. On note γ_p le facteur de Lorentz associé à cette vitesse. La transformée de Lorentz permet de passer du référentiel du laboratoire au référentiel de l'onde. Dans ce nouveau référentiel, en l'absence de champ magnétique, l'expression du champ électrique $\delta \vec{E}'$ est stationnaire :

$$\delta \vec{E}'(z') = E_0 \frac{\delta n_e}{n_e} \cos(k_p z' / \gamma_p) \vec{e}_z$$

La force électrique à laquelle est soumise l'électron dérive du potentiel Φ' défini par :

$$\vec{F} = -e \delta \vec{E}' = -\vec{\nabla}' \Phi'$$

Cette énergie potentielle peut s'écrire sous la forme :

$$\Phi'(z') = m_e c^2 \gamma_p \frac{\delta n_e}{n_e} \sin(k_p z' / \gamma_p) = m_e c^2 \Phi'(z')$$

Finalement on écrit la conservation de l'énergie totale pour la particule dans ce référentiel par rapport à l'état de référence au moment de l'injection (désigné par les indices 0) :

$$(\gamma'(z') - 1)m_e c^2 + \Phi'(z') = (\gamma'_0(z'_0) - 1)m_e c^2 + \Phi'_0(z'_0)$$

Cette équation donne la relation entre l'énergie de l'électron et sa position dans l'onde plasma. La figure 3 illustre le mouvement d'un électron injecté dans le potentiel $\Phi'(z')$ (normalisé à l'énergie de masse d'un électron) et qui se trouve piégé dans l'onde plasma. En vertu de l'équation décrivant la conservation de l'énergie, il apparaît que pour que le piégeage soit réalisé, il est nécessaire (mais non suffisant) que le facteur relativiste de l'électron au moment de l'injection soit, dans le référentiel de l'onde, inférieur à $1 + 2 \gamma_p \delta n_e / n_e$. Si cette condition est vérifiée c'est ensuite la position initiale de l'électron dans l'onde qui conditionne le piégeage ou non de l'électron.

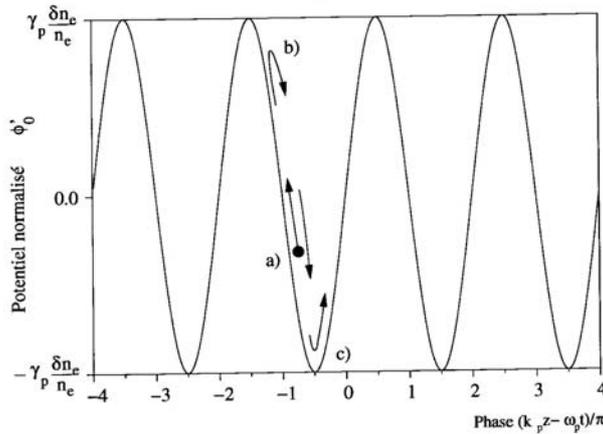


Figure 3 : Trajectoire d'un électron injecté et piégé dans le potentiel de l'onde plasma (dans le référentiel de l'onde). Les repères correspondent à différents instants: a) injection dans l'onde et accélération dans le référentiel du laboratoire, b) l'électron voyage à la vitesse de l'onde, c) vitesse maximale de l'électron puis décélération dans le référentiel du laboratoire

La figure 4 représente un exemple de trajectoires électroniques dans une onde plasma calculées dans le référentiel du laboratoire. Dans la représentation de cette figure les orbites fermées correspondent aux particules piégées dans l'onde. Les orbites ouvertes représentent les électrons non piégés, soit parce que leur vitesse initiale n'est pas suffisante (faible facteur relativiste), soit parce qu'elle est trop élevée. La courbe qui limite ces deux régions est appelée la séparatrice. Cette dernière permet de déterminer les énergies minimales et maximales d'un électron permettant son piégeage.

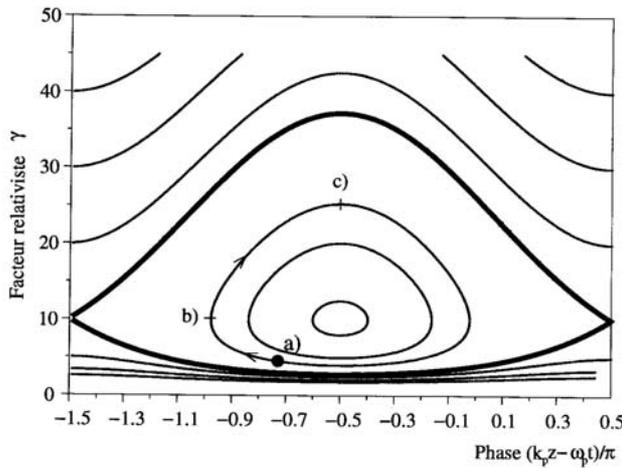


Figure 4 : Trajectoire électronique dans une onde plasma dans le référentiel du laboratoire pour $\gamma_p = 10$ et $\delta n_e/n_e = 0,05$. Le trait épais représente la séparatrice. Les orbites fermées sont les trajectoires des électrons piégés et les orbites ouvertes sont les trajectoires des électrons non piégés. Les positions des repères de l'électron correspondent à celles de la Figure 3.

On en déduit que le gain maximal en énergie ΔW_{\max} pour un électron piégé est atteint pour l'orbite fermée d'amplitude maximale du facteur γ . Cela correspond à l'injection d'un électron à γ_{\min} sur la séparatrice et à son extraction à γ_{\max} . On peut montrer dans le cas d'un plasma de densité très faible par rapport à la densité critique que le gain en énergie s'écrit alors :

$$\Delta W_{\max} = 4\gamma_p^2 \frac{\delta n_e}{n_e} m_e c^2$$

Pour une onde plasma ayant une amplitude relative de la perturbation de densité électronique de 10% et un facteur relativiste γ_p égal à 10 on obtient une énergie cinétique maximale de l'ordre de 20 MeV.

3.b.2. Battement d'ondes

La production d'une onde plasma dépend de la norme de la force pondéromotrice. Celle-ci dépend du gradient de l'intensité laser comme présenté en 3.a. L'excitation d'une onde plasma avec une impulsion laser est d'autant plus efficace que la durée de l'impulsion laser est proche de celle de l'onde plasma. Pour des densités électroniques de 10^{19} cm^{-3} la période de l'onde plasma est de l'ordre de 25 fs. Il est donc nécessaire d'avoir des impulsions laser de courte durée. Une telle durée représentait un obstacle technologique majeur dans les années 1980 – 1990 lorsque l'on a commencé à étudier expérimentalement ces mécanismes d'accélération. Le problème a été contourné en utilisant deux impulsions longues (ns) de fréquence légèrement différentes. L'application de ces deux ondes sur une cible à des intensités de l'ordre de $10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$ génère, par addition, un phénomène de battement d'ondes avec une enveloppe variant très rapidement dans le temps. Si la fréquence de variation de l'enveloppe est du même ordre que celle de l'onde plasma alors le gradient d'intensité pourra exciter efficacement celle-ci.

La possibilité d'accélérer des électrons par cette méthode a été montrée dans les années 90 en injectant des électrons dans une onde plasma au moyen d'un accélérateur [17,18]. Des gains en énergie de près de 7 MeV ont été observés par C.E.Clayton et al. en utilisant des lasers CO_2 aux longueurs d'onde de 10,59 μm et 10,29 μm [17]. F.Amiranoff et al. ont atteint des gains en énergie de près de 1 MeV avec des lasers Nd à 1,0642 et 1,053 μm [18]. Dans les deux cas, ces accélérations sont compatibles avec un champ accélérateur dans l'onde plasma de l'ordre de 0,6 - 0,7 GV.m^{-1} .

3.b.3. Sillage laser

L'excitation directe de l'onde plasma par une impulsion laser nécessite que la durée τ de celle-ci soit du même ordre de grandeur que la période de l'onde plasma (i.e. $\tau \sim \omega_p^{-1}$). La production de telles impulsions vers la fin des années 90 a permis d'ouvrir largement ce champ de recherche. F.Amiranoff et al. ont repris le dispositif expérimental utilisé pour l'accélération par battements d'ondes en utilisant un seul laser Nd de longueur d'onde de 1,053 μm et comprimé à une durée de 400 fs [19]. L'énergie dans l'impulsion est de quelques joules et l'intensité laser générant l'onde plasma est de $4 \cdot 10^{17} \text{ W.cm}^{-2}$. Les électrons injectés (3 MeV) peuvent gagner alors jusqu'à 1,6 MeV. Les valeurs des champs accélérateurs dans l'onde plasma sont plus élevés que dans le cas des ondes créées par battement et sont de l'ordre de 1 à 2 GV.m^{-1} .

Notons que ces techniques expérimentales ne sont pas faciles à mettre en oeuvre car elles nécessitent le couplage d'un accélérateur de particules et d'un ou de plusieurs faisceaux laser. De plus, les gains en énergie des électrons n'excèdent pas une dizaine de MeV.

3.b.4 Sillage forcé

Pour des intensités lasers encore plus élevées ($I > 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$), l'impulsion laser subit, en se propageant dans la matière, une combinaison d'effets non linéaires (diffusion Raman, réfraction, autofocalisation). Ces phénomènes modulent l'enveloppe de l'impulsion laser à la longueur d'onde plasma. Ces effets ont comme conséquence d'amplifier de manière extrêmement efficace l'onde plasma jusqu'à atteindre un régime instable. L'onde plasma déferle alors et les électrons piégés dans celle-ci sont libérés avec des énergies pouvant atteindre jusqu'à plusieurs centaines de MeV pour des cibles de jets de gaz. Ce processus ne nécessite pas d'injecter les électrons par un accélérateur et permet d'atteindre des valeurs de champs électriques très élevées dans l'onde plasma ($> 100 \text{ GV.m}^{-1}$) [20-24].

Les distributions en énergie de ces faisceaux sont continues et peuvent être décrites par une ou plusieurs lois exponentielles. Ces spectres sont généralement caractérisés par des "températures" par pure analogie avec la loi de Boltzmann. Ce paramètre mesure l'énergie moyenne des électrons dans la distribution. A titre d'exemple, la figure 5 représente les résultats obtenus par notre groupe (ENL) en 2001 lors d'une expérience au LOA (Salle Jaune) avec des cibles solides de polypropylène [24]. L'impulsion laser est focalisée avec une intensité de l'ordre de 10^{19} W.cm⁻². On peut voir que des énergies de plusieurs dizaines de MeV sont atteintes dans le cas d'interaction de l'impulsion laser sur cible de polypropylène de 6 µm d'épaisseur. La température électronique de ces distributions dépend également fortement de cette épaisseur.

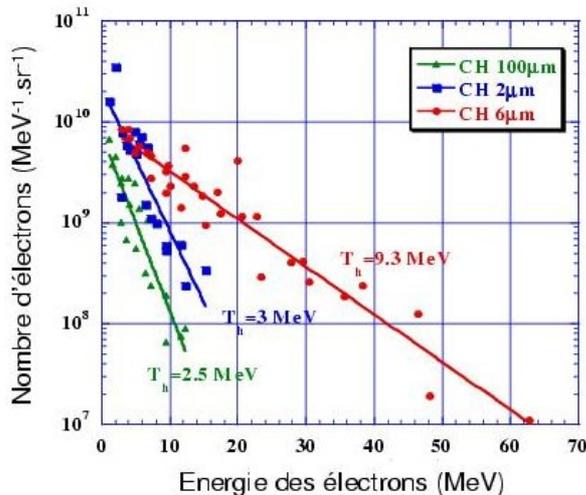


Figure 5 : Exemple de distributions en énergie d'électrons obtenues sur l'axe du faisceau laser avec des cibles de polypropylène de différentes épaisseurs sur l'installation "Salle Jaune" du LOA [24].

Les expériences menées sur jet de gaz montrent des distributions en énergie d'électrons pouvant aller bien au delà de 100 MeV [25]. Ceci est dû à la plus grande épaisseur de plasma formée en jet de gaz (millimétrique) en comparaison de celle obtenue en cible solide (centaine de micromètres). En particulier, des expériences menées au LOA sur jet de gaz ont montré la présence d'un champ accélérateur de l'ordre de 400 GV/m [25]. Un faisceau de 5 nC d'électrons est produit avec une température de l'ordre de 20 MeV. L'ouverture angulaire du faisceau pour des électrons d'énergie de plus de 10 MeV est de 15°. Cette ouverture diminue lorsque l'énergie des électrons augmente. Des emittances de l'ordre de 3π mm.mrad ont été mesurées pour des électrons de l'ordre de 55 MeV, valeurs équivalentes à celle des accélérateurs linéaires traditionnels.

3.b.5. Régime de la bulle

Plus récemment des travaux théoriques basés sur des simulations « Particle in Cell » (PIC) à 3 dimensions ont dévoilé l'existence d'un schéma d'accélération original appelé "régime de la bulle" [26]. Dans ce régime, les dimensions du faisceau laser doivent être plus courtes que la longueur plasma dans les directions longitudinales mais aussi transverses. Ainsi, l'impulsion laser ressemble à une bille de lumière de rayon inférieur à 10 µm. Si l'énergie laser contenue dans ce volume est suffisamment grande, alors la force pondéromotrice du laser expulse efficacement les électrons du plasma radialement, ce qui forme une cavité sans électrons derrière le laser, entourée d'une zone dense en électrons. Certains électrons sont piégés dans la cavité et accélérés le long de l'axe laser créant un faisceau d'électrons avec une distribution pouvant être "piquée" en énergie.

Plusieurs laboratoires ont obtenu, par ce processus, des spectres mieux définis en énergie [27-31]. S.P.D.Mangles et al. ont par exemple mesuré auprès de l'installation Astra

du Rutherford Appleton Laboratory (RAL) (durée de l'impulsion égale à 40 fs pour une énergie de 500 mJ) près de $1,4 \cdot 10^8$ électrons dans une structure piquée en énergie (3% de dispersion) autour de 70 MeV (voir Fig. 6) pour des densités de jet de gaz d'hélium supérieures à $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [28]. L'énergie du maximum dépend de l'intensité laser ($2,5 \cdot 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$ pour la mesure de la figure 6). Les émittances sont également faibles comme par exemple $1 - 2 \pi \text{ mm.mrad}$ mesuré par C.G.R.Geddes et al [29]. L'intérêt de tels faisceaux réside dans la possibilité dans un futur sans doute assez proche de transporter et de refocaliser ce faisceau par des éléments magnétiques sans trop couper dans la distribution en énergie.

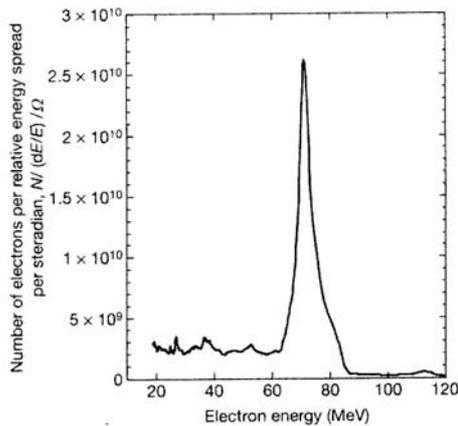


Figure 6 : Exemple de distribution en énergie d'électrons mesurée auprès de l'installation laser Astra au RAL par S.P.D.Mangles et al. Une distribution piquée en énergie est observée autour de 80 MeV [28].

L'émergence d'installations laser encore plus puissantes, de classe Pétawatt (10^{15} W) permet d'envisager l'accélération des électrons à des énergies encore plus élevées. La compétition internationale est forte pour atteindre la valeur symbolique du GeV avec ces installations. Des études théoriques ont été menées dans ce sens. Elles explorent le régime de la bulle à plus haute intensité [32] ou l'accélération dans des structures plasmas linéaires [33,34] et montrent la possibilité d'atteindre de telles énergies avec la future génération de lasers.

3.c. Accélération d'ions et de protons

3.c.1. Accélération par séparation de charge

L'accélération de protons par interaction laser - matière a été réalisée pour la première fois à la fin des années 1980 dans le cadre du projet Helios du laboratoire de Los Alamos [35]. De nombreuses expériences avec des cibles solides ont depuis été menées pour mieux comprendre et caractériser ces faisceaux de protons produits quelque soit la composition de la cible. Ces études ont permis de conclure que la source des protons accélérés provenait d'une faible couche d'impuretés hydrogénées (eau, graisse, huile) contaminant les surfaces (avant et arrière) de la cible. De plus, des expériences ont montré l'accélération d'ions fluorure à près de 100 MeV [36] et de palladium jusqu'à 225 MeV ce qui correspond à près de 2 MeV par nucléon [37].

Dans le cas d'impulsions laser ultra-brèves (ps à fs), le mécanisme d'accélération des protons actuellement reconnu comme prépondérant [38-40] est celui connu sous le nom de TNSA (Target Normal Sheath Acceleration). Il ne s'agit plus cette fois d'un effet direct du couplage avec l'onde laser mais d'un effet électrostatique. Les électrons accélérés en face avant vont traverser la cible et quitter celle-ci, la laissant globalement chargée positivement. Les électrons sortent de la cible jusqu'à ce que le potentiel créé par leur départ devienne suffisant pour les rappeler. Une partie des électrons est ainsi rappelée vers la cible et oscille à travers celle-ci, formant une gaine de charge négative autour de la cible globalement

chargée positivement. La brièveté du processus d'accélération fait que la partie arrière de la cible peut être considérée comme "froide". On a ainsi création d'un champ électrostatique normal à la face arrière de la cible (voir fig. 7) pouvant atteindre des valeurs de l'ordre de 10^{12} V.m^{-1} [41]. Celui-ci est suffisant pour arracher les protons de la couche hydrogénée toujours présente à la surface des cibles (eau, graisses adsorbées). Les protons sont accélérés préférentiellement par rapport aux ions car ils ont le rapport charge sur masse le plus important. Ils seront donc les premiers mis en mouvement et seront soumis à un champ non encore écranté.

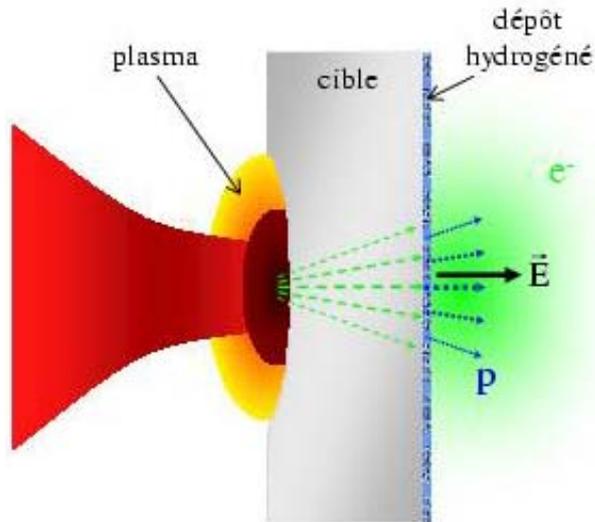


Figure 7 : Illustration schématique du processus d'accélération des protons par la gaine d'électrons (TNSA). Les électrons accélérés en face avant sont à l'origine, à l'arrière de la cible, d'un fort champ électrique capable d'arracher et d'accélérer les protons de la couche hydrogénée.

Ce schéma d'accélération conduit à une distribution en énergie continue du fait du champ électrique différent auquel sont soumises les différentes zones de la couche hydrogénée. En effet, les protons "enfouis" dans le dépôt hydrogéné sont sensibles à un champ accélérateur plus faible que la couche superficielle. D'autre part, le faisceau laser n'ayant pas une intensité constante sur la surface de la tache focale, les électrons ne sont pas non plus accélérés de la même manière au centre de cette tache et sur ses bords. L'amplitude du champ accélérateur à la surface arrière de la cible est par conséquent variable suivant la distance à l'axe de symétrie et les protons ne seront pas accélérés à la même énergie suivant leur position initiale.

Expérimentalement, la partie à haute énergie des spectres est cependant convenablement décrite par une distribution présentant une décroissance exponentielle (type loi de Boltzmann) ou Maxwellienne [41-43]. De telles distributions sont représentées dans la Fig. 8 mesurées sur l'installation laser Vulcan au RAL [42]. Des protons de plusieurs dizaines de MeV sont observés sur les deux faces d'une cible de $10 \mu\text{m}$ d'aluminium. Les protons émis en face avant ont une énergie moindre: le plasma formé sur cette face écran le champ électrique accélérateur des protons. Ces deux spectres montrent un comportement pouvant s'approcher par une loi de Boltzmann tronquée par une énergie de coupure. Celle-ci est associée au champ maximal créé par la gaine d'électrons.

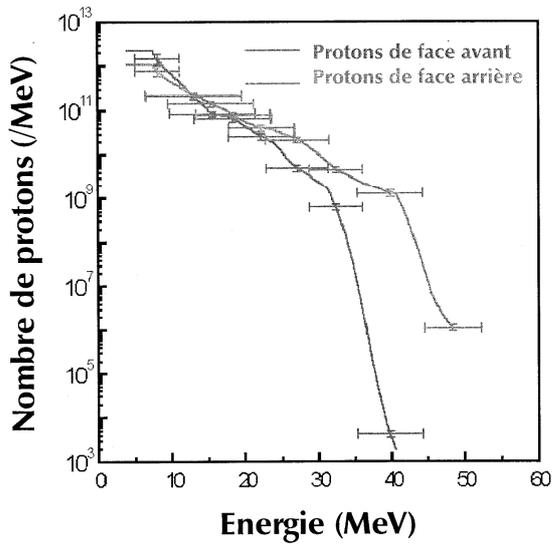


Figure 8 : Distributions en énergie des protons émis en face avant (gauche) et en face arrière (droite) mesurées sur l'installation Vulcan au RAL [42].

La figure 9 montre deux distributions en énergie des protons mesurées sur l'installation 100 TW du LULI pour deux angles d'émission différents après un tir laser de 25J sur une cible d'or [41]. Les distributions peuvent encore être ajustées par une loi de Boltzmann tronquée à des énergies allant de 13 à 18 MeV. Plus de 10^{11} protons sont mesurés au delà de 5 MeV, ce qui correspond à 1% de conversion de l'énergie laser. Les auteurs ont de plus montré que l'énergie maximale de la distribution de protons dépend de l'intensité et de la longueur d'onde de l'impulsion laser selon une loi de puissance en $\lambda^{0.5}$.

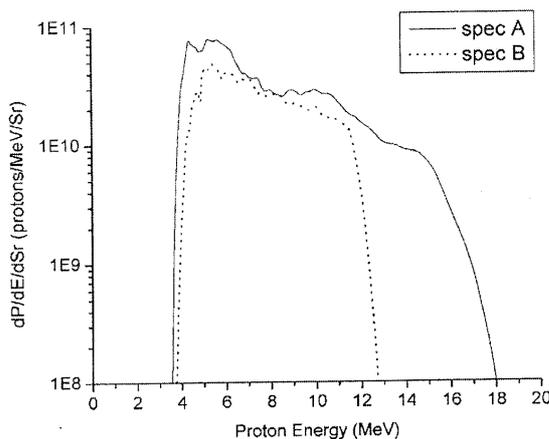


Figure 9 : Distributions en énergie des protons émis en face arrière pour deux angles différents sur l'installation 100 TW du LULI, spectre A: 0° , spectre B: 13° [41].

3.c.2. Focalisation des faisceaux

Différentes expériences ont été menées pour étudier la dépendance de la distribution des protons (en énergie et en angle) en fonction de la géométrie de la cible. Le cas classique est une cible plane et d'épaisseur suffisante pour que la face arrière soit encore sous forme solide lors du passage des électrons. Des cibles cylindriques (fils) ont été étudiées dans la référence [44]. Elles semblent donner lieu à une émission dans toutes les directions autour de la cible dans le plan d'incidence du faisceau laser du fait de la création d'une gaine d'électrons de symétrie cylindrique. Des cibles concaves ont également été proposées [48]. L'intention première était de compenser la divergence naturelle du faisceau : les protons étant émis normalement à la surface de la cible, une cible concave permet de focaliser naturellement le faisceau de protons vers le centre de courbure de la cible. Il s'avère, de plus, que cette configuration permet, dans certaines conditions, d'augmenter l'énergie maximale des protons [45].

3.c.3. Vers une meilleure définition en énergie des faisceaux de protons et d'ions

Le caractère continu de la distribution en énergie des particules peut constituer une limitation à l'utilisation de ces faisceaux pour des applications. Pour remédier à ce problème, Esirkepov et al. ont proposé, dès 2002, sur la base de simulations numériques d'utiliser des cibles à 2 couches [46]. L'une sur la face avant de la cible serait constituée d'atomes à Z élevés tandis que la deuxième couche, très mince, serait faite d'éléments de faible Z (matière hydrogénée). Avec un tel système les auteurs ont montré la possibilité de générer des faisceaux de protons mieux définis en énergie (distribution piquée autour de la valeur maximale en énergie).

Plusieurs laboratoires ont obtenu des spectres " piqués " en énergie par cette technique [47,48]. Ainsi Hegelich et al. ont obtenu un faisceau d'ions C^{5+} à une énergie de l'ordre de 3 MeV par nucléon avec une dispersion en énergie d'environ 17%, et ce, sur une durée de 1 ps [47]. Par ailleurs, en utilisant des cibles microstructurées, Schworer et al. ont produit un faisceau de 10^8 protons dans 24 msr d'énergie centrée autour de 1,2 MeV [48]. La Fig. 10 montre une distribution en énergie de protons mesurée dans ce dernier cas et celle obtenue dans le cadre d'une simulation. Les énergies en jeu sont encore faibles mais ces premiers résultats provenant d'une structuration de la cible sont encourageants. Les résultats de simulations réalisées pour une intensité laser de $10^{21} \text{ W.cm}^{-2}$ sont présentés dans l'encart de la figure et montrent qu'une distribution en énergie piquée autour de 173 MeV est envisageable sur les futurs installations laser avec ce type de cible.

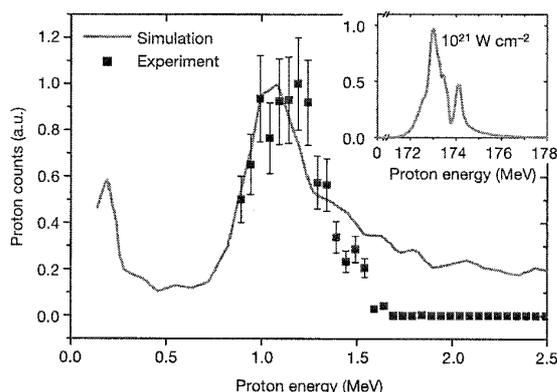


Figure 10 : Distribution en énergie des protons émis en face arrière pour une cible microstructurée et mesurée à une intensité de $3.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$. La distribution en énergie calculée par un code PIC à plus haute intensité est représentée dans l'encart [48].

Enfin citons une approche alternative proposée par Toncian et al. qui permet la focalisation du faisceau de protons pour une gamme en énergie sélectionnée [49]. Cette approche découple la phase de production du faisceau de celle de focalisation et de sélection en énergie. La technique emploie les champs électriques générés pendant un temps très court dans un microcylindre irradié par un laser de puissance de courte durée. Ces champs sont suffisamment forts pour focaliser le faisceau de protons le long de l'axe du cylindre. Seuls les protons contenus dans le cylindre pendant que les champs sont présents sont focalisés. Par ce procédé une sélection en vitesse (et donc en énergie) des protons est effectuée en plus de la focalisation.

4. Conclusion

Nous avons montré dans ce cours que l'interaction d'une onde laser ultra - intense et ultra - brève sur une cible produit des faisceaux d'électrons et d'ions aux propriétés inédites. Un grand nombre de particules sont émises sur un temps très court et avec une émittance équivalente à celle des accélérateurs traditionnels. Les distributions en énergie de ces faisceaux étant continues, des efforts sont actuellement réalisés pour produire des faisceaux mieux définis en énergie. Des distributions avec des pics de quelques dizaines de pourcents

de largeur en énergie sont actuellement obtenues. Ceci n'est encore qu'une première étape et les progrès dans cette discipline récente sont très rapides.

Le développement de nouvelles installations de puissance dans les années à venir devrait permettre d'augmenter le nombre et l'énergie de ces particules. L'utilisation de ces faisceaux à des fins applicatives (fusion par confinement inertiel, protonthérapie, production de radioisotopes) ou pour des études fondamentales (nouveaux accélérateurs pour la physique des particules ou la physique nucléaire) pourrait constituer ensuite la prochaine étape. Pour mener à bien ce travail, des études de recherche et développement sont à réaliser pour mettre en place des diagnostics fiables et précis de caractérisation quantitative de ces faisceaux. Le physicien nucléaire a un rôle à jouer dans ces développements, les réactions nucléaires pouvant être mises à profit pour caractériser ces faisceaux [50-55].

Bibliographie

- [1] M.D.Perry and G.Mourou, *Science*, 264 (1994) 917
- [2] C.Rouyer, *Cours de l'Ecole Joliot-Curie*, 71 (1999)
- [3] J.Nuckolls et al., *Nature*, 239 (1972) 139
- [4] K.A.Brueckner and S.Jorna, *Rev.Mod.Phys.*, 46 (1974) 325
- [5] G.Gosselin and P.Morel, *Phys.Rev.C* 70 (2004) 064603
- [6] P.Kalman and J.Bergou, *Phys.Rev.C* 34 (1986) 1024
- [7] B.Cagnac and J.P.Faroux, *Lasers, interaction lumière-atomes*, Ed: Edp Sciences, 2002
- [8] J.D.Kilkenny et al., *Fusion Technology*, 21 (1992) 1340
- [9] M.Tabak et al., *Phys.Plasmas*, 1 (1994) 1626
- [10] W.L.Kruer and K.Estabrook, *Phys.Fluids*, 28 (1985) 430
- [11] P.Sprangle et al., *Phys.Rev.Lett.*, 64 (1990) 2011
- [12] S.C.Wilks et al., *Phys.Rev.Lett.*, 69 (1992) 1383
- [13] G.Malka and J.L.Miquel, *Phys.Rev.Lett.*, 77 (1996) 75
- [14] G.Schmidt and T.Wilcox, *Phys.Rev.Lett.*, 31 (1973) 1380
- [15] T.Tajima and J.M.Dawson, *Phys.Rev.Lett.*, 43 (1979) 267
- [16] P.Mora and F.Amiranoff, *Appl.Phys.*, 66 (1989) 3476
- [17] C.E.Clayton et al., *Phys.Rev.Lett.*, 70 (1993) 37
- [18] F.Amiranoff et al., *Phys.Rev.Lett.*, 74 (1995) 5220
- [19] F.Amiranoff et al., *Phys.Rev.Lett.*, 81 (1996) 995
- [20] N.Andreev et al., *JETP* 55 (1992) 571
- [21] P.Sprangle et al., *Phys.Rev.Lett.* 69 (1992) 2200
- [22] T.M.Antonsen Jr. and P.Mora, *Phys.Rev.Lett.* 69 (1992) 2204
- [23] A.Modena et al., *Nature*, 377 (1995) 606
- [24] G.Malka et al., *Phys.Rev.E* 66 (2002) 066402
- [25] V.Malka et al., *Science*, 298 (2002) 1596
- [26] A.Pukhov and J.Meyer-ter-Vehn, *Appl.Phys.B*, 74 (2002) 355
- [27] J.Faure et al., *Nature*, 431 (2004) 541

- [28] S.P.D.Mangles et al., *Nature*, 431 (2004) 535
- [29] C.G.R.Geddes et al., *Nature*, 431 (2004) 538
- [30] E.Miura et al., *Appl.Phys.Lett.*, 86 (2005) 251501
- [31] B.Hidding et al., *Phys.Rev.Lett.*, 96 (2006) 105004
- [32] S.Gordienko and A.Pukhov, *Phys.Plasmas*, 12 (2005) 043109
- [33] L.M.Gorbunov et al., *Phys.Plasmas*, 12 (2005) 033101
- [34] A.F.Lifschitz et al., *Laser Part. Beams*, 24 (2006) 255
- [35] S.J.Gitomer et al., *Phys.Fluids*, 29 (1986) 2679
- [36] M.Hegelich et al., *Phys.Rev.Lett.*, 89 (2002) 085002
- [37] M.Hegelich et al., *Phys.Plasmas*, 12 (2005) 056314
- [38] S.C.Wilks et al., *Phys.Plasmas*, 8 (2001) 542
- [39] P.Mora, *Phys.Rev.Lett.*, 90 (2003) 185002
- [40] P.Mora, *Phys.Rev.E*, 72 (2005) 056401
- [41] M.Allen et al., *Phys.Plasmas*, 10 (2003) 3283
- [42] K.W.D.Ledingham, *Nucl.Phys.A*, 752 (2005) 633
- [43] J.Fuchs et al., *Nature Physics*, 2 (2006) 48
- [44] F.N.Beg et al., *Appl.Phys.Lett.*, 84 (2004) 2766
- [45] T.Okada et al., *Phys.Rev.E*, 74 (2006) 026401
- [46] T.Zh.Esirkepov et al., *Phys.Rev.Lett.*, 89 (2002) 175003
- [47] B.M.Hegelich et al., *Nature*, 439 (2006) 441
- [48] H.Schwoerer et al., *Nature*, 439 (2006) 445
- [49] T.Toncian et al., *Science*, 312 (2006) 410
- [50] T.E.Cowan et al., *Phys.Rev.Lett.*, 84 (2000) 903
- [51] T.E.Cowan et al., *Lasers Part.Beams*, 17 (1999) 773
- [52] K.W.D.Ledingham et al., *Phys.Rev.Lett.*, 84 (2000) 899
- [53] I.Spencer et al., *Rev.Sci.Instrum.*, 73 (2002) 3801
- [54] M.Gerbaux et al., *Rev.Sci.Instrum.*, 79 (2008) 023504
- [55] M.Tarisien et al., *Proc. 29th European Conf. On Laser Interaction with Matter*, Ed. O.Cabellos, J.Sanz, G.Velarde and J.M.Perlado, pp592-7 (2007)

PIEGES A IONS

PIERRE DELAHAYE

GANIL
CNRS/IN2P3, CEA/DSM
Boulevard Henri Becquerel,
14076 CAEN Cedex 05

(précédemment à ISOLDE, CERN)

Résumé

Ces dix dernières années, l'instrumentation nucléaire s'est enrichie d'une nouvelle technique : le piégeage d'ions. Les pièges participent aux mesures de précision de la masse atomiques des isotopes radioactifs, aux tests du modèle standard par l'étude de la désintégration β , ou encore aux tests des symétries fondamentales telle CPT par l'étude de l'antimatière au CERN. Les applications des pièges à la manipulation des faisceaux radioactifs se sont multipliées. Citons par exemple le rôle grandissant des refroidisseurs regroupeurs d'ions auprès des nouvelles installations, permettant la préparation de faisceaux exceptionnellement purs d'isotopes, repoussant de plusieurs ordres de grandeur les limites de sensibilité de la spectroscopie laser colinéaire. Ce cours a pour but de décrire les techniques de piégeage d'ions dans les pièges de Paul et de Penning, et de donner un large éventail d'exemples représentatifs de l'utilisation de ces pièges pour la physique nucléaire, la physique des interactions faibles et des symétries fondamentales.

Abstract

During the last decade, a new kind of instrumentation was developed for nuclear physics. Ion traps are precision tools which for instance permit high accuracy mass measurements of radioactive isotopes, contribute to the tests of the standard model by the study of nuclear beta-decay, and are used for the tests of fundamental symmetries such as CPT by the study of antimatter at CERN. Since the late 1990's the range of applications of traps to the manipulation of radioactive ion beams has been steadily expanding. For instance, traps used as ion coolers and ion bunchers increase the sensitivity of laser spectroscopy experiments by several orders of magnitude. They should enable the preparation of exotic beams of unprecedented purity by new facilities. The goals of this course are to describe the ion trapping techniques in Paul and Penning traps, and to present a broad range of examples representative of the applications of these techniques to nuclear physics, weak interaction physics and fundamental symmetries.

Table des matières

1	Introduction	131
2	Bref historique	131
3	Mode de fonctionnement.....	132
3.1	Pièges de Paul	132
3.1.1	Equations de Mathieu et diagramme de stabilité.....	132
3.1.2	Application en spectromètre de masse.....	135
3.1.3	Refroidissement par « buffer gas cooling »	137
3.2	Pièges de Penning	139
3.2.1	Mouvements propres	140
3.2.2	Excitations des mouvements propres.....	141
3.2.3	Techniques de refroidissement.....	142
3.2.4	Techniques de mesure des fréquences propres	145
4	Manipulation de faisceaux d'ions radioactifs.....	147
4.1	Faisceaux ISOL	148
4.1.1	RFQ coolers.....	148
4.1.2	Piège de Penning refroidisseur.....	148
4.1.3	Séparation en masse.....	149
4.2	Faisceaux in-flight.....	150
5	Applications des pièges électromagnétiques à la physique nucléaire et des interactions fondamentales.....	150
5.1	Spectrométrie de masse de haute résolution	150
5.1.1	Penning trap mass spectrometry	150
5.1.2	Structure nucléaire.....	151
5.1.3	Tests des modèles de masse nucléaires.....	152
5.1.4	Masses et astrophysique nucléaire	153
5.1.5	Masses et tests de l'unitarité de CKM / CVC.....	155
5.2	Tests du modèle standard et de l'interaction faible	156
5.2.1	Mesure du paramètre de corrélation angulaire β -v.....	156
5.2.2	Spectroscopie des transitions Fermi pures.....	163
5.3	Spectroscopie laser des atomes radioactifs	164
5.3.1	COLLAPS et ISCOOL à ISOLDE	164
5.4	Antihydrogène et test de CPT au CERN	165
5.5	Tests de QED dans les pièges Penning.....	166
6	Futures installations	167
7	Remerciements	168
	Bibliographie.....	168

1 Introduction

Le but des notes de ce cours est de présenter le principe des pièges électromagnétiques dans une première partie et leurs applications à la physique nucléaire et plus généralement à la physique fondamentale dans une seconde. Même si l'essentiel de ce cours porte sur les pièges de Penning et de Paul, d'autres techniques de piégeage plus ou moins apparentées sont évoquées en particulier pour leurs applications complémentaires.

2 Bref historique

Les pièges de Paul et de Penning ont été développés dans les années 1950 par les physiciens W. Paul et H. W. Dehmelt. Le confinement de particules électriquement chargées y est réalisé par un potentiel électrique quadrupolaire.

En l'absence de charges, la loi de Laplace s'écrit :

Équation 1

$$\Delta\phi = \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial z^2} = 0$$

Elle implique qu'il existe une dérivée seconde du potentiel de signe opposée aux deux autres. De fait, il n'existe pas de potentiel harmonique qui puisse confiner les particules chargées dans toutes les dimensions, et il y a nécessairement une direction de fuite. Dans le piège de Paul, les particules sont confinées par l'utilisation de tensions RF : les particules y sont piégées comme des billes seraient piégées sur une selle de cheval à un régime de fréquence et d'amplitude donné. Dans le piège de Penning, les particules sont confinées radialement par l'ajout d'un champ magnétique perpendiculaire à l'axe de fuite (Figure 1).

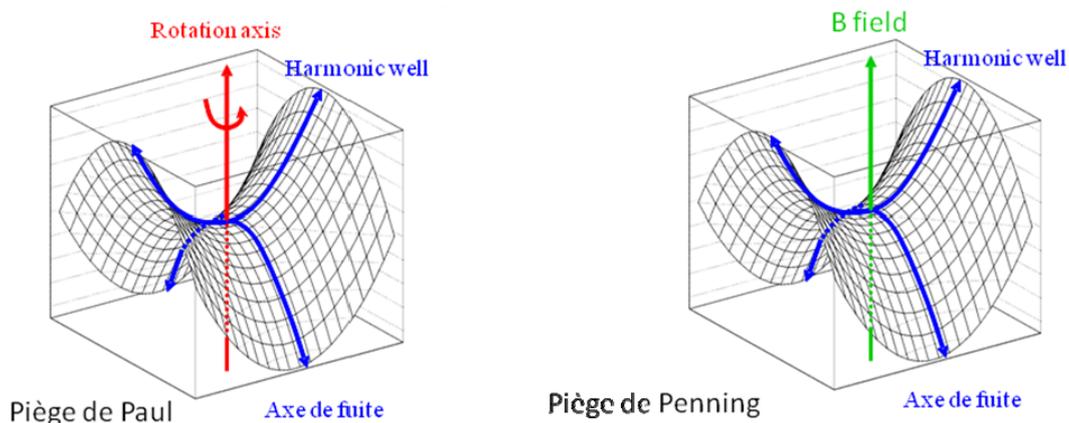


Figure 1 : principe de confinement dans les pièges de Paul et Penning.

A l'origine, les pièges de Paul furent développés par W. Paul et collègues comme filtres de masse [Paul53, Paul58]. Le livre de Dawson est une référence en la matière [Dawson76]. Les pièges de Penning ont été développés en plusieurs étapes. Dans la fin des années 1930, F. M. Penning a l'idée d'introduire un champ magnétique perpendiculaire à la direction

des particules chargées produites par les jauges de vide à ionisation pour augmenter leur précision [Penning36]. On attribue à J. R. Pierce l'addition d'électrodes perpendiculaires au champ magnétique [Pierce49]. Ce type de piège fut dénommé piège de Penning par Hans G. Dehmelt qui développa cette technique pour le piègeage d'électrons isolés et au repos. H. G. Dehmelt et W. Paul partagèrent le prix nobel de physique en 1989, « pour le développement de la technique de piègeage d'ions » avec N. F. Ramsey pour l'invention de la « méthode des champs d'oscillation séparés » [Dehmelt90, Paul90].

3 Mode de fonctionnement

3.1 Pièges de Paul

3.1.1 Equations de Mathieu et diagramme de stabilité

Dans deux dimensions, l'équation du potentiel quadrupolaire s'écrit sous la forme :

Équation 2

$$\phi(x, y) = \frac{V_0}{2} \left(\frac{x^2 - y^2}{r_0^2} \right)$$

Ce potentiel satisfait à la loi de Laplace (Équation 1). Les constantes V_0 et r_0 sont homogènes à un potentiel électrique et une distance. Il correspond exactement au potentiel créé par deux jeux d'électrodes hyperboliques infinies couplées, dont chaque couple serait séparé par une distance r_0 du centre et entre lesquels une différence de potentiel V_0 serait appliquée. En pratique, ces électrodes hyperboliques sont très bien approximées par des électrodes cylindriques de diamètre $2 \cdot 1.148 \cdot r_0$ (cf Figure 2, [Dawson76]).

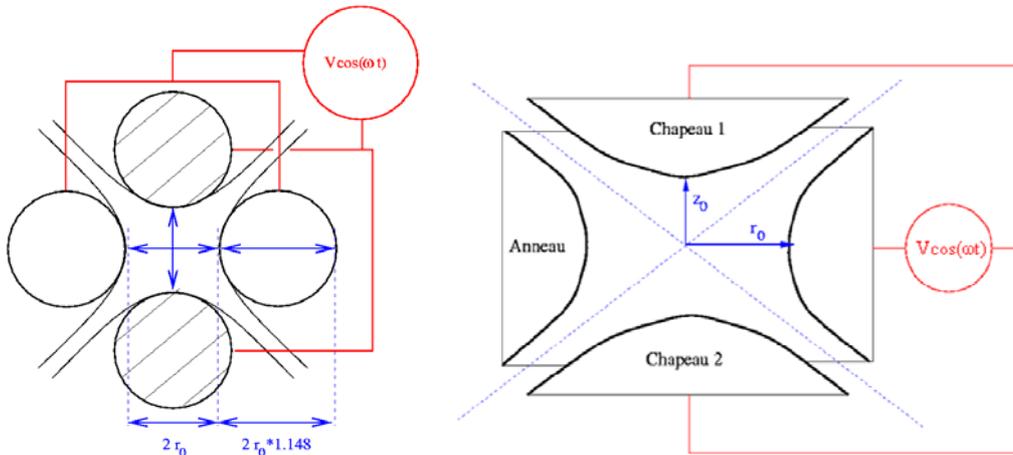


Figure 2 : pièges de Paul 2D et 3D.

En trois dimensions, le potentiel quadrupolaire est traditionnellement appliqué par des électrodes hyperboliques de révolution appelées « anneau, ring » dans le plan azimutal et « chapeaux, end caps » dans l'axe du piège, à une distance $z_0 = r_0 / \sqrt{2}$ du centre du piège (Figure 2).

Dans un piège de Paul linéaire, aussi appelé RFQ pour « RadioFrequency Quadrupole », les équations du mouvement des ions peuvent s'écrire :

Équation 3

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -q(U - V \cos(\Omega t)) \frac{x}{r_0^2}$$

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = q(U - V \cos(\Omega t)) \frac{y}{r_0^2}$$

Et si l'on note :

Équation 4

$$a_r = \frac{4qU}{mr_0^2 \Omega^2}; \quad q_r = \frac{2qV}{mr_0^2 \Omega^2} \text{ et } \zeta = \frac{\Omega t}{2}$$

Les équations du mouvement se réduisent à :

Équation 5

$$\frac{d^2 x}{d\zeta^2} + (a_r - 2q_r \cos 2\zeta)x = 0$$

$$\frac{d^2 y}{d\zeta^2} - (a_r - 2q_r \cos 2\zeta)y = 0$$

Ces équations sont connues sous le nom d'équations de Mathieu. Leurs solutions peuvent s'exprimer sous la forme de série entière :

Équation 6

$$u(\zeta) = \alpha' \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} C_{2n} e^{(2n+\beta)i\zeta} + \alpha'' \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} C_{2n} e^{-(2n+\beta)i\zeta}$$

où α' et α'' dépendent des conditions initiales, et les C_{2n} et $\beta \in \mathbb{R}$ dépendent des paramètres de Mathieu a_r et q_r . Le mouvement étant instable pour des valeurs entières de β , un diagramme de stabilité délimite les valeurs de a_r et q_r pour lesquelles les ions sont piégés (Figure 3). La première zone de stabilité ($\beta \in [0;1.0]$, Figure 4) est la plus communément utilisée pour des régimes d'amplitude les plus bas.

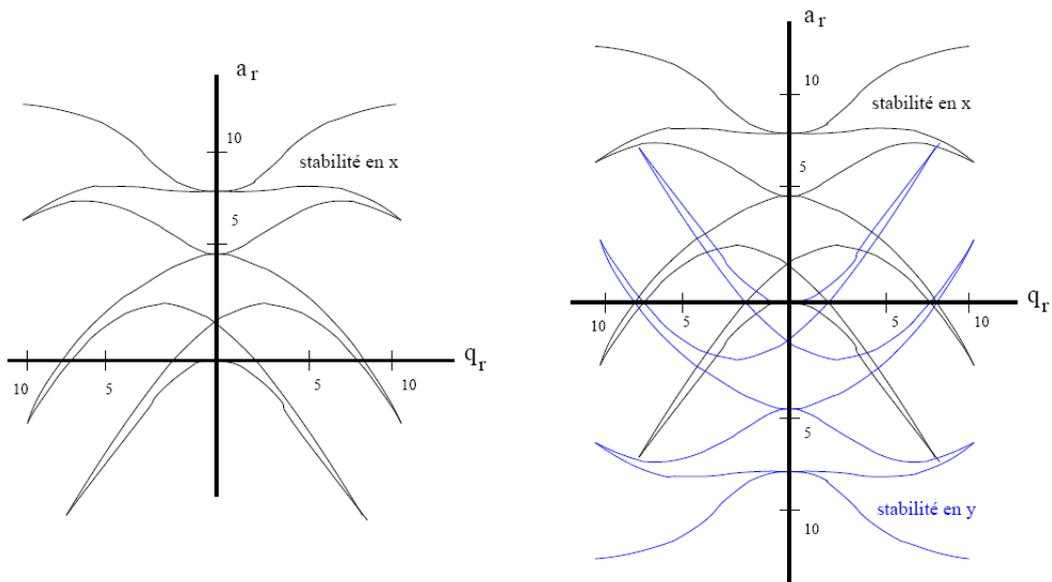


Figure 3 : allure du diagramme de stabilité en x (à gauche) et du recouvrement des diagrammes de stabilité en x et y (à droite) pour un piège de Paul linéaire.

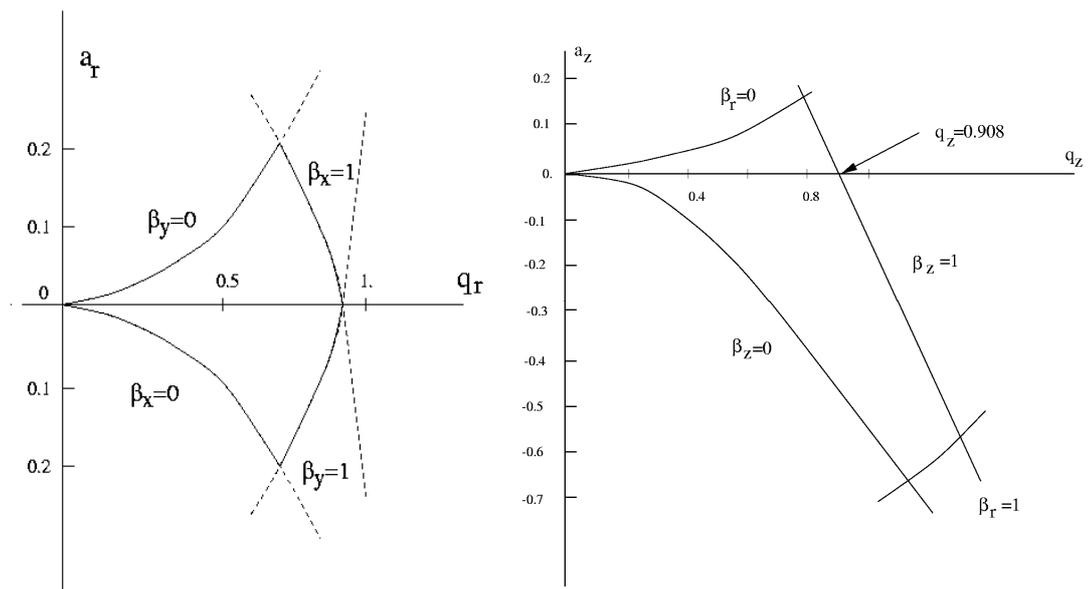


Figure 4 : zoom sur la première zone de stabilité pour les pièges 2D (plan a_r, q_r à gauche) et 3D (plan a_z, q_z à droite, $z_0=r_0/\sqrt{2}$).

Une notion utile pour définir la capacité de charge d'espace d'un piège de Paul est le puits de pseudo-potential. Dans un régime correspondant à $\beta \ll 1$, le mouvement se décompose principalement en deux harmoniques : le macromouvement ou mouvement séculaire, de fréquence $\beta\Omega/2$ et le micromouvement de fréquence proche de celle de la RF ($1-\beta\Omega/2$). Dans ce cas, on peut montrer que les forces électriques variables au cours du temps sont en moyenne équivalentes à une force statique de potentiel harmonique et correspondant à un puits de (pseudo) potentiel de profondeur donné par les formules (pièges de Paul linéaires 2D et 3D D_r, D_z) :

Équation 7

$$\bar{D}_z = \frac{qV^2}{4mz_0^2\Omega^2} = \frac{mz_0^2\Omega^2q^2}{16q}$$

$$\bar{D}_r = \frac{qV^2}{4mr_0^2\Omega^2} = \frac{\bar{D}_z}{2}$$

Une trajectoire typique d'ion piégé dans un piège de Paul 3D pour des régimes de β faible est présentée sur la Figure 5.

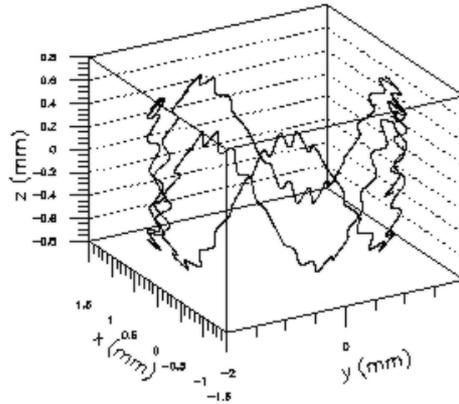


Figure 5 : trajectoire d'un ion 6 amu dans un piège de Paul de $r_0=12.5$ mm avec $q_z=0.196$ et $a_z=5.22 \cdot 10^{-3}$.

3.1.2 Application en spectromètre de masse

Une application directe du diagramme de stabilité du Piège de Paul est le filtre de masse. A fréquence fixe, les régimes d'amplitude à la pointe extrême de ce diagramme correspondent à des tensions U et V qui varie linéairement avec la masse (Figure 6). En scannant U et V tout en conservant un rapport $U/V=a_r/q_r$ constant, un spectre de masse peut être réalisé.

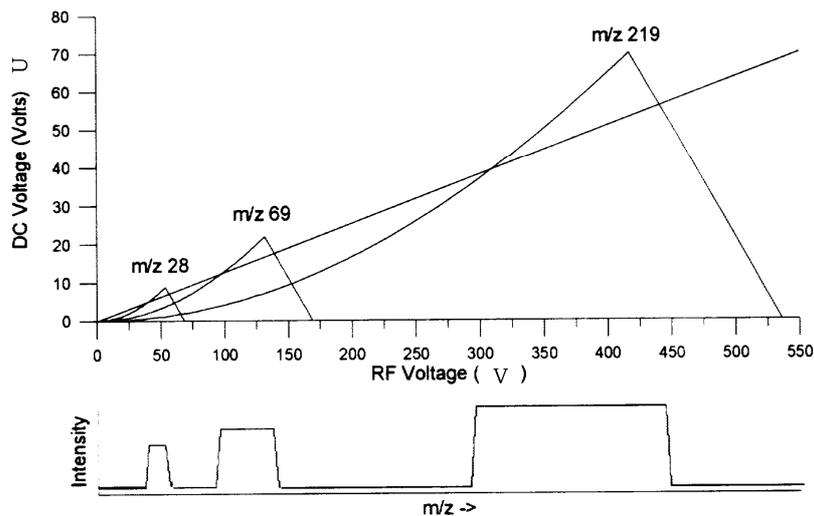
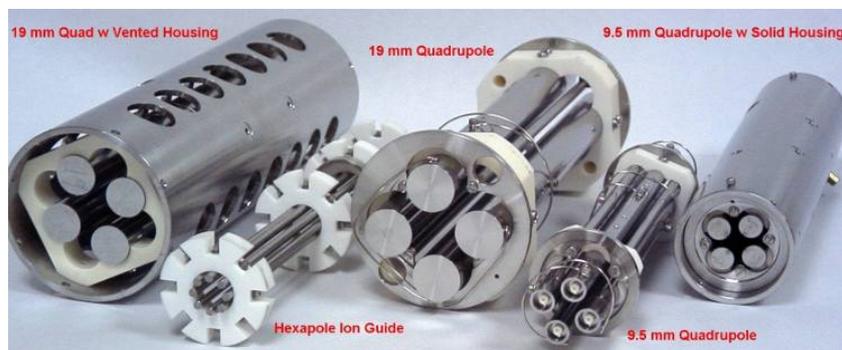


Figure 6 : principe du filtre de masse.

Des spectromètres de masse commerciaux, essentiellement utilisés pour les analyses de gaz, l'analyse moléculaire en chimie et biochimie sont par exemple vendus par la firme EXTREL ([Extrel], Figure 7).



MAX SYSTEM SELECTION CHART				
Model	Mass Range amu	Quadrupole Size	RF Operating Frequency	Typical Applications
MAX 60	1-60	19 mm	2.9 MHz	He-D2, He Scattering, Atmospheric Chemistry
MAX 120	1-120	19 mm	2.1 MHz	SIMS, Inorganic Analysis, Atmospheric Chemistry
MAX 200	1-200	19 mm	1.2 MHz	TPD, SIMS, Gas Analysis, Plasma/CVD Monitoring
MAX 260	1-260	9.5 mm	2.8 MHz	SIMS, Inorganic Analysis, ICP-MS
MAX 300	1-300	19 mm	1.2 MHz	TPD, SIMS, Gas Analysis, Plasma/CVD Monitoring
MAX 500	1-500	19 mm	1.2 MHz	TPD, SIMS, Gas Analysis, Plasma/CVD Monitoring
MAX 500b	1-500	9.5 mm	2.1 MHz	Special Ultra-High Resolution Work
MAX 800	2-800	9.5 mm	1.2 MHz	SIMS, Gas Analysis, Plasma/CVD Monitoring
MAX 1000	1-1000	19 mm	880 KHz	Cluster Analysis, Biomolecules
MAX 1200	2-1200	9.5 mm	1.2 MHz	Cluster Analysis, Biomolecules
MAX 2000	2-2000	9.5 mm	880 KHz	Cluster Analysis, Biomolecules
MAX 4000	10-4000	9.5 mm	880 KHz	Cluster Analysis, Biomolecules
MAX 9000+	25-9000	6 mm	880 KHz	Cluster Analysis, Biomolecules

Figure 7 : Extrait du catalogue EXTREL

Suivant ce principe, le CSNSM à Orsay développe un spectromètre de haute résolution qui devrait à un moindre coût être compétitif avec les séparateurs magnétiques de haute résolution ($R \sim 20000$, cf Figure 8).

The Ion Circus concept:

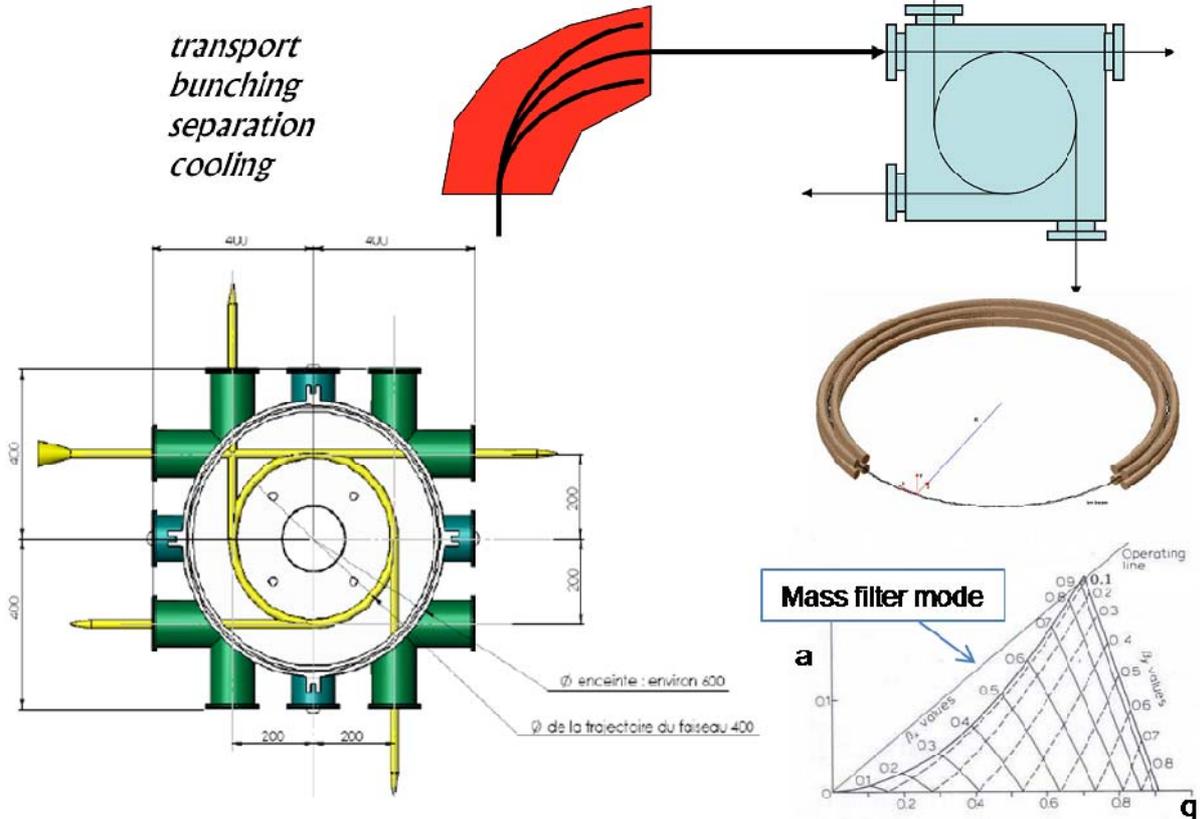


Figure 8 : Le « cirque d'ions » développé par le CSNSM (D. Lunney et E. Minaya-Ramirez).

3.1.3 Refroidissement par « buffer gas cooling »

Le développement de pièges refroidisseurs regroupeurs linéaires (RFQ coolers and bunchers) et fonctionnant sur le principe des pièges de Paul date de la fin des années 1990. Les premiers prototypes opérationnels ont été ceux d'ISOLTRAP à ISOLDE et JYFL au début des années 2000. Un article de wikipedia¹ regroupe les performances mesurées ou attendues des prototypes existants ou en voie de développement.

Les pièges de Paul utilisés comme refroidisseurs regroupeurs sont remplis de gaz Hélium à des pressions de l'ordre de la dizaine de Pa (10^{-1} mbar), et généralement segmentés pour appliquer différents gradients de tensions suivant la direction longitudinale (Figure 9). D'après le théorème de Liouville, la densité d'espace des phases – et par extension l'émittance d'un faisceau de particules à énergie fixe – se conserve au cours du temps et en l'absence de forces dissipatives. L'effet du gaz est donc essentiel pour le refroidissement puisque c'est celui-ci qui introduit la force dissipative qui permet la réduction des émittances transverse et longitudinale (en mode regroupeur) des ions. Les potentiels électriques ont eux pour effet i) de confiner les particules sur l'axe du quadrupole pendant le refroidissement (potentiel quadrupolaire), et ii) d'extraire en continu ou sous forme de pulses les particules piégées (potentiels des segments statiques ou pulsés).

¹ http://en.wikipedia.org/wiki/RFQ_Beam_Coolers

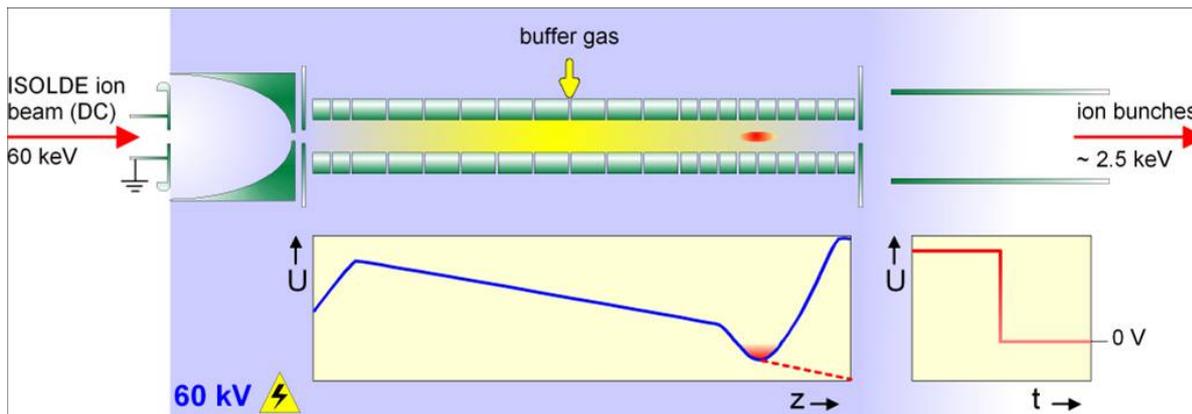


Figure 9 : principe des pièges à ions refroidisseurs regroupers. Les potentiels appliqués suivant l'axe du piège peuvent être distribués suivant un gradient uniforme pour le mode d'extraction continue ou de sorte à créer un puits de potentiel pour le mode pulsé.

Les performances du RFQ refroidisseur regroupeur de seconde génération ISCOOL sont en transmission et en capacité de charge les meilleures que l'on puisse trouver actuellement pour ce type de piège. Quelques unes sont présentées sur les Figure 10, Figure 11 et Figure 12. Une capacité en courant encore plus importante devrait être possible dans les refroidisseurs haute-intensité tels que SHIRAC [Gian08] pour lesquels une plus grande puissance RF est utilisée pour le confinement des ions.

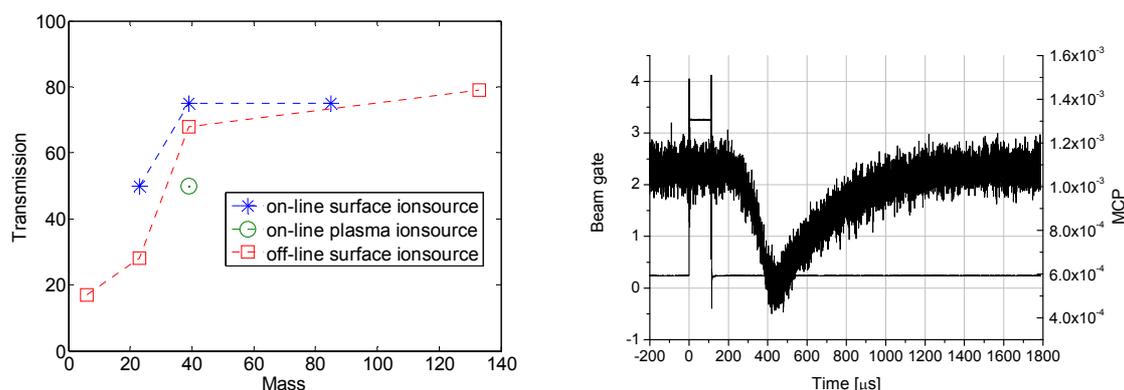


Figure 10 : transmission du RFQ cooler buncher ISCOOL en mode continu (à gauche) et temps de refroidissement (à droite).

Ainsi que l'on peut l'observer sur la Figure 10, les efficacités de transmission sont plus faibles pour les ions légers. Ceci est du au phénomène de « RF heating » qui correspond au fait que les collisions ions-atomes peuvent amener les ions sur des trajectoires plus énergétiques qu'elles ne l'étaient auparavant, et éventuellement engendrer des pertes en début de refroidissement lorsque les ions peuvent rencontrer les électrodes du piège sur des trajectoires excentrées. Ce phénomène est d'autant plus important que la masse des ions s'approche de celle des atomes du gaz tampon. C'est entre autres pourquoi il a été imaginé d'employer de l'hydrogène pour refroidir des ions ${}^6\text{He}^+$ dans une expérience récente du LPC Caen [Ban03]. L'autre principale motivation était d'éviter les échanges de charge résonnants avec le gaz tampon d'Hélium communément utilisé pour ses propriétés de gaz inerte.

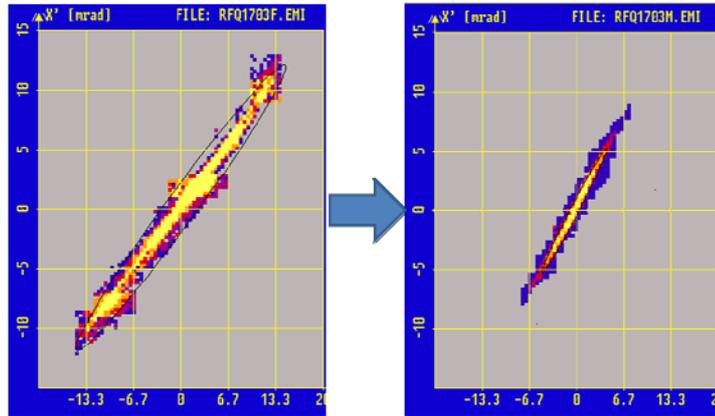


Figure 11 : réduction d'émittance d'un facteur >10 (de 30 à $<3\pi$.mm.mrad) pour des ions $^{133}\text{Cs}^+$ provenant d'une source d'ionisation de surface.

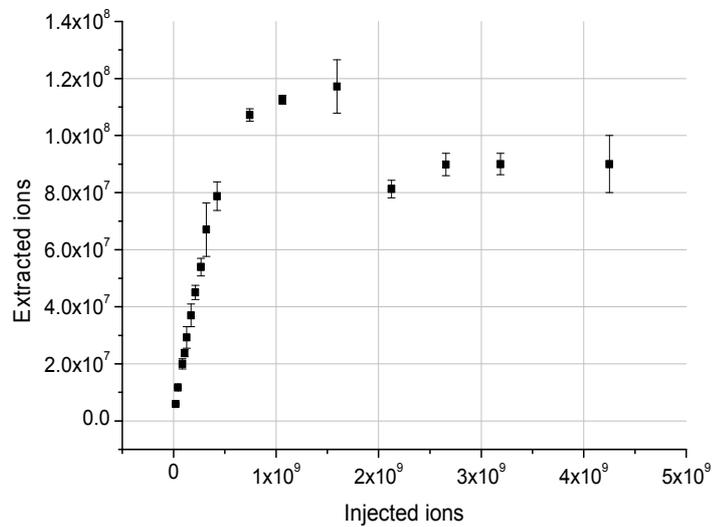


Figure 12 : capacité de charge d'espace du RFQ cooler buncher ISCOOL mesurée en variant les temps d'accumulation et piégeage de 10 ms à 1 s pour des ions $^{39}\text{K}^+$. Au maximum 10^8 ions peuvent être stockés et extraits en mode pulsé.

3.2 Pièges de Penning

Le piège de Penning est équivalent à un piège de Paul 3D dont les potentiels appliqués seraient statiques et auquel on ajoute un champ magnétique dirigé suivant l'axe de révolution du piège (Figure 13).

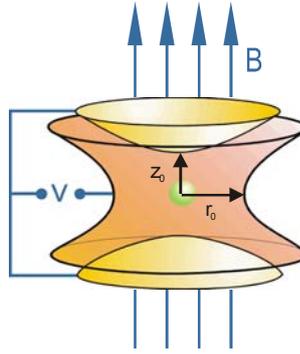


Figure 13 : schéma d'un piège de Penning hyperbolique

3.2.1 Mouvements propres

Les potentiels des chapeaux donnent aux particules un mouvement d'oscillateur harmonique suivant l'axe du piège. Dans la direction radiale, les champs magnétique et électrique croisés donnent naissance aux mouvements propres superposés cyclotron et magnétron qui sont tous les deux stables. Autour du centre et suivant l'axe du piège, la fréquence d'oscillation des ions est donnée par la formule :

Équation 8

$$\omega_{0z} = \sqrt{\frac{2qU}{mr_0^2}}$$

elle dépend du rapport q/m et des paramètres du piège.

Les équations du mouvement radial sont couplées :

Équation 9

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= \omega_c \frac{dy}{dt} + \frac{\omega_{0z}^2}{2}x \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= -\omega_c \frac{dx}{dt} + \frac{\omega_{0z}^2}{2}y \end{aligned}$$

elles peuvent se résoudre suivant les méthodes classiques (méthode matricielle ou substitution x et y par $u=x+iy$ par exemple).

Les solutions peuvent alors s'exprimer sous la forme :

Équation 10

$$\begin{aligned} x &= |A_+| \cos(-\omega_{r+}t - \alpha_+) + |A_-| \cos(-\omega_{r-}t - \alpha_-) \\ y &= |A_+| (\sin(-\omega_{r+}t - \alpha_+) + |A_-| \sin(-\omega_{r-}t - \alpha_-)) \end{aligned}$$

avec les fréquences propres :

Équation 11

$$\omega_+ = \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}}$$

la fréquence cyclotron réduite (pour rappel la fréquence cyclotron est $\omega_c=qB/m$) et

Équation 12

$$\omega_- = \frac{\omega_c}{2} - \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}}$$

la fréquence magnétron.

Les constantes A_+ et A_- sont les rayons et a_+ et a_- les avances de phases cyclotron et magnétron. Elles dépendent des conditions initiales. On notera que $\omega_+ + \omega_- = \omega_c$. En général on a de plus la relation : $\omega_+ \sim \omega_c \gg \omega_-$ et on démontre aisément avec cette condition qu'au premier ordre ω_- ne dépend pas de m . Le mouvement magnétron est centré sur l'axe du piège tandis que le mouvement cyclotron évolue autour du premier. La Figure 14 donne une trajectoire typique d'ion piégé dans un piège de Penning. Pour les paramètres du piège et de l'ion donnés dans cet exemple, $\omega_+ \sim \omega_c = 2.56\text{MHz}$, $\omega_z \sim 200\text{kHz}$ et $\omega_- \sim 8\text{kHz}$ ce qui correspond bien aux inégalités données ci-dessus.

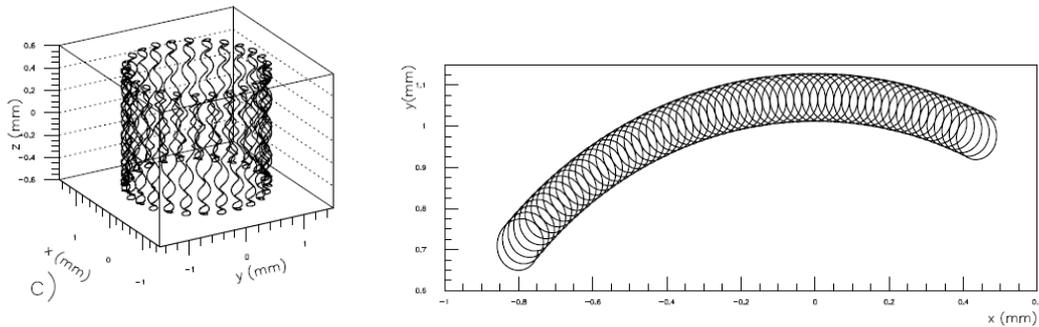


Figure 14 : trajectoire d'un ion de ${}^6\text{Li}^+$ piégé dans un piège de Penning avec comme paramètres $U_0=8\text{V}$, $B=1\text{ T}$, $r_0=12.5\text{mm}$.

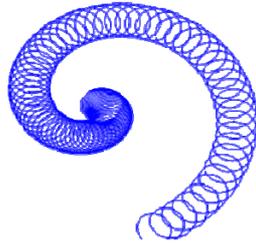
3.2.2 Excitations des mouvements propres

Les mouvements propres des ions sont excités par l'application, suivant leur direction, de potentiels variables à la fréquence correspondante ou théoriquement à l'une de ses harmoniques. Les excitations des mouvements axiaux et cyclotrons dépendent donc de la masse des ions piégés tandis que l'excitation du mouvement magnétron y sera relativement insensible. La plupart des résultats montrés ci-dessous sont analytiquement traités dans la référence [König95].

3.2.2.1 Excitations dipolaires

Les excitations dipolaires résonantes ont pour effet d'augmenter l'amplitude des mouvements propres et donc l'énergie cinétique des particules. L'excitation dipolaire magnétron décentre les trajectoires des ions tandis que l'excitation cyclotron se traduit par un gain d'énergie cinétique significatif tout en conservant la même trajectoire moyenne (Figure 15).

Magnetron excitation: ρ_-



Cyclotron excitation: ρ_+

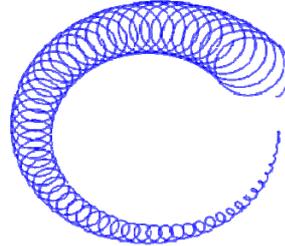


Figure 15 : effet des excitations dipolaires résonnantes à la fréquence magnétron et cyclotron des ions.

3.2.2.2 Excitations quadrupolaires

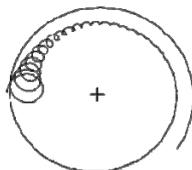
L'excitation quadrupolaire la plus utilisée est l'excitation à la fréquence cyclotron $\omega_c = \omega_+ + \omega_-$ des ions, car elle est une excitation qui couple les mouvements magnétrons et cyclotrons. Au cours du temps, l'amplitude du mouvement cyclotron est transformée en amplitude magnétron et vice-versa. Si le mouvement est à l'origine purement magnétron, sa transformation en mouvement cyclotron résulte en un gain d'énergie proportionnel à $(\omega_+/\omega_-)^2$.

3.2.3 Techniques de refroidissement

3.2.3.1 Buffer gas cooling

Dans le cas des pièges de Penning, l'introduction de gaz tampon a pour effet d'augmenter le rayon magnétron des ions, et non de le réduire, car l'énergie potentielle associée à ce mouvement diminue avec le rayon $qV = -m\omega_{0z}^2 r^2/4$. Pour remédier à ce problème, une excitation quadrupolaire à la fréquence cyclotron des ions permet de coupler les deux mouvements et de diminuer de concert l'énergie cinétique des mouvements propres des ions tout en les gardant sur l'axe du piège [König95] (Figure 16).

Gaz tampon ^4He
Sans excitation



Gaz tampon
Excitation quadrupolaire à ω_c

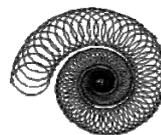


Figure 16 : refroidissement des ions par gaz tampon sans excitation (à gauche) et avec excitation quadrupolaire (à droite) qui couple les mouvements propres magnétron et cyclotron.

L'excitation quadrupolaire à la fréquence ω_c étant sélective en masse, cette technique de refroidissement est couramment utilisée comme méthode de purification de faisceau dans les spectromètres de masse utilisant les pièges de Penning. Traditionnellement, une excitation magnétron est d'abord employée pour décentrer tous les ions piégés, puis l'excitation quadrupolaire est appliquée pour ne recentrer et refroidir que les ions de masse

recherchée. Au premier ordre le pouvoir de résolution de cette méthode est déterminé par le rapport du temps d'excitation sur la période RF :

Équation 13

$$R = m/\delta m = \omega_{rf}/\delta\omega_{rf} \sim T_{exc}/T_{rf}$$

du fait des propriétés de la transformée de Fourier du signal d'excitation.

En pratique des résolutions de l'ordre de $m/\delta m \sim 10^5$ sont couramment obtenues pour des temps d'excitation de l'ordre de 100ms [Bollen2001].

3.2.3.2 Resistive cooling

La méthode dite de refroidissement résistif consiste à dissiper l'énergie de la charge induite des ions dans un circuit résonnant RLC adapté à la masse des ions piégés et usuellement refroidi à 4K la température de l'Hélium liquide. Si ce circuit est connecté aux chapeaux du piège alors l'équation de l'amortissement du mouvement s'écrit :

Équation 14

$$dE/dt = P = -RI^2 = L\omega_z/Q \cdot I^2$$

où à la résonance $\omega_z = 1/\sqrt{LC}$, et Q est le facteur de qualité du circuit. En notant que l'énergie totale de n ions piégés est égale à

Équation 15

$$\langle E \rangle = 1/2n \cdot m \langle v^2 \rangle + 1/2n \cdot m \cdot \omega_z^2 \langle z^2 \rangle = 1/2n \cdot m \cdot \omega_z^2 \cdot z_0(t)^2$$

et que $\langle I \rangle = nq \langle v \rangle = 1/2n \cdot q \cdot \omega_z \cdot z_0(t)$ la perte d'énergie moyenne des n ions s'écrit :

Équation 16

$$\langle dE/dt \rangle = n \cdot q^2/m \cdot R/2 \cdot \langle E \rangle$$

on en déduit que le temps d'amortissement du mouvement est :

Équation 17

$$\tau = (m/q^2) \cdot (2/R)$$

Cette méthode est donc particulièrement efficace pour les ions multichargés.

3.2.3.3 Evaporative cooling

La méthode de refroidissement évaporatif consiste à supprimer les particules les plus énergétiques dans un bain de particules chargées légères où les ions à refroidir se thermalisent par des interactions coulombiennes (Figure 17). Cette méthode est principalement utilisée dans les sources EBIS et peu utilisée dans les pièges Penning de refroidissement car peu efficace. En revanche elle est utile dans les pièges de Penning de mesure de masse où un ion peut être refroidi très rapidement (SMILETRAP [Bergström02]).

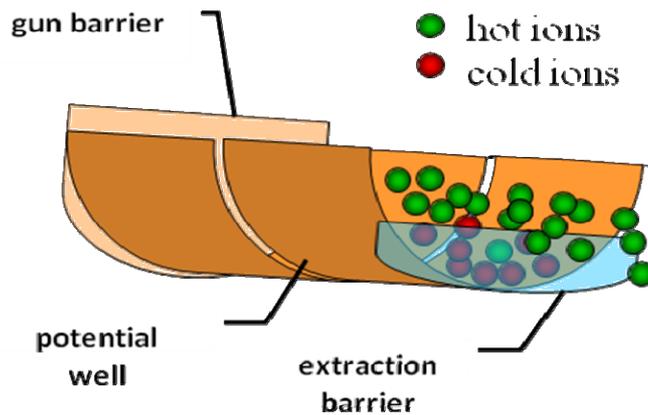


Figure 17 : principe du refroidissement évaporatif dans une source EBIS.

3.2.3.4 Electron cooling

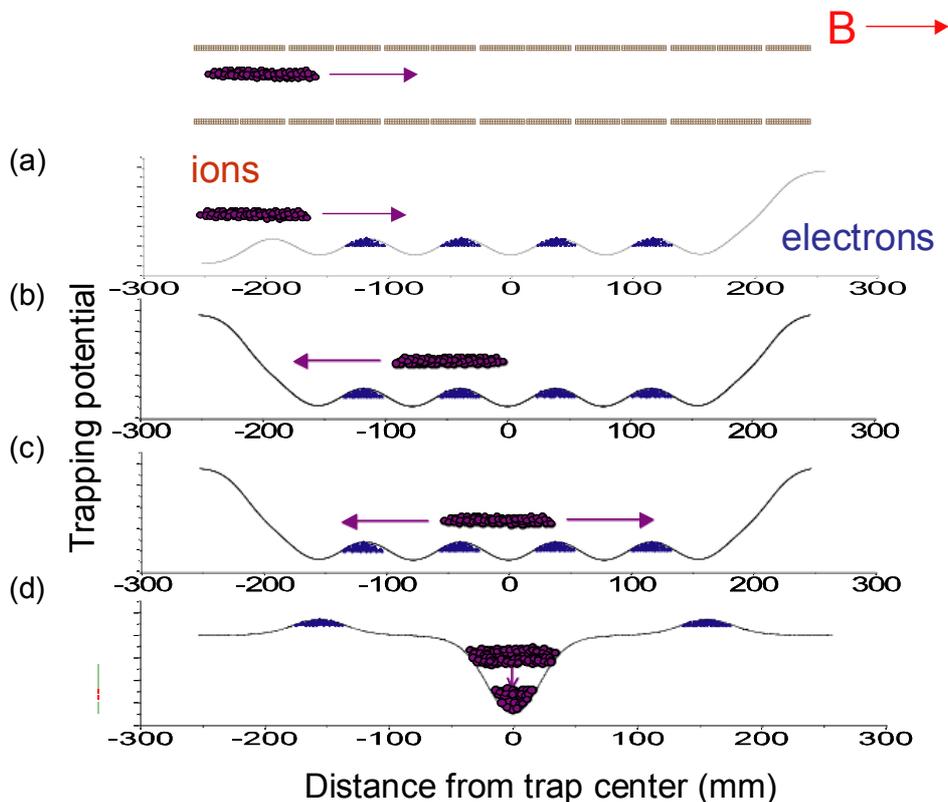


Figure 18 : principe du refroidissement à électrons prévu sur HITRAP

La technique dite « electron cooling » ou de refroidissement par interaction avec un faisceau d'électrons a été à l'origine développée pour les anneaux de stockage d'ions [Poth90]. Comme pour le refroidissement évaporatif, les ions multichargés chauds transfèrent leur énergie aux électrons froids. Le temps typique de refroidissement étant de l'ordre de plusieurs secondes, elle est peu applicable au refroidissement des ions radioactifs de durée de temps de vie courte. Dans un piège de Penning, la méthode est limitée par les recombinaisons de charge des ions avec les électrons piégés. Dans le projet HITRAP, il est

prévu de ce fait que le refroidissement évaporatif soit remplacé par un refroidissement résistif une fois les ions suffisamment refroidis (Figure 18 [Kluge08]).

3.2.4 Techniques de mesure des fréquences propres

3.2.4.1 Temps de vol

Une méthode couramment utilisée dans les spectromètres de masses Penning pour la mesure de la fréquence cyclotron des ions est la méthode dite de « temps de vol ». Elle consiste en l'application successive d'une excitation dipolaire magnétron qui décentre tous les ions autour d'un large rayon magnétron (cf. 3.2.2) et d'une excitation quadrupolaire autour de la fréquence cyclotron présumée. Les ions piégés sont ensuite éjectés vers une ligne de temps de vol où ils sont détectés par un détecteur type galette de microcanaux (MCP pour Micro-Channel Plate). Lorsque l'excitation quadrupolaire est résonnante, le mouvement magnétron est transformé entièrement en mouvement cyclotron de même rayon mais de fréquence bien plus élevée. De fait les ions excités à la résonance ont gagné bien plus d'énergie transverse que les ions excités loin de la résonance. Lorsqu'ils sont éjectés hors du champ magnétique intense du piège sur la ligne de temps de vol, la conservation du moment magnétique a pour effet de transformer leur énergie cinétique radiale en énergie cinétique longitudinale et donc de réduire leur temps de vol. Les Figure 19 et Figure 20 présentent respectivement le principe de mesure de fréquence par temps de vol et la forme de la résonance en temps de vol lorsqu'une excitation quadrupolaire de durée finie est appliquée. La forme de la résonance est liée aux propriétés de la transformée de Fourier qui transforme une fonction porte dans l'espace des temps en sinus cardinal dans l'espace des fréquences. A ISOLTRAP, une précision de l'ordre de 10^{-7} - 10^{-8} est couramment atteinte pour la détermination de la fréquence cyclotron des ions. Les erreurs résiduelles systématiques sont dues aux variations du champ magnétique du piège.

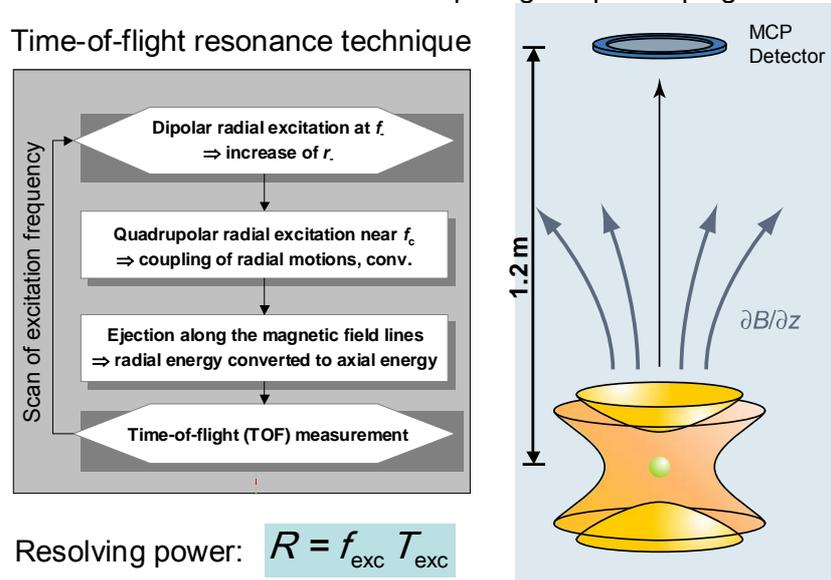


Figure 19 : principe de la détermination de la fréquence cyclotron par la méthode temps de vol.

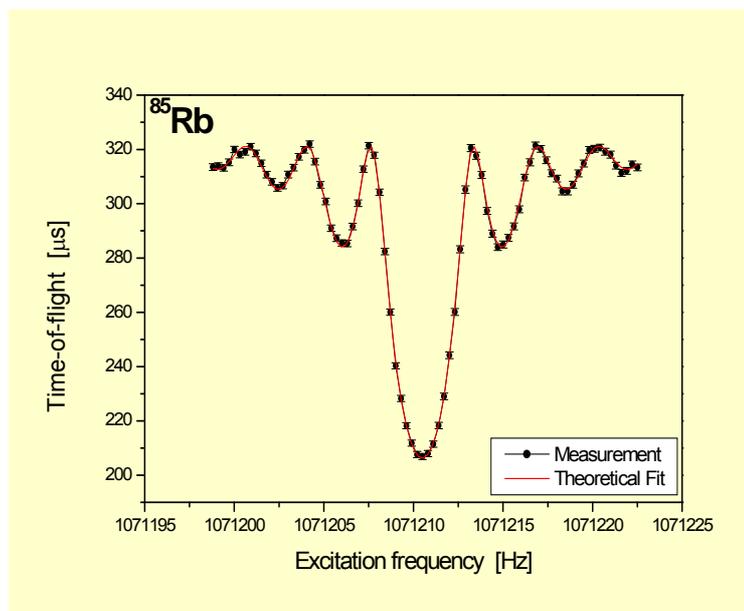


Figure 20 Courbe de résonance pour la mesure de la fréquence cyclotrons d'ions ^{85}Rb par ISOLTRAP.

En principe il est possible d'appliquer une autre forme d'excitation à la place d'une simple fonction porte pour optimiser la forme de la résonance. Récemment, une excitation consistant en deux fonctions portes successives séparées par une durée variable, dite de type « Ramsey » [George07] a également été développée pour accroître la sensibilité de la mesure des masses par temps de vol. La précision obtenue est jusqu'à 4 fois meilleure avec la même statistique que la méthode d'excitation classique.

3.2.4.2 Charge image

Une autre méthode de mesure de la fréquence des mouvements propres est la mesure de la charge image aux bornes de deux électrodes radiales ou des chapeaux du piège. Cette méthode est non destructive en comparaison de la précédente. Un scan en fréquence n'est en outre pas nécessaire. Mais elle est compliquée par le fait que les courants à mesurer sont très faibles (fA) lorsque quelques ions seulement sont piégés – ce qui est le usuellement le cas pour les mesures de masse qui sont sensibles aux effets de charge d'espace. De ce fait un circuit électronique résonnant de bande passante très étroite et refroidi à la température de l'hélium liquide doit être utilisé pour l'amplification du signal image.

3.2.4.3 Mesure de la masse

La mesure de la masse des ions radioactifs peut être réalisée par l'une des deux méthodes décrites ci-dessus. Entre deux mesures de masses d'ions radioactifs, une mesure de référence est réalisée. Elle donne la valeur du champ magnétique qui est la source d'incertitude systématique résiduelle la plus importante de ce type de mesure. La masse des ions est déduite de celle de référence par le rapport des fréquences cyclotrons mesurées $\omega/\omega_{\text{ref}}=m_{\text{ref}}/m$. Idéalement, la masse des ions de référence est proche de la masse des ions à mesurer pour s'affranchir d'effets systématiques supplémentaires, liés à la différence des trajectoires d'ions de masse différente dans le spectromètre. Elle doit aussi être autant que possible très bien connue. Une source de fullerène de carbone qui fournit des clusters de masse différentes C_n^+ par abrasion laser a été développé dans cet objectif à ISOLTRAP. En utilisant cette source, la masse des ions de référence n'est jamais plus loin de 6 unités de masse atomiques des ions à mesurer (Figure 21) et est pratiquement parfaitement connue

par définition. Dans le cas d'ISOLTRAP l'énergie de liaison des clusters étant négligeable par rapport à la précision de la mesure, la mesure de la masse peut être considérée comme une mesure directe. L'article de revue de K. Blaum [Blaum06] est une référence dans le domaine de la spectrométrie de masse de haute résolution des ions radioactifs et présente en détail les méthodes de mesures de masses avec les pièges Penning. La possibilité d'utiliser des ions multichargés plutôt que des ions chargés 1+ pour augmenter la précision de la mesure y est discutée. Cette méthode est déjà utilisée pour les ions stables, par exemple avec une EBIS auprès de SMILETRAP [Bergström03].

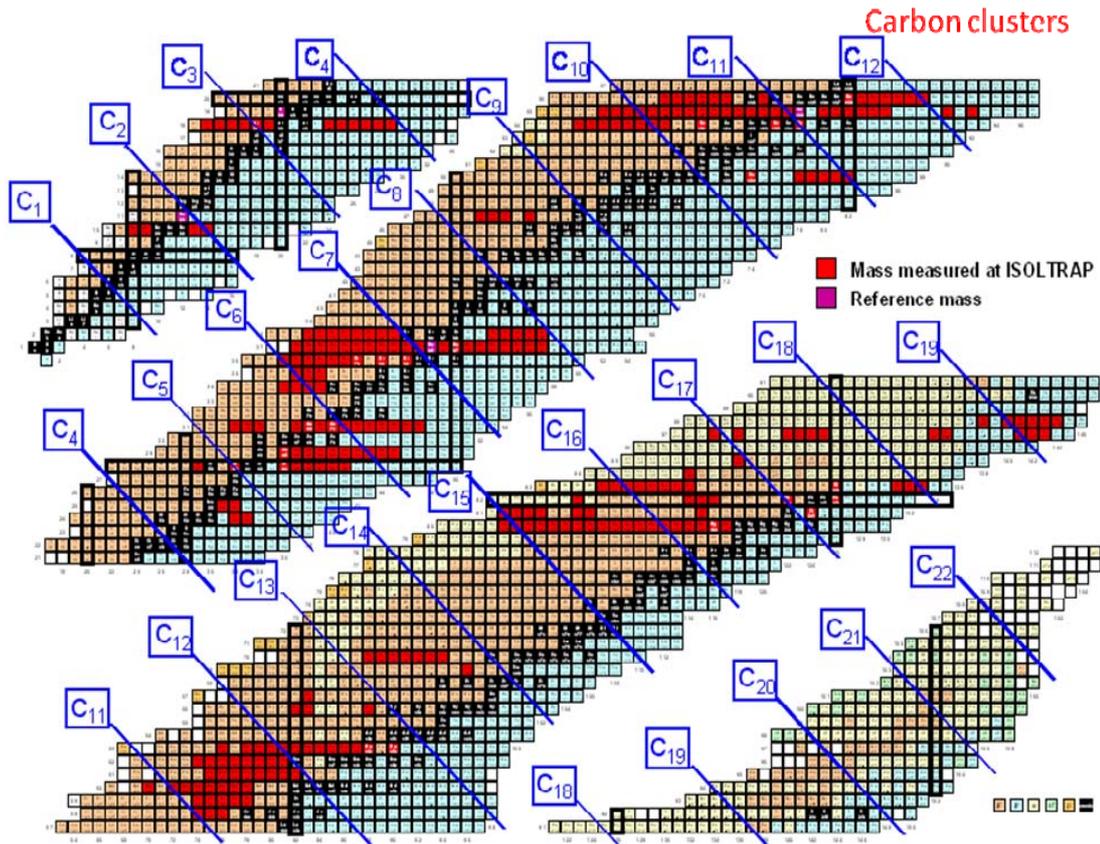


Figure 21 : mesure de masse directe par l'utilisation de clusters de carbone.

4 Manipulation de faisceaux d'ions radioactifs

Pour la production de faisceaux radioactifs, 2 types principaux de méthodes sont employés. La méthode dite « in flight » utilise un faisceau primaire énergétique sur une cible mince de laquelle les fragments de haute énergie sont éjectés et ensuite séparés par un spectromètre type filtre de Wien. La méthode « ISOL » (pour Isotope Separation On Line) utilise une cible épaisse dans laquelle les atomes radioactifs doivent diffuser avant d'atteindre une source d'ions où ils seront ionisés. Le faisceau d'ions radioactifs ainsi formé est en suite séparé en masse. La première méthode est particulièrement adaptée aux courts temps de vie et noyaux très exotiques. La seconde méthode est plus adaptée à la production de faisceaux intenses d'isotopes plus ou moins exotiques de bonnes propriétés optiques et à leur post-accélération. En Europe, les installations de type ISOL sont par exemple ISOLDE, SPIRAL à GANIL, JYFL, Louvain La Neuve. L'installation de référence pour les faisceaux in-flight est GSI et son projet FAIR.

4.1 Faisceaux ISOL

A cause de leurs bonnes propriétés optiques, les faisceaux ISOL sont naturellement plus faciles à manipuler dans les pièges que les faisceaux in-flight. Le développement des méthodes de refroidissement a permis d'obtenir une efficacité optimisée dans les spectromètres de masse de type Penning ou dans les spectromètres de masse à transmission sur le principe de MISTRAL. Elle a également permis d'améliorer la sensibilité des expériences de spectroscopie laser colinéaire ou l'étude de l'interaction faible dans des pièges de Paul et de Penning (voir chapitre 5). Les refroidisseurs opérationnels ou en développement sont de plus en plus nombreux auprès des installations ISOL.

4.1.1 RFQ coolers

Les RFQ coolers sont particulièrement adaptés aux faisceaux intenses continus (jusqu'à quelques centaines de nanoampères). En mode pulsé, le refroidisseur ISCOOL peut délivrer jusqu'à 10^8 ions par pulse pour des durée de l'ordre de la dizaine de μs . Les transmissions sont excellentes (80%) pour les ions de masse supérieure à 20 amu et >10% jusqu'au Li (3.1.3). La Figure 22 présente la structure fermée du piège ISCOOL et de ses segments DC. ISCOOL est le premier RFQ cooler en ligne qui dessert l'ensemble des lignes d'une installation.

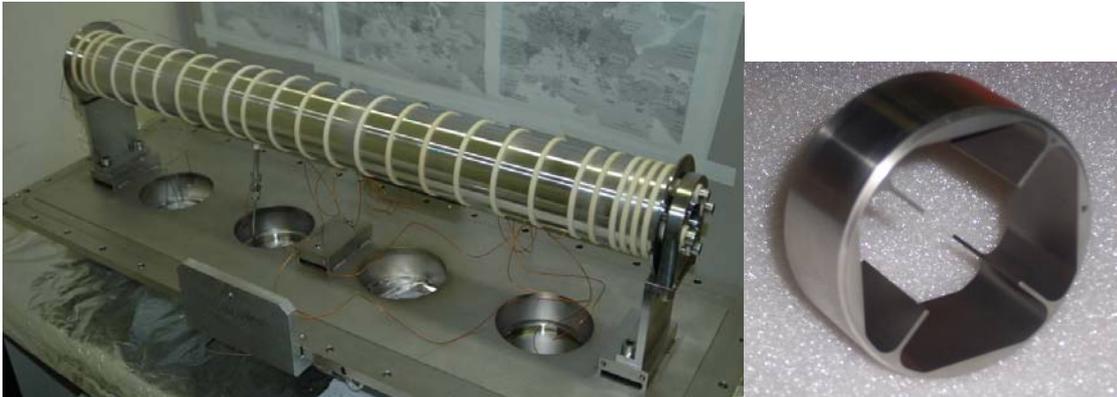


Figure 22 : à gauche structure du piège ISCOOL. Sa longueur est d'environ 80cm. A droite électrode DC du piège.

4.1.2 Piège de Penning refroidisseur

Un exemple de piège Penning refroidisseur utilisé pour la manipulation du faisceau est REXTRAP. REXTRAP est le premier étage de préparation du faisceau pour le post-accelérateur linéaire REX-ISOLDE au CERN (Figure 23). Vient ensuite REXEBIS qui réalise l'élévation de charge des ions nécessaire à leur post-accelération dans le LINAC (acceptance en A/q : 3-4.5). Afin d'être injecté avec une bonne efficacité dans REXEBIS le faisceau est nécessaire pulsé et refroidi. Ces opérations sont le rôle de REXTRAP.

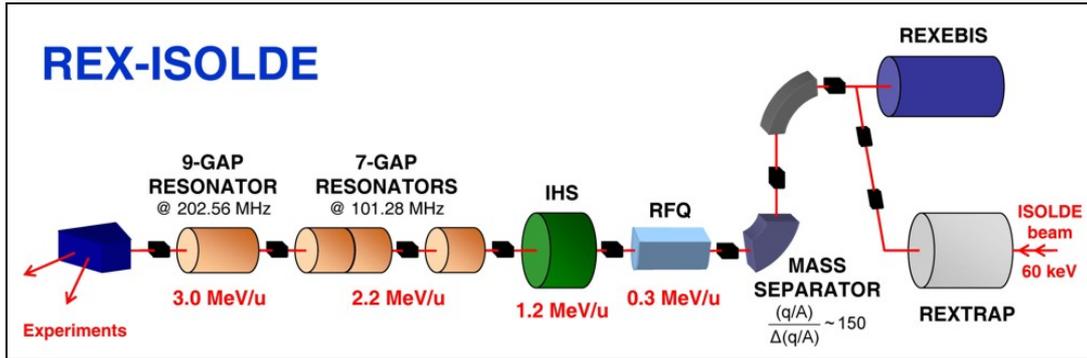


Figure 23 : Le post-accelérateur REX-ISOLDE au CERN.

Les performances de REXTRAP sont des transmissions de l'ordre de 60% pour toutes les masses, des temps de refroidissement de l'ordre de 20ms et une capacité maximale de l'ordre de 10^8 - 10^9 par pulse. A cause de l'excitation quadrupolaire qui doit être appliquée pour le refroidissement, le mode de fonctionnement de REXTRAP est nécessairement pulsé. En principe, une méthode de refroidissement sélectif en masse pourrait être appliquée. En pratique, la charge d'espace créée par les ions piégés limite la résolution en masse par l'élargissement de la résonance cyclotron pour les nombres d'ions supérieurs ou égal à 10^7 . Un projet de simulation et de tests a débuté pour développer et améliorer la sélection en masse de REXTRAP [Sturm07].

4.1.3 Séparation en masse

Les performances des séparateurs magnétiques de haute résolution devrait bénéficier des émittances des faisceaux ISOL réduites à quelques mm.mrad avec les techniques de refroidissement décrites ci-dessus. C'est l'idée qui est actuellement étudiée pour HIE-ISOLDE et SPIRAL 2 afin d'atteindre des résolutions de l'ordre de 20000 qui est suffisante pour supprimer ou diminuer efficacement un bon nombre de contamination isobarique. La Figure 24 présente le projet d'ISOLDE.

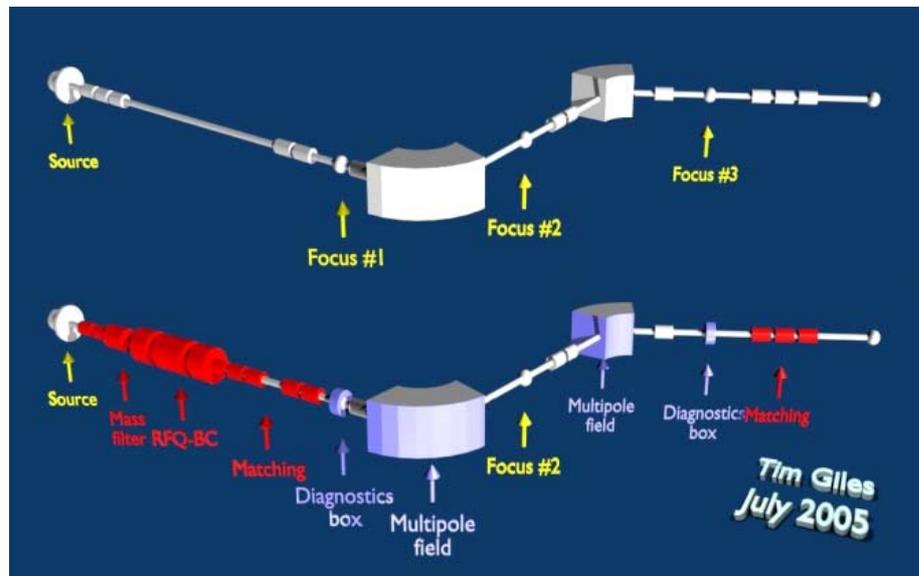


Figure 24 Projet d'ISOLDE de déplacer le refroidisseur ISCOOL à l'amont du séparateur HRS.

4.2 Faisceaux in-flight

Dans le cas des faisceaux in-flight, les mêmes techniques de refroidissement de piégeage que celle des faisceaux ISOL peuvent être appliquées en utilisant la technique dite de « gas catcher ». Des cellules de gaz He à des pressions de plusieurs centaines de mbar stoppent les fragments énergétiques qui se recombinent jusqu'à un état de charge 1+ et sont ensuite guidés par des champs électriques radiofréquences. Des variantes prometteuses de ces « gas catchers » sont les « cyclotron gas stopper » [Bollen05] et laser ion source trap [Wendt03] pour lesquelles les problèmes de charge d'espace créée par les fragments incidents sont réduits.

5 Applications des pièges électromagnétiques à la physique nucléaire et des interactions fondamentales

Le développement des techniques de piégeage d'ions radioactifs à basse énergie a été particulièrement important pour l'émergence d'expériences de précision visant à tester à basse énergie les fondations de la physique nucléaire et des interactions fondamentales. Dans ce chapitre, différents exemples particulièrement représentatifs d'expériences utilisant le piégeage d'ions radioactifs sont décrits.

5.1 Spectrométrie de masse de haute résolution

La mesure de la masse des noyaux radioactifs est une mesure indirecte de l'énergie de liaison des nucléons. Les différents intérêts de la mesure de masse de précision pour la physique nucléaire sont vastes et décrits dans les articles de revue [Blaum06, Lunney03].

5.1.1 Penning trap mass spectrometry

La spectrométrie de masse de haute résolution des ions radioactifs avec les pièges de Penning utilisant les techniques décrites dans le chapitre 3 a connu récemment un essor considérable les dix dernières années. La Figure 25 présente les différents spectromètres en opération ou en développement auprès des installations de physique nucléaire.

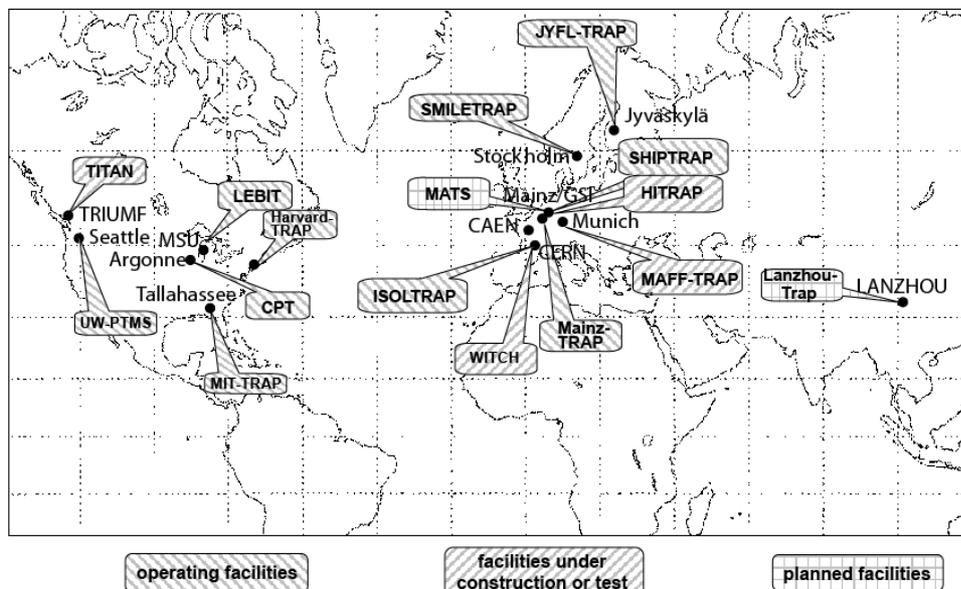


Figure 25 : Installations de spectromètres de masse Penning en 2006, d'après [Klaus06].

Le précurseur de ces expériences est ISOLTRAP, qui est opérationnel à ISOLDE depuis 1989. Un schéma d'ISOLTRAP est présenté sur la Figure 26. Le spectromètre consiste d'un

RFQ refroidisseur regroupueur, d'un piège Penning de purification isobarique du faisceau ($R=\delta m/m \sim 10^5$) et du piège de mesure au bout duquel une ligne de temps de vol et un détecteur channeltron ou MCP est installé.

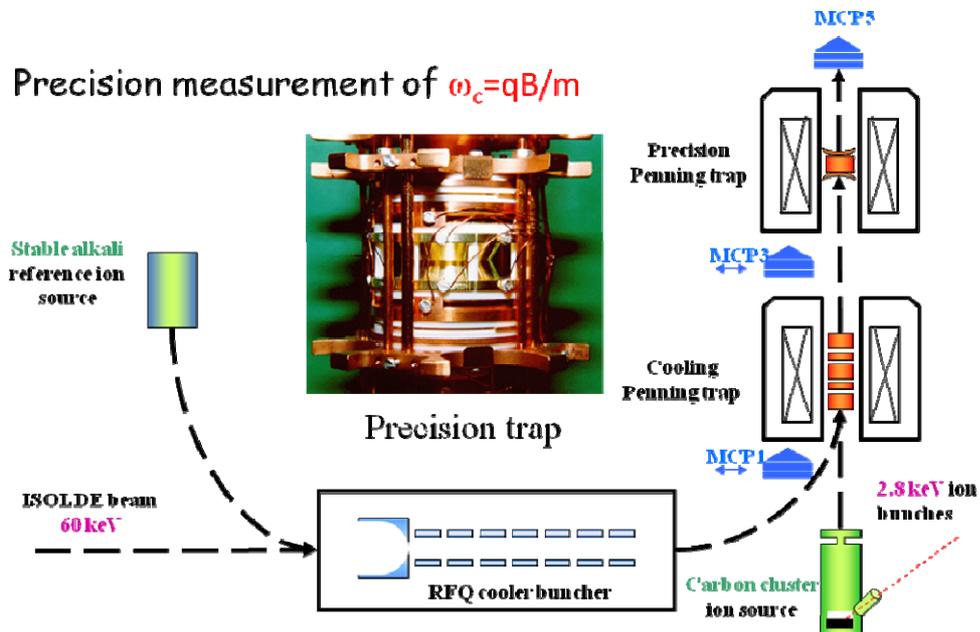


Figure 26 : spectromètre de masse de haute résolution ISOLTRAP.

Dans cette section des exemples d'application de la mesure de masse des noyaux radioactifs par ISOLTRAP à la physique nucléaire sont présentés.

5.1.2 Structure nucléaire

Un exemple d'application des mesures de masse de haute précision est la structure nucléaire. L'observation de l'énergie de séparation de deux neutrons - notée traditionnellement S_{2n} - le long des chaînes isotopiques permet de révéler les phénomènes tels que fermeture de couche ou déformation sur la surface de masse.

La Figure 27 présente les modifications de la surface de masse par la mesure des masses de Ni, Cu et Ga par ISOLTRAP en 2004. Les points entourés par les cercles sont les modifications les plus importantes par rapport à AME 2003 [Wapstra03]. Ces résultats ont permis d'apporter une information complémentaire sur la fermeture de sous couche présumée pour $N=40$ [Guénault07].

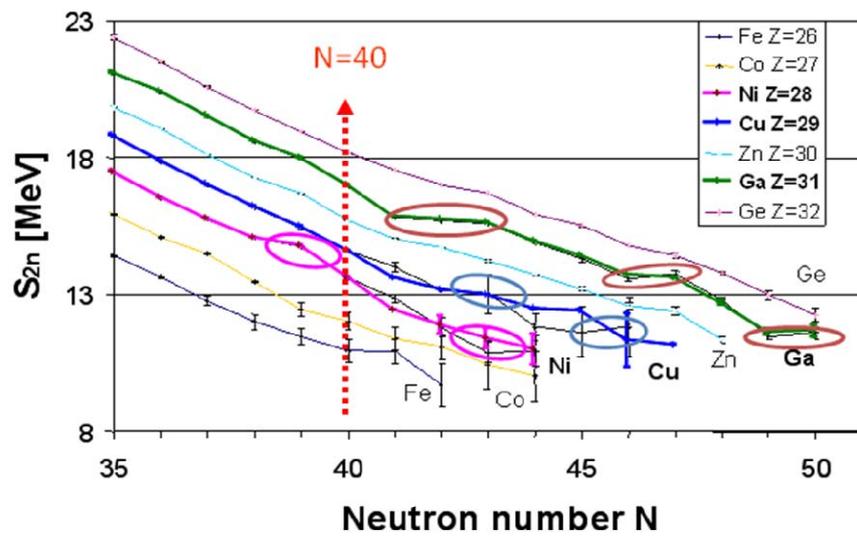


Figure 27 : surface de masse des isotopes riches en neutrons Ni, Cu et Ga [Guénault07] autour de la fermeture de sous couche présumée à N=40.

5.1.3 Tests des modèles de masse nucléaires

Les modèles de masses nucléaires sont en particulier importants pour décrire la nucléosynthèse lors de la formation des étoiles et de notre système solaire. Si le processus r est une explication plausible de l'abondance des masses $m > 140$ dans notre système solaire [Cowan04], la prédiction du chemin qu'il emprunte est particulièrement compliquée par le peu d'informations expérimentales existant pour les noyaux très riches en neutron. Une donnée de base telle que la masse permet d'estimer les sections efficaces de capture radiatives, le temps de vie de décroissance β et la probabilité d'émission de neutron. La

Figure 28 représente les résultats de la mesure de masse des noyaux Kr riches en neutron récemment réalisée par ISOLTRAP et leur comparaison avec les prédictions de divers modèles (modèle de goutte liquide, Duflo-Zücker 95 et Hartree Fock Bogolyubov) [Delahaye07].

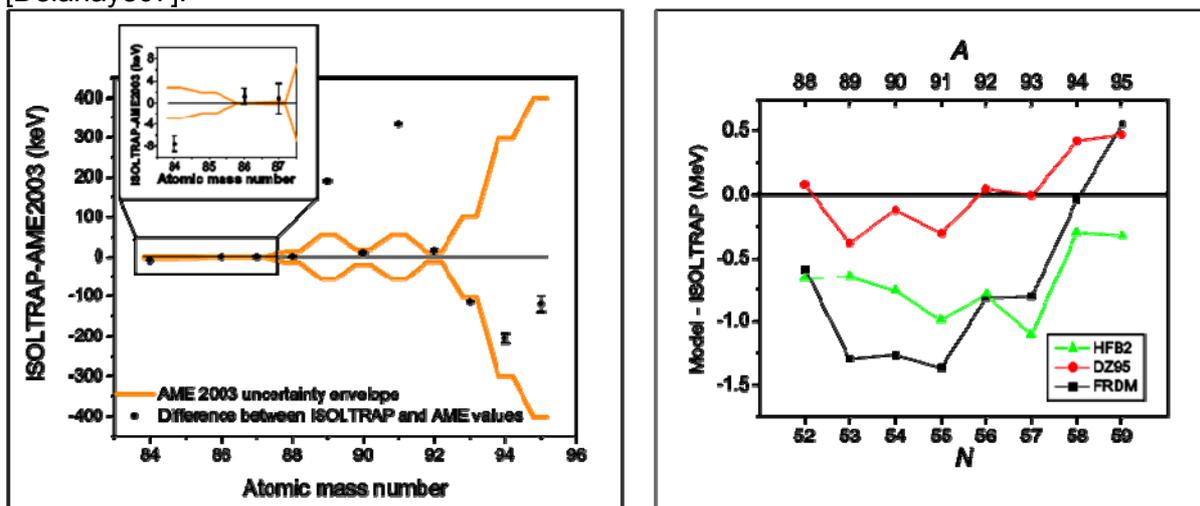


Figure 28 : mesure de masse des isotopes riches en neutron 86-95Kr par ISOLTRAP.

La Figure 29 présente le chemin prédit pour le processus r autour des Kr radioactifs pour deux conditions de flux de neutrons et de température initiale. La masse du ^{95}Kr , entourée par ces deux prédictions a été mesurée lors de l'expérience d'ISOLTRAP.

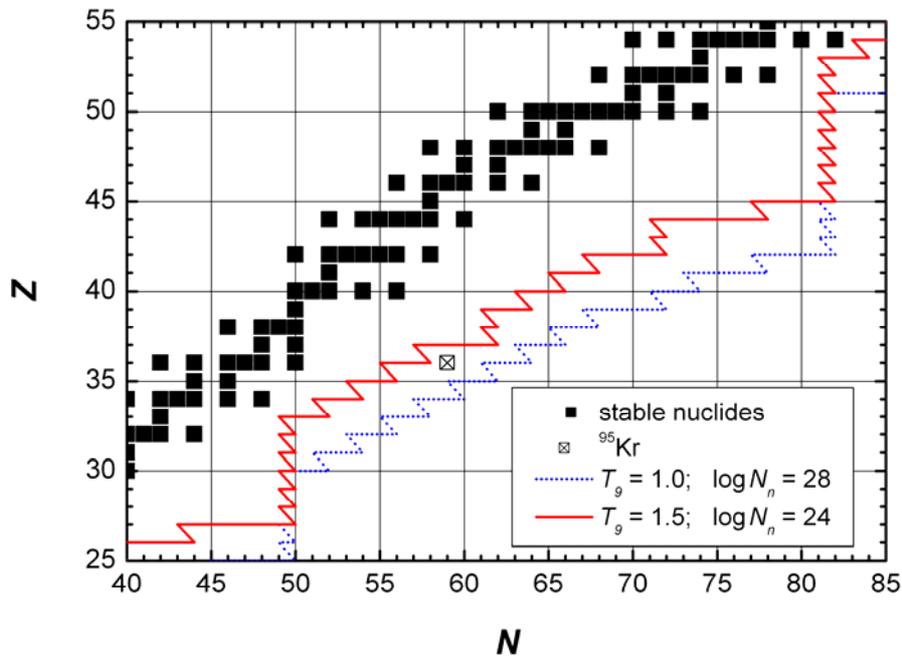


Figure 29 : deux chemins possibles du processus r correspond aux conditions initiales décrites dans l'encadré [Delahaye07].

5.1.4 Masses et astrophysique nucléaire

Un autre exemple de l'intérêt des mesures de masses pour l'astrophysique est la mesure de la masse du ^{22}Mg auprès d'ISOLTRAP [Mukherjee04], qui est un noyau à la fois intéressant pour l'étude des transitions $0+ \rightarrow 0+$ (voir 5.1.5) et l'astrophysique. Lors des explosions des novae ONe, le noyau de ^{22}Na est potentiellement formé par deux cycles appelés cycles NeNa à partir du ^{20}Ne par captures de protons successives et décroissance β (Figure 30). Le noyau ^{22}Na est particulièrement intéressant car le gamma caractéristique de sa décroissance (1275keV correspondant à la transition $2+ \rightarrow 0+$ du ^{22}Ne) n'a jamais été observé. Ceci n'est pas pour l'instant en contradiction avec les modèles des novae ONe, mais la probabilité d'observer la transition caractéristique du ^{22}Na dépend du cycle suivi. Le cycle froid passe par le ^{21}Ne et le cycle chaud par le ^{22}Mg , pour lequel la capture de proton par le ^{21}Na à plus haute énergie est favorisée. Dans les deux cas, le cycle passe par le ^{22}Na , mais dans le cas du cycle froid, sa formation est retardée par la décroissance β du ^{21}Na , ce qui donne plus de noyaux de ^{22}Na à un temps où l'enveloppe de la nova devient transparente au rayonnement gamma.

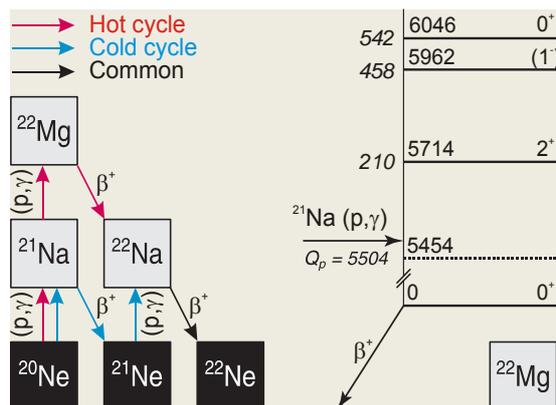


Figure 30 : cycles chauds et froids NeNa et schéma de niveaux du ^{22}Mg .

La mesure de masse des noyaux ^{22}Mg , ^{21}Na et ^{22}Na par rapport aux masses des noyaux stables ^{23}Na , ^{24}Mg et ^{39}K et de son noyau fils ^{22}Na par ISOLTRAP a permis de résoudre une situation controversée sur la masse du ^{22}Mg [Mukherjee04] et donner une valeur révisée de l'énergie de résonance de la réaction $^{21}\text{Na}(p,\gamma)^{22}\text{Mg}$ de 209.7(1.2) keV vers l'état excité 2+ du ^{22}Mg à 5713.9 keV. Cette énergie de résonance est un des deux paramètres qui permet la détermination indirecte de la fréquence de la transition $^{21}\text{Na}(p,\gamma)^{22}\text{Mg}$ [Fowler67], avec la force de la résonance ω_γ . La mesure d'ISOLTRAP a confirmé l'hypothèse de [Bishop03, Hardy03] d'un noyau ^{22}Mg plus lié que ne le donnait l'AME [Wapstra03] qui s'appuyait sur deux anciennes mesures de réaction (p,t) contradictoires, et d'une énergie de résonance plus faible. Pour cette mesure, un réseau de relations des masses des ions radioactifs mesurées par ISOLTRAP par rapport aux masses stables très bien connues a permis d'obtenir des barres d'erreurs davantage réduites sur la mesure des masses, utilisant une méthode très similaire à ce qui est appliqué pour l'AME (Figure 31).

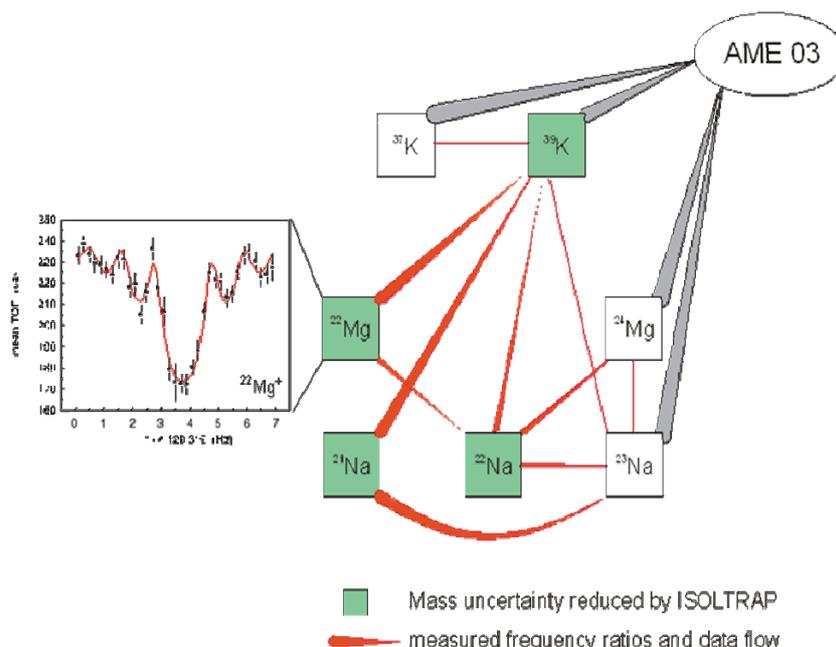


Figure 31 : réseau de relations utilisé pour l'évaluation des masses des isotopes radioactifs.

5.1.5 Masses et tests de l'unitarité de CKM / CVC

La mesure des masses de haute précision des isotopes radioactifs participe aux tests de certaines des hypothèses du modèle standard par l'étude des transitions $0^+ \rightarrow 0^+$, dite super-permises [Hardy08]. L'hypothèse CVC (Conserved Vector Current) correspond au fait que le milieu nucléaire ne doit pas influencer la composante vectorielle de la force nucléaire - ou force forte. Dans cette hypothèse les temps de vie comparatifs corrigés Ft des transitions $0^+ \rightarrow 0^+$ sont indépendantes de la transition étudiée et s'expriment sous la forme :

Équation 18

$$Ft \equiv ft(1 + \delta_R)(1 - \delta_C) = \frac{K}{2G_V^2(1 + \Delta_R^V)}$$

les termes δ_R , δ_C et Δ_R^V sont respectivement des termes de correction radiative, de correction dépendant de Z , et de correction radiative indépendante du noyau qui peuvent être estimées théoriquement [Hardy08]. K est un produit de constantes fondamentales. G_V est la constante de couplage vectorielle qui intervient dans V_{ud} le premier élément de la matrice CKM par la formule :

Équation 19

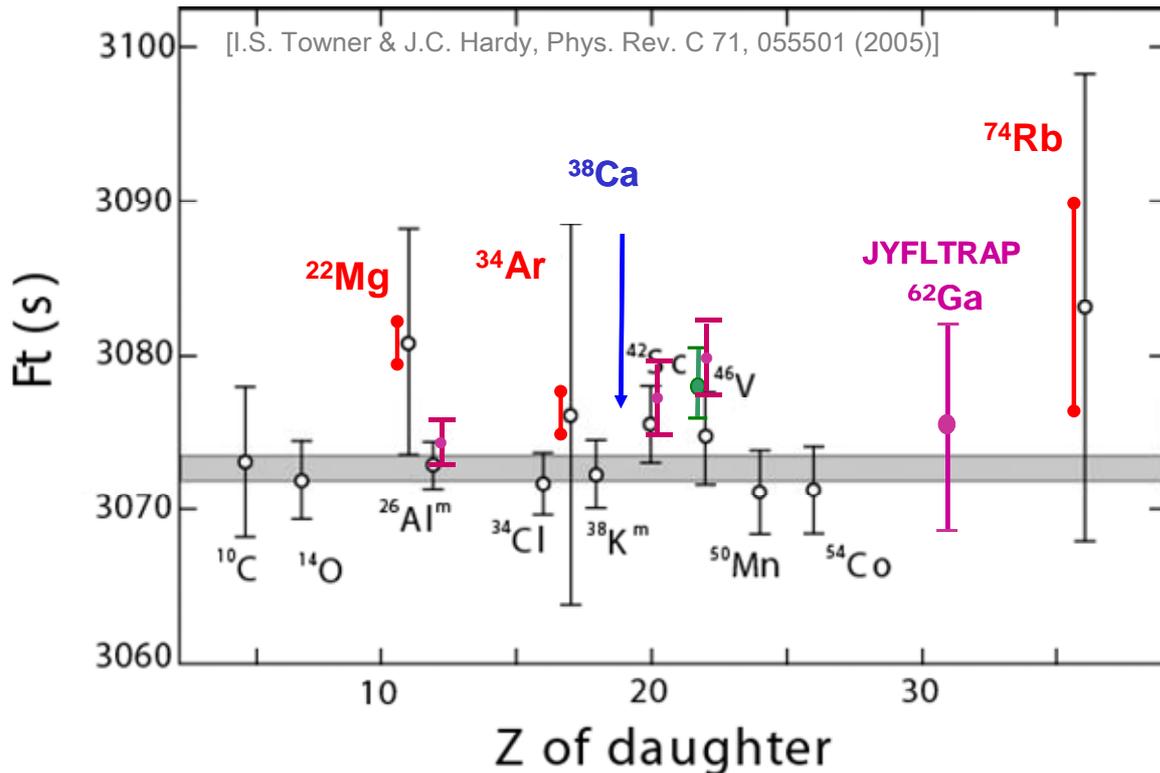
$$V_{ud}^2 = \frac{G_V^2}{G_A^2}$$

G_A la constante de couplage de type vecteur axial connue par la désintégration du muon. De ce fait et en faisant l'hypothèse de CVC, la mesure des Ft des transitions $0^+ \rightarrow 0^+$ participe au test de l'unitarité de la matrice CKM :

Équation 20

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1$$

La valeur de Ft dépend de la valeur des corrections présentées ci-dessus, du temps de vie et du rapport d'embranchement de la transition, de la probabilité de capture électronique le cas échéant et pour la fonction statistique f de la valeur du Q de réaction à la puissance 5. La mesure des masses de haute précision par les pièges de Penning des noyaux père et fils d'une même transition est une méthode alternative à la détermination du Q de réaction par les mesures directes. Elle a participé récemment à l'amélioration des précisions des valeurs Ft de plusieurs noyaux (voir Figure 32).



ISOLTRAP: Mg-22, Al-26, Ar-34, Ca-38, Rb-74

F. Herfurth *et al.*, Eur. Phys. J. A 15, 17 (2002)
 A. Kellerbauer *et al.*, Phys. Rev. Lett. 93, 072502 (2004)
 M. Mukherjee *et al.*, Phys. Rev. Lett. 93, 150801 (2004)
 S. George *et al.*, Phys. Rev. Lett. 98, 162501 (2007)

LEBIT: Ca-38

G. Bollen *et al.*, Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 152501

JYFL-TRAP: Al-26m, Sc-42, Ga-62

T. Eronen *et al.*, Phys. Rev. Lett. 97 (2006) 232501
 T. Eronen *et al.*, Phys. Lett. B 636 (2006) 191
 B. Hyland *et al.*, Phys. Rev. Lett. 97(2006) 102501

CPT: Mg-22, V-46

G. Savard *et al.*, Phys. Rev. Lett. 95, 102501 (2005)
 Phys. Rec. C70, 042501(R) (2004)

Figure 32 : estimation de Ft pour les transitions $0^+ \rightarrow 0^+$ récemment améliorées par les mesures de masse de haute précision par les pièges de Penning.

A l'heure actuelle l'unitarité de la première colonne de CKM est vérifiée mais est susceptible de subir des changements rapides liés aux variations fréquentes de valeur du deuxième terme V_{us} ([Hardy08]).

5.2 Tests du modèle standard et de l'interaction faible

En plus des tests de l'unitarité de CKM par la mesure de masse et les mesures de temps de vie et rapport de branchement des transitions $0^+ \rightarrow 0^+$, le développement des techniques de piégeage a ouvert la porte à de nouvelles expériences de précision visant à tester la théorie V-A du modèle standard par l'étude de la désintégration β de transitions Fermi ou GT pures. Les deux expériences WITCH et LPCtrap visent à mesurer le paramètre de corrélation angulaire β - ν dans la désintégration respectivement Fermi pure de ^{35}Ar et GT pure de ^6He . L'article [Severijns07] est une revue des tests de la théorie électrofaible par ces mesures de précisions à basse énergie étudiant la désintégration β .

5.2.1 Mesure du paramètre de corrélation angulaire β - ν

Le paramètre de corrélation angulaire β - ν dans la désintégration β nucléaire est de façon la plus générale qui soit - sans polarisation du noyau - une fonction quadratique des constantes de couplages de l'hamiltonien nucléaire de l'interaction faible [Jackson57] :

Équation 21

$$a_F = \frac{|C_V|^2 + |C'_V|^2 - |C_S|^2 - |C'_S|^2}{|C_V|^2 + |C'_V|^2 + |C_S|^2 + |C'_S|^2}$$

pour les transitions Fermi pures et

Équation 22

$$a_{GT} = \frac{1}{3} \frac{|C_T|^2 + |C'_T|^2 - |C_A|^2 - |C'_A|^2}{|C_T|^2 + |C'_T|^2 + |C_A|^2 + |C'_A|^2}$$

pour les transitions Gamow-Teller pures.

Les constantes de couplages C_V , C_S , C_T et C_A sont les constantes de couplage vectoriel, scalaire, tensoriel et axial-vecteur, réelles dans le cas d'invariance par rapport à l'inversion du temps. Les valeurs des constantes primées sont, dans le cadre de l'hypothèse de violation maximale de parité, égales aux valeurs des constantes non primées. Le spectre de désintégration nucléaire en l'absence de polarisation du noyau peut s'écrire sous la forme :

Équation 23

$$N(E_e, \Omega_{e\nu}) dE_e d\Omega_{e\nu} = F(\pm Z, E_e) N_0(E_e) \left(1 + b \frac{m}{E_e} + a \frac{\vec{p}_e \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu}\right) dE_e d\Omega_{e\nu}$$

où b est le terme d'interférence de Fierz et a le paramètre de corrélation angulaire. F est la fonction de Fermi, N_0 un terme d'espace de phase. La Figure 33 présente la forme des spectres de désintégration de Fermi et de Gamow Teller respectivement pour les noyaux ^{46}V et ^6He dans les hypothèses du modèle standard :

théorie V-A $C_V = -C_A$, $a_F = 1$, $a_{GT} = -1/3$.

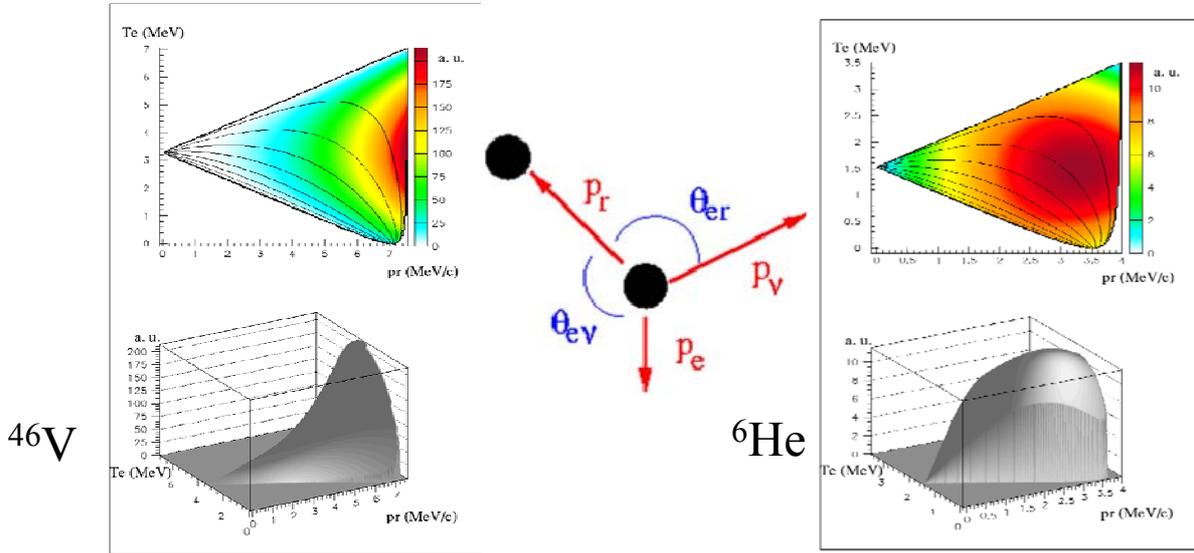


Figure 33 : spectres de désintégration β sur le plan impulsion de recul énergie β pour les désintégrations de ^{46}V (Fermi pure) et ^6He (GT pure).

Une déviation du paramètre de corrélation angulaire par rapport à la valeur prédite par la théorie V-A impliquerait donc l'existence d'interaction exotique - non prédite par le modèle standard - de type scalaire dans le cas des transitions de Fermi, ou tenseur dans le cas des transitions GT. Les limites actuelles sur les interactions scalaires proviennent d'une mesure

similaire à celle présentée pour LPCtrap et utilisant un piège magnéto-optique pour ^{38}mK [Gorelov05] :

Équation 24

$$\tilde{a} = 0.9981 \pm 0.0030^{+0.0032}_{-0.0037}$$

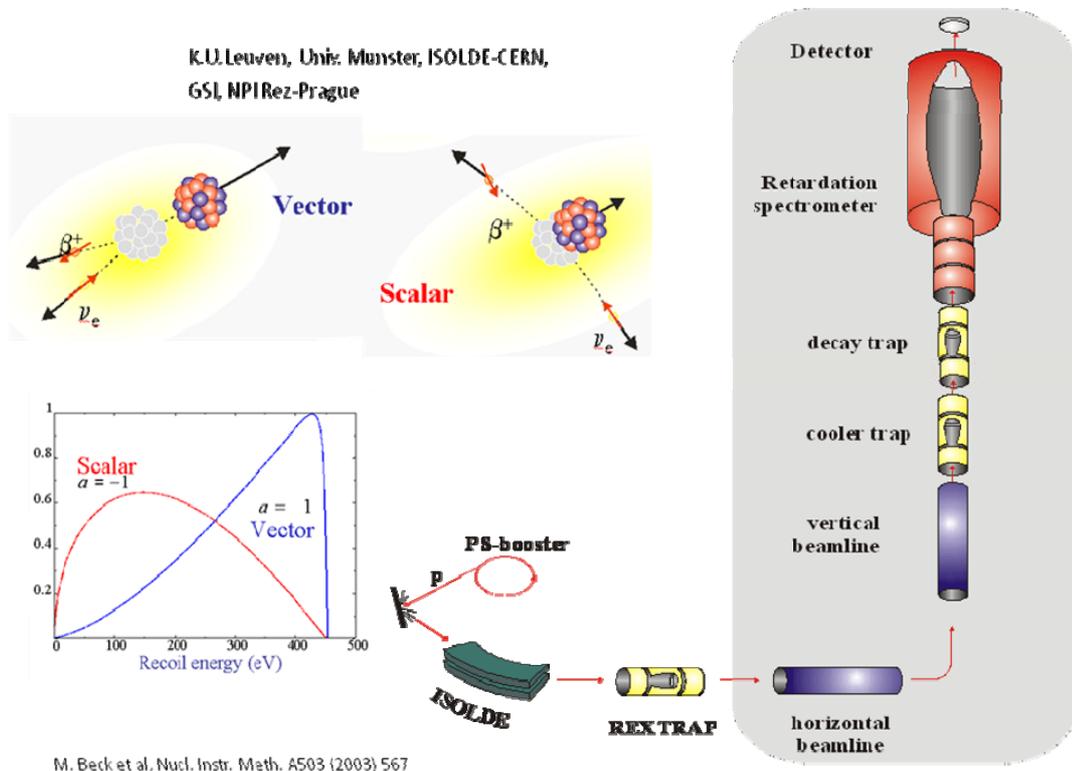
Les limites sur l'interaction tenseur proviennent d'une mesure des années 1960 du spectre d'énergie de recul d'ions ^6He à Oak Ridge [Johnson63].

Équation 25

$$a_{GT} = -.3343 \pm .0030$$

5.2.1.1 L'expérience WITCH

L'expérience WITCH à ISOLDE au CERN [Beck03] a pour but la mesure de a_F à partir du spectre de recul en énergie de ^{35}Ar . Le spectromètre est installé après REXTRAP (4.1.2) qui fournit un faisceau refroidi et pulsé (Figure 34).



M. Beck et al, Nucl. Instr. Meth. A503 (2003) 567

Figure 34 : spectromètre WITCH à ISOLDE, CERN. Les spectres de recul associés aux interactions scalaire (exotique) et vectorielle (prédite par V-A) sont présentés à gauche.

La Figure 35 présente le principe du spectromètre. Deux pièges de Penning placés dans un champ magnétique de 9 T permettent pour le premier l'accumulation et le refroidissement des ions issus de REXTRAP et pour le deuxième d'y attendre leur décroissance. Dans ce dernier les ions qui se sont désintégrés ont une chance sur 2 d'être émis dans la direction du spectromètre de retardement, du fait de la géométrie ouverte du piège et du champ magnétique intense qui concentre les reculs suivant l'axe. Les ions passent du champ magnétique élevé du piège (9T) au champ magnétique faible du spectromètre (0.1T) et leur énergie cinétique radiale est alors convertie en énergie longitudinale par conservation du

moment magnétique. Cette propriété de conversion d'énergie est aussi utilisée pour la méthode de résonance en temps de vol dans les spectromètres de masse (3.2.4.1). Les ions de recul ayant une énergie supérieure au potentiel de retardement sont détectés par un détecteur MCP. Ainsi mesure-t-on le spectre d'énergie de recul *intégré*. La détermination du paramètre de corrélation angulaire est compliquée par le fait que l'état de charge des ions de recul après désintégration n'est pas unique. La distribution des états de charge provient des phénomènes de shake-off, qui est une réorganisation du cortège électronique après la désintégration, et de cascade Auger, qui intervient après la conversion interne des transitions gamma suivant la désintégration. D'après les états de charge mesurés pour le ^{38m}K et la probabilité de capture électronique, un spectre de recul tel qu'il pourrait être mesuré par WITCH a été simulé et est présenté sur la Figure 36. Un spectre de désintégration de ^{124m}In a été mesuré expérimentalement et de celui-ci les distributions d'état de charge dues au shake-off et cascade Auger ont pu en être déduite (Figure 37).

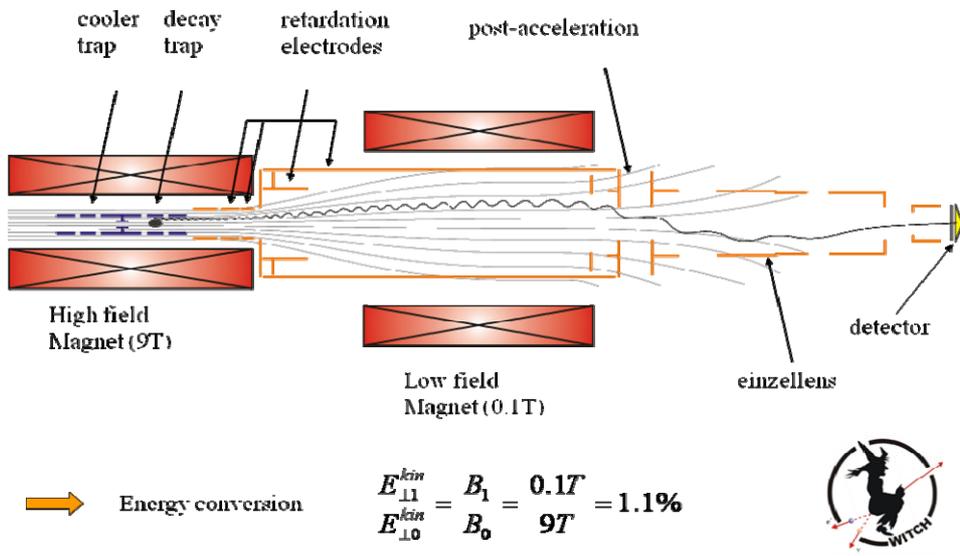


Figure 35 Principe du spectromètre WITCH à ISOLDE.

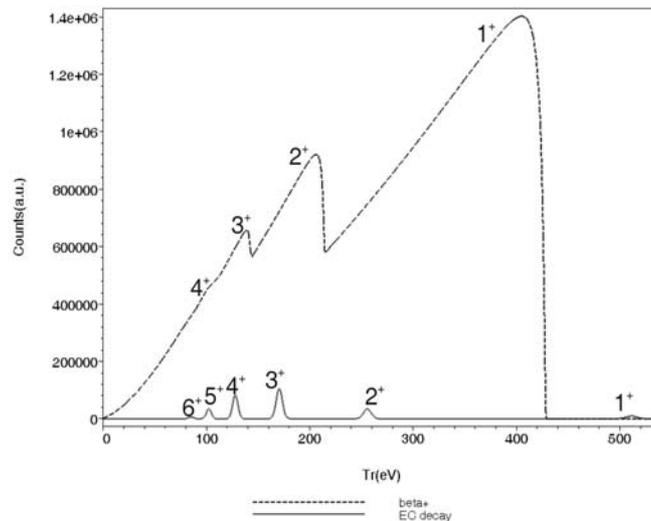
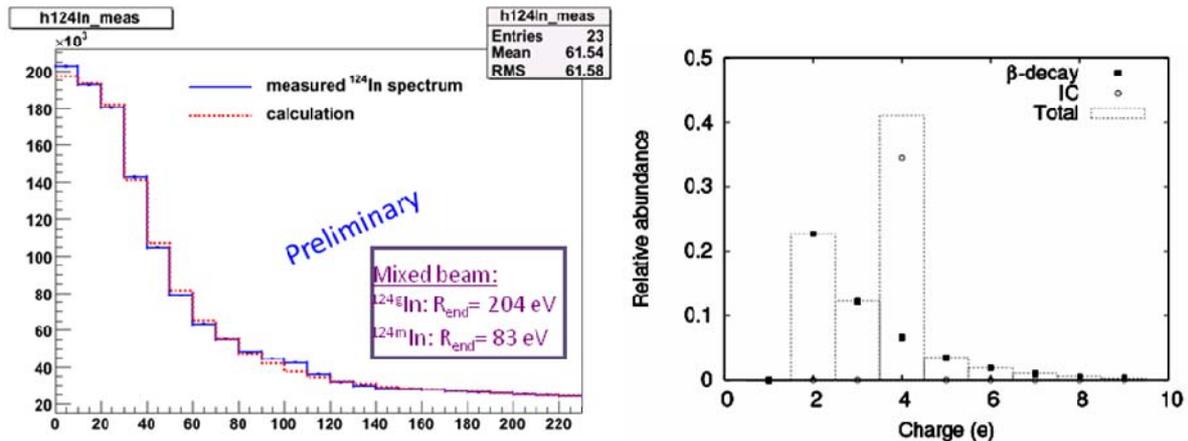


Figure 36 spectre d'énergie de recul simulé tel qu'il serait mesuré par WITCH pour ^{38m}K et tenant compte des états de charge des ions après désintégration (compétition EC et décroissance β).



$$T_{\text{meas}}(\text{eff.}) = 500 \text{ cycles} \times 2.3 \text{ s} = \underline{1150 \text{ s}}$$

Figure 37 A gauche spectre expérimental obtenu avec un faisceau mixte de $^{124g-m}\text{In}$. A droite distribution d'états de charge déduite de la mesure du spectre expérimental, montrant les contributions respectives du shake-off et des cascades Auger après conversion interne.

Le dispositif expérimental WITCH est constamment amélioré (voir Tableau 1) et finalement la première mesure de corrélation angulaire β - ν devrait être réalisée avec ^{35}Ar .

Description	'ideal set-up'	Best achieved yet	
		2004	now
Beamline transfer + pulse-down	50%	~ 80%	
Injection into B-field, $\epsilon_{\text{injection}}$	100%	20%	
Cooler trap efficiency	100%	~ 45%	
Transfer between traps	100%	~ 80%	
Storage in the decay trap	100%	100%	
Fraction of ions leaving the decay trap	~ 40%	not yet studied	
Shake-off to lowest charge state	10% ^{c)}	not yet studied	
Transmission through spectrometer	100%	~ 100% (prelim.)	
MCP efficiency, ϵ_{MCP}	60%	52.3(3)% ^{a)}	
Total efficiency	~ 1% ^{c)}	0.1% ^{b), c)}	

^{a)} Lienard et al., NIM A 551 (2005) 375.

^{b)} improved by factor of ≈ 150 in comparison with 2004

^{c)} for β^+ decay (1^+ charge state); for β^- decay (2^- charge state) these numbers are about 10 times larger

Tableau 1 : efficacités présentes (2008) du spectromètre WITCH et comparaison avec la situation de 2004. Source : N. Severijns.

5.2.1.2 L'expérience LPCTrap

L'expérience LPCTrap au GANIL utilise un piège Paul transparent comme centre du dispositif de détection des particules chargées émises lors de la désintégration β de ^6He [Ban05]. La désintégration du noyau ^6He est une transition GT pure $0^+ \rightarrow 1^+$, elle est directe vers le fondamental du noyau ^6Li qui a une énergie de recul comparativement importante du fait de

sa masse légère, ce qui fait du noyau ${}^6\text{He}$ un cas idéal pour la mesure de la corrélation angulaire β - ν par LPCtrap. Le setup expérimental est schématiquement présenté sur la Figure 38.

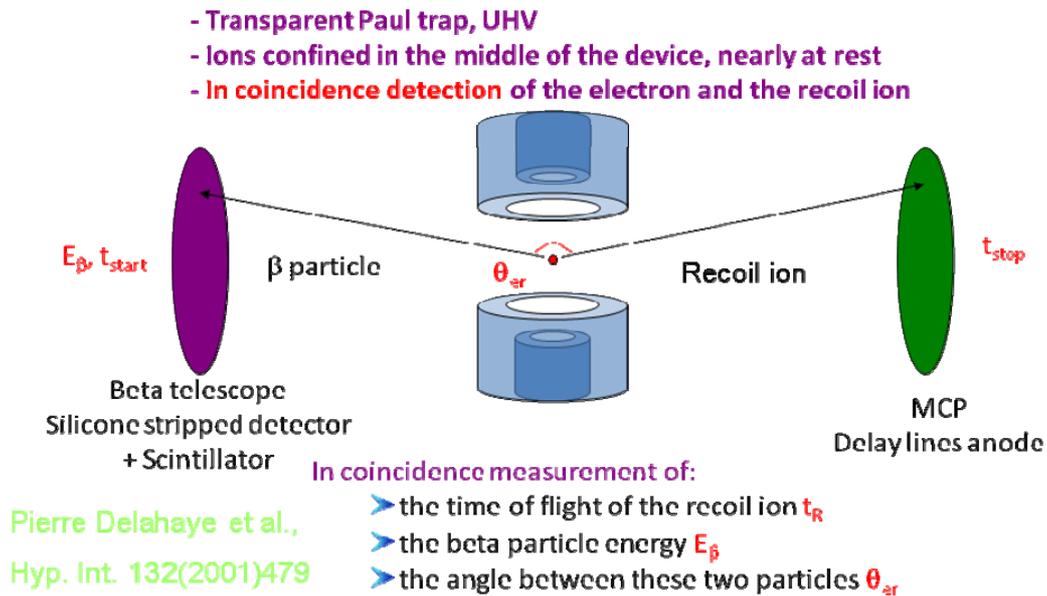


Figure 38 : principe de l'expérience du LPC au GANIL.

Le spectre de temps de vol de recul est déduit de la mesure en coïncidence d'un temps start sur le détecteur β et d'un temps stop par le détecteur d'ion de recul. D'autres variables de la désintégration telle que l'énergie β et l'angle relatif d'émission β – ion de recul sont aussi enregistrées et permettent un contrôle accru du dispositif expérimental par la donnée de mesures redondantes. L'injection des ions ${}^6\text{He}$ provenant de la cave de production de SPIRAL est rendue possible par le refroidissement et regroupement préalable du faisceau par un RFQ refroidisseur utilisant de l'hydrogène comme gaz tampon (Figure 39).

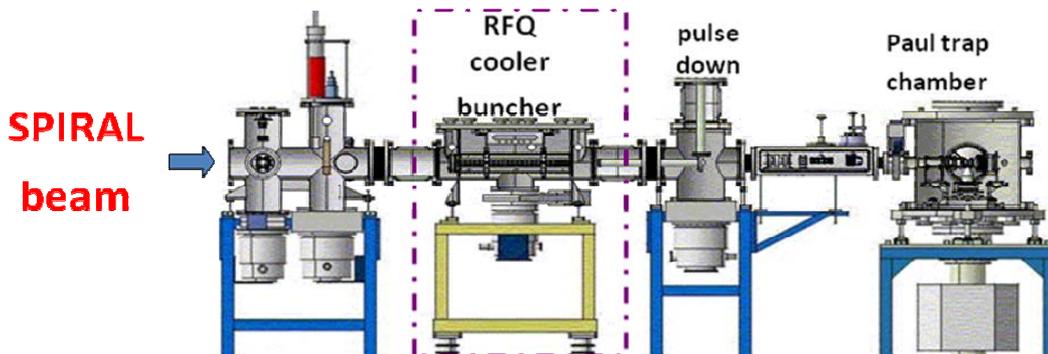


Figure 39 : injection des ions ${}^6\text{He}$ dans le piège de mesure.

La mesure du spectre de recul de ${}^6\text{He}$ a été réalisée récemment (été 2008) avec $4 \cdot 10^6$ coïncidences mesurées assurant une incertitude statistique suffisante pour être compétitif avec la meilleure mesure antérieure (quelques % à comparer à 1% d'incertitude totale sur la mesure de Johnson et al.). La mesure de la cinématique complète de la désintégration permet de supprimer les événements de décroissance en dehors du piège en utilisant l'invariance de la masse du neutrino, autour de zéro considérant la faible sensibilité de cette expérience à ce paramètre (Figure 40). Cette suppression faite, le spectre mesuré en 2006 riche de 10^5 événements [Fléchar08] a pu être reproduit de façon satisfaisante par

simulation en tenant compte des effets systématiques de piégeage et de résolution du détecteur β (Figure 41).

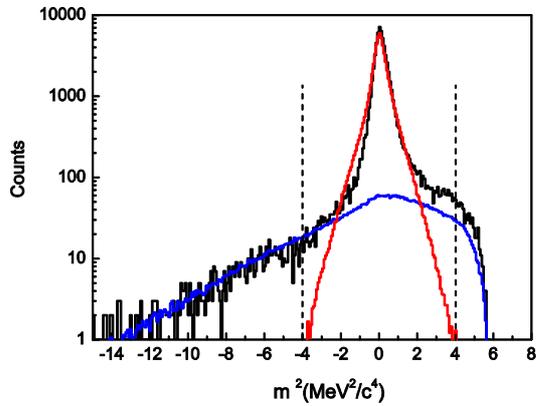


Figure 40: Suppression des évènements de coïncidence en dehors du piège par la détermination de l'invariant de masse du neutrino.

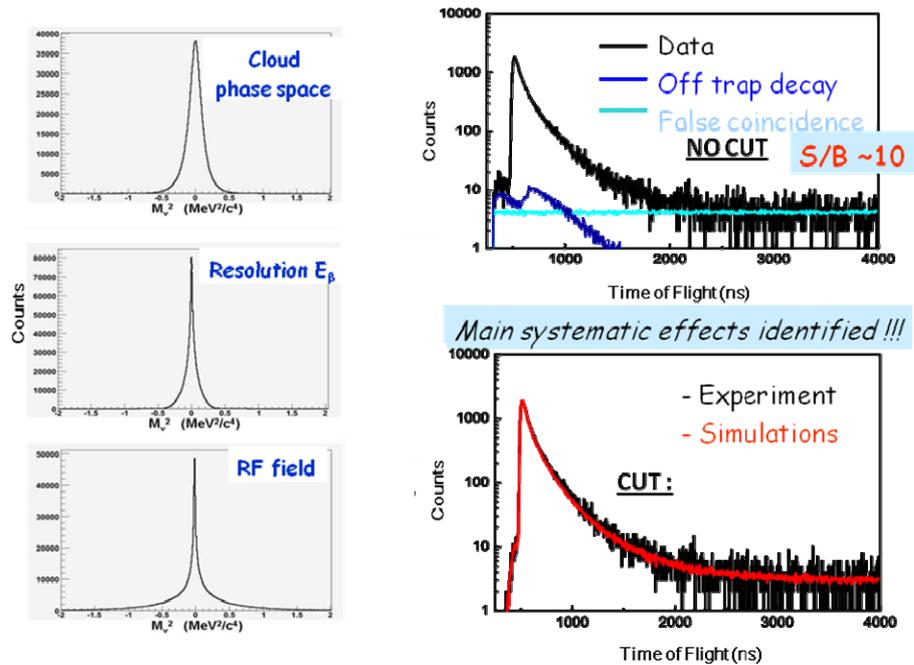


Figure 41: Reproduction du spectre expérimental de 2006 par la simulation incluant les effets de piégeage et de résolution du détecteur β .

L'analyse des datas enregistrés récemment est en cours. D'autres effets systématiques sont étudiés, tel que les effets du shake-off après désintégration. Une expérience destinée à la mesure de la distribution de charge des noyaux fils de ${}^6\text{He}$ par un dispositif de post-accélération électrostatique et de mesure de temps de vol auprès du piège de Paul a été acceptée par le comité d'expérience du GANIL. La diffusion des électrons sur les électrodes et la structure du dispositif expérimental est en cours de simulation par GEANT pour déterminer son effet sur les spectres expérimentaux β .

5.2.1.3 Pièges magnéto-optiques à TRIUMF et Berkeley

Quand leur utilisation est possible, les pièges magnéto-optiques permettent de s'affranchir en grande partie des effets de piégeage décrits ci-dessus. Les atomes radioactifs sont piégés à des températures de l'ordre du mK, et dans des volumes de l'ordre de quelques mm³. La mesure des corrélations angulaires β - ν du ^{38m}K a été effectuée à TRIUMF et est la meilleure mesure en date pour les transitions Fermi [Gorelov05]. Elle a été aussi mesurée à Berkeley pour ²¹Na qui est une transition mixte Fermi GT [Scielzo04]. Le nombre de candidats possible pour ce type de mesure est limité jusqu'à maintenant par la condition d'existence des transitions adéquates pour le piégeage et par la faible efficacité des processus de neutralisation et de capture des atomes radioactifs.

5.2.2 Spectroscopie des transitions Fermi pures

Ainsi qu'il a été présenté en 5.1.5, la mesure du Ft des transitions 0+ → 0+ participe au test de CVC et de l'unitarité de la première colonne de CKM. La mesure du Q de réaction, avec la mesure du temps de vie partiel $t = b \cdot T_{1/2}$ sont les ingrédients expérimentaux nécessaires à la détermination de Ft. Les mesures de temps de vie et de rapport d'embranchement sont donc complémentaires aux déterminations directes ou non du Q de réaction. Dans ce cadre, les techniques de piégeage de Penning peuvent être utilisées pour la préparation d'un échantillon extrêmement pur d'isotopes radioactifs et la mesure de haute précision de leur temps de vie. C'est cette méthode qui a été employée à JYFL pour la mesure des temps de vie de ⁶²Ga, ²⁶Si et ⁴²Ti [Canchel05, Bey08, Matea08] (Figure 42). Les ions sélectionnés par les pièges Penning utilisés en système de séparation de haute résolution sont collectés sur la bande d'une station d'identification, où l'activité est mesurée en fonction du temps par un détecteur gazeux. Dans le futur, cette station de mesure de temps de vie devrait comporter un détecteur Ge d'efficacité très précisément connue pour la détermination du rapport d'embranchement de la transition à la précision nécessaire (usuellement ‰).

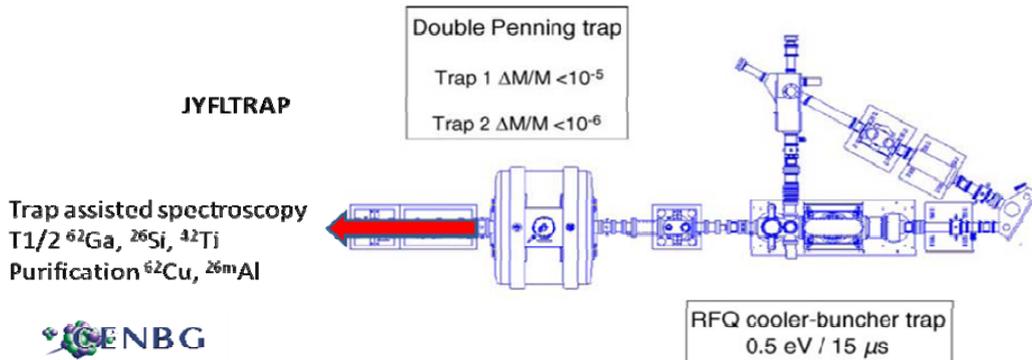


Figure 42 Dispositif expérimental utilisé à JYFL pour la mesure de masse et la spectroscopie nucléaire.

A ISOLDE, REXTRAP a été utilisé pour la mesure du temps de vie du noyau ³⁸Ca en utilisant la formation moléculaire de ³⁸CaF dans la cible d'ISOLDE [Delahaye08]. REXTRAP n'étant pas sélectif en masse et le faisceau de ³⁸Ca étant pollué par son fils ³⁸K de temps de vie similaire, une astuce devait être utilisée pour la préparation d'un ensemble pur de ³⁸Ca. La molécule CaF étant très stable et KF n'étant pas lié, un faisceau pur de ³⁸CaF a pu être injecté dans REXTRAP après sélection de la masse par le séparateur HRS d'ISOLDE. Après accumulation dans REXTRAP, une sélection de temps de vol permettait de supprimer les ions ³⁸K qui auraient pu être conservés dans le piège après décroissance du ³⁸Ca. La Figure 43 présente le dispositif de détection utilisé dans cette expérience similaire à celui utilisé à JYFL, développé par le CENBG.

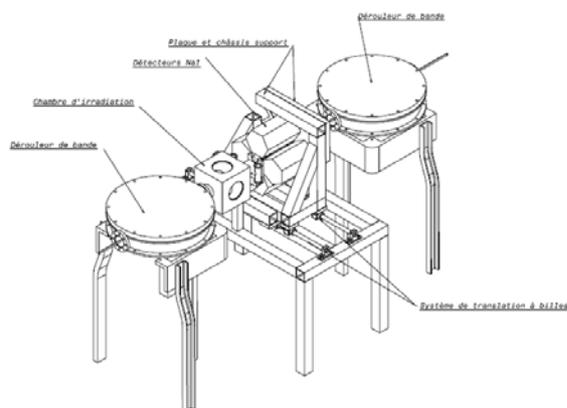


Figure 43 Dispositif de détection utilisé pour la mesure de temps de vie des transitions $0^+ \rightarrow 0^+$.

5.3 Spectroscopie laser des atomes radioactifs

5.3.1 COLLAPS et ISCOOL à ISOLDE

COLLAPS à ISOLDE est une expérience qui mesure les rayons de charge les spins et les moments nucléaires des noyaux radioactifs par les méthodes de spectroscopie laser colinéaire et β -NMR. L'introduction des techniques de refroidissement et de regroupement du faisceau avec le piège de Paul linéaire ISCOOL a permis d'augmenter de plusieurs ordres de grandeur la sensibilité de COLLAPS comme il avait été démontré précédemment à JYFL utilisant les mêmes techniques [Campbell02]. La Figure 44 présente un schéma de principe de la spectroscopie colinéaire.

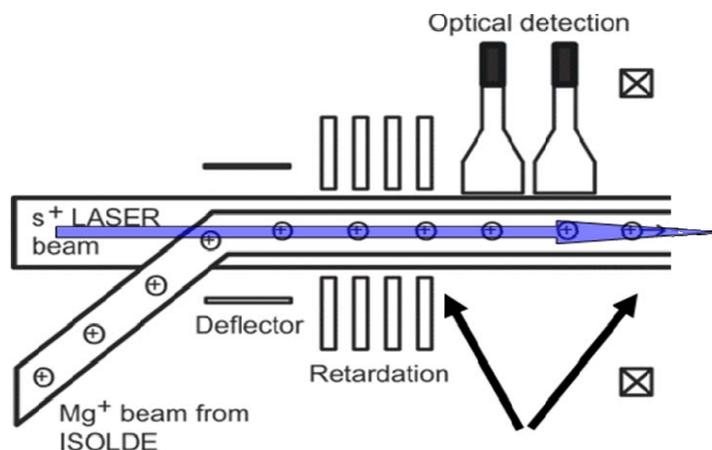


Figure 44 : spectroscopie laser colinéaire. Les transitions atomiques des ions ou atomes radioactifs sont excitées par un faisceau laser de longueur d'onde fixe en variant le shift doppler des transitions par le potentiel retardateur.

Les différents intérêts du RFQ refroidisseur regroupueur pour la spectroscopie laser colinéaire sont :

- Un rapport signal sur bruit amélioré par la définition d'une fenêtre temporelle d'observation
- Un shift doppler mieux contrôlé par une meilleure définition de l'énergie du faisceau incident
- Un meilleur recouvrement du faisceau laser avec le faisceau d'ions ou d'atomes
- Une réduction d'un facteur supérieur à 10^4 du bruit de fond, causé par la réflexion du laser d'excitation, a pu être obtenue sur le signal de fluorescence de ^{46}K au cours des premiers

tests de COLLAPS avec ISCOOL (Figure 45). Une fenêtre d'observation de $12\mu\text{s}$ était appliquée pour une période de piégeage de 300ms. Le facteur de réduction du bruit de fond correspond simplement au rapport de la période de piégeage sur la fenêtre d'observation.

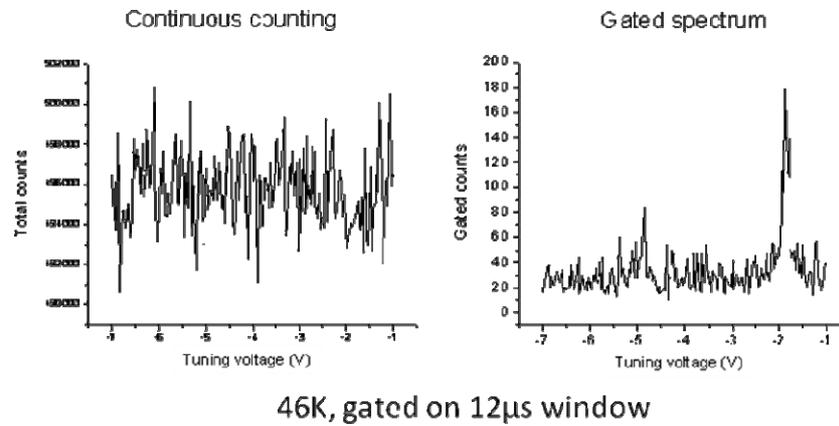


Figure 45 : réduction du bruit de fond sur le signal de fluorescence 46K en utilisant le RFQ refroidisseur regroupueur ISCOOL.

5.4 Antihydrogène et test de CPT au CERN

La comparaison des propriétés de l'atome d'antimatière le plus simple, l'antihydrogène à l'hydrogène doit nous renseigner sur la symétrie matière - antimatière. Elle permet le test de CPT. Au CERN, la formation d'antihydrogène est réalisée dans un piège de Penning par deux expériences : ATHENA et ATRAP. Le principe de la production d'antihydrogène par ATHENA est présenté sur la Figure 46.

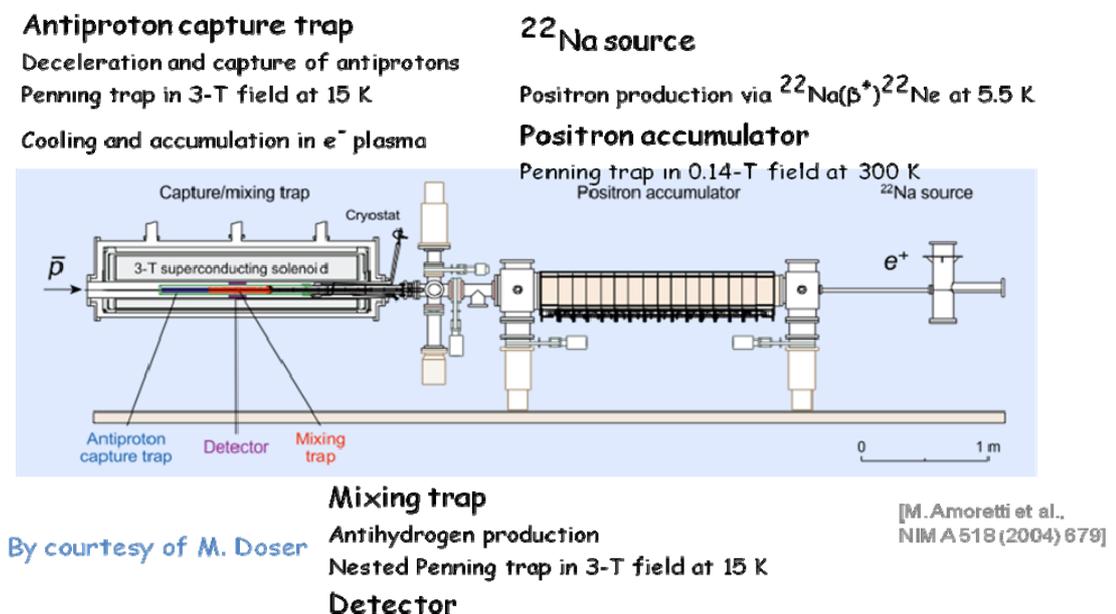


Figure 46: production d'antihydrogène à ATHENA au CERN. Un piège de Penning est utilisé pour l'accumulation de positrons issus de la désintégration des atomes d'une source intense de ^{22}Na . Dans un autre piège les atomes d'antihydrogène sont formés par le mélange des antiprotons provenant de AD et des positrons.

Dans une première étape, le piège de mélange réalise le refroidissement des antiprotons piégés dans un bain d'électrons. Dans une seconde étape, les atomes d'antihydrogène sont formés par la manipulation des potentiels axiaux pour obtenir la configuration de piégeage et de mélange présentée sur la Figure 47. Pendant cette dernière étape les antiprotons sont refroidis par interaction avec les positrons et les positrons sont refroidis par rayonnement synchrotron.

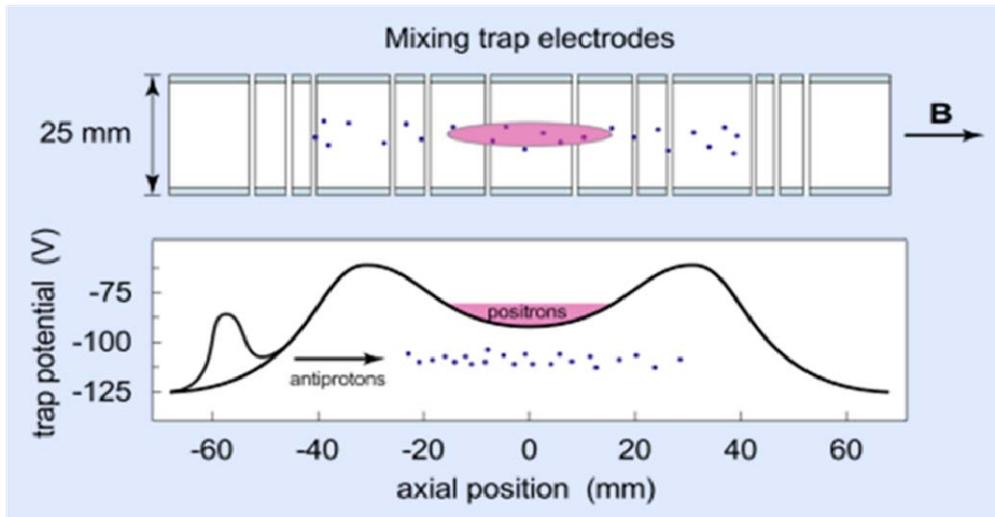


Figure 47: configuration du piège de mélange pour la production d'antihydrogène.

Le but ultime d'ATHENA et ATRAP est d'étudier la transition $1s-2s$ de l'atome d'antihydrogène qui est très précisément connue pour l'hydrogène (à 10^{-14} près !). Pour l'observation de cette transition il se pose alors un problème : l'atome d'antihydrogène est neutre et après sa formation va très vite migrer du centre du piège de mélange vers les parois du piège où il va s'annihiler. Pour piéger cet atome, le piège d'ATHENA devrait être transformé en une nouvelle collaboration ALPHA pour Antihydrogen Laser Physics Apparatus [Alpha] et comporter un piège de type Ioffe-Pritchard qui est capable de piéger des atomes de très basse énergie par leur moment magnétique (Figure 48).

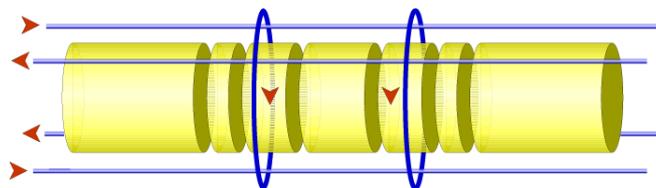


Figure 48 : principe de la modification du piège d'ATHENA pour y ajouter un piège de type Ioffe-Pritchard.

5.5 Tests de QED dans les pièges Penning

Comme dernier exemple de test d'interaction fondamentale, les pièges de Penning peuvent être utilisés pour les tests de QED, en particulier par la mesure du facteur gyromagnétique des ions hydrogénoïdes. Ces tests sont réalisés à Heidelberg en utilisant un piège de Penning de structure telle que présentée sur la Figure 49 [Blaum08].

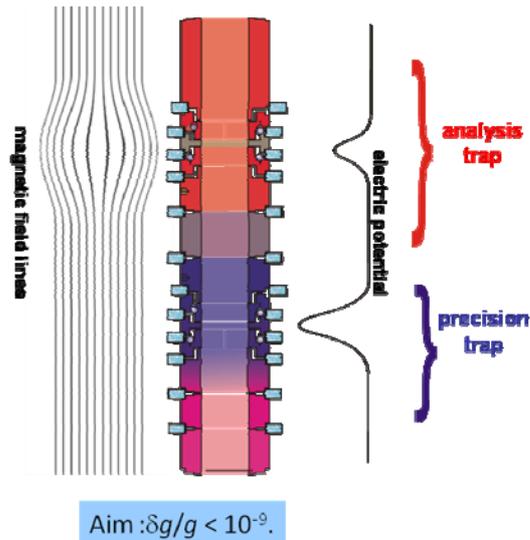


Figure 49 : Structure du double piège de Penning utilisé pour la mesure du facteur gyromagnétique des ions hydrogénéoïdes.

Le facteur gyromagnétique peut s'exprimer sous la forme :

Équation 26

$$g = 2 \frac{\omega_L qe/M}{\omega_c e/m_e}$$

où ω_L et ω_c sont respectivement les fréquences cyclotrons des ions et M la masse de l'ion hydrogénéoïde. La mesure de la fréquence cyclotron est réalisée dans le piège de précision tandis que la mesure de la fréquence d'oscillation axiale dans le piège d'analyse permet la détection des spins flips et donc la mesure de la fréquence de Larmor. Ces mesures de fréquence de mouvements propres sont toutes deux réalisées par la méthode de charge induite classique FT-ICR (3.4.2.4).

6 Futures installations

Le domaine d'application des pièges électromagnétiques à la physique nucléaire et aux tests des théories des interactions fondamentales est en constante évolution due à la malléabilité de ces instruments et à l'inventivité de la communauté scientifique qui les développe. Il n'est donc pas étonnant de trouver un bon nombre de projets de construction de ces instruments comme part intégrante des projets d'installations de physique nucléaire de nouvelles générations, telles que SPIRAL 2 à GANIL, FLAIR à GSI et EURISOL. Les pièges de Paul sont utilisés principalement comme refroidisseurs regroupes desservant les lignes de faisceaux de basse énergie, ou en amont de séparateurs magnétique de haute résolution ou encore de spectromètre de masse Penning. Les pièges de Penning sont utilisés soit pour les mesures de masse et pour la préparation du faisceau pour les expériences de spectroscopie nécessitant des faisceaux purs et refroidis, soit pour les mesures de moment gyromagnétiques des ions hydrogénéoïdes, soit encore pour l'étude de l'antihydrogène comme les expériences ATHENA et ATRAP. Citons par exemple les projets HITRAP, FLAIR et MATS à GSI/ FAIR [Kluge07], le projet DESIR à GANIL [DESIR] et les projets de RFQ refroidisseurs de haute intensité pour EURISOL [EURISOL].

7 Remerciements

Mille mercis à mes collègues et amis Nathals Severijns, professeur à l'université catholique de Leuven, Klaus Blaum, professeur à Heidelberg et Xavier Flécharde chercheur au LPC Caen pour le support en documentation et les transparents qui ont enrichi valablement ce cours d'exemples d'application des pièges à la frontière de leurs disciplines.

Bibliographie

- [Alpha] : <http://alpha.web.cern.ch/alpha/>
- [Ban03]: G. Ban et al., Nucl. Instrum. Meth. A 518 (2004) 712.
- [Ban05]: G. Ban et al., Nucl. Phys. A 752 (2005) 67.
- [Beck03]: M. Beck et al., 2003a, Nucl. Instr. and Meth. A 503, 567 et M. Beck et al., 2003b, Nucl. Instr. and Meth. B 204, 521.
- [Bergström02]: I. Bergström, C. Carlberg, T. Fritioff, G. Douysset, J. Schönfelder, R. Schuch, Nucl. Instr. and Meth. A 487 (2002) 618.
- [Bey08]:; A. Bey et al., Eur. Phys. J. A36 (2008) 121.
- [Bishop03]: S. Bishop et al., Phys. Rev. Lett. 90(2003)162501.
- [Blaum06]: K. Blaum, Physics Reports 425 (2006) 1.
- [Blaum08] : <http://www.mpi-hd.mpg.de/blaum/gfactor/index.en.html>
- [Bollen05]: G. Bollen et al., Nucl. Instrum. Meth. A550 (2005) 27.
- [Bollen2001]: G. Bollen, Nuclear Physics A 693 (2001) 3.
- [Campbell02]: P Campbell et al., Eur. J. Phys. A 15 (2002) 45.
- [Canchel05] : G. Canchel et al., Eur. Phys. J. A 23 (2005) 409.
- [Cowan04]: J. J. Cowan and F.-K. Thielemann, Physics Today, October 2004, pp. 47–53.
- [Dawson76] P. H. Dawson Quadrupole Mass Spectrometry and its Application, Editions American Vacuum Society Classics 1976.
- [Dehmelt90]:H. Dehmelt, Rev. Mod. Phys. 62 (1990) 525.
- [Delahaye07]: P. Delahaye et al., Phys. Rev. C 74(2006)034331.
- [Delahaye08]: P. Delahaye, B. Blank and S. Sturm, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 266 (2008) 4647–4651.
- [DESIR]: <http://www.cenbg.in2p3.fr/desir/>
- [EURISOL] : <http://en.wikipedia.org/wiki/Eurisol>, voir task 9.
- [Extrel]: <http://www.extrel.com>.
- [Flechard08]: X. Flécharde et al., Phys. Rev. Lett., 101(2008) 212504.
- [Fowler67]:W. A. Fowler *et al.*, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 5(1967)525.
- [George07]: S. George et al., Phys. Rev. Lett. 98(2007)162501.
- [Gian08]: O. Gianfranco, F. Duval, G. Ban, R. B. Moore and D. Lunney, Nucl. Instrum. Meth. B, 266 (2008) 4483.
- [Gorelov05]: A. Gorelov et al., Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 142501.
- [Guénault07]: C. Guénault et al, Phys. Rev. C 75(2007)044303.
- [Hardy03]: J. C. Hardy *et al.*, Phys. Rev. Lett. 91(2003)082501.

- [Hardy08]: J.C. Hardy and I.S. Towner. Phys. Rev. C 77 (2008) 025501.
- [Jackson57]: J. D. Jackson, S. B. Treiman, and H. W. Wyld, Jr., Nucl. Phys. 4 (1957) 206.
- [Johnson63]: C. H. Johnson, F. Pleasonton, and T. A. Carlson, Phys. Rev. 132 (1963) 1149.
- [Kluge07]: H-J Kluge, W Quint and D F A Winters Journal of Physics: Conference Series 58 (2007) 9.
- [Kluge08]: H.-J. Kluge et al., Advances in Quantum Chemistry, 53(2008)83.
- [König95]: M. König et al., International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes 142 (1995) 95.
- [Lunney03]: D. Lunney, J. M. Pearson et C. Thibault, Rev. Mod. Phys. 75(2003)1022.
- [Mattea08]: I. Mattea et al., Eur. Phys. J. A 37 (2008) 151.
- [Mukherjee04]: M. Mukherjee et al., Phys. Rev. Lett. 93(2004)150801.
- [Paul53]: W. Paul, H. Steinwedel, "A new mass spectrometer without a magnetic field", Z. Naturforsch., 8a(1953)448 .
- [Paul58]: W. Paul, H. Steinwedel, "A new mass spectrometer without a magnetic field", Z. Naturforsch., 8a(1953)448.
- [Paul90]: W. Paul, Rev. Mod. Phys. 62 (1990) 531.
- [Penning30]: F. M. Penning, Physica 3(1936)873.
- [Pierce49]: J.R. Pierce, in: Theory and Design of Electron Beams, D. van Nostrand Co., New York 1949, Chap. 3.
- [Poth90]: H. Poth, Phys. Rep. 196(1990)135.
- [Scielzo04]: N. D. Scielzo, S. J. Freedman, B. K. Fujikawa, and P. A. Vetter, Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 10250.
- [Severijns06]: N. Severijns, M. Beck et O. Naviliat-Cuncic, Rev. Mod. Phys. 78(2006)991.
- [Sturm07]: S. Sturm, Diploma Thesis, University of Heidelberg, 2007.
- [Wapstra03]: A. H. Wapstra, G. Audi, and C. Thibault, Nucl. Phys. A 729(2003) 129.
- [Wendt03]: K.D.A. Wendt et al., Nuclear Instruments and Methods B 204(2003)325.

STRATEGIE DE DETECTION POUR LA PHYSIQUE NUCLEAIRE DE HAUTE ENERGIE

Jérôme BAUDOT

IPHC - Université de Strasbourg, BP 28, F-67037 Strasbourg

Résumé

La physique nucléaire de haute énergie se caractérise par la contribution à l'état final de processus élémentaires, de plus en plus importante avec l'élévation de l'énergie. Imager ces processus avec un "grossissement" suffisant nécessite des instruments dont la taille et la variété augmentent également avec l'énergie des processus en jeux.

Nous passerons en revue les besoins de détection des expériences de physique auprès des machines telles que CEBAF, RHIC, LHC en insistant sur la relation objectifs de physiques - stratégie de détection. Ceci nous permettra de dégager trois grandes catégories de mesure : la trajectométrie, l'identification des particules et la calorimétrie. Nous décrirons ensuite quelques systèmes concrets correspondant à ces catégories, en insistant sur leurs performances plus que sur leurs technologies.

Abstract

High energy nuclear physics is marked by the contribution of elementary processes which increases with the collision energy. Scrutinizing these processes with the necessary magnification factor requires large and multi-modal instruments which complexity also follows the energy level.

We will review the needs of experiments running at different accelerators among which are CEBAF, RHIC and LHC. Our discussion will especially focus on how the physics goals define the detection strategy. Three classes of measurements will be emphasized: trajectometry, particle identification and calorimetry. We will then describe performances of some corresponding systems without discussing their technology.

Table des matières

1	Introduction	173
2	Stratégies de détection	174
2.1	Processus en physique nucléaire de haute énergie	174
2.2	La structure des nucléons et des hadrons	176
2.3	Le plasma de quarks et de gluons	179
2.4	Synthèse des besoins	181
3	Instruments de détection	182
3.1	La trajectométrie	182
3.1.1	Formules générales	182
3.1.2	Détecteurs pour la trajectométrie	185
3.1.3	Quelques trajectomètres	186
3.2	L'identification des particules	188
3.2.1	Les particules chargées	189
3.2.2	Les électrons, les photons et les neutrons	191
3.2.3	Les muons	192
3.3	La calorimétrie	193
3.3.1	Principes généraux	193
3.3.2	Exemples de détecteurs	194
4	Conclusion	196
	Références	198

1 Introduction

Bien qu'il ne soit forcément utile de justifier la présence d'un cours sur les détecteurs dans une école de physique, son importance demeure parfois mal comprise. La figure 1 relate l'évolution, mainte fois observée, de la mesure expérimentale d'un paramètre, ici imaginaire, au cours du temps. La précision de la mesure, qui d'une certaine manière quantifie la qualité de la science qui en sera tirée, dépend à la fois de l'analyse des données et des performances de l'appareillage. Les sauts de qualités les plus grands sont réalisés lorsque l'instrumentation a suffisamment évolué.

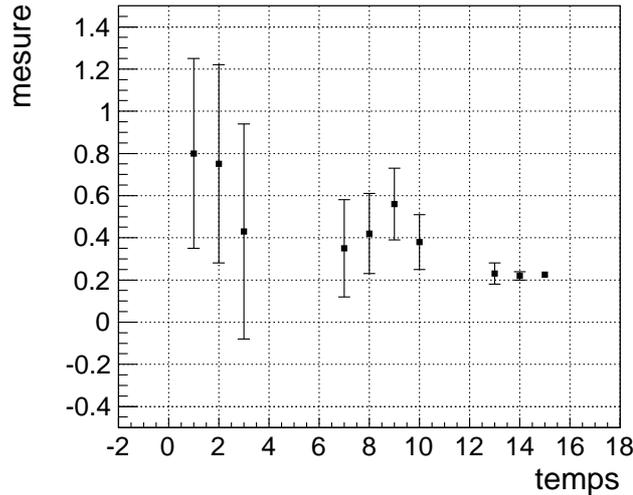


FIG. 1 – Schématisation de l'évolution d'une mesure effectuée plusieurs fois au cours du temps. Les trois groupes de mesures bien distincts correspondent à des générations successives d'expériences.

Contrairement à un certaine idée, assez répandue parmi les jeunes chercheurs, il n'y a pas deux physiques expérimentales, l'une concernant l'instrumentation et l'autre l'analyse des données. Certes, les techniques diffèrent mais la science demeure la même, une science expérimentale.

Un des objectifs de ce cours est de souligner le lien entre les objectifs scientifiques et l'appareillage mis en œuvre, ce que nous appelons une stratégie de détection. Nous ne décrirons pas la technologie des détecteurs (voir le cours de J. Pouthas de cette même école) ni l'interaction rayonnement-matière à la base du processus de détection. Nous nous attacherons plutôt à expliquer les choix de telle ou telle collaboration au regard des mesures visées. Nous n'irons pas non-plus au-delà de l'instrumentation pour discuter l'analyse des données recueillies. Ajoutons encore qu'il manque un thème qui n'a pu être traité pendant la durée de ce cours mais n'en est pas moins important. Il s'agit du système de déclenchement qui permet de cibler les événements les plus intéressants. Nous nous contenterons de quelques remarques à ce sujet dans le cours du texte.

Suivant cette piste, il est naturel de focaliser l'exposé sur un domaine scientifique relativement précis, en l'occurrence la physique nucléaire de haute énergie. En effet, un autre domaine, avec des objectifs scientifiques différents, requerra des stratégies instrumentales naturellement différentes. La physique que nous aborderons concerne la structure du nucléon et des hadrons en général, ainsi que l'étude de la matière nucléaire placées dans des conditions extrêmes de température et de pression (le plasma de quarks et de gluons).

Ce cours s'articule en deux parties. La première recense les besoins en détection de certaines expériences emblématiques de la physique nucléaire de haute énergie suivant les objectifs scientifiques qu'elles poursuivent. Une synthèse de ces besoins nous permettra de les trier en quelques catégories.

Dans la seconde partie, nous recensons les différentes solutions instrumentales qui répondent à ces besoins en spécifiant pour chacune leurs caractéristiques avec quelques remarques sur leur intégrations dans un système de détection.

Nous concluons avec quelques remarques sur les performances globales d'un multi-détecteur.

2 Stratégies de détection

2.1 Processus en physique nucléaire de haute énergie

Nous cherchons dans cette section à dégager les traits communs aux expériences dites de physique nucléaire de haute énergie. Ceci nous permettra d'identifier un vocabulaire que nous utiliserons à travers tout ce cours.

Le programme générique de la physique nucléaire consiste à étudier les systèmes complexes régis par l'interaction forte. La complexité de ces systèmes qui provient du nombre de constituants, le plus souvent supérieur à trois, représente une première difficulté.

La seconde trouve son origine dans la spécificité de l'interaction forte que nous illustrons avec la figure 2. L'évolution du potentiel inter-quark en fonction de la distance est ici reproduite par le modèle de Cornell [1]. Deux domaines se dégagent, l'un à courte distance où l'interaction tend à disparaître (phénomène de liberté asymptotique) et l'autre où la force de l'interaction augmente linéairement avec la distance. Dans ce dernier cas, l'importance de la force interdit l'utilisation des techniques de calcul avec la méthode des perturbations à partir de la théorie élémentaire : la chromodynamique quantique (QCD). Ainsi, le monde de l'interaction forte se partage entre

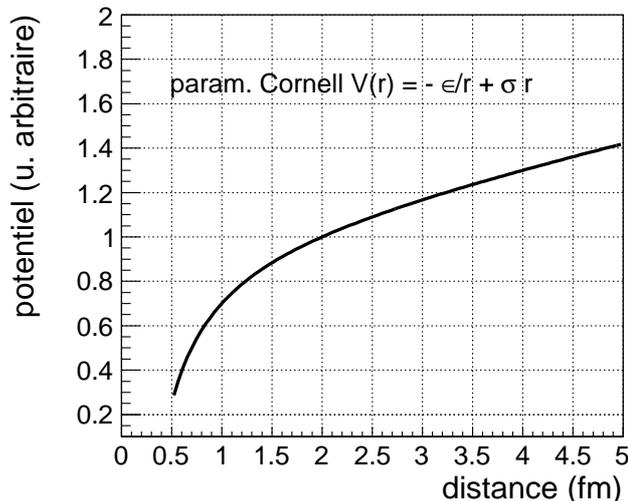


FIG. 2 – Evolution du potentiel d'interaction forte entre deux quarks avec la distance selon le modèle de Cornell [1].

les processus dits perturbatifs, à courte distance ou énergie importante, où l'utilisation de QCD permet des calculs fiables et ceux, dits non-perturbatifs, à longue distance ou faible énergie, où il n'existe pas de techniques de calcul complètes en dehors de l'utilisation de règles spécifiques

à chaque problème (calcul sur réseau, règles de somme, symétries particulières, ...). L'échelle d'énergie pour la séparation de ces deux mondes est $\Lambda_{QCD} \sim 1 \text{ GeV}$.

A basse énergie la physique nucléaire relève exclusivement des processus non-perturbatifs. Les degrés de liberté à traiter sont les nucléons. L'étude de phénomènes à une énergie dépassant Λ_{QCD} requiert la prise en compte de nouveaux degrés de liberté, ceux de la théorie élémentaire : les quarks et les gluons (que nous dénommerons souvent partons).

La physique nucléaire de haute énergie étudie les systèmes complexes dont les constituants sont les partons, non-plus les nucléons. D'une part, il s'agit d'obtenir une description théorique de ces systèmes dans leur état fondamental ou excité ; c'est l'étude de la structure des hadrons (dont font partie les nucléons). D'autre part, l'étude de ces systèmes dans des conditions de température et de pression éloignées de la normale, fournit un laboratoire original pour comprendre l'interaction forte ; notamment parce que les partons subiraient une transition de phase vers un système déconfiné. Une question fondamentale apparaît de manière sous-jacente à l'ensemble de ces recherches : l'identification et la compréhension du mécanisme qui confine les partons au sein des nucléons.

Expérimentalement les observations visent à caractériser de tels systèmes. Il s'agit donc de mesurer un maximum de grandeurs pour un très grand nombre de conditions différentes. Ce qui correspond à un programme très large !

Par rapport à la physique nucléaire "classique", l'élévation de l'énergie implique la présence de processus perturbatifs qui pourront alors être décrits par des calculs ne relevant pas de modèles. Pour autant, quelque soit l'énergie conférée aux partons dans une phase initiale, ceux-ci finissent toujours par "s'habiller" pour former des hadrons dans une phase finale de l'évolution du système étudié. Ce dernier processus de hadronisation met en jeu des énergies faibles et relève du domaine non-perturbatif. Ainsi les deux domaines de physiques que nous avons décrits sont systématiquement présents dans les expériences que nous discuterons.

Toutes les expériences partagent le même principe ; la collision de deux systèmes dont l'un peut être considéré comme un sac de partons, c'est à dire un noyau, un nucléon ou encore un hadron. Les machines utilisables pour ce domaine sont récapitulées dans le tableau 1. Pour l'étude de la structure des hadrons, un projectile vient "sonder" le hadron (ou noyau) cible. Le plus souvent ces expériences sont réalisées en mode "cible fixe". Pour l'étude de la matière à haute température et pression, la collision de deux noyaux est alors utilisée pour produire ces conditions extrêmes, elle a lieu en mode cible fixe (haute luminosité) ou collisionneur (haute énergie).

Nous pouvons déjà dégager un certain nombre de caractéristiques expérimentales que partagent tous les états finals produits dans les machines citées au tableau 1. En effet la nouvelle physique, correspondant à l'apparition des degrés de liberté partoniques, entraîne la multiplication des espèces de particules produites. L'interaction forte autorise la production de toutes les saveurs de quarks (tout en conservant le nombre quantique de saveur) pour autant que l'énergie disponible le permette. Aux énergies qui concernent ce cours, les trois premières saveurs de quarks (u , d et s) abondent mais les quarks charmés c et beaux b apparaissent également (essentiellement au SPS, au RHIC et au LHC). Les hadrons issus de toutes ces saveurs de quarks se désintègrent fortement ou faiblement et produisent par conséquent les espèces de hadrons les plus stables (p , n , π et K) mais également tous les leptons et des photons.

L'échelle d'énergie où se déroule les interactions influence également la cinématique qui s'étale sur un domaine très vaste allant des plus petites valeurs d'impulsion jusqu'à quelques centaines de GeV/c pour les collisionneurs comme RHIC ou LHC. Des cinématiques particulières, tels que les jets de particules relativement collimatés issus de la hadronisation de partons possédant

TAB. 1 – Systèmes de collisions accessibles à différentes machines pour la physique nucléaire de haute énergie.

machine	mode	systèmes	dates	expériences
CEBAF	cible fixe	$e, \gamma + h$ à < 6 GeV	depuis 1995	CLAS, Hall-A & B
HERA	cible fixe	$e^\pm + p$ à 27,5 GeV	1992-2008	HERMES
SPS	cible fixe	de p à Pb à 158 GeV μ à 225 GeV	depuis 1985	NA44, NA49, NA50, NA52, NA57, et beaucoup d'autres
RHIC	collisionneur	Au+Au à 200 GeV p+p à 200 GeV	depuis 2000	BRAHMS, PHENIX, PHOBOS, STAR
LHC	collisionneur	Pb+Pb à 5,5 TeV p+p à 14 TeV	depuis 2009	ALICE (ATLAS, CMS)
FAIR	cible fixe	\bar{p} et ions lourds à < 30 GeV	prévu en 2015	PANDA, CBM

une grande impulsion, apparaissent également.

Enfin, le dernier trait commun que nous soulignerons concerne la luminosité des machines. Les sections efficaces des processus partoniques sont très faibles par rapport à celles des processus nucléaires classiques (de l'ordre du barn) qui dominent les collisions qui sont réalisées. Par conséquent, l'étude des phénomènes les plus rares exige de très hautes luminosités et conduit à une fréquence de collision extrêmement élevée. Ces conditions apportent des contraintes sur les expériences, que nous qualifions d'indirectes car elle ne relèvent pas directement des processus physiques étudiés, notamment en terme de rapidité d'acquisition et d'enregistrement du signal, de taille et de segmentation des détecteurs et enfin de radio-tolérance.

2.2 La structure des nucléons et des hadrons

L'étude de la structure des nucléons et des hadrons se base sur l'utilisation d'une sonde qui va diffuser sur l'objet étudié selon l'illustration de la figure 3. L'observation des propriétés du projectile diffusé et la transformation de la cible de p en $p + X$ permet d'accéder à la structure recherchée [2, 3]. En effet, en choisissant une sonde électromagnétique, ici un électron, l'amplitude qui décrit le processus quantique se factorise en une partie électromagnétique bien connue et une partie qui décrit la structure du hadron cible. La mesure de différentes sections efficaces pour des conditions cinématiques variées fournit des points de comparaison à tous calculs descriptifs de cette structure.

La description et la mesure de la cinématique de l'expérience réalisée sont un aspect fondamental de ces expériences. Nous devons au minimum définir les grandeurs habituellement

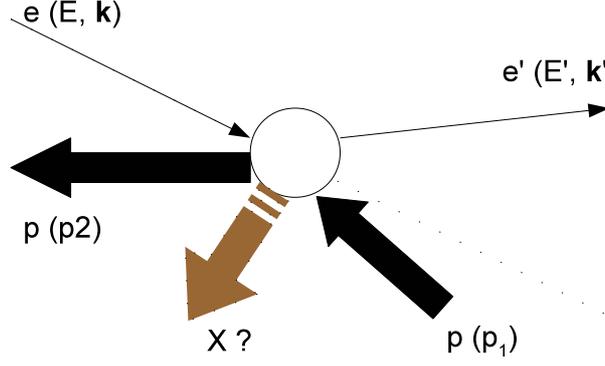


FIG. 3 – Principe de la sonde électromagnétique de la structure nucléaire.

utilisées à partir de celles introduite avec la figure 3.

- Le quadri-vecteur transféré par la sonde au hadron :

$$q = (\nu, \vec{q}) = k - k' = (E, \vec{k}) - (E', \vec{k}'). \quad (1)$$

- La distance d sondée :

$$d \approx \frac{1}{Q} = \frac{1}{\sqrt{-q^2}}. \quad (2)$$

- La fraction d'impulsion du hadron portée par le parton sondé (dit x Bjorken) :

$$x_{Bj} = \frac{-q^2}{2M\nu}. \quad (3)$$

- La fraction d'énergie perdue par l'électron :

$$y = \frac{-\nu}{E}. \quad (4)$$

Les amplitudes des sections efficaces où une interaction profonde avec la cible -c'est à dire avec sa structure- ont lieu, dépendent de ces grandeurs (Q^2, x_{Bj}, y). Leur mesure est donc primordial et passe par la détection systématique du lepton diffusé. Or pour accéder à un domaine cinématique qui soit le plus grand possible afin d'apporter une forte contrainte, cette détection doit avoir lieu sur des gammes d'énergie et d'angle assez étendues. La figure 4 représente le domaine cinématique accessible à l'expérience COMPASS [4] au SPS du CERN. Par comparaison, l'expérience CLAS [5] au CEBAF du JLAB, le domaine ($Q^2 < 8 \text{ GeV}^2, 0,1 < x_{Bj} < 0,6$). Pour cette catégorie d'expérience, les angles typiques de diffusion de l'électron varient entre 15 et 60 ° avec des impulsions de quelques centaines de MeV/c à quelques GeV.

Considérons maintenant les processus au niveau hadronique. Deux exemples de diagrammes sont reproduits par les figures 5(a) et 5(b). Ces processus exclusifs concernent le programme auprès de CEBAF sur la paramétrisation des distributions généralisées de partons au sein des nucléons, qui regroupe leur description en facteurs de forme, fonctions de structure et contenu en spin.

Sans discuter le détail de cette physique, nous constatons que l'état final est relativement simple mais requiert tout de même l'observation de plusieurs particules de nature différente, un

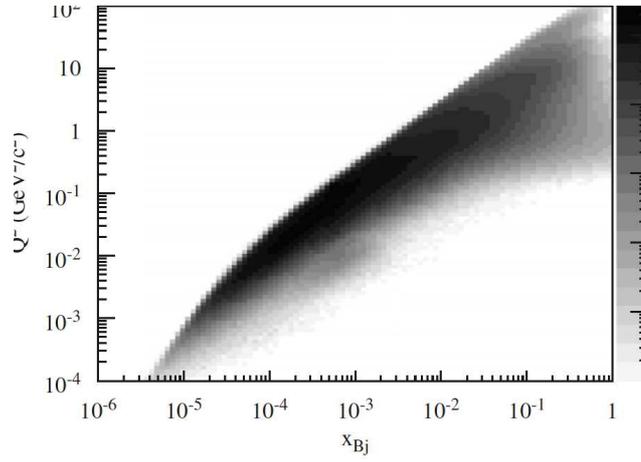
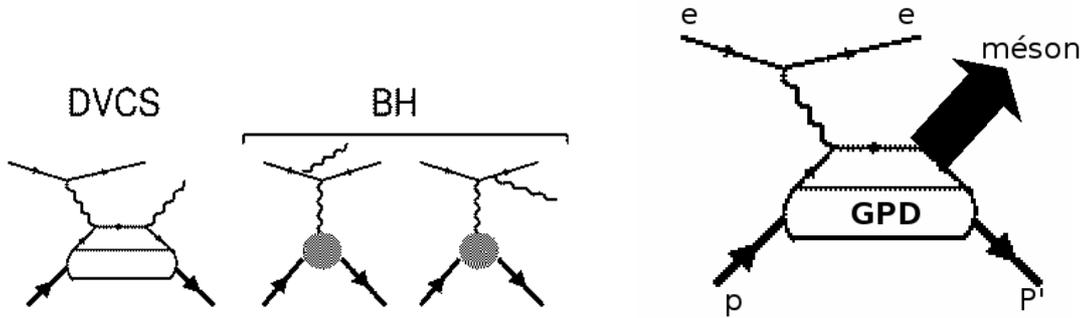


FIG. 4 – Domaine cinématique ($x_{Bj} - Q^2$) de l'expérience COMPASS.



(a) A gauche, le diagramme de la diffusion Compton profondément virtuelle (DVCS), la boîte au centre du diagramme représente la distribution généralisée des partons ou GPD. Le processus de Bethe-Heitler présentant un état similaire mais ne faisant pas intervenir une GPD est représenté à droite.

(b) Diagramme de la production de mésons profondément virtuelle.

FIG. 5 – Deux exemples de processus utilisés pour l'étude de la structure des nucléons.

ou quelques hadrons (mésons ou proton), un photon et bien-entendu toujours l'électron. Nous pouvons déjà anticiper des difficultés expérimentales pour la séparation des mésons neutres π^0 qui se désintègrent en photons et des photons directement issus de la diffusion.

Nous évoquerons également pour l'expérience COMPASS, la recherche d'états finals contenant des quarks charmés produits lors du processus de fusion photon-gluon. Ces derniers se hadronisent en mésons D neutres ou chargés qui possèdent une très courte durée de vie et se désintègrent en kaons et pions (l'état le plus simple à reconstruire étant $K^\pm \pi^\mp$) avant les premières couches instrumentées. COMPASS doit par conséquent proposer un dispositif à même de reconstruire ce type de désintégration notamment par une excellente identification des mésons.

Le domaine dynamique des particules pour les expériences à CEBAF reste en dessous de quelques GeV. Avec le faisceau du SPS pour COMPASS, ou de HERA à DESY pour l'expérience HERMES [6], la dynamique s'étend beaucoup plus loin, au delà de quelques dizaines de GeV. La nécessité de mesurer des particules lentes (protons) de quelques 100 MeV demeure cependant aussi pour ces machines à plus haute énergie.

Nous concluons cette section avec une remarque sur la luminosité des accélérateurs utilisés pour l'étude de la structure des hadrons. Les processus que nous avons présentés pour illustrer

cette physique sont deux processus exclusifs au sens où l'état final est complètement spécifié (par opposition à un processus tel que celui représenté avec la figure 3 où l'état X n'est pas spécifié). Ces processus sont aujourd'hui les plus utiles pour extraire des informations précises sur la structure des hadrons.

Mais la restriction à un état final précis limite la proportion des collisions intéressantes. Il s'agit donc pour ses expériences d'atteindre de très hautes luminosités. Les collisions en mode "cible fixe" sont bien adaptées à cette objectif et les luminosités atteignent typiquement $10^{32} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ pour COMPASS et $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ pour CLAS. Une amélioration de l'accélérateur CEBAF, prévue pour 2015, devrait permettre de délivrer des faisceaux d'électrons atteignant 12 GeV et à une luminosité de $10^{35} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Nous prendrons la mesure de cette contrainte dans la section 2.4.

2.3 Le plasma de quarks et de gluons

Nous avons déjà évoqué en section 2.1 les motivations principales pour l'étude d'un état de la matière nucléaire où les degrés élémentaires de la chromodynamique quantique se trouvent sous forme déconfiné. Rappelons ici, qu'il s'agit à la fois de découvrir et de caractériser ce nouvel état de la matière, et d'accéder un laboratoire tout à fait particulier pour l'interaction forte avec une constante de couplage non-nulle mais un potentiel écranté [7].

Selon un principe partagé par un grand nombre de systèmes physiques, c'est le changement de condition de température et/ou de pression qui conduit à une transition de phase, c'est à dire à un changement d'état. Depuis une trentaine d'année, les collisions à haute énergie entre ions lourds sont utilisées pour tenter d'atteindre le déconfinement des partons.

Il est extrêmement important de comprendre que ces collisions d'ions lourds (ultra-)relativistes possèdent une dynamique qui évolue avec le système créé, selon un scénario précisé pour la première fois par J.D.Bjorken [8]. Ainsi, si elle est créée, la matière déconfinée n'est présente qu'aux premiers instants de cette évolution qui se termine toujours, avec la diminution de la température, en une phase hadronique. Les signaux [9] qui caractérisent potentiellement la phase déconfinée et en sont issus, seront de deux types :

- les sondes directes qui n'interagissent pas avec la phase hadronique,
- les sondes indirectes qui subiront une altération par la phase hadronique ou la modifieront.

Comme pour la physique de la structure des nucléons, nous ne mettrons en avant que deux exemples.

Le premier concerne une sonde directe du milieu qui est fournie par les jets de particules ou les particules à grande impulsion transverse (le plan transverse est défini comme perpendiculaire à l'axe du faisceau). Ces particules ne peuvent être produites que par des collisions dures, dans la phase initiale de la collision. Ces processus créent une paire de particules de directions parfaitement opposées. En traversent le milieu, elles perdront une énergie qui dépend de la densité de celui-ci. Il est alors possible qu'une des deux particules sorte du milieu si elle a été produite dans une zone de moindre densité, alors que l'autre perde une grande partie de son énergie lors de la traversée d'un milieu dense.

C'est ce que les expériences auprès du RHIC ont observé au début des années 2000 [10] et qui est interprété aujourd'hui comme un signe de la densité très élevée du milieu, voir la figure 6. Ce type de mesure continue aujourd'hui au RHIC et sera un des sujets d'étude saillants au LHC où les jets de particules pourront être utilisés en tant que tel.

Une seconde approche, plus indirecte, de la matière créée dans les collisions d'ions lourds est de mettre en évidence des signaux d'un équilibre thermodynamique [11]. La méthode consiste

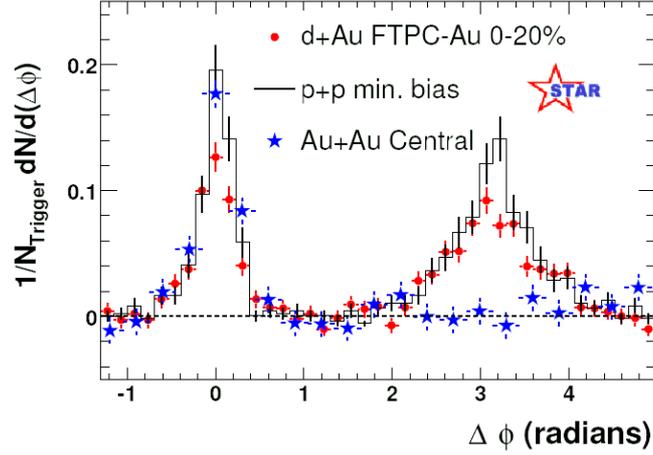


FIG. 6 – Observation par l’expérience STAR de la disparition de la corrélation angulaire à 90° entre deux particules de grande impulsion.

à mesurer l’abondance et la dynamique (spectres en impulsion différentiels) d’un maximum de particules identifiées. Des modèles hydrodynamiques sont ensuite utilisés pour reproduire ces mesures et ainsi contraindre l’équation d’état de la matière ayant produit cet état final. Cette étude exige un très grand nombre de mesures et l’identification d’un maximum de types de particules initialement produites, dont celles qui se sont désintégrées. Il s’agit donc de reconstruire les chaînes de désintégration comme celle du baryon oméga : $\Omega \rightarrow \Lambda K \rightarrow p\pi K$. Ce type de résultat est illustré par la figure 7 où les calculs d’un modèle hydrodynamique sont comparés aux mesures du spectre en impulsion de plusieurs types de particule.

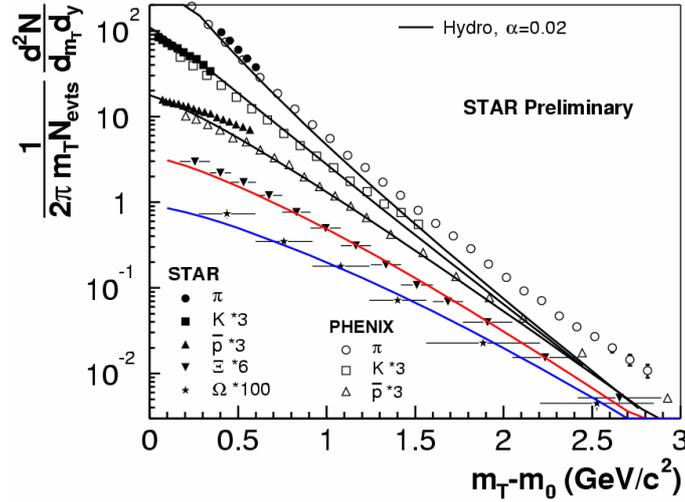
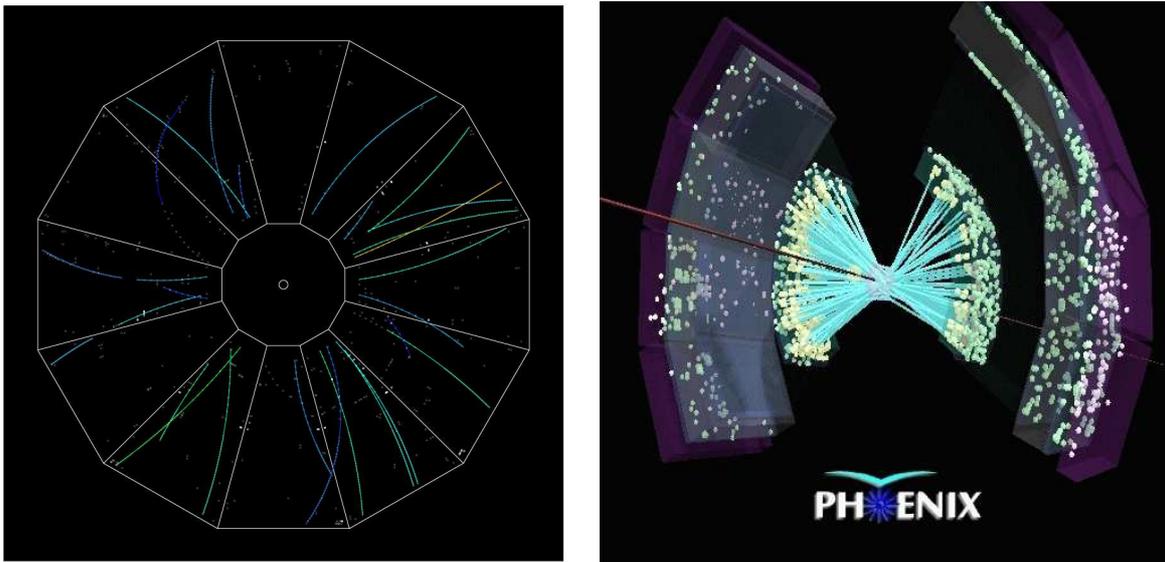


FIG. 7 – Distribution des impulsions transverses des particules les plus abondantes observées au RHIC par les deux collaborations STAR et PHENIX.

Nous devons enfin préciser une particularité des collisions d’ions lourds concernant l’état initial. En effet, le nombre et la nature des interactions entre les constituants des deux noyaux participant à la collision varient d’une collision à l’autre et il ne peut être connu parfaitement. Or cet état initial conditionne fortement la densité d’énergie atteinte et par conséquent la probabilité de déconfiner le milieu hadronique.

Il est donc nécessaire d'établir une hiérarchie des collisions selon la densité d'énergie atteinte, mais sans pouvoir mesurer directement cette dernière. Cette étape est l'équivalent de la détermination des paramètres (Q^2, x_{Bj}, y) lors de l'étude de la structure des nucléons. Ce sont la multiplicité des particules produites dans la collision, l'énergie transverse dégagée ou encore l'orientation d'un plan préféré pour l'émission des particules.

L'estimation de ces grandeurs, dites globales, requièrent la mesure des paramètres d'une partie représentative de toutes les particules émises par une seule collision. A la différence de canaux exclusifs, discutés plus haut, il s'agit donc de prévoir des systèmes de détection les plus inclusifs possibles. La tâche est compliquée par la diversité des collisions réalisées, diversité nécessaire à la comparaison d'une large gamme de densité d'énergie. La différence de deux systèmes de collision est illustrée par les figures 8(a) et 8(b) correspondant respectivement à des $p + p$ et $Au + Au$ au obtenu RHIC.



(a) Collision $p + p$ reconstruite dans l'expérience STAR [12]. (b) Collision $Au + Au$ reconstruite dans l'expérience PHENIX [13].

FIG. 8 – Deux exemples d'états finals pour des collisions de type différent au RHIC

2.4 Synthèse des besoins

Après avoir décrit les objectifs de deux domaines de la physique nucléaire de haute énergie, nous sommes maintenant en mesure de synthétiser les besoins de leurs expériences. Bien-sûr ce bilan n'est pas inattendu et nous pouvons dégager quatre grands domaines qui sont largement connus :

- **la trajectométrie** : individualiser (reconstruire) la trajectoire de chaque particule et en déduire sa quantité de mouvement ;
- **l'identification** : reconnaître la nature des particules ;
- **la calorimétrie** : mesurer l'énergie de certaines particules ;
- **le déclenchement** : sélectionner uniquement les événements d'un intérêt physique parmi l'ensemble très important des collisions produits dans ces expériences de très haute luminosité.

Cette première partie nous a permis de définir pour chaque expérience quelles performances sont nécessaires.

Par exemple, mentionnons que les expériences auprès des collisionneurs d'ions lourds doivent

faire face à des particules sur une gamme très étendue d'impulsion ce qui n'est pas le cas des expériences de structures hadroniques dont les particules ont un domaine d'impulsion plus restreint. Mais, ces dernières ont un besoin en déclenchement nécessaire à la sélection de canaux exclusifs bien spécifiques qui n'est pas forcément utile pour les premières qui cherchent à caractériser systématiquement l'ensemble des événements.

La nécessité d'identifier la nature des particules ne s'impose pas non-plus de la même manière. Les expériences auprès de CEBAF doivent discriminer des électrons, des photons provenant directement de la diffusion et des photons provenant de la désintégration des π^0 . Nous avons évoqué pour COMPASS l'identification des π et des K pour la reconstruction des mésons charmés D . Il apparaît aussi clairement que les expériences autour des collisions d'ions lourds doivent nécessairement utiliser toutes les techniques d'identification possibles, vu la palette des particules qui sont observées.

Avant d'entamer la seconde partie de ce cours qui décrira plus en détail chacun des points mentionnés ci-dessous, il faut noter que la mesure du signal recherché n'est pas la seule source de contrainte pour les détecteurs. Des contraintes indirectes peuvent effectivement apparaître essentiellement à cause du flux de particules nécessaire à la production de ce signal.

Une densité de l'ordre 10^6 particules/cm²/s peut être atteinte dans les collisions d'ions lourds où la multiplicité est très élevée par collision. La granularité requise alors par les premières couches instrumentées, à proximité de la collision, est alors gouvernée par la nécessité d'individualiser tous ces impacts et pas par la résolution spatiale nécessaire sur le passage d'une particule.

Un autre exemple sont les très hautes luminosités qui conduisent à des doses cumulées d'irradiation importante. Les technologies employées devront alors posséder la capacité de tolérer de telles doses. Performance qui n'a rien à voir avec les qualité de détection requise pour l'étude de la physique.

3 Instruments de détection

3.1 La trajectométrie

Cette section aborde la trajectométrie en premier lieu d'un point de vue général pour introduire les formules décrivant les performances d'un système de détection. Une seconde partie brosse un panorama synthétique des diverses technologies disponibles pour la réalisation concrète de dispositifs expérimentaux. Enfin nous citons quelques exemples de réalisation.

3.1.1 Formules générales

Nous avons identifié préalablement deux objectifs pour la trajectométrie, le premier relève de l'individualisation même des trajectoires des particules et le second correspond à l'extrapolation de la trace à son origine. Nous les aborderons successivement.

Comme le montrent les figures 9(a) et 9(b), l'identification ou la reconstruction des trajectoires repose toujours sur une succession de mesures le long du chemin de la particule. Il va de soi que la première qualité d'un trajectomètre est de proposer une granularité de points de mesure en rapport avec la densité attendue de particules. Pour cette raison, des technologies différentes seront utilisées suivant la distance de la couche de détection à la source des particules (la densité évolue comme l'inverse du carré de cette distance).

Dans les figures 9(a) et 9(b), les couches internes (en rouge) sont plus granulaires que les couches médianes (en violet), elles-même étant plus granulaires que les couches externes (en bleu). Selon la configuration des collisions (en cible fixe ou en mode collisionneur) la disposition des couches de détection sera différente. Notons qu'en mode collisionneur, la couverture des petits angles

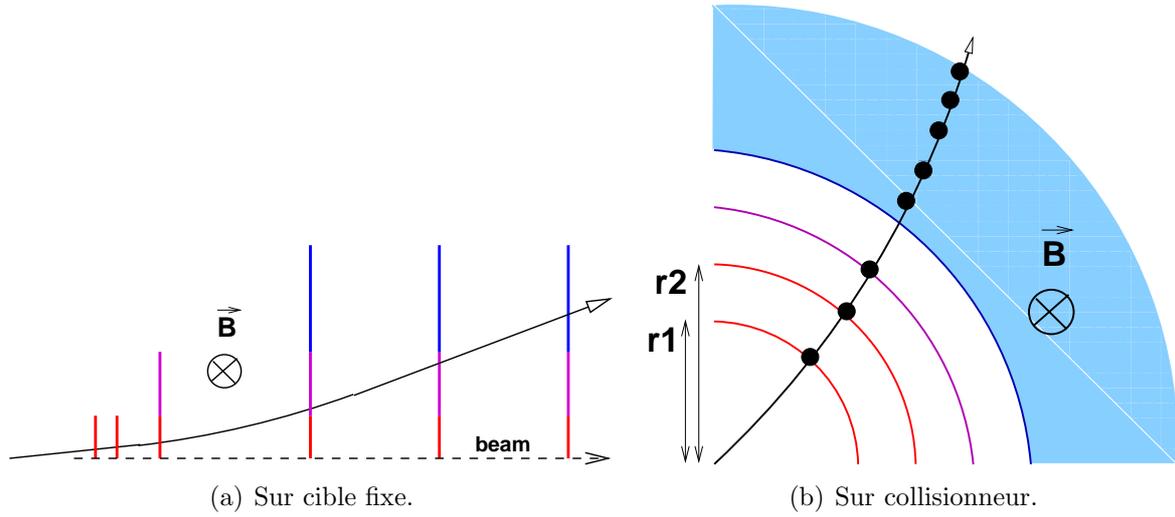


FIG. 9 – Disposition usuelle en couche de deux types de trajectomètres.

revient à une géométrie de type cible-fixe.

Les points de mesures successifs le long d'une trajectoire représentent un échantillonnage de cette trace. L'individualisation des trajectoires (*pattern recognition* en anglais) sur un ensemble de points laissés par plusieurs particules fait appel à un algorithme de filtrage. La description des différents types d'algorithmes sort du cadre de ce cours et le lecteur pourra se référer aux ouvrages suivants [14, 15].

Nous nous bornons à quelques remarques générales. le choix de l'algorithme dépendra fortement de la densité de particules à reconstruire. Pour fonctionner, l'algorithme aura toujours besoin d'un modèle mathématique de la trace (une hélice en présence d'un champ magnétique, voir ci-dessous) et le plus souvent d'une racine pour le démarrage des traces. Pour des états finals constitués d'un très grand nombre de particules, un détecteur spécifique placé dans la zone de moindre densité, donc le plus loin possible de la collision, est spécifiquement chargé de fournir sans ambiguïté les points de départ des trajectoires.

Les performances de ces algorithmes de reconstruction sont jugées en terme d'efficacité-pureté. L'efficacité estime la proportion de particules pour lesquelles une trajectoire a correctement été identifiée et la pureté quantifie la proportion de fausses trajectoires trouvées, c'est à dire les trajectoires construites à partir de faux points de mesures (bruit) ou de points correspondant à des vrais traces auxquels ils n'ont pas été associés. Signalons enfin, que les meilleures performances sont obtenues par itération du même algorithme ou de filtrages différents.

Dans la grande majorité des cas, les paramètres de la trajectoire d'une particule servent également à mesurer sa quantité de mouvement grâce à la présence d'un champ magnétique orienté perpendiculaire à la direction majoritaire des traces (voir encore les figures 9(a) et 9(b)). La trajectoire est alors un hélice dont deux paramètres sont liés à l'impulsion de la particule :

- le rayon de courbure ρ_c ,
- l'angle λ définissant le pas de l'hélice.

La relation pour obtenir l'impulsion p à partir du champ B pour une particule de charge¹ z est alors :

$$p(\text{GeV}/c) \cos \lambda = 0.3 z B(\text{T}) \rho_c(\text{m}^{-1}). \quad (5)$$

¹Implicitement, nous ne considérons que la trajectométrie des particules chargées, les techniques de détection actuelle ne permettant pas de mesurer une succession de points pour des particules neutres (γ, n).

Trois caractéristiques du trajectomètre président essentiellement à l'incertitude sur la mesure de p . Il s'agit du nombre et de la précision des points de mesures le long de la trace et de l'épaisseur des couches de détection fournissant ces points. En effet, une particule chargée traversant de la matière aura une certaine probabilité de subir une diffusion coulombienne qui modifiera son angle de propagation. C'est le phénomène de diffusion multiple qui limite la précision de reconstruction de la trajectoire puisque celle-ci change au cours de son évolution. La formule suivante permet d'estimer l'incertitude sur la courbure, elle se découpe en deux parties σ_{res} pour le nombre et la précision des mesures et $\sigma_{d.m.}$ pour l'influence de la diffusion multiple.

$$\sigma_{\rho_c} = \sqrt{\sigma_{res}^2 + \sigma_{d.m.}^2}, \quad (6)$$

$$\sigma_{res}^2 = \frac{0.016(\text{Gev}/c)}{Lp\beta \cos^2 \lambda} \sqrt{\frac{L}{X_0}}, \quad (7)$$

$$\sigma_{d.m.} = \frac{\sigma_{point}}{L_{trans}} \sqrt{\frac{720}{N_{points} + 4}}, \quad (8)$$

où :

- σ_{point} est la résolution spatiale d'un point de mesure,
- N_{points} est le nombre de points de mesure,
- L_{trans} est la longueur de la trajectoire dans le plan transverse au champ magnétique,
- L est la longueur totale de la trace,
- X_0 est la longueur de radiation des matériaux traversés.

La seconde tâche des dispositifs de trajectométrie est l'estimation de la position du point d'où provient la particule. Ce vertex d'origine se situe en général dans une zone non-instrumentée de l'expérience car soit il correspond à la collision initiale elle-même, soit il s'en éloigne d'au plus quelques centimètres ². Il est alors nécessaire d'extrapoler la trajectoire reconstruite, tel que décrit précédemment, vers le lieu de la collision. Pour ce faire, le ou les quelques premiers points de mesure de la position de la particule doivent être suffisamment précis. Ces quelques couches de détection spécifiques sont appelées détecteur de vertex.

Un simple raisonnement géométrique permet d'estimer la résolution obtenue sur l'extrapolation de la trajectoire au point de collision suivant la formule suivante :

$$\sigma_{extrapol}^2 \approx \frac{r_1^2 \sigma_2^2 + r_2^2 \sigma_1^2}{(r_2 - r_1)^2} + \frac{\theta_{d.m.}^2(\theta, p) r_1^2}{\sin^2 \theta}. \quad (9)$$

Cette équation correspond à la géométrie de la figure 9(b) où r_1 et r_2 sont les rayons des deux premiers points de mesure et σ_1, σ_2 leur incertitudes respectives, θ est l'angle polaire de la trajectoire et $\theta_{d.m.}$ est expliqué plus bas.

Le premier terme de la formule relève donc purement de la géométrie du détecteur de vertex et de la précision spatiale intrinsèque des couches qui le constituent. On remarquera que l'optimisation de la géométrie qui minimise l'incertitude sur l'extrapolation requiert à la fois le rapprochement de points de mesure de la collision (effet de loupe) et leur éloignement l'une par rapport à l'autre (effet de bras de levier).

Le second terme exprime la contribution à l'incertitude de la diffusion multiple déjà évoquée plus haut. En effet, tout matériau (y compris le tube à vide) présent avant la seconde couche de mesure (rayon r_2) augmente la probabilité d'une déviation de la trajectoire. Celle-ci est modélisée [17] par un angle aléatoire suivant une loi gaussienne d'écart-type $\theta_{d.m.}$ qui dépend

²Quelques particules à longue durée de vie, comme le K_0 , se désintègre directement dans l'appareillage et leur reconstruction ne nécessite pas la méthode décrite ici.

du rapport épaisseur $/X_0$ pour chaque épaisseur de matériau traversé. On remarquera pour ce terme que la position de la seconde couche r_2 n'a aucun impact mais que celle de la seconde r_1 doit être la plus petite possible.

Nous avons pris le parti d'unir sous le terme de trajectométrie deux objectifs distincts : la reconstruction des trajectoires ou *pattern recognition* et l'extrapolation des traces à l'origine ou *vertexing*. Il faut encore préciser que la première activité précède forcément la seconde. En effet, il est nécessaire de connaître les paramètres des traces avant de pouvoir les extrapoler. Cela nous amène à considérer un objectif intermédiaire aux deux premiers : faire le lien entre les traces reconstruites par le trajectomètre et les points de haute précision fournis par le détecteur de vertex. Il s'agira concrètement d'un détecteur intermédiaire dont les caractéristiques seront imposées par les performances respectives du trajectomètre et du *vertexing*, voir un exemple à la référence [18].

3.1.2 Détecteurs pour la trajectométrie

Outre sa capacité à mesurer la position de passage de la particule qui le traverse, un détecteur utile à la trajectométrie sera évalué selon plusieurs critères principaux :

- la résolution sur la position de passage,
- la granularité ou autrement dit le pouvoir séparateur entre deux trajectoires proches,
- la vitesse de lecture ou résolution temporelle,
- l'épaisseur de matière nécessaire à l'obtention d'un point de mesure.

Comme annoncé, nous ne décrirons pas le fonctionnement des détecteurs couramment utilisés, néanmoins nous les regroupons selon trois catégories correspondant à leur type de technologie. Le tableau 2 synthétise les performances typiques correspondant à ces catégories selon les quatre critères précédents.

TAB. 2 – Performances typiques de trois catégories de détecteurs couramment utilisés

critère	silicium	gazeux micro-pattern	gazeux
résolution spatiale	$< 50 \mu\text{m}$	quelques $10 \mu\text{m}$	$> 50 \mu\text{m}$
pas ou granularité	$\sim 10 \mu\text{m}$	quelques $< 10 \mu\text{m}$	$> 50 \mu\text{m}$
résolution temporelle	$> 20 \text{ ns}$	$< 10 \text{ ns}$	$< 10 \text{ ns}$
épaisseur par point	$> 0,1 \%X_0$	$\approx 0,1 \%X_0$	$\approx 10^{-2} \%X_0$

Les détecteurs "silicium" [19] bénéficient des techniques de micro-électronique pour obtenir une segmentation très élevée de la partie sensible, bandes ou pixels de 10 à quelques dizaines de micromètres. Ils seront naturellement employées là où le besoin en résolution spatiale ou en granularité est le plus pressant. Cette segmentation importante conduit néanmoins à un grand nombre de canaux de lecture par unité de surface qui limitera leur résolution temporelle. Par ailleurs, même si les volumes sensibles peuvent rester très minces, la densité du silicium rend leur épaisseur relative à la longueur de radiation (X_0) importante.

Les détecteurs gazeux [20], comme les chambres à fils et leurs dérivés, présentent l'avantage d'un faible budget de matière grâce à la densité du gaz. Leur granularité ne peut atteindre celle des détecteurs silicium et ils seront préférés dans les cas où une grande surface ou volume doit être instrumentée avec une spécification modérée pour la résolution spatiale (au delà de $100 \mu\text{m}$). L'avantage d'une granularité plus faible sera la rapidité d'acquisition des données et donc une bonne résolution temporelle. Ce dernier point n'est cependant pas justifié pour les

chambres à projection temporelle (ou TPC en anglais).

Une catégorie relativement récente de détecteurs gazeux qui utilisent également des méthodes de lithographie typiques de la micro-électronique présente des caractéristiques intermédiaires entre les types cités plus haut. Ces *Micro Pattern Gas Detector*, tels que les Micromegas [21] ou GEM [22], peuvent être particulièrement intéressants lorsqu'une grande surface doit être instrumentée avec une résolution spatiale en deçà de $100\ \mu\text{m}$.

Avant de voir quelques exemples de mise en œuvre de ces détecteurs pour la trajectoire, nous devons aborder l'aspect pratique de ces réalisations. En effet, les objectifs de physique imposent en général une résolution spatiale, un budget de matière ainsi qu'une géométrie. De plus, les conditions expérimentales imposeront une résolution temporelle et une radio-tolérance minimales. Mais l'intégration, au sein d'une expérience, de la technologie choisie par ces contraintes premières, pose un certain nombre de problématiques. Parmi celles-ci, nous pouvons citer la dissipation de puissance sous forme de chaleur, l'alimentation électrique à travers un nombre de câbles plus ou moins important ou encore la connexion des éléments sensibles avec leur électronique de lecture. Il peut arriver que ces aspects pratiques limitent les performances finales du détecteur quand aucune solution technique ne peut être trouvée dans le temps ou avec l'argent impartis au projet.

Ces problèmes seront naturellement plus délicats dans le cas de géométrie fermée comme celle des détecteurs sur collisionneur (voir la figure 10). Pour illustrer notre propos, citons que la construction (en dehors du développement) des trajectomètres pour les expériences auprès du LHC ont pris plusieurs années.

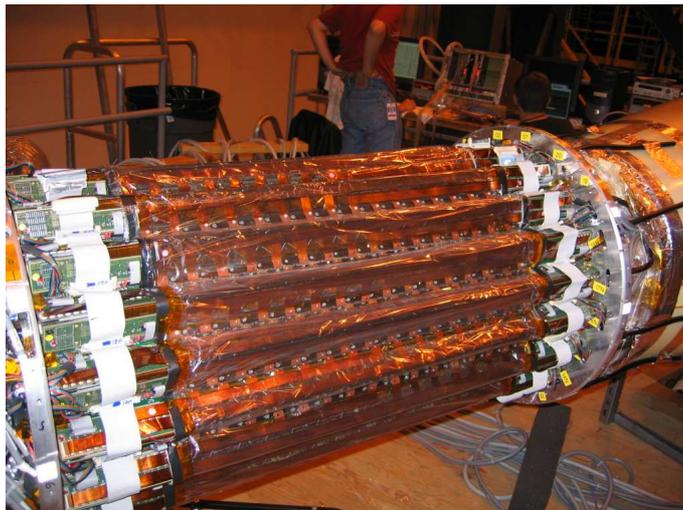
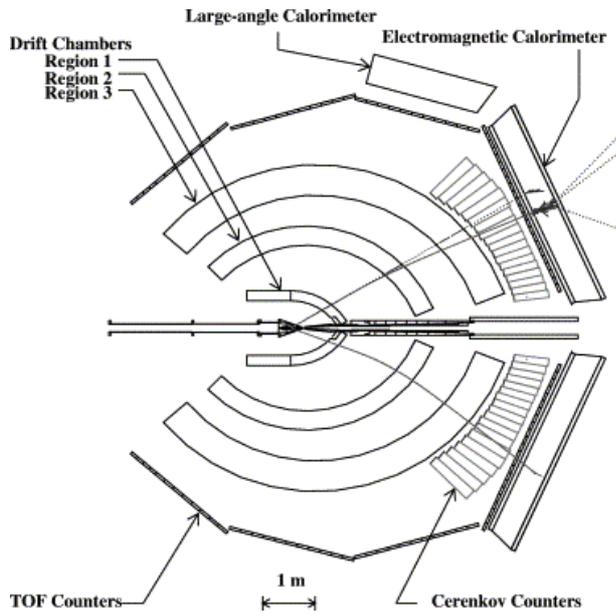


FIG. 10 – Un exemple d'intégration d'un système complet de détection ; le Silicon Strip Detector [18] de l'expérience STAR présente 1/2 millions de canaux sur une surface d'environ $1\ \text{m}^2$ et est entouré de couches de détection tant à l'intérieur qu'à l'extérieur de son cylindre.

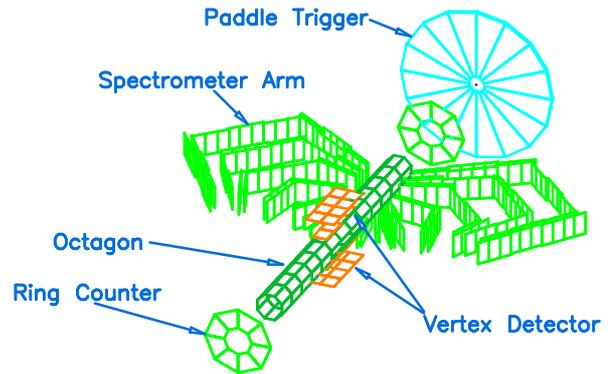
3.1.3 Quelques trajectomètres

Les figures 11(a), 11(b) et 12 illustrent quelques réalisations de trajectomètres pour différentes configurations de collision et différentes physiques. Le détecteur CLAS apparaît fermé et maximise ainsi l'acceptance géométrique nécessaire à la captation des particules très diffusées. À l'opposé, le détecteur PHOBOS [23] offre une acceptance restreinte avec des détecteurs uniquement en silicium faciles à mettre en œuvre. Mais celle-ci lui permet néanmoins d'échantillonner la multiplicité élevée de particules produites dans les collisions d'ions lourds. Cette collaboration a ainsi produit le premier article de physique issu des données du RHIC. Enfin, COMPASS

utilise au mieux la configuration cible-fixe en étalant et séparant son trajectomètre en deux spectromètres, l'un adapté aux grands angles (le plus près de la cible) et l'autre adapté aux petits angles.



(a) Vue en coupe de l'expérience CLAS.



(b) Vue en perspective de l'expérience PHOBOS qui permet d'appréhender facilement l'acceptance géométrique.

FIG. 11 – Vues de deux trajectomètres complets.

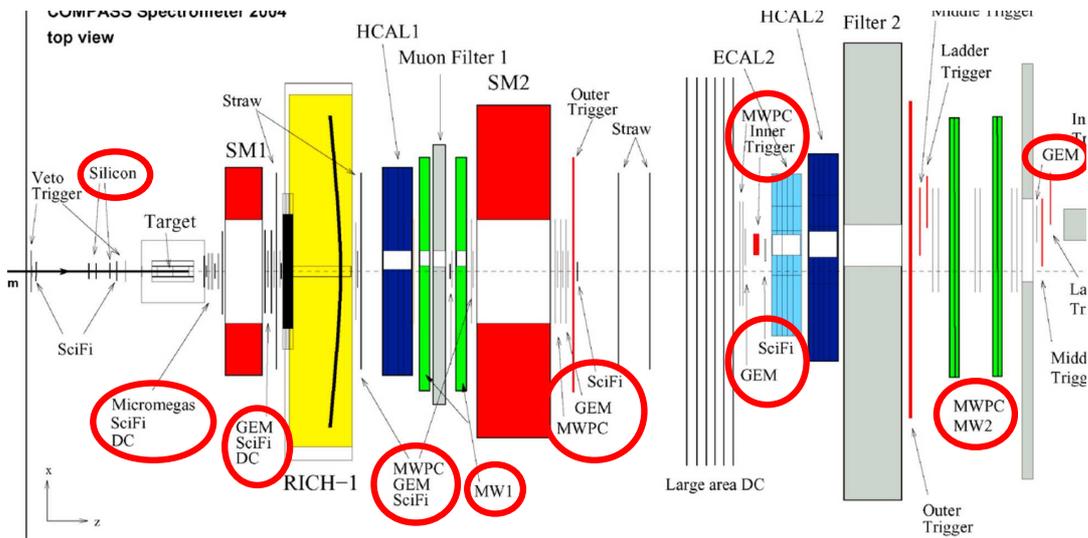


FIG. 12 – Dessin de la disposition du spectromètre COMPASS. Le noms des détecteurs participants à la trajectographie sont entourés en rouge.

3.2 L'identification des particules

Nous savons (cf. section 2.4) que l'utilisation d'énergies élevées lors de collisions nucléaires produit une grande variété de particules différentes et que les propriétés cinématiques de ces particules varient dans un large domaine. Pour les identifier, deux méthodes expérimentales sont à notre disposition :

- observer un phénomène que seul un type de particule peut déclencher (méthode de veto ou de sélection) ;
- mesurer deux grandeurs indépendamment qui permettent d'estimer la masse de la particule.

Précisons enfin la signification du mot "identification". Il s'agit en fait, de reconnaître une particule parmi d'autres ou en d'autres termes, de choisir une hypothèse parmi plusieurs (par exemple pion contre kaon et proton). La performance d'identification correspond donc à un test d'hypothèses et sa qualité se juge selon les critères habituels [24] d'efficacité (erreur de première espèce) et de contamination erreur de seconde espèce.

Par conséquent, selon le nombre de types de particules à reconnaître, selon leur cinématique et selon leurs abondances relatives les unes par rapport aux autres, des dispositifs expérimentaux différents seront employés. Cette variété est illustrée par la figure 13 qui représente tous les détecteurs utilisés pour l'identification dans l'expérience ALICE [25] qui fait face à la plus grande diversité de particules parmi les expériences du domaine que nous considérons. L'organisation de la figure indique bien que l'identification fonctionne plutôt comme une séparation d'hypothèses (par exemple hypothèse "la particule est un pion" contre l'hypothèse "la particule est un kaon").

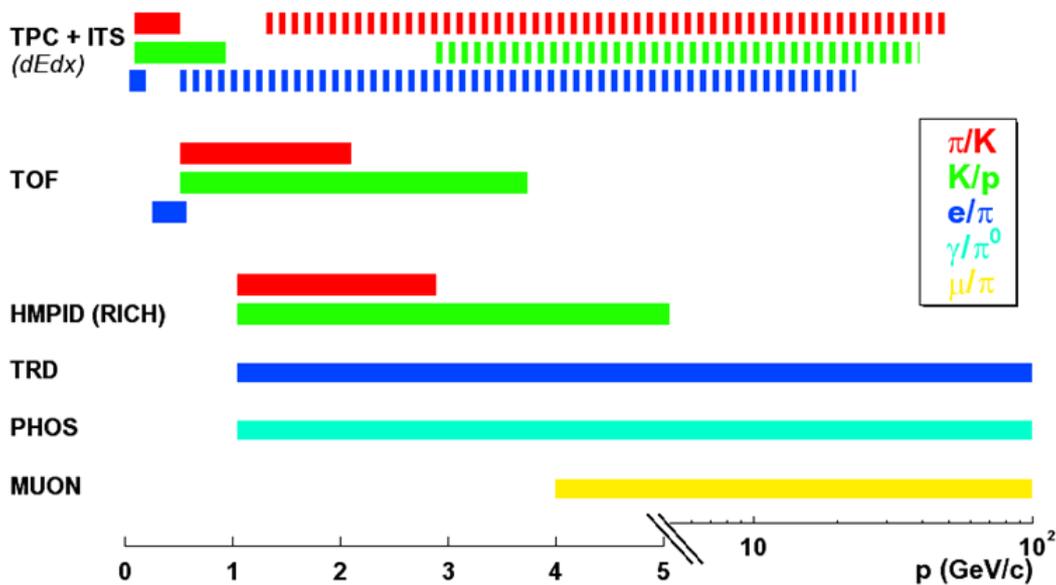


FIG. 13 – Résumé synthétique des détecteurs utilisés pour l'identification de certaines particules en fonction du domaine d'impulsion considéré. L'explication des acronymes est donnée dans le texte.

La figure nous permet de dégager plusieurs méthodes que nous traiterons successivement. D'abord les particules chargées, puis les particules neutres (photons et neutrons) que nous associerons avec les électrons et enfin les muons.

3.2.1 Les particules chargées

Parmi les particules chargées susceptibles d'atteindre le détecteur, les espèces qui dominent sont les pions, les kaons, les protons d'une part et les électrons et les muons d'autre part. Nous traitons le cas des muons un peu plus loin. Les premières méthodes que nous abordons repose sur les mesures simultanées de deux grandeurs dont l'une est la quantité de mouvement p (obtenue avec le trajectomètre). La seconde mesure est reliée à la vitesse v et permet selon l'expression relativiste $p = \gamma mv$ de remonter à la masse de la particule.

Une première technique permettant de mesurer la vitesse consiste à mesurer en fait le temps d'arrivée de la particule à une distance connue du point de production, c'est à dire la collision initiale. Il s'agit de la technique du temps de vol (*time of flight* en anglais ou TOF sur la figure 13). L'estimation d'un temps exige évidemment la connaissance de deux instants. L'instant de départ est donné par le passage du faisceau à proximité de la collision grâce aux instruments habituels de faisceaulogie et nous pouvons considérons l'incertitude associée comme nulle. La mesure de l'instant d'arrivée doit se faire avec des détecteurs extrêmement rapides qui limitent l'incertitude sur le temps de vol. Comme nous l'avons dit dans l'introduction de cette section 3.2, cette incertitude détermine le pouvoir séparateur entre plusieurs espèces. Notamment, plus le détecteur sera précis temporellement, plus l'identification pourra être étendue aux vitesses importantes, c'est à dire à grandes impulsions.

Très souvent des scintillateurs couplés à des photomultiplicateurs rapides sont utilisés, comme dans l'expérience PHENIX où le sous-détecteur TOF [13] atteint une résolution temporelle d'environ 100 ps. La figure 14 illustre le pouvoir séparateur de cet instrument. L'expérience ALICE a construit un instrument plus performant avec des chambres à fils ultra-rapides dites *Multi-Resistive Plate Chambers* [25] dont la résolution est 40 ps.

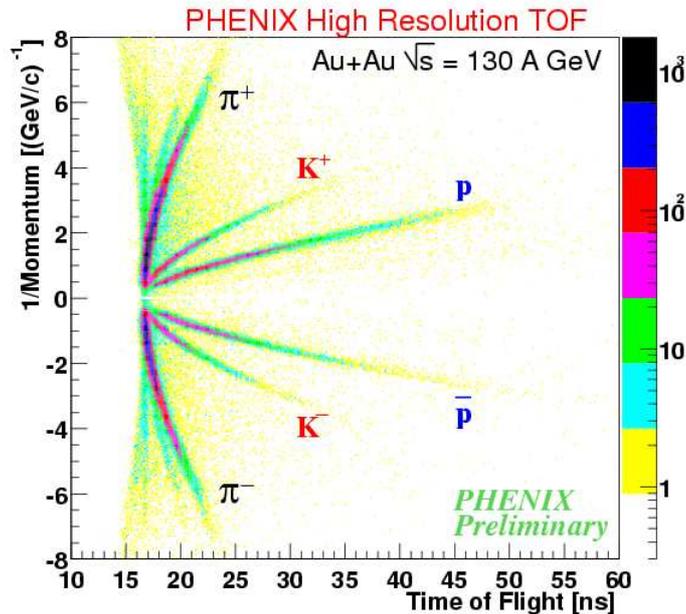


FIG. 14 – Distribution temps de vol - impulsion pour les particules mesurées par le détecteur TOF de l'expérience PHENIX. L'apparition de différentes bandes correspond à la capacité du détecteur à identifier la nature des particules.

A grande impulsion, les instruments de type TOF actuels ne permettent plus une séparation des espèces. Un autre type de mesure peut alors prendre le relais, en utilisant l'effet Čerenkov.

Sans présenter cet effet, nous rappelons simplement qu'une particule produira un cône de lumière dont l'ouverture a un angle 2θ dépendant de la vitesse de la particule β et de l'indice n du milieu selon :

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad (10)$$

Les détecteurs à effets Čerenkov sont toujours constitués de deux parties : un radiateur dans lequel la lumière est émise et un système de collection et détection de cette lumière. Le choix du radiateur (matériau et épaisseur) dépend de la nature des particules à séparer et de leur domaine de vitesse. La seconde partie du dispositif peut ne pas permettre la mesure de l'angle d'ouverture du cône de lumière. Le détecteur fonctionne alors en mode veto : c'est à dire que, suivant un choix particulier de radiateur, seul un type de particules dans un domaine d'impulsion produit de la lumière, permettant ainsi de l'identifier.

La figure 15 présente le schéma du détecteur *High Momentum Particle Identification Detector* [25] de l'expérience ALICE qui est du type RICH pour *Ring Imaging Čerenkov* [26]. Ce dernier permet la mesure de l'angle grâce à une chambre à fils dont la résolution spatiale va gouverner l'incertitude sur l'ouverture et au final le pouvoir séparateur de l'instrument.

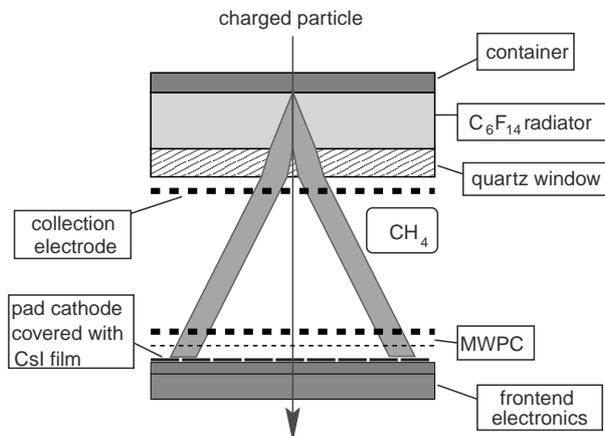


FIG. 15 – Schéma de principe du détecteur à effet Čerenkov HMPID de l'expérience ALICE. Le radiateur est le lieu de l'effet Čerenkov qui produit les photons, le volume de méthane permet la conversion de ces photons en charges qui seront finalement collectés par la chambre multi-fils (MWPC).

Les deux premières méthodes décrites mesurent la vitesse assez directement mais requièrent un détecteur supplémentaire au trajectomètre qui fournit la mesure de l'impulsion. Or, les points de mesure utilisés par le trajectomètre correspondent à l'ionisation d'un milieu dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie perdue par la particule. Pour une épaisseur δx de ce milieu d'ionisation, une énergie δE , dépendante de δx , est ainsi mesurée, faible par rapport à l'énergie initiale de la particule. La succession des points obtenus par le trajectomètre représente alors l'échantillonnage de la perte linéique d'énergie dE/dx . La distribution de cette grandeur est bien connue [27] ; notamment sa valeur attendue est donnée par la formule Bethe-Bloch.

Grossièrement, pour des impulsions au delà de 100 MeV et sauf pour les électrons, la valeur du dE/dx évolue comme $1/\beta^2$ jusqu'à un minimum dont la valeur est indépendante de nature de la particule mais dont la position en impulsion varie entre 0,8 et 1 GeV/c suivant le type de particule. L'échantillonnage de la distribution du dE/dx permet d'estimer pour une trajectoire, avec une valeur p mesurée, la valeur attendue et ainsi le β correspondant, et par conséquent

d'identifier la particule.

La figure 16 présente l'estimation du dE/dx attendu pour toutes les traces reconstruites dans le trajectomètre (une chambre à projection temporelle dans le cas de STAR) sur un grand nombre d'événements. Les bandes correspondantes aux divers types de particules apparaissent clairement. La figure permet également de bien comprendre que la résolution sur l'estimation du dE/dx attendu définit le pouvoir séparateur de la méthode. Cette résolution dépend évidemment du nombre de points mesurés mais également de la résolution en énergie sur chaque point de mesure. Les détecteurs gazeux avec un grand volume offrent l'avantage d'un grand nombre de points par rapport aux détecteurs solides.

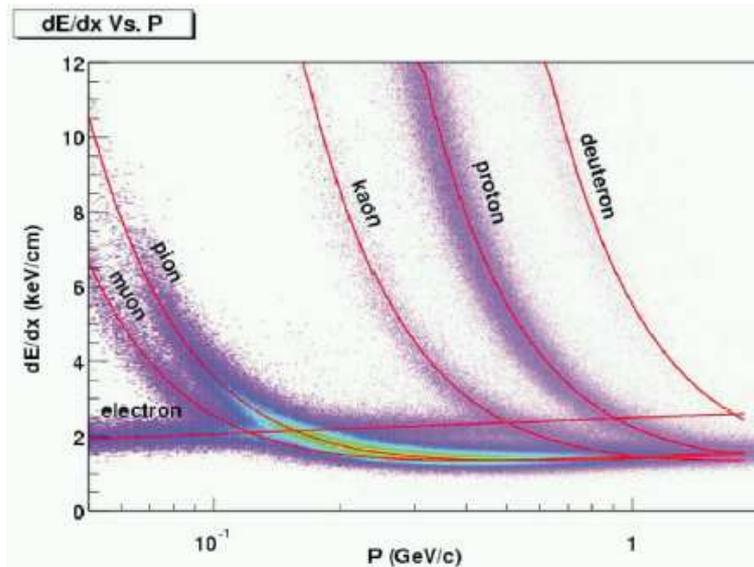


FIG. 16 – Distribution de la perte linéique d'énergie - impulsion pour les particules mesurées par le détecteur TPC de l'expérience STAR.

A titre d'exemple, La TPC de Star fourni un maximum de 45 points et permet d'atteindre une résolution relative sur le dE/dx attendu de 8 %. L'expérience ALICE bénéficie également du grand volume d'une TPC mais complète cette information avec les mesures des couches de détection en silicium du trajectomètre interne [25].

Pour conclure ce paragraphe, nous insistons sur la nécessité d'utiliser simultanément plusieurs instruments pour l'identification des particules. En effet, pour certaines zones d'impulsion, il apparait que les bandes des figures 16 et 14 se recouvrent. Dans ces conditions la grandeur est inutilisable pour la séparation des types de particule. Le choix de plusieurs technologies ayant des domaines de séparation en impulsion différents contourne cette limitation. Ce type de stratégie est bien illustré par la figure 13 des choix de l'expérience ALICE.

3.2.2 Les électrons, les photons et les neutrons

Les électrons, en tant que particules chargées, sont en partie identifiés par les méthodes décrites au paragraphe précédent. Cependant, la figure 16 indique que la perte linéique d'énergie n'est pas très discriminante. L'utilisation d'un calorimètre électromagnétique, où seule une particule légère, telle que l'électron, développera un signal sous forme de gerbe, offre une possibilité de lever l'ambiguïté.

La calorimétrie présente également le seul moyen de détecter les photons qui sont invisibles aux détecteurs du trajectomètre. Une gerbe électromagnétique créée par un photon pourra se distinguer de celle d'un électron grâce à la trace associée qui aura été vue dans le trajectomètre.

Eventuellement, une difficulté survient pour distinguer les photons originaires de la collision et ceux de la désintégrations des π^0 . Ces derniers se désintègrent effectivement en 2γ qui ne seront pas plus rattachés à une trace, le π^0 étant neutre. Les caractéristiques du calorimètres, notamment sa segmentation latérale, sont alors primordiales pour distinguer les deux gerbes.

La reconnaissance des neutrons fonctionne de la même manière que celle des photons. Mais ce sont les calorimètres hadroniques, et pas électromagnétiques, qui sont à même d'observer un signal provenant des neutrons (nous ne considérons pas ici le cas des neutrons lents). Bien-entendu, les protons généreront le même type de signaux dans ces calorimètres par interaction hadronique. Pour distinguer les protons des neutrons, une stratégie consiste à associer au dépôt d'énergie observé dans le calorimètre une trace reconstruite dans le trajectomètre. Comme les détecteurs de trajectométrie n'observent que des particules chargées, une telle association révèle que la particule est un proton.

Le lecteur est prié de se référer à la section suivante sur les calorimètres 3.3 pour une discussion sur cette technique de détection.

3.2.3 Les muons

L'identification des muons est rendue très simple par la masse élevée de ce lepton qui rend son interaction avec la matière très faible par rapport aux autres particules chargées. Etant chargé, le muon se détecte par ailleurs dans tout dispositif utilisant l'ionisation du milieu, tel que ceux utilisés pour la trajectométrie. Il s'agit souvent des chambres à fils qui offrent une réponse rapide ainsi qu'une résolution sur la position suffisante (voir plus loin).

Le principe suivi par toutes les expériences consiste à placer, entre la source de particules et un détecteur de particules chargées, une épaisseur de matériau absorbant que nous nommons dans la suite "absorbeur". L'absorbeur arrête toutes les particules sauf les muons (du fait de leur faible interaction). Ainsi, les détecteur placé après l'absorbeur vis à vis de la source ne détecte que des muons.

Ce principe de sélection, plus que d'identification, est illustré par le schéma du dispositif de l'expérience NA50 [31] représenté figure 17. Le choix de l'épaisseur et du ou des matériaux de cet absorbeur dépend bien entendu des caractéristiques cinématiques des particules à filtrer et des muons à sélectionner. Une autre contrainte sur ces choix provient de l'éventuelle nécessité d'extrapoler la trajectoire du muon de l'autre côté de l'absorbeur. Ce dernier induit par diffusion, une déviation de la trajectoire plus ou moins importante suivant le nombre de longueurs de radiation X_0 que représente les matériaux mis en jeu.

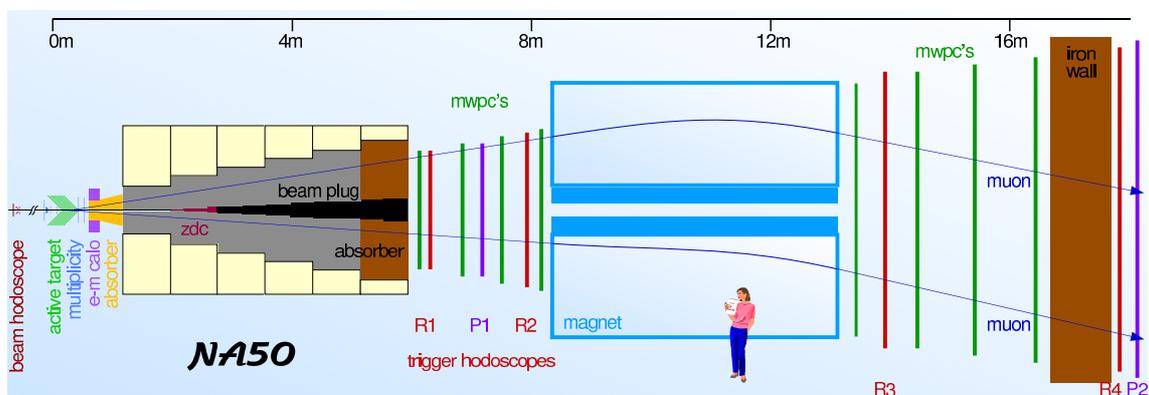


FIG. 17 – Vue de l'expérience NA50. Remarquer la position de l'absorbeur qui permet de sélectionner les muons qui seront les seuls à produire des traces dans le trajectomètre.

Remarquons que l'utilisation de l'absorbeur interdit évidemment la mesure d'une quelconque propriété des particules autres que les muons après l'absorbeur. Dans le cas de la collaboration NA50, celle-ci ne cherchait à détecter principalement que des muons, d'où la sélection initiale au début du spectromètre. Néanmoins, lorsqu'une expérience recherche une logique d'identification, l'absorbeur doit se situer après tous les autres dispositifs de mesure. Les trajectoires des muons sont donc reconstruites avant l'absorbeur et il est nécessaire de les extrapoler au delà de celui-ci vers les points de mesures des détecteurs dédiés aux muons. Ceux-ci apportent alors essentiellement l'information sur l'identification du caractère muon de la trajectoire déjà reconstruite et ne requiert pas une grande résolution spatiale.

3.3 La calorimétrie

3.3.1 Principes généraux

Les calorimètres, comme leur nom l'indique presque, cherche en premier lieu à estimer l'énergie des particules qui les atteignent. A partir de cette fonctionnalité de base, d'autres objectifs leur sont associés suivant l'expérience. Par exemple, nous avons évoqué à la section 3.2 précédente l'identification des électrons ou des photons. A très haute énergie, les calorimètres serviront également à la mesure de l'énergie des jets constitués de plusieurs particules. Ainsi, l'individualisation des dépôt d'énergie est aussi une tâche associée à ces détecteurs. Comme dans les sections précédentes, nous insisterons moins sur la technologie ou le mode de fonctionnement des calorimètres que sur leurs paramètres de conception les plus importants au regard des objectifs de physique poursuivis.

La mesure complète de l'énergie d'une particule implique l'arrêt de cette particule dans le calorimètre ce qui lui permet de déposer sous la forme d'une gerbe de particules de moindre énergie. Leptons, photons (rayons gamma) et hadrons ne pénètrent pas de la même manière dans la matière. La pénétration d'un électron ou d'un rayon gamma dans un matériau dépend de la longueur de radiation X_0 de ce dernier. La figure 18 montre la manière dont un électron perd son énergie en fonction du nombre de longueurs de radiation traversée. Les nombres de photons et d'électrons, de la gerbe électromagnétique, produits par tranche de $X_0/2$ sont également indiqués. Nous constatons qu'un grand nombre (> 10) de longueur de radiation est nécessaire pour contenir toute la gerbe.

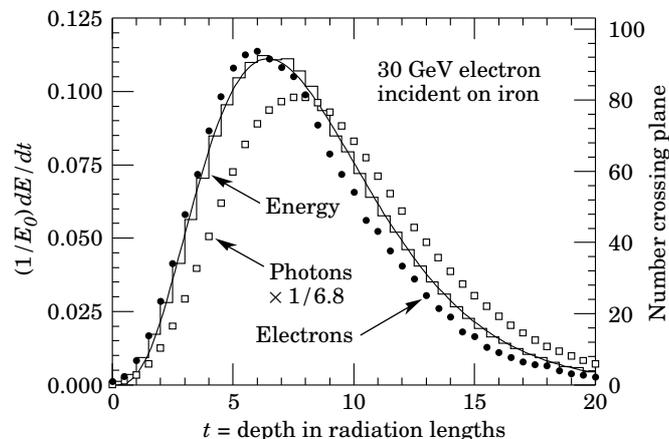


FIG. 18 – Distribution de la perte d'énergie d'un électron de 30 GeV dans le fer, en fonction de la profondeur traversée rapportée à la longueur de radiation. Cette figure est issue de [16] à laquelle on pourra se référer pour une explication détaillée.

Par ailleurs, il apparaît que la mesure de l'énergie sera, en fait, une estimation du nombre N de particules (électrons et photons) de moindre énergie produites : nombre qui est proportionnel à l'énergie de départ ($N \propto E$). Nous en déduisons que la résolution relative sur l'énergie évoluera statistiquement comme tout comptage en $1/\sqrt{N} \propto 1/\sqrt{E}$. C'est le premier terme de l'équation 11 qui concerne les calorimètres électromagnétiques et hadroniques. Le coefficient a traduit la sensibilité de l'instrument à ses fluctuations statistiques. Le second terme constant provient de défauts systématiques dans le comptage (la collection de la lumière notamment) comme des non-uniformités, des fuites ou des problèmes d'étalonnage.

$$\frac{\sigma_E}{E}(E) = \frac{a}{\sqrt{E}} + \text{cste} + \frac{b}{E}. \quad (11)$$

L'extension latérale de la gerbe joue également un rôle. En effet, pour permettre l'individualisation des dépôts d'énergie produits par plusieurs particules simultanément, une certaine granularité latérale, transversale au développement de la gerbe, est nécessaire. Elle est usuellement décrite par le rayon de Molière pour les gerbes électromagnétiques [28]. La manière dont le comptage de plusieurs éléments adjacents sont associés en un amas et le bruit de électronique de lecture induit un troisième terme à la résolution en énergie, dans l'équation 11, directement proportionnel à E .

La segmentation transverse d'un calorimètre nuit donc partiellement à sa résolution en énergie mais apporte une information utile sur la position de la gerbe avec une résolution spatiale dépendante de l'énergie correspondant à la paramétrisation suivante :

$$\sigma_{pos}(E) = \frac{\alpha}{\sqrt{E}} + \text{cste}. \quad (12)$$

La discussion des gerbes produites par les hadrons se rapproche du descriptif sommaire que nous venons de faire pour les leptons. Néanmoins, les paramètres diffèrent. L'extension longitudinale et latérale est décrite pour les hadrons par la longueur d'interaction nucléaire λ_I qui varie comme $A^{1/3}$, où A est la masse atomique du matériau. Usuellement, quelques longueurs (> 3) d'interaction sont nécessaires à la collection d'au moins 95 % de l'énergie.

3.3.2 Exemples de détecteurs

La réalisation pratique d'un calorimètre implique la réunion de deux fonctionnalités. Un matériau suffisamment lourd qui présente une longueur X_0 ou λ_I assez grande pour que l'épaisseur du dispositif soit raisonnable (quelques centimètres à quelques dizaines de centimètres), permet la génération de particules secondaires. Un détecteur qui compte ces particules secondaires, par exemple un photomultiplicateur quand le matériau d'absorption est scintillant. Deux principes de calorimètre sont illustrés sur la figure 19. Nous prendrons l'exemple de l'expérience COMPASS [4] qui utilise les deux types de calorimètres. La partie électromagnétique repose sur des tours de verre au plomb scintillant pour la création de la gerbe, sur une profondeur équivalente à $16 \times X_0$. La résolution en énergie obtenue atteint $\sigma_E/E = 5,5\%/\sqrt{E} \oplus 1,5\%$. La partie hadronique échantillonne la gerbe, avec une succession de plaques de plomb (convertisseur) séparées par une épaisseur de scintillateur, sur une profondeur équivalente à $4 \times \lambda_I$. Le rapport convertisseur/scintillateur entre l'épaisseur d'une plaque de plomb et celle d'un scintillateur est de 4. La résolution relative obtenue pour les hadrons est de $\sigma_E/E = 66\%/\sqrt{E} \oplus 5\%$.

Par comparaison, l'expérience ALICE qui doit faire face à une densité de particules plus forte, projette la construction d'un calorimètre avec un échantillonnage très fin [29]. Le choix de la collaboration s'est porté sur un rapport convertisseur/scintillateur de 0,8 qui est mis en oeuvre

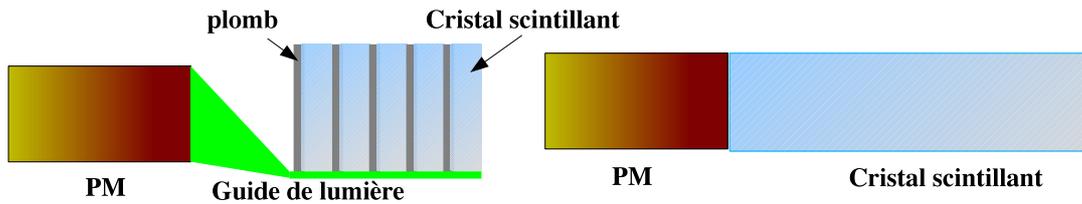


FIG. 19 – Les deux principes de base de la calorimétrie. A gauche, en empilement de cristal et plomb utilisé en général pour les calorimètres hadroniques. A droite, un bloc de cristal lu directement par un photomultiplicateur plutôt répandu pour les calorimètres électromagnétiques.

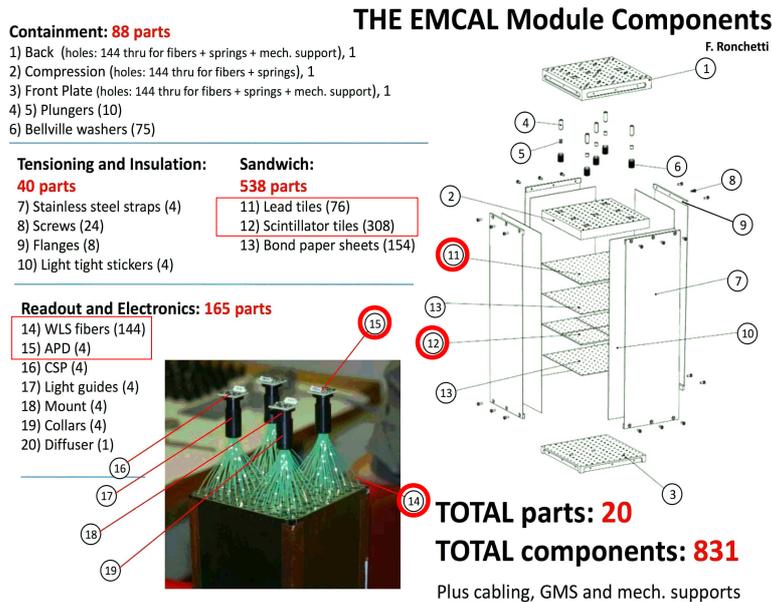


FIG. 20 – Détails de la composition d'une tour du calorimètre électromagnétique de l'expérience ALICE.

grâce à des fibres collectant la lumière longitudinalement par rapport au développement de la gerbe (calorimètre de type Shashlik).

Nous terminons la section sur la calorimétrie par deux exemples d'intégration de détecteurs dans des expériences et quelques remarques.

La collaboration CLAS nécessite une calorimétrie pour la séparation π^0/γ . Nous avons déjà abordé la vue en coupe du détecteur à la figure 11(a). Remarquons la disposition particulière des tours de verre au plomb du calorimètre segmenté. Elles sont orientées vers le point d'interaction afin de contenir le maximum du dépôt d'énergie d'une gerbe dans un seul élément. Par ailleurs, étant donné l'épaisseur de matière représentée par un calorimètre, celui se positionne systématiquement derrière le trajectographe par rapport au point de collision.

Considérons également le cas de l'expérience PHENIX qui utilise deux technologies différentes [30] de calorimétrie électromagnétique pour le même type de mesure. Il s'agit d'une stratégie originale, les collaborations choisissant habituellement l'uniformité. Elle permet une comparaison des résultats dans l'objectif de minimiser les incertitudes systématiques.

Les calorimètres que nous avons décrits utilisent toujours des photomultiplicateurs qui collecte la lumière produite dans la gerbe. A la fois le phénomène physique et la détection sont deux processus extrêmement rapides. Il n'est pas rare qu'un calorimètre dispose d'une résolution temporelle de l'ordre de 100 ps. Ces détecteurs sont donc précieux pour la stratégie de déclenchement de l'expérience car ils renseignent très rapidement sur la quantité d'énergie produite dans la collision.

Dans certain cas, le calorimètre fonctionne dans un champ magnétique. Il est alors nécessaire de blinder les photomultiplicateurs qui sont sensibles à ce type de champ.

Comme pour la trajectométrie, l'intégration de calorimètre dans un expérience pose quelques problèmes mais de nature différente. En premier lieu, les matériaux permettant d'atteindre des X_0 et des λ_I élevées atteignent des densités également importantes. Le poids du détecteur requiert par conséquent une mécanique de support extrêmement robuste.

Une dernière remarque relève du coût de tels détecteurs. En effet les matériaux scintillants et denses à la fois, de type cristal, utilisés pour les parties électromagnétiques sont coûteux et représentent une part importante du budget d'un multi-détecteur complet.

4 Conclusion

Pour conclure, nous nous arrêtons brièvement sur une expérience particulière, ALICE, qui est la plus complexe du domaine de la physique nucléaire de haute énergie. D'autres expériences disposeront dans certains domaines particuliers de performances plus poussées mais ALICE représente l'assemblage du plus grand nombre de sous détecteurs. C'est pourquoi la stratégie qui sous-tend l'agencement et les choix de ce multi-détecteur nous intéressent.

La vue éclatée du détecteur ALICE, figure 21, nous apprend que le cœur du système est occupé par le trajectomètre, composé d'une grande chambre à projection temporelle (TPC) et d'un détecteur de vertex (ITS). Ce positionnement est naturel dans la mesure où il limite la diffusion multiple pour les détecteurs de traces. L'aimant³ utilisé pour provoquer la courbure des traces se situe à l'extérieur de tous les dispositifs de détection.

Au delà du rayon de la TPC, se trouvent les détecteurs dédiés à l'identification des particules (TOF, HMPID, TRD) qui peuvent en partie compléter le trajectomètre avec quelques points de mesure où la densité de particules est faible. La calorimétrie occupe la position la plus éloignée de la collision ce qui limite la contrainte en granularité et bien-sûr assure la possibilité de toutes les autres mesures avant ce rayon. Deux détecteurs mesurent l'énergie, le PHOS pour les photons et un calorimètre électromagnétique installé au même rayon mais pas sur toute l'acceptance (il n'est pas représenté sur la figure). Par ailleurs, un ensemble de détecteurs, placés vers l'avant, assure la détection des muons. Nommé "bras di-muons", il se compose en premier et naturellement d'un absorbeur, de chambres de *tracking* et de déclenchement (*trigger*), d'un aimant dipolaire, et d'un second absorbeur plus fin et plus éloigné appelé filtre.

Ainsi l'expérience ALICE présente toutes les stratégies que nous avons décrites dans le second chapitre de ce cours. Cette complexité est une nécessité du programme de physique de la collaboration qui cherche une observation la plus complète et simultanée possible des collisions d'ions lourds. Nous ne pouvons que remarquer sa taille importante. Elle provient d'un effet de bras de levier qui devient nécessaire lorsque l'énergie de la collision, et par conséquent des particules, devient élevé (au delà de quelques dizaines de GeV). En quelque sorte, ce gigantisme de l'instrument permet d'atteindre l'effet de grossissement nécessaire à la description des processus élémentaires liés aux hautes énergies. Une autre façon d'illustrer ce besoin de grossissement est de considérer tout simplement la représentation d'un événement donnée par la figure 22.

³Cet aimant a été précédemment construit et employé par l'expérience L3 du LEP, d'où son nom.

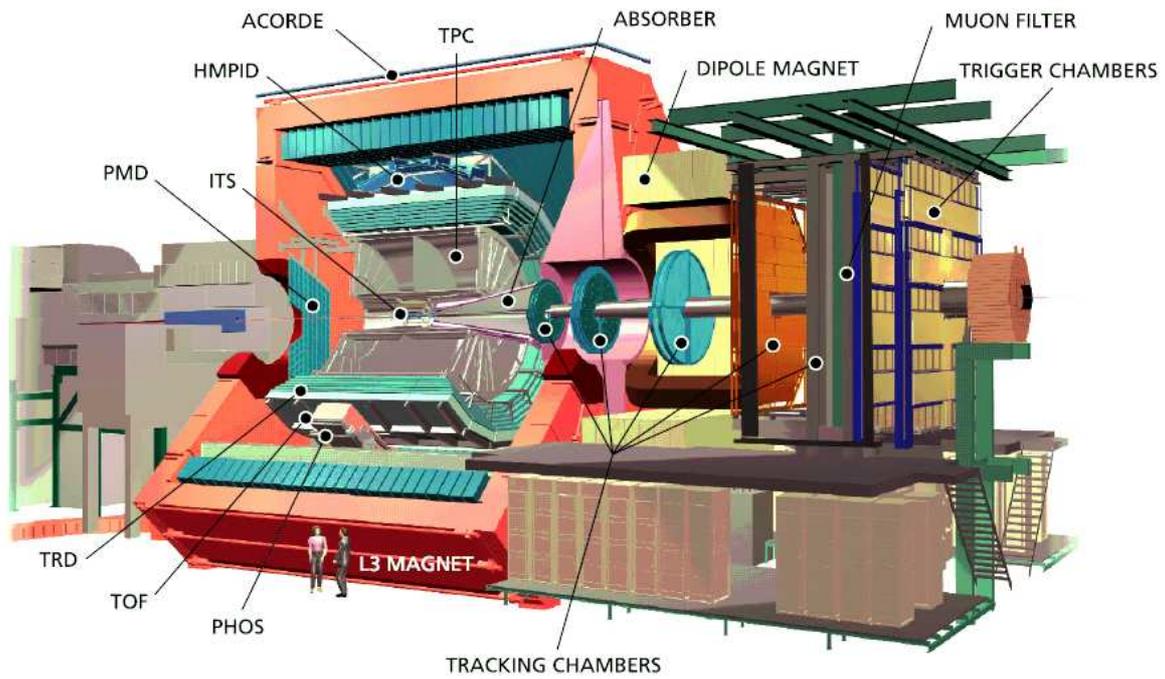


FIG. 21 – Vue cavalière du détecteur ALICE et de toutes ses composantes.

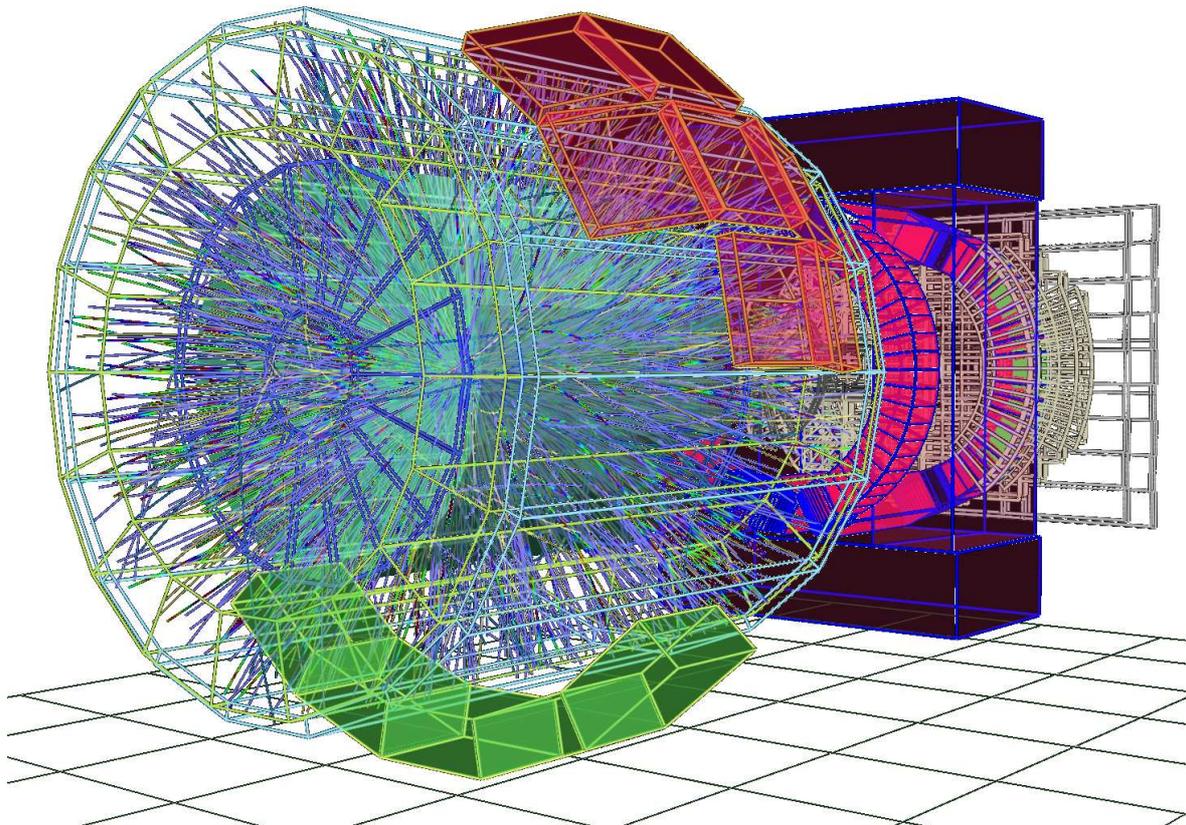


FIG. 22 – Reproduction des trajectoires produites par une collision (simulée) Pb+Pb dans le détecteur ALICE.

En remarque finale, nous souhaitons rappeler que de nombreuses technologies offrent des possibilités de mesures variées. Un même objectif de physique pourra par conséquent être atteint de plusieurs manières. Parfois une solution s'impose d'elle-même par ses performances systématiquement au dessus des autres. Mais souvent, chaque solution possède ses avantages et ses inconvénients selon de nombreux points de vue, parmi lesquels les performances de physique, la facilité technique, ou encore l'aspect financier. La réussite d'une expérience tient aux soins et l'exhaustivité avec lequel chaque point de vue a été considéré, et la pertinence des choix qui donnent un poids plus important à l'un ou l'autre.

Références

- [1] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K. D. Lane, and T.-M. Yan, *Charmonium : Comparison with experiment*, Phys. Rev. D **21** (1980) 203.
- [2] Le lecteur pourra se référer à un session précédente de l'école Joliot-Curie, "Matière Hadronique" de 1998.
- [3] S.Bass, Rev. Mod. Phys. **77** (2005) 1257.
- [4] P.Abbon et al., the COMPASS collaboration, Nucl. Instr. Meth. **A 577** (2007) 455.
- [5] B.A.Mecking et al., the CLAS collaboration, Nucl. Instr. Meth. **A 503** (2003) 513.
- [6] K.Ackerstaff et al., the HERMES collaboration, Nucl. Instr. Meth. **A 417** (1998) 230.
- [7] L.Csernai, *Introduction to Relativistic Heavy Ion Collisions*, ed. Wiley & Sons, 1994, ISBN 0-471-93420-8.
- [8] J.D.Bjorken, Phys. Rev. **D 27** (1983) 140.
- [9] Le lecteur pourra se référer à un session précédente de l'école Joliot-Curie, "La QCD à l'œuvre" de 2005.
- [10] D.D'Enterria, preprint arXiv :0902.2011, February 2009.
- [11] N.Xu, Nucl. Phys. **A 787** (2007) 44.
- [12] K.H.Ackermann *et al.*, the STAR collaboration, Nucl. Instr. Meth. **A 499** (2003) 624.
- [13] K.Adcox *et al.*, the PHENIX collaboration, Nucl. Instr. Meth. **A 499** (2003) 469.
- [14] R.Frühwirth *et al.*, *Data Analysis Techniques for High-Energy Physics*, ed. Cambridge University Press, 2000, ISBN 0-521-63548-9.
- [15] P. Billoir, Nucl. Instr. and Meth. **A225**, 352 (1984).
- [16] C. Amsler et al., Phys. Lett. **B 667**(2008)1.
- [17] Chapitre 27.3 de la référence [16].
- [18] L.Arnold *et al.*, STAR note 400, 1999 et L.Arnold *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 499** (2003) 652.
- [19] G.Lutz, *Semiconductor Radiation Detectors*, ed. Springer, 1999, ISBN 978-3-540-71678-5.
- [20] W.Blum, G.Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, ed. Springer, 1994, ISBN 978-3-540-76683-4.
- [21] Y.Giomataris *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A 376** (1996) 29.

- [22] F.Sauli *et al.*, Nucl. Instr. Meth **A386** (1997) 531.
- [23] B.B.Black *et al.*, the PHOBOS collaboration, Nucl. Instr. Meth. A **499** (2003) 603.
- [24] Chapitre 32.2 de la référence [16].
- [25] The ALICE collaboration, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **30** (2004) 1517 et CERN/LHCC 99, ALICE TDR 4, 1999..
- [26] J.Seguilot and T.Ypsilantis, Nucl.Instr.Meth. A **142** (1977) 377.
- [27] H.Bichsel, Nucl. Instr. Meth. **A 56** (2006) 154.
- [28] G.Grindhammer, M.Rudowicz and S.Peters, Proceedings of the Workshop on Calorimetry for the Supercollider, Tuscaloosa, AL, March 13-17, 1989, p. 151 and SLAC-PUB-5072.
- [29] ALICE Electromagnetic Calorimeter - Technical Design Report, CERN-LHCC-2008-014, ALICE-TDR-014, 1 September 2008.
- [30] L.Aphecetche *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **499** (2003) 521.
- [31] M.C.Abreu *et al.*, the NA50 collaboration, Phys. Lett. **B 410** (1997) 327.

Multidétecteurs de Basse énergie : de INDRA à FAZIA

Olivier LOPEZ

LPC Caen

6 Boulevard du Maréchal Juin, 14050 CAEN Cedex

Résumé

Dans ce cours, un panorama détaillé sur l'évolution de la détection dans le domaine des multidétecteurs de basse énergie est présenté. Le cours est entièrement dédié aux multidétecteurs de particules chargées utilisés dans le domaine des mécanismes de réaction autour de l'énergie de Fermi, soit entre 10 et 100 MeV par nucléon. D'autres multidétecteurs existent bien sûr pour les études sur la structure nucléaire (MUST, MUST2, EUROBALL, EXOGAM, AGATA, ...) mais ne seront pas abordés ici car nécessiteraient à eux seuls une autre présentation. Le cours débutera par une description du contexte de détection pour les mécanismes de réaction aux énergies de Fermi, ensuite seront évoqués les multidétecteurs de première génération tels que NAUTILUS. Dans un second temps, les caractéristiques des multidétecteurs de seconde génération (INDRA, CHIMERA) seront détaillées et cela permettra de dresser un bilan sur les avantages et inconvénients de ces détecteurs. Enfin, les recherches et développements initiés depuis quelques années sur l'utilisation de solutions numériques (traitement du signal, électronique, déclenchement) pour la détection des particules chargées dans le domaine de quelques MeV à quelques GeV seront abordés. Le projet FAZIA, projet d'un multidétecteur utilisant une électronique numérique de traitement du signal, sera alors décrit en détail.

Abstract

A detailed overview concerning detection with low-energy 4π arrays is proposed here. This lecture is entirely devoted to charged particles 4π arrays operating in the Fermi energy domain, namely between 10 and 100 MeV/nucleon. Others 4π arrays are also designed for nuclear structure studies like MUST, MUST2, EUROBALL, EXOGAM, AGATA ... but will not be described here since they deserve a whole presentation by themselves. The lecture will start with some considerations about the Physics and the detection context for the reaction mechanisms in the Fermi energy range. NAUTILUS, as a first generation 4π array, will be detailed. Then, second-generation 4π arrays will be presented (INDRA and CHIMERA) and compared. At last, the R&D carried since few years on digital electronics (pulse shape analysis, electronics, and trigger) for charged particles detection will be addressed. Some of the key issues concerning the mass and charge identification like channelling or inhomogeneity will be discussed. At last, the FAZIA project for the design of a 4π array using digital electronics and pulse shape analysis will be presented as an example of future low-energy 4π array.

TABLE DES MATIERES

1 Contexte physique	203
1.1 <i>Equation d'état de la matière nucléaire</i>	203
1.2 <i>Collisions d'ions lourds et exclusivité de détection</i>	203
2 Notions de base concernant les multidétecteurs	205
2.1 <i>Efficacité de détection et notion d'acceptance géométrique</i>	205
2.2 <i>Espace des phases et couverture angulaire</i>	205
2.3 <i>Granularité et double comptage</i>	206
2.4 <i>Identification des particules chargées</i>	207
2.5 <i>Electronique et déclenchement</i>	209
3 Multidétecteurs de première génération : 4π	209
3.1 <i>NAUTILUS</i>	209
3.2 <i>Bilan et perspectives</i>	211
4 Multidétecteurs de seconde génération : $4\pi Z(A)$	211
4.1 <i>INDRA</i>	212
4.1.1 <i>Caractéristiques générales</i>	212
4.1.2 <i>Caractéristiques d'identification</i>	213
4.2 <i>CHIMERA</i>	215
4.2.1 <i>Caractéristiques générales</i>	215
4.2.2 <i>Identification $E-\Delta E$ et $E-T_{vol}$</i>	216
4.3 <i>Bilan INDRA – CHIMERA</i>	217
4.4 <i>Résumé des performances à atteindre avec un multidétecteur de 3^e génération</i>	218
5 Multidétecteurs de troisième génération : $4\pi(N)AZ$	218
5.1 <i>Le problème de l'identification en masse des particules chargées</i>	218
5.2 <i>Signal de courant et signal de charge</i>	219
5.3 <i>Méthode analogique</i>	219
5.4 <i>CHIMERA-PS</i>	220
5.5 <i>Approche numérique</i>	221
5.6 <i>Influence de la dynamique en temps des signaux</i>	223
5.7 <i>Discrimination en masse</i>	223
5.8 <i>Comment améliorer la discrimination en charge et masse ?</i>	225
5.9 <i>Conclusion sur la discrimination de forme des signaux</i>	229
6 Le projet FAZIA	229
6.1 <i>Les étapes du projet</i>	229
6.2 <i>La physique abordée avec FAZIA</i>	231
Références	232

1 Contexte physique

1.1 Equation d'état de la matière nucléaire

Les collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi ($E = 10-100 \text{ MeV par nucléon}$) permettent de produire des noyaux dans des états extrêmes en terme de température (T), de pression (ρ), ou encore d'isospin (N/Z). Ceci permet alors d'envisager de caractériser et définir l'équation d'état de la matière nucléaire, équation liant les propriétés microscopiques de la matière nucléaire aux variables thermodynamiques extensives ou intensives comme l'énergie E , la température T , la pression P ou encore le volume V des systèmes nucléaires étudiés [1]. La connaissance précise de l'équation d'état de la matière nucléaire est indispensable pour les scénarii imaginés lors des explosions de supernovae de type II, produisant de la matière nucléaire fortement excitée et comprimée. Les relations entre énergie et pression (*compressibilité*), énergie et température (*capacité calorifique*), ou encore énergie et isospin (*énergie de symétrie*) sont en effet indispensables pour établir l'évolution de la matière nucléaire sous ces conditions extrêmes et établir les modèles astrophysiques adéquats [2]. D'autre part, l'équation d'état de la matière nucléaire permet de rendre compte des *propriétés dynamiques* des collisions entre ions lourds et donc de décrire de manière plus précise l'émergence et les propriétés des phénomènes observés dans les réactions nucléaires tels que la multifragmentation, l'émission au col ou encore le prééquilibre. En effet, l'équation d'état est un ingrédient essentiel de tout modèle de transport basé sur le champ moyen et ses extensions, censé pouvoir décrire les collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi.

1.2 Collisions d'ions lourds et exclusivité de détection

Pour accéder aux propriétés liées à la matière nucléaire fortement excitée, il est très vite apparu au début des années 1980, grâce à l'avènement d'accélérateurs de particules de quelques dizaines de MeV par nucléon, que les collisions entre ions lourds à des énergies proches de l'énergie de Fermi de la matière nucléaire ($E_{\text{Fermi}} = 38 \text{ MeV}$) permettaient de produire des noyaux dans des conditions identiques à celles attendues dans les processus violents à l'œuvre dans l'Univers (supernovae). C'est en effet par l'intermédiaire des nombreux mécanismes de réaction à l'œuvre dans ce domaine en énergie, qui se trouve à l'intersection des effets dus au champ moyen à basse énergie, et de ceux dus aux propriétés individuelles des nucléons à plus haute énergie, que l'on peut produire des noyaux chauds, comprimés, présentant souvent un rapport neutron sur proton (nommé de manière abusive « isospin ») différent de celui des noyaux stables.

La figure 1 présente un exemple des différents mécanismes observés dans ce domaine en énergie [3]. On notera ici la variété des vitesses, qui varient de 0 à plus de 10 cm/ns, sur un domaine angulaire polaire variant entre 0 et 180° dans le laboratoire. Les mécanismes de réaction peuvent produire des résidus de fusion à basse énergie (qui peuvent évaporer ou fissionner), des noyaux issus de la fragmentation du projectile et/ou de la cible à plus haute énergie (visibles sous forme des « cercles coulombiens » sur la figure 1), de collisions profondément inélastiques aux énergies intermédiaires (« deep inelastic ») ou encore d'émission hors équilibre (col, prééquilibre, colonne centrale sur la figure 1). Tous ces mécanismes, souvent mélangés dans les collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi, contribuent donc à produire toute une panoplie de produits de réaction dont les caractéristiques varient de manière importante, avec des charges comprises entre 0 (neutrons, gammas) et 100 (transuraniens), des énergies entre quelques MeV et quelques GeV. Ceci conditionne grandement les performances attendues par un multidétecteur dans cette gamme d'énergie de bombardement.

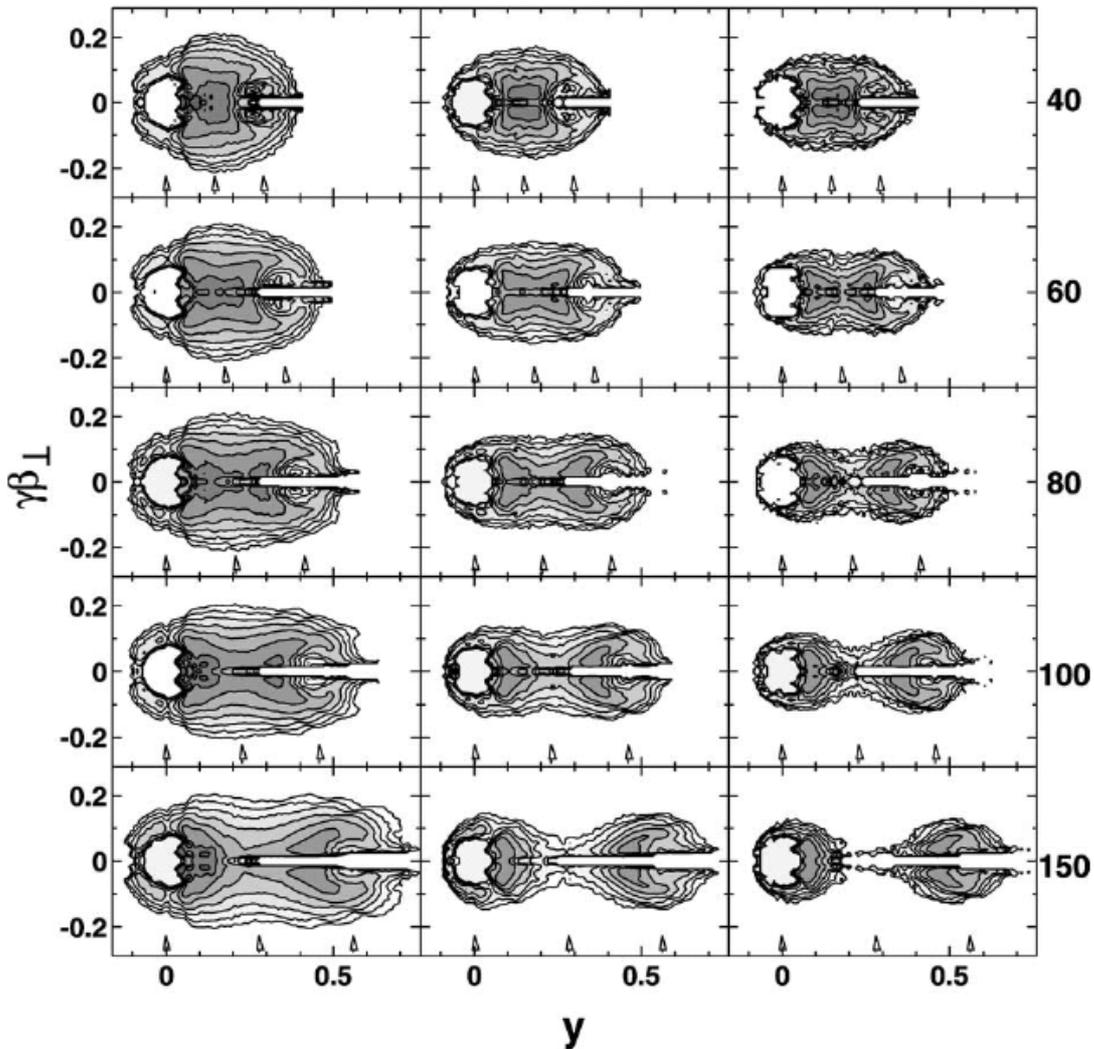


Figure 1 : Corrélations entre rapidité parallèle y (axe horizontal, correspondant ici à l'axe du faisceau) et vitesse perpendiculaire β_{\perp} (axe vertical) pour l'ensemble des produits de réaction mesurés dans les collisions $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ de 40 (haut) à 150 (bas) MeV par nucléon, données INDRA [3]. Les 3 colonnes correspondent à un classement en paramètre d'impact b : b proche de l'angle d'effleurement soit des collisions très périphériques à gauche, collisions semi-périphériques au milieu et collisions centrales (b petit) à droite. Le niveau de gris sur l'échelle en Z représente la section efficace associée (croissante du clair au foncé).

Cette grande dynamique en charge/masse et énergie, souvent associée à des émissions qui peuvent être ouvertes sur un large domaine angulaire dans le laboratoire (du fait des nombreuses sources possibles d'émission des particules), ont alors conduit les expérimentateurs à construire des appareils de détection adaptés à ces caractéristiques, à savoir des détecteurs présentant une grande dynamique de détection en terme de charge/masse et énergie, associé à une large couverture angulaire de l'espace; c'est la naissance des premiers multidétecteurs dans ce domaine, au début des années 1980. Pour la première fois à cette époque, les expérimentateurs devenaient capables de mesurer de manière *exclusive* (en coïncidence) les produits de réaction de chaque collision, sur la base d'une détection *événement par événement*. Cette approche a ainsi permis le développement des *études thermodynamiques* associées à la matière nucléaire en collision, par la caractérisation précise des sources d'émission associées aux particules mesurées dans chaque événement.

2 Notions de base concernant les multidétecteurs

Dans ce paragraphe, nous allons lister quelles sont les caractéristiques importantes des multidétecteurs, à savoir les notions d'efficacité de détection (liée à la couverture angulaire), d'espace des phases (liée à la cinématique de la réaction), de granularité (liée au taux de double comptage à ne pas dépasser), et enfin de détection pour ce qui concerne les particules chargées.

2.1 Efficacité de détection et notion d'acceptance géométrique

L'une des notions fondamentales pour évaluer les performances d'un multidétecteur est la notion de couverture géométrique ou encore *acceptance*. Elle mesure le taux de détection élémentaire d'une particule dans l'espace ; la plupart du temps, elle est donnée comme un pourcentage de détection par rapport à tout l'espace (4π). Pour connaître la probabilité réelle de détection ou efficacité ε d'un événement *multi-particules*, il suffit alors d'appliquer la simple formule suivante qui considère l'indépendance de l'émission des particules :

$$\varepsilon = P^M \quad (1)$$

Où P représente l'acceptance géométrique du multidétecteur. La figure 2 donne l'évolution de l'efficacité de détection en fonction de la multiplicité. On remarque la chute importante d'efficacité dès que le nombre de coïncidences demandées M est grand. En effet, pour le domaine de Physique considéré (collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi), des multiplicités M de 1 à 30 sont couramment observées. Dans ce cas, les efficacités de détection deviennent pratiquement nulles pour des valeurs d'acceptance inférieures à 80%.

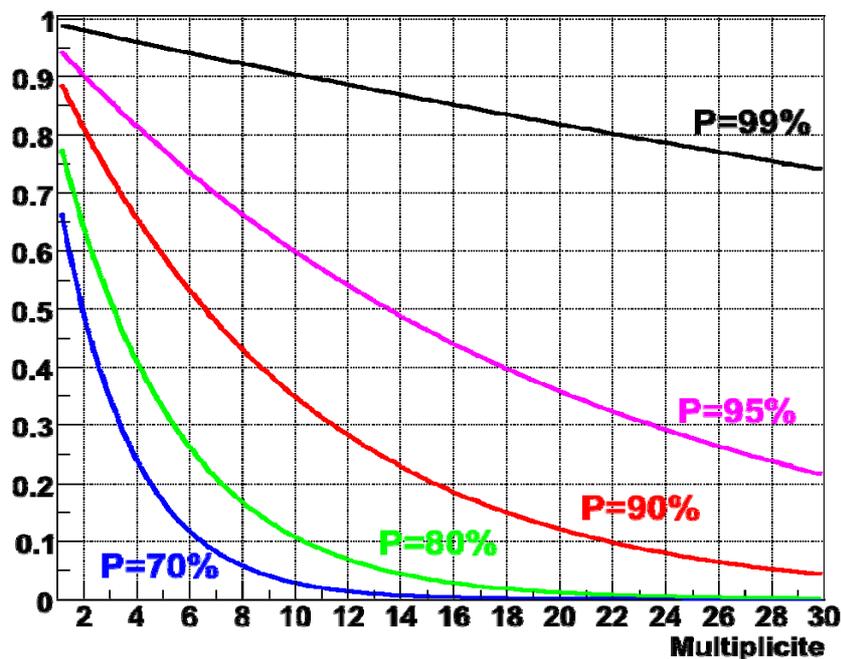


Figure 2 : Efficacité de détection en fonction de la multiplicité M de particules détectées. Les différentes courbes correspondent à des acceptances géométriques comprises entre 99% et 70%.

2.2 Espace des phases et couverture angulaire

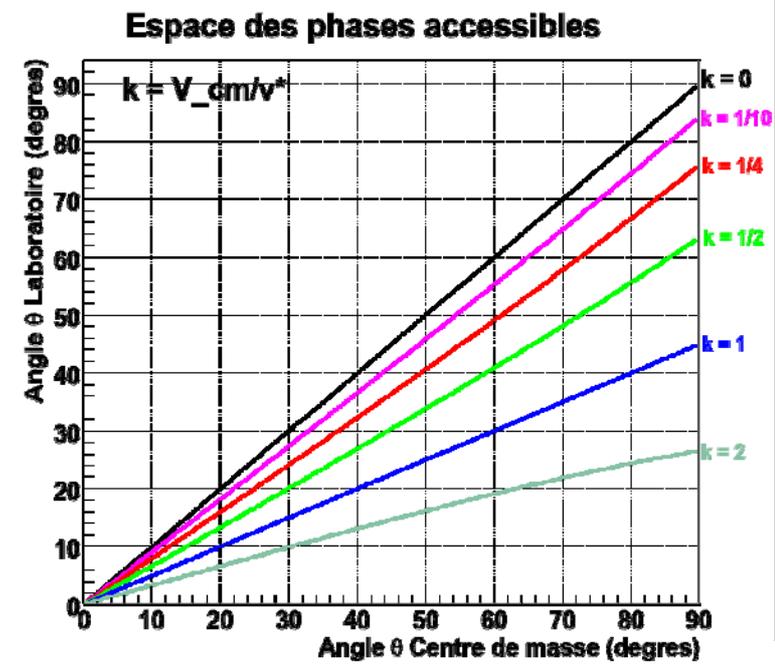
La couverture géométrique ou acceptance ne représente une caractéristique fondamentale des multidétecteurs qu'à partir du moment où l'on caractérise l'espace des phases dans lequel évoluent les produits de la réaction. En effet, nous avons vu que les particules détectées ont des vitesses comprises entre 0 et 10 cm/ns (cf. fig. 1), ce qui est l'ordre de grandeur des vitesses V_{CM} du centre de masse de réaction autour de l'énergie de Fermi. Un

calcul cinématique simple permet alors de déduire l'angle d'émission θ d'une particule dans le repère du laboratoire à partir de l'angle d'émission θ^* de cette même particule de vitesse v^* dans le centre de masse défini par la vitesse V_{CM} :

$$\tan(\theta^*) = \sin(\theta^*) / (k + \cos(\theta^*)) \quad (2)$$

Où $k = V_{CM}/v^*$ est le rapport entre la vitesse du centre de masse et la vitesse de la particule dans ce même centre de masse. On observe que si $k=0$ ($V_{CM}=0$), le centre de masse et le laboratoire sont confondus. Au contraire, si $k \gg 1$ ($V_{CM} \gg v^*$), l'angle θ dans le laboratoire sera très petit et ce quel que soit θ^* , donc les particules seront essentiellement focalisées dans la direction donnée par V_{CM} , soit vers l'avant dans le cas des collisions sur cibles fixes. Le degré de focalisation est illustrée sur la figure 3, où l'on peut voir la relation entre θ et θ^* suivant la valeur du rapport k . De manière générale, des valeurs de k comprises entre 0.5 et 2 sont observées, donnant les couvertures correspondantes dans le laboratoire estimées entre 66% et 30% de l'espace total 4π dans le laboratoire.

Figure 3 : Corrélation entre l'angle d'émission polaire dans le centre de masse et l'angle d'émission correspondant dans le repère du laboratoire. Les différentes courbes correspondent à des facteurs k compris entre 0 et 2 (voir texte).



2.3 Granularité et double comptage

Un autre facteur important pour un multidétecteur est la granularité ; celle-ci exprime la sectorisation du multidétecteur et le nombre de cellules élémentaires de détection (souvent il s'agit de télescopes). Il faut un nombre suffisant de cellules de détection afin d'éviter le phénomène d'empilement, c'est-à-dire d'accumulation de 2 particules (ou plus) dans le même détecteur. Ce cas de figure peut la plupart du temps s'avérer rédhibitoire pour la détection de la particule.

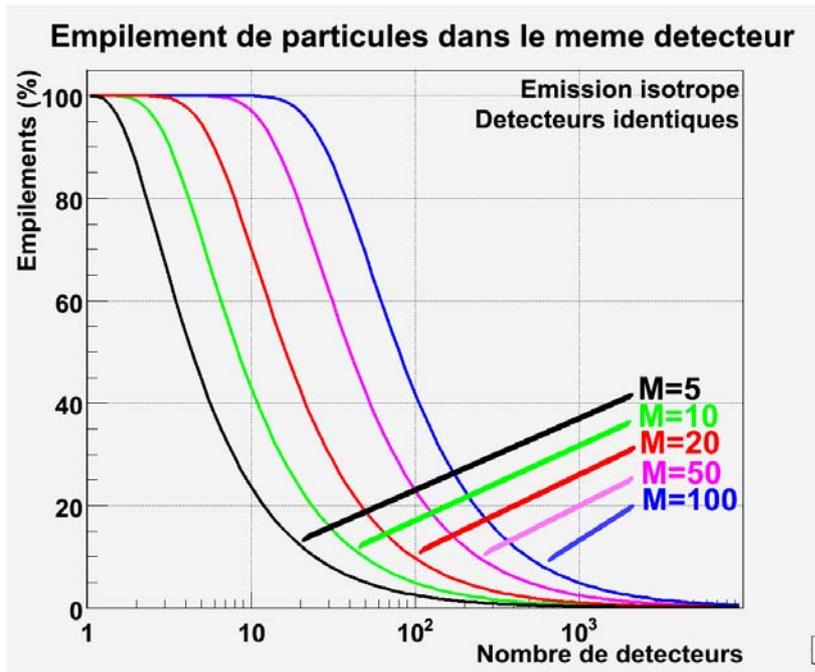


Figure 4 :
Taux moyen d'empilements en % dans un même détecteur pour différentes multiplicités de particules.

La figure 4 présente les résultats obtenus à l'aide de la simulation d'un multidétecteur couvrant la totalité de l'espace (acceptance de 100%), composé de détecteurs identiques (même angle solide). La simulation est faite pour une émission isotrope dans le laboratoire de M particules. De manière plus détaillée, la probabilité d'empilement $P_{empilement}$ est donnée par la formule suivante (ici $p=1/N$ où N est le nombre de détecteurs) [4] :

$$P_{empilement} = \frac{1 - (1 - p)^{M-1} (1 + (M - 1)p)}{1 - (1 - p)^M} \quad (3)$$

On observe que pour avoir un taux d'empilement inférieur à 5%, il faut disposer d'au moins plusieurs centaines de détecteurs ($M=20-50$). Ceci donne l'ordre de grandeur du nombre de cellules de détection nécessaires pour un multidétecteur dans le domaine des collisions entre ions lourds autour de l'énergie de Fermi, qui se situent ainsi typiquement entre 100 et 500.

2.4 Identification des particules chargées

Il existe 3 techniques de détection des particules chargées à ce jour. Les multidétecteurs combinent la plupart du temps ces différentes techniques afin de maximiser leurs capacités de détection et d'identification. Nous résumons ici ces principales techniques ainsi que leurs avantages et défauts.

Méthode $E-\Delta E$

C'est la méthode la plus utilisée et la plus simple à mettre en œuvre. Elle requiert cependant l'existence de deux détecteurs couplés (*télescope*). Elle se base sur la *formule de Bethe* [5] qui stipule que la perte d'énergie ΔE dans un détecteur est donnée par la formule approchée suivante valable à basse énergie ($v/c < 0.3$) :

$$\Delta E \approx AZ^2/E \quad (4)$$

Où Z , A sont les charges, masses de la particule, E étant l'énergie de la particule. Si la particule s'arrête dans le détecteur situé derrière le détecteur ΔE , on peut alors calculer l'énergie E de la particule en additionnant la perte d'énergie ΔE avec l'énergie résiduelle E_{res} perdue dans ce second détecteur. La corrélation entre l'énergie E et la perte d'énergie ΔE se présente alors comme des branches d'hyperbole en E , avec un numérateur proportionnel au produit AZ^2 . Ce type de matrice dite $E - \Delta E$ permet d'identifier les particules chargées pour peu que la résolution en énergie du premier détecteur (ΔE) soit bonne. La plupart du temps, on prend d'ailleurs un détecteur Silicium afin d'avoir une excellente résolution (inférieure à 1 MeV).

Ce type d'identification permet d'identifier en charge de $Z=1$ jusqu'à $Z=60-70$, et en masse de $A=1$ jusqu'à $A=16-20$. La limitation est due au *straggling en énergie* [6] induit par les noyaux plus lourds qui empêche d'accéder à une résolution suffisante pour identifier à mieux qu'une unité de charge/masse. D'autre part, le fait de devoir traverser un étage de détection (le premier détecteur ΔE) induit un seuil d'identification en énergie, qui correspond pratiquement à 2 à 3 MeV par nucléon.

Identification par discrimination de forme du signal

L'identification est ici reliée à une propriété du signal de détection. On exploite la faculté qu'ont les particules chargées de créer des formes de signaux différents suivant leur charge et/ou masse. Ceci ne fonctionne pas avec n'importe quel détecteur. Les scintillateurs (inorganiques ou organiques, cf. le cours de *J. Pouthas* dans cette même école) possèdent la plupart du temps cette caractéristique sous forme d'un signal qui peut se décomposer en 2 composantes temporelles distinctes [6] (lumière de scintillation avec 2 ou plus composantes). L'idée est alors de différencier les particules en sélectionnant préférentiellement ces 2 composantes par des fenêtres en temps adaptées (lent/rapide, rapide/totale). Des exemples sur les scintillateurs de type *Cs(Tl)* seront donnés dans le chapitre suivant.

En bref, ce type d'identification est très intéressant pour les particules légères chargées, car permet d'identifier en charge (masse) de $Z=1$ à $Z=4$ ($A=1$ à $A=10$) sans aucune difficulté. Le principal inconvénient vient du fait que des *seuils d'identification* existent, et empêchent la discrimination en masse pour un noyau de charge donnée (discrimination ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ par exemple). Ces seuils peuvent être assez élevés et atteindre des valeurs de l'ordre de 3 à 4 MeV par nucléon. D'autre part, cette discrimination de forme n'est pas valable pour les noyaux plus lourds ($Z>4$). Nous verrons par la suite qu'il existe des méthodes pour étendre cette discrimination par la forme du signal, en exploitant la numérisation du signal.

Identification en masse par la mesure du temps de vol

La dernière méthode est basée sur la mesure du temps de vol de la particule. Celle-ci nécessite de définir un début (START) et fin (STOP) qui soient les plus précis possibles. On relie le temps de vol à la distance parcourue (distance cible - détecteur) afin de définir la vitesse de la particule. Si l'on connaît par ailleurs l'énergie de la particule, que l'on mesure par la somme des pertes d'énergie dans chaque étage de détection du télescope, on peut alors en déduire la masse de la particule. De manière plus précise, si l'on appelle ΔA l'incertitude sur la masse A de la particule, ΔE l'incertitude sur l'énergie E , Δt_{vol} l'incertitude sur la mesure du temps de vol t_{vol} , on peut alors écrire en négligeant tout effet relativiste :

$$\Delta A/A = \Delta E/E + 2 \Delta t_{vol}/t_{vol} \quad (5)$$

Cette formule permet de se rendre compte que l'incertitude en temps est crucial dans la détermination de la masse ; en effet, les résolutions en énergie atteintes par les détecteurs modernes sont relativement bonnes ($\Delta E/E < 1\%$), alors que celles liées à la mesure du temps de vol sont de l'ordre de $\Delta t_{vol} \approx 500ps$, soit de l'ordre de $\Delta t_{vol}/t_{vol} \approx 5\%$ pour un temps de vol typique $t_{vol} = 10ns$. On voit alors que la résolution en énergie est pratiquement entièrement conditionnée par la mesure du temps de vol, qui doit être la plus précise possible. Pour réaliser ceci, on s'arrange pour augmenter la base de temps de vol, c'est-à-dire la distance cible – détecteur. Celle-ci est de l'ordre de 1 à 3m, ce qui permet de diminuer en conséquence la résolution en énergie. Le principal inconvénient de cette méthode est donc sa précision limitée en masse, telle que $\Delta A/A \sim 3-5\%$ soit $A = 20-30$.

2.5 Electronique et déclenchement

Une dernière caractéristique importante des multidétecteurs concerne l'électronique associée ainsi que la logique de déclenchement (*trigger*). Un multidétecteur est par nature un détecteur composé d'un grand nombre de cellules de détection, et donc de voies électroniques. L'électronique associée a pour but de récupérer, traiter et organiser ces signaux, afin de les envoyer (la plupart du temps sous forme rapide et logique) au module de déclenchement pour validation avant l'enregistrement éventuel par l'acquisition de données. Il est donc évident que celle-ci doit être rapide, intégrée dans la plupart des cas afin de pouvoir gérer les signaux dans un espace réduit (brides et câblage). Le standard électronique VXI, associé au protocole VME, permet de réaliser une électronique respectant ces conditions. Le développement à l'heure actuelle de composants intégrés comme les ASICS, permet d'ailleurs d'envisager une intégration encore plus poussée dans les années à venir (voir le projet FAZIA à la fin de ce cours).

En ce qui concerne le déclenchement, celui-ci doit être évolutif et modulaire, afin de permettre un fonctionnement le plus souple possible, permettant l'adjonction de détecteurs additionnels ou même de *couplages* avec d'autres ensembles de détection. Enfin, il paraît important que le déclenchement se fasse en mode *asynchrone* et non pas *synchrone* (avec la HF du faisceau), afin de faciliter les tâches d'étalonnage par la suite, notamment lorsqu'il y a des mesures de temps de vol.

3 Multidétecteurs de première génération : 4π

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à un multidétecteur dit de première génération, à savoir NAUTILUS. Cet appareil est un exemple des multidétecteurs de particules chargées de l'époque. Il permet en effet d'illustrer les choix qui ont été faits à ce moment et de comprendre comment ont évolué les multidétecteurs de particules chargées par la suite.

3.1 NAUTILUS

NAUTILUS est le nom d'une chambre de réaction de grand volume ($V=50m^3$), mise en place au GANIL (salle G1) dans les années 80. Elle est toujours disponible actuellement en salle G4. Le multidétecteur associé à NAUTILUS est formé de 4 appareils de détection, spécialisés dans différentes gammes de détection, et ont été construits et mis en place par le CRN Strasbourg, LPC Caen et GANIL dans les années 1985-1990 au GANIL.

Pour les particules légères chargées ($Z=1-3$)

MUR (LPC Caen) [7]: appareil constitué de 96 scintillateurs plastiques NE102 + Photomultiplicateur situés à 3m de la cible (voir figure 5). La mesure de l'énergie et du temps de vol permettent alors l'identification des particules par la corrélation entre

l'énergie et le temps de vol (voir figure 6). Ce type de matrice permet l'identification en charge Z sur un domaine d'énergie compris entre 1 et 10 MeV par nucléon (zone E de la figure 6). Le domaine angulaire couvert est compris entre 3 et 30° dans le laboratoire.

TONNEAU (LPC Caen) [8]: constitué de 144 scintillateurs plastiques NE102 sous forme de lattes cylindriques + photomultiplicateurs. Le même type de corrélation que le MUR ($Q - T_{vol}$) permet d'accéder aux mêmes caractéristiques d'identification, à savoir la charge $1 \leq Z \leq 6$. Il faut aussi noter que le TONNEAU permettait de mesurer grossièrement l'angle polaire θ dans le laboratoire par la mesure de la différence de T_{vol} entre les 2 PM situés au bout de chaque latte. Une précision de l'ordre de 10° était ainsi atteinte.

Pour les fragments ($Z > 3$)

XYZt (CRN Strasbourg) [9]: il s'agit de 12 modules constitués de plaques parallèles à localisation (PPAC) suivies de chambres d'ionisation. Là encore, la mesure de l'énergie E et du temps de vol permet de mesurer la charge de l'ion incident. Une résolution de l'ordre de 2 à 3 unités de charge est ainsi obtenue. La résolution angulaire est par contre excellente grâce aux PPAC, et vaut de l'ordre de 0.5° en angle polaire θ .

DELF (LPC Caen) [10]: constitué de 18 modules PPAC + Chambre d'ionisation. L'identification est la même que pour XYZt avec des performances similaires, à savoir une identification en charge avec une résolution de l'ordre de quelques unités. La résolution angulaire est aussi très bonne avec une résolution de l'ordre de 0.1° en θ .

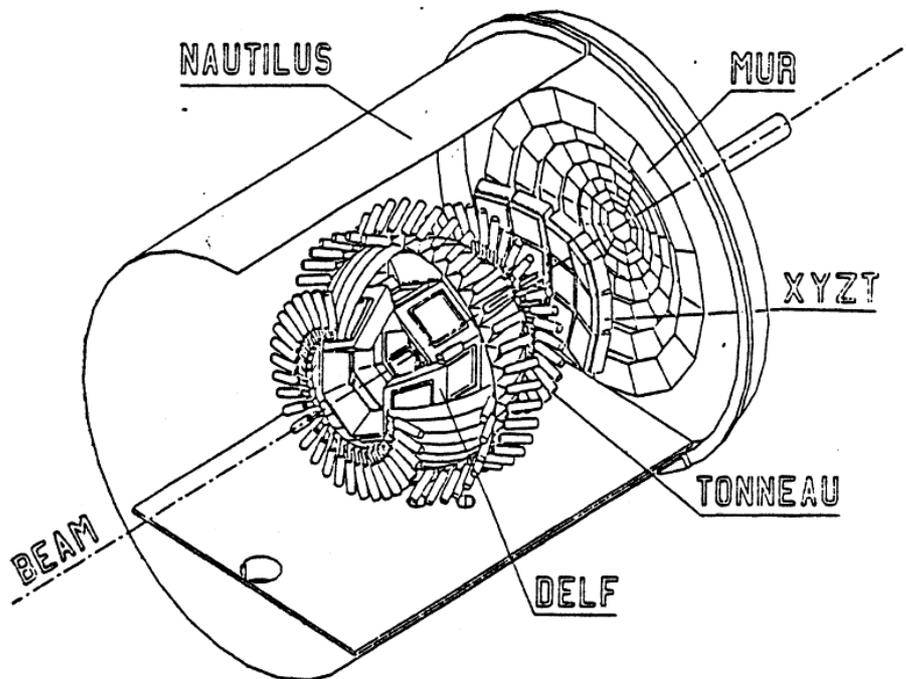


Figure 5 : Dispositif NAUTILUS en place dans la chambre à réaction du même nom. Les 4 détecteurs sont DELF, XYZt pour les fragments ($Z > 3$) et MUR, TONNEAU pour les particules légères chargées ($1 \leq Z \leq 3$).

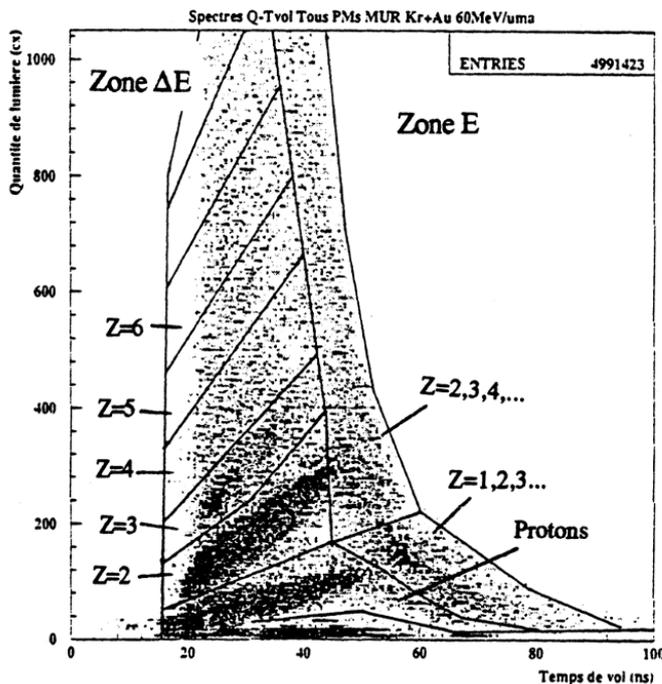


Figure 6 : Carte d'identification « Quantité de lumière - Temps de vol » pour un scintillateur du MUR (NAUTILUS). On remarque l'existence de 2 zones (ΔE et E), séparées par le point de rebroussement pour chaque Z .

3.2 Bilan et perspectives

Les points forts de NAUTILUS étaient ainsi l'excellente résolution angulaire de l'appareillage, largement inférieure à 0.5° , les seuils de détection très bas, de l'ordre de $500 \text{ keV par nucléon}$, ainsi qu'une acceptation raisonnable pour des événements multi-particules (70% de 4π). Ceci permettait une excellente définition du vecteur vitesse et donc d'utiliser les *fonctions de corrélation* en vitesse entre fragments.

Les points faibles étaient sans conteste la résolution en charge qui ne permettait pas d'identifier les fragments ($Z > 3$) avec une précision inférieure à quelques unités ($\Delta Z = 2-5$), ainsi que l'identification des particules légères chargées seulement disponibles dans une gamme réduite en énergie (de quelques MeV à 100 MeV).

Ces limitations ont alors conduits à développer des multidétecteurs de seconde génération dans lesquels les *caractéristiques d'identification* ont été grandement améliorés, comme nous allons le voir dans le chapitre suivant.

4 Multidétecteurs de seconde génération : $4\pi Z(A)$

Dans ce chapitre, nous allons voir les caractéristiques des multidétecteurs de seconde génération, développés durant les années 1990-2000. Nous étudierons deux représentants de cette catégorie, INDRA et CHIMERA, qui sont emblématiques des développements faits à l'époque afin d'améliorer les caractéristiques de détection des multidétecteurs. Nous ferons à la fin du chapitre un bilan présentant les limitations de tels appareillages, et pourquoi la communauté a commencé un nouveau cycle de Recherche et Développement sur les techniques d'identification des particules chargées.

4.1 INDRA

4.1.1 Caractéristiques générales

INDRA [11] est un multidétecteur développé originellement par 5 laboratoires de l'IN2P3 et du CEA : LPC Caen, GANIL, IPN Orsay, CEA Saclay et IPN Lyon. Il est constitué de 336 télescopes de détection organisés sous forme de 17 couronnes entourant la cible (figure 8). L'acceptance géométrique est de 90% et couvre un domaine compris entre 2 et 176° en angle polaire. Les seuils de détection sont de l'ordre de 1 MeV par nucléon. L'identification est réalisée en charge de $Z=1$ à $Z=60-70$ avec une résolution inférieure à l'unité de charge. L'identification en masse est assurée pour les particules légères jusqu'à $A=10$ (avec toutefois des seuils plus élevés de l'ordre de 6 MeV par nucléon). L'électronique a été spécifiquement développée pour le détecteur [12] et chaque voie possède un double gain (sauf les scintillateurs) afin de couvrir avec une excellente résolution l'ensemble de la gamme en énergie (ADC 12 bits).

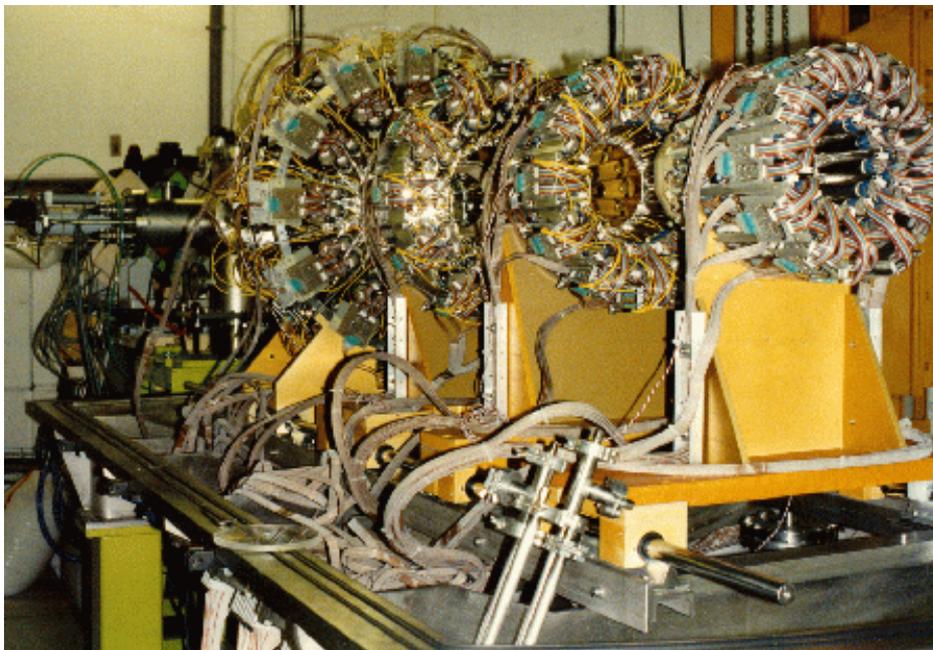


Figure 7 :
Multidétecteur
INDRA au GSI
(Darmstadt,
Allemagne) en
1999.

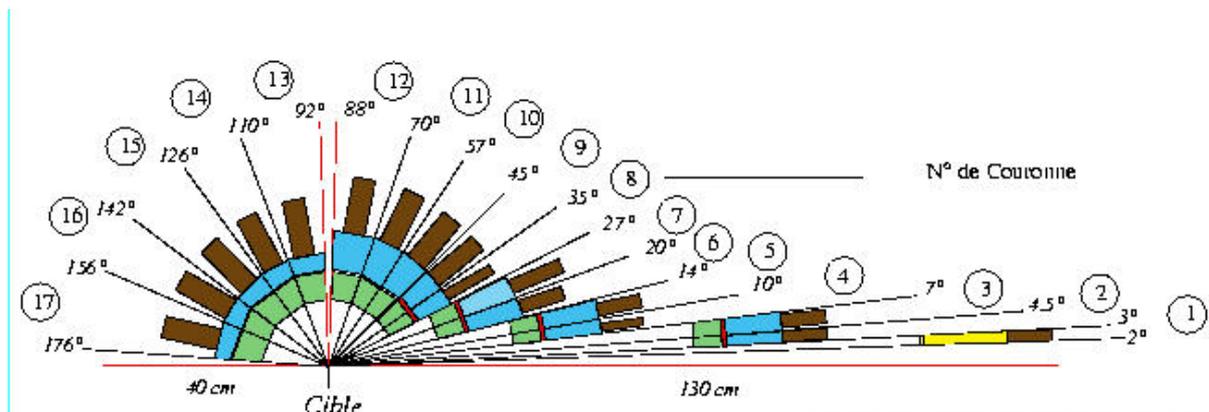


Figure 8 : Coupe transverse du multidétecteur INDRA. On distingue en partant de la cible les différents étages de détection : en couleur claire les chambres d'ionisation, en rouge les siliciums, en bleu les scintillateurs (CsI) et enfin en gris foncé les photomultiplicateurs.

4.1.2 Caractéristiques d'identification

Dans ce paragraphe, nous allons illustrer les performances obtenues dans l'identification des particules chargées. Pour commencer, la figure 9 présente la structure d'un télescope correspondant aux modules avant d'INDRA, plus exactement entre 3 et 45°. Celui-ci est formé d'une cellule de chambre d'ionisation (avec grille de Frish), d'une diode Silicium CANBERRA de 300 μ m, et d'un cristal de Iodure de Césium dopé au Thallium Csi(Tl) lu par un photomultiplicateur. Les chambres d'ionisation permettent de baisser les seuils d'identification à environ 1 MeV par nucléon. L'ensemble est agencé de telle manière que les détecteurs sont regroupés par 4 comme présenté sur la figure 9. Les préamplificateurs (de charge) sont intégrés sur le côté de la structure afin de minimiser les distances avec les détecteurs. Les scintillateurs ont des épaisseurs variables dépendant de la gamme d'énergie attendue pour les particules légères ; à l'avant, ils mesurent 14cm et correspondent à une énergie de 150 MeV par nucléon, à l'arrière ils mesurent 5cm et correspondent à environ 50 MeV par nucléon.

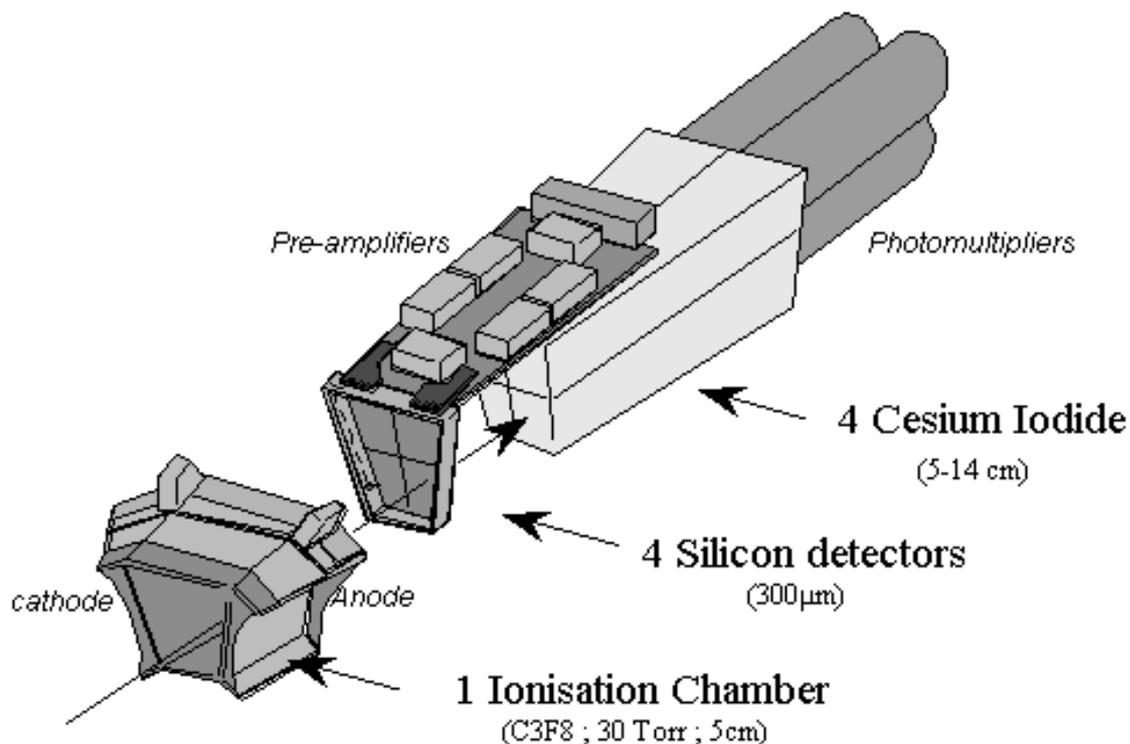


Figure 9 : schéma d'un module de détection d'INDRA. La chambre d'ionisation est couplée à 4 télescopes Silicium – Csi(Tl).

Méthode $E-\Delta E$

A l'aide des différents étages de détection d'un télescope, on peut alors construire les cartes $E - \Delta E$ permettant l'identification des particules chargées. Un exemple est fourni sur la figure 10 où l'on peut voir les cartes obtenues pour des particules s'arrêtant dans le dernier étage de détection (Csi). Les matrices correspondent donc ici aux matrices Silicium – Csi.

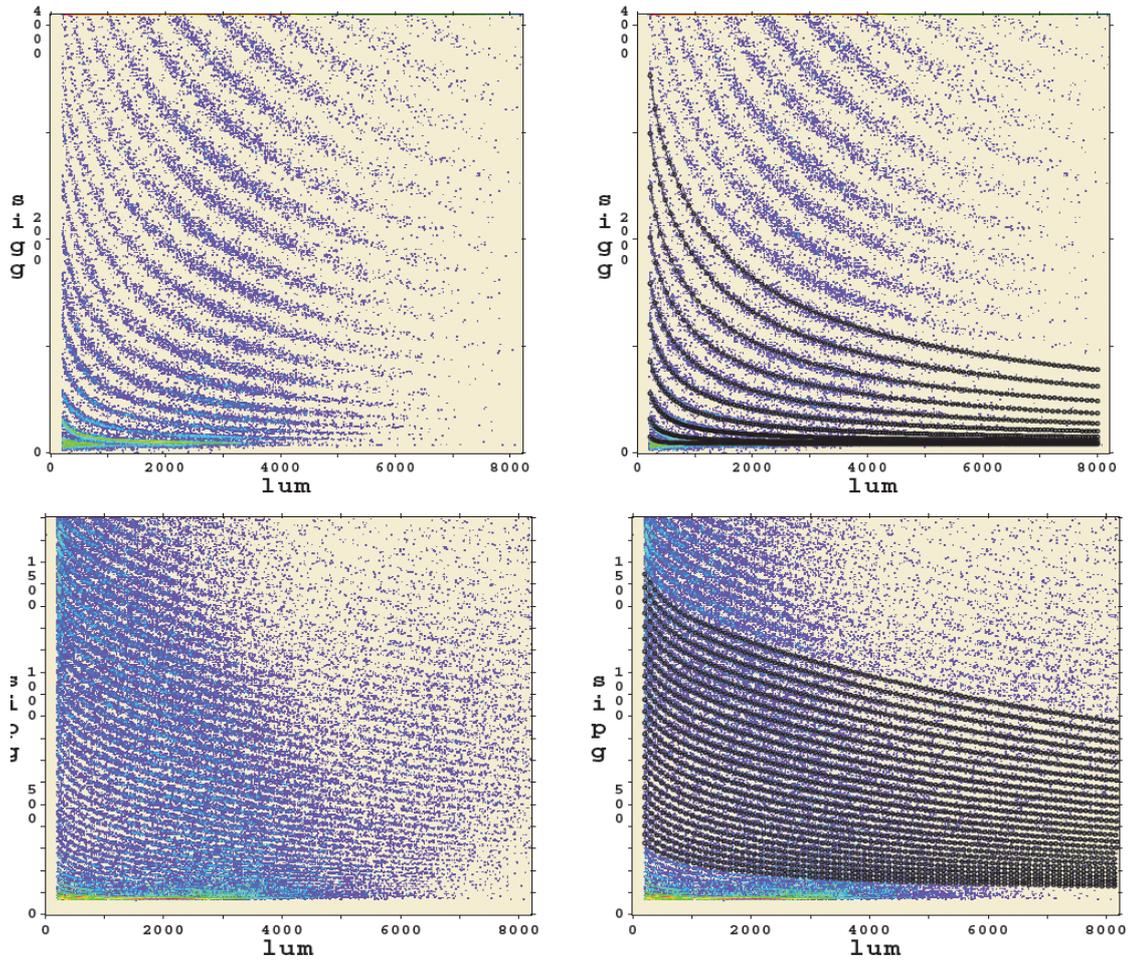


Figure 10 : Cartes Silicium – Csi obtenue avec INDRA. Les cartes du haut correspondent au gain le plus fort (grand gain), avec que les cartes du bas correspondent au gain le plus faible (petit gain). Il existe un facteur 16 entre les 2 gains. Sur la droite, on peut voir les fonctionnelles d'identification correspondant aux lignes de crête.

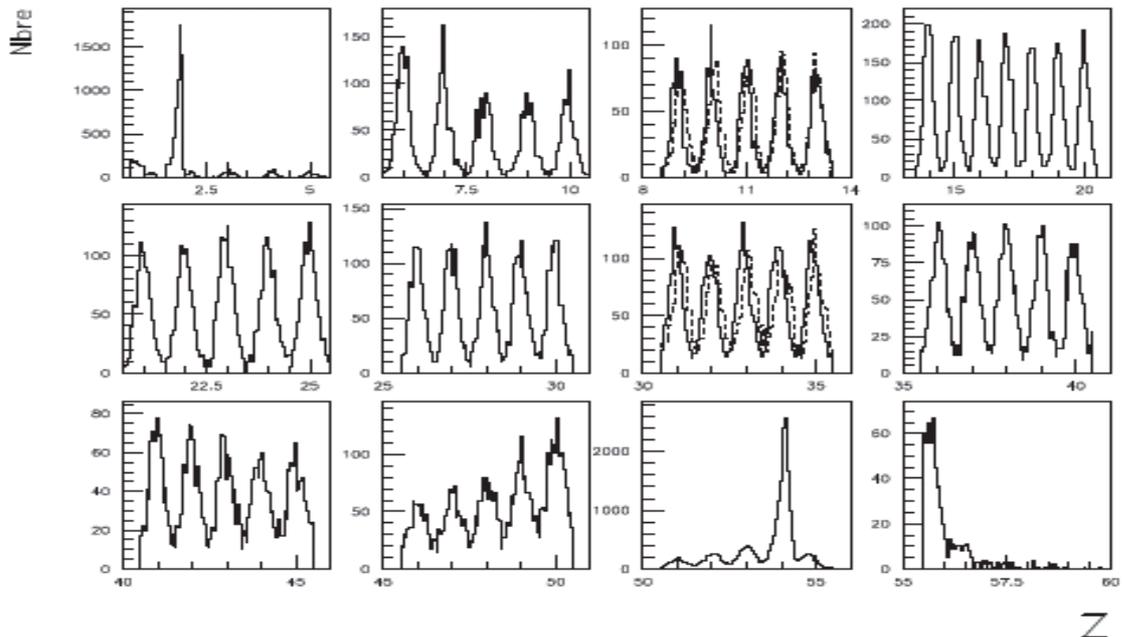


Figure 11 : Résultat de l'identification résultant des cartes présentées sur la figure 10. La distribution correspondant à la fonctionnelle tracée sur les lignes de crête des matrices.

L'identification en Z est ici réalisée avec une résolution meilleure qu'une unité de charge. Ce résultat est illustré par la figure 11, où l'on peut voir que les pics correspondant aux différents noyaux sont clairement séparés, depuis Z=1 jusqu'à Z=55 dans le cas présenté.

Discrimination de forme dans les Csl

Le dernier étage de détection d'INDRA (Csl) permet d'appliquer la technique de discrimination en forme du signal présenté dans le chapitre précédent. La figure 12 illustre la corrélation obtenue entre le signal rapide et lent à la sortie du photomultiplicateur. Le signal rapide correspond à une fenêtre en temps de 400ns prise au début du signal alors que la fenêtre lente correspond à une fenêtre temporelle de 1200ns, décalée de 800ns par rapport à la fenêtre rapide.

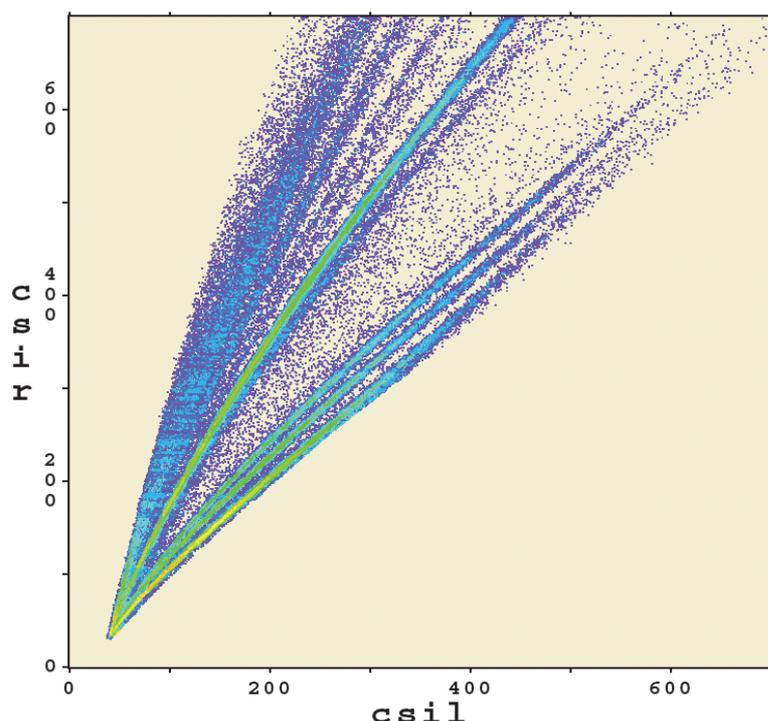


Figure 12 : Corrélation entre signal rapide (csir) et signal lent (csil) dans un scintillateur d'INDRA. La ligne correspondant aux particules faiblement ionisantes (n,γ) a été ici retirée.

Sur la figure 12, nous pouvons voir la discrimination entre les 3 isotopes de l'hydrogène (p, d, t proches de la première bissectrice), les isotopes de l'hélium (^3He , α , ^6He), lithium (^6Li , ^7Li) et béryllium (^7Be , ^9Be , ^{10}Be). Les noyaux plus lourds ne sont plus discriminés par cette technique et constitue la ligne « fragments » de cette carte, au-dessus des lignes des isotopes du béryllium. Ces fragments sont cependant identifiés en charge grâce aux matrices E - ΔE (Si - Csl) comme montré sur la figure 10.

4.2 CHIMERA

4.2.1 Caractéristiques générales

CHIMERA est un multidétecteur développé par le LNS Catania en Italie [13]. Il reprend une architecture proche d'INDRA avec cependant quelques améliorations notables (figure 13). L'acceptance géométrique est légèrement supérieure (94%), alors que la granularité est 3 fois supérieure (1192 télescopes Si - Csl).

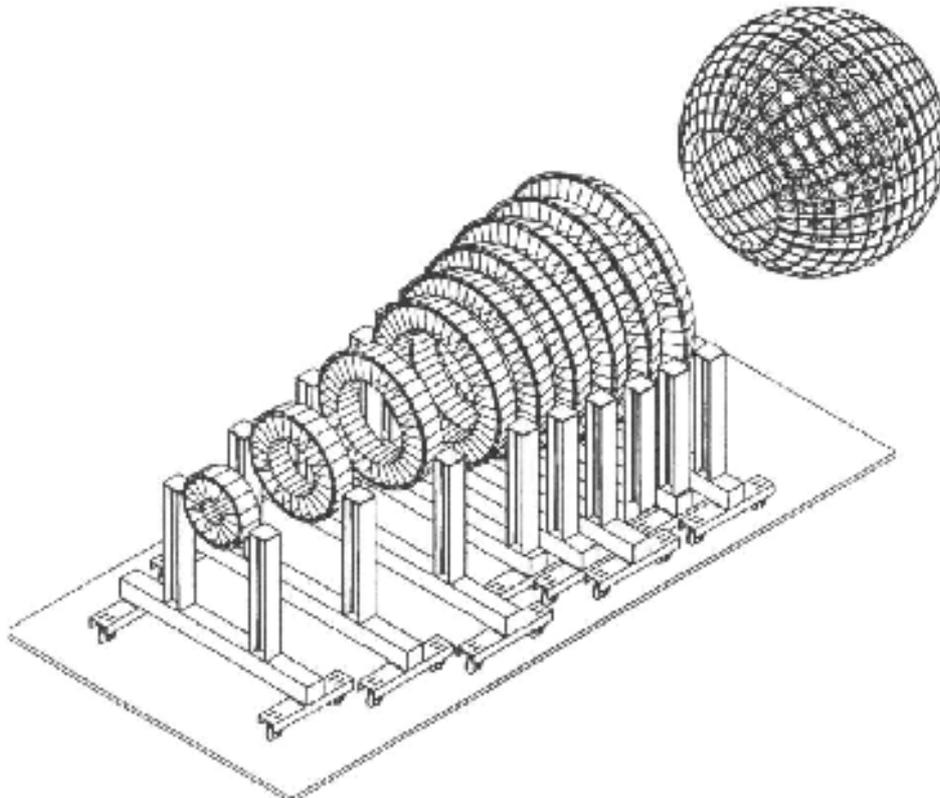


Figure 13 : Schéma représentant CHIMERA. On distingue les 2 parties : le Mur de 1 à 30° (9x2 couronnes) à l'avant, et la Sphère de 30 à 176° (17 couronnes) à l'arrière.

4.2.2 Identification $E-\Delta E$ et $E-T_{vol}$

La technique standard d'identification $E - \Delta E$ est utilisée et permet d'identifier en charge de $Z=1$ à $Z=30-40$, en masse de $A=1$ à $A=20$ (voir figure 14). La mesure de temps de vol est également assurée permettant d'accéder dans certaines conditions à une identification en masse, voire charge et masse. Les seuils d'identification en masse sont relativement bas, de l'ordre de 500 keV par nucléon (figure 15) ; par contre l'identification en charge nécessite la technique $E - \Delta E$, soit un seuil de l'ordre de 5 à 6 MeV par nucléon.

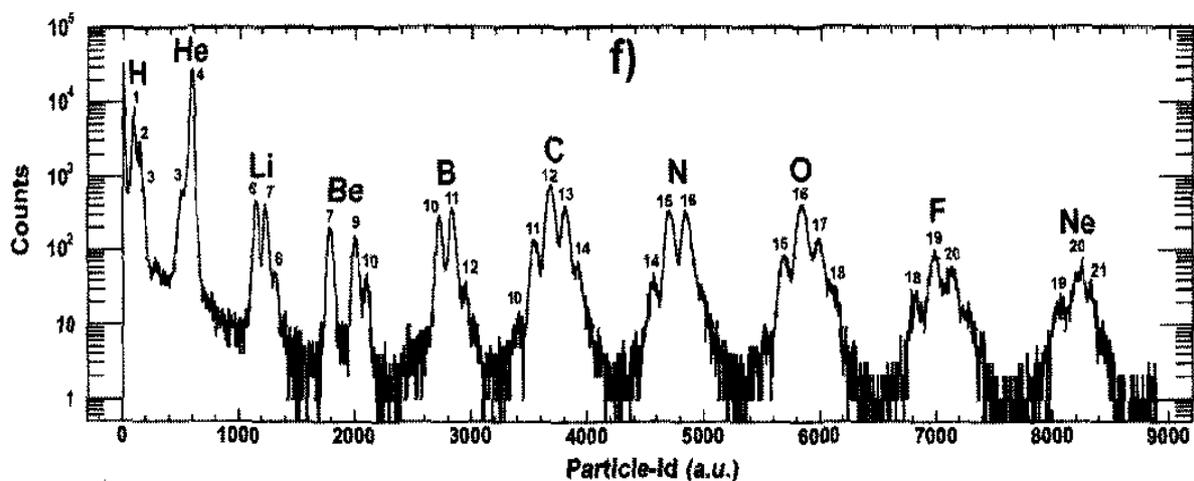


Figure 14 : Identification obtenue par la méthode $E - \Delta E$ appliquée aux cartes Silicium – Csl de CHIMERA. On notera l'excellente discrimination en masse jusqu'à $A=20$.

$^{124}\text{Sn} + ^{64}\text{Ni}$ 35 A.MeV Ring 8 telescope 03-I

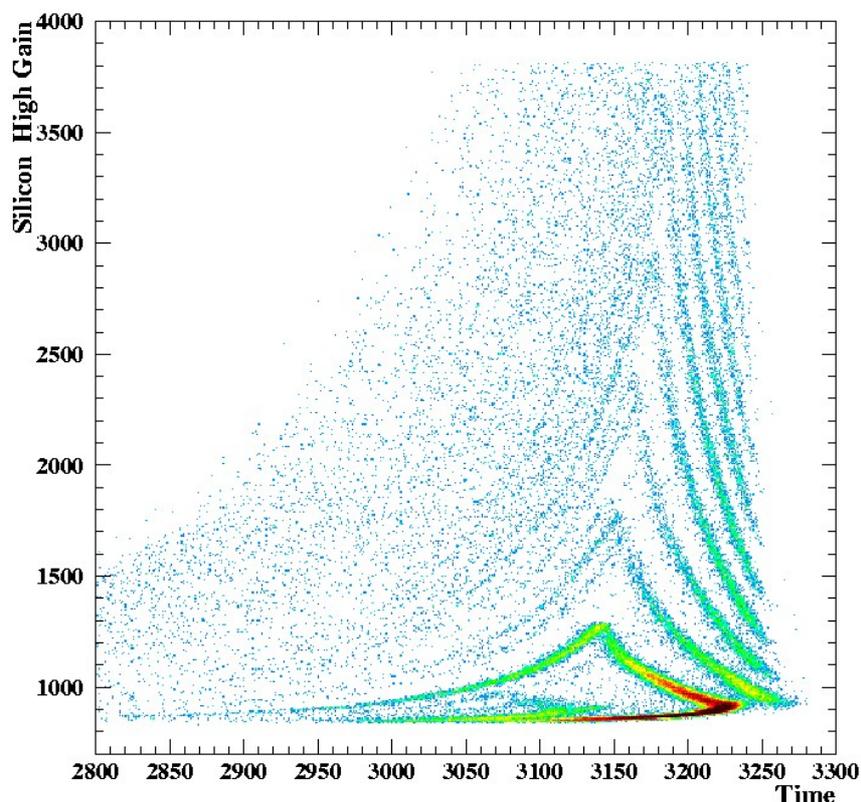


Figure 15 : Carte Energie – Temps de vol obtenue avec CHIMERA. La partie gauche correspond à la partie E (particules en arrêt dans le silicium) et permet de mesurer la masse. La partie droite correspond à la partie ΔE (particules en transmission) et permet de ne mesurer que la charge (la masse peut néanmoins être déterminée pour les fragments les plus légers $Z < 10$ dans les cartes Si-CsI).

4.3 Bilan INDRA – CHIMERA

Nous pouvons maintenant faire un bilan des performances atteintes par les multidétecteurs de seconde génération tels que INDRA et CHIMERA. Nous noterons qu'ils permettent de réaliser une identification en charge quasi-parfaite (résolution inférieure à une unité de charge) sur toute la gamme de produits de réaction détectés grâce à l'utilisation de détecteurs silicium. Les seuils d'identification en charge sont plus favorables pour INDRA grâce aux chambres d'ionisation (seuils de $1 \text{ MeV par nucléon}$). Par contre, l'identification en masse pour les fragments ($Z > 3$) est inexistante sur INDRA alors qu'elle est présente sur CHIMERA grâce au temps de vol, avec des seuils très bas ($0,5 \text{ MeV par nucléon}$). Les résolutions en énergie sont aussi très bonnes et peuvent atteindre des valeurs inférieures à 1 MeV . En ce qui concerne la granularité, ils possèdent tous 2 des valeurs importantes avec un avantage indéniable à CHIMERA. De même, CHIMERA, de part la mesure du temps de vol, permet une identification (partielle cependant) en masse que ne permet pas INDRA. Cependant, INDRA reprend en quelque sorte l'avantage si l'on regarde les aspects liés à l'étalonnage des détecteurs. En effet, pour CHIMERA, l'utilisation d'un trigger *synchrone* complique l'utilisation du temps de vol en modifiant, pour chaque réglage électronique, la base de temps de vol ; les cartes peuvent alors être extrêmement complexes à analyser et compliquent sérieusement la tâche. De ce point de vue, le détecteur INDRA, sans temps de vol et avec un trigger *asynchrone*, est beaucoup plus facile à étalonner. Cette constatation est très importante car elle conditionne grandement la facilité avec laquelle on peut « sortir » les résultats avec un multidétecteur. Ceci est d'autant plus vrai que le multidétecteur comprend de cellules de détection et réclame donc une réflexion en *amont*, avant la construction ou du moins la mise en exploitation de l'appareillage, en ce qui concerne les tâches liées à l'étalonnage (procédures semi-automatiques « en ligne » par exemple).

4.4 Résumé des performances à atteindre avec un multidétecteur de 3^e génération

Nous avons vu que les multidétecteurs de 2^e génération se sont essentiellement concentrés sur la résolution accrue en énergie par l'utilisation de détecteurs silicium, ainsi qu'en charge par l'utilisation de télescopes à plusieurs étages. L'aspect couverture angulaire ainsi que granularité a été également traité par l'utilisation de plusieurs centaines à plus de mille cellules individuelles de détection. L'électronique associée s'est considérablement améliorée par l'utilisation de modules *VXI* compact, permettant de gérer plusieurs dizaines de voies.

Cependant, il y a 2 points cruciaux qui n'ont pas été complètement atteints et qui nécessitent toujours un développement spécifique :

- identification en masse : nous avons vu que CHIMERA, par la mesure du temps de vol répondait partiellement à cette question. Cependant, avec les faisceaux radioactifs et les expériences envisagées dans les années à venir auprès de machines pouvant délivrer ces faisceaux, il est important de parvenir à une identification complète en masse, pour l'ensemble des produits de la réaction. Le projet AZ4 π puis FAZIA, aborde le problème lié à la discrimination en masse et apporte des réponses originales par l'utilisation d'électronique numérique. La première partie du chapitre suivant va présenter les études menées pour arriver à cet objectif.
- granularité : là encore, CHIMERA a répondu partiellement à cette demande. En effet, les simulations montrent que les *corrélations intra - événement* en vitesse (ou impulsion) relative permettent de définir de manière extrêmement précise les sources d'émission de particules et fragments dans les collisions d'ions autour de l'énergie de Fermi. Il est donc crucial d'atteindre des résolutions angulaires qui soient les meilleures possibles, et qui sont largement inférieures au degré dans le laboratoire. Dans ce cas, il ne s'agit plus de 1000 détecteurs mais bien d'un ordre de grandeur supplémentaire ! Le projet FAZIA, exposé dans la dernière partie du cours, apporte une réponse à cette contrainte.

5 Multidétecteurs de troisième génération : 4 π (N)AZ

Dans ce chapitre, nous allons spécifiquement nous intéresser aux développements à l'œuvre dans le domaine de la détection notamment les développements induits par l'utilisation d'une électronique numérique de traitement des signaux. Nous nous consacrerons à l'étude de la détection des particules chargées, à l'exclusion des neutrons (et gammas) qui requiert un cours spécifique complet, au vu des différences notables en ce qui concerne les stratégies de détection.

5.1 Le problème de l'identification en masse des particules chargées

Nous avons vu précédemment que l'identification en masse est une tâche ardue, qui demande dans la plupart des cas la mesure précise du temps de vol, avec des précisions qui sont largement inférieures à la nanoseconde. Ce critère est extrêmement contraignant, car il demande d'avoir des longueurs de temps de vol suffisantes pour obtenir une résolution de quelques pourcents et donc de construire des appareillages relativement imposants de plusieurs mètres.

Il existe cependant une autre technique qui permet également d'identifier en masse les particules chargées. Celle-ci est basée sur la *forme du signal* et nous avons vu des exemples appliqués à la discrimination de forme des signaux issus d'un scintillateur inorganique dans le chapitre précédent. Nous avons remarqué cependant que la discrimination ne « marche » que pour des noyaux relativement légers ($Z < 4$). Une des questions à laquelle il est apparu intéressant de répondre a donc été d'utiliser cette technique auprès de détecteurs à semi-conducteurs tels que les diodes silicium. Il a néanmoins fallu attendre la fin des années 1990 pour mettre en pratique cette idée ; deux méthodes ont alors été développées. La première dans l'ordre chronologique, a été la méthode analogique, dans laquelle on utilise des composants électroniques analogiques afin d'accéder à des caractéristiques liées à la forme du signal (de courant ou de charge) du silicium. Quelques années plus tard, l'avènement de l'électronique numérique et de l'échantillonnage haute fréquence du signal a ensuite permis de recourir à des solutions entièrement numériques. Ces deux approches sont décrites dans les 2 paragraphes qui suivent.

5.2 Signal de courant et signal de charge

Une question se pose lorsque l'on souhaite discriminer la masse à partir du signal issu du détecteur ; doit-on prendre le signal de courant ou bien celui de charge ?

Le principe consistant à privilégier le signal de courant est issu du fait que le signal de courant est en quelque sorte le signal « brut » à la sortie du détecteur contrairement au signal de charge qui lui correspond à l'intégrale du signal de courant. On s'attend donc à ce que la discrimination sur le signal de courant soit meilleure car plus directement reliée au phénomène de collection des charges comparée à celle sur le signal de charge, l'intégrale ayant tendance à atténuer les différences entre deux signaux.

Un autre argument en faveur du signal de courant est celui lié à la dynamique en amplitude du signal de courant comparée à celle de charge. En effet, le signal de charge et son amplitude sont directement proportionnels à l'énergie de la particule. Nous avons vu dans le premier chapitre que les énergies attendues varient sur plusieurs ordres de grandeur (de 1 à 5000 MeV). Ceci oblige alors à prévoir des dynamiques en amplitude très importantes sur le signal de charge, supérieures à *16 bits* (65536 canaux), ce qui est à l'heure actuelle rédhibitoire pour de l'électronique rapide (des codeurs 20 bits existent, mais ils sont utilisés dans le domaine des basses fréquences, en audio notamment).

5.3 Méthode analogique

A la fin des années 1990, *Mutterer* et collaborateurs [14] ont développé un système analogique (à base de discriminateurs à fraction constante) permettant de mesurer le temps de montée issu d'un détecteur silicium. Dans ce cas, il s'agissait de la sortie du signal de courant du préamplificateur. En effet, les caractéristiques de la forme du signal, et notamment le temps de montée, dépendent grandement de la particule. On s'attend ainsi à ce qu'un noyau lourd ait un temps de montée beaucoup plus long qu'une particule légère à la même énergie [15]. Il paraît donc judicieux de regarder la corrélation existant entre l'énergie et le temps de montée.

La figure 16 montre les résultats obtenus ; on obtient une excellente résolution en charge, visible par les différentes courbes nettement séparées. Il est même possible de discriminer en masse, comme le montre les courbes correspondant aux noyaux de lithium, béryllium, bore, carbone et même azote. Des seuils d'identification apparaissent à basse énergie, là où l'ensemble des lignes se rejoignent.

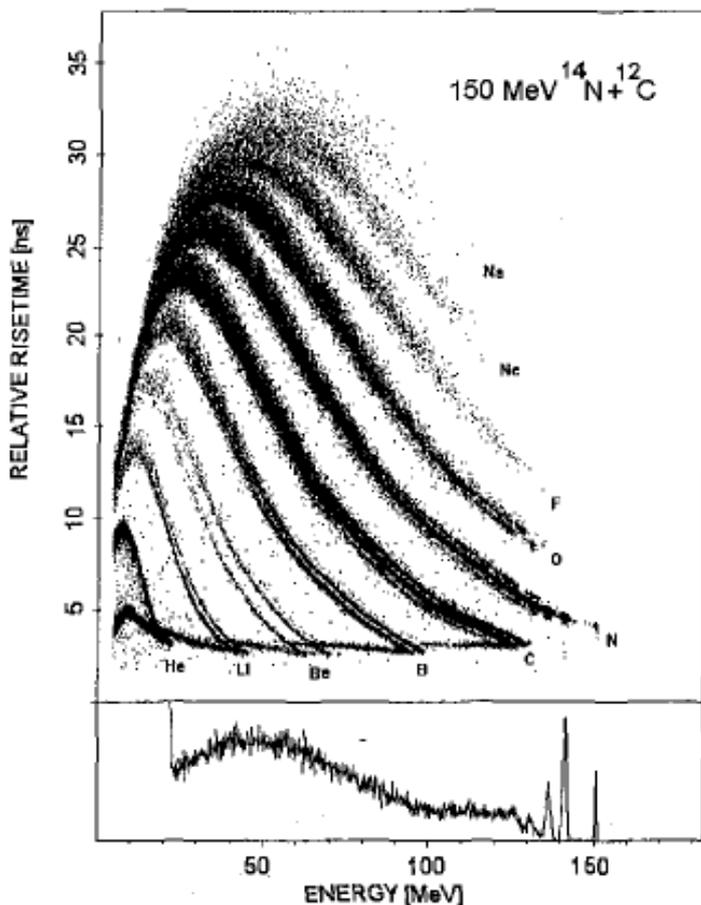


Figure 16 : corrélation entre le temps de montée (ns) et l'énergie (MeV) obtenue à l'aide d'un système analogique sur un détecteur silicium de $300\mu\text{m}$ pour les produits de la réaction $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$ à 150 MeV. Le graphe du bas donne la projection obtenue sur l'axe de l'énergie.

Il faut aussi noter ici que la méthode n'utilise qu'un seul détecteur pour accéder à cette identification complète en Z sur la gamme considérée et partielle en A (A entre 6 et 16). On s'attend donc à ce que les seuils d'identification soient meilleurs que ceux obtenus avec la méthode E- Δ E ; nous voyons qu'il se situe autour de 2 à 3 MeV par nucléon pour un noyau d'oxygène ($E_{\text{seuil}} \approx 40$ MeV pour $A=16$). Nous reviendrons en détail sur ce point dans le paragraphe suivant.

5.4 CHIMERA-PS

La collaboration CHIMERA a lancé en 2002-2003 un programme de recherche sur la possibilité d'utiliser un dispositif analogue à celui utilisé par *Muterrer et al* sur la discrimination en charge/masse à l'aide de la mesure du temps de montée du *signal de charge* dans les siliciums, il s'agit de CHIMERA-PS (Pulse Shape) [16].

Des résultats encourageants ont été obtenus comme l'illustre la figure 17 où l'on peut voir la corrélation entre le temps de montée mesuré à l'aide d'un système composé de 2 discriminateurs à fraction constante (DFC) en fonction de l'énergie (signal de charge). On observe qualitativement les mêmes caractéristiques de corrélation, à savoir une identification possible en charge sur toute la gamme considérée et une identification en masse partielle.

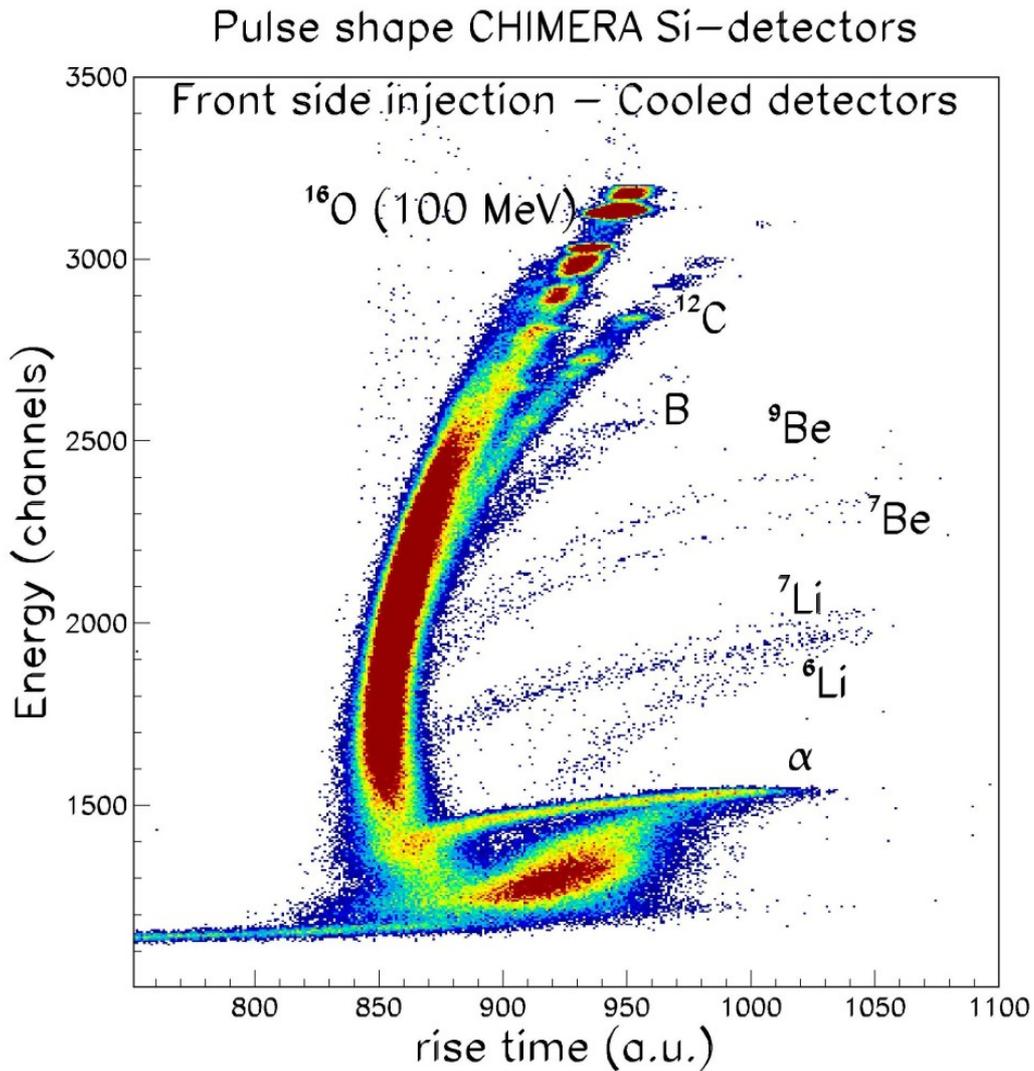


Figure 17 : Energie en fonction de temps de montée du signal de charge dans un détecteur silicium du multidétecteur CHIMERA. On notera la mesure des états excités de l'oxygène ainsi que du carbone dans la réaction.

5.5 Approche numérique

Le programme $AZ4\pi$ a poursuivi cette approche en utilisant cette fois de l'électronique numérique à partir des années 2002-2003. L'idée est ici d'utiliser la possibilité de numériser le signal de courant (voir le paragraphe « signal de courant – signal de charge ») à des fréquences et résolution suffisantes pour extraire des informations sur la forme du signal issu du détecteur silicium. La figure 18 montre les résultats obtenus avec un numériseur fonctionnant à 2Ghz (soit 500ps par échantillon) avec une résolution de 10 bits, soit de l'ordre de 8 bits effectifs (gamme de 256 canaux) pour des noyaux implantés de Soufre 32 à une énergie de 320 MeV, soit 10 MeV par nucléon. Le parcours d'arrêt de tels noyaux est de l'ordre de 100 μ m, alors qu'ici le détecteur a une épaisseur de 300 μ m. Le préamplificateur utilisé ici est le PACI, spécialement développé par l'IPN Orsay pour le projet FAZIA, qui est capable de restituer un signal de charge et un signal de courant sous forme de 2 sorties distinctes.

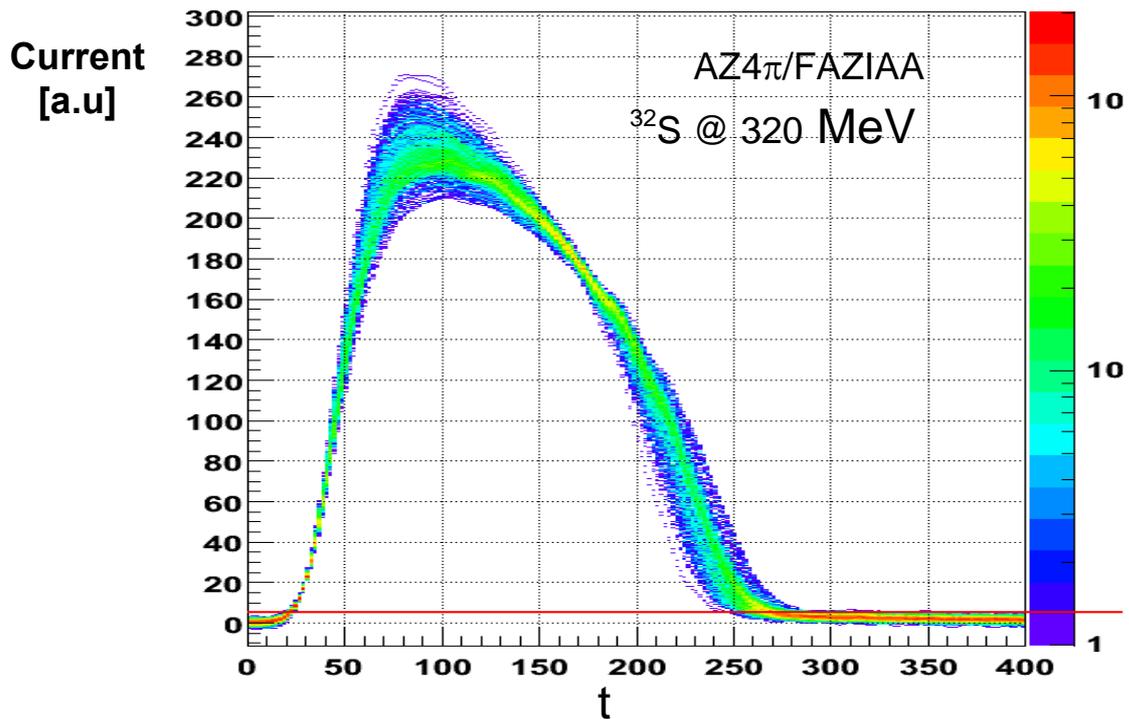


Figure 18 : Exemple de signaux de courant issu du préamplificateur PACI spécialement développé par l'IPN Orsay pour l'échantillonnage numérique des signaux de détecteurs siliciums. Ces signaux correspondent à des noyaux de soufre 32 à 10 MeV par nucléon s'arrêtant dans un détecteur silicium de 300 microns, échantillonnés à 2Ghz sur 8 bits.

Le schéma de l'électronique associée à cet échantillonnage numérique est présenté sur la figure 19. On peut ainsi voir le préamplificateur PACI, avec ses 2 sorties (charge Q et courant I), qui sont traitées ensuite séparément. La numérisation intervient sur la voie courant, par le stockage dans une mémoire analogique rapide (MAR) à la fréquence de 2Ghz/8bits. Les signaux stockés sont alors relus dans un second temps à une fréquence plus basse à l'aide d'un module ADC 14bits fonctionnant à 50Mhz. La voie Q est quant à elle traitée de manière plus classique pour fournir la sortie énergie E comme dans une chaîne électronique standard.

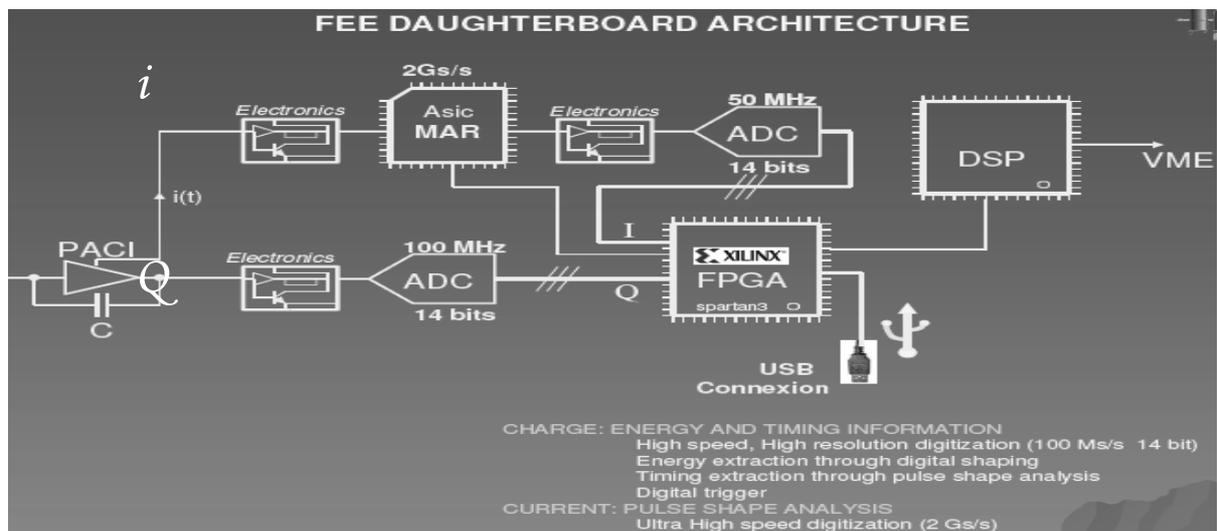


Figure 19 : schéma de l'électronique frontale située juste derrière la détecteur dans le cadre du projet FAZIA phase 2.

On notera également la présence sur le schéma d'un processeur *FPGA* (programmable) chargé de réaliser un certain nombre d'opération de traitement en ligne des signaux *I* et *Q* comme par exemple des procédures de contrôle et d'auto-calibration.

5.6 Influence de la dynamique en temps des signaux

La figure 20 présente les signaux obtenus dans le cadre du programme $AZ4\pi$ pour des noyaux de *Phosphore-33* - *Chlore-36* pour 2 montages différents du même détecteur silicium ; le premier correspond au montage standard dans lequel la particule incidente arrive du coté où le champ électrique dans la zone de déplétion est le plus fort (montage appelé « direct »). Ce type de montage est préconisé lorsque l'on souhaite avoir des signaux rapides, notamment pour les mesures de temps de vol, ainsi que pour minimiser le temps mort associé. C'est pourquoi il est le plus largement utilisé jusqu'à présent. La figure 20 présente aussi la réponse du détecteur pour le montage « inverse », dans lequel la particule arrive du coté où le champ est le plus faible ; le signal est donc plus lent (temps de montée et de descente), mais permet une meilleure discrimination.

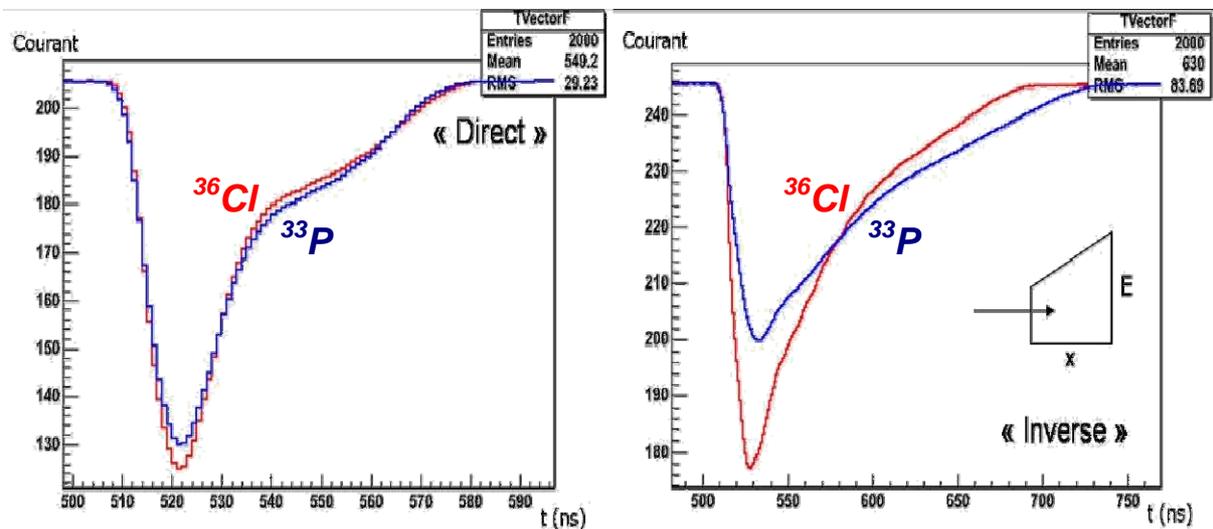


Figure 20 : signaux moyens de courant pour des noyaux de Phosphore-33 (^{33}P) et Chlore-36 (^{36}Cl) à une énergie de 234 MeV, échantillonnés à l'aide de la chaîne électronique présentée sur la figure 19. Le montage en direct est à gauche, le montage en inverse à droite.

Dans la suite, nous présenterons les résultats obtenus à l'aide de montages en inverse seulement qui permettent la meilleure discrimination. Le problème lié au temps de montée plus long dans ce cas sera aussi abordé par la suite.

5.7 Discrimination en masse

Par l'intermédiaire d'un traitement élaboré du signal, nous avons pu montrer que le meilleur (et le plus rapide) algorithme pour discriminer les isotopes d'un même élément chimique est le *moment central d'ordre 2* M_2 , que l'on définit comme :

$$M_2 = \sum_k i_k (t_k - \langle t \rangle)^2 \quad (6)$$

où i_k est la valeur du courant numérisé à l'échantillon k , t_k est le temps associé (étant donné que $f=2\text{Ghz}$, on a : $t_k=2*k$), et $\langle t \rangle$ est la moyenne pondérée en temps du signal (M_1). La somme est faite sur le nombre total d'échantillons k pour un signal donné. Ce moment peut donc être vu comme la *variance en temps* du signal de courant.

La figure 21 présente 2 exemples obtenus pour des noyaux légers séparés d'une unité de masse (Carbone 12 - Carbone 13), et des noyaux plus lourds séparés de 4 unités de masse (Krypton 80 - Krypton 84). On notera que le M_2 est capable de discriminer les 2 isotopes à mieux que 90% (97% pour les noyaux de carbone). Cette figure résume les conclusions auxquelles nous sommes arrivés à présent ; l'identification en masse est possible à une unité près pour des noyaux de charge comprise entre 1 et 10 environ pour un critère de séparation à 95%. Au-delà, la situation se dégrade pour arriver à une résolution de l'ordre de 2 unités de masse pour $Z=18-20$ et 4 unités de masse pour $Z=36-40$ [17].

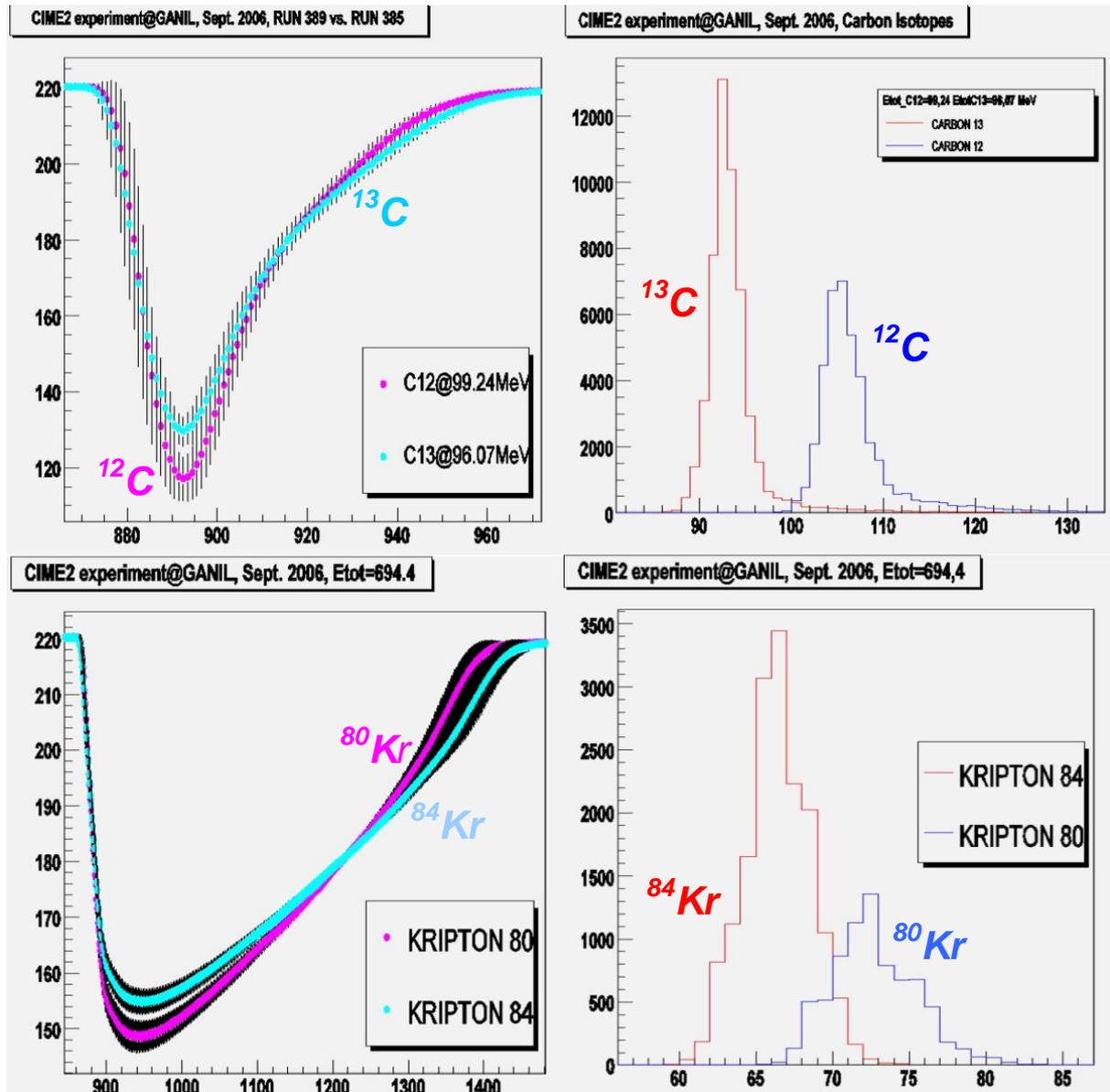


Figure 21 : à gauche signaux moyens de courant obtenus pour des isotopes du carbone (12/13) et du krypton (80/84), à droite les distributions en M_2 pour les 2 isotopes. Les énergies correspondent ici à environ 8.3 MeV/nucléon.

5.8 Comment améliorer la discrimination en charge et masse ?

Si l'on résume la situation, nous pouvons dire que nous sommes capables, à l'aide d'un traitement numérique du signal et un algorithme calculant les moments des signaux de courant, d'identifier en charge de $Z=1$ à $Z=40$, en masse de $A=1$ à $A=20$ dans un seul détecteur. Ceci suppose cependant que 2 conditions soient pleinement respectées :

- Maîtriser la canalisation
- Contrôler l'uniformité en résistivité

Canalisation

Les détecteurs Silicium possèdent une structure cristalline qui peut s'avérer importante à prendre en compte dès que l'on regarde la structure fine des signaux collectés comme l'impose le traitement numérique du signal. Cette structure peut être mise en évidence sur la figure 22 où l'on peut voir les signaux issus de l'implantation d'ions ^{80}Se à 408MeV dans un détecteur Silicium de type *NTD*. La figure de gauche correspond aux signaux obtenus lorsque le silicium est orienté suivant la direction $\langle 111 \rangle$ des axes cristallographiques alors que celle de droite est obtenue lorsque le détecteur est tourné de 7° par rapport aux directions verticale et horizontale. Dans le premier cas, les ions implantés dans le détecteur peuvent parcourir des distances variables, car ils peuvent acquérir des trajectoires proches d'axes de canalisation du cristal et donc correspondre à des profils de signaux variables. Le second cas (non canalisé) conduit au contraire à des trajectoires identiques car aucune direction n'est privilégiée. Ceci explique pourquoi les signaux obtenus sont très semblables.

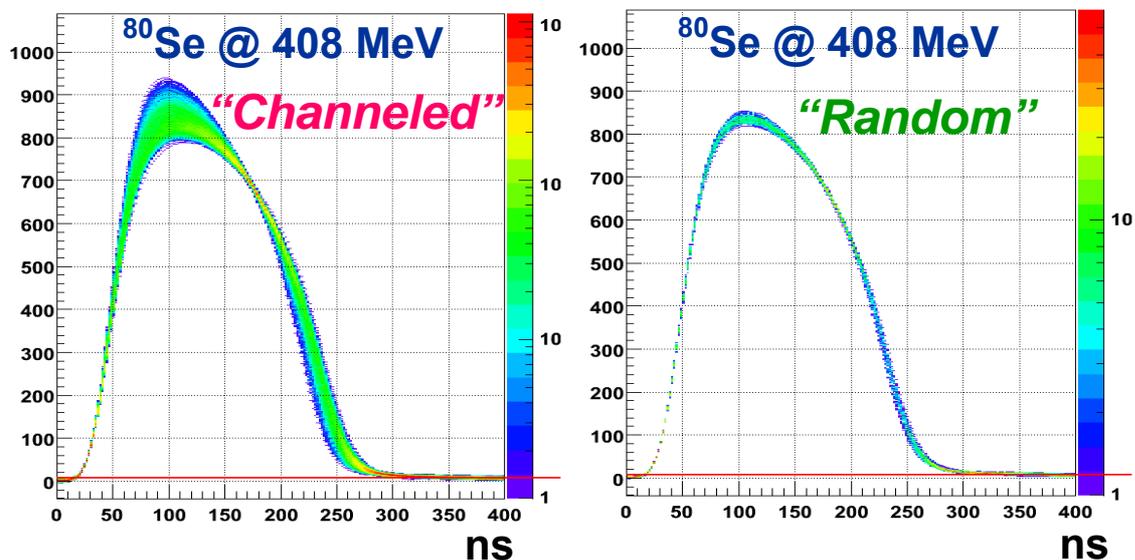


Figure 22 : signaux obtenus par échantillonnage (numérisation à 2Ghz) à partir de l'implantation de noyaux de ^{80}Se à 408MeV dans un détecteur silicium $300\mu\text{m}$ de type *NTD*. La figure de gauche montre les signaux obtenus dans le cas où le détecteur est orienté suivant les axes cristallographiques majeurs $\langle 111 \rangle$. La figure de droite est obtenue dans le cas où le détecteur est tourné de 7 degrés.

Les caractéristiques des signaux se révèlent donc différentes, et ceci est encore illustré sur la figure 23 où l'on voit les fluctuations sur le temps de montée du signal de courant en fonction des 2 angles de rotation (horizontal et vertical) du détecteur autour de la direction des axes principaux $\langle 111 \rangle$. Les axes cristallographiques associés au détecteur silicium

apparaissent nettement car les fluctuations du temps de montée y sont plus importantes (lignes claires sur la figure 23), de l'ordre de 20 à 30%.

Risetime-fluctuations vs gonio-angles

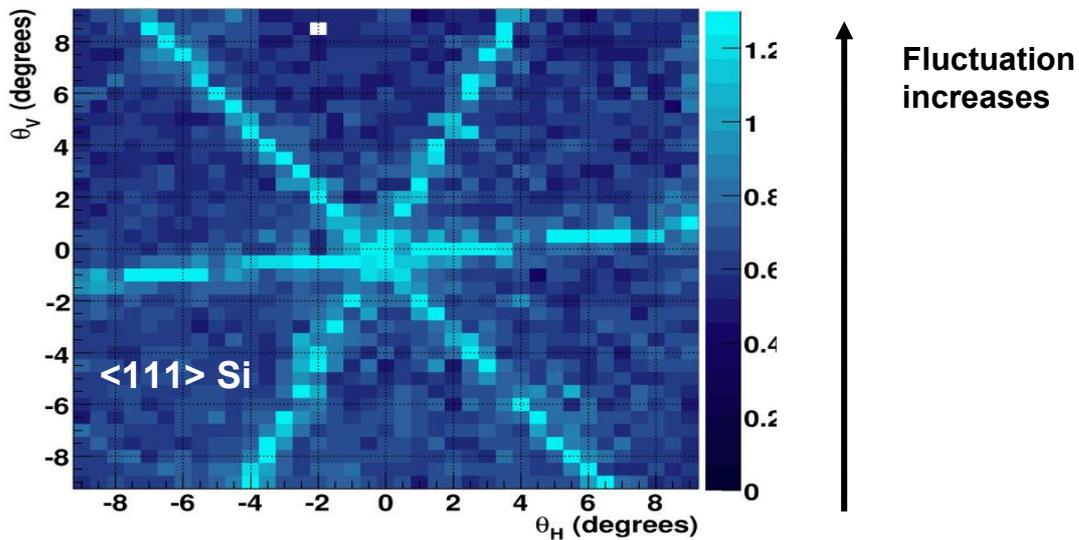


Figure 23 : Fluctuations sur le temps de montée issu du signal de courant d'un détecteur silicium en fonction des 2 angles de rotation suivant les plans horizontal θ_H et vertical θ_V . Les zones en clair montrent les endroits où les fluctuations sont les plus fortes (axes cristallographiques), notamment au centre (direction $\langle 111 \rangle$).

Influence sur la discrimination en charge et masse

Il est évident que la canalisation intervient dans la résolution atteinte en ce qui concerne l'identification en charge et masse. La figure 24 montre les résultats obtenus dans 2 cas, l'un avec canalisation (zone centrale de la figure 23) à gauche, l'autre sans canalisation à droite, correspondant à une zone exempte d'axes cristallographiques (zone $\theta_H=1^\circ$, $\theta_V=-7^\circ$ sur la figure 23).

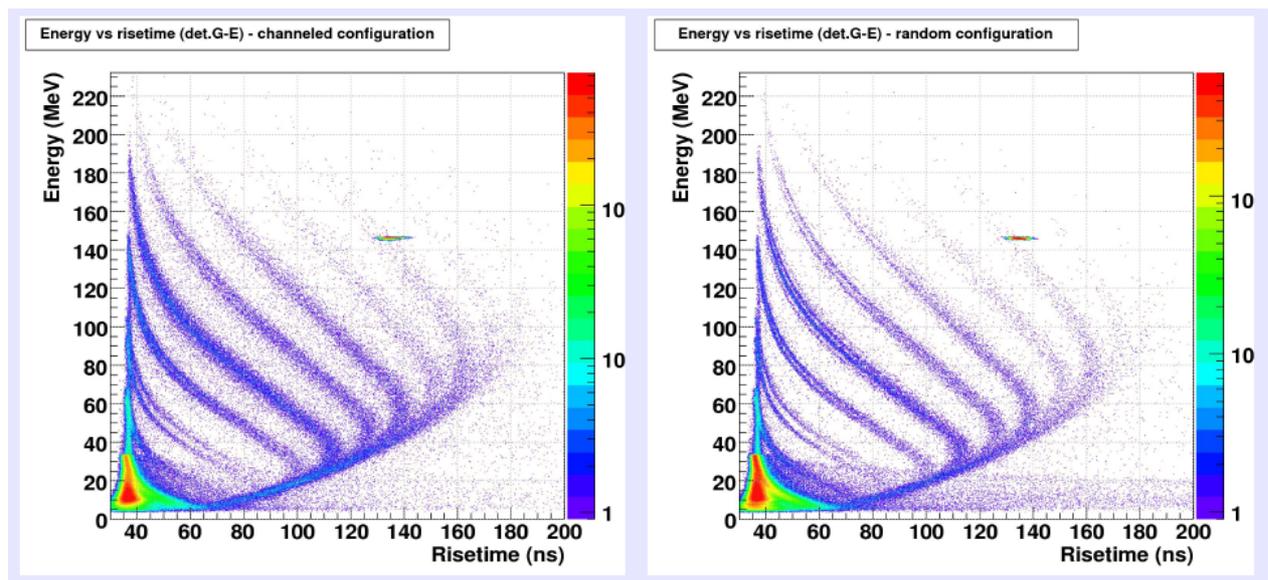


Figure 24 : Influence de la canalisation dans la discrimination en charge et en masse dans un détecteur silicium. Les cartes présentent la corrélation entre le temps de montée en ns et l'énergie de la particule en MeV. A gauche, la situation obtenue avec canalisation, à droite sans canalisation.

La figure 24 (droite) montre que l'on atteint une meilleure discrimination, notamment en masse, pour les noyaux de Béryllium, Bore et Carbone et illustre le gain indéniable que l'on obtient à utiliser des détecteurs convenablement orientés.

Homogénéité en résistivité

Le second point concernant l'optimisation de la discrimination concerne l'homogénéité en résistivité du détecteur silicium ; en effet, celle-ci conditionne l'homogénéité du champ électrique appliqué dans la zone de déplétion du détecteur et donc influence grandement les caractéristiques des signaux obtenus suivant la position d'impact de la particule dans le détecteur. Ceci est donc particulièrement important pour les détecteurs de grande surface.

La figure 25 présente 2 cartes *Temps de montée – Energie* obtenues avec deux détecteurs présentant les mêmes caractéristiques en terme de géométrie (même surface ici 600mm^2) et même résistivité moyenne (de l'ordre de $4000\Omega\cdot\text{cm}^{-1}$). La différence provient de l'homogénéité en résistivité, qui présente des fluctuations mesurées de 9,4% dans le premier cas (à gauche) et moins de 2% dans le second cas (à droite), qui se caractérise par une fluctuation en énergie (*straggling*) plus importante.

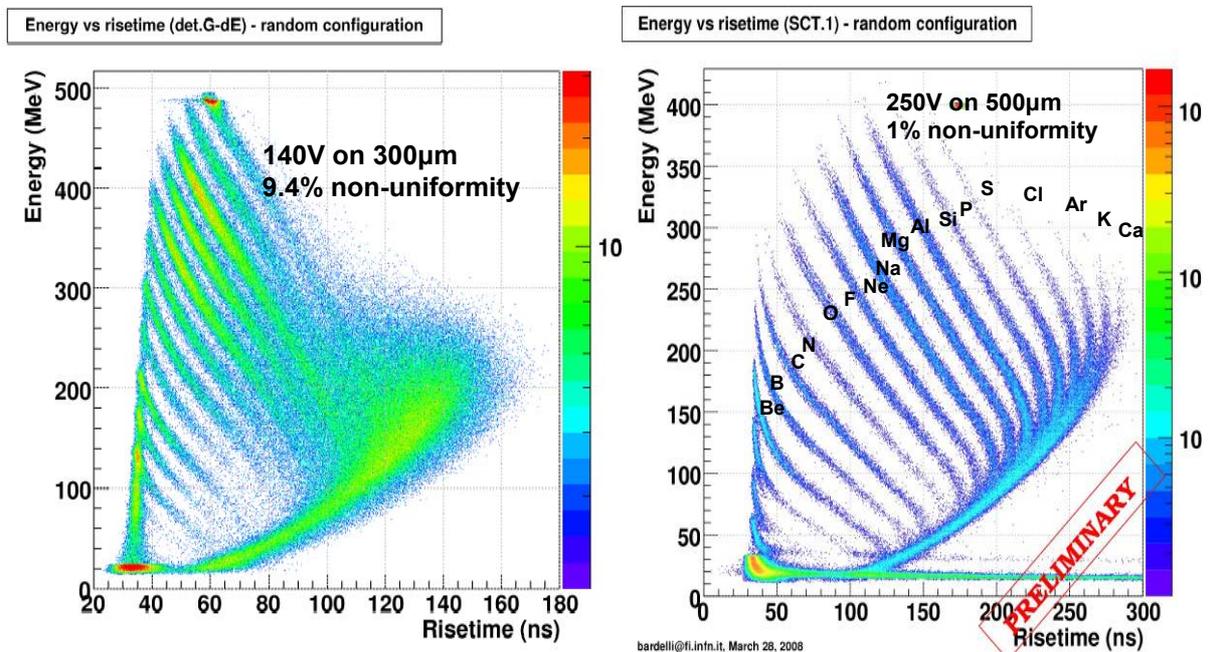


Figure 25 : Effet de l'homogénéité en résistivité sur la discrimination en charge et masse d'un détecteur silicium.

Mesure du temps de vol et résolution temporelle

Dans le début de ce chapitre, nous avons évoqué la possibilité de compléter la mesure de masse par une mesure combinée du temps de vol associé à la particule. Ceci bien sûr nécessite d'avoir des bases de temps de vol adaptées à la vitesse des particules détectées.

Dans le domaine en énergie autour de l'énergie de Fermi, celles-ci se situent dans un domaine compris entre 1 et 10cm/ns , soit pour une distance de l'ordre du mètre, un temps de vol compris entre 10 et 100ns. Une précision de l'ordre de 1% pour le temps de vol, cf. équation (5), requiert alors une *résolution en temps* de l'ordre de 100ps pour le cas le plus pessimiste (particules de grande énergie).

Là encore, nous allons voir que l'électronique numérique associée au traitement du signal permet d'apporter une réponse positive à cette contrainte. En effet, la figure 26 montre la résolution obtenue sur une mesure de temps de montée du signal de courant dans le cas d'un échantillonnage numérique du signal de courant issu d'un détecteur silicium (dans et hors zone de canalisation) à 2Ghz soit 500ps par échantillon. Par des techniques d'interpolation entre échantillons [18], nous pouvons atteindre des résolutions inférieures à celle de l'échantillonnage comme le montre la figure 26 (courbe en trait plein). La valeur obtenue est ici de 125ps.

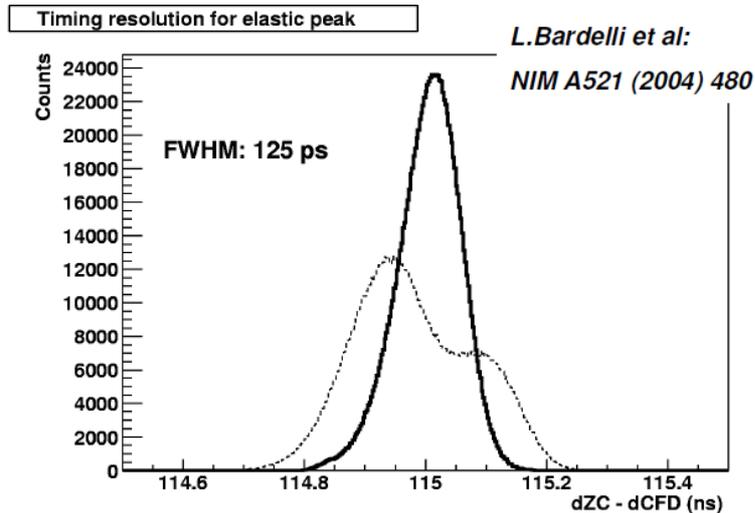
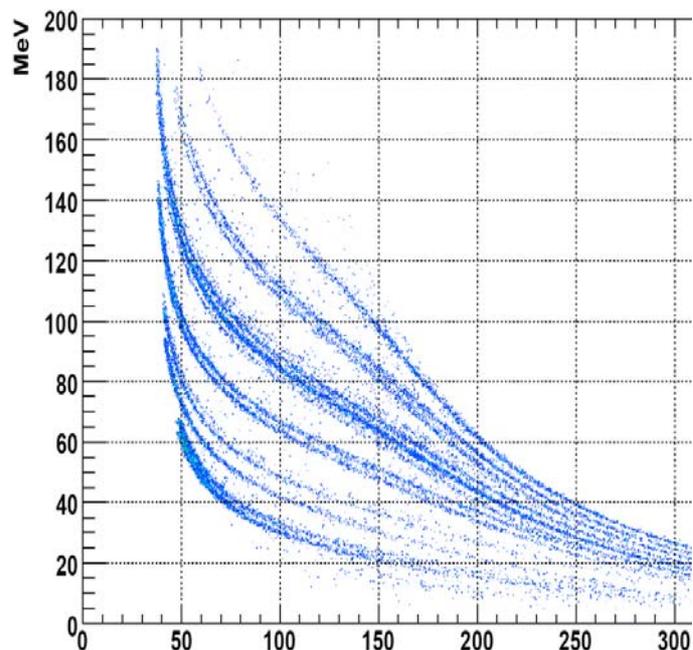


Figure 26 : Résultat de la précision de mesure du temps de montée d'un signal de courant échantillonné à 2Ghz (500ps). La courbe en trait plein montre le cas où le détecteur est positionné hors zone de canalisation. La courbe en traits pointillés est obtenue dans le cas où le détecteur est en position <111>, donc en zone maximale de canalisation.

Etendre les capacités de discrimination en masse

Les différentes techniques présentées ci-dessus peuvent également être combinées afin de repousser les limites de la discrimination en charge et masse. La figure 27 montre le résultat d'une simulation effectuée en étendant la carte Temps de montée – Energie de la figure 25 en intégrant la mesure d'un temps de vol sur une distance de 2m et une résolution temporelle de 500ps (ce qui semble réalisable dès aujourd'hui). Dans ce cas, on construit un temps qui correspond à la somme du temps de montée du signal et du temps de vol mesuré sur l'axe X et l'on obtient ainsi la figure 27 où l'on peut voir que la zone de discrimination en charge et masse est étendue dans la partie correspondant aux faibles énergies et grands temps de vol.

Figure 27 : Carte Temps de montée + temps de vol (ns) en fonction de l'énergie en MeV. La discrimination à basse énergie est étendue grâce à la mesure du temps de vol (zone à droite).



5.9 Conclusion sur la discrimination de forme des signaux

Nous avons vu que grâce à l'utilisation de l'électronique numérique (échantillonnage et traitement du signal), nous sommes capables d'étendre grandement les capacités de l'identification avec des détecteurs silicium. Notamment, nous avons pu montrer que :

- la discrimination en forme à l'aide d'algorithmes de calcul des temps de montée et moments des signaux (M_2) permet d'identifier en charge dans un seul détecteur jusqu'à $Z=36$ voire plus, avec des seuils en énergie autour de 2 à 3 MeV par nucléon,
- la discrimination en masse est possible en utilisant des techniques analogues jusqu'à $A=30-40$, voire plus si l'on intègre l'information du temps de vol ($A>60?$),
- ces performances ne sont possibles que grâce à l'utilisation de détecteurs silicium *spécialement orientés* afin d'éviter le phénomène de *canalisation* et *homogènes en résistivité* afin de minimiser le phénomène de fluctuation en énergie.

6 Le projet FAZIA

La dernière partie de ce cours présente succinctement un projet de multidétecteur dans le domaine des collisions d'ions lourds entre 10 et 100 MeV par nucléon ; il s'agit du projet **FAZIA**. Celui-ci est intéressant car il reprend la R&D discutée dans le chapitre précédent concernant l'utilisation de l'électronique numérique et son application au domaine des multidétecteurs de basse énergie.

FAZIA signifie **F**our π **A** and **Z** Identification **A**rray [19]. Le projet est censé utiliser les principes évoqués précédemment, à savoir :

- une couverture angulaire maximale : 80 à 90% de 4π ,
- une granularité importante : 10000 télescopes,
- une bonne résolution en énergie (télescopes Si-Si-Csl) : $\Delta E/E < 1\%$,
- une excellente résolution angulaire : $\Delta\theta, \Delta\phi < 1^\circ$,
- une identification en charge et en masse accrue : $Z=1-92$, $A=1-70$,
- une électronique complètement numérique et programmable : ASIC et FPGA,
- des procédures automatiques d'*auto-calibration* (en ligne),
- un trigger modulable de nouvelle génération (trigger *multi-niveaux*).

6.1 Les étapes du projet

Phase 1 : prototype R&D (2006-2008)

Il s'agit de la première phase, qui est chargée de définir les caractéristiques des *cellules élémentaires* de détection du multidétecteur (télescope). Cette phase est en cours de réalisation et a conduit à plusieurs tests de configurations de télescopes : Si-Si, Si-Si-Csl, Si-Csl de différentes surfaces et épaisseurs. Il s'agit de la phase « Prototype R&D ». La figure 29 montre un exemple de montage utilisé lors de cette phase sous forme d'une raquette de 4 télescopes avec leur électronique frontale (préamplificateur et numériseur). Ce montage a été utilisé plusieurs fois dans différentes installations comme le GANIL, Legnaro (LNL) ou encore le LNS de Catane en Italie.

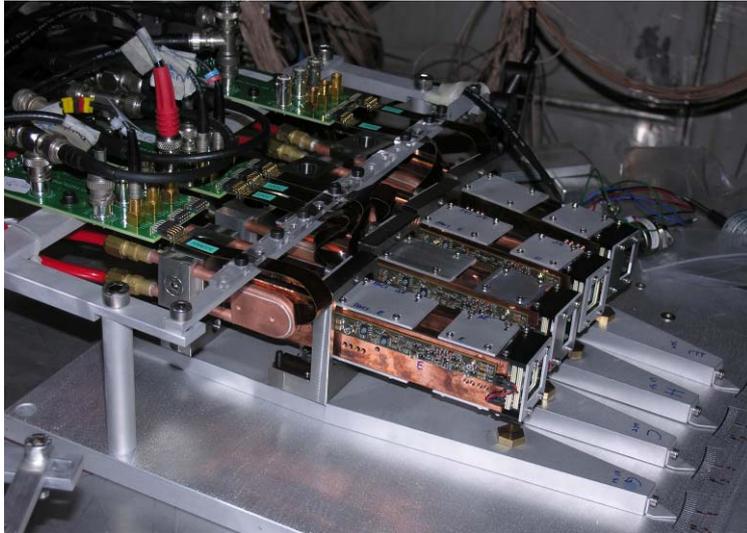
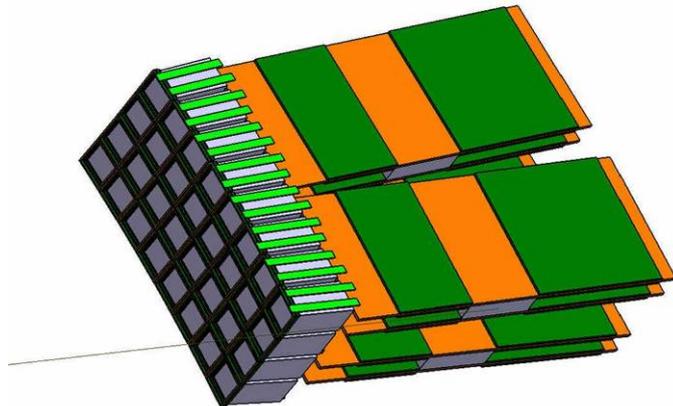


Figure 29 : Montage de 4 télescopes pour la phase 1 de FAZIA. On distingue les 4 télescopes légèrement tournés (7°) afin d'éviter la canalisation. Sur la partie gauche on aperçoit les cartes électroniques « front end » qui regroupe les préamplificateurs de charge et courant (PACI) et le numériseur (MAR).

Phase 2 : prototypes (2009 -2011)

Dans cette seconde phase, les choix de la phase 1 auront été validés et un cahier des charges pour la réalisation d'un groupe de télescopes (*cluster de 16 à 32 télescopes*) sera établi ; cela permettra ainsi de tester l'assemblage de plusieurs dizaines de voies électroniques et de mettre au point un prototype de *trigger local* et trigger « régional ».

Figure 30 : Exemple de configuration pour un cluster de 32 télescopes dans le cadre de la phase 2 du projet FAZIA.



Cette étape est indispensable avant d'envisager de construire le détecteur complet. Lors de cette phase, des expériences sont envisagées sur les installations disponibles durant cette période (GANIL-SPIRAL, LNS, LNL, ...). Il est également envisagé de coupler un ou quelques unités de ces clusters avec des dispositifs existants (INDRA, CHIMERA, détecteur de neutrons, ...).

Phase 3 : démonstrateur (2012-2014)

A l'issue de la phase 2, l'architecture générale du multidétecteur devra être établie. Le démonstrateur consiste alors en l'assemblage d'une partie (couronne) de l'appareil sous forme de plusieurs dizaines de clusters correspondant à quelques centaines de télescopes. La possibilité de réaliser des expériences de physique dans des conditions analogues à celles imaginées dans le cahier des charges sera alors disponible. L'arrivée de nouveaux accélérateurs de faisceaux radioactifs dans le domaine de l'énergie de Fermi (FAIR@GSI, SPIRAL2@GANIL) permettra alors d'envisager la réalisation d'un programme scientifique complet [20].

Phase 4 : FAZIA (2015 ?)

La finalité du projet est d'aboutir à la construction d'un multidétecteur de 3^{ème} génération, reprenant l'ensemble des caractéristiques et performances mentionnées plus haut. Celui-ci permettra alors de réaliser complètement le programme de physique envisagé dans la lettre d'intention *EURISOL* en ce qui concerne la dynamique et la thermodynamique de la matière nucléaire.

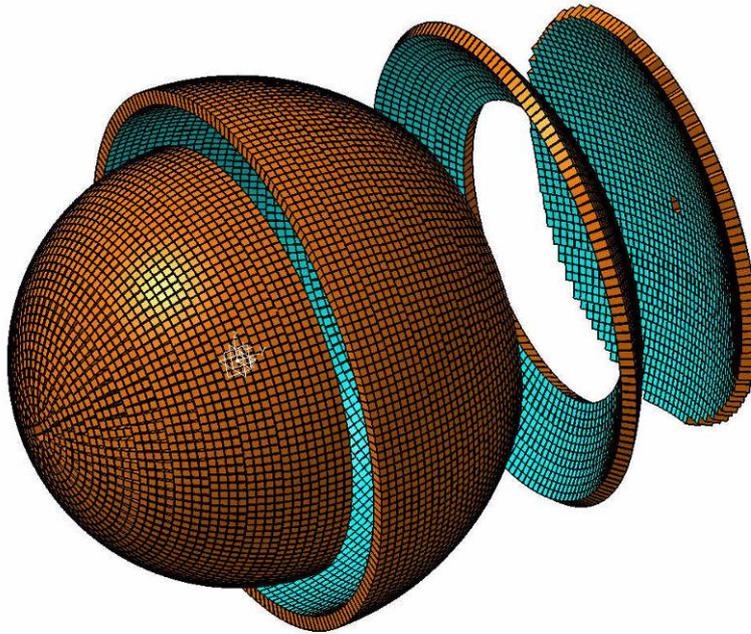


Figure 31 : Vue en 3D de la configuration finale du multidétecteur FAZIA (Phase 4). FAZIA sera constitué de 11856 télescopes Si-Si-CsI organisés en 4 couronnes. Les dimensions de l'appareil sont de 1,30m sur 0,80m et il couvre le domaine en angle polaire compris entre 1 et 178°.

La figure 31 montre une représentation de la configuration géométrique de FAZIA telle que les simulations mécaniques et physiques peuvent le préfigurer ; le multidétecteur est organisé ici en 4 couronnes comprenant chacune de l'ordre de 1000 à 4000 détecteurs pour une symétrie cylindrique totale. Le poids total de l'appareillage (y compris les structures) est estimé à 3000kg.

6.2 La physique abordée avec FAZIA

Le multidétecteur sera utilisé dans le domaine des collisions d'ions lourds autour de l'énergie de Fermi ; il est prévu pour opérer sur des installations produisant des faisceaux radioactifs entre 5 et 100 MeV par nucléon ; on peut ainsi citer *SPIRAL1/2*, *FAIR@GSI*, et à un horizon plus lointain (vers 2020 ?) *EURISOL*. En ce qui concerne les thèmes de physique, ils sont liés à la poursuite des études menées avec les multidétecteurs actuels (*INDRA*, *CHIMERA*, ...) sur les propriétés thermodynamiques de la matière nucléaire (transitions de phase, points critiques) et l'établissement de l'équation d'état de la matière nucléaire. On peut ainsi citer [21] :

- la dépendance en densité et température de l'énergie de symétrie (part isovectorielle) dans l'équation d'état de la matière nucléaire,

- la mesure des décalages de masses effectives entre neutron et proton (champ moyen),
- l'établissement de l'influence du degré de liberté en isospin sur le diagramme de phase de la matière nucléaire (points critiques et transitions de phases)
- l'étude de la matière nucléaire à basse densité (lien avec les proto-étoiles à neutrons),
- l'étude des phénomènes d'enrichissement en neutrons (diffusion d'isospin) dans certains mécanismes de réaction comme la zone de mi-rapidité.

Le point important en ce qui concerne la physique abordée est de pouvoir disposer d'un détecteur à *haute résolution isotopique*, et de faisceaux couvrant la gamme la plus importante possible en terme de *masse* (des noyaux légers aux plus lourds), mais également *en isospin*. Enfin, il est important de pouvoir disposer de faisceaux à des énergies comprises entre 10 et 100 MeV par nucléon afin d'accéder à toute la *panoplie de mécanismes de réaction disponibles* depuis les réactions de *fusion-évaporation/fission* à basse énergie jusqu'aux réactions de *vaporisation* (production d'un gaz de particules) à plus haute énergie, en passant bien sûr par la *multifragmentation* (système composite formé de particules et fragments) aux énergies intermédiaires.

Références

- [1] E. Suraud, « L'équation d'état de la matière nucléaire », Cours Ecole Joliot-curie (1990)
- [2] Ph. Chomaz *et al*, *Dynamics and Thermodynamics with nuclear degrees of freedom*, Ed Springer (2005)
- [3] J. Lukasik *et al*, PLB 566 (2003) 76-83
- [4] J. Benlliure, Thèse de l'université de Valencia (1995), GANIL **T95-02**
- [5] H. A. Bethe, *Annals of Physics* **5** (1930) 325
- [6] G.F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, Ed. J. Wiley & Sons (1989)
- [7] G. Bizard *et al*, *Nuclear Instruments and Methods* **A244** (1988) 483
- [8] A. Peghaire *et al*, *Nuclear Instruments and Methods* **A295** (1990) 365
- [9] R. Bougault *et al*, *Nuclear Instruments and Methods* **A239** (1987) 473
- [10] G. Rudolf *et al*, Publication CRN Strasbourg **PN91-06** (1991)
- [11] J. Pouthas *et al*, *Nuclear Instruments and Methods* **A357** (1995) 418
- [12] J. Pouthas *et al*, *Nuclear Instruments and Methods* **A369** (1996) 222
- [13] S. Aiello *et al*, *Nuclear Instruments and Methods* **A369** (1996) 50
- [14] W. Muterrer *et al*, *IEEE TNS* **47** (2000) 756
- [15] H. Hamrita, Thèse de l'Université Paris Sud (2005)
- [16] P. Russotto *et al*, *Proceedings IWM 2005*, Ed . R. Bougault, A. Pagano, S. Pirrone, M.F. Rivet and F. Rizzo (2006)
- [17] S. Barlini *et al*, submitted to *Nuclear Instruments and Methods* (2008)
- [18] L. Bardelli *et al*, *Nuclear Instruments and Methods* **A521** (2004) 480
- [19] Pour plus d'informations: fazia.in2p3.fr
- [20] G. Verde *et al*, *Dynamical and thermodynamical properties of exotic nuclear systems*, Lettre d'intention pour le projet SPIRAL2 (2007)
- [21] O. Lopez *et al*, EURISOL Town Meeting « Physics and Instrumentation » CERN (2006)

INTRODUCTION AUX SPECTROMÈTRES ET SÉPARATEURS EN PHYSIQUE NUCLÉAIRE

BERTRAND JACQUOT

*GANIL, CNRS/IN2P3-CEA/DSM
Boulevard Henri Becquerel
14000 CAEN*

Résumé :

Nous donnons dans ce cours introductif un aperçu de la variété des spectromètres et des séparateurs électromagnétiques utilisés en physique nucléaire. Quelques notions importantes d'optiques de particules chargées sont illustrées. Ensuite, nous présentons, par domaine d'énergie, les différents spectromètres utilisés actuellement dans les laboratoires de physique nucléaire. De nombreux exercices sont proposés pour faciliter la compréhension, notamment en annexe.

Abstract :

In this introductory lesson, we give an outline of the variety of electromagnetic spectrometers and separators used in nuclear physics. Some important notions of charged particles optics are introduced. Then, we present the spectrometers as a function of energy domain, which are used at present in the nuclear physics laboratories. Numerous exercises are proposed in order to ease the understanding of the text.

PLAN :

I. INTRODUCTION	235
A. La fonction de séparateur (fonction de réjection).....	235
B. La fonction de spectromètre (fonction de mesure).....	236
II. NOTIONS DE BASE	237
A. Les faisceaux d'ions.....	237
B. Les composants essentiels.....	238
C. L'optique des particules chargées.....	240
III. SPECTROMÈTRES À BASSE ÉNERGIE	245
A. Séparateur pour la sélection des ions d'un accélérateur.....	245
B. Spectromètres de masse.....	246
IV. SPECTROMÈTRES AUTOUR DE LA BARRIÈRE COULOMBIENNE	248
A. Les difficultés expérimentales.....	248
B. Spectromètres magnétiques de grande acceptance.....	250
C. Spectromètres de masse (M/q) de type RMS : E+B+E.....	254
D. Séparateurs (magnétiques) à gaz.....	256
V. SPECTROMÈTRES ET SÉPARATEURS DE HAUTE ÉNERGIE	258
A. Les réactions à haute énergie.....	258
B. «Séparateurs de fragments » et la fragmentation du projectile.....	258
C. Les spectromètres magnétiques haute énergie.....	263
D. Les spectromètres en temps de vol et les mesures de masse.....	265
VI) CONCLUSION	267
ANNEXES :	267
Le Code de simulation LISE++	269
La notion d'émittance	270
Étude d'un triplet de quadripôles	271
Le dégradeur achromatique d'un séparateur de fragments	273
Les états de charge d'un ion	274
Le filtre de Wien : un filtre de vitesse	275
Travail dirigé sur séparateur SHIP (GSI)	277

I. INTRODUCTION

Nous survolons dans ce cours les différentes techniques utilisées pour purifier et analyser les produits de réactions nucléaires [1]. Nous excluons de ce cours les pièges à ions utilisés notamment pour les mesures de masse à haute résolution (voir le cours dédié à ce sujet) ainsi que les calorimètres et détecteurs utilisés dans les accélérateurs et collisionneurs de haute énergie (par exemple Alice au LHC, Hades à GSI).

L'étude des réactions nucléaires et de noyaux produits lors de réactions s'est rapidement enrichie des développements des accélérateurs, des détecteurs mais aussi des spectromètres et séparateurs électromagnétiques.

Les séparateurs et spectromètres ont dû s'adapter aux progrès réalisés dans les méthodes de détection et dans les accélérateurs. Ils doivent assurer la sélection et/ou l'identification des produits de réaction avec la plus grande efficacité possible, tout en rejetant le flot d'événements non désirés.

Deux fonctions sont clairement distinguées : la fonction de séparateur (fonction de réjection) et la fonction de spectromètre (fonction de mesure).

A. La fonction de séparateur (fonction de réjection)

Il s'agit de purification ou de sélection des événements désirés. Cette fonction est directement liée aux limitations techniques de la détection, qui n'est pas capable dans la plupart des cas de traiter (analyser et identifier) l'ensemble des particules produites par l'interaction d'une cible solide avec un faisceau d'un accélérateur d'ions moderne (souvent capable de délivrer 10^{12} à 10^{14} ions /s).

La fonction minimale pour un séparateur est la réjection (élimination) des particules les plus nombreuses, c.à.d. celle du faisceau primaire.

L'élimination des autres types de particules (réactions non intéressantes) est utile ou nécessaire suivant l'intensité des ions et la détection utilisée. Cette fonction de réjection des événements non désirés, est primordiale dans l'étude des événements rares.

Les performances d'un séparateur

Soit une expérience utilisant un faisceau incident, une cible et un séparateur

Notons N le nombre de particules incidentes sur la cible

Et N_i le nombre de particules d'intérêt produites

Ces particules sont triées et analysées dans un séparateur.

Notons n le nombre de particules non désirées qui sont collectées sur la détection

Et n_i le nombre de particules d'intérêt qui sont collectées sur la détection

Les 3 types de performances citées dans les expériences avec des séparateurs :

- 1) **L'efficacité** = efficacité de détection*Transmission de spectromètre
= n_i/N_i (liés à l'acceptance du séparateur)
- 2) **La sélectivité** = réjection par le séparateur*suppression/réjection par les détecteurs (coïncidence, identification)
= N/n

3) La Sensibilité = $(n_i/N_i) * (N/n) = (n_i/N_i)/(n/N) = \text{efficacité/sélectivité}$
 On cite aussi la plus petite section efficace mesurable ce qui est relié à la sensibilité.

Ces quantités, révélant à la fois les performances du séparateur et de la détection, sont très dépendantes de la cinématique des réactions. Par exemple, des performances obtenues sur un séparateur avec des réactions symétriques de fusion-évaporation (Ni sur Ni), ne sont pas atteintes avec des réactions en cinématique inverse (du type faisceau de ^{208}Pb sur cible de ^{48}Ca).

B. La fonction de spectromètre (fonction de mesure)

Cette fonction associe les propriétés de séparation d'un spectromètre avec un système de détection. La sélection de certains ions dépend de la technique utilisée : séparation magnétique, électrique, magnétique +électrique... La résolution est le paramètre qui permet de juger de la qualité d'analyse de l'ensemble (spectromètre+détection).

Aucun spectromètre électromagnétique ne mesure directement la masse, le A, le Z, la charge, ou l'énergie indépendamment : la plupart du temps, il est nécessaire de corréler plusieurs paramètres pour identifier clairement un ion ou mesurer une caractéristique d'intérêt :

Spectromètres	Quantité mesurée	Détecteur
spectromètre magnétique	Mesure du « $B\rho$ » ($B\rho=P/q$)	mesure de position dans le plan focal
spectromètre électrostatique	Mesure de « $E\rho$ » ($E\rho=\gamma Mv^2/q$)	mesure de position
spectromètre associant champ électrique et magnétique	Mesure du rapport Masse sur charge (M/q)	mesure de position x, dans le plan focal
mesure du temps de vol dans un spectro magnétique « isochrone » (anneaux de stockage isochrone)	Mesure du rapport Masse sur charge (M/q)	mesure relative de temps
filtre de Wien (Annexe 7) ou combinaison de dipôles électriques et magnétiques	Mesure de la vitesse	détecteur de position x, dans le plan focal

Avant d'aborder le sujet, quelques notions d'optique des particules chargées sont hélas, nécessaires à la compréhension des spectromètres.

II. NOTIONS DE BASE

A. Les faisceaux d'ions

1. Les faisceaux d'ions fournis par un accélérateur

Les particules chargées issues d'un accélérateur circulent dans des tubes en Inox (les chambres à vide), en occupant rarement plus que quelques mm² au milieu des chambres à vide. Ces particules ont une faible dispersion en vitesse (<1%) et angle relatif très faible (<10 mrad). On parle de faisceaux de particules, comme on parle de faisceau lumineux.

Individuellement les particules oscillent autour de la trajectoire idéale le long des lignes de faisceau du laboratoire (le centre des chambres à vide représente la trajectoire de référence).

Pour les coordonnées des particules, on utilise un repère curviligne (x, y, s), dont la référence est le centre des chambres tout le long du parcours dans les lignes de faisceau.

2. La rigidité magnétique : le « Bρ » (Tesla.m)

Une particule chargée (M, q, v) évoluant dans un champ **B** (l'induction magnétique) uniforme et transversal (**v**⊥**B**) suit une trajectoire circulaire. Le rayon de courbure de la trajectoire est déterminé par l'équilibre de la force centrifuge et de la force de Lorentz

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}); \quad \text{Avec } \mathbf{p} = \gamma M \mathbf{v}$$

On a (**v**⊥**F**) donc v=Constante et γ=constante

Le mouvement est circulaire uniforme : $\frac{dv}{dt} = \frac{|\mathbf{v}|^2}{R} e_r$ et donc $\gamma m v^2 / R = q |\mathbf{v}| |\mathbf{B}|$

Le rayon de courbure de la trajectoire est $R = \frac{\gamma m v}{q B}$

On définit la rigidité magnétique Bρ (prononcer « Béro ») comme la caractéristique d'un ion (M, q, v) qui permet de connaître le rayon de courbure d'une particule dans un champ B.

$$B\rho = \frac{\gamma M v}{q} = \frac{P}{q}$$

En effet, ce paramètre essentiel au réglage d'un spectromètre magnétique permet d'ajuster le champ B_m d'un dipôle magnétique (ayant un rayon de courbure R_m) afin de sélectionner les particules ayant une rigidité magnétique (Bρ) donnée

$$B_m = B\rho / R_m$$

La connaissance du Bρ d'un ion est la seule information nécessaire pour le guider dans un spectromètre magnétique (information plus pratique à utiliser que le triplet [M,q,v]).

Application numérique :

Un faisceau de carbone ¹²C⁶⁺ circulant à 47.05 MeV/A (564.65 MeV Total) possède une rigidité magnétique de 2.0 T.m. Un dipôle magnétique d'angle 45° et de rayon de référence R=3.0m, doit être réglé à B=0.6666 Tesla pour incurver la trajectoire de ces ions à 45°.

3. La rigidité électrique : le « Eρ » (en Volt ou MVolt)

Ce paramètre est utile Eρ dans les spectromètres possédant des éléments électrostatiques. Une particule chargée (M, q) évoluant dans un champ électrique E suit une trajectoire circulaire, si le champ électrique est en tout point transverse à sa vitesse. Ceci est réalisé dans les dipôles électrostatiques de certains spectromètres.

Le rayon de courbure R de la trajectoire dans un champ E transverse, se calcule comme précédemment :

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \mathbf{F} = q \mathbf{E}, \text{ si } (\mathbf{v} \perp \mathbf{E}) \Rightarrow |\mathbf{v}| = \text{Constante et } \gamma = \text{constante}$$

Donc $\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{|\mathbf{v}|^2}{R} e_r$, ce qui conduit à $\gamma M v^2 / R = q |\mathbf{E}|$ $R = \frac{\gamma M v^2}{q E}$

On définit, la rigidité électrique $E\rho$ comme le paramètre qui permet de connaître le rayon de courbure d'une particule dans un dipôle électrostatique.

$$E\rho = \gamma M v^2 / Q$$

Ce paramètre permet d'ajuster le champ E d'un dipôle électrostatique (ayant un rayon de courbure R_E) afin de sélectionner les particules ayant une rigidité magnétique ($E\rho$) donnée :

$$E = E\rho / R_E$$

Application numérique : Un faisceau de carbone $^{105}\text{Sn}^{20+}$ circulant à 1.0 MeV/A ($E=105 \text{ MeV} \cdot M v^2 / 2$) possède une rigidité électrique de $E\rho=10\text{MV}$. Les champs électriques ne sont pas utilisés avec les particules de haute énergie, car les champs électriques nécessaires ne sont pas technologiquement réalisables (la rigidité électrique évolue en v^2). Les forces magnétiques sont plus efficaces car elles sont proportionnelles à la vitesse.

4. La structure en temps discontinue du faisceau

Les particules arrivent sous forme de paquets de particules (bunch en anglais) de quelques nanosecondes. Cette structure en temps est liée à l'accélération avec des champs électriques alternatifs.

Contre exemple : les faisceaux ions issus d'accélérateurs Van der graff sont continus, car ce type d'accélérateur utilise des champs électriques statiques.

B. Les composants essentiels

1. Les dipôles magnétiques

Les dipôles magnétiques sont des électroaimants, possédant des bobines et deux pôles qui guident les lignes de champs. Ils permettent d'obtenir un champ magnétique vertical uniforme.

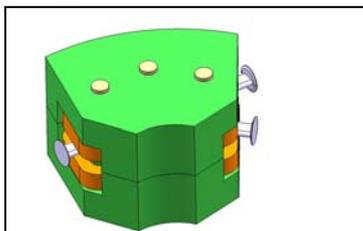


Figure 1a : Composant de base d'un spectromètre, le dipôle magnétique :
Il permet d'incurver la trajectoire des ions et de les sélectionner suivant leur rigidité

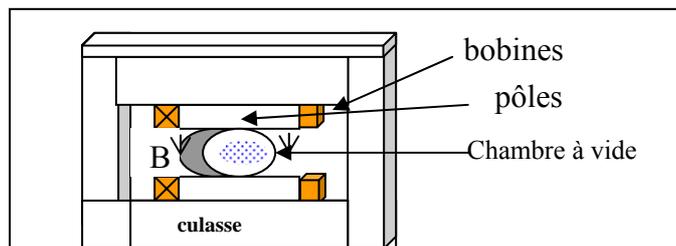


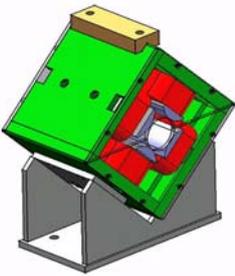
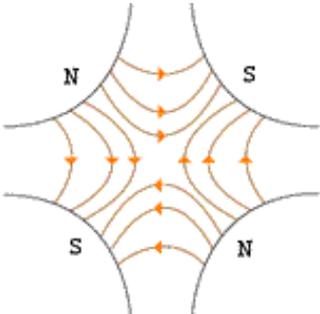
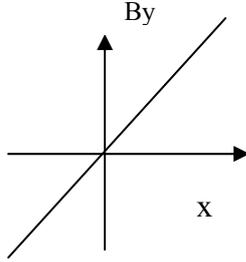
Figure 1b : Vue en coupe d'un dipôle magnétique (modèle en H). Le calcul du champ B dépend du courant I dans les bobines, de l'intervalle g entre les pôles. : $B \propto I / g$
Avec des pôles en fer, il est difficile d'atteindre des champs supérieurs à $B=1.6$ Tesla qui correspond à la saturation des pôles en fer.

2. Les quadripôles magnétiques

Ce type d'électroaimant est utilisé pour la focalisation du faisceau. Les quadripôles (quadropole en anglais) permettent d'éviter les pertes de particules sur les bords des chambres à vides des lignes de faisceau.

Un ensemble de quadripôles permet aussi de focaliser le faisceau dans les endroits suivants :

- zone d'interaction d'un collisionneur de particules pour augmenter la luminosité
- sortie d'un spectromètre pour optimiser la résolution du spectromètre
- cible de réaction d'un spectromètre (entrée) pour optimiser la qualité optique des faisceaux d'ions produits lors des réactions

		
<p>Figure 2a : Vue d'un quadripôle magnétique : 4 bobines traversées par un courant l'induisent dans 4 pôles en fer un champ d'induction B.</p>	<p>Figure 2b : Les lignes d'un champ entre les 4 pôles (Nord, Sud, Nord, Sud) d'un quadripôle magnétique. Les forces focalisent dans un axe (ici horizontal) et défocalisent dans un autre (ici vertical)</p>	<p>Figure 2c :Le champ B produit est sous la forme $B_x = G \cdot y$ $B_y = G \cdot x$ $B_z = 0$. G est appelé le Gradient</p>

Les quadripôles focalisent horizontalement et défocalisent verticalement ou vice-versa. En traversant un quadripôle, les forces ressenties par les particules sont proportionnelles à leur position (x, y). La force de focalisation d'un quadripôle possédant une longueur L_q et un gradient G dépend aussi de la rigidité magnétique du faisceau

Force horizontale $F_x = q (\mathbf{v} \times \mathbf{B})_x = q \cdot v_z \cdot B_y = q v_z \cdot G \cdot x$
 $F_x \sim x \cdot G$
Effet en x du quadripôle $\sim xG L_q / B\rho$

Force verticale $F_y \sim -y \cdot G$
Effet en y du quadripôle $\sim -yG L_q / B\rho$

Une séquence de quadripôles de polarité alternée (focalisant et délocalisant) peut permettre de focaliser un faisceau de particules dans les 2 plans (horizontal et vertical).

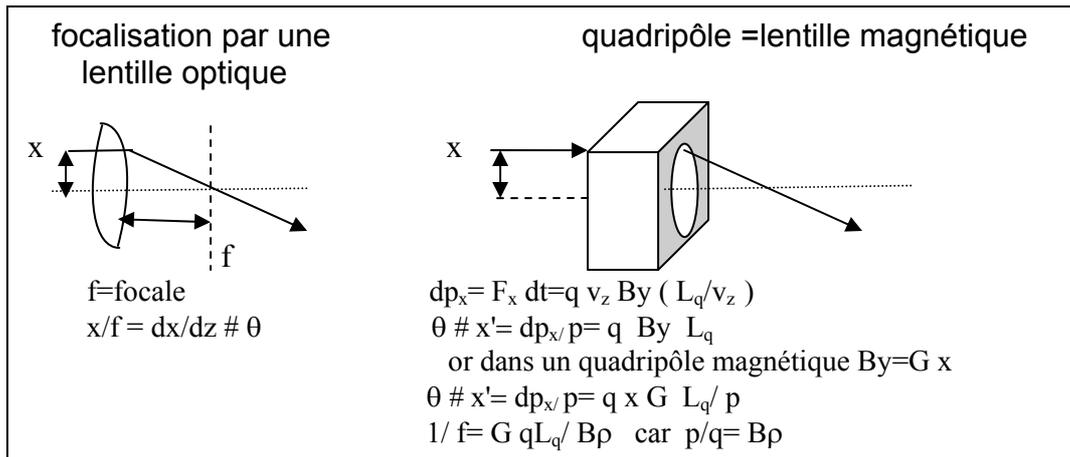


Figure 3 : Comparaison entre une lentille optique et un quadripôle magnétique

C. L'optique des particules chargées

1. Les équations du mouvement

La dynamique des particules se calcule avec l'équation de « Newton-Lorentz » :

$$\frac{d}{dt} [m\gamma \mathbf{v}] = q \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

On cherche à exprimer comment évoluent les coordonnées d'une particule le long d'un spectromètre dans le référentiel en mouvement (x, y, s) suivant la particule idéale. Localement, les équations dans les champs B et E apparaissent sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{dx}{ds} = x' & \quad \frac{d}{ds} \left[m\gamma \dot{x} \right] = m\gamma \dot{s} \left(1 + \frac{x}{\rho} \right) + q(t' E_x + y' B_s - \dot{s} \left(1 + \frac{x}{\rho} \right) \cdot B_y) \\ \frac{dy}{ds} = y' & \quad \frac{d}{ds} \left[m\gamma \dot{y} \right] = q(t' E_y + \left(1 + \frac{x}{\rho} \right) \cdot B_x - x' \cdot B_s) \\ & \quad \frac{d}{ds} \left[m\gamma \dot{s} \left(1 + \frac{x}{\rho} \right) \right] = -\frac{m\gamma \dot{x}}{\rho} + q(t' E_s + x' \cdot B_y - y' \cdot B_x) \end{aligned}$$

Pour simuler les trajectoires des particules chargées, il faut :

- 1) Connaître B(x, y, s) et E(x, y, s, t) [cartes de champ 3 dimensions]
- 2) Intégrer les équations du mouvement numériquement avec un algorithme « Runge-Kutta ».

Cette approche est longue et souvent inutile, car il existe une approche simplifiée : l'approche matricielle.

2. Les coordonnées des particules

On utilise un référentiel curviligne (x,y,s) qui suit la trajectoire idéale de la ligne de faisceau. À un point donné du spectromètre (abscisse longitudinale s_0) considérons la particule arrivant à l'instant t_0 à la position (x=0,y=0) et ayant la rigidité $B\rho_0$, comme la trajectoire de référence. On note les coordonnées des autres particules en général par 6 quantités :

$$\mathbf{Z} = (x, \theta, y, \phi, L, \delta)_{s_0}$$

- x et y sont les coordonnées transverses par rapport au centre de la chambre à vide
- θ et ϕ sont les angles horizontaux et verticaux par rapport à l'axe de référence
- Pour une particule, on a les relations suivantes : $\tan \theta = dx/ds$ et $\tan \phi = dy/ds$
- $L = s - s_0 = v_0 (t - t_0)$ est la différence de position longitudinale par rapport à la particule de référence.
- $\delta = (B\rho - B\rho_0) / B\rho_0$ différence relative de rigidité, par rapport à la particule de référence.

3. La description de l'optique avec les matrices

En réalisant un développement limité des équations du mouvement, pour une trajectoire proche de la trajectoire de référence et, en tronquant le développement limité au 1^{er} ordre, la position finale d'une particule à la fin du spectromètre dépend linéairement de ces coordonnées au départ du spectromètre.

Les coefficients sont rangés dans une matrice appelée « matrice de transfert ». Cette matrice de transport permet de calculer, par exemple, les coordonnées d'une particule la sortie d'un spectromètre connaissant ses coordonnées à l'entrée.

Soit $\mathbf{Z}_A = (x, \theta, y, \phi, l, \delta)_A$ les coordonnées à l'entrée du système optique

Soit $\mathbf{Z}_B = (x, \theta, y, \phi, l, \delta)_B$ les coordonnées à la sortie

$$\mathbf{Z}_B = R \cdot \mathbf{Z}_A \quad \begin{bmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ l \\ \delta \end{bmatrix}_B = \begin{bmatrix} R_{11} & R_{12} & R_{13} & R_{14} & R_{15} & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & R_{23} & R_{24} & R_{25} & R_{26} \\ R_{31} & R_{32} & R_{33} & R_{34} & R_{35} & R_{36} \\ R_{41} & R_{42} & R_{43} & R_{44} & R_{45} & R_{46} \\ R_{51} & R_{52} & R_{53} & R_{54} & R_{55} & R_{56} \\ R_{61} & R_{62} & R_{63} & R_{64} & R_{65} & R_{66} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ l \\ \delta \end{bmatrix}_A \quad \begin{matrix} l = v_0(t - t_0) \\ \delta = \frac{p - p_0}{p_0} \end{matrix}$$

L'interprétation de la matrice :

Les éléments de matrices R_{ij} sont les dérivés partielles des coordonnées finales des trajectoires en fonction des coordonnées initiales.

$$R_{ij} = \left(\frac{\partial Z_{Bi}}{\partial Z_{Aj}} \right)$$

ex :

$$R_{11} = \left(\frac{\partial Z_{B1}}{\partial Z_{A1}} \right) = \left(\frac{\partial x_B}{\partial x_A} \right) \quad R_{12} = \left(\frac{\partial Z_{B1}}{\partial Z_{A2}} \right) = \left(\frac{\partial x_B}{\partial \theta_A} \right)$$

$$R_{16} = \left(\frac{\partial Z_{B1}}{\partial Z_{A6}} \right) = \left(\frac{\partial x_B}{\partial \delta_A} \right)$$

Pour rendre plus claire la signification des éléments de matrices, certains auteurs écrivent les éléments de matrice de la façon suivante :

$$R_{16} = (x|\delta) ; R_{11} = (x|x)$$

$$R_{12} = (x|\theta) ; R_{32} = (y|\theta) \text{ etc....}$$

Pour une section de ligne composée d'un quadripôle q_1 , d'un espace vide de longueur L , et d'un quadripôle q_2 , la matrice de transfert totale de la section est le produit des matrices de transfert : $R(q_1, L, q_2) = R(q_2) \cdot R(L) \cdot R(q_1)$ (attention à l'ordre)

La Matrice R de transport dépend

- de la géométrie du spectromètre (distances, angle)
- du réglage des quadripôles

Un spectromètre dans la plupart des cas :

A) Commence par un point de focalisation et finit par un point de focalisation
($R_{12}=R_{34}=0$ conditions qui correspondent à une focalisation point-point)

B) Le spectromètre est dispersif (R_{16} est non nul)

la matrice totale d'un spectromètre apparaît donc sous la forme suivante

$$\begin{bmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ l \\ \delta \end{bmatrix}_1 = \begin{bmatrix} R_{11} & 0 & 0 & 0 & 0 & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & 0 & 0 & 0 & R_{26} \\ 0 & 0 & R_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & R_{43} & R_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & L/\gamma^2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ l \\ \delta \end{bmatrix}_0 \quad \begin{aligned} l &= v_0(t - t_0) \\ \delta &= \frac{p - p_0}{p_0} \end{aligned}$$

Exercice : Dans quelles conditions, la position d'une particule dans le plan focal x_1 du spectromètre magnétique réglé pour des particules avec $B\rho = B\rho_{\text{ref}}$, permet de calculer sa rigidité magnétique :

Réponses : En utilisant l'équation matricielle $\mathbf{Z}_1 = \mathbf{R} \mathbf{Z}_0$

$$x_1 = R_{11} x_0 + R_{12} \theta_0 + R_{13} y_0 + R_{14} \phi_0 + R_{15} l_0 + R_{16} \delta_0$$

a) si le faisceau est focalisé à l'entrée du spectromètre $x_0 \neq 0$

b) si le détecteur de position à la sortie du spectromètre est placé sur le plan où toutes les particules de différente rigidité sont focalisées alors $R_{12}=0$

c) l'utilisation de quadripôles assure un découplage des plans horizontaux et verticaux $R_{13}=R_{14}=0$. En effet, la force de focalisation dans le plan horizontal d'un quadripôle est proportionnelle à $(G \cdot x)$, donc indépendante de la coordonnée y .

d) le spectromètre utilise des champs statiques, la position d'arrivée sur le détecteur ne dépend pas du temps d'arrivée à l'entrée du spectromètre $R_{15}=0$

$$\begin{aligned} \Rightarrow x_1 &= R_{11} x_0 + R_{12} \theta_0 + R_{13} y_0 + R_{14} \phi_0 + R_{15} l_0 + R_{16} \delta_0 \\ &= R_{11} x_0 (\neq 0) + R_{16} \delta_0 \end{aligned}$$

Donc si vous connaissez R_{16} et vous mesurez x_1 , vous pouvez calculer δ_0

$$\delta_0 = x_1 / R_{16} \text{ en supposant } x_0 = 0.$$

Si la taille maximale du faisceau à l'entrée du spectro est Δx_0 , alors l'erreur maximale

commise est $R_{11} \Delta x_0 / R_{16}$ car $\delta_0 = x_1 / R_{16} \pm R_{11} \Delta x_0 / R_{16}$ et $B\rho = B\rho_{\text{ref}}(1 + \delta_0)$

L'erreur commise ($\pm R_{11} \Delta x_0 / R_{16}$) est reliée à la résolution du spectromètre

La méthode de l'optique matricielle, appelée optique 1^{er} ordre, est utilisée pour la conception de nouvelles lignes, et le calcul des gradients quadripôles d'une ligne existante.

4. La résolution d'un spectromètre magnétique

La résolution d'un spectromètre magnétique est définie comme l'écart minimal en $B\rho$, pour séparer 2 faisceaux de taille $\pm \Delta x_1$, au point de sélection :

$$\text{Résolution} = 2 \Delta x_1 / R_{16} = 2 \Delta x_1 / (x |\delta|)$$

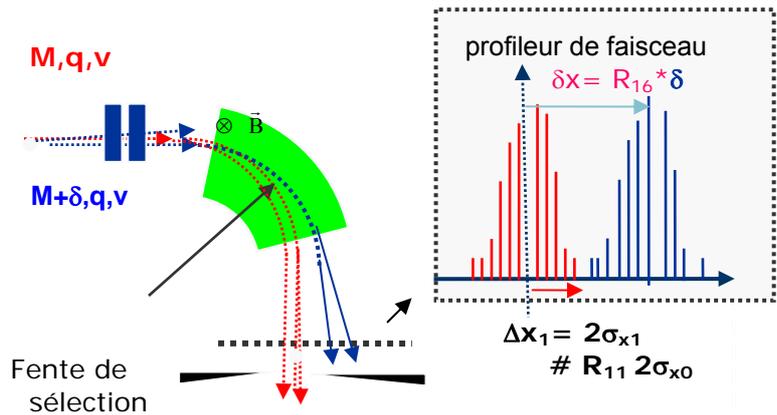
Où $R_{16} = (x |\delta|)$ est la dispersion du spectro

Figure 7 : séparation de deux faisceaux de particules, ayant un écart de rigidité magnétique δ , avec un aimant. Les faisceaux sont séparés si :

$$R_{16} \times \delta > 2 \Delta x_1$$

Au point de sélection, se trouvent en général des fentes ou/et un détecteur de position.

Au 1^{er} ordre, la taille du faisceau au point de sélection Δx_1 est relié à la taille du faisceau à l'entrée du spectromètre : $\Delta x_1 = R_{11} \Delta x_0$



Application numérique : Un spectro caractérisé par une dispersion $R_{16}=2 \text{ m}(=2\text{cm}/\%)$ et $\Delta x=1\text{mm}$, possède une résolution $R=1/1000$ en $B\rho$

Remarque : il existe différentes définitions de la résolution reliées à la définition de Δx_1 donnée par les utilisateurs $\Delta x_1=1 \sigma_{x1}, 2 \sigma_{x1}, \dots$.

Si, il est suffisant de séparer 2 pics associés à 2 types d'ion à mi-hauteur (0.5H), la largeur est définie comme $\Delta x_1=1.17 \sigma_{x1}$. Parfois, des queues de distribution gênent l'identification et on demande aux pics d'être mieux séparés, dans ces cas la définition de largeur est un multiple k de la largeur de la distribution en x, et $\Delta x_1=k \sigma_{x1}$, on parle alors de résolution à $(2 k \sigma)$, ou encore, la hauteur H où les pics sont séparés peut servir de définition (0.5H, 15% de H, 10% de H)

5. La notion d'acceptance angulaire pour un spectromètre

Derrière une cible de réaction, les fragments nucléaires peuvent être émis dans un cône d'émission dont l'angle solide (noté en stéradians) est important. Il est parfois très difficile pour un ensemble de quadripôles de récupérer l'ensemble des fragments. L'efficacité du spectromètre peut être faible, en raison des pertes.

L'acceptance angulaire est l'angle solide des produits de réaction que le spectromètre est capable de récupérer derrière la cible de réaction.

$$d\Omega(\text{strd}) = \frac{dS}{4\pi r^2}$$

Application numérique :

Si les particules incluses dans $\pm 40\text{mrd}$ (Horizontal) $\pm 60\text{mrad}$ et vertical) sont transmises dans un spectromètre avec 100 % de transmission, quelle est alors l'acceptance angulaire $d\Omega$?

Un faisceau de $\pm 40\text{mrd}$ (Horizontal) $\pm 60\text{mrad}$ vertical) éclaire une surface plane rectangulaire à $L=1000\text{mm}$ de $dS = 2 (L \tan \theta) \cdot 2 (L \tan \phi) \# 4 (L \theta) (L \phi) = 4 \cdot 40\text{mm} \cdot 60\text{mm} = 96000\text{mm}^2$

$$\Rightarrow d\Omega = 7.6 \cdot 10^{-3} \text{ Stéradian}$$

Pour augmenter l'acceptance angulaire d'un spectromètre, il faut chercher à augmenter l'ouverture des quadripôles (le rayon R de la chambre à vide circonscrite). Cependant, étant donné que le champ magnétique maximal aux pôles est limité ($B_{\text{poleMax}} \# 1 \text{ T}$), lorsqu'on augmente le rayon, leurs forces diminuent. En effet, le gradient maximal diminue car $G_{\text{max}} = B_{\text{poleMax}}/R$ et les quadripôles ne sont plus adaptés à des particules de haute rigidité. Dans la conception de spectromètre, il y a donc un compromis à faire entre acceptation angulaire et rigidité magnétique maximale.

Par ailleurs, augmenter l'acceptance d'un spectromètre a des conséquences importantes : augmentation du rayon des quadripôles, augmentation des entrefers des dipôles, augmentation de la puissance des alimentations, augmentation du volume des chambre à vide et donc augmentation de la capacité de pompage du système de vide, et finalement il y a une augmentation de l'enveloppe budgétaire.

6. Les simulations optiques

Les lignes de faisceau sont conçues de façon à guider le faisceau de particules d'un point à un autre en réalisant des « fonctions optiques » particulières.

De nombreux codes de simulation optique sont accessibles sur le Web gratuitement ou non :

-Transportgrafic, Transport 3^{eme} ordre ,Mad, Cosy infinity , Raytrace, TraceWin, GIOS...

Le calcul d'une ligne avec un code matriciel d'optique est réalisé en différentes étapes.

- Écrire la succession des éléments (type, longueur, gradient...) dans un fichier de définition.

- Lancer le programme optique qui calcule la matrice de transfert totale en multipliant les matrices de transfert de chaque élément (espace, dipôle, quad...): les matrices sont analytiques et dépendent des paramètres des éléments (type, longueur, Gradient, angle...).

Prenons l'exemple d'une ligne à simuler constituée de 2 quadripôles et d'un dipôle :

Fichier de définition de la ligne :	commentaires	Calculs réalisés par le code optique
Faisceau: $\Delta x_0, \Delta \theta_0, \Delta y_0, \Delta \phi_0, B\rho$ Espace L1 quad1 (G1 , Lq1) Espace L2 quad2 (G2, Lq2) Espace L3 Dipole (R , Φ) Espace L3 PRINT ENVELOPPE PRINT_MATRICE R PRINT FAISCEAU $\Delta x_1, \Delta \theta_1, \dots$	défini ^o de l'enveloppe faisceau <= espace vide quadripôle magnétique n°1 quadripôle magnétique n°2 affichage de l'enveloppe affichage de la matrice R " du faisceau à s=s1	L'enveloppe du faisceau peut être tracée après chaque élément avec l'équation : $\Delta x(s) = \sqrt{[R_{11}(s)\Delta x_0]^2 + [R_{12}(s)\Delta \theta_0]^2}$ $\Delta y(s) = \sqrt{[R_{33}(s)\Delta y_0]^2 + [R_{34}(s)\Delta \phi_0]^2}$ La matrice de transfert totale $R(s_1) = R(s_0 \Rightarrow s_1)$ $= R_{L3} \cdot R_{d1} \cdot R_{L3} \cdot R_{q2} \cdot R_{L2} \cdot R_{q1} \cdot R_{L1}$

Il existe dans les codes des fonctions pour ajuster, par exemple, (G1, G2) de façon à obtenir $R_{12} = 0$ et $R_{34} = 0$. Il faut une petite semaine pour apprendre à utiliser un code, et quelques mois pour en connaître toutes les astuces.

Exercice :

Comment transporter un faisceau d'ions issu d'un accélérateur d'un point où il est focalisé avec les propriétés suivantes ($\Delta x_0 = \pm 3 \text{ mm}$, $\Delta \theta_0 = \pm 4 \text{ mrad}$, $\Delta y_0 = \pm 3 \text{ mm}$, $\Delta \phi_0 = \pm 4 \text{ mrad}$) jusqu'à un point où il y a une cible de réaction d'un spectromètre en focalisant le faisceau avec les propriétés suivantes ($\Delta x_1 = \pm 1 \text{ mm}$, $\Delta \theta_1 = \pm 12 \text{ mrad}$, $\Delta y_1 = \pm 3 \text{ mm}$, $\Delta \phi_1 = \pm 4 \text{ mrad}$) avec une transmission de 100 % et en assurant l'achromatisme.

Réponse :

1) Il faut conduire le faisceau avec une combinaison de quadripôles et de dipôles, en veillant à ce que l'enveloppe du faisceau soit toujours inférieure à la chambre à vide (transmission 100%).

2) Par ailleurs, il faut régler les quadripôles de façon à obtenir la bonne taille du faisceau à la fin, ce qui revient à ajuster les coefficients de la matrice de transport, en simulant la ligne avec un code.

Les coefficients de la matrice de transport à ajuster sont :

$R_{16} = (x|\delta) = 0$ (condition d'achromatisme)

Le point d'arrivée x_1 d'une particule est indépendant de δ ($B\rho = B\rho_0(1+\delta)$)

$R_{12} = (x|\theta) = 0$ focalisation point-point en horizontal

Le point d'arrivée x_1 d'une particule est indépendant de l'angle initial θ_0

$R_{34} = (y|\phi) = 0$ (focalisation point-point en vertical)

$R_{11} = (x|x) = \Delta x_1 / \Delta x_0 = 1/3$; $R_{22} = (\theta|\theta) = \Delta \theta_1 / \Delta \theta_0 = 3$; $R_{33} = (y|y) = \Delta y_1 / \Delta y_0 = 1$; $R_{44} = (\phi|\phi) = \Delta \phi_1 / \Delta \phi_0 = 1$

III. SPECTROMÈTRES À BASSE ÉNERGIE

Il est intéressant de présenter le fonctionnement des spectromètres basse énergie du point de vue pédagogique, ils sont utilisés en amont des accélérateurs d'ions stables et également pour sélectionner des faisceaux d'ions radioactifs produits par la méthode ISOL.

A. Séparateur pour la sélection des ions d'un accélérateur

Dans tous les accélérateurs d'ions, il est important de sélectionner et de purifier les particules à accélérer. Ces 2 fonctions sont réalisées par des séparateurs de résolution $R \approx 1/300-1/1000$, qui garantissent la purification des isotopes d'ions stables jusqu'à l'uranium. ($R < 1/238$)

Les éléments de la ligne de faisceau et les fonctions optiques :

1. La source d'ion

Elle est montée sur une plate-forme haute tension (# de +10 kV à +100 kV) qui permet la production et la préaccélération des ions.

2. Les éléments focalisant : quadripôles, solénoïdes, lentilles électrostatiques.

Les éléments focalisant sont réglés pour réaliser un point de focalisation à un point précis en amont du spectromètre (« le point objet »). Des plaques mobiles (fentes) sont éventuellement installées au point objet, afin de réduire l'émittance du faisceau de la source et améliorer la résolution du spectromètre si besoin.

3. Un élément d'analyse : le dipôle magnétique

Le dipôle magnétique permet d'analyser les particules suivant leur rigidité magnétique. Un dipôle magnétique réalise naturellement une légère focalisation dans le plan de sélection (plan horizontal) ; si de plus ses faces d'entrée et de sortie sont inclinées, il peut également réaliser une focalisation verticale.

4. La Fente de sélection au « point objet »

Placée à un point de focalisation en aval du dipôle, cette fente est nécessaire pour sélectionner les particules ayant une rigidité magnétique donnée. Si la tension U de la plate-forme HT est fixée précisément, la sélection en $B\rho$ est équivalente à une sélection en M/q

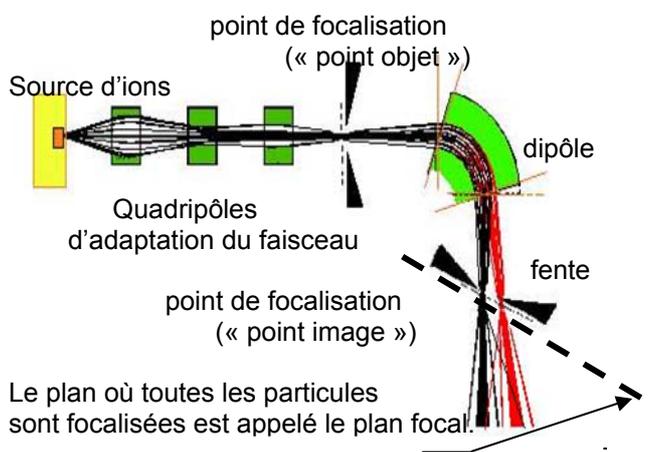
$$B\rho = \gamma \frac{Mv}{q} \approx \frac{Mv}{q} \quad \text{or} \quad \frac{1}{2} Mv^2 = qU_{source}$$

$$B\rho = \sqrt{\frac{2M U_{source}}{q}}$$

5. Le réglage du spectromètre (figure 8) et de ses alimentations électriques :

5 paramètres sont à ajuster : 1 haute tension, et 4 courants ($I_{source}, I_{q1}, I_{q2}, I_{q3}, I_{Dipôle}$)

Figure 8 : Eléments techniques et jargon utilisé sur un spectromètre



(0) choix d'ion (M,Q) et de la tension de la plate-forme Haute Tension (U_{source})

(1) Calcul du $B\rho$ grâce à la formule $B\rho = \sqrt{\frac{2M U_{source}}{q}}$

(2) Réglage du dipôle $B_{dipole} = B\rho/Rm$

On ajuste le courant I_d passant dans les bobines sur une sonde RMN qui mesure le champ B

(3) Réglage des quads : l'optique est en pratique une liste de gradients pour chaque quadripôle et pour un $B\rho$ de référence ($B\rho_{ref}$). On applique une règle de 3 pour calculer le gradient désiré. L'optique permet de focaliser le faisceau aux endroits voulus.

Pour tous les quadripôles du spectromètre :

$$\text{Gradient}_{q1}(B\rho) = \text{Gradient}_{q1}(B\rho_{ref}) * [B\rho/B\rho_{ref}]$$

On calcule le courant I_{q1} de l'alimentation du quadripôle $q1$, de telle façon à obtenir le gradient voulu : en effet pour tous les quadripôles, on connaît la loi « Gradient = F(I) »

$$I_{q1} = F^{-1}(\text{Gradient}_{q1})$$

B. Spectromètres de masse

(« Double focusing spectrometer »)

La résolution en Masse (M/q) des spectromètres magnétiques est limitée en résolution par la dispersion en vitesse des issues de la source. Il est difficile d'obtenir des résolutions meilleures que $R_{M/q} = 1/2000$ ou $1/3000$.

La dispersion en vitesse des ions est générée par :

- Les collisions avec des atomes de gaz résiduel à l'extraction de la source
- Un défaut de stabilité de la tension Source (typiquement $\delta U/U \approx 10^{-4}$)
- Un gradient de potentiel dans la zone d'ionisation.

Pour s'affranchir de la dispersion en vitesse intrinsèque des ions et réaliser un véritable spectromètre de masse, il est possible de combiner des dipôles magnétiques (sélectionnant en $B\rho = \gamma Mv/q$) et des dipôles électrostatiques (sélectionnant en $E\rho = \gamma Mv^2/q$) de telle façon à obtenir une sélection en M/q [2,3].

Ce type d'instrument « basse énergie » fut initié par Mattauch et Herzog dans les années 1930-1940 pour mesurer les masses des isotopes rares. Améliorés progressivement, ces spectromètres ont permis d'atteindre des résolutions de $R = 1/10^5 - 1/10^6$ dans certaines conditions. Ils sont souvent abandonnés au détriment des trappes de Penning, capables d'une meilleure résolution $R = 1/10^8$.

La géométrie la plus simple et la plus efficiente repose sur 2 éléments : un dipôle électrique et un dipôle magnétique. Ces outils n'utilisent pas de quadripôles, ils réalisent la focalisation avec les dipôles. La dispersion en vitesse des ions de la source est compensée par le dipôle électrique, si bien que la sélection située après le dipôle magnétique est dite achromatique (indépendante de la vitesse). Les fentes d'entrée et de sortie ont des dimensions très faibles de l'ordre de $10 \mu m$ pour obtenir des résolutions de $1/10^5$, si bien que les instruments ont en général une transmission très faible. La géométrie est ajustée de façon à réduire au maximum les aberrations optiques, qui ont tendance à élargir les pics dans le plan focal et réduire la résolution.

Pour ces spectromètres, la représentation des trajectoires avec les 6 paramètres

$\mathbf{Z}_A = (x, \theta, y, \phi, l, \delta)_A$ n'est pas suffisante. il faut connaître à la fois la rigidité magnétique (δ) et la rigidité électrique pour simuler la dynamique : $\mathbf{Z}_A = (x, \theta, y, \phi, l, \delta = \frac{B\rho - B\rho_0}{B\rho_0}, \delta_{E\rho} = \frac{E\rho - E\rho_0}{E\rho_0})$

Une représentation alternative est d'utiliser l'écart en masse $\delta_m = (m - m_0) / m_0$ et en vitesse $\delta_v = (v - v_0) / v_0$: Le vecteur représentant une trajectoire est $\mathbf{Z}_A = (x, \theta, y, \phi, \delta_m, \delta_v)$

Optique du spectromètre Manitoba II [2]

- Analyse en énergie (E_p) par le dipôle électrostatique de 93.5° , $R_E=1.0m$
- Dipôle magnétique de 90.0° $R_m=0.6274m$
Analyse en masse
Dispersion ($x | \delta m$) = $0.5 \text{ cm}/\% = 50 \text{ cm}$ pour 100%
- Fentes d'entrée et sortie
 $\Delta x = 5 \mu m = 5 \cdot 10^{-6} \text{ m} = 5.0 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$
- Résolution théorique
 $R_m = 2 \Delta x / (x | \delta m) = 1/500\,000$

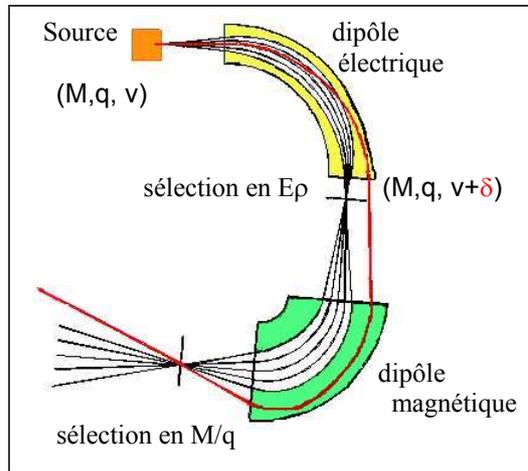


Figure 9 : spectromètre E+B et enveloppe d'un faisceau ion (M,q,v) et une trajectoire d'un ion (M,q,v+delta)

Ce type de spectromètre est appelé « double focusing spectromètre », car les ions sont refocalisés quelque soit l'angle initial à la sortie de la source(1) et quelque soit leur vitesse (2).

Exercice :

- 1) Quelle est la différence relative de $B\rho$ entre 2 ions ($m_0=100, q=1+$) et ($m_1=101, q=1+$) accélérée par une différence de potentiel statique U (source d'ion à basse énergie) ?
- 2) Quelle est la résolution minimale d'un spectromètre magnétique pour les séparer ?

Réponse : 1) la différence relative de masse $\delta m = \frac{m_1 - m_0}{m_0} = 1\%$

la différence de $B\rho$ $\delta = \frac{B\rho_1 - B\rho_0}{B\rho_0}$:

$$B\rho_1 = \sqrt{\frac{2m_1 U}{q}} = \sqrt{2U} \sqrt{\frac{m_0 (1 + \delta_m)}{q}} \approx B\rho_0 \left(1 + \frac{\delta_m}{2}\right) \quad \delta = \frac{\delta_m}{2} = 0.5\%$$

2) La résolution minimale en masse est $\delta_m = \frac{m_1 - m_0}{m_1} = 1/100$

Cependant le spectromètre magnétique sépare les ions en fonction de leur $B\rho$, sa résolution minimale en $B\rho$ doit être $R_\delta = \frac{B\rho_1 - B\rho_0}{B\rho_0} = 1/200$

IV. SPECTROMÈTRES AUTOUR DE LA BARRIÈRE COULOMBIENNE

A. Les difficultés expérimentales

Les réactions autour de la barrière coulombienne induisent des phénomènes d'une grande diversité (transfert de nucléons, diffusion élastique, fusion évaporation, diffusion inélastique, fission). Suivant les cinématiques des réactions d'intérêt, les méthodes pour optimiser (efficacité, sélectivité et identification) sont variées et mènent donc à une grande diversité de séparateurs et spectromètres. La compréhension de ces spectromètres repose d'abord sur la compréhension des difficultés expérimentales rencontrées dans chaque type de réaction.

L'angle solide et l'efficacité

Dans les réactions de transfert de plusieurs nucléons ou de fission, le cône d'émission des produits de réaction, peut être très ouvert (1 strd -4π stéradian), sachant que souvent les séparateurs n'ont guère plus de 10mstrd d'acceptance, l'efficacité est souvent très réduite.

Cependant, dans ces réactions, l'émission dans grand angle solide de produits d'intérêt laisse la possibilité de tourner le spectromètre autour de la cible de réaction afin d'éviter les particules du faisceau diffusé par diffusion élastique. Cette technique permet souvent d'améliorer la sélectivité du spectromètre en le tournant de 10° à 50°

Le problème des états de charge et l'efficacité

Les noyaux d'intérêt sortent de la cible de réaction avec différents états de charge. Par exemple, un noyau de masse # 100, formé par fusion-évaporation, possède souvent 4 ou 5 états de charges pour un état de charge moyen de $\langle q_0 \rangle \approx 20+$. Par ailleurs, la dispersion en vitesse est de l'ordre de quelques %.

La dispersion en $B\rho$ est donc grande :
$$\frac{\Delta B\rho}{B\rho} = \frac{\Delta q}{\langle q_0 \rangle} + \frac{\Delta v}{\langle v_0 \rangle} > 10\%$$

Un séparateur magnétique conventionnel n'est en général pas capable de guider tous les ions d'un noyau donné jusqu'au plan focal. Il en résulte souvent une perte de transmission du spectromètre.

Le problème des polluants et la sélectivité

Les noyaux d'intérêt se retrouvent souvent pollués par des particules dont l'intensité est souvent trop grande pour être acceptée par le système de détection.

Ces particules ou événements à éliminer sont de plusieurs types

- Les particules des faisceaux d'ion (ralenties dans la cible par interaction multiple avec le cortège électronique des atomes de la cible).
- les noyaux du faisceau, diffusés élastiquement par le potentiel coulombien des noyaux cible.
- les noyaux de la cible, diffusés élastiquement par le potentiel coulombien des noyaux.
- les particules produites par réactions nucléaires dans la cible (fission, fusion, transfert de nucléons).

Par ailleurs ces particules polluantes émergent de la cible avec de nombreux états de charge. Il existe une forte probabilité qu'un état de charge se retrouve à la même rigidité que les produits d'intérêt et rendent impossible leur purification. L'addition de deux types de sélection (magnétique+électrique) peut être très utile.

- La fonction minimale pour un séparateur est la réjection (élimination) des particules les plus nombreuses, c'est-à-dire celle du faisceau primaire.

L'élimination des autres types de particules est utile, ou nécessaire suivant l'intensité des ions et la détection utilisée. Cette fonction de réjection des événements non désirés est primordiale dans l'étude des événements rares.

Les solutions choisies pour chaque réaction

<u>réactions</u>	<u>difficultés</u>	<u>spectromètre et solution technique</u>
<p><u>les réactions de transfert :</u> très grande angle solide forte pollution par le faisceau</p> $^{136}\text{Xe}(20.5\text{MeV/A})+^{124}\text{Sn} \Rightarrow ^{68}\text{Ni}$	<p>-transmission angulaire faible -réjection</p>	<p>-spectromètre magnétique de grande acceptance - fonctionnement à 10°,20,50° pour améliorer la réjection</p> <p>ex : PRISMA, VAMOS, MAGNEX</p>
<p><u>fusion évaporation :</u> -forte pollution par le faisceau -état de charge nombreux</p> $^{58}\text{Ni}(4.5\text{MeV/A})+^{64}\text{Ni} \Rightarrow ^{120}\text{Ba} + 2n$	<p>-identification difficile des particules (car $E < 1\text{MeV/A}$)</p>	<p>-spectromètre de Masse avec bonne résolution (pour identification)</p> <p>- fonctionnement à 0° plusieurs étages pour améliorer la réjection ex : RMS</p>
<p><u>fusion évaporation pour formation de superlourds :</u> - forte pollution par le faisceau - états de charges</p> $^{48}\text{Ca}(4.5\text{MeV/A})+^{206}\text{Pb} \Rightarrow ^{252}\text{No} + 2n$ <p>⇒ grande différence de vitesse et de rigidité électrique entre faisceau et ion d'intérêt</p>	<p>-événement très rare -identification directe impossible ($E \# 0.1\text{MeV/A}$) - faisceau primaire très intense ($P > 1\text{kWatt}$)</p> <p>- Différence faible de $B\rho$ entre super lourds et faisceau</p>	<p>- séparateur à gaz pour l'efficacité et la réjection (ex : DBGS, RITU,GARIS) - Séparateur électrostatique (ex : VASSILISSA) - Filtre de vitesse (Filtre de Wien) - Filtre de vitesse E+B (SHIP)</p> <p>- identification par mesure des décroissances dans le plan focal</p>
<p><u>Fission</u> - forte pollution par le faisceau - états de charges -angle solide très grand</p> $^{238}\text{U}(6\text{MeV/A})+^{12}\text{C} \Rightarrow ^{132}\text{Sn}$	<p>-transmission angulaire faible -dispersion en énergie grande</p>	<p>- séparateur à gaz pour la sélection en M/Z - séparateur de grande acceptance</p>

B. Spectromètres magnétiques de grande acceptance

Une nouvelle classe de spectromètre magnétique est apparue au début des années 2000 poussant l'acceptance angulaire à des valeurs proches de 100 mstrd, ils ont été conçus pour maximiser l'efficacité des spectromètres. Les non linéarités de l'optique sont telles qu'ils nécessitent une détection très performante et une reconstruction numérique des trajectoires pour identifier les ions.

1. L'identification dans un spectromètre magnétique conventionnel

La méthode pour identifier un ion (A, Z, Énergie, q) individuel avec un spectromètre magnétique dépend de plusieurs mesures. Les quantités (A, Z, E, q) ne sont pas directement accessibles il faut les reconstruire :

Il y a 4 quantités indépendantes à reconstruire, il faut donc au moins 4 mesures :

- 1) Mesurer avec un détecteur de position, la position x_{focal} d'arrivée dans le plan focal
- 2) Mesurer le temps de vol (T vol) entre la cible et le plan focal
- 3) Mesurer la perte d'énergie ΔE dans un détecteur mince (Silicium, chambre à ionisation)
- 4) Mesurer l'énergie restante E.

Puis on calcule la rigidité $B\rho = B\rho_0 (1 + x_f/R_{16})$
 le M/q $M/q = B\rho_0/v = B\rho * T \text{ vol} / L_0$
 le Z $Z \approx k \Delta E \dots$
 le A $A = (E + \Delta E) / (\gamma v^2)$
 le q $q = A / [M/q]$

Pour réaliser ces calculs, il faut connaître les propriétés du spectromètre :

la longueur L, la dispersion R_{16} , le rayon de courbure du dipôle R_m et le champ magnétique B du dipôle ($B\rho_0 = B R_m$)

Exercice : Comment mesurer la dispersion R_{16} d'un spectromètre magnétique à un point donné ?

Réponse :

La dispersion peut être mesurée au niveau d'un détecteur de position du plan focal par variation des champs magnétiques du spectromètre :

- 1) mesurer la position x_0 du faisceau primaire avec des champs magnétiques adaptés à une rigidité magnétique $B\rho_0$
- 2) Faire une variation des champs magnétiques de $\delta = +1\%$, de telle façon qu'ils soient adaptés à une rigidité de $B\rho_1 = B\rho_0 (1 + \delta)$ et mesurer la position du faisceau x_1 .

La dispersion est alors $R_{16} = (x_1 - x_0) / \delta$ (X cm par %)

2. Les non linéarités (aberrations optiques)

L'équation de base pour l'identification des particules est l'équation linéaire suivante à partir de la mesure de la position d'arrivée dans le plan focal x_f : $x_f = R_{16} \delta$

ce qui donne en inversant : $B\rho = B\rho_0 (1 + x_f/R_{16})$

Cette équation est valide tant que l'on peut représenter le transport des particules dans le spectromètre par une matrice R (optique au 1^{er} ordre).

$$Z_f = \mathbf{R} \cdot Z_0 \quad \text{avec} \quad R_{jk} = \left(z_i \middle| z_j \right)$$

Par exemple $\theta_f = \sum_{j=1, \dots, 6} \left(z_2 \middle| z_j \right) z_{0j}$

$$\mathbf{Z}_0 = (x_0, \theta_0, y_0, \phi_0, l_0, \delta_0) \quad \text{à l'entrée}$$

$$\mathbf{Z}_f = (x_f, \theta_f, y_f, \phi_f, l_f, \delta) \quad \text{à la sortie}$$

L'approximation, où les coordonnées finales des particules dépendent linéairement des coordonnées initiales, n'est plus valide quand on considère une particule dont les coordonnées sont très loin de la particule de référence (grand angle $\theta, \phi > 30\text{mrad}$, ou grande déviation en $B\rho$ $\delta > 1\%$)...

Pour un spectromètre de très grande acceptance, une simulation précise doit être réalisée en utilisant des cartes de champ magnétique des éléments (quadripôles, dipôles...).

En toute généralité, la dynamique exacte des ions dans le spectromètre peut être représentée par développement de Taylor des coordonnées initiales $Z_0 = (x_0, \theta_0, y_0, \phi_0, l_0, \delta_0)$

$$Z_{f_i} = \sum_{j=1, \dots, 6} (Z_i | Z_j) Z_{0_j} + \sum_{j,k=1, \dots, 6} (Z_i | Z_j Z_k) Z_{0_j} Z_{0_k} + \sum_{j,k,l=1, \dots, 6} (Z_i | Z_j Z_k Z_l) Z_{0_j} Z_{0_k} Z_{0_l} + \dots$$

$$Z_f = \text{termes de 1}^{\text{er}} \text{ ordre} + \quad 2^{\text{eme}} \text{ ordre} \quad + \quad 3^{\text{eme}} \text{ ordre} \quad + \dots$$

Les coefficients $(Z_i | Z_j) = R_{ij}$, $(Z_i | Z_j Z_k)$ et $(Z_i | Z_j Z_k Z_l)$ sont les coefficients de 1^{er}, 2^{eme}, et 3^{eme} ordres de l'application de transfert du système optique. Les termes non linéaires compliquent très sérieusement la reconstruction des quantités d'intérêt (et notamment le $B\rho$).

Exercice sans solution :

- Comment calculer la rigidité δ , si un spectromètre disperse les particules sur le plan focal suivant la loi : $x_{\text{focal}} = R_{16} \delta + a_1 \delta^2 + b_2 \delta \theta_0 + c_3 \delta^4$

Les non linéarités de l'optique en pratique :

L'approximation de 1^{er} ordre permettant la conception et la simulation rapide des trajectoires dans une ligne de faisceau n'est qu'une approximation. Les effets d'ordre supérieur, appelés aberrations se traduisent souvent par :

- 1) l'inclinaison du plan focal qui est rarement perpendiculaire à l'axe du faisceau,
- 2) les particules de grand angle ont tendance à être surfocalisées par les quadripôles,
- 3) les particules n'ayant pas la $B\rho$ de référence sont mal focalisées.

Les aberrations apparaissent naturellement pour les spectromètre de grande acceptance, mais elles apparaissent aussi en raison des défauts des éléments utilisés (inhomogénéité du champ dans les dipôles, champ de fuite dans les quadripôles)

3. Le problème mathématique de la reconstruction des trajectoires

Pour reconstruire les quantités d'intérêt $Z_0 = (\delta, \theta, \phi, L, vol)$ tout en mesurant certaines autres quantités dans le plan focal $Z_f(x_f, y_f, \theta_f, \phi_f)$ revient à poser la question suivante :

Comment inverser le problème $Z_f = S(Z_0)$?

Il existe plusieurs approches mais toutes reposent sur la parfaite connaissance de l'application de transfert S , ce qui suppose que les simulations des trajectoires soient très réalistes.

4. Le spectromètre VAMOS à GANIL (VARIABLE Mode Spectrometer)

Le spectromètre VAMOS [4] a été conçu pour l'utilisation des faisceaux radioactifs produits par la méthode ISOL et accélérés par le cyclotron CIME. Il est aussi utilisé avec des faisceaux stables pour des réactions de transfert et de fission.

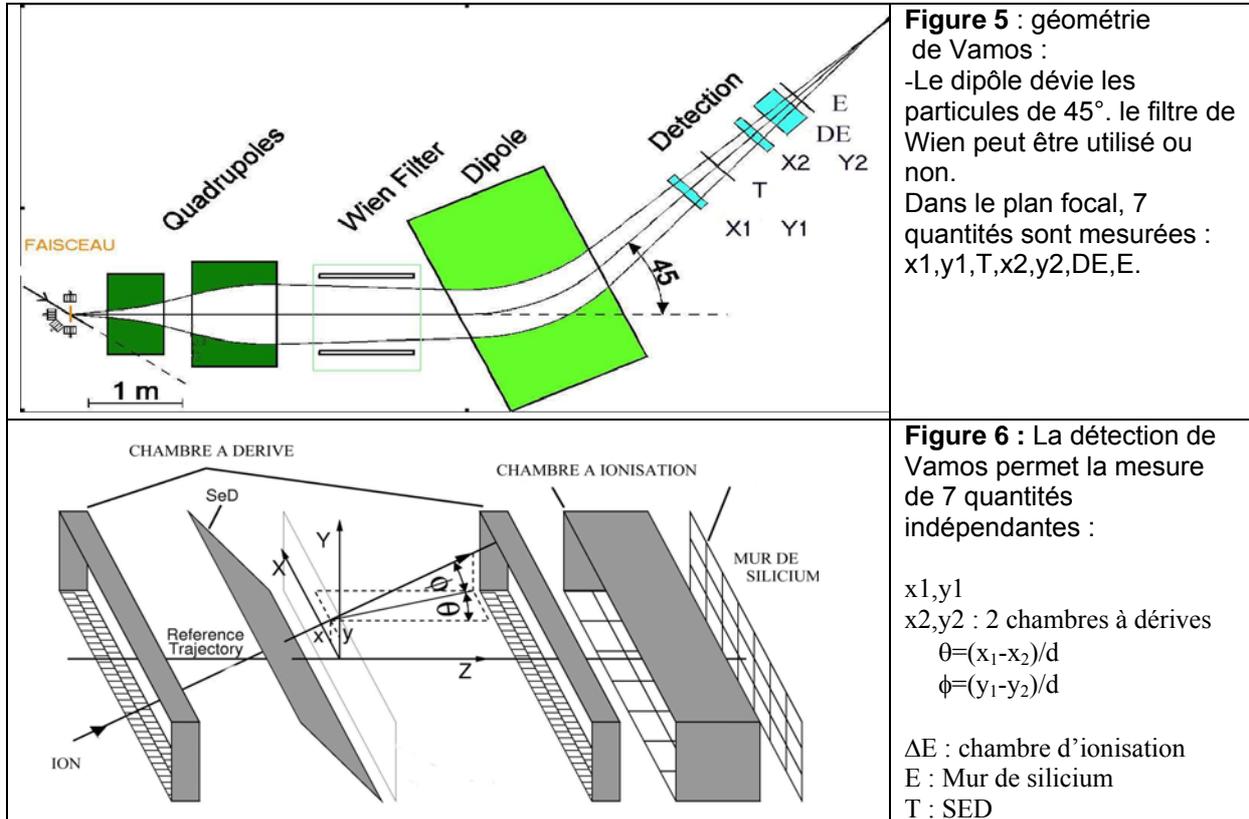


Figure 5 : géométrie de Vamos :
-Le dipôle dévie les particules de 45°. le filtre de Wien peut être utilisé ou non.
Dans le plan focal, 7 quantités sont mesurées : $x_1, y_1, T, x_2, y_2, DE, E$.

Figure 6 : La détection de Vamos permet la mesure de 7 quantités indépendantes :

x_1, y_1
 x_2, y_2 : 2 chambres à dérives
 $\theta = (x_1 - x_2)/d$
 $\phi = (y_1 - y_2)/d$

ΔE : chambre d'ionisation
E : Mur de silicium
T : SED

La spécificité du spectromètre VAMOS repose sur sa très grande acceptation angulaire et en moment ainsi que sa versatilité :

- Il est monté sur une plate-forme rotative de 0° à 60°
- Il possède un filtre de vitesse (filtre de Wien, voir en annexe) pour les expériences de fusion évaporation.
- Ses éléments (2 quadripôles, son filtre de Wien et son dipôle) peuvent être reculés pour laisser davantage de place à des détecteurs auxiliaires. Il est, la plupart du temps, utilisé en conjonction avec le détecteur gamma EXOGAM.

Méthode de reconstruction appliquée pour Vamos et Magnex [2]

Pour reconstruire les quantités d'intérêt $Z_0 = (\delta, \theta_0, \phi_0, L_{vol})$ tout en mesurant certaines autres quantités dans le plan focal $Z_f(x_f, y_f, \theta_f, \phi_f)$, on utilise la méthode suivante

a) on simule la dynamique de milliers de trajectoires $Z_0 \Rightarrow Z_f$ avec un code de transport utilisant les cartes de champ des quadripôles et du dipôle par intégration des équations du mouvement.

b) On ajuste (fitting) des polynômes $Z_0 = P(Z_f, \alpha)$ sur les N_{traj} trajectoires simulées on obtient

$$\delta_0 = P_1(x_f, y_f, \theta_f, \phi_f, \alpha_1) \text{ polynôme du 7}^{eme} \text{ ordre en } (x_f, y_f, \theta_f, \phi_f)$$

$$\begin{aligned}\theta_0 &= P2(x_f, y_f, \theta_f, \phi_f, \alpha 2) \\ L_{vol} &= P3(x_f, y_f, \theta_f, \phi_f, \alpha 3) \\ \phi_0 &= P4(x_f, y_f, \theta_f, \phi_f, \alpha 4)\end{aligned}$$

Les coefficients α de l'application de transfert sont ajustés, en utilisation la simulation numérique des ions dans le spectromètre. Ceci est réalisé par minimisation d'un χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1, N_{traj}} (\delta_i - P1(x_f, \theta_f, y_f, \phi_f, \alpha 1))^2 \quad \frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha 1_k} = 0$$

La minimisation du χ^2 doit être réalisée par un algorithme de type SVD (« singular value decomposition »), car une partie importante des coefficients α des polynômes sont mal déterminés et il convient de les contraindre à zéro.

c) On reconstruit, pour chaque particule, les quantités d'intérêt avec les polynômes (1,2,3,4). Par exemple pour δ , les coefficients $\alpha 1$ du polynôme ont été ajustés, il suffit de calculer le polynôme n°1 :

$$P1(x_{mesuré}, y_{mesuré}, \theta_{mesuré}, \phi_{mesuré}, \alpha 1)_{focal} = \delta_0$$

5. Les caractéristiques des spectromètres de très grande acceptance

Spectromètre de très grande acceptance	VAMOS GANIL Caen	PRISMA LNL Legnaro	MAGNEX LNS Catania
géométrie*	$q_v q_h B$	$q_v B$	$q_v B$
rotation	0° - 60°	0°-50°	0°-50°
Bromax	1.7 T.m	1.2 T.m	1.8 T.m
Acceptance Angulaire	70 mstrd	80 mstrd	55 mstrd
Acceptance en $B\rho$	±5%	±10%	±10%
longueur	7.5m	6.5m	m
Angle du dipôle	(0°-60°) 45°	45°	55°
entrefer dipôle	200mm	200mm	200mm
dispersion	#1.8cm/ %	2 cm/%	1.5cm/%
Résolution $B\rho$	1/1000	1/2000	1/2000
Résolution Tvol	1/170	1/500 (Tstart-Stop)	1/200
Résolution Masse	1/170	1/500	1/200
Résolution Z	1/50	1/60	
Domaine	- transfert avec RIB - transfert - fission	-transfert	-transfert

* B=dipôle magnétique // qh=quadripôle focalisant en horizontal// qv=" en vertical

Dans le cas de PRISMA et de MAGNEX, un seul quadripôle est utilisé, le dipôle magnétique réalise une légère focalisation dans le plan horizontal.

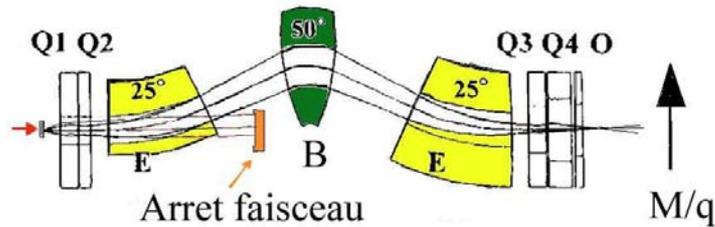
On notera que certaines performances ne dépendent pas uniquement du spectromètre. Par exemple, la résolution en moment ($B\rho$) dépend aussi de la taille dans le plan horizontal Δx_0 , du faisceau primaire sur la cible (voir « la résolution d'un spectromètre », chapitre II), ceci peut varier d'une expérience à l'autre.

C. Spectromètres de masse (M/q) de type RMS : E+B+E

1. Principe du « RMS »

Ce type de spectromètre a été et est utilisé dans de nombreux laboratoires [6,7], il permet de sélectionner les ions suivant le rapport M/q. Utilisant des dipôles électriques, ils sont très limités en énergie [E#1-3MeV/A], ils sont principalement utilisés pour étudier les produits de fusion-évaporation.

Figure 7 : Ici le spectro de JAERI (Japon) de type RMS. Il est composé de 2 dipôles électrostatiques (25°), et d'un dipôle magnétique (50°). Un octupôle corrige certaines aberrations. Un orifice dans le dipôle N°1 permet l'évacuation du faisceau primaire.



Intérêt n° 1 : la purification et la réjection des noyaux non désirés. La combinaison de 2 sélections électriques et d'une sélection magnétique permet de limiter le risque de pollution par un état de charge du faisceau.

Intérêt n° 2 : Mesure de M/q

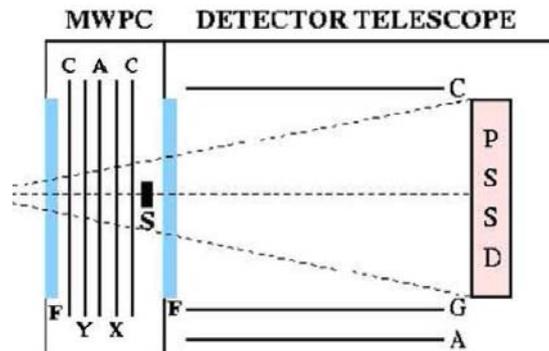
il existe une position s, à la sortie du spectromètre où la position des ions est indépendante de la vitesse mais dépendante du rapport M/q. La mesure de cette position xf permet d'identifier les particules.

2. L'identification avec un spectromètre de masse

Les quantités (A, Z, E q) ne sont pas directement accessibles, il faut les reconstruire à partir de différentes mesures : notamment la position x_{focal} d'arrivée dans le plan focal, le temps de vol (T vol), la perte d'énergie ΔE dans un détecteur mince (chambre à ionisation), et l'énergie restante E (silicium). Pour calculer le rapport M/q, il faut connaître la dispersion en masse du spectromètre ($x|\delta_m$) et calculer $M/q = m = m_0 (1 + x_f / (x|\delta_m))$. L'énergie totale est obtenue avec une bonne précision par la mesure du temps de vol et la reconstruction de M et q.

Figure 8 : détection utilisée dans le plan focal de HIRA (New Dehli) [8] 3 étages se suivent :

- 1) **MWPC** (« Multi-wire proportionnal counter ») positions X1 Y1, et Temps T1. 2 feuilles de polypropylène (C) de 1.5 mm crée des électrons secondaires, captés par un plan de fils (A). Une différence de potentiel de # 800 V est appliquée entre A et C.
- 2) **ΔE télescope** : chambre d'ionisation à gaz (isobutane). G=grille de Frish/ A=anode/ C=cathode.
- 3) **PSSD** : (position sensitive silicon Detector) positions X2 Y2, et Energie E
Résolution obtenue en x,y R=0.9mm (FWHM)



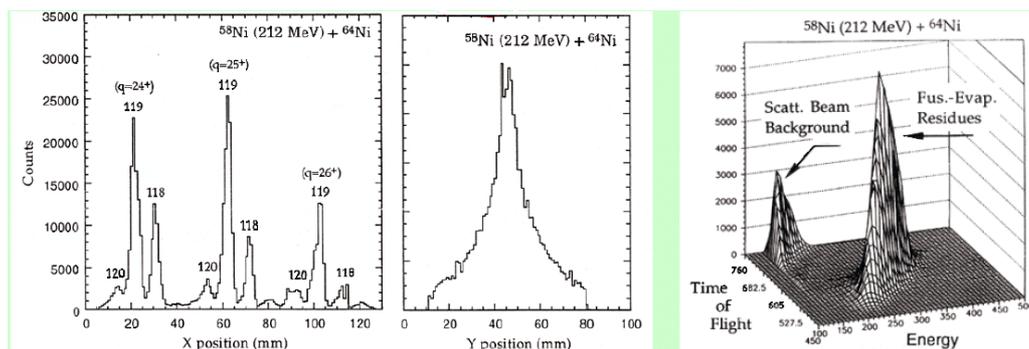


Figure 8 : ions produits lors d'une réaction de fusion évaporation $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ mesurés dans le plan focal d'un spectromètre de type RMS. On voit la position horizontale des différents pics correspondant aux noyaux de rapport $M/q=118/24, 119/25$ dans le plan focal du spectromètre. Des queues de distribution (figure à droite) correspondent à des particules diffusées du faisceau primaire arrivées malgré tout sur la détection : mais Il est possible de les éliminer lors de l'analyse dans les spectres Énergie-Temps de vol.

3. Les 5 versions de spectromètres « RMS »

Les paramètres de ces spectromètres sont assez proches, seul celui d'Oak Ridge présente une originalité, il possède un séparateur magnétique achromatique en amont pour augmenter la réjection.

Une des améliorations, apportées au cours des années, est la réalisation d'un trou dans le dipôle électrique numéro 1 (figure 7): les particules du faisceau qui ont, en général, une rigidité électrique très grande, ont tendance à heurter l'électrode externe du dipôle électrique. En perçant l'électrode externe d'un orifice, ceci évite qu'un nombre important de particules diffusées arrive dans le plan focal.

Spectromètre de masse	FMA Argonne	CAMEL Legnaro	HIRA New Delhi	JAERI RMS Tokai-Japan	RMS Oak Ridge
géometries*	$q_h q_v$ EBE $q_h q_v$				qq B qqq B qq + EBE $q_h q_v$
Rotation	-5° à $+45^\circ$?	?	-5° à $+40^\circ$	non
Bromax	1.1	1.2	1.4 T.m	1.0 Tm	1.4 T.m
Eromax	10 MV	10 MV	15 MV	20 MV	15 MV
Acceptance Angulaire	5mstrd	5-10mstrd	11 mstrd pour $\delta=0\%$	5-15mstrd	#10mstrd
Acceptance en v				$\pm 6\%$	5%
Accept. en M/Q	$\pm 4.0\%$	$\pm 4.0\%$	$\pm 4.0\%$	$\pm 4\%$	4.9%
longueur	8.2m	8.0m	8.6m	9.4m	25m
Angles dipôles	$20^\circ(-40^\circ)20^\circ$	$16^\circ(-36^\circ)16^\circ$	$16^\circ(-36^\circ)16^\circ$	$25^\circ(50^\circ)25^\circ$	$50^\circ 50^\circ 20^\circ(-50^\circ)20^\circ$
dispersion (en M/Q)	#1cm/%	#1cm/%	#1cm/%	de 0.5cm/% à 1.5cm/%	#1cm/%
résolution max	1/350	1/250	1/350 pour 1mstrd	1/300	1/450

* B=dipôle magnétique ; E =dipôle électrostatique// q_h =qpole focalisant en horizontal// q_v = " vertical

Une sixième version de séparateur RMS est en projet à TRIUMF-ISAC (Canada) pour des réactions avec des ions radioactif produit par la méthode ISOL.

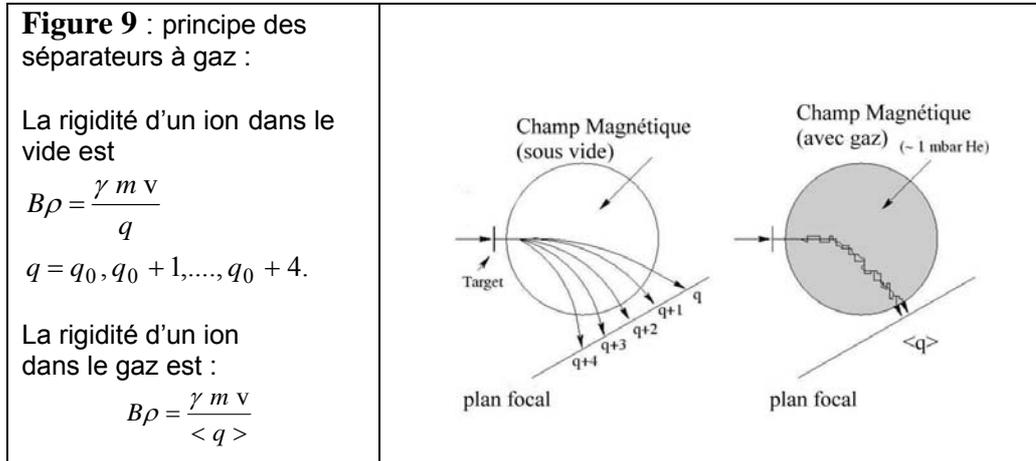
D. Séparateurs (magnétiques) à gaz

Historiquement ce principe fut utilisé pour l'étude de fragments de fission (à Oak Ridge puis Julich). Ces dernières années, on l'applique surtout à l'étude de réaction de fusion évaporation et des résidus d'évaporation, et notamment des super-lourds.

En 2008, 5 séparateurs à gaz sont en fonctionnement dans le monde dans différents laboratoires de physique nucléaire. Ce principe de séparation pallie certaines limitations des séparateurs magnétiques conventionnels en termes d'efficacité et de sélectivité.

1. Le principe des spectromètres à gaz [9,10]

Quand un ion se déplace dans un gaz dilué, son état de charge, c.à.d. le nombre d'électrons liés, fluctue le long de son parcours. En effet, les collisions entre l'ion et les molécules du gaz induisent des captures et pertes d'électrons. Quand les collisions sont suffisamment fréquentes, elles permettent d'échantillonner correctement les probabilités de capture et de perte : la trajectoire d'un ion dans un dipôle magnétique est déterminé par l'état de charge moyen $\langle q \rangle$, correspondant au centroïde de la distribution d'état de charge.



L'état de charge moyen $\langle q \rangle$ dépend de la nature du gaz (Z_{gaz}), de la nature de l'ion (Z) et de sa vitesse sous la forme suivante :

$$\langle q \rangle \approx a v Z^{1/3}$$

Dans un gaz donné, la rigidité magnétique d'un ion est donc

$$B\rho = \frac{\gamma m v}{\langle q \rangle} \approx a \frac{m}{Z^{1/3}}$$

Dans un spectromètre à gaz, le $B\rho$ des ions est indépendant de la vitesse et de l'état de charge à la sortie de la cible de production. La sélection ne s'opère donc qu'en fonction de M et de Z .

Avantages :

Pour les réactions autour de la barrière coulombienne, l'efficacité et la sélectivité d'un spectromètre à gaz est plus grande que dans ce même spectromètre utilisé sous vide.

En effet la dispersion en rigidité magnétique « apparente » est faible pour un noyau donné ($\Delta B\rho \approx 0$) puisque tout se passe comme si les ions n'avaient qu'un état de charge et une même vitesse. Les noyaux d'intérêt suivent donc une trajectoire tandis que les noyaux à éliminer en suivent une autre.

Inconvénients :

Les collisions atomiques et les fluctuations d'état de charge induisent une dispersion des trajectoires (« straggling »). Il devient impossible de réaliser une optique très propre, et il est difficile de refocaliser le faisceau sur des surfaces inférieure à 10 cm².

La résolution en Masse sur des séparateurs comme RITU est de l'ordre de 1/50, il n'y a donc pas d'identification parfaite en fonction de la position d'arrivée dans le plan focal. La physique des noyaux très lourds et super lourds est réalisée grâce à l'observation des décroissances radioactives des produits sélectionnés par le séparateur (« Recoil decay tagging »)

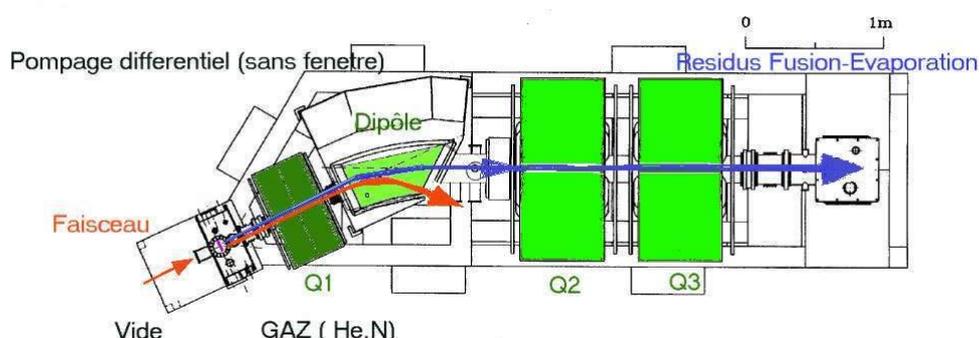


Figure 10 :
Le spectromètre RITU à Jyväskylä

2. Le vide, le gaz et le système de pompage.

La difficulté est de placer le spectromètre à une pression de 1mbar, alors que la ligne qui amène le faisceau primaire est sous vide. L'emploi d'une fenêtre étanche, pour isoler la ligne du spectromètre, n'est pas toujours possible avec des intensités de faisceau supérieur à 10¹¹pps, car le dépôt de puissance est important : le bris de la fenêtre peut induire une onde choc qui remonte les lignes de faisceau jusqu'à l'accélérateur. Un système de pompage différentiel, permettant de maintenir le gradient de pression sans fenêtre, est la solution la plus performante.

3. Cinq exemples de séparateur à gaz

séparateurs à gaz	TASCA Darmstadt	GARIS Tokyo(Riken)	BGS Berkeley	RITU Jyväskylä	DGFRS Dubna
géométrie*	B q _v q _h	B q _h q _v	q _v B B	q _v B q _h q _v	B q _h q _v
Bromax	3.0 T.m	1.85 T.m	2.5 T.m	2.2 T.m	3.1 T.m
Acceptance Angulaire	5-10 mstrd	22 mstrd	40 mstrd	10 mstrd	10 mstrd
Longueur	4.0m	4.8m	4.7m	4.7m	4.3m
Angle du dipôle magnétique	23°	45°	70°	25°	23°
dispersion (en M/Z ^{1/3})	0.6 cm/%	0.78cm/%	1.80 cm/%	1.0 cm/%	0.63 cm/%
Domaine	chimie des superlourds	superlourds	superlourds	très lourds et superlourds	superlourd

* B=dipôle magnétique// q_h= q_pôle magnétique focalisant en horizontal // q_v= q_pôle focalisant en vertical

V. SPECTROMÈTRES ET SÉPARATEURS DE HAUTE ÉNERGIE

A. Les réactions à haute énergie

La production et l'étude de noyaux présentent certains avantages à haute énergie (de 100 MeV/A à 1Gev/A) :

Les taux de production :

Les ions incidents ont un parcours très grand dans la matière, on les fait interagir avec des cibles relativement épaisses pour améliorer les taux de production.

Les produits de réaction présentent l'avantage d'être focalisés vers l'avant :

Par exemple, la cinématique de la fragmentation d'un noyau projectile aux énergies de l'ordre de 100 MeV/A, fait qu'une majorité des produits de réaction traverse la cible et se trouve dirigée vers l'avant dans un cône de ± 50 -100 mrad. De plus, dans ce cas la dispersion en énergie de fragment produit est typiquement de quelque pour cent, ce qui est proche de l'acceptance accessible à un séparateur magnétique.

Les ions produits sont totalement épluchés :

L'état de charge Q est égale à Z , ceci simplifie l'identification, l'efficacité de collection des séparateurs, et la réjection du faisceau.

Néanmoins, les réactions à haute énergie ont un inconvénient économique majeur, elles requièrent des accélérateurs coûteux et des spectromètres de grandes dimensions utilisant des aimants supraconducteurs adaptés à des faisceaux de grande rigidité (BigRips@Riken 77m, $B_{pmax}=7.0$ T.m, Projet superFRS@gsi : 120 m, $B_{pmax}=20$ T.m).

B. «Séparateurs de fragments » et la fragmentation du projectile

Les réactions de fragmentation ($E>50$ MeV/A) sont des réactions très efficaces pour produire des noyaux très exotiques. Cependant, le spectre trop riche des ions produits a gêné, pendant un temps, l'étude des ions exotiques produits par cette méthode.

La principale difficulté fut d'inventer une méthode de purification, permettant l'étude des noyaux produits. Dans les années 1980-90, le séparateur de fragment LISE, démontrait le principe de sélection avec une acceptance de angulaire ± 20 mrad [13].

Le principe du séparateur repose sur 2 étages (étage A et B) de séparation :

Étage A : séparation par sélection des ions ayant un B_p donné

Étage B : séparation par sélection des ions ayant une perte d'énergie donnée dans une feuille de matière.

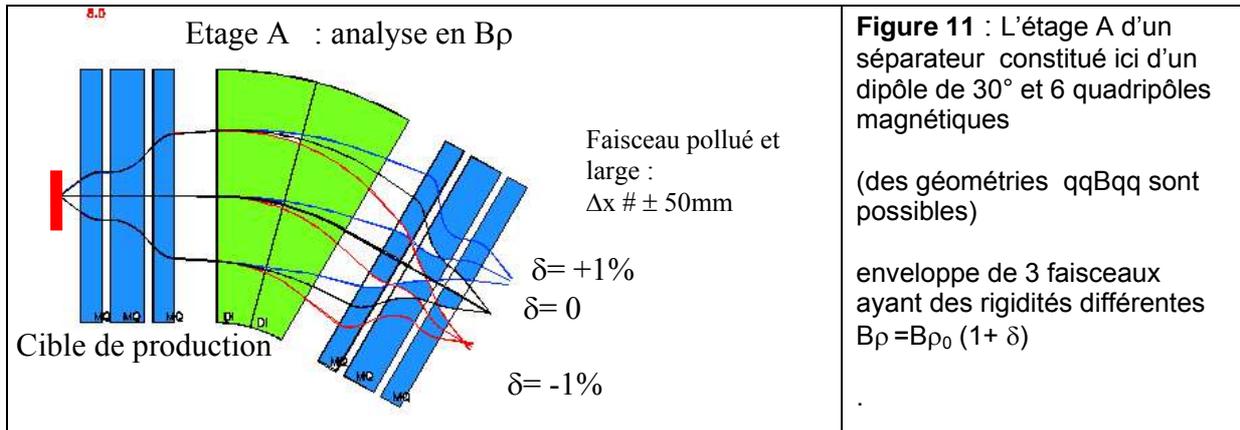
L'évolution combinée des accélérateurs (en énergie maximale et Intensité) et des techniques magnétiques (quadripôles de grande ouverture et supraconducteur) a permis d'optimiser l'intensité des faisceaux radioactifs[14,15]. En 2008, plus de 10 séparateurs de fragments sont en fonctionnement dans le monde dans les différents laboratoires (FLNR , GANIL, GSI, LANGZHOU, NSCL, RIKEN, KVI...).

Remarque : la méthode de production par fragmentation (et purification) en vol du projectile est une méthode complémentaire à la méthode « ISOL » qui utilise une cible épaisse pour arrêter les produits de réaction les réioniser et les réaccélérer à l'énergie voulue.

1. L'étage A : sélection en rigidité magnétique

Le premier étage d'un séparateur de fragments est un spectromètre magnétique permettant de sélectionner les ions suivant leur rigidité magnétique.

- Le faisceau primaire est focalisé fortement sur une zone de la cible de production (# 2-4 mm²), les fragments d'intérêt sont donc issus de cette zone.
- Les fragments sont refocalisés (par des quads), guidés et analysés (par un dipôle magnétique).



Cet étage permet notamment d'éliminer les particules du faisceau primaire n'ayant pas réagi dans la cible de production. Ceci permet d'atteindre une sélectivité de l'ordre de 10⁷.

Suivant les expériences, il est important de pouvoir sélectionner une fenêtre en B_ρ plus ou moins grande pour faire le compromis « pureté / intensité ». Ceci est réalisé avec une fente dont la largeur est ajustable (avec des plaques droite et gauche mobiles) située à la fin de l'étage A.

Notons que les particules d'intérêt sont dispersées sur une zone liée à leur dispersion en énergie (en B_ρ) qui peut représenter de l'ordre (100*50) mm².

Exercice : calculer la position x_A d'un ion après l'étage A

$$X_A = R_{11}(A) x_0 + R_{12}(A) x_0' + R_{16}(A) \delta$$

où les coefficients R_{ij}(A) sont les éléments de matrice de transport

$$X_A = R_{16}(A) \delta \quad (\text{car } x_0 \text{ est faible, et } R_{12}=0 \text{ car les quadripôles sont ajustés pour focaliser un faisceau de rigidité donné à la fin de l'étage A})$$

Après l'étage A, le faisceau est très dispersé dans le plan horizontal et souvent trop pollué. En effet la sélection en B_ρ n'est absolument pas suffisante pour purifier et étudier les faisceaux secondaires produits. En effet, les réactions de fragmentation produisent une si grande variété de noyaux (A, Z), qu'il existe toujours de nombreuses particules (A, Z, ν) pouvant passer le filtre de la sélection en B_ρ.

Pour étudier les noyaux produits, il faut donc un second étage.

2. L'étage B : compensation de dispersion

Le second étage est en général un étage symétrique de l'étage A, il annule la dispersion (R₁₆(A+B)=0). Ceci a l'avantage de pouvoir refocaliser les particules d'intérêt sur spot étroit et ceci indépendamment de leur rigidité magnétique.

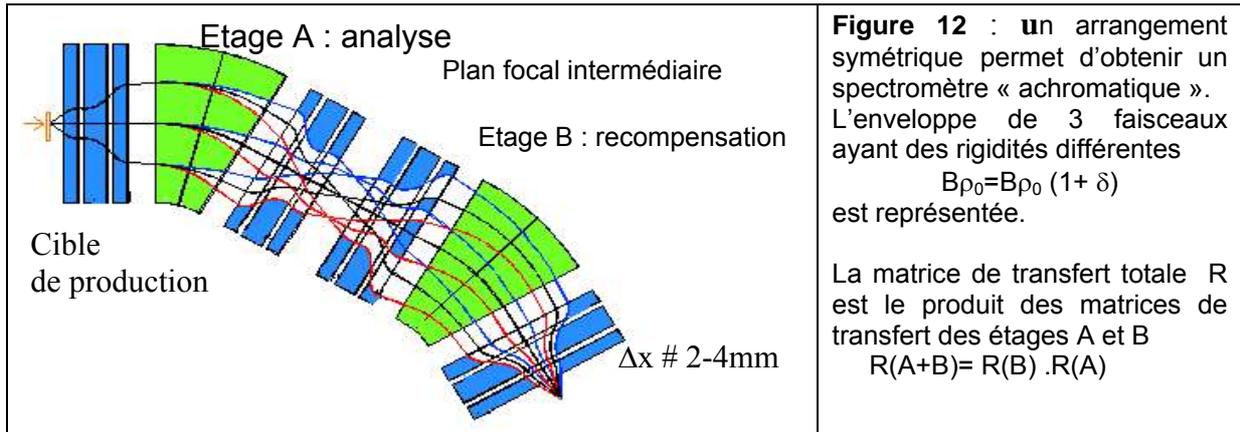


Figure 12 : un arrangement symétrique permet d'obtenir un spectromètre « achromatique ». L'enveloppe de 3 faisceaux ayant des rigidités différentes $B\rho_0 = B\rho_0 (1 + \delta)$ est représentée.

La matrice de transfert totale R est le produit des matrices de transfert des étages A et B
 $R(A+B) = R(B) \cdot R(A)$

Considérons la trajectoire d'ion dont les coordonnées initiales sont $Z_0 = (x_0=0, x'_0=0, y_0=0, y'_0=0, l=0, \delta)$

Position x_A après l'étage A
 $x_A = R_{11}(A) x_0 + R_{12}(A) x'_0 + R_{16}(A) \delta = R_{16}(A) \delta$

Position x_B après second étage B
 $x_B = R_{11}(B) x_A + R_{12}(B) x'_A + R_{16}(B) \delta = R_{11}(B) x_A + R_{16}(B) \delta$
 $= R_{11}(B) [R_{16}(A) \delta] + R_{16}(B) \delta$

A la sortie, la position x_B de l'ion est indépendant de δ (achromatique) si
 $x_B = 0 = R_{11}(B) [R_{16}(A) \delta] + R_{16}(B) \delta \Rightarrow$ Il y a achromaticité si $R_{16}(B) = -R_{16}(A) R_{11}(B)$

Cet étage B refocalise les ions sélectionnés sur un point. Ce point de focalisation peut être utilisé pour insérer un détecteur (pour identification). Cependant, il est souvent nécessaire de réaliser une sélection supplémentaire en plaçant, au début de l'étage B, une feuille de matière appelée dégradeur.

3. L'étage B et la sélection par perte d'énergie avec un dégradeur

L'insertion d'une feuille de matière au plan focal intermédiaire (à la fin de l'étage A) permet une sélection qui va dépendre du Z des ions incidents.

En effet, la perte d'énergie des ions dans le dégradeur dépend de l'énergie incidente E_A , du Z et du A de ces ions. La formule de Bethe-Bloch pour la perte d'énergie ΔE dans un matériau donné est du type :

$$\Delta E = k \Delta x (Z^2/A) (1/E)$$

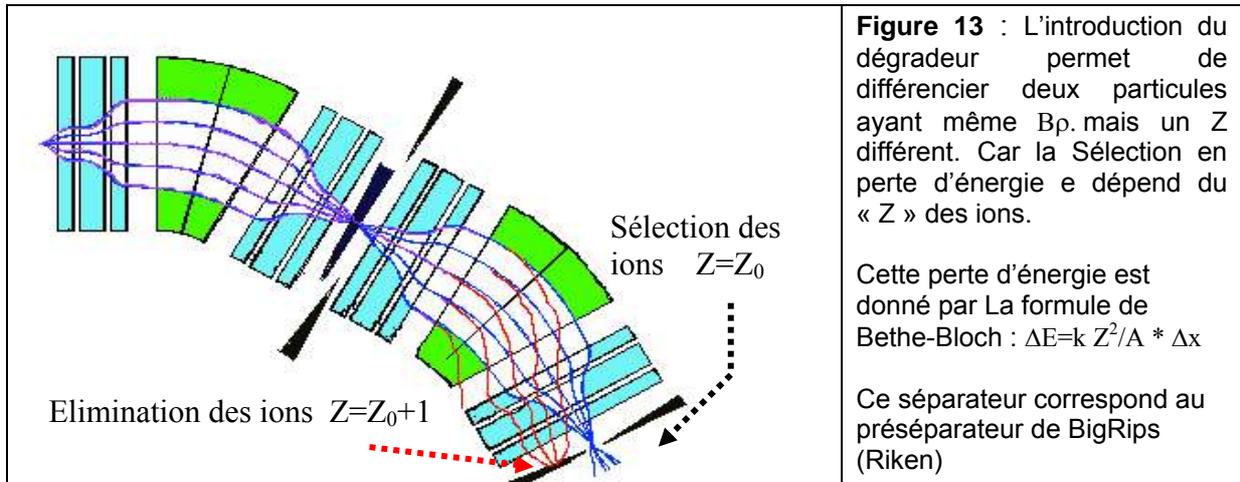


Figure 13 : L'introduction du dégradeur permet de différencier deux particules ayant même $B\rho$, mais un Z différent. Car la Sélection en perte d'énergie e dépend du « Z » des ions.

Cette perte d'énergie est donné par La formule de Bethe-Bloch : $\Delta E = k Z^2/A * \Delta x$
 Ce séparateur correspond au pré-séparateur de BigRips (Riken)

Deux noyaux différents (A_1, Z_1) et (A_2, Z_2) mais ayant un même $B\rho$ arrivent à la même position après l'étage A. Lors de la traversée du dégradeur, la perte d'énergie sera donnée par la forme de perte d'énergie, et il y a peu de chance que les 2 noyaux se retrouvent avec le même $B\rho$ à la sortie du dégradeur. L'étage B assure avec le dégradeur une sélection supplémentaire.

Si la forme du dégradeur n'est pas ajustée, il dégrade la qualité optique des faisceaux. Pour que deux particules de même type (A, Z et Q donné), mais de $B\rho$ différents, soient focalisées à la fin de l'étage B, il faut que la différence relative de $B\rho$ à l'entrée et à la sortie du dégradeur soit conservée (voir l'explication en annexe). Le dégradeur n'est donc pas uniforme en X , il doit être plus épais pour les particules de plus grand $B\rho$.

4. L'identification dans un séparateur de fragment

L'identification des noyaux à la sortie du séparateur se fait par deux mesures ($\Delta E, T_{vol}$) :

Mesure de la perte d'énergie ΔE (dans un détecteur silicium fin)

Cette mesure permet d'identifier le Z des fragments pour un noyau de A donné, car la perte d'énergie ΔE est $\Delta E \sim k Z^2/A$

Mesure du temps de vol (T_{vol}):

La mesure du temps de vol est une mesure de la vitesse, qui est équivalente à une mesure de A/Q . Étant donné que le $B\rho$ est fixé par le séparateur, $B\rho = B\rho_0 (1 \pm \Delta)$, où Δ est l'acceptance en $B\rho$. En supposant que la longueur de vol L est constante quelque soit le $B\rho$ des particules :

$$B\rho = v (A / Q) \Rightarrow A/Q = B\rho (1 \pm \Delta) / v$$

$$A/Q \sim k \Delta T (1 \pm \Delta)$$

Remarque : la mesure du temps de vol peut être réalisée comme suit

$$T_{vol} = K + \Delta T_{mesure} \quad \Delta T_{mesure} = T1 - T2$$

$T1 = T_{start}$ = temps d'arrivée de l'ion sur le détecteur à la fin du séparateur

$T2 = T_{stop}$ = signal pris par exemple, sur une cavité accélératrice de l'accélérateur, car les particules arrivant sur la cible de production sont corrélées à la phase des cavités accélératrices.

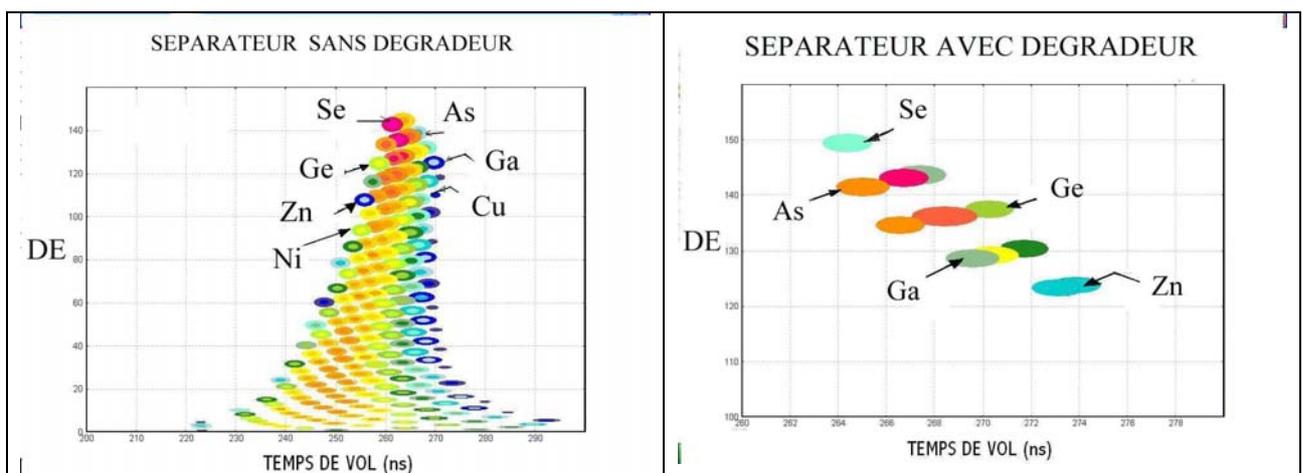


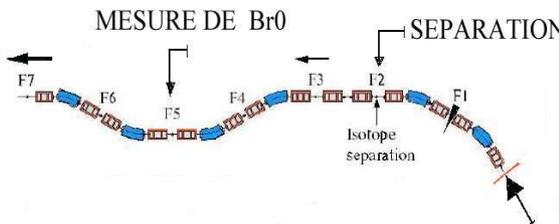
Figure 14a et 14b : simulation avec Lise++(annexe 1,[21]) de la fragmentation du $^{86}\text{Kr}@140 \text{ MeV/A}$ pour obtenir du ^{80}Ge . a) Sans dégradeur un séparateur de fragments fournit des ions allant du Sélénium à l'hydrogène. b) Avec dégradeur, la pureté est améliorée. Avec l'identification en ΔE ($\sim Z$) // Temps de Vol ($\sim A/Q$), chaque isotope produit une tâche dans le plan ($\Delta E, T_{vol}$)

5. Les difficultés d'identification

La résolution de la mesure du A/Q est reliée à l'acceptance Δ en $B\rho$ du séparateur. Pour une meilleure identification, il est parfois nécessaire de fermer les fentes mobiles au point chromatique (fin de l'étage A) pour réduire l'acceptance Δ .

$$B\rho = v (A / Q) \Rightarrow A/Q = B\rho (1 \pm \Delta) / v$$

Dans les projets récents (projet Super FRS pour FAIR@GSI, BigRips@RIKEN) afin de garder toute l'acceptance en $B\rho$ utilisable, les séparateurs sont constitués de 2 séparateurs achromatiques pour séparer puis marquer (« tagger ») en $B\rho$

<p>Le principe du tagging en $B\rho$ à BIGRIPS</p> <p>a) Séparateur achromatique N°1 : (appelé préséparateur)</p> <ul style="list-style-type: none"> - Étage A1 : analyse en $B\rho$ - Dégradeur : - Étage B1 : compensation chromatique <p>Ces étages réduisent notablement l'intensité des ions</p> <p>b) Séparateur achromatique N°2</p> <ul style="list-style-type: none"> - Étage A2 : analyse en $B\rho$ plus fine - Dégradeur possible - mesure du $B\rho$ avec un détecteur de position - Étage B2 : compensation chromatique <p>L'identification repose sur 3 mesures (T_{vol}, ΔE, $B\rho$)</p> <p>Le calcul du A/Q est donné par</p> $A/Q \sim B\rho \cdot T_{vol}$ <p>l'identification en Z avec ΔE</p> $- Z^2 / A \sim K \Delta E$	 <p>MESURE DE Br_0</p> <p>SEPARATION</p> <p>Isotope separation</p> <p>TOF, $B\rho$, $\Delta E \rightarrow Z, A/Q (A, Q), P$</p>
	<p>Figure 14 : la géométrie du Séparateur Bigs Rips à Riken (Tokyo), en opération depuis 2007.</p> <p>étage A1 et B1 : qqq B qqq zone de transition : qqq qqq étage A2 et B2 : qqq B qqq qqq B qqq</p> <p>En conclusion : 6 dipôles de 30° et $R=6m$ 52 quadripôles supraconducteurs</p>

6. Quatre exemples de séparateurs de fragments

Séparateurs	Lise3 Ganil	FRS GSI Mode1	A1900 MSU //NSCL	BIGRIPS Riken
géométrie	(qqBqq)×2 + ligne de transfert + (2 filtres deWien)	(qqqBqqq+ qqqBqqq) ×2	(qqqBqqq+ qqqBqqq) ×2	(qqqBqqq qqqBqqq) ×3
Acceptance Angulaire	1.6mstrd	3.4 mstrd	8 mstrd	10mstrd
Acceptance en moment($B\rho$)	±2.5%	±2.0%	±3.0%	±3.0%
R_{16}	1.7cm/%	6.8 cm/%	5.95 cm/%	3.3 cm/%
résolution	1/600	1/160	1/2900	1/3300
longueur totale	42m	69m	35m	77m
Bromax	3.2T.m	8.6 T.m	6.3 T.m	7.0 T.m
Commentaires	B=45° R=2m quadripôles chauds	B=30° quadripôles chauds	B=45° quadripôles supraconducteurs	B=30° R=6m quadripôles supraconducteurs

C. Les spectromètres magnétiques haute énergie

À haute énergie, l'identification du faisceau est moins problématique qu'à la barrière coulombienne (car $q=Z$, et l'identification par perte d'énergie est plus aisée), ils peuvent être utilisés soit avec des faisceaux stables soit avec des faisceaux radioactifs.

La disponibilité de faisceau radioactif, produit par fragmentation du projectile, relativement intense et pure en aval des séparateurs laisse possibilité d'utiliser les ions secondaires pour réaliser et étudier des réactions secondaires avec ces ions.

Le principe nécessite donc plusieurs étapes :

- a) Cible de production par fragmentation
- b) Séparateur de fragments achromatique pour la purification
- c) Refocalisation des ions secondaires
- d) Cible de réaction
- e) Spectromètre haute énergie.

Ce type de principe fut beaucoup utilisé au GANIL dans les années 1990-2005 avec le séparateur Alpha et le spectromètre SPEG. Il atteint son plus haut degré de performances dans les laboratoires NSCL (Michigan) avec le S800[12] et à RIKEN (Japon) avec SHARAQ [11] qui sera disponible en 2009.

Nous insistons un peu plus pour expliquer le principe des spectromètres à perte d'énergie.

Physique : fragmentation d'ion radioactif (double fragmentation)

: transfert de nucléon, Knockout, résonance géante avec RIB

Spectromètres utilisant des faisceaux de fragmentation	SHARAQ @RIKEN Haute résolution	S800 @ NSCL bonne résolution et grande acceptance	Zero degree spectrometer @RIKEN
géometrie*	ligne+ Cible + qq B q B	ligne+ Cible + qq B B	Cible qqq B qqq
séparateur en amont	BigRips	A1900	BigRips
rotation	-2° à +15°	0°-60°	
modes	- standard - à perte d'énergie	- standard - à perte d'énergie	- standard
Bromax	6.8 T.m	4.0 T.m	6.8 T.m
Quadripôles	supraconducteur type superferrique		
Acceptance Angulaire	2.7 mstrd	20mstrd	#10 mstrd
Longueur	19.3m		
Angle dipôle(s) magnétique	B1=60° R=4.4m g=200mm B2 =32.7° R=4.4m	B1=B2=60°	B=30° R=6m
dispersion	5.8 cm/% au point cible 0 au plan focal	5 cm/%	#2cm/%
Résolution en $B\rho$	1/15000 (FWHM)	1/5000	1/2000
Résolution angulaire	1mrad	1mrad	-

Le principe du spectromètre à perte d'énergie :

Le mode standard pour un spectromètre est d'amener un faisceau achromatique sur une cible de réaction (la position des particules sur la cible ne dépend pas de leur $B\rho$). On mesure avec le spectromètre le $B\rho$ des produits de réaction.

Lors d'une réaction nucléaire, pour la spectroscopie nucléaire, on veut souvent accéder aux quantités importantes pour déterminer la cinématique de la réaction :

- Impulsion transférée par le projectile à la cible ($P_{\text{transfert}}$)
- Angles

Notons que les faisceaux radioactifs produits par fragmentation ayant une dispersion en vitesse de Δ_v importante, il n'est pas possible de déterminer l'impulsion transférée avec une résolution meilleure que Δ_v . Par exemple en aval de BigRips la dispersion en vitesse d'un ion donné est $\Delta_v = 3\%$, avec un spectromètre utilisé en mode standard (le mode dispersif). La résolution en moment n'excéderait pas $R=3\%$:

$$\text{Car } P_{\text{transfert}} = P_{\text{final}} - (P_{\text{initial}} \pm \Delta)$$

Une des techniques est de mesurer l'impulsion initiale, particule par particule, mais ceci n'est pas possible pour des faisceaux intenses (car le taux de comptage des détecteurs est limité).

L'autre solution est de réaliser un spectromètre achromatique et de mettre la cible au point chromatique.

Le mode « spectromètre à perte d'énergie », consiste en 2 étapes :

$$\begin{aligned} &\text{Etage A : analyse } (x|\delta)_A = R_{16}(A) \neq 0 \\ &+ \text{ Cible de réaction} \\ &+ \text{ Etage B : compensation } (x|\delta)_B = R_{16}(B) \neq 0 \\ &\quad (x|\delta)_{A+B} = R_{16}(A+B) = 0 \end{aligned}$$

Si il n'y a pas de perte d'énergie dans la cible, la particule se retrouve à la sortie du spectromètre, (au plan focal) à la position centrale $x_B=0$, quelque soit son impulsion initiale.

Si la particule a perdu de l'énergie en raison d'une réaction nucléaire la position est décalée $x_B \neq 0$.

La reconstruction de l'impulsion transférée est donnée par : $(P_f - P_i)/q = x_B / R_{16}(B)$

Le spectromètre SHARAQ possède la propriété d'être achromatique en angle dans le plan horizontal $R_{26}(A+B) = 0$, ceci permet la reconstruction de l'angle $\Delta\theta$

Pour reconstruire la trajectoire, afin d'analyser la cinématique des réactions, les matrices de Transport ($R_{ij}(A)$ et $R_{ij}(B)$), des étages A et B doivent être connus.

Remarque : l'optique de l'étage A peut être modifiée de façon à obtenir un faisceau achromatique au point cible. Pour ce faire il suffit d'appliquer un autre jeu de valeur des quadripôles. On obtient alors un spectromètre chromatique (dispersif) fonctionnant dans le mode standard.

D. Les spectromètres en temps de vol et les mesures de masse

En physique nucléaire, les mesures de masse des noyaux exotiques avec des précisions relatives de l'ordre de 10^{-5} - 10^{-6} permettent un accès au effet de structure (fermeture de couches, appariement, déformation)

La mesure en vol de la masse de noyaux produits par fragmentation du projectile est une méthode qui permet d'accéder aux noyaux de vie courte. Ces mesures de masse peuvent être réalisées avec des spectromètres magnétiques à haute énergie ou des anneaux de stockage, ce qui est complémentaire aux mesures réalisées à basse énergie.

1. Mesure de temps de vol et de $B\rho$

La mesure conjointe de rigidité magnétique et de la vitesse ($B\rho, v$) permet d'accéder en théorie à la masse (à M/q)

$$m = \frac{M}{q} = \frac{B\rho}{\gamma v} = \frac{B\rho}{v} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

La mesure de la rigidité magnétique peut être réalisée avec un spectromètre magnétique de haute résolution (typiquement des résolutions en $B\rho$ de l'ordre de 10^{-4} sont réalisables sur des spectromètres comme le S800@NSCL, SPEG@Ganil ou Sharaq@Riken).

La vitesse est mesurée très précisément avec des longues lignes de faisceau et une mesure de temps de vol $v=L/\Delta T$

La résolution en masse escomptée sera donc

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{\Delta T}{T_{vol}} + \frac{\Delta B\rho}{B\rho},$$

Si la ligne est suffisamment longue la résolution en temps peut être excellente, par contre, la résolution en $B\rho$ limite, en pratique, la résolution. Il faut une statistique correcte ($N > 100$ coups) pour réduire l'erreur relative (σ_m/M) sur la masse à 10^{-5} .

$$\frac{\sigma_m}{m} = \frac{1}{2.35} \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{\Delta m}{m}$$

Par ailleurs, une bonne compréhension des erreurs systématiques est requise, mais ceci peut être obtenu en utilisant de nombreuses masses de référence. D'importantes campagnes ont été réalisées au GANIL [16...] en utilisant ce principe, avec des ions produits par fragmentation de 100 MeV/A sur une ligne de 80 mètres en conjonction avec le spectromètre SPEG.

2. Mesure de temps de vol dans un anneau de stockage isochrone

En utilisant un anneau de stockage, et en mesurant la fréquence de révolution des ions dans l'anneau, on possède une base de temps de vol uniquement limitée par le temps de vie des noyaux d'intérêt. Par ailleurs, il est possible de régler l'optique de l'anneau de stockage de telle façon que le temps de vol des ions ne dépende pas de leur $B\rho$. Ce réglage isochrone ($R_{56} = (|\delta|) = 0$) est obtenu en ajustant les gradients des quadripôles de l'anneau.

Ce type de mesure a été réalisé à GSI sur l'anneau ESR [17] avec les noyaux produits avec le séparateur FRS. Un anneau de stockage isochrone est en projet à RIKEN.

Dans le mode de fonctionnement isochrone de l'anneau, deux particules de même type, mais ayant deux vitesses différentes, réalisent un tour dans l'anneau dans un même intervalle de temps : l'optique est ajustée de telle façon que la particule de plus haute vitesse réalise plus de chemin que la particule de basse vitesse.

Le principe repose sur la mesure de la différence de fréquence de révolution entre 2 ions (1 et 2), qui ne dépend que de la différence de masse dans le mode isochrone de l'anneau.

$$\frac{F_0 - F_1}{F_0} = -\alpha \frac{M_1 / q_1 - M_0 / q_0}{M_0 / q_0}$$

Démonstration

Le principe de la mesure de masse revient à mesurer la fréquence de révolution sur un nombre de tours important. La fréquence de révolution dépend de la vitesse des ions et de la longueur L parcourue dans l'anneau :

$$F_{rev} = \frac{v}{L}$$

La longueur parcourue dans l'anneau de stockage (magnétique) dépend en général légèrement de la rigidité magnétique : $L = L_0 (1 + \alpha B\rho + \dots)$

On cherche à exprimer la dépendance de F_{rev} en fonction de m ($m=M/q$) .

La technique de la dérivation logarithmique est pratique pour mettre en évidence cette dépendance :

$$\frac{\delta F_{rev}}{F_{rev}} = -\frac{dL}{L} + \frac{dv}{v} = -\alpha \frac{dB\rho}{B\rho} + \frac{dv}{v} = -\alpha \frac{dm}{m} - \alpha \frac{d\gamma}{\gamma} + (1-\alpha) \frac{dv}{v}$$

Les relations relativistes permettent d'obtenir les relations suivantes :

$$\frac{d\gamma}{dv} = \frac{v}{c^2} \gamma^3 \Rightarrow \frac{d\gamma}{\gamma} = \frac{v^2}{c^2} \gamma^2 \frac{dv}{v} = (\gamma^2 - 1) \frac{dv}{v}$$

La fréquence de révolution

$$\frac{\delta F_{rev}}{F_{rev}} = -\alpha \frac{dm}{m} + [-\alpha\gamma^2 + \alpha + 1 - \alpha] \frac{dv}{v} = -\alpha \frac{dm}{m} + [-\alpha\gamma^2 + 1] \frac{dv}{v}$$

Dans le mode de fonctionnement isochrone, les quadripôles de l'anneaux sont ajustés de telle sorte que $\alpha=1/\gamma^2$.

$$\text{si } \alpha = \frac{1}{\gamma^2} \text{ alors } \frac{\delta F_{rev}}{F_{rev}} = -\alpha \frac{dm}{m}$$

La fréquence F_{rev} de révolution ne dépend alors que de la masse.

Deux autres types de spectromètres isochrones peuvent être mentionnés :

- Les cyclotrons isochrones qui sont des accélérateurs, mais ils peuvent aussi être utilisés comme spectromètre de masse multitours.

- Un spectromètre isochrone à été conçu spécialement pour les mesures de masses : le spectromètre isochrone TOFI@LAMPF [18], il possédait la propriété d'être isochrone en moment (δ), mais aussi en position x, et en angle θ :

$$\text{Pour TOFI : } R_{56}=R_{51}=R_{52}=0$$

Ces propriétés de la matrice de transfert lui assurait une excellente résolution, et ceci avec une longueur de vol relativement courte.

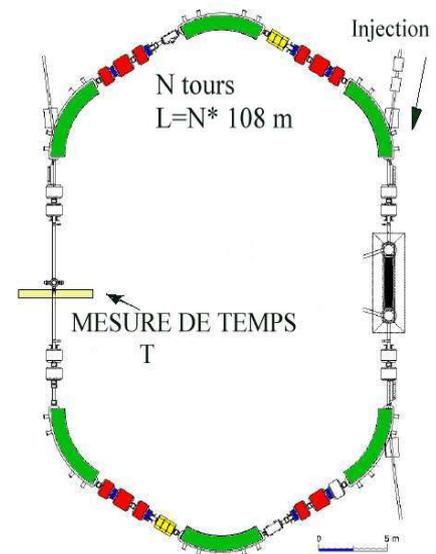


Figure 16 : Anneau ESR à GSI.
 $B\rho_{max}=10 \text{ T.m}$; $\alpha\#1/7$

VI) CONCLUSION

Nous avons survolé dans ce cours les notions élémentaires d'optique de faisceau pour comprendre l'utilisation des spectromètres en physique nucléaire. Nous avons abordé, ensuite, les différentes techniques de séparation utilisées dans les différents domaines d'énergie des ions.

Les techniques utilisées dans les spectromètres sont issues de compromis qui dépendent surtout de la cinématique des réactions nucléaires d'intérêt. Pour la conception ou l'utilisation d'un spectromètre existant, il faut identifier les réactions et les faisceaux d'intérêt et se poser les questions suivantes :

- Quelle est la rigidité électrique maximale des ions ?
⇒ un dipôle électrostatique est-il possible ?
- Quelle est la rigidité magnétique maximale ?
⇒ des quadripôles conventionnels sont-ils suffisants ?
⇒ Faut-il utiliser des aimants supraconducteurs ?
- Quels sont l'angle solide et la transmission angulaire nécessaires ?
⇒ des quadripôles conventionnels sont-ils suffisants ?
- Quelle est l'intensité maximale du faisceau primaire secondaire ?
⇒ quels sont les problèmes induits : thermique, radioactivité ?
- Quels sont les polluants et leur proximité avec le faisceau d'intérêt ?
- Quelles sont les quantités à reconstruire ($B\rho$, angle, énergie, vitesse, masse)
⇒ certaines quantités peuvent-elles être mesurées sans spectromètre avec un système de détection ?

Le fruit de cette réflexion vous portera sur un type de spectromètre qui sera toujours le fruit d'un compromis entre différents couples qui s'opposent :

Sélectivité // Efficacité
Résolution // Acceptance
Grande pureté des ions // Bonne intensité
Rigidité maximale // Acceptance angulaire
Bas coût // Haute performance

Le Yin et le Yang des spectromètres ...

Pour aller plus loin dans la compréhension des spectromètres, il est conseillé de travailler un peu les articles et les annexes proposées ci-dessous :

ANNEXES :

- 1- Le code de simulation Lise++
- 2- La notion d'émittance
- 3- Étude d'un triplet de quadripôles
- 4- le dégradeur achromatique d'un séparateur de fragment
- 5- Les états de charges d'un ion
- 6- Le filtre de Wien : un filtre de Vitesse
- 7- Travail dirigé : une expérience avec le filtre de vitesse de Darmstadt

Bibliographie :

Quelques références pédagogiques :

Généralités sur les techniques de séparations des ions secondaires

[1] Munzenberg NIMB 70 (1992) 265-275

Spectromètres de masse basse énergie

[2] R.C. Barber, Nim B 204 (2003) 4690-465 : article de revue

[3] H. Sunaoshi, Nim B 70 (1992) 421-426 : un spectro de masse pour ions radioactifs

Spectromètre magnétique de très grande acceptance

[4] H Savajols et Al, Nucl Phys A 654 (1999)

[5] M. Rejmund et A, NIMA 593 (2008) 343-352

Spectromètre de Masse type RMS (Recoil Mass Spectrometer)

[6] T.M. Cormier et AL NIMB 212 (1983)

[7] H. Ikezoe et Al, NIMA 376 (1996) 420-426

[8] A. Jingan et Al, NIMA 526 (2004) 376-385 : detection de HIRA

Séparateurs à gaz

[9] Leino et Al, NIMB (1999), 653

[10] M. Paul 1989, NIMA 277, 418

Spectromètre Haute énergie

[11] T.Uesaka et Al Nim B 266 (2008) 4690-465 : Sharaq

[12] D.Bazin B 204 (2003) 629-633 : S800

Séparateurs de fragments:

[13] R.Anne, D.Bazin, A.C.Mueller, J.C.Jacmart and M.Langevin, "The achromatic spectrometer LISE at GANIL", NIM A257 (1987) 215-232.

[14] H.Geissel, G.Munzenberg, K.Riisager, "Secondary exotic nuclear beams", Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 45 (1995) 163-203.

[15] Kubo et Al, NIMB 204 (2003) 97-113 : BIG RIPS

Spectromètres en temps de vol

[16] A. Gilibert et Al, Phys Lett B176 (1986) 317

[17] H.J Kluge et Al., NIMA 532 (2004), 48-55 : l'anneau de stockage à GSI

[18] J.M. Wooter et Al. NIMA 240 (1985), 77-90 : un spectromètre isochrone TOFI

SHIP, le filtre de vitesse de GSI

[19] G. Münzenberg *et al.*, *NIM B* 26 (1987), 294-301

[20] G. Münzenberg & al, NIM 161, (1979) 65-82

Le Code Simulation Lise++

[21] O. Tarasov, D. Bazin, Nucl Phys A 746 (2004) 411

Remerciements: Je remercie chaleureusement tous mes collègues des différents laboratoires européens, américains et asiatiques pour les documents fournis. Je remercie également mes collègue de Ganil, qui m'ont aider à améliorer le document : notamment Patricia Roussel-Chomaz, Mauricy Rejmund, Nathalie Sauvé et Amélie Machue.

ANNEXE 1

Le Code de simulation LISE++

(O. Tarasov - D.Bazin [21])

Le programme Lise++ est un outil incontournable pour étudier et simuler les expériences de physique nucléaire avec des spectromètres, il inclut des dizaines d'outils et il est téléchargeable gratuitement

- <http://www.ganil.fr/lise/proglise.html> (site lise à GANIL)
- <ftp://ftp.nslc.msu.edu/lise> (Oleg Tarasov à MSU)

Lise++ inclut notamment

- le calcul des distributions d'état de charge des ions
- le calcul des pertes d'énergie dans les matériaux
- l'étude de la cinématique des réactions
- la production de faisceaux radioactifs par fragmentation du projectile, par fusion évaporation, par fission
- la simulation des séparateurs de fragment (B_p , dégradeur)
- des configurations préprogrammées des séparateurs existants Lise3, BigRips, A1900, FRS, VASSILISSA...

Exercice : Simuler la fragmentation d'un faisceau de $^{78}\text{Kr}^{36+}$ à Ganil sur le spectromètre Lise pour former du ^{74}Kr : étape 0) lancer le programme Lise++

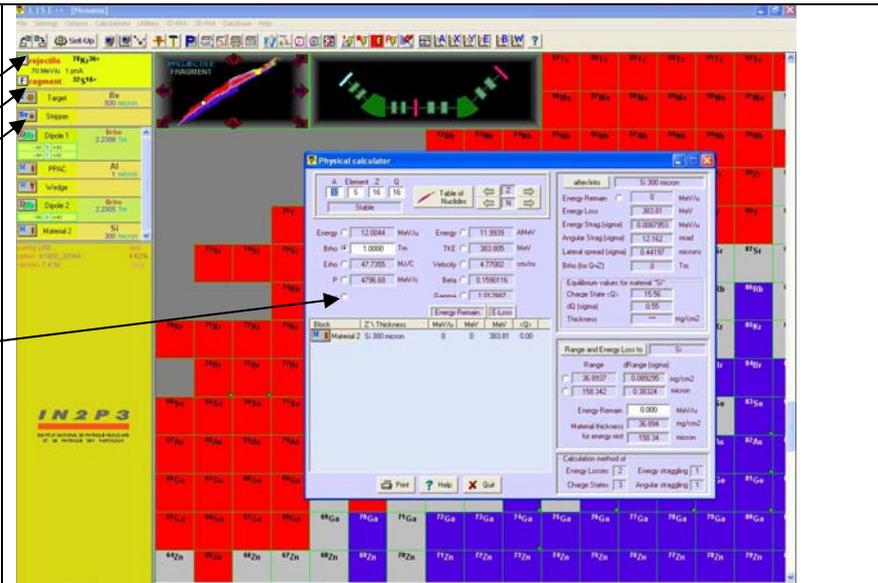
- 1) charger le fichier du séparateur Lise : file/config/load/ganil/lise.icn
- 2) sélectionner les réactions de fragmentation : Option/production mechanism/fragmentation
- 3) Inscrire le projectile : [en haut à droite cliquer] et définir $^{78}\text{Kr}^{36+}$ @ 75 MeV/A
Puissance=1.0 Kilowatt
- 4) Inscrire le fragment d'intérêt : ^{74}Kr (Z=36)
- 5) Mettre une cible de carbone de 100micron : à droite, cliquer sur target, puis PT sélectionner le carbone, puis ajuster l'épaisseur
- 6) calculer les réglages des dipôles pour l'ion d'intérêt :
Calculation/calculate the spectro for the setting ion
- 7) Calcule la production de ^{74}Kr : Calculation/transmission&rate/one nucleus
C'est fait !

Résultat : Intensité = $1.4 \cdot 10^5$ pps à la sortie du séparateur, mais le faisceau est très pollué. Ajouter un dégradeur d'aluminium et recommencer l'exercice.

La fenêtre du code
Lise++

définition du projectile
définition du fragment
définition de la cible

Calculatrice « physical calculator » : permet les calculs B_p , E_p , E, vitesse, perte d'énergie.....



The image shows a screenshot of the Lise++ software interface. On the left, there's a sidebar with various options like 'Projectile', 'Fragment', 'Target', 'Stage', 'Epsilon', 'Wedge', and 'Material'. The main area displays a grid of elements (Kr, Ga, Zn, Cu, Ni, Fe, Co, Ni, Zn, Cu, Ga, Kr) with different colors. A 'Physical calculator' window is open in the foreground, showing various parameters like Energy, Beta, Velocity, and Range. The calculator window has tabs for 'State', 'Table of Numbers', and 'abn/abn'. The 'State' tab is active, showing parameters for Element Z=0, State 0, Energy 12.0044 MeV/u, Beta 1.0000, Ekin 47.7395 MeV/u, P 4796.58 MeV/u, Block 2, and Material 2. The 'abn/abn' tab shows parameters for Energy-Reman, Energy-Loss, Energy (mg/deg), Angular Disp (deg), Lateral spread (mm), Beta (deg), Charge State (Q), Charge State (Q), Angular (deg), Thickness, and Range and Energy Loss to Si.

ANNEXE 2

La notion d'émittance

L'émittance est une mesure du volume occupé par un ensemble de particules dans l'espace des phases à 6 dimensions (x, y, z, p_x, p_y, p_z). Cette quantité est intéressante, car le **théorème de Liouville** indique que pour des particules dirigées par des forces extérieures conservatives (pas de frottement), la densité de l'espace des phases (x, y, z, p_x, p_y, p_z) reste constante.

En optique de faisceau, les coordonnées utilisées peuvent facilement être reliées aux coordonnées hamiltoniennes ($x, \theta \# p_x/p_0, y, \phi \# p_y/p_0, l \# k(z-z_0), \delta = p - p_0/p_0$) ou p_0 est l'impulsion p_z de la particule de référence.

Dans un spectromètre, les particules interagissent très faiblement par répulsion coulombienne et il n'y a pas de forçage de frottement dans le vide, donc on est dans le cadre du théorème de Liouville.

Pour des raisons pratiques, on utilise les mesures dans 3 sous-espaces des phases

émittance Horizontale : surface du faisceau dans (x, θ)

émittance Verticale : surface (y, ϕ)

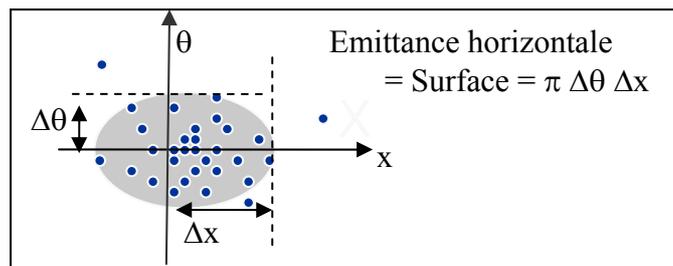
émittance longitudinale : surface (l, δ) ou (t, E) suivant les notations

Remarque : Dans les cas les plus courants, l'utilisation des quadripôles permet une conservation de émittance horizontale et émittance verticale. Indépendamment, si il n'a pas de dégradeur ou de cible l'emittance longitudinal (t, E) est conservée.

En pratique, le faisceau est inscrit dans une ellipse dans les plans horizontaux (x, θ) et verticaux (y, ϕ). Les ellipses d'émittance tournent, s'allongent et se contractent dans une ligne de faisceau tout en gardant une surface constante

La mesure de l'émittance transverse, est la mesure de la surface de l'ellipse qui circonscrit toutes les particules (ou $x\%$ des particules). Un faisceau focalisé avec un enveloppe de $\pm \Delta x$ et $\pm \Delta \theta$ Possède une émittance $E_x = \pi * \Delta X * \Delta \theta$ (en pi mm.mrd)

Nota Bene : 1) La surface d'une ellipse est $S = \pi a b$ (ou a et b sont les demi axe).



Sur la cible de réaction d'un spectromètre, on peut souvent ajuster l'optique (c.a.d., les quadripôles) pour focaliser un faisceau de $10 \pi \text{mm.mrd}$ de plusieurs façons :

optique n°1 : $\Delta x_0 = \Delta y_0 = \pm 4 \text{mm}$ avec $\Delta \theta = \Delta \phi = \pm 2.5 \text{mrad}$

optique n°2 : $\Delta x_0 = \pm 1 \text{mm}$; $\Delta \theta = \pm 10 \text{mrad}$; $\Delta y = \pm 4 \text{mm}$; $\Delta \phi = \pm 2.5 \text{mrad}$;

.....

L'optique n° 2 est en général la meilleure, car elle permet d'optimiser, la résolution du spectromètre car :

$$\text{Résolution} = 2 \Delta x_1 / \mathbf{R}_{16} = 2 R_{11} \Delta x_0 / \mathbf{R}_{16}$$

ANNEXE 3

Étude d'un triplet de quadripôles

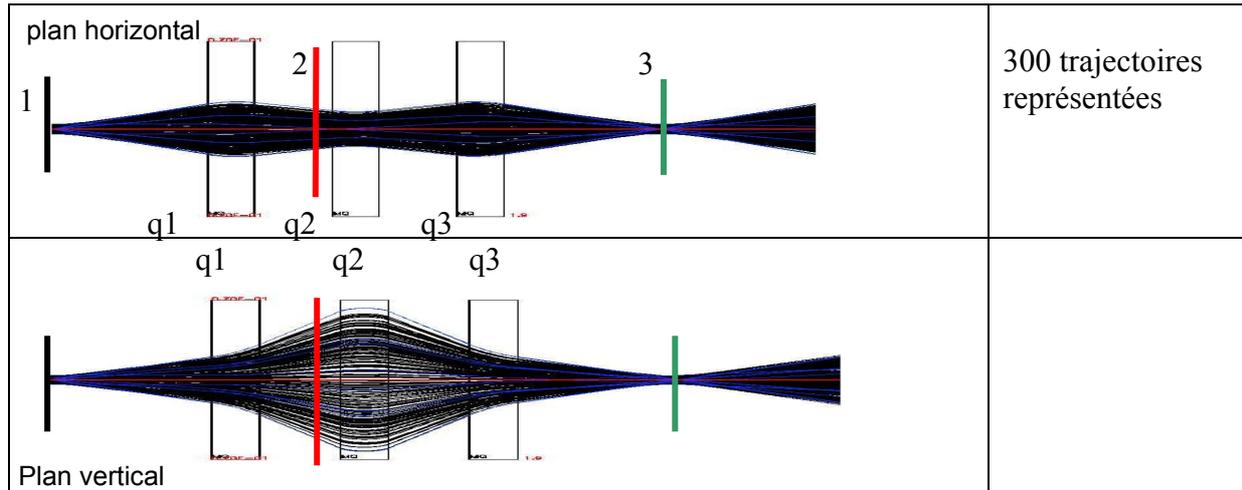
Étudions l'effet d'un triplet de quadripôles sur le transport d'un faisceau de particules chargées dans le cadre d'une « focalisation point-point »

La ligne considérée : 3 quadripôles magnétiques de diamètre de gorge 70 mm, longueur 300mm ; Longueur totale =3.9 m ; distance entre Quadripôles=0.5m

L'optique :

Une focalisation point-point dans le plan horizontal

Une focalisation point-point dans le plan vertical



Remarque : q1 et q3 focalisent dans le plan horizontal (défocalisent en vertical)

q2 défocalise dans le plan vertical (focalise en Horizontal) ;300 trajectoires sont représentées

Paramètres : faisceau = 1 T.m ($^{12}\text{C}^{3+}$, $E=3.01\text{MeV/A}$) Gradient de Q1= 4.725 T/m

Gradient de Q2=- 6.117 T/m

Gradient de Q3=5.5 Tesla/m

<p>1</p> <p>$\Delta x = \pm 1 \text{ mm}$ $\Delta \theta = \pm 5 \text{ mrad}$</p>	<p>2</p> <p>$\Delta x = \pm 6 \text{ mm}$ $\Delta \theta = \pm 3 \text{ mrad}$</p>	<p>3</p> <p>$\Delta x = \pm 1 \text{ mm}$ $\Delta \theta = \pm 5 \text{ mrad}$</p>	<p>emittance horizontale aux points 1,2 et 3</p>
<p>1</p> <p>$\Delta y = \pm 2 \text{ mm}$ $\Delta \phi = \pm 3 \text{ mrad}$</p>	<p>2</p> <p>$\Delta y = \pm 25 \text{ mm}$ $\Delta \phi = \pm 7.5 \text{ mm}$</p>	<p>3</p> <p>$\Delta y = \pm 2.4 \text{ mm}$ $\Delta \phi = \pm 2.5 \text{ mrad}$</p>	<p>emittance verticale aux points 1,2 et 3</p>

Evolution de l'emittance . La surface des ellipses d'emittance reste constante dans les plans horizontaux et verticaux au niveau des point 1 , 2 et 3, car le théorème de Liouville s'applique dans ce contexte.

ANNEXE 3 (suite)

Problème sur le triplet de quadripôles:

- 1) Quel est le champ magnétique aux pôles de q2
- 2) Quels seraient les gradients à appliquer sur q1, q2 et q3, pour un faisceau de $^{12}\text{C}^{6+}$ $E=3.01\text{MeV}/A$ (même vitesse) pour obtenir la même optique?
- 3) quel est l'émission transverse du faisceau au point 1 (entrée de la ligne) ?
- 4) que se passe-t-il si on éteint q3 ($Gq3=0$) ?

la matrice de transport entre le point 1 et 3 est

$$\begin{bmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ l \\ \delta \end{bmatrix}_2 = \begin{bmatrix} -1.0 & 0.0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0.42 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1.2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1.34 & -0.833 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 3.8 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ l \\ \delta \end{bmatrix}_1 \quad \begin{aligned} l &= v_0(t-t_0) \\ \delta &= \frac{p-p_0}{p_0} \end{aligned}$$

- 5) Quel est le grandissement R_{33} entre 1 et 3

Réponses :

1) Pour le faisceau de $B\rho=1.0 \text{ T.m}$, le gradient de q1 était 5.125 T/m , son diamètre de gorge était $d=70\text{mm}$: les pôles sont situés à $r=d/2=35\text{mm}$ du centre optique de la ligne

Bpôle (Q1) = $r \cdot G_{q1} = 35 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot 4.725 \text{ T/m} = (+ \text{ ou } -) 0.1793 \text{ Tesla}$

2) Il faut connaître la formule de la rigidité magnétique

$B\rho_a(M=12, V, q=3) = \gamma MV/q = 1.0 \text{ T.m}$

$B\rho_b(M=12, V, q=6) = \gamma MV/q = B\rho_1 / 2 = 0.5 \text{ T.m}$

pour un faisceau de $^{12}\text{C}^{6+}$ $E=3.01\text{MeV}/A$ (même vitesse V), les particules auront une rigidité magnétique deux fois plus faible. Pour réaliser la même optique, il faut multiplier les champs magnétiques des quadripôles par le facteur $k=B\rho_b/B\rho_a$ ($k=0.5$)

3) L'émission transverse du faisceau est la surface de la section occupée par le faisceau dans le plan (position ; angle) c.à.d. (x, θ) et (y, ϕ)

Remarque : la surface d'une ellipse droite ayant pour demi largeur a et b , est $S=\pi ab$ émission transverse horizontale.

$$E_x = \pi \Delta x \Delta \theta = 5 \pi \text{ mm.mrad}$$

émission transverse vertical

$$E_y = \pi \Delta y \Delta \phi = 6 \pi \text{ mm.mrad}$$

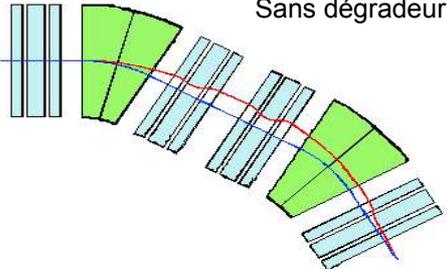
4) Si l'on éteint q3 (focalisant en horizontal), le faisceau diverge dans le plan horizontal. Par contre, le point de focalisation vertical se déplace en amont, il sera situé entre le point 2 et le point 3.

5) $R_{33}=(y|y)=-1.2$, Notons que $|R_{33}|=\Delta y_3/\Delta y_1$

ANNEXE 4

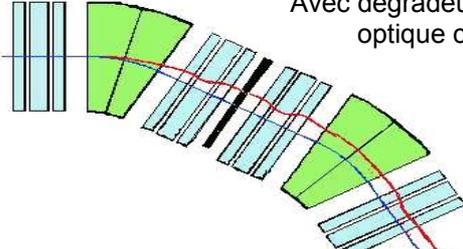
Le dégradeur achromatique d'un séparateur de fragments

Dans le cours, nous avons vu qu'un séparateur de fragment est un spectromètre magnétique à 2 étages, qui donne une combinaison achromatique (le coefficient de dispersion $(x|\delta)=R_{16}$ est nul).

	<p>Séparateur de fragment en 2 étages (A et B)</p> <p>2 trajectoires de $B\rho$ différentes sont représentées :</p> <p>$Z_0(x_0=0, \theta_0=0, y_0=0, \phi_0=0, \delta=0)$ $Z_1(x_0=0, \theta_0=0, y_0=0, \phi_0=0, \delta=0.02)$</p> <p>$R_{16}(A+B)=0$</p>
---	---

L'objectif du dégradeur est de séparer les différentes particules selon leur Z (afin de séparer les différents isobares)

Si la forme du dégradeur n'est pas ajustée, il dégrade la qualité optique des faisceaux. Deux particules de même type (A, Z et Q donné), mais de $B\rho$ différent, reconvergeront vers le même point, si la différence relative de $B\rho$ à l'entrée et à la sortie du dégradeur est conservée. Le dégradeur n'est donc pas uniforme en x , il doit être plus épais pour les particules de plus grand $B\rho$.

	<p>Un dégradeur uniforme viole la condition d'achromatisme :</p> <ul style="list-style-type: none"> - 2 particules identiques mais avec des $B\rho$ différents sont représentées. - Ce dégradeur baisse l'impulsion d'une particule donnée d'une quantité constante Δp_d
---	--

Un dégradeur avec une épaisseur uniforme rend l'optique chromatique :

Démonstration :

Considérons 2 particules avec $p=p_0$ et $p=p_1 + \Delta p$

Avant le dégradeur, la différence relative δA de $B\rho_0$ des 2 trajectoires est

$$\delta A = (p_1 - p_0) / p_0 = \Delta p / p_0$$

Dans le dégradeur uniforme, les 2 particules de même type perdront la même quantité Δp_d

$$\text{Après le dégradeur } \delta B = [p_0 + \Delta p - \Delta p_d - (p_0 - \Delta p_d)] / [p_0 - \Delta p_d]$$

$$\delta B = [\Delta p] / [p_0 - \Delta p_d] \quad \delta A \neq \delta B$$

La matrice de Transport $R(B)$ est telle que la trajectoire Z_1 ne sera refocalisée après l'étage B que si $\delta = \delta A$.

-L'optique est achromatique sans le dégradeur, quand ($\Delta p_d = 0$ et $\delta A = \delta B$)

-L'optique ne sera donc pas achromatique avec le dégradeur, où $\delta A \neq \delta B$

La solution est de modifier la forme du dégradeur de façon que les particules de haute énergie perdent un plus d'énergie que les particules de basse énergie. Il suffit que l'épaisseur T du dégradeur soit une fonction de X .

La solution pour avoir ($\delta A = \delta B$) et donc une optique achromatique est d'utiliser un dégradeur avec une épaisseur variable $T = T(x)$:

$$\Rightarrow \Delta p_d = \text{fonction de } x$$

Dans le dégradeur non uniforme, les 2 particules de même type perdront une quantité d'impulsion en fonction de la position d'arrivée x_A après l'étage A. $\Delta p_d = \Delta p_d(x_A)$

$$\begin{aligned} \text{Après le dégradeur} \quad \delta B &= [p_0 + \Delta p - \Delta p_d(x) - (p_0 + \Delta p_d(x=0))] / [p_0 - \Delta p_d(x=0)] \\ &= [-\Delta p - \Delta p_d(x) + \Delta p_d(x=0)] / [p_0 - \Delta p_d(x=0)] \end{aligned}$$

Comment obtenir $\delta A = \delta B$???

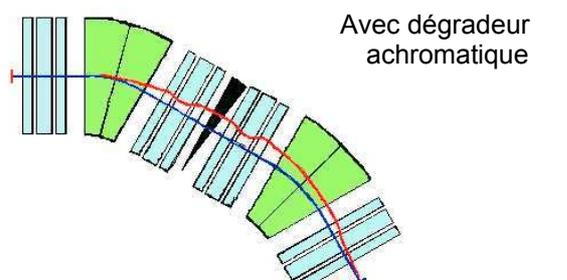
Astuce : la position d'arrivée sur le dégradeur dépend de l'impulsion p ($B_p = p/q$) et de la dispersion de l'étage A. En effet : $\Delta p/p_0 = x_A / R_{16}(A)$, en injectant cette relation dans la formule précédente et en posant ($\delta A = \delta B$), on obtient

$$\Delta p_d(x) \neq \Delta p_d(x=0) \times [1 + x / R_{16}(A)]$$

Donc l'épaisseur T du dégradeur doit être du genre :

$$T \neq K \times [1 + x / R_{16}(A)]$$

Ce type de dégradeur à épaisseur variable est appelé dégradeur achromatique, car il conserve les conditions d'achromatisme.

 <p>Avec dégradeur achromatique</p>	<p>avec un dégradeur dont l'épaisseur variable est $T = K [1 + x / R_{16}(A)]$</p> <p>l'optique est achromatique, car la différence relative de B_p à l'entrée et la sortie reste la même avant et après le dégradeur.</p> <p>$R_{16}(A+B) = 0$</p>
---	--

ANNEXE 5

Les états de charge d'un ion après la traversée d'une cible solide

Lors de la traversée d'une cible solide mince, les collisions de l'ion incident avec les atomes du solide induisent des réactions de pertes et de captures électroniques qui changent l'état de charge de l'ion incident. A la sortie de la cible, cet ion a une probabilité $P(q)$ de se trouver ionisé dans les différents états de charge $q = Z, Z-1, Z-2, \dots, 0$

Les épaisseurs d'équilibres

A mesure que l'on augmente l'épaisseur de la cible les probabilités de retrouver l'ion dans tel ou tel état de charge évoluent.

A partir d'une certaine épaisseur, appelée l'épaisseur d'équilibre, les distributions n'évoluent plus beaucoup (tant que l'énergie de sortie du faisceau n'est pas affectée).

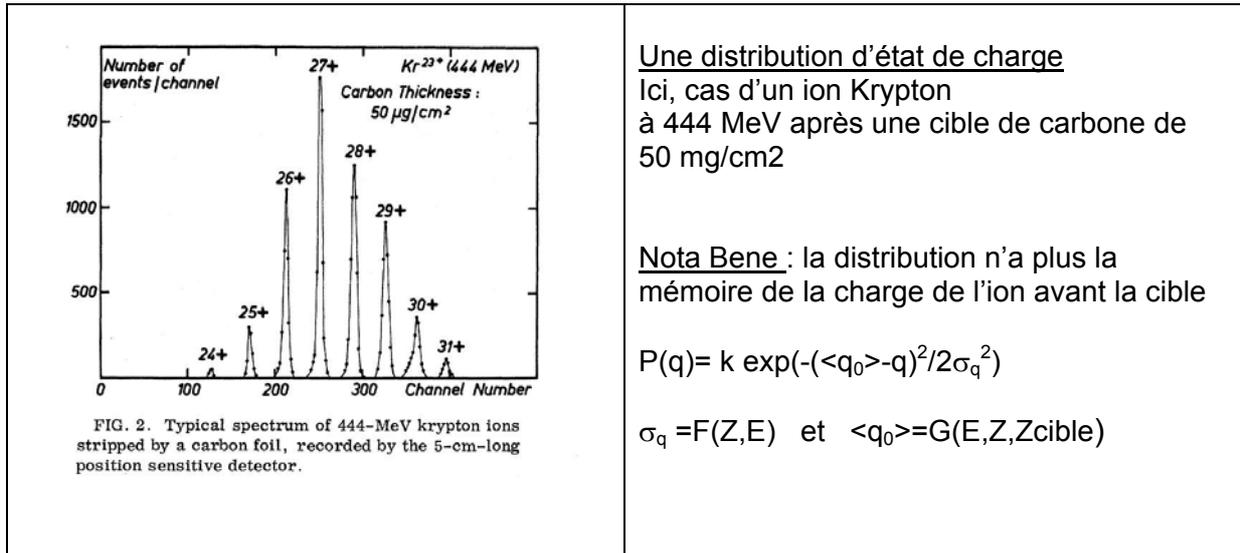
L'état de charge moyen $\langle q_0 \rangle$

Soit $f(q)$ la probabilité pour un ion d'être dans l'état de charge q à la sortie de la cible

L'état de charge moyen, $\langle q_0 \rangle$ est défini par $\langle q_0 \rangle = \sum P(q) q$

L'état de charge moyen est fonction du Z de l'ion, de son énergie à la sortie de la feuille, et du matériau de la cible.

La distribution est assez bien représentée par une gaussienne $P(q)$ dont la largeur σ_q est fonction du Z de l'ion incident : $P(q) = k \exp(-(\langle q_0 \rangle - q)^2 / 2\sigma_q^2)$



Une distribution d'état de charge
Ici, cas d'un ion Krypton
à 444 MeV après une cible de carbone de
50 mg/cm²

Nota Bene : la distribution n'a plus la
mémoire de la charge de l'ion avant la cible

$$P(q) = k \exp(-(\langle q_0 \rangle - q)^2 / 2\sigma_q^2)$$

$$\sigma_q = F(Z, E) \text{ et } \langle q_0 \rangle = G(E, Z, Z_{\text{cible}})$$

Les formules utilisées

De nombreuses formules empiriques sont utilisées (Formule de Baron, Shima, Betz, le code ATIMA...). Le Code Lise++ possède plusieurs paramétrisations qu'il est possible de comparer.

Les feuilles d'éplucheurs en carbone

Pour obtenir après une réaction nucléaire dans une cible, les états de charge les plus élevés et une distribution la plus étroite possible, on place en général une feuille de matière avec un Z le plus faible possible. Le carbone ($Z=6$) est souvent un bon compromis, car il a un Z faible et il possède une très bonne résistance thermique. Par ailleurs, il est relativement facile à fabriquer sous forme de feuille de 30 à 200 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

ANNEXE 6

Le filtre de Wien : un filtre de vitesse

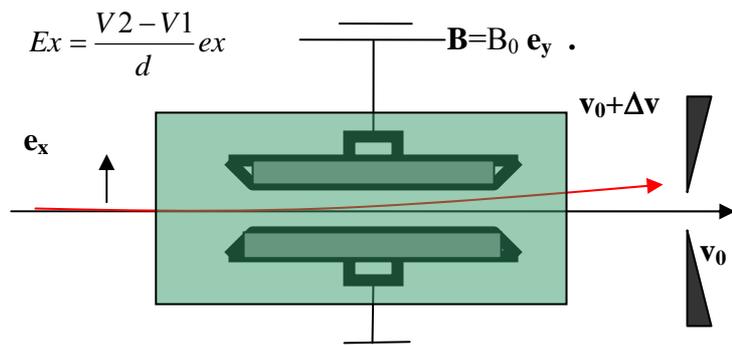
Il existe un équipement électromagnétique qui permet de sélectionner des ions en vitesse mais indépendamment de leur rapport M/q , il s'agit du filtre de Wien.

Le filtre fonctionne en superposant un champ magnétique perpendiculaire à un champ électrique. En effet, un faisceau de particule circulant perpendiculairement aux 2 champs E et B , et ayant une vitesse $v_s = v_0 = (E/B)$ ne subira aucune force :

$$\frac{dp}{dt} = F = q(E + v \times B)$$

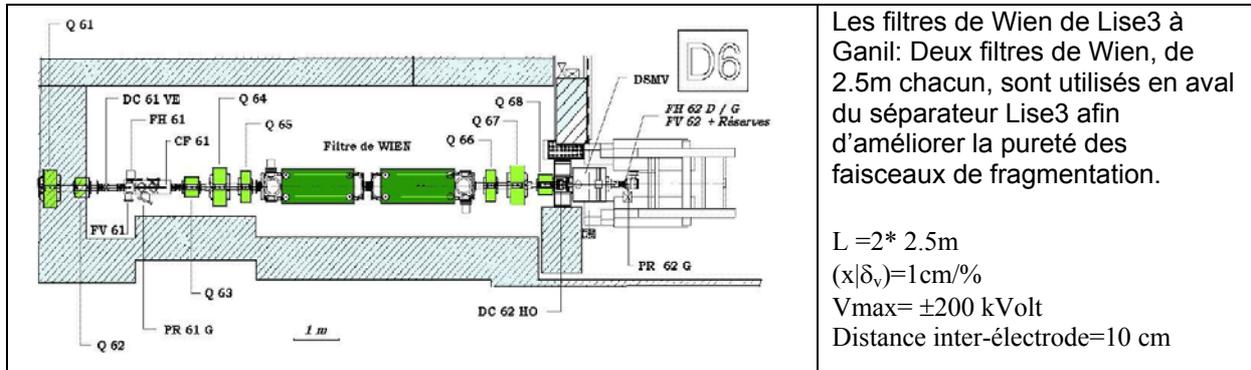
$$= q(|E| - |v||B|) e_x$$

$$\text{si } |v| = \frac{E}{B} \quad F = 0$$



Le filtre de Wien n'a cependant pas la qualité de sélection des dipôles magnétiques, les résolutions atteintes en vitesse sont de quelques %, permettent une rejection des particules non désirées. De plus, il est en général assez compliqué à construire (très haute tension, à insérer dans l'espace réduit de l'entrefer d'un dipôle).

Les filtres de Wien sont utiles notamment dans les expériences de type fusion évaporation pour éliminer le faisceau (en cinématique directe, il y a une grosse différence de vitesse entre le faisceau et les produits d'intérêt). Il est plus difficile à utiliser à haute énergie car il faut des champs électriques très forts.



Pour un ion de référence (M_0, q_0, v_0), les champs électriques et magnétiques choisis, lui assure une trajectoire en ligne droite ($\rho_0 = \infty$) :

$$\frac{1}{\rho_0} = \frac{|E|}{E \rho_0} - \frac{|B|}{B \rho_0} = 0 \Leftrightarrow \frac{|E|}{|B|} = v_0$$

La trajectoire d'un ion quelconque (M, q, v) aura un rayon de courbure ρ dans le filtre de Wien :

$$\frac{1}{\rho} = \frac{|E|}{E \rho_0} - \frac{|B|}{B \rho_0}$$

La dispersion en vitesse d'un filtre de Wien de longueur L_{Wien} est donnée par la formule suivante :

$$R_{16} = (x|\delta_v) = \frac{E \rho_0}{E_{Wien}} \left[1 - \cos \left(\frac{E_{Wien}}{\gamma_0 E \rho_0} L_{Wien} \right) \right] \approx \frac{E_{Wien}}{2 E \rho_0} L_{Wien}^2 \quad (\gamma_0 \neq 1)$$

On remarque que l'effet du filtre dépend de la rigidité électrique $E\rho$ des ions d'intérêt et du champ électrique du filtre.

Il est possible également de combiner des dipôles magnétiques et électriques, pour obtenir un séparateur en vitesse (voir le séparateur SHIP@GSI [19-20]) .

ÉTAPE 2 : Quelles sont les propriétés et ions d'intérêt ^{252}No ?

la vitesse et l'énergie du noyau composé après fusion (Utilisons la conservation de la quantité de mouvement (mécanique classique car $\gamma-1 < 10^{-3}$)

$$P_{\text{projectile}} = P_{\text{NoyauComposé}} \Rightarrow V_{\text{NC}} = A_{\text{projectile}} / A_{\text{NC}} V_{0\text{Ca}} = 0.552 \text{ cm/ns}$$

Calculer l'état de charge moyen avec le code de simulation Lise++

-Etat de charge moyen $\langle q_0 \rangle = 44+$ (centre de la distribution d'état de charge)

Calculer le taux de production dans la cible:

-Le Nb de noyaux produits de ^{252}No dans la cible est donné par : $dN = I_0 n \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$

Où n est le nombre de particules cibles par unité de surface sur le passage du faisceau. Le nombre de noyau de Nobelium produit est :

$$dN = I_0 \times n \times ds \times \sigma \approx 1.1 \text{ particule/s}$$

$$dN = I_0 \text{ (pps)} \times \text{Riotope} \times \text{Navogadro} / A \times \rho \text{ ds (mg/cm}^2) \times \sigma \text{ cm}^2$$
$$= 1 \times 10^{12} \times 1 \times 6.10^{23} / 208 \times (10^{-3} \times 0.5) \times (10^{-24} \times 10^{-9} \times 220)$$

Étudier la distribution angulaire

La distribution angulaire des produits d'évaporation dépend du straggling angulaire dans la cible (voir LISE++) et du nombre de particules évaporées (faire une simulation monte carlo)

$$\sigma\theta = \sigma\phi = \pm 20 \text{ mrd}$$

65% de produit sont inclus dans $\pm \sigma\theta$, et 95% dans $\pm 2\sigma\theta$

65% de produit sont inclus dans $\pm \sigma\phi$,

La transmission angulaire de SHIP sera donc de l'ordre $T \# (30 \text{ mrad} / 2\sigma\theta) * (30 / 2\sigma\phi)$
 $T \# 50\%$

ÉTAPE 3: Evaluer les polluants potentiels

- Quels sont les polluants et leur différence de vitesse avec les ions de ^{252}No ?
- La dispersion en vitesse de SHIP est-elle suffisante ?

Polluant n°1 : état(s) de charge du faisceau

- Calculer la distribution d'état de charge du ^{48}Ca après la cible et calculer les rigidités associées. Dans ce cas, ce calcul est inutile, puisque SHIP sélectionne en vitesse il y a une très grande différence relative en vitesse (#500%)

Polluants n°2 : recul des noyaux cibles Pb par diffusion élastique à 0°

Pour le calcul, de l'intensité de ces ions, la section efficace de diffusion élastique est donnée par la formule de Rutherford, ou plus simplement $(\sigma \# \pi R^2 = \pi (r_0 A^{1/3})^2 \# 150 \text{ fm}^2 = 1.5 \times 10^{-24} \text{ barn})$
car $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$

on attend 10^7 pps de plomb émis à 0° .

Calcul l'énergie de recul K_{Pb} des noyaux Pb :

1) Conservation de l'énergie cinétique $K_{0\text{Ca}} = K_{\text{Ca}} + K_{\text{Pb}}$

2) Conservation de la quantité de mouvement $\mathbf{P}_{0\text{Ca}} = \mathbf{P}_{\text{Ca}} + \mathbf{P}_{\text{Pb}}$ (projetons sur 2 axes)

$$2a) (2m_{\text{Ca}} K_{0\text{Ca}})^{1/2} = (2m_{\text{Ca}} K_{\text{Ca}})^{1/2} \cos(\theta) + (2m_{\text{Pb}} K_{\text{Pb}})^{1/2} \cos(\phi)$$

$$2b) 0 = (2m_{\text{Ca}} K_{1'})^{1/2} \sin(\theta) + (2m_{\text{Pb}} K_{2'})^{1/2} \sin(\phi)$$

$$\phi = 0^\circ \text{ et } \theta = 180^\circ$$

En utilisant [1 et 2a] on trouve une équation du second degré en $(K_{\text{Pb}})^{1/2}$
et la différence de vitesse entre ces noyaux de Pb et ceux de Nobelium est obtenue.

Quelle la position de ces noyaux dans le plan dispersif du séparateur, sachant que la dispersion est de $(x/\delta_v) = 0.2 \text{ cm} / \%$. Sachant que la faisceau d'intérêt au plan focal dispersif est de $\pm 10 \text{ mm}$, peut-on arrêter les noyaux de plomb avec une fente, sans arrêter aussi les noyaux de Nobelium ?

ÉTAPE 2 : Quelles sont les propriétés et ions d'intérêt ²⁵²No ?

la vitesse et l'énergie du noyau composé après fusion (Utilisons la conservation de la quantité de mouvement (mécanique classique car $\gamma-1 < 10^{-3}$)

$$P_{\text{projectile}} = P_{\text{NoyauComposé}} \Rightarrow V_{\text{NC}} = A_{\text{projectile}} / A_{\text{NC}} V_{0\text{Ca}} = 0.552 \text{ cm/ns}$$

Calculer l'état de charge moyen avec le code de simulation Lise++

-Etat de charge moyen $\langle q_0 \rangle = 44+$ (centre de la distribution d'état de charge)

Calculer le taux de production dans la cible:

-Le Nb de noyaux produits de ²⁵²No dans la cible est donné par : $dN = I_0 n \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$

Où n est le nombre de particules cibles par unité de surface sur le passage du faisceau. Le nombre de noyau de Nobelium produit est :

$$dN = I_0 \times n \times ds \times \sigma \approx 1.1 \text{ particule/s}$$

$$dN = I_0 \text{ (pps)} \times \text{Risque} \times \text{Navogadro/A} \times \rho \text{ ds (mg/cm}^2\text{)} \times \sigma \text{ cm}^2$$
$$= 1 \times 10^{12} \times 1 \times 6.10^{23} / 208 \times (10^{-3} \times 0.5) \times (10^{-24} \times 10^{-9} \times 220)$$

Étudier la distribution angulaire

La distribution angulaire des produits d'évaporation dépend du straggling angulaire dans la cible (voir LISE++) et du nombre de particules évaporées (faire une simulation monte carlo)

$$\sigma\theta = \sigma\phi = \pm 20 \text{ mrd}$$

65% de produit sont inclus dans $\pm \sigma\theta$, et 95% dans $\pm 2\sigma\theta$

65% de produit sont inclus dans $\pm \sigma\phi$,

La transmission angulaire de SHIP sera donc de l'ordre $T \# (30 \text{ mrad} / 2\sigma\theta) * (30 / 2\sigma\phi)$
T # 50%

ÉTAPE 3: Evaluer les polluants potentiels

- Quels sont les polluants et leur différence de vitesse avec les ions de ²⁵²No ?

- La dispersion en vitesse de SHIP est-elle suffisante ?

Polluant n°1 : état(s) de charge du faisceau

- Calculer la distribution d'état de charge du ⁴⁸Ca après la cible et calculer les rigidités associées. Dans ce cas, ce calcul est inutile, puisque SHIP sélectionne en vitesse il y a une très grande différence relative en vitesse (#500%)

Polluants n°2 : recul des noyaux cibles Pb par diffusion élastique à 0°

Pour le calcul, de l'intensité de ces ions, la section efficace de diffusion élastique est donnée par la formule de Rutherford, ou plus simplement $(\sigma \# \pi R^2 = \pi (r_0 A^{1/3})^2 \# 150 \text{ fm}^2 = 1.5 \times 10^{-24} \text{ barn})$
car 1 barn = 10^{-24} cm^2

on attend 10^7 pps de plomb émis à 0°.

Calcul l'énergie de recul K_{Pb} des noyaux Pb :

1) Conservation de l'énergie cinétique $K_{0\text{Ca}} = K_{\text{Ca}} + K_{\text{Pb}}$

2) Conservation de la quantité de mouvement $P_{0\text{Ca}} = P_{\text{Ca}} + P_{\text{Pb}}$ (projetons sur 2 axes)

$$2a) (2m_{\text{Ca}} K_{0\text{Ca}})^{1/2} = (2m_{\text{Ca}} K_{\text{Ca}})^{1/2} \cos(\theta) + (2m_{\text{Pb}} K_{\text{Pb}})^{1/2} \cos(\phi)$$

$$2b) 0 = (2m_{\text{Ca}} K_{1'})^{1/2} \sin(\theta) + (2m_{\text{Pb}} K_{2'})^{1/2} \sin(\phi)$$

$$\phi = 0^\circ \text{ et } \theta = 180^\circ$$

En utilisant [1 et 2a] on trouve une équation du second degré en $(K_{\text{Pb}})^{1/2}$
et la différence de vitesse entre ces noyaux de Pb et ceux de Nobelium est obtenue.

Quelle la position de ces noyaux dans le plan dispersif du séparateur, sachant que la dispersion est de $(x/\delta_v) = 0.2 \text{ cm} / \%$. Sachant que la faisceau d'intérêt au plan focal dispersif est de $\pm 10 \text{ mm}$, peut-on arrêter les noyaux de plomb avec une fente, sans arrêter aussi les noyaux de Nobelium ?

LA GRILLE DE CALCUL DU LHC

LAURENT APHECETCHE

*SUBATECH
Ecole des Mines de Nantes
4 rue Alfred Kastler
BP 20722
44307 Nantes Cedex 3*

Résumé

Nous définissons d'abord quelques principes généraux d'une grille de calcul générique, puis nous nous concentrons ensuite sur une grille particulière, la grille de calcul du LHC (Large Hadron Collider), LCG (« LHC Computing Grid »), qui se doit de répondre au défi que représente le stockage et le traitement des données produites par le plus grand accélérateur au monde. Ceci n'est pas vraiment un cours, mais plutôt une introduction à des concepts (et des acronymes...) qui feront le quotidien informatique du physicien du LHC.

Abstract

We start by defining a few broad principles about a generic computing grid. We then turn our attention to a very specific grid, the LHC (Large Hadron Collider) Computing Grid, LCG, which must address the daunting issue of storing and processing the data generated by the world's largest accelerator. This document is not really a lecture, but a mere introduction to concepts (and acronyms...) that will certainly be part of LHC physicists every day's life.

Table des matières

1. Concept de grille : du rêve à la réalité.....	283
1.1 L'ordinateur mondial	283
1.2 Une grille, des grilles	283
1.3 Quelles applications ?	284
1.4 Organisations.....	284
2. Fonctionnement de la grille.....	284
2.1 Les idées-forces	284
2.2 Les briques de base.....	285
3. Le défi du calcul au LHC	285
3.1 Les unités : kSI2K, TB, GB/s	285
3.2 Du capteur à la publication	286
3.3 L'évolution des besoins	286
4. LCG : la grille du LHC.....	287
5. Fonctionnement de LCG	287
5.1 Calcul et stockage.....	288
5.2 Informations	288
5.3 Choix	288
5.4 Push vs pull.....	288
5.5 La vie d'un job sur la grille	289
6. Conclusion.....	290

1. Concept de grille : du rêve à la réalité

1.1 L'ordinateur mondial

On fait souvent l'analogie entre la grille de calcul (« computing grid ») et le réseau électrique (« power grid »). Dans un cas comme dans l'autre, l'idée est que l'utilisateur final, vous en l'occurrence, dispose, dès qu'il se branche, d'une certaine puissance, sans avoir à se soucier d'où celle-ci provient. Puissance électrique dans le cas du réseau électrique, afin de faire fonctionner votre grille pain du matin ou votre téléviseur. Puissance de calcul (et de stockage, nous y reviendrons plus tard) dans le cas de la grille de calcul.

Lorsque vous branchez votre grille pain, vous ne vous voulez sans doute pas savoir d'où viennent les électrons qui circulent dans sa résistance. Qu'ils soient d'origine éolienne, hydraulique ou nucléaire, peu vous importe. Seule la puissance compte. De même, lorsque vous avez un calcul à effectuer sur la grille, ou que vous voulez y stocker des informations, peu vous importe où se trouvent le(s) processeur(s) et le(s) disque(s) qui feront le travail, pourvu que ce dernier soit fait.

Vu ainsi, une grille de calcul n'est rien d'autre qu'un immense ordinateur mondial, à disposition de tout un chacun. Cette vision reste pour l'instant du domaine du rêve. Les choses sont, en pratique, un tout petit plus compliquées que cela. Mais il ne faut pas perdre de vue que nous parlons ici d'informatique, et que dans ce domaine tout évolue très vite. Je vous laisse (à titre d'exercice, comme l'on dit souvent) imaginer à quoi un cours sur le web aurait pu ressembler il y a 10 ou 15 ans ...

1.2 Une grille, des grilles

En réalité, il n'existe pas à l'heure actuelle une, mais des, grilles de calcul, dont les domaines d'applications et les envergures sont assez variés. Il existe notamment des grilles privées (restreinte d'accès au sein d'une entreprise, par exemple), des grilles de recherches nationales (par exemple Grid5000¹ en France), des grilles commerciales (Sun Grid propose par exemple ses services pour 1\$ de l'heure-CPU) et des grilles dites de projet, comme EGEE² et LCG³.

Ce cours va décrire LCG, dont une partie de l'infrastructure s'inscrit dans l'infrastructure « européenne » EGEE. Le projet EGEE regroupe des experts de plus de 50 pays avec comme objectif de capitaliser sur les avancées récentes en matière de technologies de grille et de développer une infrastructure de grille disponible pour les scientifiques, 24 heures sur 24. Le projet fournit aux chercheurs (du monde académique et industriel) l'accès à une grille de production, quelque soit leur localisation géographique. Le projet s'attache aussi à attirer un large panel de nouveaux utilisateurs vers la grille.

L'ampleur du projet EGEE peut se voir dans les quelques chiffres suivants :

- 259 sites (de 52 pays) connectés à l'infrastructure EGEE
- 72 000 processeurs accessibles, 24h/24
- 20 peta-octets de stockage
- 130 VO (organisations virtuelles) enregistrées
- 7500 utilisateurs enregistrés
- 150 000 jobs/jour
- 15 domaines d'applications

¹ <http://www.grid5000.fr>

² <http://www.eu-egee.org/>

³ <http://www.cern.ch/lcg>

1.3 Quelles applications ?

Historiquement (ce qui est un bien grand mot, j'en conviens, pour un domaine qui n'a que quelques années d'existence), deux disciplines ont été et (restent) pilotes de la grille EGEE. Tout d'abord la physique des hautes énergies avec le LHC et ses dizaines de peta-octets par an de données à stocker et à analyser. Ensuite la biomédecine, avec notamment l'indexation des bases de données médicales dans les hôpitaux (plusieurs tera-octets par an par hôpital), ou encore l'exploration des bases de données génomiques.

Mais au-delà de ces deux disciplines témoins, bien d'autres peuvent bénéficier et bénéficie de fait de l'infrastructure EGEE, comme les sciences de la terre, la fusion, les sciences des matériaux, l'astronomie, l'astrophysique, etc...

1.4 Organisations

Au-delà des importantes ressources informatiques mises en jeu par les grilles de calcul, il s'agit de ne pas négliger l'impact du facteur humain. A la base, l'idée même de grille est une idée de partage de ressources entre individus qui partagent les mêmes intérêts et buts scientifiques. Ces individus sont regroupés en organisations virtuelles (« virtual organization », VO). L'accès à la grille ne se fait que si l'on fait partie d'une VO. Au sein de la physique des hautes énergies, chaque expérience du LHC représente une VO.

Bien sûr, d'un point de vue plus pragmatique, le fonctionnement au jour le jour d'une telle infrastructure serait impossible sans le travail de centaines d'informaticiens de par le monde.

Et la coordination du travail de toutes ces personnes nécessite elle aussi du personnel... Pour ne donner qu'un seul chiffre, l'ensemble du projet EGEE est estimé à 9000 personne-mois.

2. Fonctionnement de la grille

2.1 Les idées-forces

- Partage des ressources : plusieurs ordinateurs, situés partout dans le monde, mettent leur puissance de calcul et de stockage en commun. C'est le principe de base de la grille.
- Sécurité : les fournisseurs et les utilisateurs de la puissance de calcul, qui ignorent leur identité réciproque, doivent pouvoir échanger des données en toute confiance. La sécurité de la grille est notamment basée sur l'utilisation de certificats électroniques (dont je parlerai brièvement à la fin de ce cours).
- Equilibrage de la charge : le mécanisme d'affectation répartit les travaux de manière efficace et équilibrée entre les ressources disponibles.
- Abolition de la distance : le développement des connexions réseau à très haut débit permet d'échanger des données avec un ordinateur situé à l'autre bout du monde.
- Normes ouvertes : des applications faites pour être exécutées sur une grille doivent pouvoir l'être sur toutes les autres. Cela suppose que les normes qui régissent les différentes grilles soient compatibles entre elles.

2.2 Les briques de base

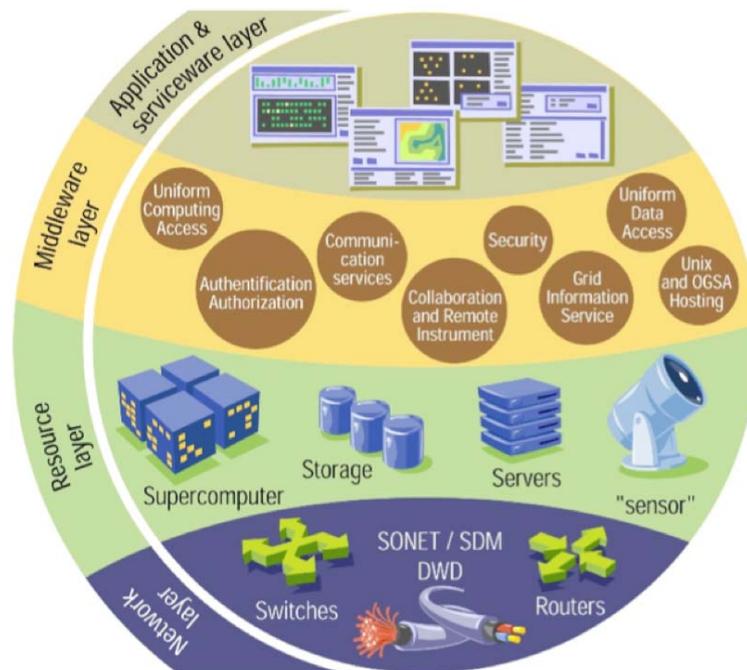


Figure 1 : l'architecture de la grille

La grille de calcul s'appuie sur une infrastructure matérielle et logicielle organisée en couches (figure 1). A la base se trouve l'infrastructure réseau, qui permet à l'information de circuler entre machines. Au-dessus diverses ressources offrent les capacités de calcul et de stockage. Un troisième niveau est celui de l'intergiciel (« middleware »), qui peut être vu comme le système d'exploitation de la grille (i.e. le Windows ou le Mac OS de la grille, ou plutôt le Linux de la grille, considérant qu'une très large majorité des machines de la grille tournent sous Linux). Enfin, au-dessus de tout cela se trouvent les applications des VO.

3. Le défi du calcul au LHC

Je n'ai pas l'intention de présenter ici le LHC, mais plutôt d'insister sur le défi qu'il représente en terme de calcul (il représente bien d'autres défis dans bien d'autres domaines également, mais ce n'est pas le sujet de ce cours...)

Le LHC, lorsqu'il entrera en fonction, générera 40 millions de collisions proton-proton par seconde. Après filtrage, les expériences enregistreront de l'ordre de 100 collisions par seconde. L'ordre de grandeur de la taille d'un événement est de 1 à 10 mega-octets. On voit donc que le taux d'enregistrement (par expérience) est de l'ordre de 0,1-1 giga-octets par seconde. Considérant de l'ordre de 10^{10} collisions par an, le volume total de *nouvelles* données produites par le LHC est de quelques dizaines de peta-octets par an. Si l'on devait graver ces données sur CD et que l'on empilait ces CD, on obtiendrait une pile haute de 20 kilomètres ! Voilà qui donne le ton pour la quantité de données au LHC. Reste à considérer le temps de calcul nécessaire au traitement de ces données... Mais avant cela, faisons un petit retour sur les unités utilisées lorsque l'on parle du calcul au LHC.

3.1 Les unités : kSI2K, TB, GB/s

Comme on l'a vu, l'ensemble des données du LHC se chiffre en peta-octets (« PB »). Au niveau des centres de calcul locaux (qui n'ont qu'une partie de ces données), l'unité pertinente est le tera-octets (« TB »). Les petits centres offrent quelques dizaines de tera-octets, alors que les plus gros centres quelques milliers...

Le transport de ces données se fait via le réseau, et dans ce domaine, l'on parle en

gigabits par seconde (pas en octets, mais en bits, et un « octet-réseau » est composé de 10 bits). Le CERN est relié aux plus gros centres de LCG par un réseau dédié à 10 Gb/s. Les liaisons entre les autres centres sont typiquement de l'ordre de 1 Gb/s.

Enfin, le traitement de toutes ces données (voir ci-après) requiert du temps de calcul. Pour comparer des ordinateurs différents, un ensemble de programmes de test (« benchmark ») est exécuté sur les différents types de machine. Cet ensemble de programmes va attribuer une « note » à chaque type. Plus la note est élevée, plus la machine fera de calculs par seconde. Cette note est à l'heure actuelle en kSI2K (kilo specInt 2000). LCG est en train de migrer vers le SI2006 (nouvelle norme de spec.org pour mesurer les performances des machines). En bref, un processeur actuel (un cœur) vaut à peu près 1 à 2 kSI2K.

3.2 Du capteur à la publication

Je rappelle ici (très) brièvement les étapes qui permettent d'aller des données brutes jusqu'aux publications scientifiques.

Les données brutes (RAW) proviennent soit réellement du dispositif expérimental, soit de simulations. Simuler une expérience du LHC est un processus très gourmand en CPU. Il faut générer des particules (en utilisant des codes théoriques), puis transporter ces particules dans les détecteurs en déterminant leurs interactions avec la matière, et enfin simuler la réponse des détecteurs à ces interactions.

Les données brutes doivent ensuite être reconstruites, c'est-à-dire que les signaux électriques enregistrés par les détecteurs doivent être convertis en informations physiques exploitables : énergies, temps de vol, impulsions, identification des particules, etc.... Les données reconstruites sont stockées dans des fichiers ESD (« Event Summary Data »), dont la taille est une fraction de celle des RAW. Cette étape de reconstruction est à la fois gourmande en CPU (les algorithmes de trajectographie notamment) et en stockage (puisqu'il faut lire les données brutes)

Enfin, les ESD (et leurs cousines, les AOD, « Analysis Object Data », qui sont des ESD filtrées et compactées si possible) sont analysées afin d'en extraire les résultats physiques. D'une façon générale, les analyses sont gourmandes en entrées-sorties, plus qu'en CPU (des exceptions existent naturellement), et vont donc très fortement solliciter les espaces de stockage de la grille.

3.3 L'évolution des besoins

Chaque année, la collaboration WLCG demande aux quatre expériences du LHC quels sont leurs besoins (en CPU et en stockage) pour les années à venir. La figure 2 présente ainsi l'ensemble des besoins exprimés (mi 2008) pour la période 2008-2013. On notera encore une fois l'ampleur de la tâche que représente le calcul au LHC : en 2013, il faudra 700 peta-octets et 700 MSI2K (soit 700 000 cœurs actuels) pour accomplir les programmes de physique des expériences !

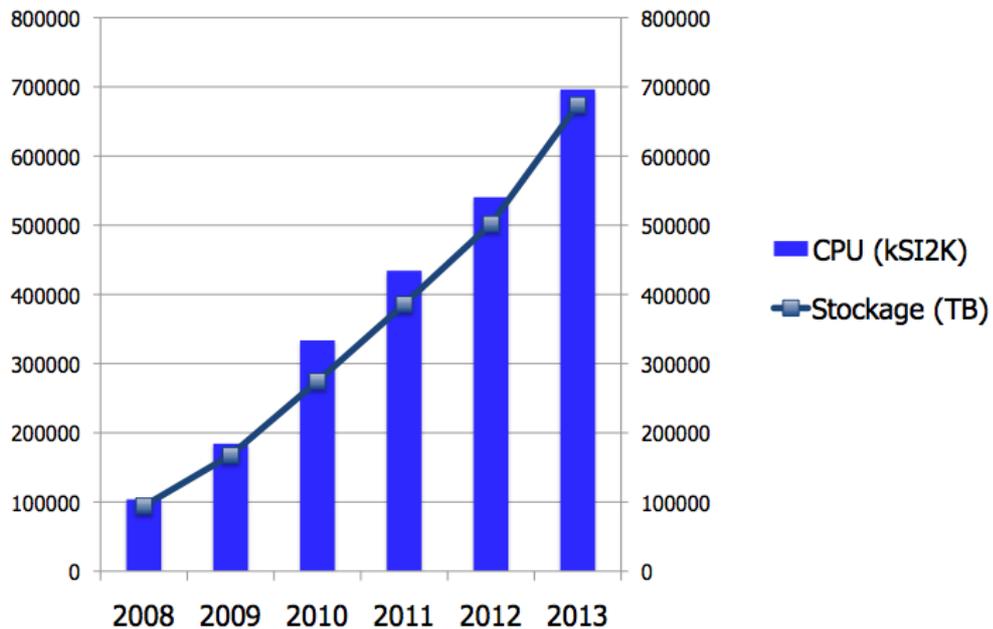


Figure 2 : les besoins de calcul du LHC

Il faut noter également que les expériences ont des besoins différents : les deux « grosses » expériences, ATLAS et CMS, représentent les trois quarts des besoins environ.

4. LCG : la grille du LHC

Les centres de ressources de la grille du LHC, qui est à ce jour la plus grosse grille de production au monde, sont (plus ou moins) hiérarchisés.

Au sommet se trouve le centre de calcul du CERN, le TIER0, qui reçoit les données brutes des expériences, et les enregistre sur un stockage de masse permanent (des bandes magnétiques). Le TIER0 effectue également une première reconstruction des données⁴, et exporte les données (RAW et ESD de la première reconstruction) vers les TIER1.

Les TIER1 (une dizaine dans le monde) sont de (très) gros centres de calculs qui se partagent (sur stockage de masse) une copie des données brutes en provenance du TIER0. C'est-à-dire qu'à terme, toute donnée brute se trouve à deux endroits : au TIER0 et dans l'un des TIER1. Les TIER1 sont chargés de la (des) reconstruction(s) des données, pour produire des ESD (et AOD), et également de l'analyse de ces données. Les ESD (et AOD) produites sont exportées vers les TIER2. Les TIER1 peuvent aussi participer à la production des simulations.

Les TIER2 (une à deux centaines dans le monde) sont des centres (généralement) plus petits, qui ne possèdent (généralement) pas de stockage sur bande (mais uniquement sur disque dur). Leur rôle est de produire des données simulées (dites données Monte-Carlo) et d'analyser les données AOD produites par les TIER1. Il faut bien réaliser que leur rôle est capital puisque la moitié du CPU de LCG est fourni par les TIER2.

5. Fonctionnement de LCG

La grille fonctionne par la mise à disposition de différents services, qui sont accessibles soit à l'utilisateur final (c'est-à-dire vous, le physicien assis devant son ordinateur portable), soit à des utilisateurs intermédiaires (le plus souvent d'autres services ou machines de grille). Le *détail* du fonctionnement de la grille est bien au-delà de ce cours. Je

⁴ Les modèles de calcul des quatre expériences sont parfois assez différents. Il faut donc considérer que ce qui est dit ici est « vrai en moyenne ». Les détails peuvent varier d'une expérience à l'autre.

voudrais juste montrer quelques éléments fondamentaux, qui peuvent évoluer (entre autre le RB, voir ci-dessous) dans leur forme, mais leur raison d'être devrait perdurer.

5.1 Calcul et stockage

Ce sont les services de base de la grille, ceux auxquels on pense le plus souvent, qui permettent de calculer et de stocker.

L'élément de calcul (« Computing Element », CE) est un ensemble de serveurs de calcul (« Worker Nodes »), sur lesquels les jobs sont exécutés.

L'élément de stockage (« Storage Element », SE) est une machine de grille permettant de stocker des fichiers. Le SE est accessible depuis tous les serveurs de calcul et depuis toutes les machines interactives (UI, voir ci-après). Cependant, les fichiers stockés sur cette machine ne sont accessibles que par l'utilisation de commandes spécifiques.

5.2 Informations

Les SE et les CE ne peuvent pas vivre seuls au milieu de nulle part, sans être au courant de rien. Piloter un job sur la grille revient à prendre des décisions, et pour prendre des décisions judicieuses il convient d'être correctement informé.

Le service journal de bord (« Log and Bookkeeping », LB) garde l'historique de la gestion des jobs (i.e. lorsqu'ils sont soumis, en exécution, terminés, en erreur, etc...).

Le catalogue des répliques (« Replica Catalog », RC) est le service des pages jaunes de la grille : il permet de localiser les données, qui peuvent par ailleurs être présentes à plusieurs endroits.

Enfin, le répertoire d'information (« Information Service », IS) est l'Agence France Presse de la grille : il permet d'obtenir en temps réel l'état des services de grille de tous les sites.

5.3 Choix

Pour soumettre un job sur la grille, il faut avoir accès à une interface utilisateur (« User Interface », UI). Il s'agit généralement de l'ordinateur du physicien, et plus généralement, de tout ordinateur possédant le logiciel nécessaire pour accéder à la grille (obtention des autorisations, soumission de jobs, etc...).

Enfin, l'intermédiaire ultime dans ce jeu de relation est le courtier en ressources (« Resource Broker », RB), qui sélectionne le CE le mieux adapté à un job donné.

5.4 Push vs pull

Sans trop rentrer dans les détails, je voudrais signaler deux points importants. D'abord, le fonctionnement décrit ici est celui de l'intergiciel LCG. A l'heure actuelle, LCG utilise une version plus récente, dénommé gLite. Ensuite, ce même gLite évolue avec le temps, et les dernières versions ont introduit un double mode de fonctionnement pour l'attribution des jobs, ce que l'on appelle le « pull » en opposition au « push ». Dans le mode « push » (qui est celui utilisé par l'ancien RB LCG), c'est le RB qui décide de prendre un job dans sa liste de job en attente et de l'envoyer vers un CE disponible (il le « pousse » vers le CE). Le RB prend cette décision en fonction des informations disponibles sur ce CE à un instant donné. Si pour une raison quelconque l'état du CE change entre le moment de la décision et le moment où le job démarre sur ce CE, ou si l'information disponible n'est pas à jour, le job peut échouer. Depuis le tout début de LCG, conscientes du taux d'échec relativement élevé que le mode push peut entraîner, certaines VO ont « contourné » ce problème en lançant non pas de vrais jobs, mais des jobs pilotes, dont la seule tâche est de se lancer sur le CE, de vérifier que l'environnement de la machine correspond aux attentes du vrai job, et ensuite laisser la place au vrai job, qui est récupéré (tiré) depuis la liste des jobs en attente (c'est le mode « pull »). Les dernières versions de gLite rendent ce mode de fonctionnement « officiel » et parfaitement supporté.

5.5 La vie d'un job sur la grille

Pour terminer ce cours, voyons comment partir de rien et lancer un job sur la grille...

La toute première chose à faire est de rejoindre une VO (organisation virtuelle)⁵

Vous devez ensuite (ou en parallèle), demander un certificat électronique à une autorité de certification (pour la France, l'UREC, une unité du CNRS, joue ce rôle). Ce certificat est une véritable carte d'identité électronique. Il vous permet de prouver (à un programme ou service) que vous êtes vous. Il ne vous donne aucun droit en soit. Autrement dit, il vous authentifie, mais ne vous autorise pas. Ce certificat doit être installé sur l'interface utilisateur (UI, machine contenant les logiciels nécessaires à l'accès à la grille). Il est valable un an. Il doit être correctement protégé (afin que personne ne puisse se faire passer pour vous) et renouvelé en temps utiles.

Compte-tenu que de nombreux programmes ou services de grille vont devoir, à un moment ou à un autre, vérifier votre identité, votre certificat devrait beaucoup circuler et *pourrait* être compromis. Afin de limiter cette possibilité, vous vous connectez à la grille non pas avec votre certificat, mais avec une autorisation temporaire (un proxy), émise à partir de votre certificat (une sorte de carte d'identité temporaire), et valable quelques heures (au lieu d'un an pour votre certificat). Typiquement, cette autorisation s'obtient en utilisant une commande du type « grid-proxy-init ».

Muni de votre autorisation temporaire d'accès, vous devez ensuite décrire le job que vous voulez effectuer sur la grille. Vous utilisez pour cela un langage très simple, le JDL (« Job Description Language »), qui décrit notamment le programme à lancer, les données à utiliser, où écrire les résultats, etc... dans un simple fichier texte.

Vous soumettez enfin votre JDL à la grille, par une commande du type « job-submit job.jdl »⁶.

Quelque soit la méthode utilisée par votre VO (push ou pull), un service de grille, quelque part, faisant usage des services d'informations, va faire qu'une décision va être prise sur la destination de votre job (en fonction de critères géographiques, de priorités internes à la VO, de disponibilité des données, etc...), et il va être envoyé sur ce CE choisi.

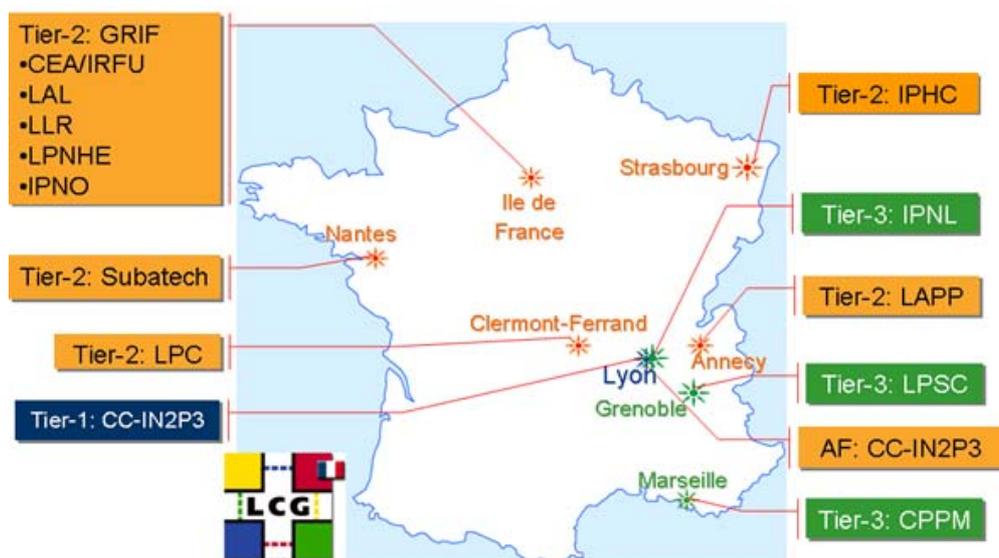
Après la soumission de votre job, vous pouvez à tout moment interroger la grille pour savoir où en est votre job (« waiting », « executing », « crashing », « saving », « done »). Lorsque votre job est terminé, vous récupérez la sortie soit directement dans un SE soit par des commandes adéquates (en fonction de votre VO, principalement).

⁵ Si vous faites partie d'une expérience du LHC, vous faites déjà partie d'une VO (mais vous devrez sans doute vous enregistrer comme utilisateur de LCG).

⁶ Certaines organisations virtuelles, et notamment celles du LHC, utilisent une couche logicielle par dessus la couche gLite (l'intergiciel de grille), afin de mieux adapter leur logiciel spécifique (auquel leurs utilisateurs sont habitués) à l'intergiciel. La commande effective de soumission peut donc varier d'une VO à l'autre (de même que les autres commandes décrites ici), mais l'intention ou la fonction reste la même.

6. Conclusion

En guise de conclusion, je voudrais juste montrer la carte des sites français qui contribuent à LCG, et vous livre quelques liens qui m'ont servi à préparer cette présentation et qui pourraient vous permettre d'aller plus loin. Car la seule vraie façon de connaître la grille, c'est de l'utiliser !



<http://gridcafe.org>

<http://cern.ch/lcg>

<http://lcg.in2p3.fr>

ANALYSE STATISTIQUE DE LA MESURE CAS DES PETITS NOMBRES

JEROME GIOVINAZZO

*Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux Gradignan
CENBG / IN2P3 / CNRS
Le Haut Vigneau, BP120
F-33175 Gradignan cedex*

Résumé

Ce cours présente des éléments de base de l'analyse statistique des données, appliqués aux expériences de physiques. Il vise plus particulièrement le cas des expériences à très faible nombre d'observations (faible statistique).

Une première partie est consacrée aux concepts de base du calcul des probabilités, qui constitue le cadre formel sur lequel s'appuie l'analyse statistique. Ce chapitre présente les principales propriétés des variables aléatoires et de leurs fonctions de distributions, les lois de convergence, ainsi que quelques distributions de probabilités couramment utilisées en physique.

Le chapitre suivant est une introduction à l'analyse statistique de la mesure. Il décrit, à partir des caractéristiques d'un échantillon statistique, la construction d'estimateurs d'une variable aléatoire, dans le cadre des théorèmes de convergence, ainsi que la détermination d'intervalles de confiance pour les résultats. Les estimateurs les plus courants sont présentés.

La dernière partie présente des applications pratiques très simples illustrant les techniques d'analyse statistique. Les exemples s'appuient sur des expériences de mesures de décroissance radioactives à très faible taux de comptage.

Abstract

This lecture presents basics aspects of statistical data analysis for physics experiments. It is specially focused on the case of experiments with a very low number of observations (the case of low statistics).

A first part is devoted to the basis of the probability theory, which is the framework for statistical analysis. It presents the main properties of random variables and their distribution functions, the convergence laws, and some of the probability distribution functions that are often used in physics.

The next chapter is an introduction to statistical analysis. From the characteristics of a sample of randomly distributed values, it describes how to build an estimator for a random variable, in the framework of the convergence laws, and the corresponding confidence limits. The most usual estimators are introduced.

The last chapter shows simple real applications of the techniques presented in the previous chapter. The examples are taken from experiments measuring radioactive decay experiments with very low counting rates.

1. INTRODUCTION	293
2. CONCEPTS DE BASE DU CALCUL DES PROBABILITES	294
2.1. Aspects de la théorie des probabilités	294
2.1.1. <i>Propriétés des probabilités</i>	<i>294</i>
2.1.2. <i>Approches classiques et modernes.....</i>	<i>296</i>
2.2. Variables aléatoires.....	297
2.2.1. <i>Variables aléatoires discrètes ou continues</i>	<i>297</i>
2.2.2. <i>Caractéristiques d'une distribution de probabilité</i>	<i>297</i>
2.2.3. <i>Propriétés des fonctions de distribution et fonctions caractéristiques.....</i>	<i>297</i>
2.2.4. <i>Covariance, corrélation et indépendance de variables aléatoires</i>	<i>298</i>
2.3. Lois de convergence.....	300
2.3.1. <i>Loi des grands nombres.....</i>	<i>300</i>
2.3.2. <i>Théorème de la limite centrale.....</i>	<i>301</i>
2.4. Quelques distributions courantes de probabilités	302
2.4.1. <i>Loi binomiale</i>	<i>302</i>
2.4.2. <i>Loi de Poisson</i>	<i>303</i>
2.4.3. <i>Loi normale (gaussienne).....</i>	<i>304</i>
2.4.4. <i>Distribution du Chi².....</i>	<i>305</i>
2.4.5. <i>Relations asymptotiques.....</i>	<i>305</i>
3. ANALYSE STATISTIQUE	307
3.1. Remarques préliminaires	307
3.1.1. <i>Erreurs et incertitude</i>	<i>307</i>
3.1.2. <i>Fonction de vraisemblance et information.....</i>	<i>308</i>
3.1.3. <i>Echantillon : moyenne, variance et moments</i>	<i>308</i>
3.2. Estimateur d'une variable aléatoire	309
3.3. Construction d'un estimateur	310
3.3.1. <i>Estimateur intuitif.....</i>	<i>310</i>
3.3.2. <i>Estimateur implicite</i>	<i>311</i>
3.3.3. <i>Estimateurs par maximisation ou minimisation</i>	<i>311</i>
3.3.4. <i>Maximum de vraisemblance.....</i>	<i>312</i>
3.3.5. <i>Méthode des moindres carrés</i>	<i>312</i>
3.4. Comportement asymptotique.....	312
3.4.1. <i>Cas d'un estimateur intuitif</i>	<i>313</i>
3.4.2. <i>Cas d'un estimateur implicite</i>	<i>314</i>
3.5. Intervalle de confiance.....	314
3.5.1. <i>Approche classique : ceinture de confiance.....</i>	<i>314</i>
3.5.2. <i>Approche bayésienne</i>	<i>316</i>
3.5.3. <i>Remarques sur les intervalles de confiance</i>	<i>316</i>
4. APPLICATION AU CAS DES PETITS NOMBRES	317
4.1. Application de la loi binomiale : rapport d'embranchement	317
4.1.1. <i>Propriétés de la loi binomiale</i>	<i>317</i>
4.1.2. <i>Approche classique</i>	<i>318</i>
4.1.3. <i>Approche bayésienne</i>	<i>320</i>
4.2. Application d'une loi continue : mesure de durée de vie	321
4.2.1. <i>Loi de probabilité de la décroissance radioactive</i>	<i>322</i>
4.2.2. <i>Approche classique</i>	<i>322</i>
4.2.3. <i>Approche bayésienne</i>	<i>324</i>
4.2.4. <i>Remarques sur les résultats classiques et bayésiens</i>	<i>326</i>
4.2.5. <i>Mesure de durée de vie avec bruit de fond</i>	<i>327</i>
4.3. Conclusion sur les exemples à faible statistique.....	329

1. Introduction

La physique décrit la réalité à l'aide de théories (ou de modèles), qui sont confrontés à l'expérience, c'est à dire à un ensemble de mesures, qui permettent de valider ou d'invalider ces théories.

Il est donc essentiel de pouvoir déterminer si le résultat d'une mesure est significatif, ou le degré de confiance que l'on peut lui accorder.

C'est tout l'objet de l'utilisation de la statistique en physique. L'outil de base de l'analyse statistique est le calcul des probabilités. Mais chaque problème est spécifique, et chacun doit, au regard de son cas particulier, utiliser les méthodes les mieux adaptées.

Les probabilités sont un domaine des **mathématiques pures**, alors que la statistique est un domaine des **mathématiques appliquées**.

Les probabilités permettent de déterminer le comportement de variables aléatoires à partir des lois de distribution auxquelles ces variables obéissent.

La statistique part d'une observation, c'est à dire un échantillon de variables aléatoires, et cherche à retrouver la loi de probabilité correspondante (ou, de façon plus générale, les paramètres de cette loi). La statistique donne une interprétation de l'observation : elle n'est pas exempte d'une certaine subjectivité, surtout dans le domaine des petits nombres.

Il n'est pas possible ici de prétendre être exhaustif. Ce cours se limite à rappeler les concepts de base du calcul des probabilités et quelques grandes lignes de l'analyse statistique. Ils sont illustrés par des exemples concernant des expériences à petit nombre de mesures, pour lesquelles les interprétations sont plus difficiles à donner.

Parmi les points qui ne sont pas abordés ici, les plus importants sont les tests d'hypothèses (qui découlent de la théorie de la décision) et le cas des régressions (ajustement de courbes). De plus, la théorie de l'information, dont découle la notion de statistique, est à peine effleurée. Pour ces dernières néanmoins, le physicien dispose des outils informatiques solides tels que PAW ou ROOT, basés sur les algorithmes de minimisation MINUIT, développés au CERN.

Enfin, une difficulté à laquelle ce cours est confronté est celle du langage : en effet, physiciens et statisticiens ont des jargons différents. Dans la mesure du possible, j'essaie dans ce cours d'utiliser une terminologie de physicien.

Conseils de lecture :

- W.T. Eadie, D. Drijard, F.E. Fames, M. Roos, B. Sadoulet, *Statistical Methods in Experimental Physics*, North Holland (1971)
- Philip. R. Bevington, D. Keith Robinson, *Data Reduction and Error Analysis*, 3^e édition, McGraw-Hill (2003)
- Particle Data Group, *Journal of Physics G* **33** (2006), URL: <http://pdg.lbl.gov/>

2. Concepts de base du calcul des probabilités

Ce chapitre constitue une brève introduction au calcul des probabilités. Il présente des définitions et propriétés de base des probabilités, la notion de probabilité conditionnelle et les cadres de l'interprétation d'une observation.

2.1. Aspects de la théorie des probabilités

2.1.1. Propriétés des probabilités

On considère une expérience dont le résultat peut être ou non d'un type donné X . On répète N fois l'expérience, et on obtient n fois que le résultat est de type X . La probabilité $P(X)$ qu'un événement soit de type X peut être définie par (définition en *fréquence*):

$$P(X) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{n}{N}$$

Si on suppose l'ensemble exhaustif des résultats possibles X_i ($i = 1, \dots, n$) pour une observation (un événement), où ces résultats sont supposés exclusifs (si on obtient un résultat X_i , on n'obtient pas simultanément un résultat X_j avec $j \neq i$), alors la probabilité $P(X_i)$ d'obtenir un résultat X_i vérifie :

$$\begin{cases} P(X_i) \geq 0 \\ P(X_i \text{ ou } X_j, i \neq j) = P(X_i) + P(X_j) \\ \sum_i P(X_i) = 1 \end{cases}$$

Loi d'addition

On définit A et B comme 2 sous-ensembles des X_i .

La probabilité qu'une observation se produise dans A ou dans B est alors :

$$P(A \cup B) = P(A) + P(B) - P(A \cap B)$$

Probabilité conditionnelle (loi de multiplication) et indépendance

On définit la probabilité conditionnelle $P(A|B)$ comme la probabilité qu'une observation se produise dans A , alors qu'elle appartient à B .

Alors la probabilité qu'une observation se produise dans A et B est donnée par (loi de multiplication) :

$$P(A \cap B) = P(A|B) \cdot P(B) = P(B|A) \cdot P(A)$$

Si la réalisation de A est indépendante de celle de B , alors on a (c'est une condition nécessaire et suffisante) : $P(A|B) = P(A)$ et

$$P(A \cap B) = P(A) \cdot P(B)$$

Illustration géométrique (par analogie en termes de surfaces)

On considère des événements correspondant à des points dans le plan x - y , avec x et y compris entre 0 et 1, où tous les points sont équiprobables. On définit 2 zones A et B par leurs limites dans ce plan. On peut calculer les probabilités en terme de surfaces, rapportées à la surface totale S (qui vaut 1, donc on se ramène à des surfaces sans unité) : S_A est la surface de la zone A , S_B celle de B et S_{AB} celle de l'intersection de A et B : $P(A) = S_A$ et $P(B) = S_B$.

Cas 1 : **A** est défini par $\{y_{min}^A \leq y \leq y_{max}^A\}$ et **B** par $\{x_{min}^B \leq x \leq x_{max}^B\}$ (figure de gauche)

Surfaces : $S_A = 1 \times (y_{max}^A - y_{min}^A)$
 $S_B = (x_{max}^B - x_{min}^B) \times 1$
 $S_{AB} = (x_{max}^B - x_{min}^B) \times (y_{max}^A - y_{min}^A) = S_A \cdot S_B$

Probabilités : $P(A \cap B) = S_{AB} = S_A \cdot S_B = P(A|B) \cdot P(B)$
 on a donc $P(A|B) = \frac{S_{AB}}{P(B)} = \frac{S_{AB}}{S_B} = S_A = P(A)$

A et **B** sont donc indépendants.

Cas 2 : **A** est défini par $\{y_{min}^A \leq y \leq y_{max}^A\}$ et **B** par $\{x_{min}^B \leq x \leq x_{max}^B \text{ et } y_{min}^B \leq y \leq y_{max}^B\}$ (figure de droite)

Surfaces : $S_A = 1 \times (y_{max}^A - y_{min}^A)$
 $S_B = (x_{max}^B - x_{min}^B) \times (y_{max}^B - y_{min}^B)$
 $S_{AB} = (x_{max}^B - x_{min}^B) \times (y_{max}^A - y_{min}^A)$

Probabilités : $P(A \cap B) = S_{AB} = P(A|B) \cdot P(B)$
 donc $P(A|B) = \frac{S_{AB}}{P(B)} = \frac{S_{AB}}{S_B} = \frac{y_{min}^A - y_{max}^A}{y_{min}^B - y_{max}^B} \neq P(A)$

A et **B** ne sont donc pas indépendants.

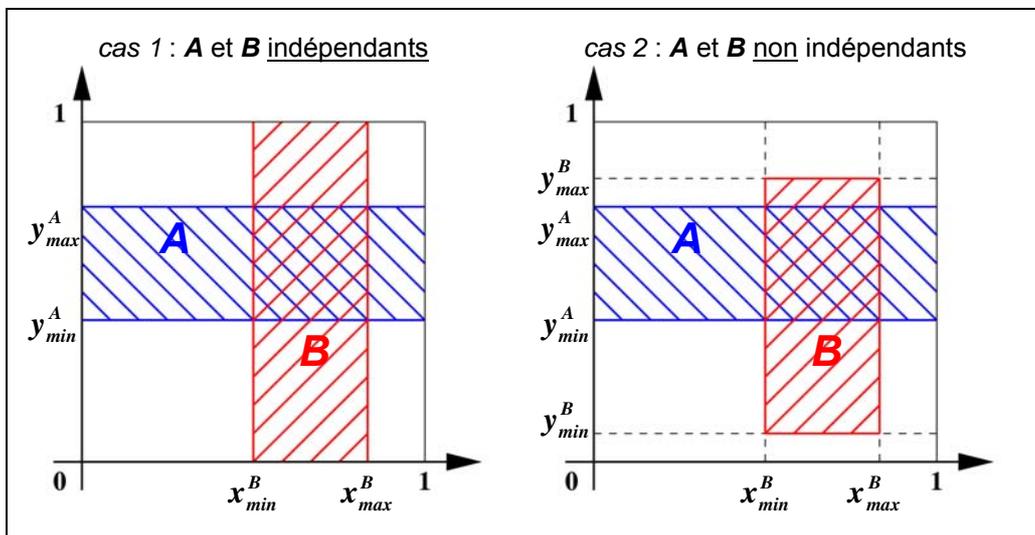


figure 2-1. Illustration géométrique de l'indépendance de deux probabilités. A gauche (cas 1), la probabilité qu'un point se trouve dans la zone A est indépendante de la probabilité qu'il se trouve dans la zone B. A droite (cas 2), ces probabilités ne sont pas indépendantes : la probabilité qu'un point se trouve dans la zone A n'est pas la même selon que ce point se trouve ou non dans la zone B.

Théorème de Bayes

La loi de multiplication donne une relation entre les probabilités conditionnelles $P(A|B)$ et $P(B|A)$, pour des événements discrets :

$$P(A|B) = \frac{P(B|A) \cdot P(A)}{P(B)}$$

On peut généraliser cette relation en considérant les A_1, \dots, A_n des sous-ensembles d'événements, où les A_i sont exclusifs et exhaustifs (une observation appartient à un et un seul sous-ensemble A_i), et un type B quelconque d'événements. Alors la probabilité qu'une observation appartienne à A_i alors que B est réalisé est donnée par:

$$P(A_i|B) = \frac{P(B|A_i) \cdot P(A_i)}{\sum_{j=1, \dots, n} P(B|A_j) \cdot P(A_j)}$$

2.1.2. Approches classiques et modernes

Lorsqu'à partir d'une observation (un événement de type B), on veut tester une hypothèse (l'événement est de type A_i), il se pose un problème d'interprétation (domaine de la statistique). Deux approches s'opposent : celles des *classiques* (*anti-bayésiens*) ou des *modernes* (*bayésiens*).

Pour illustrer cette opposition (et la rendre plus concrète), on suppose faire une mesure donnant un résultat X , que l'on veut interpréter dans le cadre d'une théorie. Cette théorie correspond à l'ensemble des hypothèses θ_i possibles pour l'observation (θ_i peut par exemple représenter les valeurs, discrètes ou continues, des paramètres de la théorie).

Les *bayésiens* généralisent le cas précédent aux hypothèses, et la probabilité que l'hypothèse θ_i soit vraie si on a observé X est donc:

$$P(\theta_i|X) = \frac{P(X|\theta_i) \cdot P(\theta_i)}{P(X)}$$

avec :

- $P(\theta_i|X)$ probabilité que l'hypothèse soit vraie alors qu'on a observé X (interprétation statistique du résultat)
- $P(X|\theta_i)$ probabilité d'observer X dans le cadre de l'hypothèse θ_i (calcul de probabilité, donné par la théorie dans laquelle on interprète le résultat)
- $P(\theta_i)$ probabilité d'une hypothèse donnée (degré de confiance à *priori* de l'hypothèse)
- $P(X)$ probabilité d'observer X quelle que soit l'hypothèse considérée

Si l'ensemble des hypothèses θ_i est exhaustif et exclusif (c'est généralement le cas en physique : un paramètre de la théorie ou du modèle a une valeur et une seule), alors :

$$P(X) = \sum_j P(X|\theta_j) \cdot P(\theta_j)$$

La controverse entre *bayésiens* (ou modernes) et *anti-bayésiens* (ou classiques) vient de $P(\theta_i)$: pour les *anti-bayésiens*, cette probabilité à *priori* ne peut être déterminée.

Il en résulte que l'interprétation du résultat X d'une observation, c'est à dire l'information que l'on en tire à *posteriori*, n'est pas la même. Cela sera illustré dans les exemples à faible statistique. L'opposition entre *bayésiens* et *anti-bayésiens* est au cœur de la question de la question statistique : c'est la question de l'interprétation.

Remarques :

Dans certains cas, l'approche *anti-bayésienne* ne permet pas de conclure.

Dans les expériences avec un grand nombre d'observations, les deux hypothèses conduisent aux mêmes interprétations.

En règle générale, l'approche classique, lorsqu'elle est possible, est préférable puisqu'elle évite la subjectivité sur le terme $P(\theta_i)$.

2.2. Variables aléatoires

Un événement aléatoire est un événement pouvant donner plusieurs résultats, à chacun desquels peut être associée une probabilité.

Une variable associée à un tel événement (grandeur physique) peut donc prendre un ensemble de valeurs, qui peut être discret ou continu.

2.2.1. Variables aléatoires discrètes ou continues

Pour une variable aléatoire discrète x qui peut prendre les valeurs $x_i, i = 1, \dots, n$, on associe à chaque valeur possible une probabilité $P(x_i)$ (avec $0 \leq P(x_i) \leq 1$) d'obtenir le résultat x_i pour un événement.

Si les valeurs x_i sont exhaustives, on a $\sum_{i=1}^n P(x_i) = 1$

Pour une variable aléatoire continue x qui peut prendre les valeurs sur un domaine Ω , on associe à chaque valeur x' de Ω une probabilité $P(x')dx'$ (avec $0 \leq P(x') \leq 1$) d'obtenir un résultat compris entre x' et $x' + dx'$ pour un événement ($P(x')$ est la fonction de distribution de probabilité associée à la variable aléatoire).

Si le domaine Ω est exhaustif, on a $\int_{\Omega} P(x')dx' = 1$

2.2.2. Caractéristiques d'une distribution de probabilité

On considère une variable aléatoire discrète ou continue X , distribuée selon une loi $P(X)$.

Pour une variable discrète, on considère l'ensemble des valeurs X_k représentant toutes les valeurs possibles de X .

Pour une variable continue, on considère le domaine Ω_x sur lequel la variable X est définie.

Les principales grandeurs caractéristiques d'une variable aléatoire X (discrète ou continue) sont présentées dans le tableau ci-dessous.

Variable X	discrète	continue
Espérance $E[X]$	$\mu = \sum_k X_k \cdot P(X_k)$	$\mu = \int_{\Omega_x} x \cdot P(x) \cdot dx$
Variance $V[X]$	$\sigma^2 = \sum_k (X_k - \mu)^2 \cdot P(X_k)$	$\sigma^2 = \int_{\Omega_x} (x - \mu)^2 \cdot P(x) \cdot dx$
Moments $\mu'_j(X)$	$\mu'_j = \sum_k (X_k)^j \cdot P(X_k)$	$\mu'_j = \int_{\Omega_x} x^j \cdot P(x) \cdot dx$
Moments centraux $\mu_j(X)$	$\mu_j = \sum_k (X_k - \mu)^j \cdot P(X_k)$	$\mu'_j = \int_{\Omega_x} (x^j - \mu) \cdot P(x) \cdot dx$

Tableau récapitulatif des grandeurs caractéristiques pour des variables aléatoires discrètes ou continues.

On notera que l'espérance est le moment d'ordre 1 et que la variance est le moment central d'ordre 2. On a de plus la relation : $\sigma^2 = E[(x - \mu)^2] = E[x^2] - \mu^2$.

2.2.3. Propriétés des fonctions de distribution et fonctions caractéristiques

Soit une variable aléatoire x , de probabilité de distribution $f(x)$ sur un domaine exhaustif Ω . Alors toute fonction $g(x)$ de la variable aléatoire est elle-même une variable aléatoire. L'espérance (ou valeur attendue) de $g(x)$ est alors :

$$E[g] = \int_{\Omega} g(x) \cdot f(x) \cdot dx$$

L'espérance est un opérateur linéaire. On obtient sans difficulté :

$$\begin{aligned} E[\alpha g + \beta h] &= \alpha \cdot E[g] + \beta \cdot E[h] \\ &= \alpha \int_{\Omega} g(x) \cdot f(x) \cdot dx + \beta \int_{\Omega} h(x) \cdot f(x) \cdot dx \end{aligned}$$

On définit la fonction caractéristique de la distribution $f(x)$ par sa transformée de Fourier :

$$\begin{aligned} \Phi_x(t) = E[e^{itx}] &= \int_{\Omega} e^{itx} \cdot f(x) \cdot dx && \text{pour une variable continue} \\ &= \sum_k p_k \cdot e^{itx} && \text{pour une variable discrète} \end{aligned}$$

La fonction caractéristique définit entièrement la fonction de distribution de probabilité :

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_x(t) \cdot e^{-itx} dt$$

Elle vérifie les propriétés suivantes :

- si α et β sont des constantes, alors $\Phi_{\alpha x + \beta}(t) = e^{it\beta} \cdot \Phi_x(\alpha t)$
- si x et y sont 2 variables aléatoires indépendantes de fonctions caractéristiques $\Phi_x(t)$ et $\Phi_y(t)$ alors $\Phi_{x+y}(t) = \Phi_x(t) \cdot \Phi_y(t)$

Les moments $\mu'_j(\mathbf{X})$ et les moments centraux $\mu_j(\mathbf{X})$ de la distribution peuvent également être déterminés à partir des dérivées de la fonction caractéristique :

$$\mu'_r = \frac{1}{i^r} \cdot \left[\left(\frac{d}{dt} \right)^r \Phi(t) \right]_{t=0} \quad \text{et} \quad \mu_r = \frac{1}{i^r} \cdot \left[\left(\frac{d}{dt} \right)^r [e^{-i\mu t} \cdot \Phi(t)] \right]_{t=0}$$

2.2.4. Covariance, corrélation et indépendance de variables aléatoires

On s'intéresse ici au cas de plusieurs variables aléatoires. Dans un premier temps, on considère le cas de 2 variables aléatoires x et y , mais les propriétés présentées ici peuvent être généralisées à un nombre quelconque de variables. On leur associe une densité de probabilité conjointe $f(x, y)$.

Si Ω est un domaine exhaustif pour les valeurs possibles de x et y , alors

$$\iint_{\Omega} f(x, y) \cdot dx \cdot dy = 1$$

et toute fonction $g(x, y)$ est une variable aléatoire, donc l'espérance est donnée par :

$$E[g] = \iint_{\Omega} g(x, y) \cdot f(x, y) \cdot dx \cdot dy$$

On définit alors les distributions marginales de probabilité pour x et y (probabilité de la variable x quelle que soit la valeur de y et inversement) :

$$f_x(x) = \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} f(x, y) \cdot dy \quad \text{et} \quad f_y(y) = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} f(x, y) \cdot dx$$

On définit également des probabilités conditionnelles, comme la probabilité pour la variable y alors que la variable x a une valeur donnée x_0 :

$$p(y|x_0) = \frac{f(x_0, y)}{\int_{y_{\min}(x_0)}^{y_{\max}(x_0)} f(x_0, y') \cdot dy'}$$

Les distributions marginales et probabilités conditionnelles sont illustrées sur la figure 2-2.

Le **théorème de Bayes** peut alors s'écrire, à partir des probabilités conditionnelles et des distributions marginales : $p(y|x) = \frac{p(x|y) \cdot f_y(y)}{f_x(x)}$.

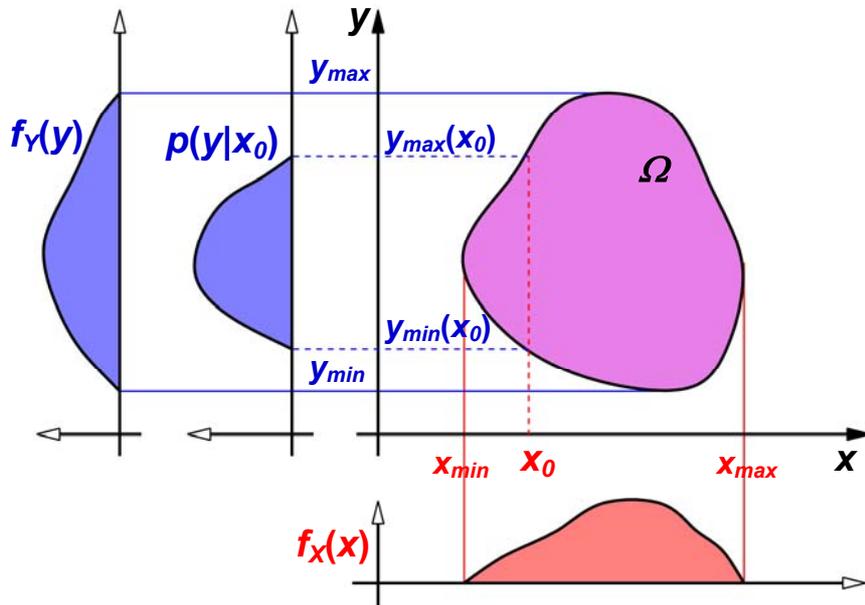


figure 2-2. Illustration des distributions marginales pour les variables x et y , et de la probabilité conditionnelle de la variable y pour une valeur donnée x_0 de la variable x .

Pour chacune des variables, on peut calculer sa moyenne et sa variance :

$$\mu_x = E[x] = \iint_{\Omega} x \cdot f(x, y) \cdot dx \cdot dy \quad \text{et} \quad \mu_y = E[y] = \iint_{\Omega} y \cdot f(x, y) \cdot dx \cdot dy$$

$$(\sigma_x)^2 = E[(x - \mu_x)^2] \quad (\sigma_y)^2 = E[(y - \mu_y)^2]$$

On peut alors définir la covariance des variables x et y , ainsi que leur corrélation, par :

- covariance : $\text{cov}[x, y] = E[(x - \mu_x) \cdot (y - \mu_y)] = E[xy] - E[x] \cdot E[y]$
- corrélation : $\text{corr}[x, y] = \rho(x, y) = \frac{\text{cov}[x, y]}{\sigma_x \cdot \sigma_y}$

On démontre facilement que la corrélation (ou coefficient de corrélation) est compris entre -1 et 1 (inclus).

Les variables aléatoires x et y sont *indépendantes* si et seulement si (condition nécessaire et suffisante) leur distribution conjointe est le produit des distributions marginales :

$$f(x, y) = f_x(x) \cdot f_y(y)$$

alors

$$E[xy] = \iint_{\Omega} x \cdot y \cdot f_x(x) \cdot f_y(y) \cdot dx \cdot dy$$

$$= \int x \cdot f_x(x) \cdot dx \times \int y \cdot f_y(y) \cdot dy$$

$$= E[x] \cdot E[y]$$

On en déduit immédiatement que dans ce cas, $\text{cov}[x, y] = 0$ et $\rho(x, y) = 0$. Si deux variables sont indépendantes, elles ne sont alors pas corrélées (la réciproque n'est pas nécessairement vraie).

On peut généraliser la définition de la covariance à un ensemble de n variables aléatoires x_1, \dots, x_n . Elles sont indépendantes si et seulement si la fonction de densité de probabilité peut être factorisée sous la forme :

$$f(x_1, \dots, x_n) = \prod_{i=1}^n f_i(x_i)$$

Pour chaque couple de variables (x_i, x_j) , on définit la covariance σ_{ij} et le coefficient de corrélation ρ_{ij} . La matrice de covariance est alors la matrice $\overline{\mathbf{V}} = [\sigma_{ij}]$. Si la matrice de covariance n'est pas inversible, alors il existe au moins une relation linéaire entre les différentes variables x_i .

2.3. Lois de convergence

Il existe plusieurs théorèmes de convergence, mais on n'en rappelle ici que deux applications, qui sont la *loi des grands nombres* et le *théorème de la limite centrale* (TLC). Ces lois de convergence sont très importantes pour l'analyse statistique, mais la démonstration n'est pas discutée dans ce cours.

2.3.1. Loi des grands nombres

On considère ici un ensemble de variables aléatoires X_i (avec $i = 1, \dots, N$), telles que :

- elles ont la même espérance μ ;
- elles ont des variances σ_i (non nécessairement identiques).

D'un point de vue statistique, la moyenne de l'échantillon (c'est à dire d'un ensemble de valeurs des X_i) est donnée par : $\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i$.

Alors la loi des grands nombres stipule que, sous certaines conditions (sur les variances), la *moyenne de l'échantillon* tend vers l'*espérance des variables aléatoires* lorsque N devient très grand : $\bar{x} \xrightarrow{N \rightarrow \infty} \mu$:

- loi convergence faible (convergence en moyenne quadratique) si

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{N^2} \sum_{i=1}^N \sigma_i^2 \right) = 0 ;$$

- loi convergence forte (convergence presque certaine) si $\lim_{N \rightarrow \infty} \left(\sum_{i=1}^N \left(\frac{\sigma_i}{i} \right)^2 \right)$ est finie.

On note que dans les cas (fréquents en physique) où les variances sont bornées ($\sigma_i < \sigma_{\max}$), et donc également dans le cas où elles sont identiques (par exemple si tous les X_i suivent la même loi de distribution, comme illustré sur la figure 2-3), la loi des grands nombres s'applique.

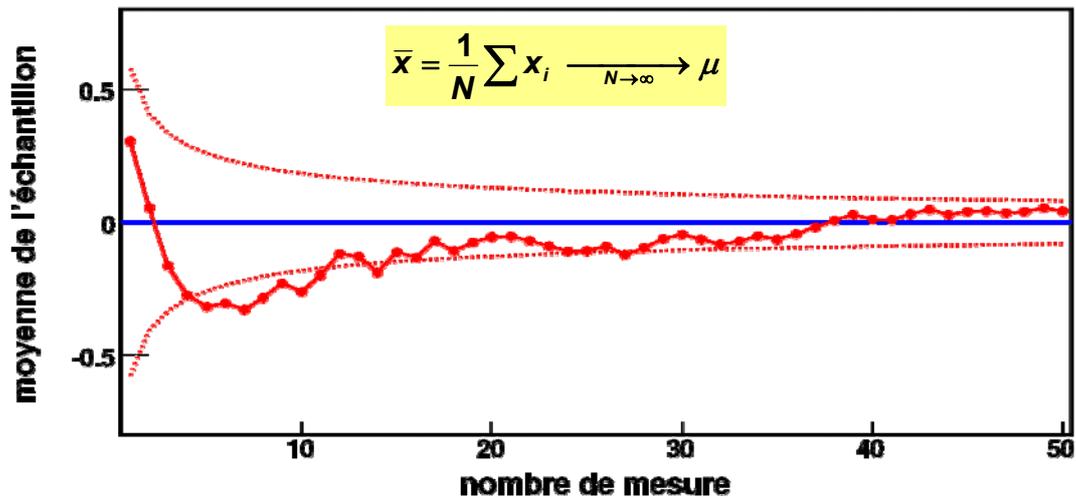


figure 2-3. Illustration de la loi des grands nombres : évolution de la moyenne d'un ensemble de N valeurs d'une variable aléatoire (de moyenne $\mu = 0$ et de variance $\sigma^2 = 1$).

2.3.2. Théorème de la limite centrale

On considère toujours un ensemble de variables aléatoires X_i (avec $i = 1, \dots, N$), d'espérances μ_i et de variances σ_i^2 . Alors, sous des conditions peu restrictives sur les μ_i et σ_i^2 (limitant leur accroissement lorsque i devient grand, ce qui est presque toujours le cas dans les problèmes courants de physique où ces grandeurs prennent des valeurs bornées), le *théorème de la limite centrale* donne le comportement de la variable aléatoire $S = \sum_{i=1}^N x_i$

lorsque N tend vers l'infini : $\left(\frac{S - \sum_{i=1}^N \mu_i}{\sqrt{\sum_{i=1}^N \sigma_i^2}} \right) \xrightarrow{N \rightarrow \infty} \mathcal{N}(0,1)$ où $\mathcal{N}(0,1)$ est la fonction de

distribution de probabilité gaussienne, de centre 0 et d'écart-type 1 (*loi normale standard*, cf. §2.4.3). Une illustration du TCL est donnée sur la figure 2-4.

Ce résultat est indépendant de la distribution a priori des X_i .

Cas particulier

Si les X_i (indépendants) ont la même espérance μ et la même variance σ^2 , la variable

$$z_N = \frac{\bar{x} - \mu}{\sigma / \sqrt{N}} \quad (\text{avec } \bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i) \text{ est telle que } E[z_N] = 0 \text{ et } V[z_N] = 1.$$

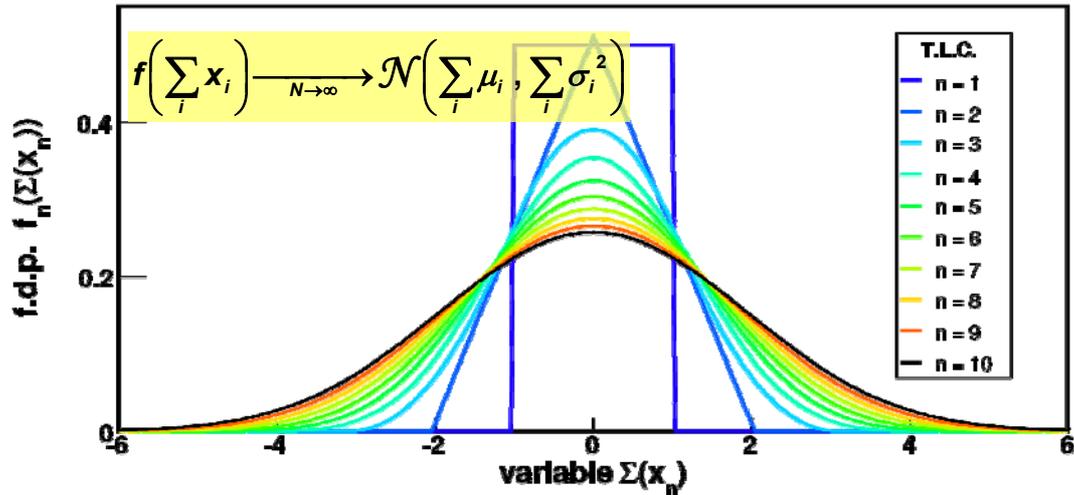


figure 2-4. Illustration du **théorème de la limite centrale** : loi de distribution de la variable aléatoire $S = \sum_{i=1}^N x_i$ (dans le cas où tous les X_i suivent la même loi de distribution). Elle tend vers une distribution gaussienne.

2.4. Quelques distributions courantes de probabilités

Dans ce paragraphe, je présente quelques lois de distribution de probabilités qui sont couramment utilisées en physiques. J'ai fait le choix de deux distributions pour des variables discrètes (loi de Poisson et loi binomiale) et de deux distributions pour des variables continues (loi normale et distribution du Chi2).

2.4.1. Loi binomiale

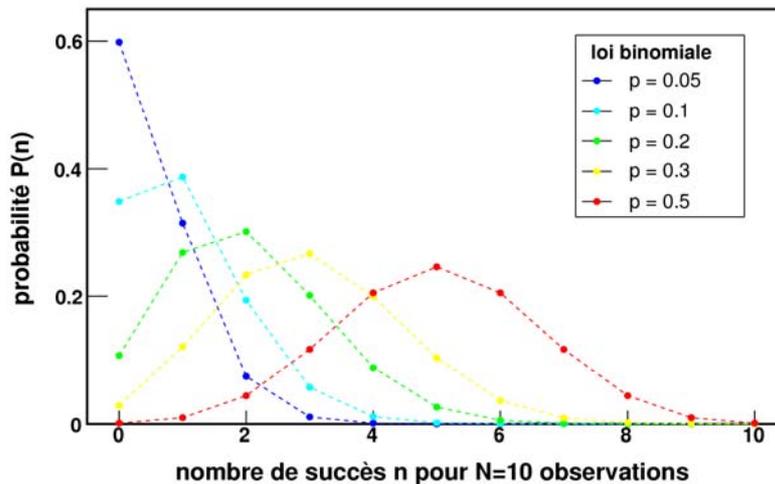


figure 2-5. Illustration de la loi binomiale pour différentes valeurs de la probabilité p et pour un nombre de tirages constant $N = 10$.

La loi binomiale est utilisée lorsqu'un tirage aléatoire a deux résultats possibles (par exemple le résultat est soit un succès, soit un échec). Si p est la probabilité, pour un tirage, d'obtenir un succès (la probabilité d'un échec est alors $1 - p$), la loi binomiale donne la probabilité d'obtenir n succès lorsqu'on procède à N tirages :

$$B(n, p|N) = \frac{N!}{n!(N-n)!} p^n \cdot (1-p)^{N-n}$$

La variable aléatoire (discrète) est le nombre de succès n ($0 \leq n \leq N$) et les paramètres de la distribution sont le nombre de tirage N (entier, $N > 0$) et la probabilité p (réelle, $0 \leq p \leq 1$).

Espérance de la loi binomiale : $E[n] = Np$

Variance de la loi binomiale : $V[n] = Np(1 - p)$

Parmi les lois de distribution dérivant de la loi binomiale, on peut citer :

- la *loi binomiale négative*, qui donne la probabilité de devoir attendre N tirages pour obtenir n succès ;
- la *loi multinomiale*, qui est la généralisation de la loi binomiale lorsque le tirage a plus de deux issues possibles.

2.4.2. Loi de Poisson

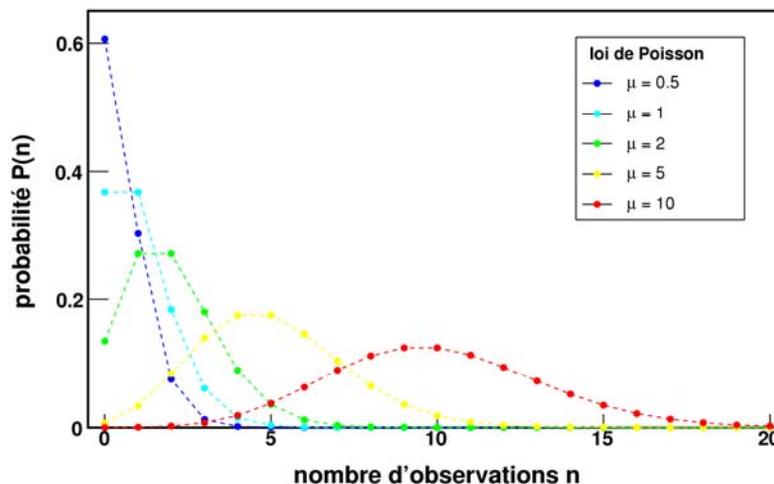


figure 2-6. Illustration de la loi de Poisson.

La loi de Poisson donne la probabilité d'observer n événements lorsqu'on en attend (en théorie) λ :

$$P(n|\lambda) = \frac{\lambda^n}{n!} e^{-\lambda}$$

Variable (discrète) : n (≥ 0), nombre d'événements observés

Paramètre : λ (réel, $\lambda > 0$), nombre d'événements attendus

Espérance de la loi de Poisson : $E[n] = \lambda$

Variance de la loi de Poisson : $V[n] = \lambda$

Une loi (sur une variable aléatoire continue) très utile découle de la loi de Poisson : la *loi exponentielle*, qui mesure la probabilité d'avoir un intervalle de temps t entre deux événements consécutifs, lorsque les événements sont indépendants et qu'ils se produisent avec une fréquence moyenne ν :

$$P(t|\nu) = \nu \cdot e^{-\nu t}$$

$$\text{avec } E[t] = \frac{1}{\nu} \text{ et } V[t] = \frac{1}{\nu^2}$$

2.4.3. Loi normale (gaussienne)

La loi normale (distribution gaussienne) est la fonction de probabilité la plus utilisée, en raison notamment du théorème de la limite centrale (cf. §2.3.2). Cette fonction de distribution présente un ensemble de propriétés uniques qui ne sont pour la plupart pas abordées ici.

L'expression de la fonction de distribution de probabilité (f.d.p.) pour une variable aléatoire continue x est la suivante :

$$P(x|\mu, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu}{\sigma}\right)^2\right]$$

Variable (continue) : x , réel

Paramètres : μ (moyenne, réel), σ (écart-type, réel)

Espérance de la loi de normale : $E[x] = \mu$

Variance de la loi de normale : $V[x] = \sigma^2$

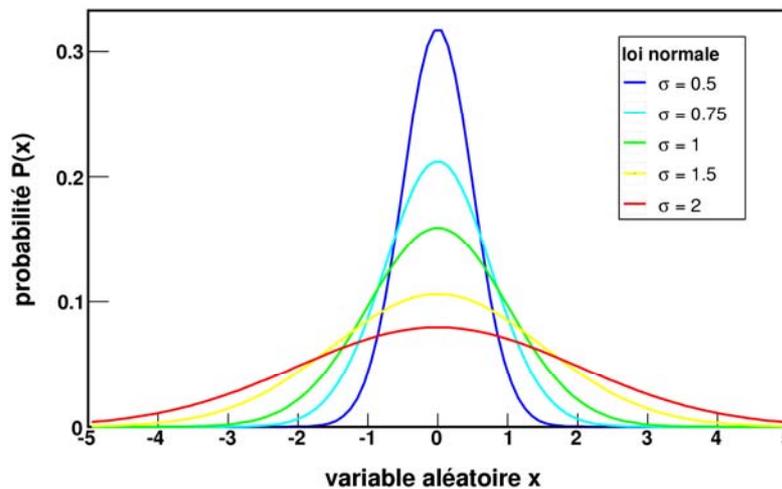


figure 2-7. Illustration de la loi normale pour une valeur moyenne $\mu = 0$ et différentes valeurs de l'écart-type.

On parle de *loi normale « standard »* dans le cas particulier où $\mu = 0$ et $\sigma = 1$.

Parmi les propriétés de la loi normale, on note :

- que toute combinaison linéaire de variables aléatoires normales est une variable aléatoire normale ;

- que les moments centraux impairs sont nuls :
$$\begin{cases} \mu_{2r-1} = 0 \\ \mu_{2r} = \frac{(2r)!}{r!} \cdot \left(\frac{\sigma^2}{2}\right)^r \end{cases}$$

On peut généraliser la loi normale à plusieurs dimensions, sous la forme (pour k dimensions) :

$$P(\vec{x}) = \frac{1}{(2\pi)^{k/2} \cdot \sqrt{|\overline{V}_{kk}|}} \exp\left[-\frac{1}{2} (\vec{x} - \vec{\mu})^T (\overline{V}_{kk})^{-1} (\vec{x} - \vec{\mu})\right]$$

où \overline{V}_{kk} est la matrice ($k \times k$) de covariance des composantes du vecteur de variables aléatoires \vec{x} .

2.4.4. Distribution du Chi2

Pour un ensemble de variables aléatoires indépendantes X_i (avec $i = 1, \dots, n$), distribuées selon une loi normale standard ($\mu = 0$ et $\sigma = 1$), la variable aléatoire $S = s_{(n)}^2 = \sum_{i=1}^n (x_i)^2$ est distribuée selon la loi du Chi2 (χ^2) à n degrés de libertés :

$$P(S|n) = \frac{1}{2} \cdot \frac{\left(\frac{s}{2}\right)^{\frac{n}{2}-1}}{\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)} \cdot e^{-s/2}$$

Variable (continue) : $S = s^2$, réel

Paramètre : $n \geq 1$ (entier, nombre de degrés de liberté)

Espérance de la distribution du χ^2 : $E[S] = n$

Variance de la distribution du χ^2 : $V[S] = 2n$

Propriétés

Si on considère les variables aléatoires $s_{(n)}^2$ et $s_{(m)}^2$ indépendantes et qui suivent des distributions du χ^2 à n et m degrés de liberté, alors la variable $s_{(p)}^2 = s_{(n)}^2 + s_{(m)}^2$ suit une distribution du χ^2 à $p = n + m$ degrés de liberté.

De façon générale, la distribution du χ^2 tend vers une loi normale. Plus spécifiquement, les variables aléatoires $y_n = \frac{s_{(n)}^2 - n}{\sqrt{2n}}$ et $z_n = \sqrt{2s_{(n)}^2} - \sqrt{2n-1}$ tendent vers une loi normale standard $\mathcal{N}(0,1)$.

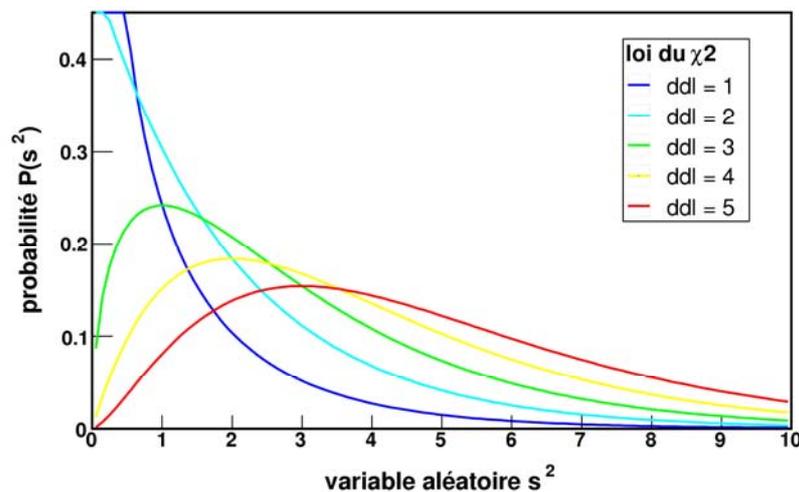


figure 2-8. Illustration de la distribution du Chi2 pour différents nombres de degrés de liberté.

2.4.5. Relations asymptotiques

La figure 2-9 présente les relations entre les lois de probabilité présentées précédemment. Ainsi, on constate qu'elles convergent toutes vers la distribution normale lorsque le nombre d'observations tend vers l'infini (conséquence du TLC).

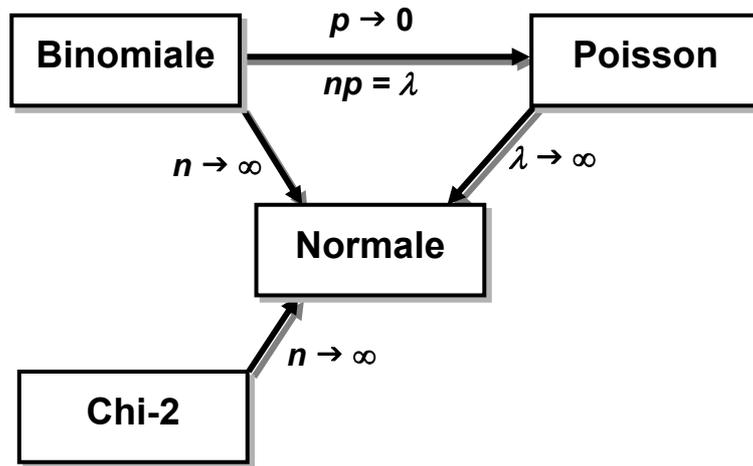


figure 2-9. Relations asymptotiques entre les lois de distributions présentées dans ce chapitre.

3. Analyse statistique

Dans le chapitre précédent, nous avons posé les bases du calcul des probabilités. En pratique (en particulier dans l'analyse des expériences de physique), on ne connaît pas le détail des lois que suivent les grandeurs mesurées. Les résultats expérimentaux (mesures) fournissent un échantillon, qui représente un ensemble de mesures des grandeurs étudiées. Ces grandeurs sont les variables aléatoires dont on cherche à déterminer les propriétés.

Après quelques remarques introduisant des notions utiles, ce chapitre s'intéresse principalement à la théorie de l'estimation (de paramètres d'une théorie). La loi des grands nombres est utilisée pour construire des estimateurs. L'incertitude associée à ces estimateurs, dans le cas des grands nombres, est déduite du théorème de la limite centrale qui donne le comportement asymptotique de la variance des estimateurs. Dans le cas des faibles statistiques, le dernier paragraphe présente les outils pour la détermination d'intervalles de confiance.

3.1. Remarques préliminaires

L'objectif de ce paragraphe est d'évoquer quelques concepts qui ne sont pas étudiés dans ce cours, mais dont il peut être utile d'avoir connaissance :

- la notion d'erreur est centrale dans l'analyse des données, mais n'est abordée dans ce cours que d'un point de vue purement statistique ;
- la théorie de l'information n'est pas détaillée, mais il sera fait référence à la fonction de vraisemblance (qui en découle) dans la construction des estimateurs (cf. §3.3.3 et §3.4)

3.1.1. Erreurs et incertitude

A la notion de mesure est intimement associée la notion d'*erreur*. Ce terme est utilisé en physique par abus de langage : il fait référence à la notion d'*incertitude*, qui reflète le degré de confiance que l'on attribue à une mesure. Il recouvre en fait plusieurs significations qu'il convient de distinguer : la précision d'une mesure d'une part, et son exactitude d'autre part (voir figure 3-1).

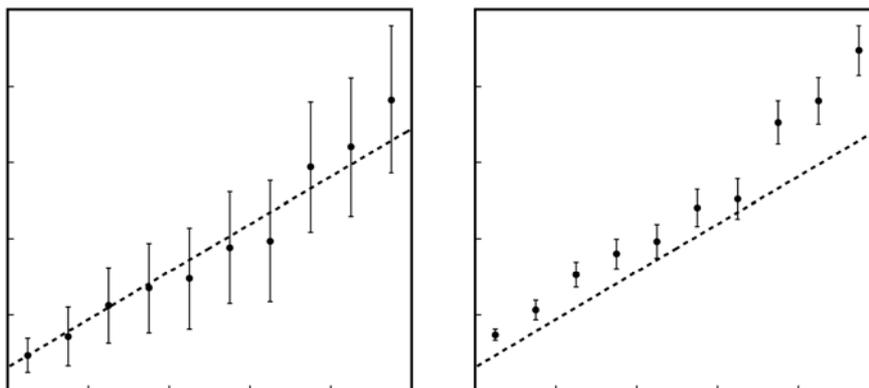


figure 3-1. Sur ces figures, on suppose que les points représentent des mesures et que la ligne pointillée représente le comportement « vrai » de la grandeur mesurée. La figure de gauche illustre le cas d'une mesure correcte mais imprécise (grande incertitude sur les points), celle de droite une mesure précise mais inexacte.

Pour l'analyse des données, on distingue généralement deux sources d'erreurs :

- l'incertitude statistique, liée à la taille de l'échantillon de données ;

- l'erreur systematique, liée à la méthode utilisée pour faire la mesure (dispositif instrumental, méthode de sélection et d'analyse des données, fiabilité de la théorie dans le cadre de laquelle les données sont interprétées,...).

Si les résultats d'un ensemble de mesures sont distribués selon une loi de probabilité donnée, l'incertitude statistique est d'autant plus faible que le nombre de mesures est grand. Il est donc possible d'augmenter la « précision statistique » en augmentant le nombre de mesures ! En principe, cette incertitude peut être calculée dans le cadre des théories de la statistique, ce qui est abordé dans ce chapitre.

Mais il n'existe pas de théorie des erreurs systématiques : comme il a été mentionné, ce type d'erreur peut avoir des origines très variées. Chaque cas est particulier et implique une très bonne compréhension du processus qui conduit de l'expérience aux données à analyser. Les erreurs systématiques ne peuvent donc pas faire l'objet de ce cours.

Il est à noter que si les erreurs systématiques sont sur-estimées, cela conduit à un résultat correct mais imprécis, alors que si elles sont sous-estimées, le résultat sera relativement précis, mais il risque d'être faux !

3.1.2. Fonction de vraisemblance et information

La théorie de l'information ne fait pas l'objet de ce cours. Néanmoins, les définitions de la fonction de vraisemblance et de l'information sont données ici, parce qu'elles interviennent dans la construction des estimateurs abordée plus loin.

On suppose que \mathbf{x} est une variable aléatoire de fonction de densité de probabilité $f(\mathbf{x}, \vec{\theta})$, où la notation vectorielle $\vec{\theta}$ indique un ensemble de paramètres θ_1 à θ_r . On considère un échantillon de N observations (ou mesures) de \mathbf{x} . Cet échantillon constitue un vecteur $\vec{\mathbf{x}}$.

La fonction de vraisemblance est alors définie par :

$$L(\vec{\mathbf{x}}|\vec{\theta}) = L(\mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_N|\vec{\theta}) = \prod_{i=1}^N f(\mathbf{x}_i, \vec{\theta})$$

Elle peut être interprétée comme la « probabilité globale » d'observer l'échantillon lorsque chaque mesure suit individuellement la distribution $f(\mathbf{x}, \vec{\theta})$.

On définit la quantité d'information contenue dans l'échantillon $\vec{\mathbf{x}}$, relativement au paramètre unique θ (dans le cas à 1 dimension) par :

$$I_{\vec{\mathbf{x}}}(\theta) = E \left[\left(\frac{dL(\vec{\mathbf{x}}|\theta)}{d\theta} \right)^2 \right] = \int_{\Omega_{\theta}} \left(\frac{dL(\vec{\mathbf{x}}|\theta)}{d\theta} \right)^2 L(\vec{\mathbf{x}}|\theta) d\vec{\mathbf{x}}$$

Cette relation se généralise dans le cas à plusieurs dimensions ($\vec{\theta}$ est alors un ensemble de paramètres). L'information contenue dans l'échantillon prend alors la forme matricielle :

$$[I_{\vec{\mathbf{x}}}(\vec{\theta})]_{ij} = E \left[\frac{dL(\vec{\mathbf{x}}|\vec{\theta})}{d\theta_i} \cdot \frac{dL(\vec{\mathbf{x}}|\vec{\theta})}{d\theta_j} \right]$$

3.1.3. Echantillon : moyenne, variance et moments

On considère \mathbf{x} comme une variable aléatoire de probabilité $P(\mathbf{x})$ (qui peut être discrète ou continue). On fait N observations de cette variable aléatoire, $\mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_N$.

La moyenne de la distribution est la limite : $\mu = \lim_{N \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{x}_i \right)$

Pour une observation \mathbf{x}_i , la déviaton est $\mathbf{d}_i = \mathbf{x}_i - \mu$.

La moyenne de la déviation $\bar{d} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N d_i$, tend vers 0 lorsque N tend vers l'infini (par définition de la moyenne μ).

On peut définir la déviaton moyenne α , comme une mesure de la dispersion des observations autour de la valeur moyenne μ : $\alpha = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |x_i - \mu|$, mais cette définition n'est pas commode à utiliser dans les analyses.

On définit donc une autre grandeur, la déviaton standard σ (ou écart-type), et la variance σ^2 , par :

$$\sigma^2 = \lim_{N \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \mu)^2 \right) = \lim_{N \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i^2 \right) - \mu^2$$

On peut également définir la valeur médiane $\mu_{1/2}$ telle que $P(x > \mu_{1/2}) = P(x < \mu_{1/2}) = 1/2$, et le mode (ou valeur la plus probable) μ_{max} telle que quel que soit X , $P(x) \leq P(\mu_{max})$.

Les moments de la distribution $P(x)$ sont (μ_j désigne le moment d'ordre j) : $\mu_j = \lim_{N \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i)^j \right)$. On voit notamment que $\mu = \mu_1$ et $\sigma^2 = \mu_2 - (\mu_1)^2$.

Remarque

Pour l'échantillon correspondant à N observations x_1 à x_N , la moyenne de l'échantillon est $\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i$ et sa variance $s^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2$. Le terme $N-1$ plutôt que N au dénominateur vient du fait que la moyenne et la variance sont estimées avec les mêmes données, et ne sont donc pas indépendantes.

3.2. Estimateur d'une variable aléatoire

On considère la variable aléatoire x de fonction de densité de probabilité $f(x, \theta_0)$, ou le vecteur θ_0 représente un paramètre de la distribution (cela peut être généralisé au cas de plusieurs paramètres), et un ensemble de N mesures (échantillon) $\bar{x}_N = \{x_i, i = 1, \dots, N\}$. Que peut-on dire de θ_0 à partir de l'échantillon mesuré ?

Un estimateur $\hat{\theta}(\bar{x}_N)$ est une fonction de l'échantillon qui tente de donner une valeur s'approchant de la « vraie » valeur du paramètre θ_0 . Un estimateur est donc lui-même une variable aléatoire !

Un estimateur doit être :

- **Consistant** : il doit converger vers la vraie valeur du paramètre ;
- **Non biaisé** : l'estimateur, pour N observations est une variable aléatoire ; on définit le biais par $b_N(\hat{\theta}) = E(\hat{\theta}) - \theta_0 = E(\hat{\theta} - \theta_0)$: l'estimateur est non biaisé si $b_N(\hat{\theta}) = 0$ quel que soit le nombre d'observations N ;
- **Efficace** : s'il converge *rapidement* vers la valeur du paramètre ;
- **Robuste** : cette caractéristique est liée à la fiabilité de l'estimateur si la f.d.p. est peu ou mal connue (c'est la sensibilité à la forme de la f.d.p.).

3.3. Construction d'un estimateur

Ce paragraphe présente les principes généraux qui permettent de construire un estimateur pour un paramètre d'une distribution aléatoire, à partir de la loi des grands nombres.

Pour une variable aléatoire \mathbf{X} distribuée selon une loi de probabilité $f(\mathbf{x}, \theta_0)$, où θ_0 représente un paramètre (vrai) de la distribution, une fonction quelconque $\mathbf{a}(\mathbf{X})$ est également une variable aléatoire, et si sa variance est finie, la loi des grands nombres implique alors que, pour un ensemble de mesures (échantillon) \mathbf{x}_i , avec $i = 1$ à N :

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{a}(\mathbf{x}_i) \right] = E[\mathbf{a}(\mathbf{X})|\theta_0] = \int_{\Omega_{\mathbf{X}}} \mathbf{a}(\mathbf{x}) f(\mathbf{x}, \theta_0) d\mathbf{x}$$

(La notation $E[\mathbf{a}(\mathbf{X})|\theta_0]$ indique l'espérance de la variable (fonction) aléatoire $\mathbf{a}(\mathbf{X})$, sachant que \mathbf{X} est une variable aléatoire distribuée selon $f(\mathbf{X}, \theta_0)$).

En d'autres termes, la grandeur expérimentale $\xi = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{a}(\mathbf{x}_i)$ converge vers $E[\mathbf{a}(\mathbf{X})|\theta_0]$.

3.3.1. Estimateur intuitif

Si on peut trouver une fonction $\mathbf{a}(\mathbf{X})$ telle que $E[\mathbf{a}(\mathbf{X})|\theta] = \mathbf{h}(\theta)$ ou $\mathbf{h}(\theta)$ est une fonction connue, alors la valeur « vraie » θ_0 du paramètre θ est (si \mathbf{h} est inversible à la valeur θ_0), de façon triviale : $\theta_0 = \mathbf{h}^{-1}(E[\mathbf{a}(\mathbf{X})|\theta_0])$.

Tout le problème réside dans le fait que ne connaissant pas à priori la valeur « vraie » de θ_0 , on ne connaît pas $E[\mathbf{a}(\mathbf{X})|\theta_0]$. On peut alors considérer que la grandeur ξ , obtenue à partir de l'échantillon (les mesures), en donne une valeur *approchée*. Par conséquent, un estimateur intuitif (par la loi des grands nombre, il est *consistant*) $\hat{\theta}$ de θ_0 est donc :

$$\hat{\theta} = \mathbf{h}^{-1} \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{a}(\mathbf{x}_i) \right) = \mathbf{h}^{-1}(\xi)$$

Dans le cas de plusieurs paramètres, $\vec{\theta} = (\theta_j, j = 1 \text{ à } r)$, il est alors nécessaire de définir r fonctions $\mathbf{a}_j(\mathbf{x})$, telles que $E[\mathbf{a}_j(\mathbf{X})|\vec{\theta}] = \mathbf{h}_j(\vec{\theta})$, où les $\mathbf{h}_j(\vec{\theta})$ sont des fonctions connues.

Alors un estimateur $\hat{\theta}$ la valeur vraie des paramètres $\vec{\theta}_0$ est telle que, quel que soit j :

$$\xi_j = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{a}_j(\mathbf{x}_i) = \mathbf{h}_j(\hat{\theta}_1, \dots, \hat{\theta}_r) \text{ pour } j = 1, r$$

Il s'agit donc de résoudre un système de r équations à r inconnues (les θ_j). Il s'agit donc d'inverser le système sous la forme :

$$\begin{cases} \xi_1 = \mathbf{h}_1(\hat{\theta}_1, \dots, \hat{\theta}_r) \\ \vdots \\ \xi_r = \mathbf{h}_r(\hat{\theta}_1, \dots, \hat{\theta}_r) \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} \hat{\theta}_1 = (\mathbf{h}^{-1})_1(\xi_1, \dots, \xi_r) \\ \vdots \\ \hat{\theta}_r = (\mathbf{h}^{-1})_r(\xi_1, \dots, \xi_r) \end{cases}$$

Il est à noter que dans cette écriture $(\mathbf{h}^{-1})_j$ n'est (en général) pas l'inverse de la fonction \mathbf{h}_j . Par ailleurs, sauf dans quelques cas simples, la fonction-vecteur \mathbf{h} est difficilement inversible analytiquement.

Méthode des moments

Elle correspond au choix : $\mathbf{a}_j(\mathbf{X}) = \mathbf{X}^j$ et le système d'équations à résoudre est donc :

$$\xi_j = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\mathbf{x}_i)^j = \int_{\Omega_x} \mathbf{x}^j \cdot f(\mathbf{x}, \hat{\theta}) \cdot d\mathbf{x} = h_j(\hat{\theta})$$

Dans le cas où la variable est distribuée selon une loi normale de centre μ et de variance σ^2 , on a de façon très simple un estimateur des paramètres $\bar{\theta} = (\mu, \sigma)$ par la méthode des moments :

$$\begin{cases} \xi_1 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{x}_i & \xrightarrow{N \rightarrow \infty} \mu = h_1(\mu, \sigma) = \int_{\Omega_x} \mathbf{x} \cdot \exp\left(-\frac{(\mathbf{x} - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \cdot d\mathbf{x} \\ \xi_2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\mathbf{x}_i)^2 & \xrightarrow{N \rightarrow \infty} \sigma^2 + \mu^2 = h_2(\mu, \sigma) = \int_{\Omega_x} \mathbf{x}^2 \cdot \exp\left(-\frac{(\mathbf{x} - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \cdot d\mathbf{x} \end{cases}$$

$$\text{soit : } \begin{cases} \hat{\mu} = (\mathbf{h}^{-1})_1(\xi_1, \xi_2) = \xi_1 \\ \hat{\sigma} = (\mathbf{h}^{-1})_2(\xi_1, \xi_2) = \sqrt{\xi_2 - (\xi_1)^2} \end{cases}$$

3.3.2. Estimateur implicite

De façon plus générale, on peut choisir, à la place de $\mathbf{a}(\mathbf{X})$, une fonction de \mathbf{X} et de θ , de telle sorte que $\mathbf{h}(\theta|\theta_0)$ soit nulle pour $\theta = \theta_0$:

$$\mathbf{h}(\theta|\theta_0) = \mathbf{E}[\mathbf{a}(\mathbf{X}, \theta)|\theta_0] = \int_{\Omega_x} \mathbf{a}(\mathbf{x}, \theta) f(\mathbf{x}, \theta_0) d\mathbf{x} \text{ avec } \mathbf{h}(\theta_0|\theta_0) = \mathbf{0}$$

La loi des grands nombres implique donc que

$$\left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{a}(\mathbf{x}_i, \theta = \theta_0) \right] \xrightarrow{N \rightarrow \infty} \mathbf{E}[\mathbf{a}(\mathbf{X}, \theta_0)] = \mathbf{0}$$

On obtient alors un estimateur implicite $\hat{\theta}$ de θ_0 en résolvant ($\xi(\theta)$ est une fonction de l'observation):

$$\xi(\theta) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{a}(\mathbf{x}_i, \theta) = \mathbf{0}$$

L'estimateur est consistant sous certaines conditions sur la fonction $\xi(\theta)$ (dérivabilité, dérivée non nulle en θ_0).

Des fonctions du type : $\mathbf{a}(\mathbf{X}, \theta) = \mathbf{a}(\mathbf{X}) - \mathbf{E}[\mathbf{a}(\mathbf{X})|\theta]$ satisfont naturellement la condition $\mathbf{h}(\theta_0) = \mathbf{0}$.

3.3.3. Estimateurs par maximisation ou minimisation

En pratique, on peut remplacer la résolution de $\xi(\theta) = \mathbf{0}$ par une minimisation ou une maximisation de fonction, en considérant une fonction $\mathbf{g}(\mathbf{X}, \theta)$ telle que :

$$\mathbf{a}(\mathbf{X}, \theta) = \frac{d}{d\theta} \mathbf{g}(\mathbf{X}, \theta)$$

On obtient alors un estimateur $\hat{\theta}$ de θ_0 comme solution de $\xi(\theta) = \frac{1}{N} \frac{d}{d\theta} \sum_{i=1}^N \mathbf{g}(\mathbf{x}_i, \theta) = \mathbf{0}$.

C'est notamment le cas du maximum de vraisemblance ou de la méthode des moindres carrés.

Dans le cas de plusieurs paramètres, $\bar{\theta} = (\theta_j, j = 1 \text{ à } r)$, on définit alors les r fonctions

$\mathbf{a}_j(\mathbf{X}, \theta) = \frac{d}{d\theta_j} \mathbf{g}(\mathbf{X}, \theta)$ et le système de r équations à résoudre est donc :

$$\xi_j(\bar{\theta}) = \frac{1}{N} \frac{d}{d\theta_j} \sum_{i=1}^N g(x_i, \bar{\theta}) = 0 \quad \text{pour } j = 1 \text{ à } r$$

3.3.4. Maximum de vraisemblance

Il s'agit d'un cas particulier (très fréquemment utilisé) d'estimateur par maximisation. Il correspond au choix suivant pour la fonction g : $g(\mathbf{x}, \theta) = \ln f(\mathbf{x}, \theta)$.

L'estimation du paramètre est obtenue en résolvant l'équation (ou un système d'équation dans le cas de plusieurs paramètres) :

$$\xi(\theta) = \frac{1}{N} \frac{d}{d\theta} \ln \left(\prod_{i=1}^N f(x_i, \theta) \right) = \frac{1}{N} \frac{d}{d\theta} \ln(L(\bar{\mathbf{x}}, \theta)) = 0$$

On peut montrer que l'estimateur est consistant sous certaines conditions de dérivabilité (ce qui est généralement le cas en physique) et de commutation des opérateurs $\frac{d}{d\theta}$ et $\int d\mathbf{x}$.

3.3.5. Méthode des moindres carrés

La méthode des moindres carrés est un cas d'estimateur implicite par minimisation. Dans le cas de paramètres multiples $\bar{\theta}$, la fonction g prend la forme quadratique suivante :

$$g(\bar{\mathbf{x}}, \bar{\theta}) = [\bar{\mathbf{x}} - \bar{\mathbf{M}}(\bar{\theta})]_{(N)}^T \cdot \bar{\mathbf{W}}_{(N \times N)} \cdot [\bar{\mathbf{x}} - \bar{\mathbf{M}}(\bar{\theta})]_{(N)}$$

où $\bar{\mathbf{M}}(\bar{\theta}) = \mathbf{E}[\bar{\mathbf{x}} | \bar{\theta}]$ est le vecteur (de dimension N) des valeurs attendues pour les mesures,

et $\bar{\mathbf{W}}$ est une matrice de poids (de dimension $N \times N$).

Le système d'équations à résoudre pour obtenir une estimation des paramètres est alors :

$$\xi_j(\bar{\theta}) = \frac{\partial}{\partial \theta_j} (g(\bar{\mathbf{x}}, \bar{\theta})) = \frac{\partial}{\partial \theta_j} [\bar{\mathbf{M}}(\bar{\theta})] \cdot \bar{\mathbf{W}} \cdot [\bar{\mathbf{x}} - \bar{\mathbf{M}}(\bar{\theta})] = 0$$

Cette méthode est principalement utilisée dans le cas des régressions (ajustements de courbes à un ensemble de points expérimentaux), en remplaçant formellement les valeurs \mathbf{x}_i par des points expérimentaux (x_i, y_i) et les termes $\mathbf{M}_i(\bar{\theta})$ par les valeurs attendues (théoriques) $\mathbf{y}^{\text{théo}}(\mathbf{x}_i, \bar{\theta})$. La matrice de poids est alors en général la matrice des incertitudes expérimentales sur les grandeurs y_i (matrice de covariance).

3.4. Comportement asymptotique

Un estimateur $\hat{\theta}$ est une variable aléatoire, avec par conséquent une espérance (valeur attendue) et une variance. Pour un estimateur non biaisé pour toute valeur de N (nombre d'observations), $\mathbf{E}[\hat{\theta}] = \theta_0$ et la variance $\mathbf{V}[\hat{\theta}]$ donne une mesure de l'incertitude sur l'estimateur.

Le détail du formalisme pour le calcul du comportement asymptotique de la variance des estimateurs n'est pas dans les objectifs de ce cours, dans la mesure où cela s'applique pour les grands nombres d'observations. Ce paragraphe a essentiellement pour but d'en présenter les bases (dans le cas d'un estimateur intuitif), afin d'éclairer sur les calculs mis en œuvre dans les outils standards (dans nos disciplines) tels que PAW ou ROOT.

Le comportement asymptotique (lorsque N tend vers l'infini) de la variance et du biais peuvent être déduit du *théorème de la limite centrale* qui implique un comportement asymptotiquement gaussien (normal) de la variable aléatoire ξ (ou de la fonction $\xi(\theta)$ dans le cas d'un estimateur implicite).

On utilise un développement de Taylor autour de la valeur « vraie » θ_0 du paramètre. La variance est obtenue à partir d'un développement au premier ordre, et le formalisme général

est présenté ci-dessous. Le biais résulte de la prise en compte des ordres supérieurs, et le cas général n'est pas détaillé ici.

3.4.1. Cas d'un estimateur intuitif

D'après le TLC, la « grandeur expérimentale » $\xi = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{a}(\mathbf{x}_i)$ est asymptotiquement (lorsque N tend vers l'infini) distribuée selon une loi normale, de moyenne $\mathbf{E}[\mathbf{a}(\mathbf{X})|\theta_0]$ et de variance $N^{-1} \cdot \mathbf{V}[\mathbf{a}(\mathbf{X})|\theta_0]$. On fait un développement limité de l'estimateur $\hat{\theta} = \mathbf{h}^{-1}(\xi)$ autour de la valeur $\xi_0 = \mathbf{E}[\mathbf{a}(\mathbf{X})|\theta_0]$ (notée $\mathbf{E}[\mathbf{a}]$ pour simplifier l'écriture):

$$\begin{aligned} \hat{\theta} &\approx \mathbf{h}^{-1}(\xi_0) + \frac{\partial \mathbf{h}^{-1}(\xi_0)}{\partial \xi} \cdot \{\xi - \xi_0\} + \dots \\ &\approx \mathbf{h}^{-1}(\mathbf{E}[\mathbf{a}]) + \frac{\partial \mathbf{h}^{-1}(\mathbf{E}[\mathbf{a}])}{\partial \xi} \cdot \left\{ \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{a}(\mathbf{x}_i) \right) - \mathbf{E}[\mathbf{a}] \right\} + \dots \end{aligned}$$

Dans cette relation, tous les termes sont constants à l'exception de $\xi = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{a}(\mathbf{x}_i)$. La variance de l'estimateur est alors (en rappelant que $\theta_0 = \mathbf{h}^{-1}(\xi_0) = \mathbf{h}^{-1}(\mathbf{E}[\mathbf{a}])$):

$$\mathbf{V}[\hat{\theta}] = \mathbf{E}[(\hat{\theta} - \theta_0)^2] = \left[\frac{\partial \mathbf{h}^{-1}(\mathbf{E}[\mathbf{a}])}{\partial \xi} \right]^2 \cdot \frac{\mathbf{V}[\mathbf{a}]}{N}$$

Bien entendu, $\mathbf{E}[\mathbf{a}]$ et $\mathbf{V}[\mathbf{a}]$ ne sont en général pas connus, puisque θ_0 est inconnu ! On détermine par conséquent une *estimation* de la variance (et donc de l'incertitude statistique) à partir de la moyenne et de la variance de l'échantillon.

Dans le cas de plusieurs paramètres, il faut passer à une écriture vectorielle :

$$\begin{aligned} \mathbf{a}(\mathbf{X}) &\rightarrow \bar{\mathbf{a}}(\mathbf{X}) = \{\mathbf{a}_j(\mathbf{X}), j = 1, \dots, r\} \\ \theta_0 &\rightarrow \bar{\theta}_0 \\ \mathbf{h}(\theta) &\rightarrow \bar{\mathbf{h}}(\bar{\theta}) = \{\mathbf{h}_j(\bar{\theta}) = \mathbf{E}[\mathbf{a}_j(\mathbf{X})|\bar{\theta}]\} \\ \xi &\rightarrow \bar{\xi} = \left\{ \xi_j = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{a}_j(\mathbf{x}_i) \right\} \end{aligned}$$

Si on appelle $\bar{\mathbf{k}}(\bar{\alpha})$ la fonction inverse de $\bar{\mathbf{h}}(\bar{\theta})$ (c'est à dire $\bar{\mathbf{k}}(\bar{\mathbf{h}}(\bar{\theta})) = \bar{\theta}$) et $\bar{\alpha}_0 = \bar{\mathbf{h}}(\bar{\theta}_0)$, on a alors, pour un développement au 1^{er} ordre autour de $\bar{\alpha}_0$:

$$\hat{\theta} = \bar{\mathbf{k}}(\bar{\xi}) = \bar{\mathbf{k}}(\bar{\alpha}_0) + \bar{\nabla}_{\alpha} \bar{\mathbf{k}}(\bar{\alpha}_0) \cdot (\bar{\xi} - \bar{\alpha}_0) + \dots$$

La variance (matrice de covariance) de $\hat{\theta}$ (l'estimateur de $\bar{\theta}_0$) est donc :

$$\begin{aligned} \mathbf{V}[\hat{\theta}] &= \mathbf{E} \left[(\hat{\theta} - \bar{\theta}_0) \cdot (\hat{\theta} - \bar{\theta}_0)^T \right] \\ &= \frac{1}{N} [\bar{\nabla}_{\alpha} \bar{\mathbf{k}}(\bar{\alpha}_0)] \cdot \bar{\mathbf{V}}[\bar{\mathbf{a}}|\bar{\theta}_0] \cdot [\bar{\nabla}_{\alpha} \bar{\mathbf{k}}(\bar{\alpha}_0)]^T \end{aligned}$$

De la même manière que précédemment, $\bar{\alpha}_0$ et $\bar{\mathbf{V}}[\bar{\mathbf{a}}|\bar{\theta}_0]$ ne sont pas connus, et la variance de l'estimateur doit être estimée à partir des moyennes et de la matrice de covariance calculées pour l'échantillon.

3.4.2. Cas d'un estimateur implicite

Le même type de raisonnement peut être mené dans le cas d'un estimateur implicite : à une dimension, la grandeur ξ devient une fonction du paramètre : $\xi(\theta)$, et le terme $\frac{\partial h^{-1}(E[\mathbf{a}])}{\partial \xi}$

est remplacé par $\frac{1}{E\left[\frac{d\xi(\theta)}{d\theta}\right]_{\theta=\theta_0}}$ (l'inversion des dérivées n'est pas aussi immédiate dans le

cas de plusieurs paramètres). La variance de l'estimateur est alors obtenue par :

$$V[\hat{\theta}] = \frac{V[a(X, \theta_0)]}{N \cdot \left(E\left[\frac{d\xi(\theta)}{d\theta}\right]_{\theta=\theta_0}\right)^2}$$

Dans le cas du maximum de vraisemblance, cette expression prend la forme suivante :

$$V[\hat{\theta}] = \frac{1}{N \cdot I_N(\theta_0)}$$

où $I_N(\theta_0)$ est l'information telle qu'elle a été définie précédemment (cf. §3.1.2).

3.5. Intervalle de confiance

On a vu dans les paragraphes précédents que lorsque le nombre de mesures est très grand ($N \rightarrow \infty$), la loi des grands nombres permet de déduire un estimateur consistant, et le théorème de la limite centrale donne une estimation de l'incertitude.

Qu'en est-il lorsque le nombre d'observation est petit ? On ne peut alors plus s'appuyer sur les comportements asymptotiques. Dans une telle situation, on ne cherche plus la valeur d'un estimateur et sa variance, mais un intervalle dans lequel le paramètre recherché a une certaine probabilité de se trouver.

On se limite ici à la recherche d'intervalles de confiance pour un seul paramètre (problème à 1 dimension).

3.5.1. Approche classique : ceinture de confiance

On considère la variable aléatoire \mathbf{X} distribuée selon une loi de probabilité $f(\mathbf{x}, \theta_0)$, où θ_0 représente un paramètre (vrai) de la distribution. On dispose d'un ensemble de mesures (échantillon) $\bar{\mathbf{x}} = \{\mathbf{x}_i, i = 1, \dots, N\}$.

On considère de plus un estimateur $\mathbf{t} = \mathbf{t}(\bar{\mathbf{x}})$ du paramètre θ_0 , pour l'échantillon (cf. §3.3).

En tant que fonction des \mathbf{x}_i , $\mathbf{t}(\bar{\mathbf{x}})$ est une variable aléatoire, avec une densité de probabilité $f_t(\mathbf{t}|\theta)$ qui peut être déterminée en fonction de θ .

On peut alors définir 2 fonctions $\mathbf{t}_1(\theta)$ et $\mathbf{t}_2(\theta)$ telles que :

- la probabilité d'obtenir un estimateur \mathbf{t} inférieur à $\mathbf{t}_1(\theta)$ si le paramètre vrai vaut θ est α_1 : $P(\mathbf{t} < \mathbf{t}_1(\theta)|\theta) = \int_{-\infty}^{\mathbf{t}_1(\theta)} f_t(\mathbf{t}|\theta) \cdot d\mathbf{t} = \alpha_1$
- la probabilité d'obtenir un estimateur \mathbf{t} supérieur à $\mathbf{t}_2(\theta)$ si le paramètre vrai vaut θ est α_2 : $P(\mathbf{t} > \mathbf{t}_2(\theta)|\theta) = \int_{\mathbf{t}_2(\theta)}^{+\infty} f_t(\mathbf{t}|\theta) \cdot d\mathbf{t} = \alpha_2$

Alors la probabilité d'obtenir un estimateur compris entre $\mathbf{t}_1(\theta)$ et $\mathbf{t}_2(\theta)$ est :

$$\beta = 1 - (\alpha_1 + \alpha_2) \text{ soit } \int_{t_1(\theta)}^{t_2(\theta)} f_t(t|\theta) \cdot dt = \beta$$

La vraie valeur du paramètre, θ_0 est bien entendue inconnue. Mais à partir de la valeur obtenue pour l'estimateur $t(\bar{x})$, on peut définir un intervalle $[\theta_A, \theta_B]$ tel que :

$$\begin{aligned} t_1(\theta_B) &= t(\bar{x}) \\ t_2(\theta_A) &= t(\bar{x}) \end{aligned} \quad (\text{voir figure 3-2})$$

figure 3-2)

Par construction des fonctions t_1 et t_2 , la probabilité d'avoir un estimateur t pour l'échantillon tel que $t_1(\theta_0) < t(\bar{x}) < t_2(\theta_0)$ est β . Or pour toute valeur de t comprise entre $t_1(\theta_0)$ et $t_2(\theta_0)$, l'intervalle $[\theta_A, \theta_B]$ obtenu contient la valeur « vraie » du paramètre (voir figure 3-2). La probabilité de construire un intervalle $[\theta_A, \theta_B]$ qui contienne la vraie valeur θ_0 est donc β . Dit autrement, la probabilité que θ_0 soit dans l'intervalle $[\theta_A, \theta_B]$ est β .

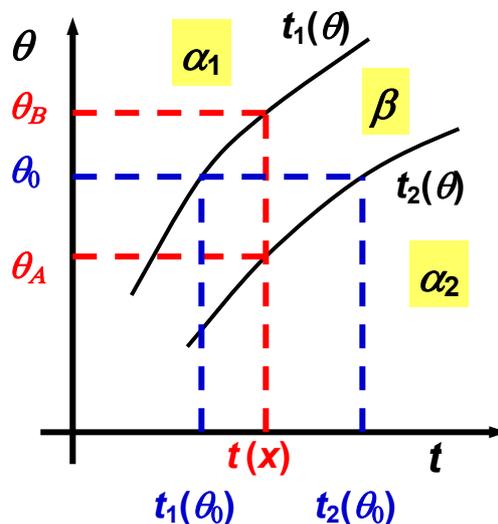


figure 3-2. Construction d'un intervalle de confiance à partir de l'estimateur $t(x)$: l'intervalle $[\theta_A, \theta_B]$ est construit verticalement. Horizontalement, la probabilité que l'estimateur obtenu soit compris entre $t_1(\theta_0)$ et $t_2(\theta_0)$ est β , donc la probabilité de construire un intervalle qui contienne la vraie valeur θ_0 est également β .

Les courbes $t_1(\theta)$ et $t_2(\theta)$ définissent une *ceinture de confiance* de probabilité β : c'est l'ensemble des intervalles de confiance pour les valeurs possibles de l'estimateur.

L'intervalle de confiance $[\theta_A, \theta_B]$ (avec un degré de confiance β) obtenu pour la valeur de l'estimateur $t(\bar{x})$ n'est pas unique. En règle générale, on fait le choix symétrique, c'est à dire :

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \frac{1 - \beta}{2}$$

D'un point de vue statistique, il n'y pas à priori de choix préférable.

Concernant les choix asymétriques, les cas extrêmes permettent d'obtenir des limites inférieures ou supérieures du paramètre :

- limite inférieure θ_A : elle correspond au choix $\alpha_1 = 0$, soit $t_1 = -\infty$ et $P(\theta_0 > \theta_A) = \beta$
- limite supérieure θ_B : elle correspond au choix $\alpha_2 = 0$, soit $t_2 = +\infty$ et $P(\theta_0 < \theta_B) = \beta$

3.5.2. Approche bayésienne

Dans l'approche bayésienne, la probabilité à *posteriori* $P(\theta|\bar{x})$ que le paramètre « vrai » soit θ lorsqu'on a fait l'observation \bar{x} est déterminée à partir de la probabilité à *priori* $P(\bar{x}|\theta)$ de faire l'observation \bar{x} si le paramètre vaut θ , en utilisant le théorème de Bayes (cf. §2.1.2) :

$$P(\theta|\bar{x}) = \frac{P(\bar{x}|\theta) \cdot P(\theta)}{\int_{\Omega_\theta} P(\bar{x}|\theta') \cdot P(\theta') \cdot d\theta'}$$

L'intervalle $[\theta_A, \theta_B]$ définit un intervalle de confiance avec un degré de confiance β s'il vérifie (voit figure 3-3):

$$\int_{\theta_A}^{\theta_B} P(\theta|\bar{x}) \cdot d\theta = \beta$$

Tout comme dans l'approche classique, le choix de l'intervalle de confiance n'est pas unique. Si on impose de plus que $P(\theta_A|\bar{x}) = P(\theta_B|\bar{x})$, alors :

- l'intervalle est unique ;
- c'est le plus petit intervalle pour le niveau de confiance β ;
- chaque valeur à l'intérieur de l'intervalle est plus probable que n'importe quelle valeur en dehors de l'intervalle.

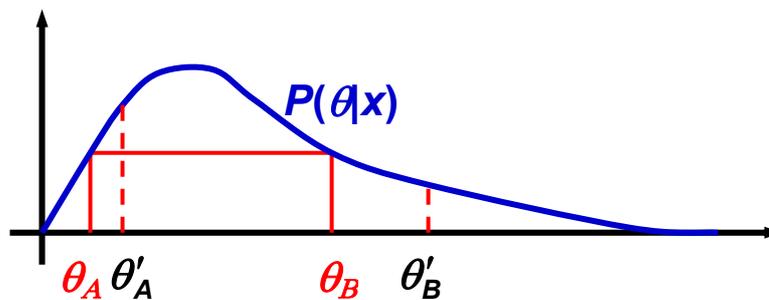


figure 3-3. Détermination de l'intervalle de confiance dans l'approche bayésienne.

Remarque.

Il est cependant à noter que dans les cas complexes où la probabilité $P(\theta|\bar{x})$ présente plusieurs maxima, alors il se peut que l'intervalle de confiance doive être remplacé par la réunion de plusieurs intervalles disjoints.

3.5.3. Remarques sur les intervalles de confiance

Une façon courante, en physique, de présenter le résultat, est d'indiquer la valeur la plus probable $\hat{\theta}_0$ donnée par un estimateur (par exemple le maximum de vraisemblance), et de donner l'intervalle $[\theta_A, \theta_B]$ à 68,3 % de confiance. Par analogie avec la loi normale (gaussienne), on parle alors de l'incertitude à « 1σ » (abus de langage), et on note le résultat sous la forme :

$$\theta = \hat{\theta}_{0-(\hat{\theta}_0-\theta_A)}^{+(\theta_B-\hat{\theta}_0)}$$

Il est à noter que si en physique, c'est généralement un intervalle à 68,3 % qui est donné, ce n'est pas systématiquement le cas, et dans d'autres domaines, les usages sont parfois différents (un cas fréquent est ce donner un intervalle à 95 ou 99 % de confiance). Il est donc préférable de le mentionner explicitement lorsqu'on donne un résultat.

4. Application au cas des petits nombres

Le chapitre précédent présentait le formalisme permettant de déterminer les paramètres d'une théorie à partir d'un ensemble d'observation, et d'estimer les incertitudes sur les résultats. L'objectif du présent chapitre est de mettre ces résultats en application, dans des cas très simples, inspirés d'expériences réelles (mais les données numériques des exemples proposés ne sont pas réelles et ont été générées à des fins illustratives).

Le contexte des exemples proposés est celui d'expériences au cours desquelles on cherche à observer un phénomène très rare, et pour lequel le nombre d'observations est donc petit. C'est le cas des expériences de physique nucléaire menées sur la recherche et l'étude de la radioactivité « 2-protons », un nouveau type de radioactivité observé très récemment pour des noyaux atomiques situés aux limites d'existence, tels que ^{45}Fe ou ^{54}Ni (voir figure 4-1). Ce mode de décroissance est en compétition avec la désintégration β du noyau.

Dans les exemples proposés, on suppose qu'on a pu produire N_{obs} noyaux précurseurs, et que pour chacun de ces noyaux, on a observé sa décroissance, c'est à dire qu'on a identifié le type de décroissance, et l'instant auquel elle a lieu après la production du noyau. Les applications sont faites avec $N_{\text{obs}} = 10$ et un nombre d'événements « 2-protons » $n_{2p} = 7$, et des instants de décroissance simulés avec une durée de vie de 5 ms.

La détermination du rapport d'embranchement (intensité relative) de la radioactivité « 2-protons » ($2P$) illustre l'analyse statistique dans le cas d'une loi discrète, et la mesure de la durée de vie du noyau illustre le cas d'une loi de probabilité continue.

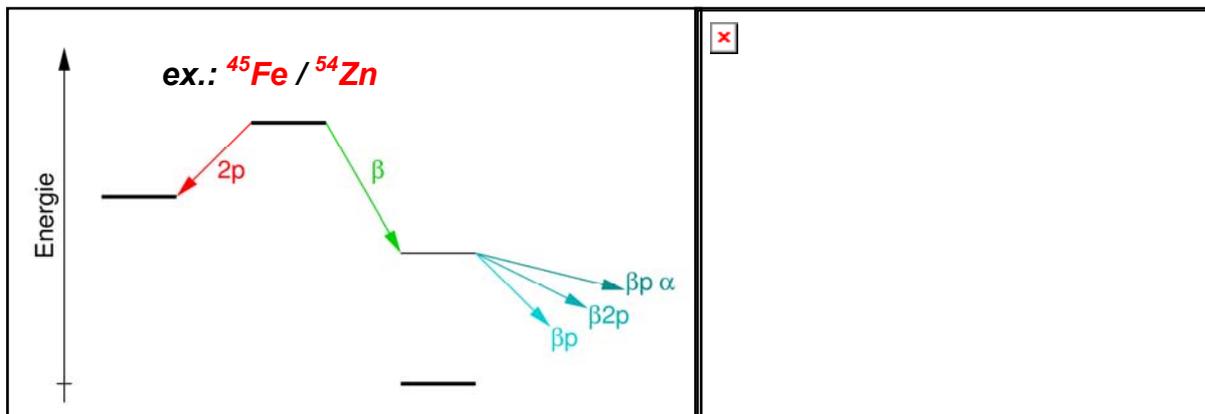


figure 4-1. Contexte de radioactivité « 2-protons ». La figure de gauche montre le schéma de décroissance simplifié : l'état fondamental du noyau précurseur très riche en protons (^{45}Fe ou ^{54}Ni) peut soit décroître par une émission directe et simultanée de 2 protons, soit par une radioactivité β (β^+ ou capture électronique). La figure de droite montre un zoom sur la table des isotopes à la drip-line proton : les flèches indiquant les différents modes de décroissance partent du noyau précurseur ayant un nombre pair de protons : du fait de l'appariement des nucléons (ici les protons), l'émission d'un seul proton n'est pas possible énergétiquement, et dans le cas d'une décroissance β , le noyau produit (avec un proton de moins et un neutron de plus) n'est pas lié, et la radioactivité β est suivie de l'émission de une ou plusieurs particules (proton(s) et/ou alpha).

4.1. Application de la loi binomiale : rapport d'embranchement

4.1.1. Propriétés de la loi binomiale

Pour la détermination du rapport d'embranchement R_{2p} , on considère que chaque décroissance a 2 issues possibles : la radioactivité $2P$ correspond à un succès, et la décroissance β à un échec. Si p est la probabilité de succès pour un événement, alors $p = R_{2p}$.

La loi binomiale (cf. §2.4.1) donne la probabilité d'obtenir n succès lorsqu'on a N événements. Si on note s un succès et e un échec, $P_N\{x_1, \dots, x_N\}$ la probabilité d'un ensemble de résultats (où chaque x_i est soit un succès s soit un échec e), alors $P_N(n)$ la probabilité d'avoir n succès vaut :

- pour $N = 1$: $P_1(0) = P_1\{e\} = 1 - p$
 $P_1(1) = P_1\{s\} = p$
- pour $N = 2$: $P_2(0) = P_2\{e, e\} = P_1\{e\} \times P_1\{e\} = (1 - p)^2$
 $P_2(1) = P_2\{s, e\} + P_2\{e, s\} = 2 \times P_1\{e\} \times P_1\{s\} = 2p(1 - p)$
 $P_2(2) = P_2\{s, s\} = P_1\{s\} \times P_1\{s\} = p^2$
- ...

Si on généralise, on retrouve l'expression de la loi binomiale (voir figure 2-5 pour différentes valeurs de p à nombre d'observations N constant, et figure 4-2 pour une probabilité p constante et un nombre variable d'observations) :

$$P_N(n|p) = \frac{N!}{n!(N-n)!} p^n \cdot (1-p)^{N-n}$$

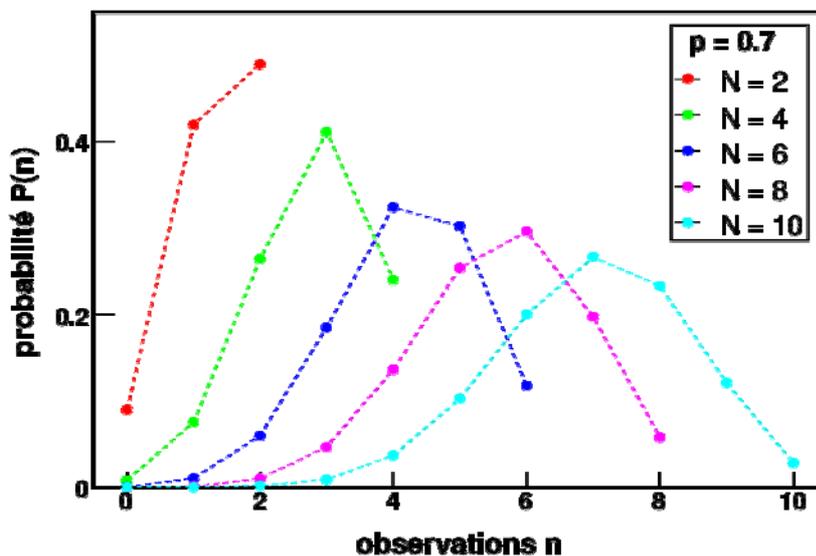


figure 4-2. Loi binomiale pour une probabilité individuelle de succès p fixée, et différents nombres d'observations N .

4.1.2. Approche classique

Le paramètre recherché est la probabilité p de succès, c'est à dire le rapport d'embranchement R_{2P} , que l'on cherche à estimer à partir des observations expérimentales. On peut utiliser le maximum de vraisemblance (M.V.) comme estimateur. Si on a observé n_{2P} succès (radioactivité $2P$) et $N_{obs} - n_{2P}$ échecs (décroissance β) alors la fonction de vraisemblance s'écrit, pour une probabilité p :

$$L(n_{2P}|p = R_{2P}, N_{obs}) = \prod_{i=1}^N P_i = p^{n_{2P}} \cdot (1-p)^{N_{obs}-n_{2P}}$$

L'estimateur est la valeur qui maximise cette fonction, et qui s'écrit alors très simplement :

$$\frac{L(n_{2P}|\hat{p}, N_{obs})}{dp} = 0 \Leftrightarrow \hat{p} = \frac{n_{2P}}{N_{obs}}$$

On détermine la ceinture de confiance de la loi binomiale comme il a été décrit au paragraphe 3.5.1 (voir figure 4-3). La probabilité d'obtenir un estimateur \hat{p} , pour un paramètre vrai p est simplement (puisque $\hat{p} \propto n_{2P}$) : $P(\hat{p}|p) = P(n_{2P}|p, N_{obs})$.

Pour un nombre de succès n_{2P} , (on note p_{2P} la valeur correspondante de l'estimateur), on détermine l'intervalle $[p_A, p_B]$ tel que (voir le principe de la figure 3-2) :

- p_A est telle que : $P\left(\hat{p} \geq p_{2P} = \frac{n_{2P}}{N_{obs}} \mid p_A\right) = \sum_{n=n_{2P}}^{N_{obs}} P(n|p_A, N_{obs}) = \alpha_2$
- p_B est telle que : $P\left(\hat{p} \leq p_{2P} = \frac{n_{2P}}{N_{obs}} \mid p_B\right) = \sum_{n=0}^{n_{2P}} P(n|p_B, N_{obs}) = \alpha_1$

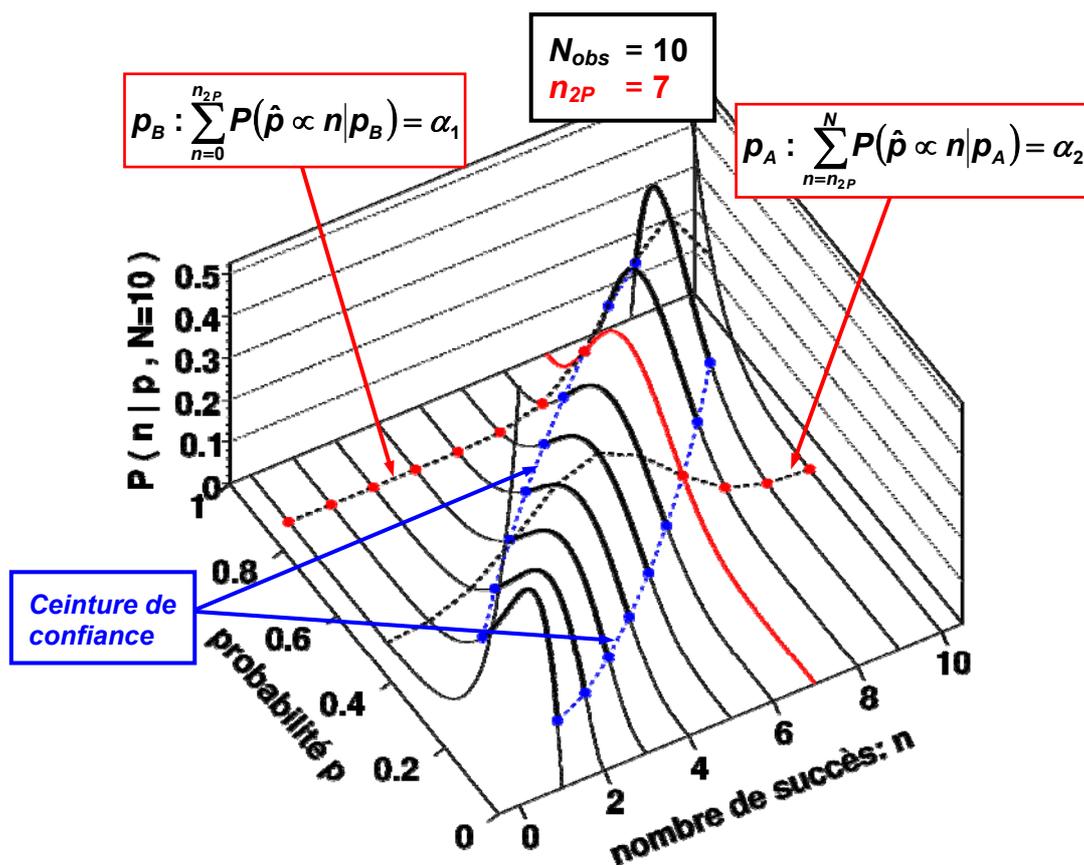


figure 4-3. Ceinture de confiance pour la loi binomiale. Le tracé présente la probabilité $P(n|p, N)$. On détermine pour chaque valeur possible du nombre de succès n les bornes de l'intervalle de confiance $[p_A, p_B]$. Dans cet exemple, pour $n_{2P} = 7$, p_A est tel que $P(n \geq n_{2P} | p_A) = \alpha_2$ et p_B est tel que $P(n \leq n_{2P} | p_B) = \alpha_1$.

Le résultat est obtenu en résolvant numériquement les équations pour déterminer p_A et p_B . Dans notre exemple, pour 10 noyaux produits, dont 7 qui décroissent par radioactivité 2-protons, l'intervalle de confiance symétrique ($\alpha_1 = \alpha_2 = (1 - \beta) / 2$) pour un degré de confiance à « 1σ » ($\beta = 68,3\%$), on a alors :

- estimateur : $R_{2P} = 0,7$
- intervalle de confiance : $[R_A, R_B] = [0,492 ; 0,858]$

Soit finalement :

$$R_{2P} = 0,70^{+0,16}_{-0,21}$$

4.1.3. Approche bayésienne

La probabilité du paramètre vrai p , sachant qu'on a observé n succès parmi N observations est donnée par la relation :

$$P(p|n, N) = \frac{P(n|p, N) \cdot P(p)}{\int_0^1 P(n|p', N) \cdot P(p') \cdot dp'}$$

Il est nécessaire de faire une hypothèse sur la probabilité à priori de $P(p)$. Comme toutes les valeurs du rapport d'embranchement sont possibles, et sans préférence « à priori », on fait ici le choix d'une distribution uniforme de $P(p) \propto 1$.

La probabilité de l'observation est donnée par la fonction de vraisemblance :

$$P(n|p, N) \propto L(n|p, N) = p^n \cdot (1-p)^{N-n}$$

Comme $\int_0^1 L(n|p, N) = \frac{N+1}{\binom{N}{n}}$, où $\binom{N}{n} = \frac{N!}{n!(N-n)!}$, la probabilité du paramètre p est

alors (elle est représentée sur la figure 4-4) :

$$P(p|n, N) = \frac{1}{N+1} \cdot \binom{N}{n} \cdot p^n \cdot (1-p)^{N-n}$$

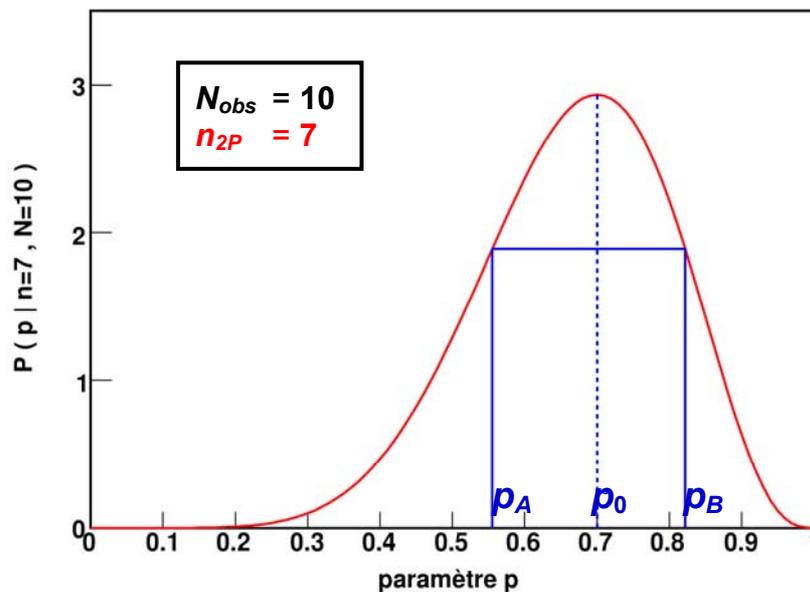


figure 4-4. Probabilité à posteriori du rapport d'embranchement dans le cadre de l'approche bayésienne, pour un nombre de radioactivités 2-protons $n_{2P} = 7$ sur un nombre d'observations de $N_{obs} = 10$. La ligne pointillée représente la valeur pour laquelle cette probabilité est maximum p_0 , et les lignes verticales pleines indiquent l'intervalle de confiance $[p_A, p_B]$ à 68,3 % (on a $P(p_A) = P(p_B)$).

L'intervalle de confiance (le plus petit) pour un degré de confiance β est obtenu en résolvant (numériquement) les équations :

$$\begin{cases} P(p_A|n, N) = P(p_B|n, N) \\ \int_{p_A}^{p_B} P(p'|n, N) \cdot dp' = \beta \end{cases}$$

Le résultat est alors, dans les mêmes conditions que précédemment : $R_{2P} = 0,70^{+0,12}_{-0,15}$.

On constate que l'intervalle de confiance obtenu est plus petit que celui de l'approche classique (du fait de l'apport d'information par la probabilité à priori). La figure 4-5 montre la comparaison des intervalles de confiance obtenus dans les 2 approches, pour différents nombres d'observations.

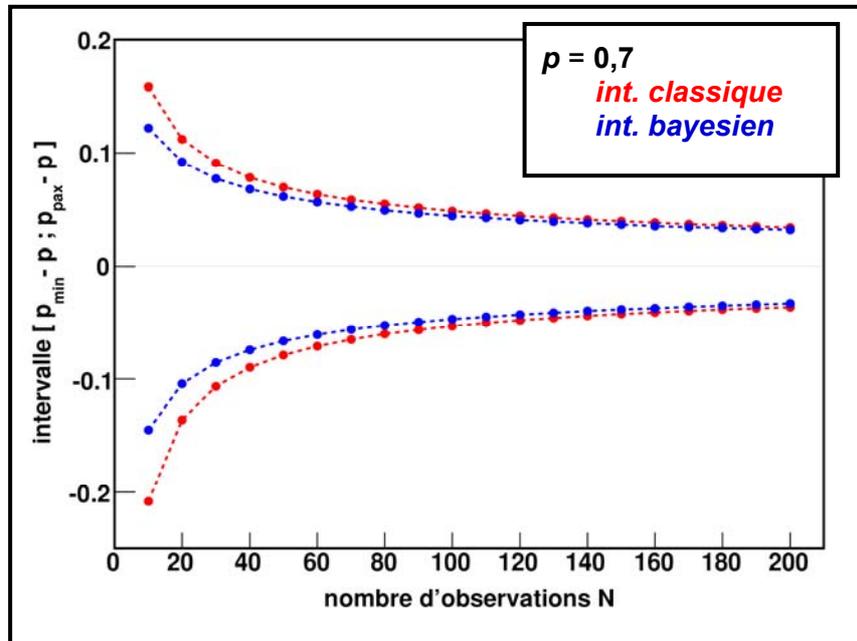


figure 4-5. Comparaison des intervalles de confiance (avec $\beta = 68,3 \%$) obtenus pour le rapport d'embranchement 2P (loi binomiale) dans les approches classique et bayésiennes, pour différents nombre d'observations (en abscisse), en gardant constant l'estimateur $n_{2P} / N_{obs} = 0,7$.

4.2. Application d'une loi continue : mesure de durée de vie

On cherche maintenant à déterminer la durée de vie du noyau produit, quelle que soit le mode de décroissance (on peut déduire la durée de vie pour chaque mode de décroissance à partir de la durée de vie du noyau et des rapports d'embranchement de chaque mode).

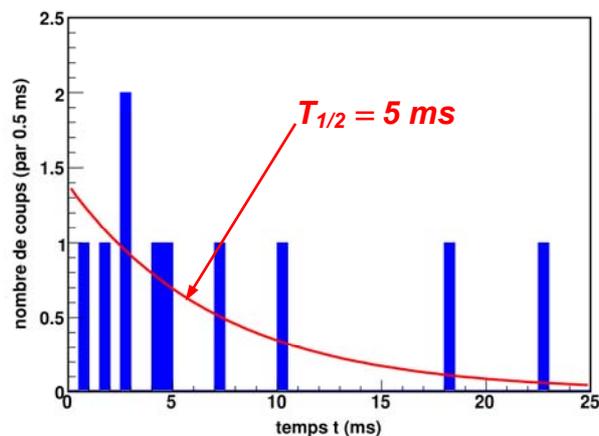


figure 4-6. Histogramme des instants de décroissance pour l'ensemble des noyaux produits. La courbe représente la loi de décroissance pour la valeur théorique de la durée de vie (5 ms).

Pour les $N_{obs} = 10$ noyaux produits, on observe les temps de décroissance suivant (en ms) pour chaque noyau (voir représentation figure 4-6) :

$$\begin{aligned} \vec{t} &= \{t_1, \dots, t_{N_{obs}}\} \\ &= \left\{ \begin{array}{ccccc} 0,905 & 4,550 & 10,278 & 4,456 & 18,310 \\ 22,741 & 2,856 & 1,590 & 2,940 & 7,331 \end{array} \right\} \end{aligned}$$

4.2.1. Loi de probabilité de la décroissance radioactive

La probabilité de décroissance par unité de temps est une constante : λ . Alors, si la décroissance n'a pas encore eu lieu à un instant t , on a :

- probabilité que la décroissance ait lieu entre t et $t + dt$: λt ;
- probabilité que la décroissance n'ait pas lieu entre t et $t + dt$: $1 - \lambda t$.

La probabilité que la décroissance ait lieu entre t et $t + dt$ est $f(t|\lambda) \cdot dt$. C'est le produit de la probabilité que la décroissance n'ait pas encore eu lieu $\bar{P}(t|\lambda)$ et de la probabilité pour l'intervalle de temps dt : soit $f(t|\lambda) \cdot dt = \bar{P}(t|\lambda) \cdot \lambda \cdot dt$.

La probabilité que la décroissance n'ait pas eu lieu à un instant $t + dt$ est de la même manière : $\bar{P}(t + dt|\lambda) = \bar{P}(t|\lambda) \cdot (1 - \lambda dt)$. Ce qui donne une équation différentielle dont le résultat est : $\bar{P}(t|\lambda) \propto e^{-\lambda t}$.

La loi de probabilité (f.d.p.) pour la décroissance radioactive est donc :

$$f(t|\lambda) = \lambda \cdot e^{-\lambda t}.$$

La durée de vie du noyau, $T_{1/2}$, est donnée par le temps au bout duquel la probabilité que la décroissance ait eu lieu est de 50 %. Elle est reliée à la constante de décroissance par :

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

4.2.2. Approche classique

On utilise ici encore le maximum de vraisemblance comme estimateur du paramètre λ . La fonction de vraisemblance s'écrit :

$$\begin{aligned} L(\vec{t}|\lambda) &= \prod_{i=1}^N P_i = \prod_{i=1}^N \lambda \cdot e^{-\lambda t_i} \\ &= \lambda^N \cdot \exp\left[-\lambda \cdot \sum_{i=1}^N t_i\right] = \lambda^N \cdot \exp[-\lambda t_\Sigma] \end{aligned} \quad \text{avec } t_\Sigma = \sum_{i=1}^N t_i$$

On constate que la fonction de vraisemblance ne dépend que de la somme des instants de décroissance, et non des valeurs individuelles. Son maximum est tel que :

$$\frac{dL(t_\Sigma|\lambda)}{d\lambda} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \frac{d(\ln L(t_\Sigma|\lambda))}{d\lambda} = 0$$

Et comme $\ln L(t_\Sigma|\lambda) = N \cdot \ln(\lambda) - \lambda t_\Sigma$, on a donc $\frac{d(\ln L(t_\Sigma|\lambda))}{d\lambda} = \frac{N}{\lambda} - t_\Sigma$. Et l'estimateur du

maximum de vraisemblance est alors : $\hat{\lambda} = \frac{N}{t_\Sigma}$.

Pour déterminer la ceinture de confiance pour cet estimateur, on détermine la fonction de probabilité de l'estimateur $f_N(\hat{\lambda}|\lambda_0)$, pour N observations et en supposant un paramètre « vrai » λ_0 . On calcule cette fonction à partir de la probabilité $f_N^{(t)}(t_\Sigma|\lambda_0)$ d'obtenir t_Σ . Pour N mesure, cette probabilité s'écrit :

$$f_N^{(t)}(t_\Sigma|\lambda_0) = \int_{t_1=0}^{t_\Sigma} f(t_1|\lambda_0) \times \int_{t_2=0}^{t_\Sigma-t_1} f(t_2|\lambda_0) \dots \times \int_{t_{n-1}=0}^{t_\Sigma-t_1-\dots-t_{n-2}} f(t_{n-1}|\lambda_0) \times f\left(t_N = t_\Sigma - \sum_{j=1}^{N-1} t_j \mid \lambda_0\right) \cdot dt_1 \cdot dt_2 \dots \cdot dt_{N-1}$$

Un calcul par récurrence permet d'obtenir :

$$f_N^{(t)}(t_\Sigma|\lambda_0) = \lambda_0 \frac{(\lambda_0 \cdot t_\Sigma)^{N-1}}{(N-1)!} \cdot e^{-\lambda_0 \cdot t_\Sigma}$$

On retrouve la forme d'une loi de Poisson (cf. §2.4.2) pour une variable $x = \lambda_0 \cdot t_\Sigma$, qui donne la probabilité d'observer $N - 1$ événements (sur l'intervalle de temps t_Σ) alors qu'on en attend en moyenne x . Le facteur λ_0 vient du changement de variable de x à t ($f(x) \cdot dx = f(t) \cdot dt$).

Pour obtenir la f.d.p. de l'estimateur, on procède au changement de variable :

$$\lambda = \frac{N}{t_\Sigma} \text{ et } \frac{\partial t_\Sigma}{\partial \lambda} = -\frac{N}{\lambda^2} = -\frac{t_\Sigma^2}{N}$$

On a alors :

$$f_N(\lambda|\lambda_0) \cdot d\lambda = f_N^{(t)}(t_\Sigma|\lambda_0) \cdot dt_\Sigma$$

et finalement :

$$f_N(\lambda|\lambda_0) = \frac{N}{\lambda} \cdot \frac{\left(\frac{N \lambda_0}{\lambda}\right)^N}{N!} \cdot e^{-\left(\frac{N \lambda_0}{\lambda}\right)}$$

Si on note $x = \lambda_0 \cdot t_\Sigma = N \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda}$, alors la f.d.p. pour l'estimateur s'écrit de façon simplifiée :

$$f_N(\lambda|\lambda_0) = \frac{N}{\lambda} \cdot \frac{x^N}{N!} \cdot e^{-x}$$

On peut alors calculer l'intervalle de confiance $[\lambda_A, \lambda_B]$ comme vu précédemment (cf. §3.5.1). Si λ_{exp} est la valeur de l'estimateur pour l'observation expérimentale, les bornes de l'intervalle de confiance sont données par (voir figure 4-7) :

$$P(\lambda \leq \lambda_{exp} | \lambda_B) = \int_0^{\lambda_{exp}} f_N(\lambda|\lambda_B) \cdot d\lambda = \alpha_1$$

et

$$P(\lambda \geq \lambda_{exp} | \lambda_A) = \int_{\lambda_{exp}}^{+\infty} f_N(\lambda|\lambda_A) \cdot d\lambda = \alpha_2$$

Pour l'échantillon mesuré (qui donne la valeur λ_{exp}), on calcule la valeur de l'estimateur et on résout numériquement les équations pour l'intervalle de confiance, ce qui donne :

- estimateur : $\hat{\lambda} = 0,132$ soit $T_{1/2} = 5,268$
- intervalle de confiance : $[\lambda_A, \lambda_B] = [0,091; 0,173]$ soit $T_A = 7,647$ et $T_B = 4,018$

Soit finalement, pour l'approche classique : $T_{1/2} = 5,3_{-1,3}^{+2,4} \text{ ms}$.

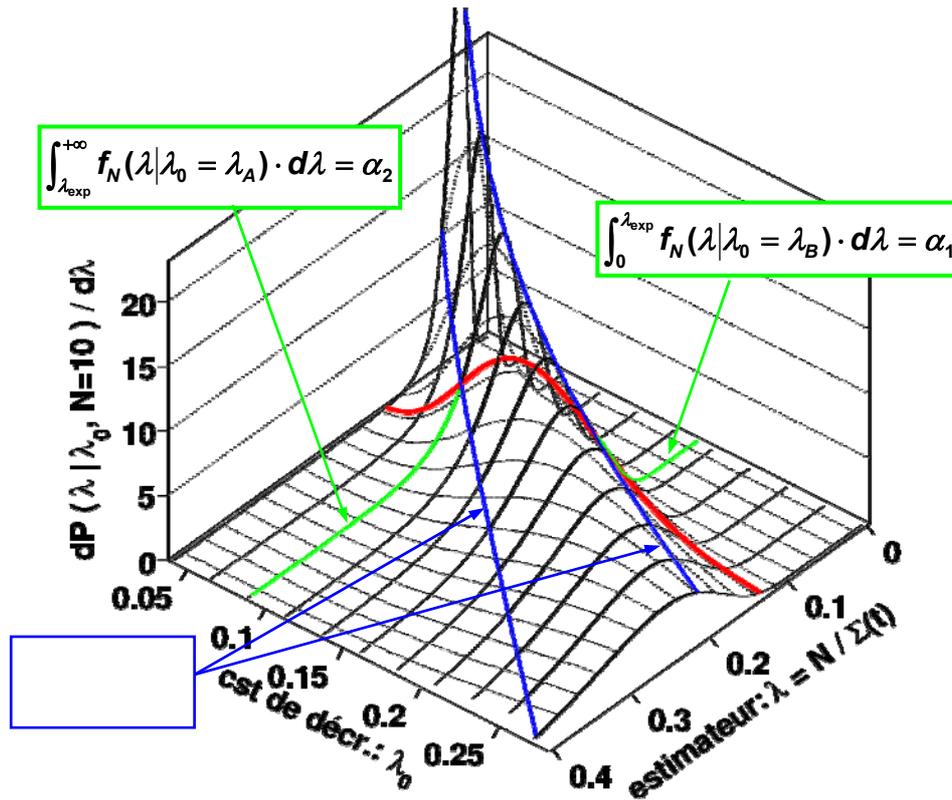


figure 4-7. Détermination de la ceinture de confiance pour la constante de décroissance radioactive. Pour une valeur observée de t_{Σ} , on détermine la valeur λ_B telle que $P(\lambda \geq \lambda_{\text{exp}} | \lambda_B) = \alpha_1$ et celle de λ_A telle que $P(\lambda \leq \lambda_{\text{exp}} | \lambda_A) = \alpha_2$.

4.2.3. Approche bayésienne

La f.d.p. du paramètre λ , dans l'approche bayésienne, est donnée par :

$$f(\lambda | t_{\Sigma}) = \frac{f(t_{\Sigma} | \lambda) \cdot P(\lambda)}{\int_0^{\infty} f(t_{\Sigma} | \lambda') \cdot P(\lambda') \cdot d\lambda'}$$

Si toutes les valeurs (positives) de λ sont possibles, et sans préférence à priori, alors on fait le choix (arbitraire) de $P(\lambda)$ uniforme. La f.d.p. du paramètre est alors :

$$f(\lambda | t_{\Sigma}) = t_{\Sigma} \cdot \frac{(\lambda \cdot t_{\Sigma})^{N-1}}{(N-1)!} \cdot e^{-\lambda \cdot t_{\Sigma}}$$

Cette fonction est représentée sur la figure 4-8.

Les bornes de l'intervalle de confiance ($\beta = 68,3\%$) peuvent être obtenues en résolvant le système d'équations (voir figure 4-8):

$$\begin{cases} f(\lambda_A | t_{\Sigma}) = f(\lambda_B | t_{\Sigma}) \\ \int_{\lambda_A}^{\lambda_B} f(\lambda' | t_{\Sigma}) \cdot d\lambda' = \beta \end{cases}$$

La résolution numérique donne alors le résultat $\lambda = 0,132_{-0,038}^{+0,047}$, soit $T_{1/2} = 5,3_{-1,4}^{+2,1} \text{ ms}$.

Comme vu au paragraphe 3.5.2, on peut faire un autre choix pour l'intervalle. Par exemple, faire le choix que $P(\lambda \leq \lambda_A) = P(\lambda \geq \lambda_B) = \alpha = \frac{1-\beta}{2}$. Dans ce cas, on obtient le résultat

suivant : $T_{1/2} = 5,3_{-1,6}^{+1,5} \text{ ms}$. On constate alors que l'intervalle précédent n'est pas le plus petit, contrairement à ce qui a été dit au paragraphe 3.5.2. En fait, c'est dû au changement de variable de λ à $T_{1/2}$. En effet, l'intervalle obtenu dans le premier cas est bien le plus petit pour le paramètre λ (voir figure 4-8).

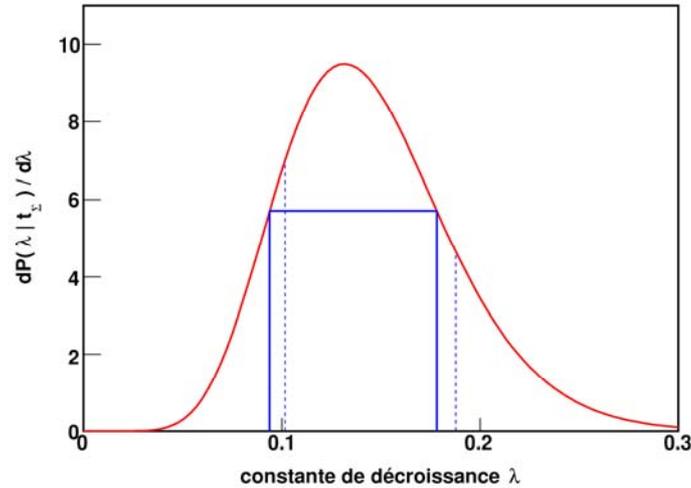


figure 4-8. Calcul bayésien de l'intervalle de confiance pour la constante de décroissance λ . L'intervalle en trait plein correspond au plus petit intervalle $[\lambda_A, \lambda_B]$ tel que $f(\lambda_A) = f(\lambda_B)$, alors que l'intervalle en pointillés correspond au choix « symétrique », tel que $P(\lambda \leq \lambda_A) = P(\lambda \geq \lambda_B) = \alpha$.

La remarque précédente suggère que l'on peut faire le choix d'un autre paramètre. Si on définit le temps caractéristique τ tel que :

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2}$$

alors la f.d.p. de l'instant de décroissance devient : $f(t|\tau) = \frac{1}{\tau} \cdot e^{-(t/\tau)}$

et la fonction de vraisemblance : $L(\vec{t}|\tau) = \frac{1}{\tau^N} \cdot \exp\left[-\frac{t_\Sigma}{\tau}\right]$

De la même manière que précédemment (avec le paramètre λ), on détermine la f.d.p. de l'estimateur du paramètre τ dans l'approche bayésienne. Il faut donc faire une hypothèse sur la probabilité à priori de τ . On peut bien entendu faire le choix d'une distribution uniforme. Il est à noter que ce choix est différent du cas précédent, puisqu'une distribution uniforme de τ implique une distribution qui n'est pas uniforme pour $\lambda = 1/\tau$. Les deux hypothèses (probabilité uniforme de τ ou de λ) sont donc différentes !

Avec le choix du paramètre τ , la f.d.p. est alors, à partir du théorème de Bayes (en supposant $P(\tau)$ uniforme) :

$$f(\tau|t_\Sigma) = t_\Sigma \cdot \frac{\left(\frac{t_\Sigma}{\tau}\right)^{N-2}}{(N-2)!} \cdot e^{-(t_\Sigma/\tau)}$$

Cette probabilité est représentée sur la figure 2-1.

Pour un intervalle à 68,3 % de confiance, on obtient $\tau = 7,601_{-2,158}^{+3,466}$, soit $T_{1/2} = 5,3_{-1,5}^{+2,4} \text{ ms}$, en choisissant les bornes de l'intervalle telles que $f(\tau_A|t_\Sigma) = f(\tau_B|t_\Sigma)$.

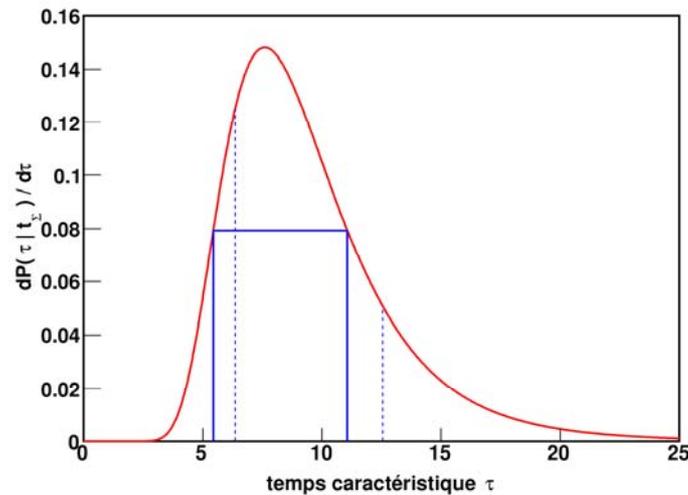


figure 4-9. Calcul bayésien de l'intervalle de confiance pour le temps caractéristique τ . L'intervalle en trait plein correspond au plus petit intervalle $[\tau_A, \tau_B]$ tel que $f(\tau_A) = f(\tau_B)$, alors que l'intervalle en pointillés correspond au choix « symétrique », tel que $P(\tau \leq \tau_A) = P(\tau \geq \tau_B) = \alpha$.

4.2.4. Remarques sur les résultats classiques et bayésiens

Cet exemple d'estimation de durée de vie illustre les différentes approches. Dans le cas classique, quel que soit le paramètre considéré (constante de décroissance λ ou temps caractéristique τ), le même résultat est obtenu (aucune hypothèse n'est faite a priori). Dans le cas bayésien, on constate que le résultat n'est pas exactement le même selon le paramètre choisi.

Dans les cas présentés, qui correspondent à 10 mesures, les résultats ne diffèrent pas beaucoup, mais plus la statistique est faible, plus ces différences peuvent être importantes. Le tableau ci-dessous montre les résultats des différentes approches pour différents nombres d'observations.

Nombre d'observations	Durée de vie selon le type d'analyse		
	classique	bayésienne (plus petit intervalle pour le paramètre)	
		paramètre λ	paramètre τ
N = 5	$T_{1/2} = 5,34_{-1,61}^{+4,06} \text{ ms}$	$T_{1/2} = 5,34_{-1,84}^{+3,39} \text{ ms}$	$T_{1/2} = 5,34_{-2,14}^{+4,48} \text{ ms}$
N = 10	$T_{1/2} = 5,27_{-1,25}^{+2,38} \text{ ms}$	$T_{1/2} = 5,27_{-1,38}^{+2,11} \text{ ms}$	$T_{1/2} = 5,27_{-1,50}^{+2,40} \text{ ms}$
N = 20	$T_{1/2} = 4,92_{-0,89}^{+1,40} \text{ ms}$	$T_{1/2} = 4,92_{-0,96}^{+1,29} \text{ ms}$	$T_{1/2} = 4,92_{-1,00}^{+1,37} \text{ ms}$
N = 50	$T_{1/2} = 4,70_{-0,58}^{+0,77} \text{ ms}$	$T_{1/2} = 4,70_{-0,61}^{+0,73} \text{ ms}$	$T_{1/2} = 4,70_{-0,62}^{+0,75} \text{ ms}$

Tableau des durées de vies obtenues avec des données simulées avec une valeur effective $T_{1/2} = 5 \text{ ms}$. Pour les différents nombres N d'observations, les données sont les mêmes, en se limitant aux N premiers résultats de la simulation.

4.2.5. Mesure de durée de vie avec bruit de fond

L'exemple précédent (mesure de durée de vie) est très simplifié par rapport aux situations généralement rencontrées dans la réalité. Parmi les facteurs qui sont susceptibles de rendre l'analyse plus délicate, on peut noter (par exemple) :

- que pour chaque noyau produit, la décroissance est mesurée pendant un temps fini ;
- qu'il y a généralement du bruit de fond, c'est à dire des événements indésirables qu'on ne sait pas distinguer du signal de décroissance ;
- qu'il peut y avoir du temps mort, c'est à dire qu'on peut manquer des événements ;
- ...

On se propose ici de reprendre le cas précédent d'une mesure de durée de vie, en présence de bruit de fond. Pour chacun des N noyaux produits, on mesure la décroissance pendant un intervalle de temps fixe T .

Pour une « mesure » (observations des signaux de décroissance pour 1 noyau, pendant un temps T), on peut avoir :

- la décroissance du noyau (**0** ou **1** événement) ;
- du bruit de fond : événements aléatoires de fréquence ν_b supposée constante.

L'information contenue dans l'échantillon (N mesures avec un nombre variable d'événements) comporte à la fois des aspects discrets (nombre d'événements) et des aspects continus (instant des événements).

Pour simplifier le problème, on suppose la fréquence du bruit de fond connue (si par exemple elle peut être déterminée par des mesures complémentaires indépendantes) : $\nu_b = 0,01 \text{ ms}^{-1}$. Il s'agit alors d'estimer un seul paramètre : la durée de vie.

Analyse par événements

On peut envisager une analyse événement par événement, en déterminant pour chaque mesure i (c'est à dire pour chaque noyau produit), la probabilité d'observer n_i événements (décroissance vraie et/ou bruit de fond) à des temps $t_1^{(i)}, \dots, t_{n_i}^{(i)}$.

On peut écrire la fonction de vraisemblance sous la forme :

$$L(\text{obs}|\lambda) = \prod_{i=1}^N P(n_i) \times f_{n_i}(t_1^{(i)}, \dots, t_{n_i}^{(i)})$$

où $P(n_i)$ est la probabilité d'observer n_i événements pour la mesure i et $f_{n_i}(t_1^{(i)}, \dots, t_{n_i}^{(i)})$ est la probabilité (conditionnelle) lorsqu'on a observé n_i événements que ces événements aient lieu aux temps $t_1^{(i)}, \dots, t_{n_i}^{(i)}$. On n'entre pas ici dans les détails du calcul (qui sont dans la présentation orale), mais la fonction de vraisemblance prend la forme :

$$L(\text{obs}|\lambda) = \prod_{i=1}^N \left\{ e^{-\lambda T} \cdot B(n_i) \cdot \frac{1}{T^{n_i}} + B(n_i - 1) \cdot \frac{\lambda}{T} \cdot \left[\sum_{k=1}^{n_i} \exp(-\lambda t_k^{(i)}) \right] \right\}$$

où $B(n) = \frac{(\nu_b \cdot T)^n}{n!} \cdot e^{-\nu_b \cdot T}$ est la probabilité pour une mesure d'observer n événements de bruit de fond (il s'agit d'une loi de poisson donnant la probabilité d'observer n événements lorsqu'on en attend en moyenne $\nu_b \cdot T$).

L'approche classique ne permet pas ici de traiter le problème : il faudrait envisager l'ensemble des possibilités conduisant au même estimateur : il y en a une infinité. Seule l'approche bayésienne est possible.

En utilisant l'estimateur du maximum de vraisemblance (avec par exemple l'hypothèse que $P(\lambda)$ est uniforme), on peut calculer un intervalle de confiance pour le paramètre.

Néanmoins, si le calcul semble relativement simple, il n'est pas exact : dans notre exemple, le maximum de vraisemblance ne satisfait pas les conditions (commutation des opérateurs de dérivation et d'intégration, voir §3.3.4) qui garantissent que l'estimateur est consistant.

Analyse par histogramme

La solution la plus simple dans ce type de problème est de créer un histogramme des mesures (voir figure 4-10). Cela implique une discrétisation du problème, et une perte d'information liée au « binning » (discrétisation des instants d'observation des événements). Le problème consiste alors à analyser la forme de l'histogramme en fonction du nombre de coups attendus dans chaque intervalle de temps Δt (bin).

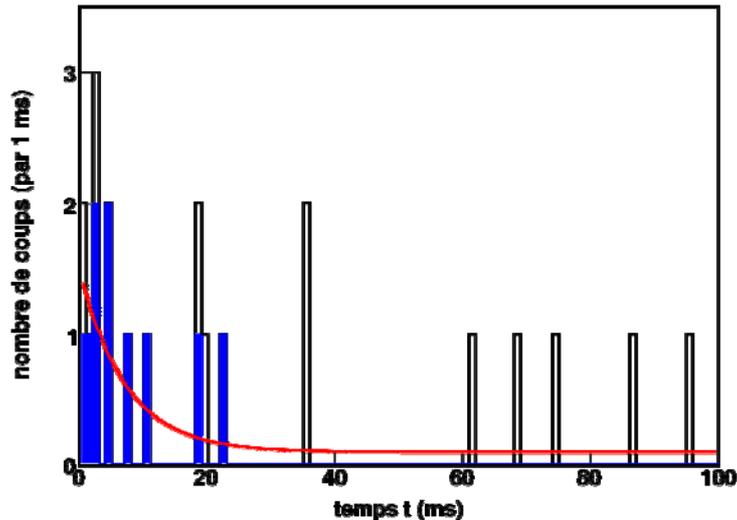


figure 4-10. Histogramme des mesures (issues d'une simulation) obtenu avec un échantillonnage toute les millisecondes ($\Delta t = 1$ ms) de la durée de chaque mesure ($T = 100$ ms) : l'histogramme non coloré correspond à l'ensemble des événements (décroissance et bruit de fond), l'histogramme coloré correspond aux seuls événements de décroissance (identiques aux événements analysé dans la mesure de durée de vie sans bruit de fond), et la courbe correspond à la distribution moyenne pour les paramètres d'entrée de la simulation : $T_{1/2} = 5$ ms et $\nu_b = 0,01$ ms^{-1} .

Pour une mesure (1 noyau produit), le nombre d'événements par unité de temps est donné par :

- pour la décroissance : $\frac{dn_{dec}(t)}{dt} = \lambda \cdot e^{-\lambda t}$
- pour le fond (constant) : $\frac{dn_{fond}(t)}{dt} = \nu_b$

Par conséquent, pour l'ensemble de l'histogramme, comprenant les décroissances et le fond de chacune des N mesures, le taux d'événements est donné par :

$$\frac{dn(t)}{dt} = N \cdot [\lambda \cdot e^{-\lambda t} + \nu_b]$$

Le nombre moyen μ_i de coups attendus dans un intervalle i compris entre t_i et $t_i + \Delta t$ (avec $t_i = i \times \Delta t$) est alors :

$$\begin{aligned} \mu_i &= \int_{t_i}^{t_i+\Delta t} \frac{dn(t')}{dt} dt' \approx \frac{dn(t_i)}{dt} \cdot \Delta t \\ &\approx N \cdot \Delta t \cdot [\lambda \cdot e^{-\lambda \cdot i \cdot \Delta t} + \nu_b] \end{aligned}$$

La probabilité d'observer n_j événements dans l'intervalle j lorsqu'on en attend μ_j est donnée par la loi de Poisson (voir §2.4.2), et la fonction de vraisemblance est alors :

$$L(\text{obs}|\lambda) = \prod_j \frac{(\mu_j(\lambda))^{n_j}}{n_j!} \cdot e^{-\mu_j(\lambda)}$$

Ici encore, l'approche classique n'est pas possible, car pour calculer la probabilité d'un estimateur $\hat{\lambda}$ étant donné un paramètre vrai λ_0 il faut envisager tous les cas possibles. On peut cependant faire le calcul dans le cas bayésien, en utilisant le maximum de vraisemblance comme estimateur de λ .

En supposant une probabilité à priori uniforme de λ , on obtient le résultat suivant (voir figure 4-11) : $T_{1/2} = 4,4^{+3,4}_{-2,3}$

L'analyse en choisissant le temps caractéristique τ comme paramètre donne : $T_{1/2} = 4,4^{+3,1}_{-2,2}$

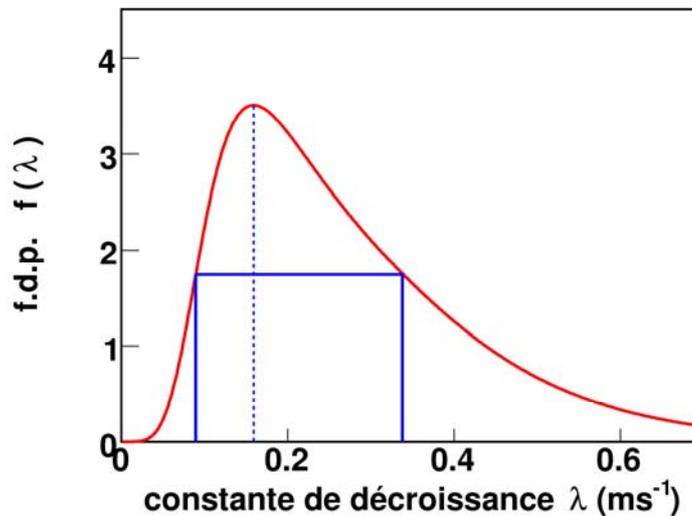


figure 4-11. Intervalle de confiance bayésien dans la détermination de la durée de vie avec bruit de fond, en utilisant la constante de décroissance λ comme paramètre.

4.3. Conclusion sur les exemples à faible statistique

Les exemples présentés sont au départ très simples. Dans le cas de la mesure de durée de vie, on a pu constater qu'en ajoutant seulement le bruit de fond, le problème devient plus complexe. De plus, en dehors de « cas d'école », l'approche classique de l'analyse statistique est souvent impossible, et le traitement bayésien du problème devient incontournable. Enfin, en règle générale (et c'est déjà le cas pour les cas très simples présentés ici), il n'y a pas de solution analytique au problème, et les intervalles de confiance doivent être déterminés par des méthodes numériques de résolution des équations.

En ce qui concerne l'illustration du traitement des faibles statistiques dans le cas de la radioactivité 2-protons, on est encore loin d'une situation réaliste. Pour la détermination du rapport d'embranchement, il faudrait introduire la probabilité d'erreur dans la détermination du type d'événement (émission 2-protons ou radioactivité β). Pour la durée de vie, outre le bruit de fond, le temps mort devrait également être pris en compte.

Comme un problème simple peut très vite devenir complexe, il convient de bien étudier chaque problème dans le détail, pour déterminer les aspects réellement significatifs. Il n'est guère utile de rendre un problème inextricable pour des détails qui en fin de compte ont un effet négligeable.

METROLOGIE DES RAYONNEMENTS IONISANTS ET MESURES ENVIRONNEMENTALES

Abdel-Mjid NOURREDDINE

*Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien , IPHC
23 rue de Loess
B.P 28 - 67037 Strasbourg Cedex 2*

Résumé

La radioprotection présente l'ensemble des mesures prises par les pouvoirs publics pour assurer la protection de l'homme et de son environnement contre les effets néfastes des rayonnements ionisants. La dosimétrie occupe une place importante dans ce domaine, car elle permet de quantifier et d'estimer le risque lié à l'utilisation des rayonnements en adéquation avec les limites réglementaires. Dans ce cours, nous allons passer en revue les concepts fondamentaux utilisés en métrologie et dosimétrie des rayonnements ionisants. Après la classification des rayonnements ionisants selon leurs interactions avec la matière biologique, on présentera les différentes grandeurs et unités mises en jeu et en particulier les nouvelles grandeurs opérationnelles qui sont de bons estimateurs majorant des grandeurs de protection. Elles sont directement reliées aux limites annuelles de dose efficace et de dose équivalente définies dans la réglementation française relative à la protection de la population et des travailleurs contre les expositions aux rayonnements ionisants. L'exposition naturelle moyenne de la population en France varie entre 2 à 2.5 mSv par an selon le lieu géographique. Elle provient essentiellement de trois sources : les rayonnements cosmiques, les éléments radioactifs contenus dans le sol et les éléments radioactifs naturels que nous absorbons en respirant ou en nous nourrissant. Le radon, gaz radioactif d'origine naturelle, présente un risque pour la santé publique et présente 30% de cette exposition. Enfin, nous allons donner quelques applications de dosimétrie et mesures environnementales développées récemment au laboratoire RaMsEs/IPHC de Strasbourg.

Abstract

The subject of radiation protection covers all measurements taken by the authorities to ensure protection of the population and its environment against the harmful effects of ionizing radiation. Dosimetry occupies an important place in this field, because it makes it possible to consider and to quantify the risk of using radiations in accordance with the prescribed limits. In this course, we will review the fundamental concepts used in the metrology and dosimetry of ionizing radiations. After classification of ionizing radiations according to their interactions with biological matter, we will present the various quantities and units brought into play and in particular the new operational quantities that are good estimators raising protection standards. They are directly connected to the annual limits of effective dose and of equivalent dose defined in the French regulation relating to the protection of the population and of workers against ionizing radiations. The average natural exposure of the population in France varies between 2 to 2.5 mSv per year, depending on geographic location. It comes principally from three sources: cosmic radiation, radioactive elements contained in the ground and radioactive elements that we absorb when breathing or eating. Radon, which is a naturally occurring radioactive gas, is a public health risk and represents 30% of the exposure. Finally, we will give some applications of dosimetry and environmental measurements developed recently at RaMsEs/IPHC laboratory of Strasbourg.

Table des matières

1. Introduction	333
2. Caractérisation des rayonnements ionisants	333
3. Dosimétrie des rayonnements ionisants	335
3.1 – grandeurs physiques	335
3.2 - grandeurs dosimétriques	335
3.2.1 - Dose transférée : Kerma	336
3.2.2 - Dose absorbée	336
3.3 – Grandeurs de protection	337
3.3.1 – Dose équivalente	337
3.3.2 - Dose efficace	338
3.3.3 - Dose engagée	338
3.3.4 - Dose collective	339
3.3.5 - Limites de dose	339
3.4 – Grandeurs opérationnelles	340
3.4.1 - Dosimétrie de zone ou d'ambiance	340
3.4.2 - Dosimétrie individuelle	340
3.4.3- Grandeurs opérationnelles et limites annuelles de dose	340
4- Modalités de calculs de dose en cas d'exposition	341
5 - Sources naturelles de rayonnements ionisants	342
5.1 - Exposition externe	342
5.1.1 - Rayonnements cosmiques	342
5.1.2 - Rayonnements telluriques	342
5.2 - Exposition interne	343
5.2.1 - Isotopes cosmogéniques	343
5.2.2 - Isotopes d'origine tellurique	343
6- Exemples de R & D en dosimétrie	344
7- Conclusion	345
Bibliographie	345

1. Introduction

Un des objectifs de la radioprotection est de déterminer le risque potentiel des rayonnements ionisants de façon à s'en protéger efficacement. La directive EURATOM 96/29 [1] a fixé les normes de base relatives à la protection sanitaire de la population et des travailleurs contre les dangers résultants des rayonnements ionisants. Les expositions à la radioactivité naturelle du fait des activités humaines font désormais l'objet de dispositions spécifiques. Ces nouvelles dispositions s'appliquent notamment à des secteurs professionnels qui étaient jusqu'à présent peu concernés par la réglementation relative aux rayonnements ionisants. La surveillance de la radioactivité de l'environnement a été mise en place très tôt avec le développement des installations nucléaires. Cependant, elle a connu au cours de la dernière décennie une évolution significative tant du point de vue de la réglementation, que des techniques de prélèvement, du partage des responsabilités entre les acteurs de la radioprotection. La commission Internationale de Protection Radiologique (CIPR) publie régulièrement des recommandations aux utilisateurs des sources de rayonnements ionisants. Destinées initialement pour la radiobiologie, ces recommandations concernent actuellement l'ensemble des travailleurs exposés à des rayonnements ionisants soit d'origine naturelle ou artificielle. Les dernières publications datent de 1991 (CIPR 60), et en mars 2008, elle a adopté de nouveaux textes tenant compte de l'avancée des connaissances scientifiques en biologie et en physique. Ces recommandations seront ensuite traduites en réglementation européenne ou nationale et affecteront les pratiques en radioprotection et tout particulièrement les calculs des équivalents de dose en considérant les nouvelles valeurs des coefficients de pondérations tissulaires.

2. Caractérisation des rayonnements ionisants

D'une manière générale, on peut définir un rayonnement ou radiation comme un mode de propagation de l'énergie dans l'espace, sous forme d'ondes électromagnétiques ou de particules. Les rayonnements ne peuvent être détectés et caractérisés que grâce à leurs interactions avec la matière dans laquelle ils se propagent. Ils peuvent céder au milieu qu'ils traversent la totalité ou une partie de leur énergie au cours de ces interactions.

Un rayonnement est dit ionisant quand il est susceptible d'arracher des électrons à la matière. Une définition plus exhaustive est donnée dans l'annexe I de la référence [2] : « un rayonnement ionisant est un transport d'énergie sous la forme de particules ou d'ondes électromagnétiques d'une longueur d'ondes inférieure ou égale à 100 nanomètres, soit d'une fréquence supérieure ou égale à 3×10^{15} hertz, pouvant produire des ions directement ou indirectement. ». L'équivalent en énergie correspond à 12,4 eV. Parmi ces rayonnements, on distingue ceux qui sont directement ionisants, particules chargées (alpha, bêta, ions, ...), de ceux qui sont dits indirectement ionisants car n'étant pas chargés (gamma, neutrons) ; ils n'ionisent la matière que par l'intermédiaire de particules chargées ionisantes qu'ils créent dans le milieu. Dans le tableau 1 sont classés les différents types de rayonnements selon leurs natures et spectres caractéristiques.

	Spectres de raies	Spectres continus
Rayonnements indirectement ionisants	γ , X de fluorescence	X de freinage, neutrons
Rayonnements directement ionisants	α , électrons Auger	β^- , β^+

Tableau 1 : classification des rayonnements ionisants.

L'ionisation est le phénomène au cours duquel un électron est arraché à l'atome à la suite d'un transfert d'une énergie supérieure à son énergie de liaison ; il est donc créé un ion positif et un électron susceptible d'ioniser à son tour si son énergie est suffisante. Après l'ionisation, l'ion positif subit généralement un réarrangement de son cortège électronique,

aboutissant à l'émission de rayons X de fluorescence ou plus rarement à l'expulsion d'électrons Auger. Lorsque le transfert d'énergie n'est pas suffisant pour provoquer le départ d'un électron, il s'agit d'excitation ; cet état est transitoire et ultérieurement, l'atome subit un réarrangement analogue à celui décrit pour l'ionisation.

Le tableau 2 résume les différents processus d'interaction rayonnement matière et leurs conséquences.

Rayonnement	Type du processus	Conséquence après interaction
Particules chargées α, β	Ionisation	Mise en mouvement d'électrons du matériau absorbant. Réorganisation du cortège électronique : émission de rayons X et/ou e- Auger
	Excitation	
	Rayonnement de freinage (β)	Emission d'un rayon X de freinage (spectre continu)
	Cas particulier en fin de parcours des (β^+) : annihilation de la matière	Emission de 2 photons de 511 keV en sens opposé
photons γ, X	Effet photoélectrique (faible énergie)	Absorption total du photon incident et photoélectron Réorganisation du cortège électronique : émission de rayons X et/ou e- Auger.
	Effet Compton (énergies intermédiaires)	Diffusion du photon incident et éjection d'un électron Compton Réorganisation du cortège électronique : émission de rayons X et/ou e- Auger
	Effet de production de paires ($E > 1,022$ MeV)	Absorption total du photon incident et mise en mouvement d'une paire e-/e+ Emission de 2 photons de 511 keV en sens opposé après annihilation
Neutrons	Absorption (n thermiques)	Emission d'un rayonnement de type : n, p, α, γ
	Diffusion (n rapides)	Diffusion du n incident / projection du noyau de recul

Tableau 2 : Résumé des différents processus d'interaction rayonnement- matière

Lors de leur traversée dans la matière, les rayonnements directement ionisants subissent deux sortes d'interaction : avec les électrons du milieu, la force coulombienne conduit à une "collision" au cours de laquelle une partie de l'énergie incidente est transférée à la cible. Avec les noyaux du milieu, la force d'attraction ou de répulsion entraîne une déviation par rapport à la direction initiale et ce changement conduit à l'émission d'un rayonnement X de freinage. La matière agit donc comme un ralentisseur caractérisé par un pouvoir d'arrêt : un écran d'une épaisseur convenablement calculée, arrêtera donc toutes les particules chargées incidentes. On définit le pouvoir d'arrêt total exprimé généralement en MeV/cm :

$$S = -\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{elec}} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{nucl}}$$

Le pouvoir d'arrêt dépend du type de la particule, de son énergie et des propriétés de la matière traversée (densité et nombre de charge).

A l'inverse des particules chargées, les rayonnements indirectement ionisants ne sont pas soumis à des interactions de caractère obligatoire : l'interaction d'un photon, par exemple, avec la matière, obéit au hasard et aura une probabilité non nulle de traverser sans interaction une épaisseur de matière aussi grande soit-elle. On ne parlera plus de pouvoir d'arrêt, mais de coefficient d'atténuation μ .

L'atténuation d'un faisceau d'intensité I_0 dans un milieu d'épaisseur x dépend de la nature du milieu et de l'énergie du photon incident :

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} = I_0 e^{-N \sigma x}$$

N étant le nombre de centre cible par unité de volume et σ est la section efficace totale d'interaction.

Pour les photons σ est la somme des sections efficaces des effets photoélectrique, Comptons et de création de paires. Pour les neutrons :

$$\sigma = \sigma_{\text{absorption}} + \sigma_{\text{diffusion}} \quad \text{avec} \quad \sigma_{\text{absorption}} = \sigma_{\text{capture}} + \sigma_{\text{fission}}$$

La section efficace d'absorption est prépondérante pour les neutrons thermiques et celle de diffusion est prédominante pour les neutrons rapides.

Dans la pratique, on utilise la grandeur $x_{1/2}$, l'épaisseur de matériau nécessaire pour atténuer d'un facteur 2 l'intensité du faisceau :

$$x_{1/2} = \frac{\text{Ln}2}{\mu} \quad \text{et} \quad I(nx_{1/2}) = \frac{I_0}{2^n}$$

3. Dosimétrie des rayonnements ionisants

3.1 – grandeurs physiques

Un rayonnement est défini par les grandeurs particulières et énergétiques. Les grandeurs physiques utilisées en radioprotection sont essentiellement :

- énergie du rayonnement en MeV, et son intensité d'émission en %,
- activité de la source d'exposition en Bq ou débit de fluence : particules ou photons/cm².s,
- dose en Gy ou débit de dose en Gy/s
- transfert linéique d'énergie en MeV/cm,
- coefficient d'atténuation massique en cm²/g.

Toute source de rayonnement est entourée d'un champ de particules : même si elle émet un faisceau bien défini géométriquement, des phénomènes secondaires, particulièrement des diffusions, font que le champ réel est beaucoup plus complexe, en direction comme en énergie. A l'intérieur d'un angle solide $d\Omega$, un point M du champ de rayonnement peut être défini par un spectre différentiel du nombre de particules en fonction de leur énergie. Dans un intervalle d'énergie compris entre E_1 et E_2 , la radiance particulière est :

$$p(E_1, E_2) = \int_{E_1}^{E_2} p_E dE$$

p_E : distribution spectrale de la radiance de particules permet de remonter à toutes les quantités qui caractérisent le champ de rayonnement en un point M :

- Radiance énergétique : $r = \int_0^{\infty} p_E E dE$
- Fluence particulière : $F = \int \int \int_{E \Omega t} p_E dt d\Omega dE$
- Fluence énergétique : $\Psi = \int \int \int_{E \Omega t} E p_E dt d\Omega dE$

3.2 - grandeurs dosimétriques

En 1911, Lind découvrait qu'un gramme de radium dans l'air produisait 0,7 gramme d'ozone par heure. C'est ainsi qu'il initiait les bases indispensables à toute étude radiobiologique où les relations Dose-Effet sont à l'origine de la compréhension des mécanismes et de l'estimation des risques que la radioprotection est amenée à prendre en compte.

La dose provenant du grec « Dosis », action de donner est utilisée initialement en médecine pour définir les quantités de médicament à administrer, son usage s'est étendu à toute quantité déterminée, notamment en radiobiologie, en radiologie et en radioprotection. On définit différents types de doses :

3.2.1 - Dose transférée : Kerma

La quantité dénommée Kerma (Kinetic Energy Released in Matter) a été définie pour les rayonnements indirectement ionisants. Elle traduit le premier acte du transfert d'énergie par collision aux particules secondaires. Elle présente la somme des énergies cinétiques initiales de toutes les particules chargées mises en mouvement par les rayonnements dans le volume de masse dm du milieu :

$$K = \frac{\sum E_{\text{cin}}}{dm}$$

Dans le système international des unités (SI), le kerma est exprimé en gray (symbole : Gy) : $1\text{Gy} = 1 \text{ J/kg}$. Bien que son usage ne soit plus autorisé depuis 1er janvier 1986, une ancienne unité est encore souvent employée le rad ($1 \text{ rad} = 10^{-2} \text{ Gy}$).

Le Kerma s'applique quelle que soit la nature du rayonnement indirectement ionisant. Lorsque le milieu absorbant est l'air, on parle de Kerma et de débit de Kerma dans l'air.

3.2.2 - Dose absorbée

La dose absorbée est une grandeur dosimétrique fondamentale en radioprotection, qui permet de quantifier l'interaction d'un rayonnement avec la matière. La dose absorbée, en un point M se définit comme le rapport de l'énergie effectivement absorbée dans un élément de volume de masse dm :

$$K = \frac{dE_{\text{abs}}}{dm} \quad \text{unité SI : Gy}$$

Selon les applications, les doses absorbées sont très variables : 0,2 mGy lors d'une radiographie dentaire, 1 mGy lors d'une radiographie thoracique, 2 Gy lors d'une séance de radiothérapie, 10 kGy dans l'ionisation des denrées alimentaires et jusqu'au 50 kGy pour la stérilisation des matériaux chirurgicaux.

Le calcul des doses absorbées dépend essentiellement de trois paramètres :

- nature des rayonnements,
- énergie ou spectre d'énergie,
- fluence ou débit de fluence.

Un champ de rayonnements au sens général peut comprendre :

- des particules alpha émises sous forme de raies monoénergétiques,
- des rayonnements bêta d'énergie répartie suivant un spectre continu ou des électrons monoénergétiques (électrons de conversion),
- des photons γ émis sous forme de raies monoénergétiques,
- des photons de freinage suivant un spectre d'énergie continu,
- des neutrons généralement sous forme de spectre d'énergie plus ou moins complexe.

Si on désigne par F la fluence des particules incidentes et par ρ la masse volumique du milieu, pour les particules chargées la dose absorbée dépend essentiellement du pouvoir d'arrêt électronique :

$$D = F \cdot \frac{S_{\text{elec}}}{\rho}$$

Pour les photons, elle dépend de l'énergie E et du coefficient d'atténuation linéaire μ :

$$D = F \cdot E \frac{\mu}{\rho} (1 - g)$$

g est introduit pour corriger le coefficient d'absorption par la partie qui pourrait être rayonnée par des électrons ayant acquis une forte énergie (rayonnement de freinage).

Pour les neutrons, le calcul de dose est beaucoup plus complexe, car les interactions sont diverses en fonction de l'énergie et du milieu. La méthode générale consiste à calculer pour chaque réaction considérée une contribution à la dose par la formule :

$$D = F \sum N_i \sigma_i E_i$$

N_i : nombre de cibles dans le milieu susceptibles de donner la réaction,

σ : section efficace de la réaction,

E_i : énergie moyenne des particules chargées produites au cours de la réaction (protons, alpha, noyau de recul, ...).

Pour remonter à la dose réelle, il faut faire intervenir un facteur d'accroissement prenant en compte les photons gamma produits, les neutrons diffusés provenant de réactions ayant eu lieu dans des volumes voisins.

3.3 – Grandeurs de protection

La notion de dose absorbée dans la matière ne rend pas compte à elle seule des effets provoqués dans les tissus de l'organisme vivant.

L'énergie cédée par unité de masse entraîne en effet sur les atomes et molécules, des ionisations et excitations, mais dans la matière vivante cet effet physique initial engendre des suites de nature biochimique d'abord dans la cellule touchée puis éventuellement dans le tissu. On conçoit que la densité d'énergie cédée doit jouer un rôle, c'est-à-dire ce que nous venons de définir comme le transfert linéique d'énergie. Des expériences sur des animaux de laboratoire confirment ce fait : à même dose absorbée délivrée par des rayonnements ionisants de nature différente, les effets globaux étudiés ne sont pas les mêmes.

L'effet des rayonnements sur les organismes vivants dépend de la dose absorbée dans les tissus, mais également de la nature du rayonnement et de la sensibilité des tissus ou organes exposés.

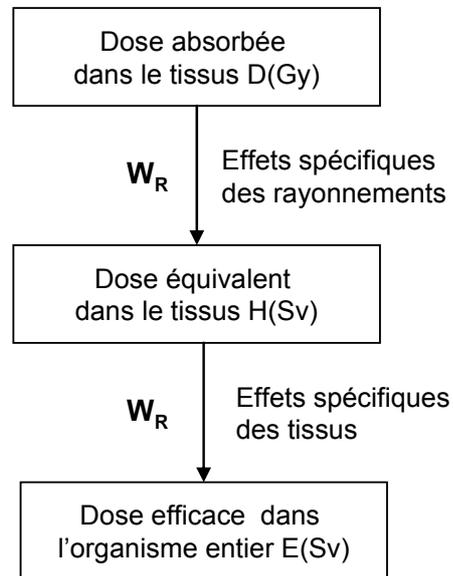


Figure 1 : Facteurs de qualité et effets spécifiques des rayonnements ionisants

3.3.1 – Dose équivalente

Pour tenir compte de cette différence d'efficacité biologique du rayonnement incident, on a introduit un facteur, appelé facteur de pondération radiologique (W_R). Si on multiplie la dose absorbée dans un tissu vivant par ce coefficient, on obtient une grandeur qui mesure l'effet biologique, appelée dose équivalente H_T :

$$H_T = \sum_R w_R \cdot D_{T,R}$$

$D_{T,R}$ est la dose absorbée moyenne pour l'organe ou le tissu T due au rayonnement R.

L'unité de la dose équivalente est le Sievert (Sv), l'ancienne unité est le rem : 1 Sv = 100 rem. La publication 60 de la CIPR a attribué à chaque type de rayonnement les facteurs de pondération W_R :

$W_R = 1$ pour les photons, électrons et muons de toutes énergies,

$W_R = 20$ pour les articles alpha, fragments de fission et noyaux lourds.
 Pour les neutrons selon les dernières recommandations CIPR :

$$W_R = \begin{cases} 2.5 + 18.2e^{-\frac{(\ln E_n)^2}{6}} & \text{si } E_n < 1 \text{ MeV} \\ 5 + 17e^{-\frac{(\ln 2E_n)^2}{6}} & \text{si } E_n \geq 1 \text{ MeV} \end{cases}$$

Notons que la notion de facteur de pondération radiologique s'applique principalement aux faibles doses absorbées dans l'organisme humain et aux effets aléatoires qui peuvent en découler. Pour les fortes doses, une analyse plus fine est nécessaire, elle relève du domaine du médecin spécialiste.

3.3.2 - Dose efficace

Certains tissus ou organes du corps humain sont plus radiosensibles que d'autres. Une même dose équivalente peut induire des effets biologiques et des risques différents en fonction de l'organe irradié. On a introduit une nouvelle grandeur, caractéristique de l'effet des rayonnements ionisant sur le vivant : la dose efficace, notée E . C'est la somme des doses équivalentes délivrées aux différents tissus et organes du corps, par exposition externe et interne, et pondérées par un facteur de pondération tissulaire W_T dont les valeurs sont données au tableau 3 :

$$E = \sum_T W_T \cdot H_T = \sum_T W_T \cdot \sum_R W_R \cdot D_{T,R} \quad \text{unité SI : Sv}$$

Tissu ou organe	$W_T(\%)$	$\sum W_T(\%)$
Gonades	8	8
moelle osseuse (rouge), colon, poumons, estomac, seins	12	60
vessie, foie, œsophage, thyroïde	4	16
Peau, surface des os, cerveau, glandes salivaires	1	4
Autres tissus ou organes	12	12

Tableau 3 : Valeurs des facteurs de pondération tissulaire

3.3.3 - Dose engagée

Les grandeurs dosimétriques (exposition, Kerma et dose absorbée) concernent uniquement l'exposition externe du aux rayonnements ionisants. Dans le cas de l'incorporation de radionucléides (exposition interne), l'irradiation dure tant que les radionucléides séjournent dans l'organisme. Leur décroissance est liée à leur période effective, tenant compte à la fois de la période physique et de la période biologique. La dose reçue par un individu résultant de l'incorporation de radionucléides est donc intégrée sur une durée définie, on parle alors de dose engagée.

a) Dose équivalente engagée

C'est l'intégrale sur le temps du débit de dose équivalente au tissu ou à l'organe T qui sera reçu par un individu à la suite de l'incorporation de matière radioactive. Pour une incorporation d'activité à un moment t_0 , elle est définie par la formule :

$$H_T(\tau) = \int_{t_0}^{t_0+\tau} \dot{H}_T(t) dt \quad \text{unité SI : Sv}$$

$\dot{H}_T(t)$: débit de dose équivalente à l'organe ou au tissu T au moment t

τ : période sur laquelle l'intégration est effectuée.

Si la valeur de τ n'est pas donnée elle est implicitement de 50 ans pour les adultes et pour les enfants du nombre d'années restant jusqu'à l'âge de 70 ans.

b) Dose efficace engagée

Elle correspond à la somme des doses équivalentes engagées dans les divers tissus ou organes par suite d'une incorporation multipliées chacune par le facteur de pondération tissulaire W_T approprié :

$$E(\tau) = \sum_T W_T \cdot H_T(\tau) \quad \text{unité SI : Sv}$$

τ est indiqué pour le nombre d'années sur le quel est faite l'intégration.

c) Dose efficace engagée par unité d'incorporation

C'est la dose efficace engagée par l'incorporation (DPUI) d'un Becquerel d'un radioélément donné. Elle est exprimée en Sv/Bq.

Pour un même radioélément elle dépend :

- du mode d'incorporation (ingestion ou inhalation),
- de la forme chimique du radioélément,
- de l'âge de l'individu.
- On l'appelle également coefficient de dose efficace.

3.3.4 - Dose collective

C'est la somme des doses individuelles dans une population, exprimée en « homme.Sv ». On l'obtient en multipliant la dose efficace moyenne reçue par le nombre de personnes concernées. Les valeurs des doses collectives à l'échelle de populations de plusieurs millions de personnes dépassent le millier même pour de faibles expositions.

A titre d'exemple, en France (60 millions d'habitants), les doses collectives annuelles dues à la radioactivité naturelle et aux soins médicaux sont de 150 000 et 60 000 homme.Sv, les expositions individuelles s'élevant à 2,5 mSv et 1 mSv en moyenne.

A titre de comparaison, la dose collective des 4 700 000 personnes habitant la région de Tchernobyl est environ 100 fois supérieure. Cette exposition est très inégalement répartie selon qu'il s'agit de la population générale ou des personnes ayant participé de près ou de loin - les liquidateurs - aux opérations de décontamination.

3.3.5 - Limites de dose

Dans le tableau 4, sont données les valeurs maximales de référence (annuelles sur 12 mois consécutifs) fixées dans la réglementation pour l'exposition aux rayonnements ionisants du des travailleurs et du public.

Travailleurs	Dose efficace	20 mSv/an en moyenne sur 5 ans et non dépassement de 50 mSv/an
	Femmes enceintes	< 2 mSv à la surface de l'abdomen/9 mois
	Dose équivalente	
	Cristallin	150 mSv/an
	Peau et extrémités	500 mSv/cm ² /an à une profondeur de 7mg/cm ²
Public	Dose efficace	1 mSv/an en moyenne sur 5 ans
	Dose équivalente	
	Cristallin	15 mSv/an
	Peau et extrémités	50 mSv/an

Tableau 4 : Valeurs des limites annuelles des doses équivalentes et des doses efficaces [3]

Ces valeurs s'appliquent à la somme des doses résultant de l'irradiation externe dans une période spécifiée et des doses engagées sur cinquante ans résultant d'incorporations pendant la même période. Les femmes qui allaitent ne doivent pas être maintenues à un poste de travail où il existe un risque d'incorporation de substances radioactives.

3.4 – Grandeurs opérationnelles

Le majeur inconvénient des grandeurs de protection (dose équivalente, dose efficace, dose engagée et dose collective) est qu'elles ne sont pas directement mesurables. Dans ce contexte, l'ICRU (International Commission on Radiation Units and measurements) a introduit le concept de grandeurs opérationnelles (mesurables à l'aide de détecteurs) ayant pour objectif d'estimer de façon "raisonnable" les grandeurs de protection.

3.4.1 - Dosimétrie de zone ou d'ambiance

Pour définir ses grandeurs opérationnelles, l'ICRU utilise une sphère de 30 cm de diamètre en matériau équivalent tissu qui représente le corps humain (masse volumique $\rho = 1 \text{ g/cm}^3$, composition : 76,2 % d'oxygène, 11,1 % de carbone, 10,1 % d'hydrogène et 2,6 % d'azote). Ces grandeurs se réfèrent à la dose équivalente en Sv qui existerait dans la sphère si cette dernière était placée dans le champ de rayonnement.

a) *Equivalent de dose ambiant*

L'équivalent de dose ambiant $H^*(d)$ en un point dans le champ de rayonnement est la dose équivalente qui serait produite par le champ de rayonnement à une profondeur d (en mm) dans la sphère ICRU, sur un rayon qui fait face à la direction du champ unidirectionnel. Cette grandeur est utilisée pour estimer les doses dues à des rayonnements fortement pénétrants. La profondeur recommandée est 10 mm et l'on peut écrire $H^*(10)$. Les appareils de contrôle d'ambiance sont calibrés à partir de cette grandeur, qui donne une approximation (surestimation) raisonnable de la dose efficace.

b) *Equivalent de dose directionnel*

L'équivalent de dose directionnel $H'(d, \Omega)$ en un point dans le champ de rayonnement est la dose équivalente qui serait produite par le champ de rayonnement à une profondeur d dans la sphère ICRU, sur un rayon et dans une direction spécifiée Ω . Cette grandeur est communément utilisée pour estimer les doses des rayonnements faiblement pénétrants. Les profondeurs recommandées sont 0,07 mm (pour la peau 7 mg/cm^2) et 3 mm (pour le cristallin 300 mg/cm^2) et l'on peut écrire $H'(0,07, \Omega)$ et $H'(3, \Omega)$.

3.4.2 - Dosimétrie individuelle

L'équivalent de dose individuel $H_p(d)$ est la dose équivalente dans le tissu mou au point spécifié sur la surface du corps à une profondeur d (en mm). Le champ de rayonnement étant le champ réel où se trouve l'individu. Les profondeurs d préconisées par l'ICRU sont :

- 0,07 mm pour la peau (rayonnements faiblement pénétrants) : $H_p(0,07)$,
- 3 mm pour le cristallin (rayonnements faiblement pénétrants) : $H_p(3)$,
- 10 mm pour le corps entier (rayonnements fortement pénétrants) : $H_p(10)$.

En pratique, les mesures de $H_p(10)$ et de $H_p(0,07)$ sont réalisées en plaçant un dosimètre opérationnel à la surface du corps. Ce dosimètre peut être constitué d'un détecteur recouvert d'une épaisseur appropriée de matériau équivalent tissu.

3.4.3- Grandeurs opérationnelles et limites annuelles de dose

Les grandeurs opérationnelles étant de bons estimateurs majorant les grandeurs de protection, elles peuvent être reliées aux limites annuelles de dose efficace et de dose équivalente à la peau et au cristallin définies dans la réglementation (tableau 5).

Grandeurs de protection	Grandeurs opérationnelles	Limites annuelles
Dose efficace	$H_p(10)$	20 mSv
Dose équivalente : peau	$H_p(0,07)$	500 mSv
Dose équivalente : cristallin	$H_p(3)$	150 mSv

Tableau 5 : Limites annuelles des grandeurs opérationnelles

La figure 2 ci-dessous résume les relations entre les différentes grandeurs utilisées en dosimétrie et radioprotection.

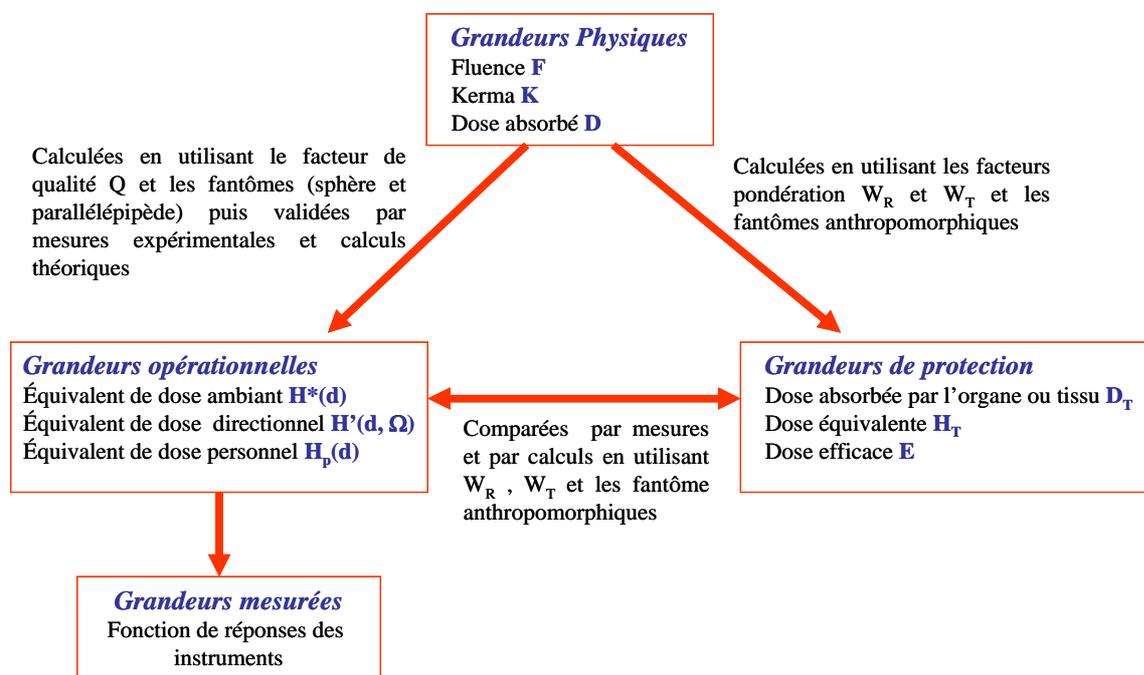


Figure 2 : Relation entre les différentes grandeurs utilisées en radioprotection et dosimétrie

4- Modalités de calculs de dose en cas d'exposition

Dans la référence [4] sont définies les modalités de calculs des doses efficaces et des doses équivalentes résultant de l'exposition des personnes aux rayonnements ionisants. Ces prescriptions s'appliquent à la somme des doses résultant de l'irradiation externe dans une période spécifiée et des doses engagées sur 50 ans (jusqu'à l'âge de 70 ans pour les enfants) résultant d'incorporations pendant la même période.

La dose efficace E (exprimé en Sv) reçue par un individu du groupe d'âge g est donnée par la relation :

$$E = E_{\text{externe}} + E_{\text{interne}} \quad \text{avec} \quad E_{\text{interne}} = \sum_j h(g)_{j,\text{ing}} J_{j,\text{ing}} + \sum_j h(g)_{j,\text{inh}} J_{j,\text{inh}}$$

$h(g)_{j,\text{ing}}$ et $h(g)_{j,\text{inh}}$ exprimées en Sv/Bq, représentent respectivement les doses efficaces engagées par unité d'incorporation (DPUI) d'un radionucléide j ingéré ou inhalé par un individu du groupe d'âge g .

$J_{j,\text{ing}}$ et $J_{j,\text{inh}}$ exprimées en Bq, représentent respectivement l'incorporation par ingestion ou inhalation du radionucléide j .

Pour conduire au calcul de doses efficaces, on dispose de toute une série de coefficients de dose incorporées qui sont classés par :

- ingestion avec le facteur f_1 de transit intestinal
- inhalation, les valeurs sont indiquées pour trois types de rétention pulmonaire (F : clairance pulmonaire rapide, M : clairance pulmonaire moyenne, S : clairance pulmonaire lente, correspondant à des formes chimiques, très solubles, moyennement solubles et peu solubles) dépendant uniquement de la vitesse de passage du radionucléide dans le sang.

- population par tranches d'âges (≤ 1 an, 1 – 2 ans, 2 – 7 ans, 7 – 12 ans, 12 – 17 ans et > 17 ans) et les travailleurs.

Pour les descendants du radon (^{222}Rn) et du thoron (^{220}Rn) seront appliqués les facteurs de conversion conventionnels exprimant la dose efficace par unité d'exposition à l'énergie potentielle alpha ($\text{Sv}/(\text{jour.h}/\text{m}^3)$):

- ^{222}Rn dans les habitations $f_c = 1,1$
- ^{222}Rn dans les lieux de travail $f_c = 1,4$
- ^{220}Rn sur les lieux de travail $f_c = 0,5$

5 - Sources naturelles de rayonnements ionisants

Les sources de rayonnements ionisants sont très largement appliquées dans les secteurs de la médecine et de l'industrie sous forme de générateurs électriques de rayons X, d'accélérateurs de particules et de sources radioactives scellées non scellées. Les utilisations les plus courantes concernent le domaine médical pour le diagnostic et le traitement. Dans l'industrie, les utilisations des rayonnements ionisants sont très variées : radiographie, détection, traçage, stérilisation

Dans cette partie de cours, nous nous limitons aux sources d'expositions naturelles. D'origine à la fois cosmique et terrestre, la radioactivité naturelle constitue pour l'homme une source d'exposition inévitable qui varie fortement selon les lieux géographiques et les modes de vie.

5.1 - Exposition externe

5.1.1 - Rayonnements cosmiques

Notre système solaire est continuellement bombardé par des particules chargées, de haute énergie, constituant un rayonnement cosmique dit primaire. En pénétrant dans l'atmosphère terrestre, ces particules interagissent avec les constituants de l'air en donnant un ensemble complexe de particules secondaires (protons, neutrons,...) et de photons. Les particules produites réagissent à leur tour pour donner des phénomènes de cascade nucléonique dans l'atmosphère. L'intensité du rayonnement cosmique varie essentiellement en fonction de l'altitude, mais aussi de la latitude (elle est plus élevée au niveau des pôles) et de l'activité solaire. Le débit d'équivalent de dose dû aux rayonnements cosmiques est en moyenne de $0,3 \text{ mSv}/\text{an}$ au niveau de la mer. Mais il varie considérablement en fonction de l'altitude (figure 3) et de la latitude.

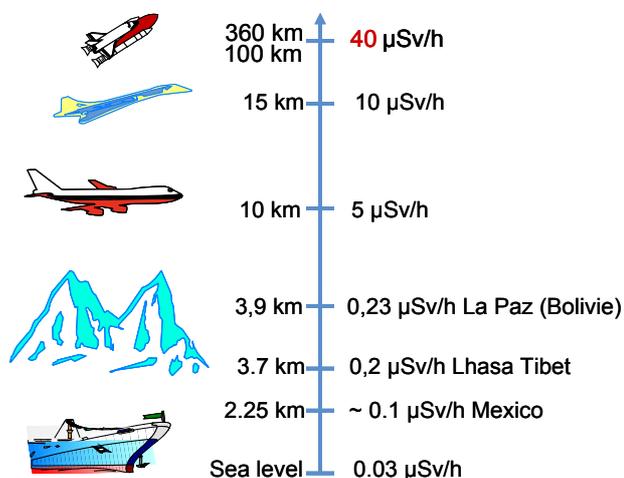


Figure 3 : Variation de l'exposition aux rayonnements cosmiques en fonction de l'altitude [5]

5.1.2 - Rayonnements telluriques

Nous sommes exposés aux rayonnements dus aux radioéléments présents dans l'écorce terrestre. Il existe une cinquantaine de radioéléments naturels dont la plupart font partie des 3 familles naturelles du thorium, de l'uranium et de l'actinium. C'est le thorium qui existe en

quantité la plus importante (10 ppm en moyenne). On trouve ensuite l'uranium (2 à 3 ppm), puis l'actinium. Un autre radioélément contribue de façon notable, c'est ^{40}K isotope naturel du potassium. Sa concentration est de l'ordre de 100 à 1000 Bq/kg dans le sol. Au niveau de la France, à l'intérieur des habitations la composante terrestre en incluant les matériaux de construction (rayonnements cosmiques déduits) est en moyenne de 55 nGy/h. Il varie cependant largement en fonction de la composition du sol. L'équivalent de dose reçu en Bretagne ou dans les Vosges est de 2 à 3 fois supérieur à celui reçu dans le Bassin Parisien. Dans certaines régions, comme l'état de Kerala sur la côte Nord-Ouest de l'Inde, il atteint même 30 mSv/an. La figure 4 représente les valeurs des expositions telluriques en France.

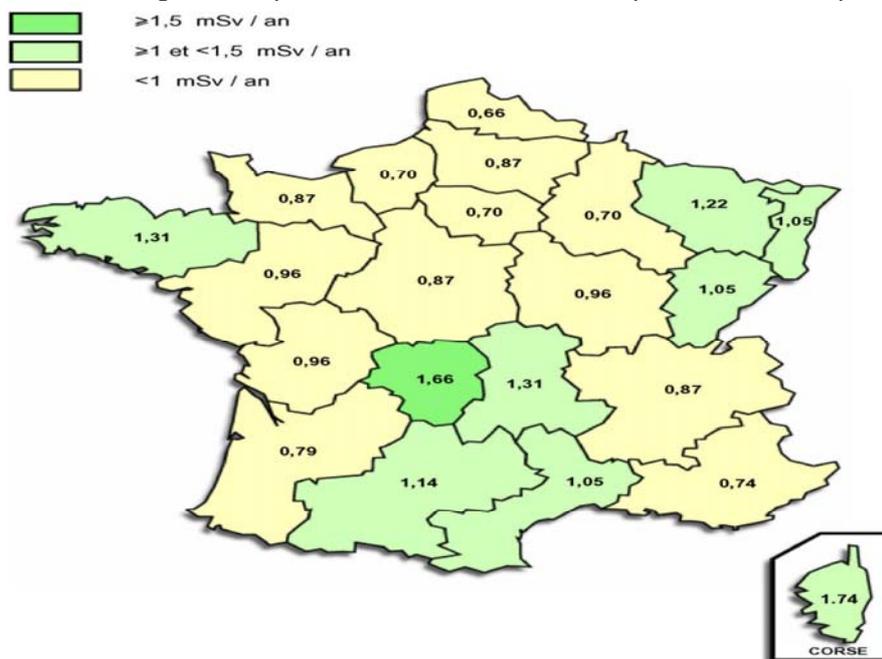


Figure 4 : Répartition moyenne par région de l'exposition tellurique en France

5.2 - Exposition interne

Nous respirons de l'air radioactif, nous buvons de l'eau radioactive, nous consommons des aliments radioactifs. Ces isotopes radioactifs naturels se fixent dans notre organisme. Ils sont d'origine cosmogénique ou proviennent des éléments radioactifs contenus dans le sol.

5.2.1 - Isotopes cosmogéniques

On connaît une vingtaine d'isotopes cosmogéniques dont les plus courants sont : ^{14}C , ^7Be , ^3H et ^{22}Na . Les incorporations annuelles moyennes par ingestion pour chacun de ces radioisotopes sont respectivement 20 kBq, 1 kBq, 500 Bq et 50 Bq ce qui correspond à des doses efficaces annuelles de 12 μSv , 0.03 μSv , 0.01 μSv et 0.15 μSv . A titre d'exemple, ^{14}C résulte de l'interaction des neutrons cosmiques sur les noyaux d'azote de l'atmosphère via la réaction $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$. La formation constante de ^{14}C au cours du temps permet la datation des organismes vivants.

5.2.2 - Isotopes d'origine tellurique

Toutes les familles naturelles ont dans leur chaîne un isotope du radon qui est un gaz rare radioactif (^{222}Rn engendré par le ^{226}Ra , ^{220}Rn appelé également thoron, engendré par le ^{224}Ra). Ces gaz émanent du sol, des eaux et des matériaux de construction. Les valeurs moyennes des concentrations ont été évaluées à 2 Bq/m³ en plein air et 20 Bq/m³ dans les habitations pour le plus important d'entre eux : le ^{222}Rn . Ces gaz et leurs descendants

solides irradient les poumons. L'isotope ^{40}K présent dans le sol, passe en partie dans les plantes que nous consommons et se fixe dans notre organisme.

Enfin, le tableau 6 résume la contribution des diverses composantes de la radioactivité naturelle. Il faut toutefois se souvenir que ce sont des valeurs moyennes susceptibles de variations importantes en fonction de l'altitude, de la latitude et de la composition du sous-sol.

Sources naturelles	Exposition (mSv/an)	Totaux (mSv/an)
<i>Exposition externe</i>		
Rayonnement cosmique	0,30	0,62
Rayonnement tellurique	0,32	
<i>Exposition interne</i>		
Isotopes cosmogéniques	0,01	0,94
^{40}K	0,17	
^{222}Rn + descendants	0,55	
^{220}Rn + descendants	0,15	
Divers	0,06	
Total		1,56

Tableau 6 : Valeurs moyennes des expositions annuelles dues aux sources naturelles en France

Pour conclure ce paragraphe, il semble intéressant de présenter une vue synthétique des principales sources d'exposition de l'homme avec les équivalents de dose correspondants (tableau 7). Il ne faut pas perdre de vue qu'il s'agit de valeurs moyennes et que certains groupes d'individus (travailleurs de l'énergie nucléaire, populations habitant dans certaines régions) sont exposés à des équivalents de dose plus importants.

	Exposition interne	Exposition totale
Radioactivité naturelle	0,94	1,64
Irradiation à des fins médicales	0,015	0,8
Essais nucléaires	0,02	0,04
Energie d'origine nucléaire	0,015	0,02
total	0,99	2,5

Tableau 7 : Inventaire général des engagements de dose (mSv/an) pour un individu moyen

6- Exemples de R & D en dosimétrie

Dans le domaine R & D en métrologie des rayonnements ionisants, l'équipe RaMsEs (Radioprotection et Mesures Environnementales) de l'Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (IPHC) de Strasbourg a développé un nouveau système de dosimétrie passive basé sur l'utilisation des détecteurs photostimulables à bases du BaFBr(Eu). Des mesures expérimentales de la fonction de réponse, en dose et en énergie, des neutrons et des rayonnements γ ont été réalisées et complétées par des calculs de modélisation Monte-Carlo par MCNP. Il ressort de cette étude que ce système peut être adapté à la dosimétrie passive des faibles et des fortes doses. Les résultats montrent un seuil de détection en équivalent de dose de 23 μSv pour les neutrons rapides et de 1,5 μGy pour les rayonnements γ d'énergie 1,2 MeV [6].

L'équipe RaMsEs développe également un nouveau système de dosimétrie en temps réel basé sur l'utilisation de capteurs à pixels actifs. Ce projet consiste à concevoir des capteurs CMOS pour la détection des neutrons et des particules alpha, pour en faire des dosimètres électroniques impulsions personnels. Des capteurs MIMOSA ont été déjà soumis à des

tests de détection de particules α en milieu radioactif (Radon et descendants) à l'aide d'une chaîne d'acquisition conçue pour cette application [7-8]. Une première campagne de mesures de nos dispositifs électroniques a démontré la détection efficace de neutrons rapides auprès de la source AmBe au laboratoire et confirmée auprès de celle calibrée aux normes ISO disponible au Laboratoire de Dosimétrie et de Métrologie des Neutrons à l'IRSN à Cadarache. Les neutrons sont convertis en protons dans une feuille de polyéthylène d'épaisseur 1 mm, puis détectés dans un capteur CMOS de type pixels AlphaRad. Nous avons obtenu une efficacité proche du maximum théorique de $1,2 \cdot 10^{-3}$, performance qui intéresse d'autres équipes travaillant dans le domaine des neutrons [9].

7- Conclusion

Selon l'UNSCEAR (Comité scientifique des Nations Unies pour l'étude des effets des rayonnements atomiques) « *les sources de rayonnements sont considérées comme naturelles dans la mesure où l'exposition qui en résulte n'est pas augmentée de manière significative par l'homme* ». En application de la loi sur la Transparence Nucléaire de juin 2006 avec la volonté d'assurer une diffusion et une accessibilité aux données sur la radioactivité, l'Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire (IRSN) est chargé de la gestion du réseau national de mesures de la radioactivité de l'environnement. Il regroupe les résultats des analyses radiologiques de l'environnement qui sont contenues dans les programmes réglementaires destinés à surveiller l'impact des rejets issus des activités nucléaires soumises à autorisation ou déclaration et les résultats des analyses et mesures réalisées à la demande des collectivités territoriales, des services de l'Etat et de ses établissements publics. Les analyses sont effectuées soit par l'IRSN soit par des laboratoires agréés par les ministres chargés de la santé et de l'environnement. Le laboratoire RaMsEs de l'IPHC Strasbourg fait partie des laboratoires habilités pour les mesures de la radioactivité dans l'environnement. Dans ce contexte, il est accrédité par le COFRAC pour la dosimétrie réglementaire des travailleurs et pour le programme 135 relatif à l'analyse en laboratoire des radionucléides dans des échantillons de l'environnement. Ces analyses sont effectuées par différentes techniques : spectrométrie gamma [10], scintillation liquide et comptage alpha-beta global.

Les mesures de dosimétrie se heurtent à des limitations techniques persistantes, que les capteurs à pixels actifs sont susceptibles de repousser considérablement. En particulier, la dosimétrie individuelle des neutrons constitue une des difficultés actuelles de la radioprotection des travailleurs. La dosimétrie dite active ou opérationnelle est devenue réglementaire en France; les valeurs des seuils recommandées par les nouvelles recommandations de la CIPR rendent nécessaire la mise en place d'une nouvelle génération de dosimètres neutrons.

Bibliographie

[1] : Directive 96/29/Euratom du Conseil du 13 mai 1996 fixant les normes de base relatives à la protection sanitaire de la population et des travailleurs contre les dangers résultant des rayonnements ionisants, Journal officiel de l'Union européenne n°L-159 du 29 juin 1996

[2] Décret n° 2002-460 du 4/04/02 relatif à la protection générale des personnes contre les dangers des rayonnements ionisants, NOR: MESX0200020DA, <http://www.legifrance.gouv.fr>

[3] : Décret n°2003-296 du 31 mars 2003 relatif à la protection des travailleurs contre les dangers des rayonnements ionisants, NOR: SOCX0200138D, <http://www.legifrance.gouv.fr>

- [4] Arrêté du 1er septembre 2003 définissant les modalités de calcul des doses efficaces et des doses équivalentes résultant de l'exposition des personnes aux rayonnements ionisants, NOR: SANC0323527A, <http://www.legifrance.gouv.fr>
- [5] C. Jimonet et H. Métivier, Personne compétente en radioprotection - Principes de radioprotection – réglementation, Edition EDP Sciences (2007) ISBN : 978-2-86883-948-0
- [6] D. Mouhssine, A. Nourredine, A. Nachab, A. Pape, F. Fernandez, A new environmental dosimeter with imaging plates for the fast neutron monitoring
Nuclear Instruments and Methods in Physics B 227(2005) 609
- [7] D. Husson, A. Bozier, S. Higuere, T.D. Le, A. Nourredine, AlphaRad, a new integrated CMOS System-on-Chip for high efficiency alpha particles counting
Nuclear Instruments and Methods in Physics A 569(2006) 845
- [8] S. Higuere, D. Husson, M. Trocmé, A. Nourredine, T.D. Lê, N. Michielsen, Measurement of ^{222}Rn at the level with the AlphaRad chip
Radiation Measurements, 43 (2008) 1059
- [9] M. Trocmé, S. Higuere, D. Husson, A. Nourredine and T. D. Lê, Development of a new electronic personal neutron dosimeter using a CMOS active pixel sensor
Radiation Protection Dosimetry 126 (2007) 536
- [10] A. Nachab, A. Nourredine, M. Benjelloun, S. Kihel, D. Oster, A. Pape, Uranium analysis of sediments by γ -ray spectrometry with corrections for self-absorption
Nuclear Instruments and Methods in Physics B 215 (2004) 228

DES DETECTEURS GAZEUX ET LIQUIDES POUR L'IMAGERIE MEDICALE

DOMINIQUE THERS

*SUBATECH
Ecole des Mines de Nantes
4 rue Alfred Kastler
BP 20722
44307 NANTES Cedex 3*

Cours non parvenu

MICROMETEORITES ET METEORITES : DU MILIEU INTERSTELLAIRE AUX PROCESSUS *IN SITU* DANS LE SYSTEME SOLAIRE PRIMITIF

Jean DUPRAT

*Centre de Spectrométrie Nucléaire et Spectrométrie de Masse
(IN2P3-CNRS et Université Paris-Sud)
Bât 104-108
91405 Orsay*

Résumé :

Ce cours a pour but d'illustrer par quelques exemples, la recherche sur l'analyse isotopique de poussières interplanétaires (micrométéorites). Il commence par quelques rappels sur l'architecture actuelle du système solaire et sur l'intérêt d'étudier ses petits corps (astéroïdes et comètes). A travers quelques documents historiques du début du XIX^{ème} siècle, on montre que, dès l'origine de ce domaine de recherche, la poussière était reconnue comme un constituant du flux de matériaux extraterrestres sur notre planète et son origine cométaire était discuté. Suit une présentation des collectes modernes de micrométéorites polaires, une attention particulière étant portée aux avantages des régions centrales du continent Antarctique pour ce type de recherche. Les principaux résultats obtenus dans le cadre du programme « Micrométéorites @ CONCORDIA » sont exposés. On présente ensuite deux exemples emblématiques d'analyses de matériaux extraterrestres. Le premier montre comment il est possible d'identifier un héritage du milieu interstellaire dans des météorites : les grains pré-solaires. Le second concerne des résultats obtenus récemment sur la composition isotopique de l'hydrogène dans la matière organique de micrométéorites.

Abstract :

The aim of this chapter is to illustrate the research currently performed on isotopic analysis of interplanetary dust (micrometeorites). We start by some reminders about the present day solar system architecture with emphasizing the interest to study small bodies (asteroids and comets). Based on historical documents from the early XIXth century, we show that since the very beginning of that science, the dust was recognised as a significant constituent of the extraterrestrial flux of material accreted by our planet and that its possible cometary origin was already suggested. We then present the modern collections of polar micrometeorites, giving a particular emphasis to the advantages of the central regions of Antarctica for that type of research. The main results from the "Micrometeorites @ CONCORDIA" program are summarized. We then present two emblematic examples of isotopic analyses of extraterrestrial materials. The first one shows how one can identify an interstellar heritage in meteorites: the pre-solar grains. The second example concerns the recent results obtained on the hydrogen isotopic composition of organic matter in micrometeorites.

Table des matières

Introduction	351
1. Astéroïdes et comètes, Météorites et poussières.....	352
1.1. <i>Astéroïdes & comètes.....</i>	352
1.2. <i>Les phases solaires primitives.....</i>	354
1.3. <i>Matière solaire et « présolaire ».....</i>	355
2. Les collectes de poussières extraterrestres.	356
2.1. <i>Quelques aspects historiques.....</i>	356
2.1.1. <i>Au début, il y avait déjà la poussière.....</i>	356
2.1.2. <i>Nordenskjöld, les premières collectes polaires.....</i>	359
2.2. <i>Les collectes modernes de micrométéorites.....</i>	361
2.2.1. <i>Les expéditions au Groenland.....</i>	362
2.2.2. <i>Les collectes côtières à Cap Prud'homme.....</i>	364
2.2.3. <i>Les collectes Américaines et Japonaises.....</i>	367
2.3. <i>Un cas particulier : Le programme « Micrométéorites @ CONCORDIA ».....</i>	367
2.3.1. <i>Pourquoi les régions centrales Antarctiques ?.....</i>	368
2.3.2. <i>Le protocole expérimental.....</i>	369
2.3.3. <i>Une collection unique, des échantillons remarquablement préservés.....</i>	370
3. Deux exemples d'analyses isotopiques <i>in-situ</i> de matière extraterrestre.....	373
3.1. <i>Le principe de la technique SIMS.....</i>	373
3.2. <i>Un exemple d'héritage interstellaire.....</i>	374
3.3. <i>Les isotopes de l'hydrogène dans les micrométéorites ultracarbonées.....</i>	377
Références.....	383

Introduction

L'analyse isotopique de matériaux extraterrestres permet d'aborder de nombreux champs de connaissances qui vont de la nucléosynthèse thermique au sein des générations d'étoiles qui ont précédé le soleil jusqu'à la différenciation planétaire...

Pourtant l'essentiel de l'activité dans ce domaine concerne le contexte astrophysique de naissance de notre étoile. Le scénario est connu dans ses grandes lignes, une zone suffisamment froide de notre galaxie (un cœur moléculaire) s'est effondrée sur elle-même pour donner naissance en son centre à la protoétoile. Pourtant de nombreuses questions restent en suspens. Schématiquement on s'intéresse à la séquence d'événements qui ont eu lieu pendant les quelques dizaines de millions d'années qui séparent l'effondrement gravitationnel de l'étoile et la dissipation de son disque d'accrétion avec l'apparition des planètes. L'une des questions majeure est de comprendre où se situe la frontière entre héritage interstellaire et processus nébulaire *in-situ*. Cette frontière peut être minéralogique, chimique et/ou isotopique.

Le but de ce cours est de présenter, pour un public non-spécialiste, quelques exemples de problématique rencontrée lors de l'analyse chimique et isotopique de matériau extraterrestre, sans rechercher aucun caractère exhaustif. On commencera par expliquer de façon succincte le cadre général de l'étude des petits corps interplanétaires. On insistera en particulier sur l'intérêt des poussières cométaires pour une meilleure compréhension de l'architecture actuelle du système solaire et de sa formation.

La seconde partie est consacrée aux collectes de poussières interplanétaires. Elle commence par un retour sur l'enfance de cette discipline au début du XIX^{ème} siècle. On expose ensuite les techniques modernes de collectes de micrométéorites. Depuis plus de vingt ans, l'équipe d'Astrophysique du Solide du CSNSM collecte et analyse des micrométéorites en Antarctique. On insistera sur les premiers résultats d'un programme de recherche de poussières cométaires emprisonnées dans la neige proche de la station franco-italienne CONCORDIA située à Dôme C dans les régions centrales du continent Antarctique. On montrera pour quelles raisons le site de Dôme C présente un intérêt majeur pour ce type de recherche.

Enfin, la dernière partie illustre avec deux exemples d'analyses isotopiques le type de questionnement rencontré. On commencera par l'analyse de la composition isotopique de l'oxygène de grains d'oxydes dans la météorite de Tieschitz. On montrera comment il est possible d'identifier le type de nucléosynthèse stellaire mise en jeu et donc le type d'étoile (ici des géantes rouges asymptotiques) dont ces grains sont issus. Le second exemple concerne l'analyse isotopique de la composition de l'hydrogène de la matière organique des micrométéorites collectées à CONCORDIA. Après quelques rappels sur les grandes lignes de l'évolution de rapport D/H depuis la nucléosynthèse primordiale de cet élément lors du Big-Bang, on décrira les principaux réservoirs actuels. En particulier, on montrera comment sont interprétés les forts enrichissements en Deutérium observés dans les comètes. On montrera ensuite pourquoi les micrométéorites Ultra-carbonées récemment découvertes dans la collection CONCORDIA présentent un intérêt majeur pour l'étude des régions froides du disque proto-planétaire.

Nota Bene : Ce cours s'adresse à des non-spécialistes souhaitant avoir un aperçu du type de problématique rencontrée dans l'analyse isotopique de matériaux interplanétaires. Pour en faciliter la lecture, la majeure partie des références ne sont pas citées dans le texte même. A la fin de chaque partie, le lecteur trouvera quelques indications bibliographiques.

1. Astéroïdes et comètes, Météorites et poussières.

Si l'on observe le système solaire actuel, force est de constater que peu de chose ont résisté à la gravitation... la quasi-totalité de la masse se retrouve dans le soleil ($3.3 \cdot 10^5 M_{\oplus}^1$), Jupiter ($318 M_{\oplus}$) et Saturne ($95 M_{\oplus}$). Par rapport à ces géants, les planètes telluriques qui forment le système solaire interne, Mercure, Vénus, la Terre, et Mars ne représentent qu'une masse négligeable ($2 M_{\oplus}$). Pourtant, ces objets sont assez massifs pour s'être rapidement différenciés : au delà de quelques kilomètres de diamètre, l'énergie dégagée par la radioactivité interne (principalement l'uranium) est suffisante pour chauffer l'objet au-dessus de la température de fusion des silicates. On assiste alors à la séparation métal-silicate, l'apparition d'un noyau sidérophile et d'un manteau lithophile. Pour trouver des phases minérales ayant conservé la mémoire des premiers millions d'années du système solaire, il faut donc se tourner vers des corps de petite taille n'ayant pas subi ces phénomènes de différenciation : les astéroïdes et les comètes.

1.1. Astéroïdes & comètes

Située entre Mars (1.5 UA^2) et Jupiter (5.2 UA), la ceinture d'astéroïdes est un réservoir de petits corps de tailles inférieures à quelques dizaines (voire centaines) de kilomètres. Leur nombre exact n'est pas connu mais les études infrarouges montrent qu'il existe de 1 à 2 millions d'objets de tailles supérieures à 1 km. La masse totale de la ceinture d'astéroïdes est de $0.04 M_{\oplus}$, la moitié de cette masse étant portée par les 4 principaux astéroïdes : Ceres (950 km), Vesta (~550 km), Pallas (~550 km) and Hygiea (500x300 km). On notera qu'à lui seul, Cérés contient à peu près un tiers de la masse totale de la ceinture. La population des astéroïdes se divise en différentes classes dont les principales sont :

- La classe C (Carbonée, 75% de la population totale) : ils ont un albédo plus faible que les autres (S et M) et dominent la population des régions externes de la ceinture. Leur composition est similaire à celle des chondrites carbonées³. Cette classe d'objet ne s'est pas différenciée, ce sont donc les objets les plus primitifs dont la composition est la plus représentative de la partie non-volatile de la nébuleuse proto-solaire.
- La classe S (Stony, 17% de la population totale). Leur composition fait apparaître un déficit en carbone et un matériau riche en silicate et en métal. Ils sont surtout présents dans la partie interne de la ceinture (2.5 UA) et ont un albédo supérieur à la classe C. Ce sont des corps qui ont, à priori, subi un épisode métamorphique.
- La classe M (Métal, 10% de la population totale, voir Figure 1). Ils sont constitués de cœurs d'astéroïdes différenciés (pour certains d'entre eux, constitués de Fer et de Nickel). Ils ont un albédo modéré. Ils sont probablement les corps parents des météorites de Fer.

¹ Masse terrestre : $M_{\oplus} = 6 \cdot 10^{24} \text{ kg}$

² Une unité astronomique (UA) égale la distance moyenne soleil-terre, soit $150 \times 10^6 \text{ km}$

³ Les chondrites carbonées sont une classe primitive de météorites non-différenciées. Elles sont principalement constituées de chondres, d'inclusions réfractaires (CAIs) et d'une matrice contenant du carbone. Leur teneur globale en carbone est de l'ordre de 1-5 % (en poids) au maximum.

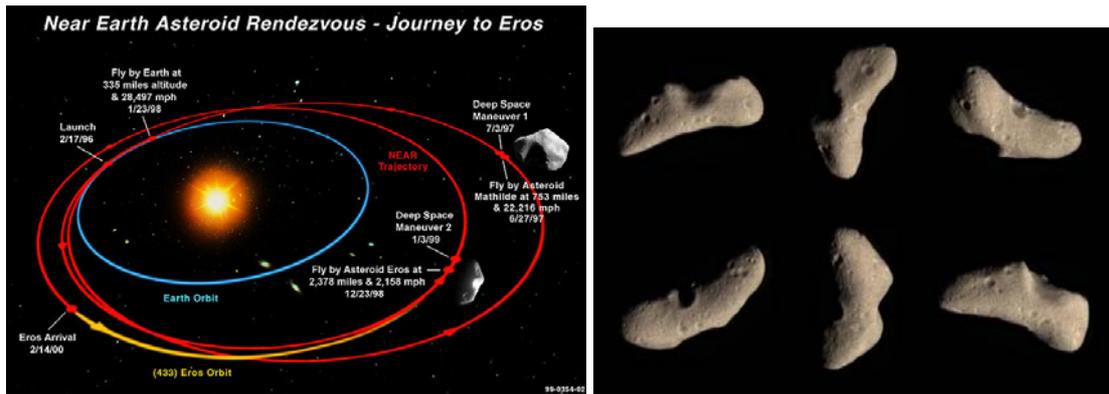


Figure 1 : En 1996 la mission NEAR (Near Earth Asteroid Rendezvous) capture des images à haute définition de l'astéroïde de classe S, EROS (droite). EROS est un astéroïde allongé : 13 x 13 x 33 km (© Nasa web site)

Les comètes représentent l'autre source de petits corps ayant potentiellement été peu modifiés depuis leur formation. Elles existent actuellement dans deux réservoirs : la ceinture de Edgeworth-Kuiper et le nuage de Oort (voir Figure 2).

La ceinture de Edgeworth-Kuiper, comprend les objets dont les orbites sont situées entre 30 et 60 UA (i.e. au-delà de celle de Neptune). Le nom donné à ces objets varie, on trouvera dans la littérature les acronymes TNO (Trans-neptuniens objects) ou KBO (Kuipert belt objects)¹. La masse totale de la ceinture de Kuiper est mal connue mais semble être inférieure à 0.1 M_⊕.

Parmi les KBO, on retiendra les comètes Wild2, 9P/Tempel 1, qui ont fait l'objet des missions spatiales *Stardust* (NASA), *Deep Impact* (NASA) respectivement.

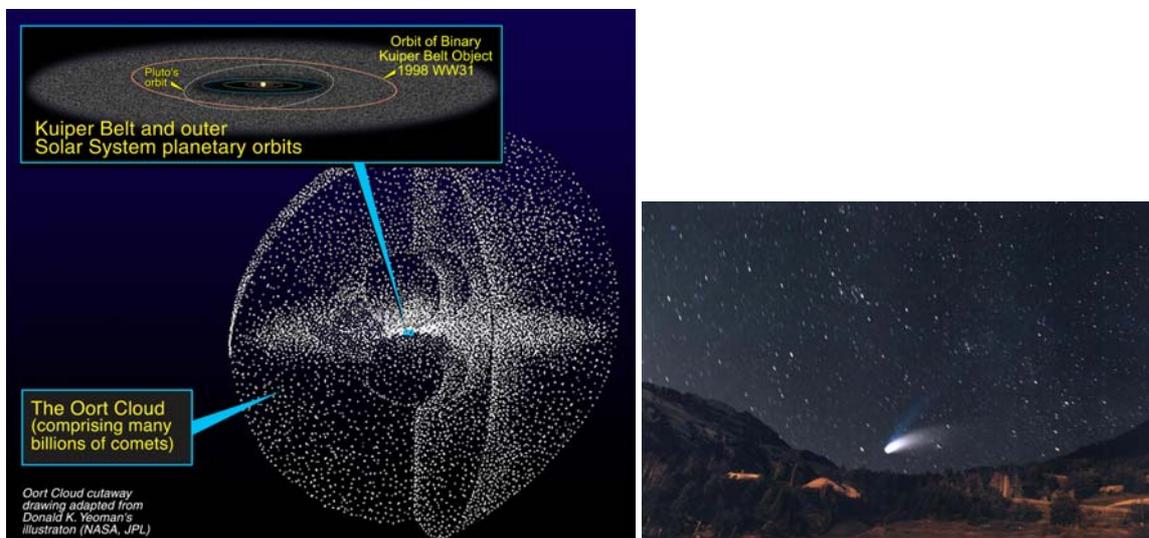


Figure 2 : Architecture du système solaire externe, ceinture de Kuiper et nuage de Oort (site www NASA). Photo de la comète de Halley Bopp © Jean Mouette IAP-CNRS.

Le nuage de Oort s'étend de 5 000 UA jusqu'aux confins du système solaire. Il contient les derniers objets liés gravitationnellement au soleil, de fait sa limite externe définit la frontière du système solaire à 150 000-200 000 UA². La masse totale du nuage de Oort est, elle aussi, mal connue, les estimations varient entre 5 et quelques centaines de masse

¹ Pluton et Charon sont des KBO

² Soit environ 2 années lumière

terrestres. On notera enfin que les comètes se sont formées beaucoup plus proches du soleil, dans les régions de formation de Jupiter, ce n'est qu'après la formation de Jupiter qu'elles ont été éjectées aux confins du système solaire.

Références bibliographiques sur les comètes et leur dynamique :
(Weissman 1983), (Gomes, Levison et al. 2005)

1.2. Les phases solaires primitives

Lorsque l'on s'intéresse au système solaire primitif, on pourrait croire qu'il est préférable d'étudier des phases de basse température - des glaces, des argiles...- c'est-à-dire des phases représentatives de ce qui a pu condenser dans la nébuleuse protosolaire ou dans le disque protoplanétaire... Pourtant, ce sont au contraire des phases de haute température qui, depuis des décennies, occupent une très large partie de la littérature : les Inclusions riches en Calcium ou Aluminium (CAIs¹) et les chondres. Les météorites non-différenciées, les chondrites, sont principalement constituée de chondres et de CAIs entourées et tenues par une matrice comprenant des silicates et de la matière organique.

Les chondres sont de petites sphérules de tailles comprises entre quelques dizaines de microns et quelques dizaines de millimètres. On les trouve inclus dans la matrice de la majorité des météorites : les chondrites. Les chondres peuvent avoir différentes textures par exemple de type porphyrique (contenant des cristaux reliques d'olivines et/ou de pyroxènes). Sur la figure 3, on distingue les chondres de type I contenant du fer à l'état de métal (réduit) ou de sulfure (FeS) et les chondres de type II où le fer est présent dans un état plus oxydé et entre dans la composition des silicates. Au cours des dernières décennies, de nombreuses expériences ont été menées pour tenter de reproduire les différents types de chondres en cristallisant des liquides silicatés.

La figure 3 montre différents types de CAIs en images élémentaires en X-ray (a-d; rouge = Mg, vert = Ca, and bleu = Al) et en images en électrons rétrodiffusés (e, f) :

- (a) Type A compacte (CTA)
- (b) Type B
- (c) Type C
- (d) Type B (contenant de la forsterite)
- (e, f) CAI à grain-fins contenant du spinel.

Les différents minéraux entrant dans la composition des CAIs sont indiqués sur la figure 3 sous forme abrégée : an = anorthite ($\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$); fo = forsterite (Mg_2SiO_4); mel = melilite (solution solide d'åkermanite ($\text{Ca}_2\text{MgSi}_2\text{O}_7$) et de gehlenite ($\text{Ca}_2\text{Al}_2\text{SiO}_7$); pv = perovskite (CaTiO_3); px = Al, Ti diopside; sp = spinel (MgAl_2O_4). Toutes les CAIs, à part celle à grain-fin, ont une texture ignée, elles ont cristallisé à partir d'un liquide. Les CAI à grain-fin sont formées à partir d'une agrégation de petits condensats.

Les CAI et les chondres font partie des premières phases minérales qui se sont condensées dans le jeune système solaire. Les âges absolus² de certaines de ces phases ont pu être mesurés et ils sont de $4564.7 \pm 0.6 \cdot 10^6$ ans pour un chondre de la météorite CR Acfer 059 et $4567.2 \pm 0.6 \cdot 10^6$ ans pour une CAIs de la météorite CV Efremovka. L'âge de la plus ancienne ces CAIs date la formation du système solaire, et la différence de ~ 2 à 3 million d'années entre ces deux objets semble indiquer une formation plus tardive des chondres, mais cette conclusion doit être prise avec précaution car le chondre et la CAI de cette étude ne font pas partie de la même météorite mais dépendent de deux classes de chondrites

¹ Ca, Al rich Inclusions

² Les âges absolus de ces objets ont été mesurés avec la méthode dite « Plomb-Plomb » qui consiste à mesurer les abondances relatives en $^{204,206,207}\text{Pb}$ dont les teneurs dépendent du temps puisqu'ils se situent à la fin des chaînes de décroissance d'isotopes d'uranium à très longues durée de vie ($^{235,238}\text{U}$).

différentes. L'intérêt principal des CAIs et des chondres est qu'il s'agit de phases de haute température (> 1500 K) qui ne disposent que d'une fenêtre de formation très réduite, elles nous renseignent sur les conditions physico-chimiques des régions internes du disque durant les premiers millions d'années du système solaire.

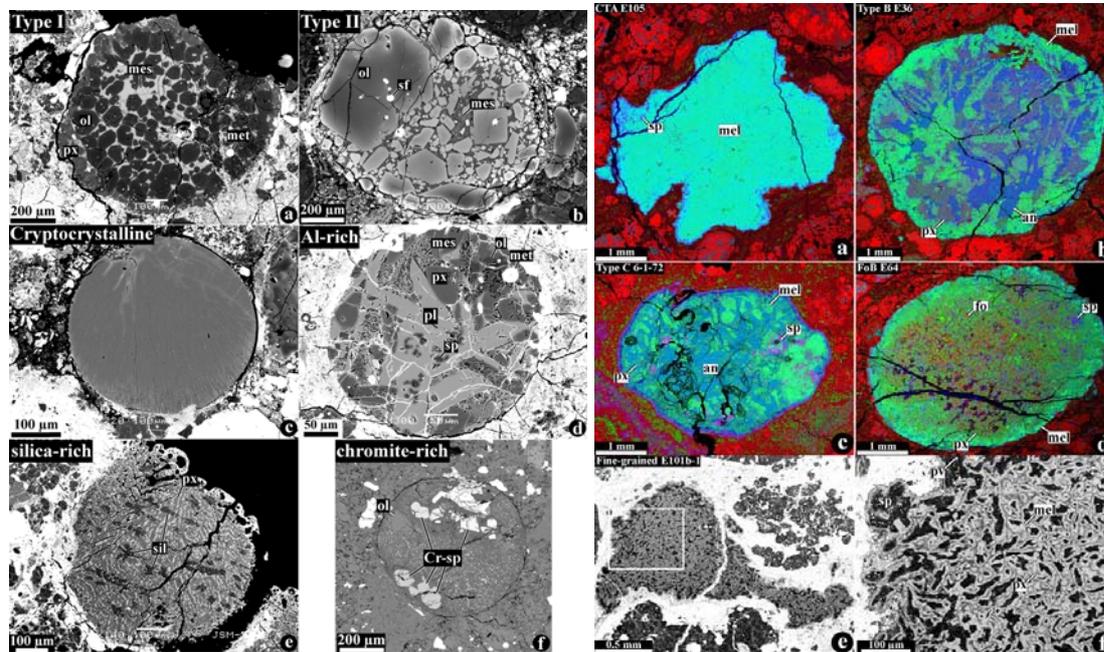


Figure 3 Gauche : Images en microscopie électronique (électrons rétrodiffusés) de différents type de chondres, Droite Images de différents types de CAI (Connolly 2005)

Indications bibliographiques :

(Connolly and Hewins 1996; Connolly and Love 1998; Connolly 2005), (Amelin, Krot et al. 2002), (Aleon 2008)

1.3. Matière solaire et « présolaire »

En plus des composants majeurs (CAIs, chondres et matrice), les météorites contiennent une proportion très faible de grains anormaux, hérités du milieu interstellaire précédant la formation du système solaire. Alors que les objets du système solaire présentent des fractionnements isotopiques de quelques ‰, ces grains « présolaires » montrent des anomalies isotopiques de plusieurs ordres de grandeurs plus élevées. Ce sont des phases minérales qui ont condensées dans différents environnements stellaires et ont survécu intactes jusqu'à nous. La comparaison des signatures isotopiques en éléments tels que Si, C, N, O, Xe, Al, Mg, ... permet pour une partie de ces grains d'identifier, par comparaison avec les modèles, le site astrophysique d'origine. L'interprétation des anomalies isotopiques de ces grains nécessite des modèles stellaires capables de calculer les compositions isotopiques attendues dans les éjectas de différents types d'étoiles : géantes rouges asymptotiques (AGB) SuperNovae (SN), Novae... La taille des grains présolaires varie entre quelques nanomètres pour les nanodiamants et quelques microns pour les autres (oxydes, graphites, SiC, ...). Leurs abondances peuvent varier fortement d'un type de météorites à un autre, l'ordre de grandeur restant au maximum de quelques dizaines de ppm (sauf pour les nanodiamants dont la concentration peut atteindre 1400 ppm) (Nittler 2003). Un exemple de l'exploitation des données isotopiques de ces grains est décrit à la fin de ce cours.

Indications bibliographiques:

(Zinner 1998; Zinner 2008)

2. Les collectes de poussières extraterrestres.

Depuis la fin des années 1980, des collectes de micrométéorites sont régulièrement organisées dans les régions polaires. Après un rapide retour sur l'enfance de cette discipline (fin XVIIIème –début XIXème), on décrira les expériences pionnières menées par M. Maurette (CSNSM) au Groenland puis en Antarctique. On expliquera ensuite l'intérêt majeur des régions centrales du continent Antarctique pour ce type de recherche.

2.1. Quelques aspects historiques

Bien que les témoignages de chutes d'objets célestes accompagnées d'explosions aient été rapportés depuis l'antiquité¹, la possibilité de trouver à la surface de notre planète des objets extraterrestres n'a finalement été complètement établie que tardivement, au début du XIXème siècle. Historiquement, c'est le livre de Chladni « *Über den Ursprung der von Pallas gefundenen und anderer ihr ähnlicher Eisenmassen und über einige damit in Verbindung stehende Naturerscheinungen*² » qui peut être considéré, avec le « Rapport Biot » comme étant à l'origine de la science sur les météorites. La paternité de l'origine extraterrestre des météorites fait l'objet de vastes controverses pour lesquelles nous renvoyons le lecteur à l'ouvrage collectif (McCall, Bowden et al. 2006).

Une idée répandue dans la communauté est que l'intérêt pour les petits corps en tant que tels n'est venue que tardivement, à partir des années 1970, en liaison avec la conquête spatiale. Et si un volume impressionnant de travail a été effectué depuis ces années-là sur les météorites, la littérature sur les poussières interplanétaires est considérablement moins fournie et globalement plus récente. Pourtant si l'on scrute les papiers originaux de la discipline, on peut s'apercevoir que dès le début du XIXème siècle, météorites et micrométéorites ont été reconnues comme les deux composantes du flux de matière extraterrestre sur notre planète et qu'à la fin du XIXème siècle le géologue finlandais Adolf Erik Nordenskjöld effectue les premières observations sur l'intérêt des régions polaires pour la collecte de matériaux extraterrestres en général et de la poussière en particulier.

2.1.1. Au début, il y avait déjà la poussière...

Si l'article original de Chladni ne comporte pas de mention sur la poussière, en revanche dans son catalogue des chutes connues depuis 1478 avant notre ère jusqu'à 1824, Chladni mentionne toutes les chutes de poussières connues.

On trouvera une traduction de ce document dans Annales de chimie Physique 1826, n31 p253-270 « Nouveau catalogue des chutes de pierres ou de fer ; de poussières ou de substances molles » et l'ensemble des observations de Chladni est repris dans Astronomie Populaire d'Arago en 1854 (voir la figure 4).

¹ Parmi les chutes antiques les plus célèbres, celle de 464 avant notre ère (Grèce, Anaxagoras cité par Pline), la chute de Ensisheim (Alsace, 1492) ou encore celle de Nogata (Japon, 861).

² Sur l'origine de diverses masses de fer natif et notamment de celle trouvée par Pallas en Sibérie, Chladni 1794

§ 6. — Chutes de poussières.

L'observation attentive des chutes de poussières fait présumer qu'elles ne diffèrent pas essentiellement des chutes d'aérolithes ordinaires. Quelquefois elles ont été accompagnées de chutes de pierres, comme aussi d'un météore de feu. Les poussières paraissent contenir à peu près les mêmes substances que les pierres météoriques. Il semble qu'il n'y a d'autre différence que dans la rapidité avec laquelle ces amas de matière chaotique dispersés dans l'univers, arrivent dans notre atmosphère. Probablement dans la poussière rouge et noire, l'oxyde de fer est la principale matière colorante. Dans la poussière noire, on trouve aussi du carbone. On doit regarder les pierres noires et très-friables tombées à Alais en 1806 (voir p. 196) comme formant en quelque sorte le passage de la poussière noire aux aérolithes ordinaires.

Figure 4 : Extrait de l'astronomie Populaire de Arago et Barrat (p 208).

A propos des poussières, Chladni, puis Arago à sa suite, font trois observations marquantes:

- Elles ne diffèrent pas essentiellement des chutes de pierres
- Elles sont accompagnées de chutes de pierres
- Elles contiennent à peu près les mêmes substances que les chutes de pierres, et certaines contiennent du carbone.

Ils concluent qu'« il ne semble pas qu'il y ait d'autre différence que dans la rapidité avec laquelle elles arrivent dans notre atmosphère ». Cette observation est remarquable si on constate que, à la fin des années 1970, le débat sur l'origine cométaire ou astéroïdale des poussières se fait en grande partie sur des considérations cinétiques.

De façon assez prémonitoire, Chladni note aussi une ressemblance entre la poussière et la météorite de Alais... l'une des rares chondrites carbonées identifiées à l'époque. Il suppose aussi la présence de carbone. Enfin, on remarquera que Chladni et ses successeurs directs (dont Arago) décrivent les poussières interplanétaires comme « rouges ou noires, l'oxyde de fer est la matière colorante ». Ils décrivent aussi une matière visqueuse et rouge. Il paraît probable qu'une large partie des poussières décrites soient en fait des poussières d'origine terrestre (peut-être désertiques ou volcaniques ?)

Dans un livre publié en 1868 par Edouard Roche, « Recherches sur les Offuscations du Soleil et les Météores Cosmiques », il est possible de mesurer combien, dès l'origine de la science des météorites, poussières et objets centimétriques étaient reliés (Roche 1868). Dans les extraits indiqués ci-dessous (voir les figures 5 et 6) on notera la continuité physique qui est établie entre poussières cosmiques et les « aérolithes » ainsi que l'affirmation que ces corps interagissent, ou sont les produits de l'interaction d'un météore avec la haute atmosphère.

Plus remarquable est l'intuition clairement énoncée d'une possible liaison entre les poussières et les comètes. Dans ce texte, E. Roche cite une possible relation de causalité entre les averses d'étoiles filantes d'août et novembre (Perséides et Léonides) et la traversée d'une queue de comète. Depuis, la science moderne a effectivement établi la relation directe entre ces deux averses et les comètes 109P/Swift-Tuttle (pour les Perséides) et 55P/Tempel-Tuttle (pour les Léonides)

Chladni a consacré aux « Chutes de poussières » un chapitre de son *Catalogue*, reproduit par Arago (*Astr. pop.*, tom. IV, pag. 208). Ces phénomènes y sont moins nombreux que les aérolithes, et, parmi les exemples cités, il en est dont l'origine extra-terrestre est discutable : ils s'expliqueraient également par des émanations de volcans, et ne se distinguent guère des faits consignés plus haut.

Mais, d'autre part, la fréquence des chutes météoriques conduit à penser que, puisqu'il existe dans l'espace une immense quantité de ces corps, il doit s'en trouver de toute dimension, depuis les plus gros aérolithes jusqu'aux poudres les plus ténues. Il se peut aussi qu'une météorite de grande dimension, mais de nature friable ou peu cohérente, vienne à se désagréger dans l'air humide, et nous arrive non plus sous forme de pierre, mais à l'état pulvérulent. Tant que les corpuscules restent suspendus dans l'air, ils en modifient la transparence : de là une autre explication des brouillards secs.

C'est ordinairement avec accompagnement de lumière et de bruit que ces corps traversent notre atmosphère; ils y perdent leur vitesse et se consomment¹, ou bien ils finissent par descendre à la surface du sol, en masse ou en pluie de cendres.

Les poussières que nous appelons météoriques, ne différant pas essentiellement des aérolithes, doivent présenter des caractères analogues. C'est ainsi qu'on les distinguera des cendres volcaniques, tout en tenant compte des circonstances qui ont accompagné leur chute, telles que pluie de pierre, détonation, explosion d'un bolide ou météore lumineux.

Figure 5 : Extrait de « Recherches sur les Offuscations du Soleil et les Météores Cosmiques » publié en 1868 par Edouard Roche (page 60).

Enfin, quelques-uns ont pensé que la Terre venant à rencontrer une queue de comète, celle-ci pourrait déposer dans l'air la substance même du brouillard sec. Cette opinion n'est appuyée jusqu'à présent sur aucun fait positif. Cependant, ce que nous avons vu plus haut de l'origine des étoiles filantes montre que la rencontre d'une comète avec la Terre donnerait lieu à des phénomènes atmosphériques de ce genre; mais comment savoir *à priori* quels seraient ces phénomènes? Une comète de nature analogue aux essaims d'août et de novembre, produirait sans doute une pluie d'étoiles filantes. Quelque autre, se rapprochant de la nature des aérolithes, pourrait bien laisser en suspension dans l'air un nuage de poussière, et diminuer ainsi, pour un temps, sa transparence. Toutes ces suppositions sont plausibles, et il serait aisé de les varier encore, de manière à rendre compte des diverses circonstances d'une offuscation; seulement il leur manque le contrôle de l'expérience.

Mais c'est trop s'arrêter à ces considérations hypothétiques. Ce sont plutôt des faits que nous avons voulu réunir dans notre travail; laissons au lecteur le soin d'en tirer les conséquences et de se former une opinion probable sur un sujet encore incertain.

Figure 6 : Extrait de « Recherches sur les Offuscations du Soleil et les Météores Cosmiques » publié en 1868 par Edouard Roche (page 63).

En conclusion on notera que E. Roche insiste sur le fait qu'une partie au moins des phénomènes d'« offuscation » est effectivement lié à l'entrée de particules dans l'atmosphère et il conjecture une relation possible entre poussières et comètes. Dans tous ces textes, les auteurs établissent (sur des critères minéralogiques) la proche relation entre les poussières et les météorites et, en particulier, celles qui formeront plus tard la classe particulière des chondrites carbonées (Orgueil, Alais). Même si dans cette littérature précoce il existe un flou entre *poussières* et *poudre de météorites*, force est de constater que, dès le début XIX^{ème} siècle, les fondations de la science des micrométéorites étaient déjà solidement plantées.

2.1.2. Nordenskjöld, les premières collectes polaires

Adolf Erik Nordenskjöld¹ est un géologue minéralogiste finlandais qui explora l'arctique à la fin du XIX siècle. Il est surtout connu pour sa collection de cartes géographiques qui fait partie du patrimoine international de l'Unesco (Memory of the World Register). La raison pour laquelle Nordenskjöld s'intéresse à la poussière cosmique est sans aucun doute liée à sa formation². Nous connaissons ses découvertes à travers les traductions de Daubré publiées dans les Comptes Rendus de l'Académie des Sciences (voir les figures 7 et 8).

En 1871 Nordenskjöld fait mention des "poussières météoritiques tombées, en même temps que les météorites proprement dites à Hessel près d'Upsal le 1^{re} janvier 1869 ». Cette poussière contenait de petites paillettes de fer métallique. On notera que, pour Nordenskjöld, il ne fait aucun doute que cette poussière est associée aux météorites. Dans une lettre écrite de la station d'hiver du Spitzberg (Mossel-Bay, 79°53') le 9 septembre 1872, Nordenskjöld rapporte deux observations :

- en décembre 1871, chute très importante de neige à Stockholm : Nordenskjöld prélève et fond cette neige pensant qu'elle a pu recueillir des poussières en suspension, il note la présence d'une forte quantité de poussières noire.
- il y note la présence de fer métal mais soupçonne la fumée des cheminées de Stockholm

Ainsi, Nordenskjöld est, à notre connaissance, le premier à comprendre et très clairement expliquer l'intérêt majeur de la neige et des régions polaires pour ce type de recherche. Dans la suite du CR de l'académie 1864 (p465) M. Daubrée rappelle dans son commentaire la possibilité que certains corps puissent se fragmenter à l'entrée atmosphérique et se retrouver ainsi sous forme de poussières. Si cela peut effectivement avoir lieu pour des météorites friables comme les chondrites carbonées, on verra plus loin que malgré leurs similarités, les poussières ne sont pas des chondrites carbonées réduites en poudre. On notera à nouveau la liaison entre micrométéorites et la classe particulière des chondrites carbonées.

¹ à ne pas confondre avec son neveu Nils Otto Gustaf Nordenskjöld (1868-1928) autre explorateur polaire, mais en Antarctique et un demi siècle plus tard.

² Il étudia en détail la chimie et la minéralogie du fer et du cuivre dans les mines de Tagilsk avec son père qui était minéralogiste.

« Je saisis l'occasion du retour de nos navires pour vous faire part d'une observation qui se rattache à une question qui, je le sais, vous intéresse beaucoup.

» Dans le mois de décembre 1871, il est tombé à Stockholm la quantité de neige la plus grande peut-être dont mémoire d'homme ait gardé le souvenir. Il neigea sans discontinuité pendant cinq ou six jours et telle fut cette quantité, qu'on eut à déplorer plusieurs victimes aux environs de la capitale. Pensant que les impuretés flottant dans l'atmosphère avaient dû se déposer avec les neiges des premiers jours, j'ai attendu la fin de leur chute pour recueillir, avec toutes les précautions possibles, les parties superficielles, et je les ai fait fondre pour voir si elles contenaient des parties solides. A mon grand étonnement, je m'aperçus bientôt que la neige ainsi obtenue renfermait une forte quantité de poussière noire comme de la suie et consistant en une substance organique riche en carbone. Cette substance ressemble tout à fait aux poussières météoriques tombées, en même temps que les météorites proprement dites, à Hesse près Upsal, le 1^{er} janvier 1869. Cette poussière contenait aussi de très-petites paillettes de fer métallique.

» Il était possible que la poussière charbonneuse, malgré le soin avec lequel elle avait été recueillie, fût due aux cheminées de Stockholm et que le fer métallique provînt aussi du fer dont sont faits la plus grande partie des toits de cette ville. Cependant, jugeant l'observation digne d'être étudiée, j'écrivis à mon frère, Carl Nordenskiöld, qui demeure dans une partie assez déserte de l'intérieur de la Finlande et qui s'occupe de météorologie, le priant de faire la même expérience. Ayant cherché à éviter les principales causes d'erreur et ramassé la neige dans une plaine entourée de forêts, il obtint aussi une poussière noire qu'il m'envoya. Mes analyses me prouvèrent qu'elle était de la même nature que celle de Stockholm; de l'une comme de l'autre on pouvait extraire, au moyen de l'aimant, des paillettes magnétiques qui, triturées dans un petit mortier d'agate, furent reconnues comme du fer métallique.

» Ayant fait recueillir de la neige pendant le printemps, en deux endroits de la Suède, cette neige me laissa également des paillettes de fer.

» On connaît la propriété que possèdent les vents de transporter les matières à de très-grandes distances. Aussi, je me proposai de reprendre cette question dans mon voyage arctique, où les circonstances devaient être plus favorables. A notre premier essai pour pénétrer vers notre station d'hiver, à travers les champs de glace, j'eus une excellente occasion de renouveler cette observation sur une glace flottante; j'observai à sa surface et à quelques centimètres plus bas une poussière grise mêlée de petits grains magnétiques. La neige recueillie dans ces conditions me fournit, après fusion, un résidu peu abondant. La poussière grise consistait, pour la plus grande partie, en diatomées entières ou brisées, et les points noirs, d'une grandeur atteignant un quart de millimètre, contenaient du fer métallique entouré d'oxyde de fer et contenant probablement aussi du charbon. A plusieurs reprises, j'ai constaté la présence du fer métallique, qui se décèle aussi en précipitant le cuivre d'une dissolution de sulfate de ce dernier métal.

» Cette dernière observation me paraît prouver que la neige et la pluie amènent des poussières cosmiques en petites quantités.

Figure 7 : Lettre de Adolf Erik Nordenskjöld (Mossel-Bay, 79°53') le 9 septembre 1872 (traduction de M. Daubrée CR 1873).

» Pendant l'hiver, j'espère pouvoir faire des observations nouvelles, et amasser une assez grande quantité de cette poussière pour en faire une analyse quantitative. Je désire aussi que quelqu'un en France puisse vérifier mes expériences. »

» A cette occasion, M. Daubrée rappelle l'observation qu'il présentait lors de la chute des météorites charbonneuses, qui eut lieu, le 14 mai 1864, aux environs d'Orgueil (Tarn-et-Garonne) (1). Les météorites de cette chute sont non-seulement tendres et friables, mais elles se réduisent en une poussière impalpable aussitôt qu'elle prend le contact de l'eau et que le sel soluble qui lui sert de ciment se trouve dissous. Ce fait apprendrait qu'il peut être parfois difficile de distinguer les corps pulvérulents arrivant des espaces planétaires de ceux qui sont enlevés à l'écorce terrestre par les vents, les trombes ou les phénomènes volcaniques. Le passage de météorites de ce genre à travers une simple pluie ou des nuages suffit, en effet, pour les déliter complètement et les rendre méconnaissables.

» L'exemple des météorites d'Orgueil faisait donc supposer que bien des chutes de ce genre doivent échapper journellement à l'observation, et montrait combien il importe d'être attentif aux masses pulvérulentes qui tombent à la surface de notre globe.

» Il est à espérer que, depuis que cette lettre a été écrite, M. Nordenskiöld aura recueilli, dans les régions polaires, assez de substances pulvérulentes pour pouvoir y constater à son retour un fait caractéristique, la présence ou l'absence du nickel. »

M. DAUBRÉE fait hommage à l'Académie d'une « Notice nécrologique sur M. Sauvage », qu'il vient de publier.

Figure 8 : Compte rendu de l'académie 1864 M. Daubrée p465

Indications bibliographiques : (Knöfel and Rendtel 1994) (McCall, Bowden et al. 2006) et (Gounelle 2006) (Arago and Barral 1854)

2.2. Les collectes modernes de micrométéorites

Après les observations de Nordenskiöld s'écoule une longue période durant laquelle l'étude de la poussière interplanétaire se concentre sur des expériences de collectes dans les fonds marins, l'étude de la lumière zodiacale et la collecte de sphérules cosmiques dans différents sédiments. L'essentiel de ces études se trouve résumé dans le livre « Interplanetary Dust » (Hodge 1981). La Table 1 résume la situation actuelle des nombreux endroits où la poussière extraterrestre (en particulier des sphérules cosmiques) a pu être collectée (Taylor and Lever 2001).

On notera, en particulier les collectes de sphérules cosmiques dans les fonds marins (Blanchard, Brownlee et al. 1980).

A la fin des années 1960, une série d'expériences menées par des équipes belges sont réalisées à partir de neige antarctique pour tenter de mesurer le flux de matière extraterrestre à la surface du globe (Brocas and Picciotto 1967) et (Hanappe, Vosters et al. 1968) (mesures d'éléments du groupe du platine par activation neutronique). Ces tentatives de collectes se sont poursuivies dès le milieu des années 1970 par la capture de petites micrométéorites dans la stratosphère terrestre par la NASA (voir Brownlee 1985). Pourtant, les collectes modernes de micrométéorites non fondues de "grandes" tailles (>25 µm) ont été

initiées par M. Maurette (CSNSM) et C. Hammer (NBI, Copenhague) au Groenland (Maurette et al., 1987). Les collectes ultérieures se sont poursuivies en Antarctique.

Table 1

Micrometeorite collections from sediments, sedimentary rocks, and polar deposits. The type column refers to the types of cosmic spherules recovered. When 'all' is used, both melted and unmelted micrometeorites were recovered.

Deposits	Age	Collection Technique	No. Examined	Type	Size Range (µm)	Reference
<i>Sediments</i>						
Deep sea	?	cores	100s	S & I	60–500	Murray and Renard, 1883, 1891
Deep sea	?	magnetic rake	>300	S & I	100–500	Brunn et al., 1955
Deep sea	<7 Ma	core from top 3 m	732	S & I	10–230	Laevastu and Mellis, 1955
Deep sea	<200 ka	magnetic sieve	4413	?	30–250	Pettersson and Fredriksson, 1958
Deep sea	?	750 kg sieved, mag. sep.	1200	I	149–351	Millard and Finkelman, 1970
Deep sea	0–100,000 yr(?)	magnetic rake	100s	S, G & I	≤5000	Brownlee et al., 1979
Deep sea	0–500,000 yr	mag. sep. box core	>700	S, G & I	100–000	Blanchard et al., 1980
Deep sea	0–700,000 yr	1 m clam shell sample	935	S & I	149–750	Murrell et al., 1980
Deep sea	0–350,000 yr	0–35 cm core, mag. sep.	258	S, G & I	50–500	Kyte, 1983
Desert sand	?	magnetic collector	32	I	30–300	Fredriksson and Gowdy, 1963
Beach sand	recent–1.6 Ma	hand magnet	?	I	80–650	Marvin and Einaudi, 1967
<i>Sedimentary rocks</i>						
Hardgrounds	145–185 Ma	crush and dissolve	?	I	100–300	Czajkowski et al., 1983
Hardgrounds	180 Ma	?	12	I	?	Jehanno et al., 1988
Claystones	recent–500 Ma	dissolution, magnetic sep.	?	?	<40	Crozier, 1960
Carbonates	30–40 Ma	dissolution, magnetic sep.	28	S & I	>100	Taylor and Brownlee, 1991
Salt deposits	~250 & ~400 Ma	dissolution, magnetic sep.	243	?	<40	Mutch, 1966
Sandstones	1.4 Ga	mineral separation	4	S	60–125	Deutsch et al., 1998
<i>Polar ice and sediment</i>						
<i>Greenland</i>						
Cryoconite	?	heavy liq. separation	?	S?	100–200	Wulfing, 1890
Cryoconite	0–3000 yr	suction, filter and pick	~3500	all	50–300	Maurette et al., 1987
Cryoconite	<2 ka	suction, filter and pick	>100	all	100–1000	Maurette et al., 1986
<i>Antarctica</i>						
Eolian deposits	<2.5 Ma(?)	sieved and hand picked	840	S	125–500	Hagen et al., 1990
Eolian deposits	0–100,000 yr(?)	wet sieved and hand picked	>100	S	64–1000	Harvey and Maurette, 1991
Ice cores	1800–1961 AD	melt and filter	?	I	15–180	Thiel and Schmidt, 1961
Ice cores	2300–100 BC	melt and filter	5	S, G, V	50–160	Yiou and Raisbeck, 1987
Ice	?	melt and filter	76	all	50–400	Maurette et al., 1991
Snow and ice	1100–1500 AD	suction bottom and filter	1600	all	50–800	Taylor et al., 1998

Tableau 1 : Résumé de l'ensemble des collectes de micrométéorites provenant de différents sédiments (Taylor and Lever 2001)

2.2.1. Les expéditions au Groenland

Dans le cadre de la collaboration entre M. Maurette et C. Hammer, 3 expéditions ont eu lieu au Groenland : Blue Lake I (juin 1984), Blue Lake II-III (juin 1987) et Hanstausen 1995 (voir Figure 9). Par la suite, une tentative de collecte d'une pluie des Léonides a été effectuée par l'équipe du CSNSM en 2006 sur le site de North Grip (75,1 N and 42,3 W).



Figure 9 : Carte de Groenland (Reeh, Oerter et al. 2002).

La technique de collecte mise au point par M. Maurette et C. Hammer utilise la fonte naturelle de la calotte glaciaire qui forme des lacs 'bleus' saisonniers et de trous à la surface des glaciers Groenlandais. Au fond de ces lacs et de ces trous se forme une boue noire, la cryoconite¹ (voir Figure 10). Elle est composée de matière organique et encapsule les particules de poussières (terrestres et extraterrestres). Cette boue est recueillie par pompage, puis désagrégée et filtrée pour obtenir un sable qui comporte principalement des grains terrestres de couleur claire et une faible proportion de micrométéorites (<1%), reconnaissables aisément du sable terrestre par leur couleur foncées (voir Figure 11).

Tout en étant la première tentative réussie de collecte à grande échelle de micrométéorites non fondues (le volume cyclé dans les lacs bleus chaque année étant énorme, la cryoconite s'enrichit peu à peu en grains extraterrestres). Cette technique présente les inconvénients de biaiser la collecte en faveur des grains les plus résistants et de contaminer les poussières (en particulier en matière organique terrestre).

Ces échantillons de cryoconite sont encore exploités au CSNSM où ils sont désagrégés par deux voies séparées ou complémentaires : i) chimique (eau oxygénée) et/ou ii) mécanique (brossage sur des tamis inox).

¹ La cryoconite fut pour la première fois décrite par Nordenskjold, N.E. (1875): Cryoconite found 1870, July 19th-25th, on the inland ice, east of Auleitsivik Fjord, Disco Bay, Greenland; Geol. Mag., Decade 2, 2, 157-162

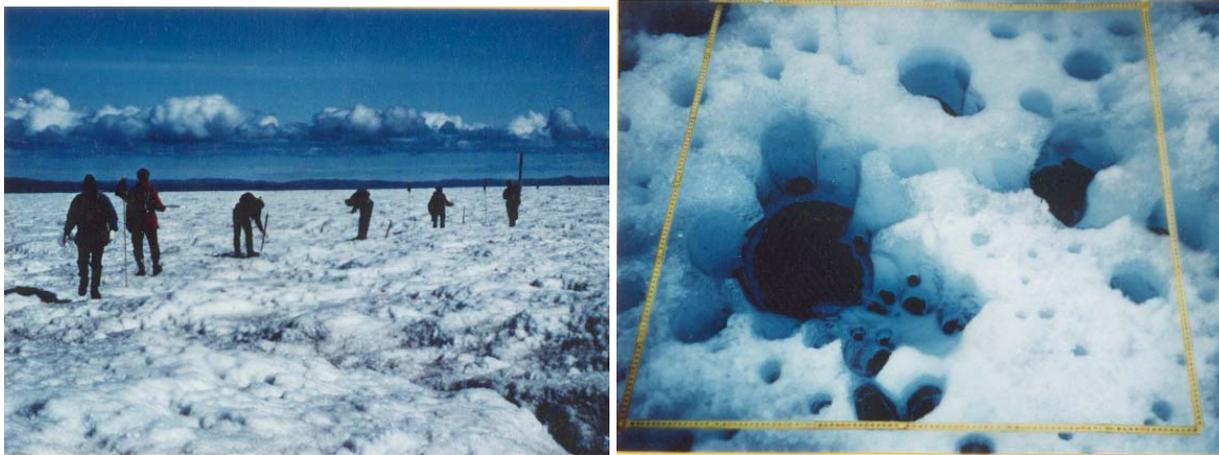


Figure 10 : Expédition Blue Lake menée par M. Maurette et C. Hammer (droite). Trou à cryoconite (gauche) (© M. Maurette, CSNSM)..

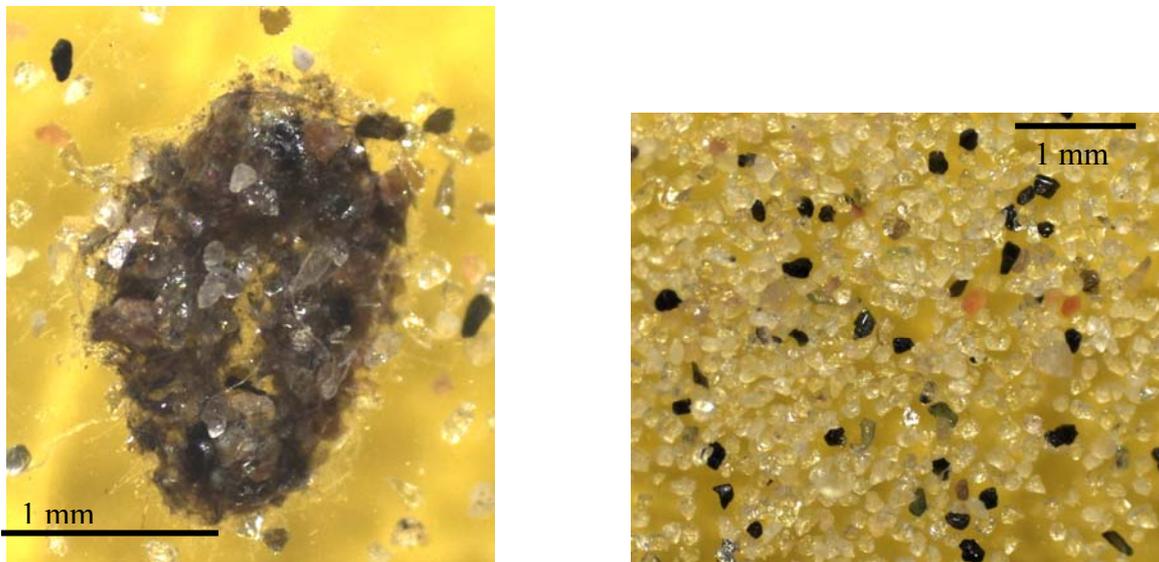


Figure 11 : gauche : cocon de cryoconite. Droite résidu obtenu après désagrégation de cryoconite, les grains de couleur claire sont terrestres alors qu'une large partie des grains de couleur sombre sont des micrométéorites (© CSNSM).

Indications bibliographiques :
(Maurette, Hammer et al. 1986; Maurette, Jéhano et al. 1987)

2.2.2. Les collectes côtières à Cap Prud'homme

En 1987, M. Maurette initie le premier programme de recherche de Micrométéorites dans les champs de glace bleue voisins de la station de Cap Prud'homme qui est située en bordure du continent Antarctique. Six collectes de micrométéorites ont eu lieu à Cap Prudhomme. En Décembre 1987-Janvier 1988, sous la responsabilité de M. Maurette (CSNSM), une première collecte a lieu en collaboration étroite avec G. Pourchet (LGGE). En Janvier 1991 une nouvelle collecte a lieu, sous la responsabilité de M. Maurette dans le cadre de la collaboration EUROMET. En Décembre 1994-Janvier 1995, une 3eme expédition a lieu toujours sous la responsabilité de M. Maurette avec le concours de G. Immel (CSNSM). Cette collecte est, à l'heure actuelle, la collection côtière de micrométéorites la plus performante jamais réalisée. En Janvier 1998 dans le cadre de la thèse de doctorat de M.

Gounelle effectuée sous la direction de M. Maurette, une nouvelle expédition applique le même principe de collecte mais sur le glacier de l'Astrolabe voisin de la station Cap Prudhomme (M. Gounelle et G. Immel). Deux collectes de faible statistique ont été effectuées à proximité de la station Cap Prudhomme par J. Duprat et G. Immel (Janvier 2000), J. Duprat et C. Engrand (Janvier 2002).

Le principe de collecte utilisée à Cap Prudhomme consiste à réaliser des poches d'eau en injectant de l'eau chaude dans une amorce de trou réalisé avec un carottier. L'eau est pompée en surface de la poche à l'aide de pompe immergée en inox, réchauffée par une ou plusieurs chaudières au fioul (70° C), puis réinjectée dans la poche. Au bout de plusieurs heures une poche de 2-4 m³ est réalisée. Le principal problème pouvant être rencontré dans ce type de technique est la vidange intempestive de la poche lorsque sa progression atteint une fissure du champ de glace bleue. Une fois la poche réalisée, le sédiment déposé au fond est pompé et tamisé à travers une série de filtres de 400, 100, 50 et 25 µm.

Cette technique, mise au point et perfectionnée par M. Maurette, G. Pourchet et G. Immel s'avère particulièrement efficace dans les champs de glace bleue stagnante où, d'année en année, les couches de glace subissent une érosion progressive (par les vents et/ou le soleil). On assiste alors à une concentration progressive des particules à la surface du champ de glace. La profondeur à laquelle les particules se stabilisent dépend de nombreux facteurs non-maitrisés et pouvant évoluer rapidement : taux d'érosion de la surface, vitesse de sublimation de la neige, profondeur de pénétration de l'onde thermique solaire ... Dans tous les cas cette profondeur d'équilibre (sans doute comprise entre quelques cm et quelques dizaines de cm) est inférieure à la profondeur des poches réalisées (environ 2m). Ainsi, la collecte des poussières contenues dans la poche permet d'intégrer le processus d'accumulation sur des échelles de temps allant de quelques centaines années à plusieurs dizaines de milliers d'années et d'obtenir sur une surface donnée (d'environ 1-2 m²) un nombre important de particules (plusieurs milliers par poche).

Toutefois, si cette technique a de nombreux avantages, elle présente aussi des biais. Les collections effectuées à Cap Prudhomme sont dominées par les poussières terrestres (>80%) provenant de la moraine située sous le glacier. Ainsi, avant de procéder aux analyses chimiques et isotopiques qui établissent de façon non ambiguë l'origine extraterrestre de la particule, il faut procéder à une présélection manuelle des grains au microscope. Cette présélection repose essentiellement sur l'aspect de la surface extérieure des micrométéorites connues à ce jour : elles présentent une couche superficielle de magnétite (oxyde de Fer, Fe₃O₄) acquise lors de leur freinage brutal dans les hautes couches de l'atmosphère. Cette couche d'aspect sombre permet de « reconnaître » très efficacement ces grains parmi des centaines de grains de sable glaciaire de couleur plus claire. Une telle présélection présente clairement le risque d'introduire un biais dans notre connaissance des différents types de matériaux extraterrestres accrétés par notre planète. Il est tout à fait envisageable qu'il existe des classes de micrométéorites dont la composition chimique, les caractéristiques minéralogiques et/ou les vitesses et angles d'entrée dans la haute atmosphère sont telles qu'elles ne présentent que très peu ou pas de couche superficielle de magnétite. Ainsi, une analyse de la composition isotopique en Néon a démontré l'origine extraterrestre de particules qui avaient été classées comme d'origine terrestre.

Concernant les micrométéorites collectées dans les champs de glace bleue de Cap Prudhomme, plusieurs étapes peuvent s'avérer particulièrement destructrices. Elles subissent de fortes contraintes mécaniques lors de leur transport dans le fleuve de glace depuis leur point de chute jusqu'à leur point de collecte. Durant leur longue période d'accumulation proche de la surface du champ de glace bleue, elles subissent très probablement de nombreux cycles de congélation-décongélation qui peuvent s'avérer particulièrement destructeurs pour les objets poreux et friables. Enfin, même si sous l'impulsion de M. Maurette de nombreux progrès ont été accomplis dans ce domaine, les

techniques de vidange des poches d'eau continuent à faire intervenir un pompage mécanique qui, à son tour, peut s'avérer fatal aux échantillons les plus fragiles. L'exposé, même succinct, des nombreux résultats obtenus à partir de ces objets dépasse de loin le cadre de ce cours. On conseillera donc vivement au lecteur intéressé un livre récent de M. Maurette (Maurette 2006) et un article de revue (Engrand and Maurette 1998) où se trouve résumé l'essentiel de cette problématique.

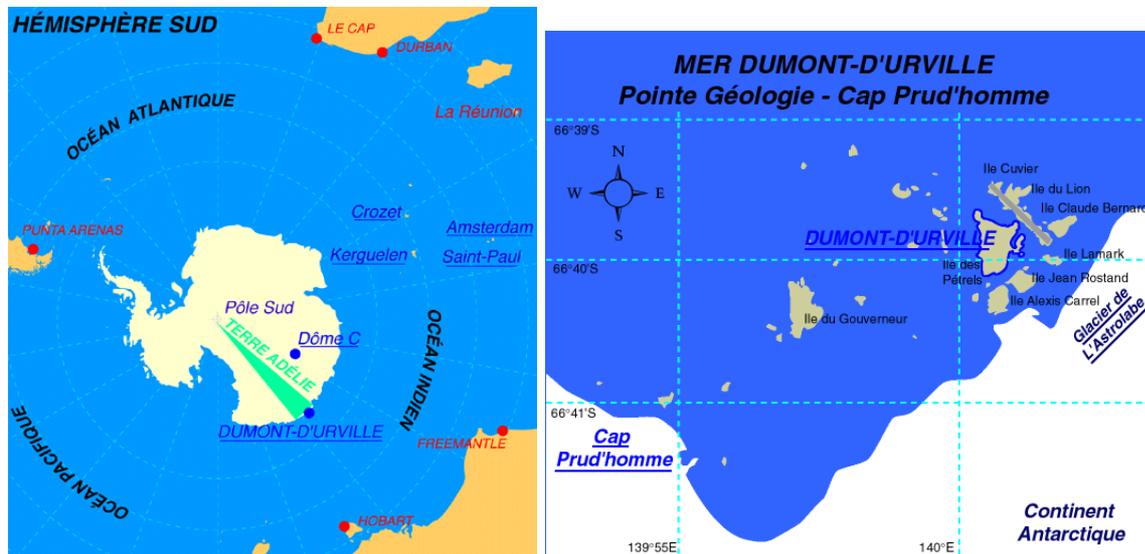


Figure 12 : Carte de la position de la terre Adélie et de la base côtière de Cap Prud'homme (© IPEV)

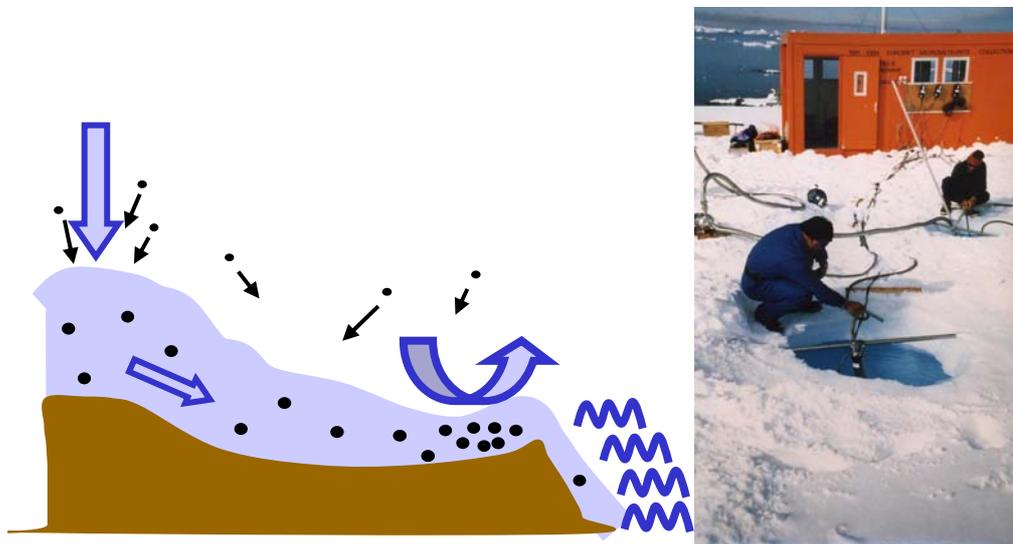


Figure 13 : principe de collecte de micrométéorites dans les champs de glace proches de la base de Cap Prud'homme.

Indications bibliographiques :

(Olinger, Maurette et al. 1990), (Maurette, Olinger et al. 1991), (Maurette, Immel et al. 1992), (Maurette, Immel et al. 1994), (Engrand and Maurette 1998), (Gounelle, Maurette et al. 1999), (Maurette 2006).

2.2.3. Les collectes Américaines et Japonaises

A la suite de travail pionnier de M. Maurette, des équipes américaines et japonaises ont développé des programmes de collectes de micrométéorites. L'équipe américaine a obtenu des résultats spectaculaires en pompant le fond du puits d'eau potable de la station South-Pole. Cette collecte a permis d'obtenir une valeur minimale du flux de sphérules cosmiques sur terre : 1600 ± 300 tonnes /an.

Depuis plus d'une décennie, les expéditions polaires japonaises ont développé un programme de recherche de micrométéorites. Ces collectes se sont concentrées à Dôme F (Dome Fuji, 77.3° S, 39.7° W) et dans les champs de glaces bleues proches de Tottuki Point, à 17km au nord ouest de la station permanente Syowa. Les collectes effectuées à Dôme Fuji ont été réalisées dans l'unité de production d'eau potable de la station.

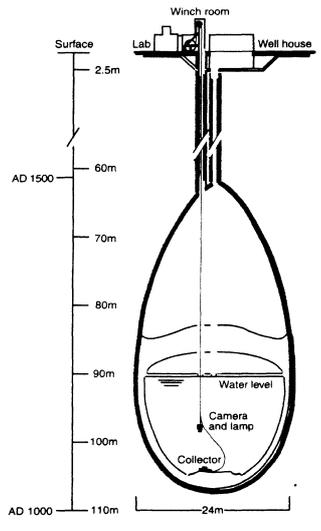


Figure 14 : Puits d'eau potable de la Station polaire Amundsen-Scott (Pôle Sud), les micrométéorites ont été extraites grâce à un collecteur (pompe) dirigé par une camera (Taylor, Lever et al. 1998).

Indications bibliographiques :

(Taylor, Lever et al. 1998), (Taylor, Lever et al. 1995; Taylor, Lever et al. 1996) (Nakamura, Imae et al. 1999)

2.3. Un cas particulier : Le programme « Micrométéorites @ CONCORDIA »

Peu de pays sont parvenus à construire des stations scientifiques dans les régions centrales du continent Antarctique : South Pole-Scott-Admusen (USA), Vostok (RU), Dome Fuji (Jp). Depuis 1999, l'équipe d'Astrophysique du Solide du CSNSM a initié un nouveau programme de collecte de micrométéorites dans les régions centrale du contient Antarctique. On commencera par décrire les avantages des régions centrales du continent Antarctique pour ce type de recherche, puis le programme de recherche « Micrometeorites @ CONCORDIA » est décrit.

2.3.1. Pourquoi les régions centrales Antarctiques ?

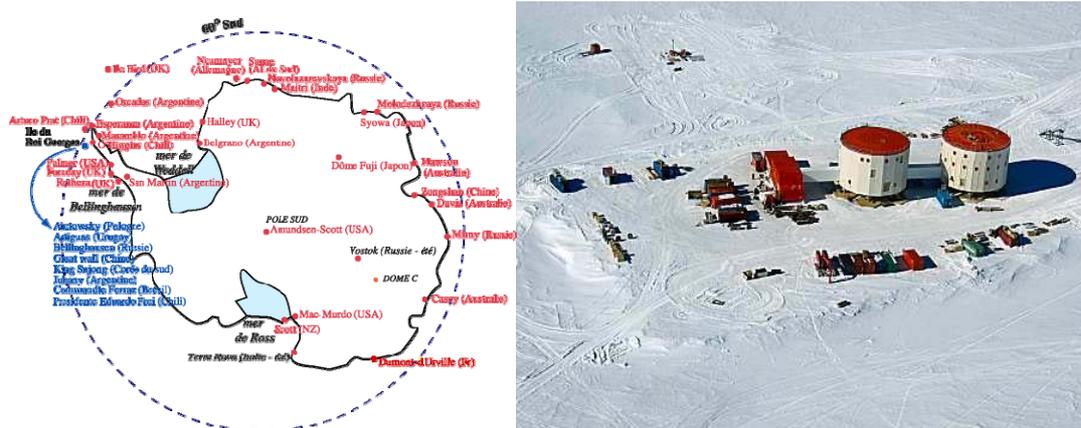


Figure 15 : Localisation de la base CONCORDIA (droite) à Dôme C (75°S, 123°E). (© IPEV)

Le site de Dôme C (75°S, 123°E) est situé sur les hauts plateaux de la partie ouest du continent (voir Figure 15). Entre 1998 et 2005, les instituts polaires français (IPEV) et italien (PNRA) y ont construit la base CONCORDIA. Ce site a été choisi pour le programme de forage profond EPICA.

Le site de Dôme C présente des avantages significatifs pour la recherche de poussières extraterrestres et les collectes effectuées à CONCORDIA peuvent donc nous permettre de nous affranchir de biais présents dans les collectes côtières à la surface des champs de glace bleue.

Le taux annuel d'accumulation de neige y est très faible, d'environ 10 cm par an (3.5 g/an/cm²). Les couches de neiges correspondant aux niveaux de 1965-66 sont situées à une profondeur de 3-4 mètres. Elles sont donc accessibles en creusant une tranchée à l'aide d'un engin et de larges surfaces de neiges peuvent en être extraites sans logistique lourde.

La valeur moyenne de cette accumulation annuelle de neige a fait l'objet, sur ce site, d'études détaillées de différentes équipes de glaciologie (LGGE Grenoble, CEA Saclay). Pour la période 1955-79, des mesures du taux de radioactivité β en fonction de la profondeur ont permis de clairement mettre en évidence les années 1955 et 1965 correspondant à l'arrivée sur le site des retombées de différentes séries d'essais nucléaires atmosphériques.

La neige de Dôme C est très isolée de toute source de poussière terrestre. Le site de Dôme C se situe à plus de 1000 km des côtes et le régime de vents dominants souffle de l'intérieur vers l'extérieur du continent : il s'agit d'un site exceptionnellement préservé de toute source naturelle de poussière terrestre. Contrairement aux champs de glace bleue côtiers qui présentent une contamination en sable issue de moraines, à Dôme C, le lit rocheux est situé à plus de 3,5 km profondeur ce qui nous élimine toute contamination de ce type. En traitant dans des conditions de propreté adéquate plusieurs tonnes de neige provenant de niveaux antérieurs à l'arrivée de la logistique sur place en 1994, il est possible de recueillir les grains initialement contenus dans la neige et d'analyser la totalité des particules de poussière collectées sans aucune présélection sur leur aspect extérieur. Grâce à sa localisation même, le site de Dôme C présente donc un fort potentiel de découverte de nouveaux types de poussières interplanétaires.

A Dôme C, les micrométéorites se trouvent, sur leur point de chute, piégées dans une couche de neige à très basse température. Elles ne subissent que de très faibles contraintes mécaniques et, la température sur le site de Dôme C ne s'élevant jamais au delà de -20° C, elles ne subissent aucune altération aqueuse. Ainsi, en adoptant une technique de fonte et de filtrage sans contraintes mécaniques fortes, on peut espérer trouver des poussières friables impossibles à collecter ailleurs.

2.3.2. Le protocole expérimental

Dans le cadre de ce programme, nous avons effectué trois expéditions à Dôme C. En Janvier 2000, la première expédition (Duprat, Immel CSNSM) a permis de faire une démonstration de faisabilité. Nous avons collecté des échantillons de neige de surface (prélevé jusqu'à 30 km de la station) où nous avons constaté la présence de pollutions de suie noire provenant essentiellement de l'activité humaine sur le site (fumée d'engin, centrale thermique). Pour obtenir des échantillons propres, nous avons développé une nouvelle technique en collectant la neige dans des tranchées de 4-6 mètres de profondeur. La neige prélevée correspond à des couches tombées entre 1950 et 1970, une époque bien antérieure à l'arrivée de toute activité humaine dans ce secteur en 1994. Toutefois, le fondoir utilisé n'était pas performant (simple cuve, échangeur interne) et une quarantaine de particules extraterrestres seulement ont finalement pu être collectées.

En janvier 2002, la mission de terrain comprenait deux chercheurs du CSNSM : C. Engrand et J. Duprat. A cause d'importantes difficultés logistiques due à des conditions climatiques particulièrement rudes, l'essentiel du matériel n'a pu être débarqué du bateau cette année-là et une partie a été perdue à l'eau¹. Malgré ces difficultés, cette expédition a pu être menée à bien grâce à un fondoir de secours et la collecte a été fructueuse : plus de 250 particules d'origine extraterrestre collectées (soit presque 10 fois plus que lors de l'expédition de collecte précédente).

Enfin, en Décembre 2005-Janvier 2006 (J. Duprat/M. Gounelle), nous avons été en mesure d'utiliser l'ensemble du dispositif mis au point au CSNSM. La neige a été fondue dans un fondoir double cuve en inox (qualité 316L) de 1m³ équipé d'une chaudière Chaffoteaux et Maury² de 35kW fonctionnant au propane pour limiter au maximum la production de suie (voir Figure 16).

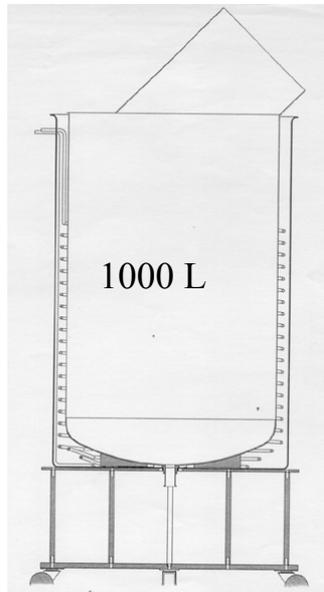


Figure 16 : Fondoir utilisé lors de la troisième expédition de collecte de micrométéorites à CONCORDIA (Janvier 2006)

¹ Deux caisses de matériel ont été emportées par les vents sur la piste du Lion devant la station de Dumont d'Urville.

² Depuis le début du programme à Dôme C, cet industriel nous a constamment aidé en nous fournissant le matériel et de l'aide technique (J. Berthelot).

Date	Neige traitée m ³	Volume effectif m ³	Prof.	Fondoir	Temps exposition à l'eau	Efficacité	N	ET/T	Pollution
Janvier 2000	9	3	0-80 cm 2-4 m	Cuve 1 m ³	100 heures	30 %	40	1-5 %	Fibres, Glycol, poussières ...
Janvier 2002	12	11	2-4 m	Double Cuve 100 L	48 heures	> 60 %	500	10-50%	Fibres textile, rares poussières
Janvier 2006	25	24	3-5 m	Double Cuve 1000 L	12 heures	> 80 %	> 1300	>50 %	Très faible (fibres, éclats de peintures)

Tableau 2 : Résumé des différentes campagnes de collectes de micrométéorites à CONCORDIA. La colonne ET/T indique le rapport entre particules d'origine extraterrestre et d'origine terrestre observé dans les filtres.

2.3.3. Une collection unique, des échantillons remarquablement préservés

Les particules collectées en 2000, 2002 et en 2006 ont été caractérisées en collaboration avec le NHM de Vienne (Pr. G. Kurat) et l'Université de Lille (Pr. H. Leroux). Différents types sont montrés sur la figure 17. L'origine extraterrestre de plus de 1000 grains a pu être établie sur la base de leurs caractéristiques minéralogiques et de leur composition en éléments majeurs (voir le spectre de la Figure 18). Ces particules forment la Collection CONCORDIA. Il est à noter que, grâce aux améliorations apportées à l'ensemble du protocole d'extraction/fonte/filtration, nous avons pu atteindre en 2006 une proportion de grains extraterrestre (par rapport aux contaminations terrestres, voir le rapport ET/T dans le tableau 2) supérieur à 50%. La majorité des poussières terrestres observées proviennent de contaminations apportées lors du processus de collecte lui-même et/ou de l'activité humaine sur le site. Ce résultat démontre que, dans le domaine des tailles supérieures à 50 µm, l'essentiel des poussières contenues dans la neige de Dôme C est d'origine extraterrestre. Collectées dans une neige de surface, il s'agit là, avec la nouvelle collection Japonaise provenant de Dôme Fuji, des premières micrométéorites contemporaines collectées à ce jour (l'âge de chute de celles collectées antérieurement à Cap-Prudhomme, est évalué à 50.000 ans).

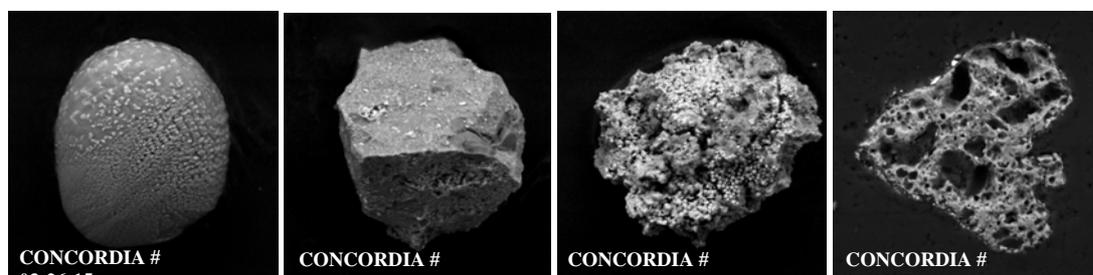


Figure 17 : Différents types de micrométéorites, de gauche à droite : une sphérule cosmique, une micrométéorite cristalline, une micrométéorite à grain fin et une section polie d'une micrométéorite à grain fin présentant des vésicules dues au dégazage de la particule à l'entrée atmosphérique.

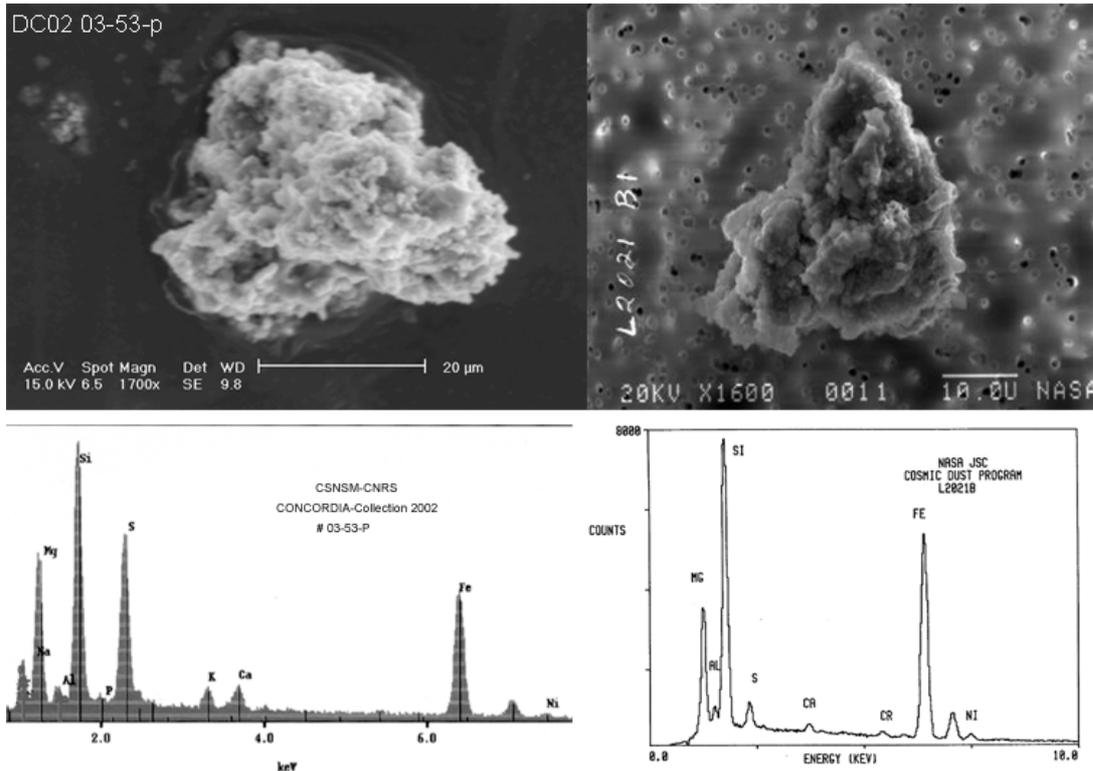


Figure 18 : (gauche) Micrométéorite de la CONCORDIA-Collection (CSNSM-CNRS) (Duprat, Engrand et al. 2004); (droite) Poussière Interplanétaire stratosphérique (NASA)

La Collection CONCORDIA a révélé l'existence d'une nouvelle famille de micrométéorites caractérisée par une matrice à grains fins avec une texture très friable (voir Figure 18). L'absence de ce type de particules fragiles dans les collections antérieures peut s'expliquer par leur destruction par contraintes mécaniques soit durant leur transport dans le fleuve de glace, soit durant les cycles de congélation/décongélation lors du processus d'accumulation, soit enfin par le pompage mécanique lors de leur collecte (Duprat, Engrand et al. 2003). Ce type de micrométéorites est particulièrement intéressant car sa texture fragile indique qu'elle n'a été que très peu altérée lors de son entrée atmosphérique. La découverte de ces micrométéorites friables permet d'espérer pouvoir enfin faire le lien entre les deux types de poussières interplanétaires actuellement disponibles en laboratoire : les micrométéorites polaires et les poussières interplanétaires collectées dans la stratosphère par la NASA (Interplanetary Dust Particles, IDPs).

Les micrométéorites de la CONCORDIA-Collection sont caractérisées par une présence massive d'inclusions de sulfures de fer; 65% des micrométéorites en contiennent alors qu'elles étaient beaucoup plus rares (<15%) dans les collectes précédentes. Une analyse a permis d'identifier dans la CONCORDIA-Collection une dolomite, $\text{CaMg}(\text{CO}_3)_2$. C'est la première fois qu'un carbonate est mis en évidence dans une micrométéorite polaire. Les sulfures de fer et les carbonates étant des phases minérales particulièrement solubles dans l'eau, ces résultats démontrent que, dans les régions centrales Antarctiques, il est possible de collecter des particules ayant subi une altération terrestre minimale. La comparaison de ces sulfures de fer et des carbonates avec ces mêmes phases observées dans les IDPs et les chondrites carbonées peut nous apporter de précieuses contraintes sur la température et les réservoirs de formation de ces différents objets dans le système solaire primitif.

Grâce à la collection de micrométéorites du CSNSM, nous avons pu comparer la CONCORDIA-Collection avec les micrométéorites à grains fins collectés dans les champs de glace bleue de Terre Adélie. Une analyse quantitative de la matrice à grains fins des micrométéorites de CONCORDIA nous a permis de montrer que sa composition en éléments majeurs est compatible avec la composition solaire de référence (celle des météorites

chondrites carbonées de type CI) alors que celle des micrométéorites collectées précédemment est caractérisée par d'importants appauvrissements en S, Ca et Ni (Figure 19). L'origine de ces appauvrissements était débattue : altération terrestre, dégazage lors de l'entrée atmosphérique, caractéristique intrinsèque... Le résultat obtenu avec la CONCORDIA-Collection a permis de trancher : ces appauvrissements sont dus à une altération terrestre lors du séjour des micrométéorites dans les champs de glace bleue.

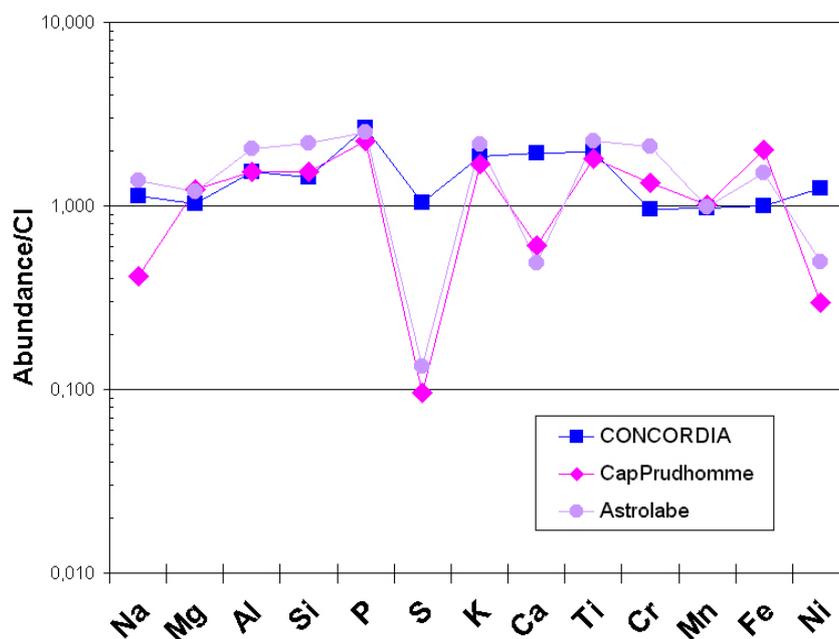


Figure 19 : Comparaison de la composition globale des micrométéorites de la CONCORDIA-Collection avec celles des micrométéorites collectées dans les champs de glace bleue (Cap Prud'homme et Glacier de l'Astrolabe). Les compositions sont normalisées à la composition solaire de référence (celle des météorites chondrites carbonées de type CI (Duprat, Engrand et al. 2004)

Grâce au travail effectué sur la collection de Janvier 2006, plus de 500 particules ont été analysées. Chaque grain a été fragmenté en salle blanche, puis analysé par microscopie électronique à balayage et sa composition chimique déterminée. Ces analyses ont été effectuées en partie à l'Université de Lille, au laboratoire IDES-Orsay et grâce à la Centrale de micro-nano-technologie IEF-MINERVE.

Parmi les particules extraterrestres identifiées et caractérisées minéralogiquement, une dizaine présentent une matrice à grain très fin comprenant une matière exceptionnellement riche en carbone : ce sont des micrométéorites 'ultracarbonées' (UCAMM). Une particule similaire avait été reportée dans la collection de micrométéorites japonaise. L'analyse en microscopie à transmission (TEM) de ces particules fait apparaître une texture poreuse présentant un grand nombre de sulfures de Fer ainsi que de nombreuses phases minérales de taille micronique et sub-micronique intimement liées à la matière organique des UCAMM. Les résultats obtenus renforcent le lien entre les micrométéorites ultracarbonées, les particules de poussières interplanétaires collectées dans la stratosphère par la NASA (IDPs) et les grains CHON observés dans la comète de Halley.

Indications bibliographiques :

(Pinglot, Pourchet et al. 1981; Petit, Jouzel et al. 1982)

(Kurat, Koeberl et al. 1994)

(Duprat, Hammer et al. 2001; Duprat, Engrand et al. 2005) (Duprat, Engrand et al. 2007)

(Nakamura, Noguchi et al. 2005) (Dobrica, Engrand et al. 2008)

3. Deux exemples d'analyses isotopiques *in-situ* de matière extraterrestre

3.1. Le principe de la technique SIMS

La spectrométrie de masse des ions secondaires (SIMS), ou microsonde ionique, initialement conçue par G. Slodzian, permet d'atteindre une haute résolution spatiale ($\sim 1 \mu\text{m}$ pour les microsondes ioniques conventionnelles et $\sim 100 \text{ nm}$ pour le NanoSIMS¹). L'impact d'un faisceau d'ions d'une dizaine de keV d'énergie sur la surface de l'échantillon solide produit une émission d'ions secondaires qui sont analysés par un spectromètre de masse. Cette méthode permet de réaliser des mesures *in situ* sur de très petites quantités de matière (quelques ng à quelques pg). Le type de précision sur les mesures isotopiques est de l'ordre de 0.1% (soit 1 ‰).

On distingue deux types d'utilisation :

- le mode fixe où le faisceau primaire assez intense (jusqu'à une dizaine de nA, avec une taille $< 20\text{-}30 \mu\text{m}$ de diamètre) est ajusté sur la plage à analyser. Typiquement les courants secondaires peuvent atteindre de l'ordre de 10^6 ions/sec dans le cas de comptage par compteur discret (multiplicateur d'ion) ou quelques $10^8\text{-}10^9$ ions/sec dans le cas de comptage par cage de Faraday.
- Le mode image où le faisceau primaire est balayé sur l'échantillon (sur des zones de l'ordre pouvant atteindre $100 \times 100 \mu\text{m}$) et le système de comptage mis en coïncidence afin d'obtenir une cartographie isotopique. Dans ce cas, on utilise des courants primaires moins intenses (quelques dizaines de pA) mais la taille du faisceau peut être réduite à 50 nm dans le meilleur des cas.

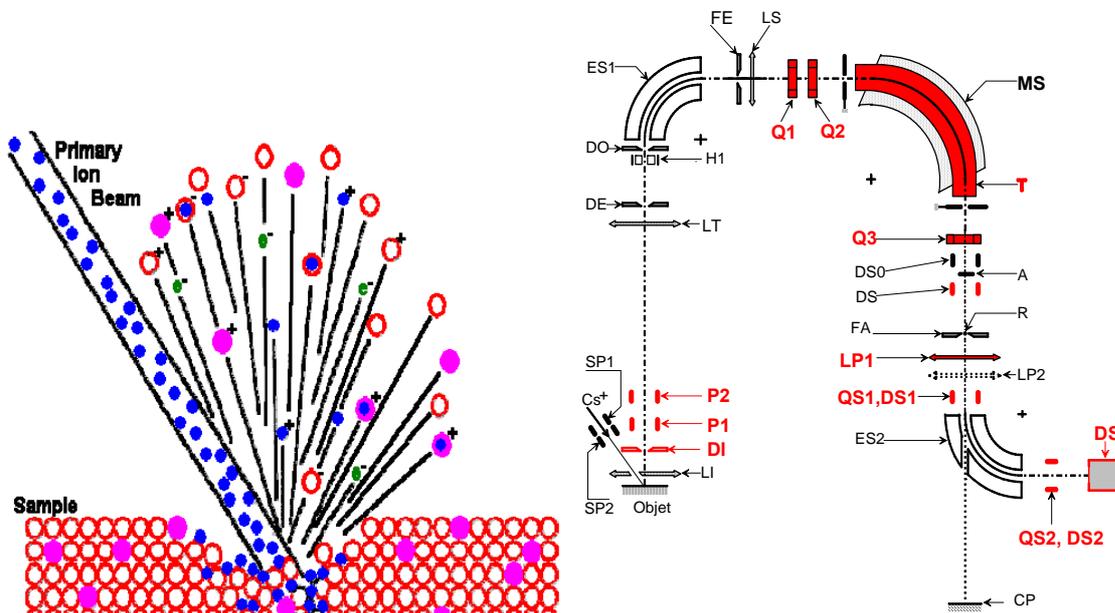


Figure 20 : Principe de la technique de spectrométrie de masse par émission ionique secondaire (microsonde ionique). Des atomes de l'échantillon sont pulvérisés par le faisceau primaire (Cs^+ ou O^+). La partie ionisée est ensuite triée en masse dans un spectromètre comprenant un secteur électrostatique (ES1) et magnétique (MS) (voir partie droite).

¹ La machine NanoSIMS développée par G. Slodzian (Univ. Paris XI / Onera) est commercialisée par CAMECA.

3.2. Un exemple d'héritage interstellaire

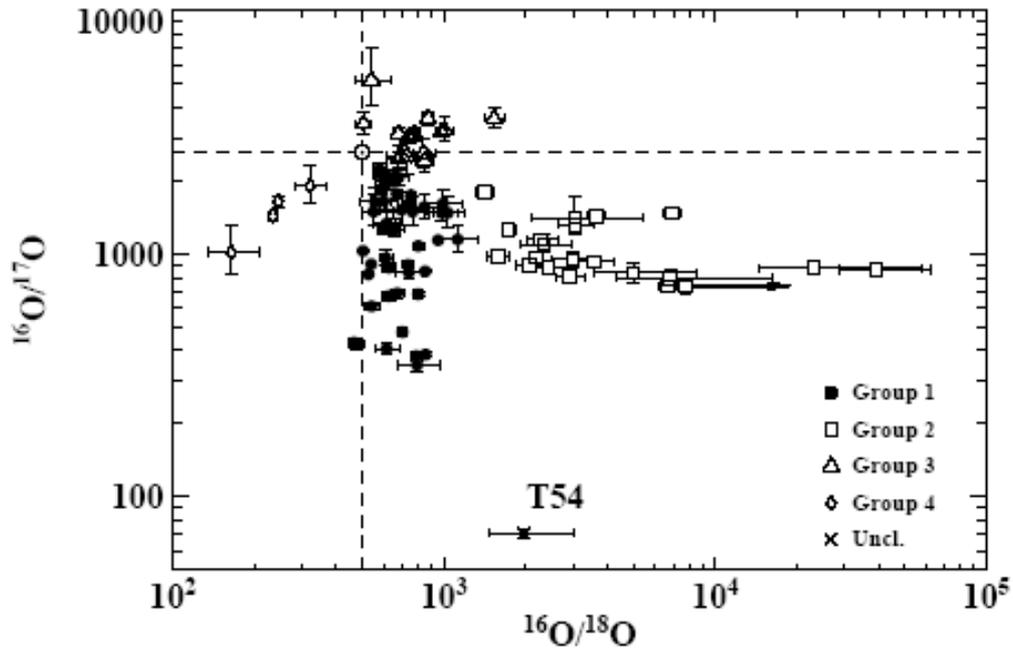


Figure 21 : Composition isotopique de l'oxygène dans des grains présolaires d'oxydes identifiés dans la météorite de Tieschitz (Nittler 1996). Les traits en pointillés indiquent les valeurs solaires.

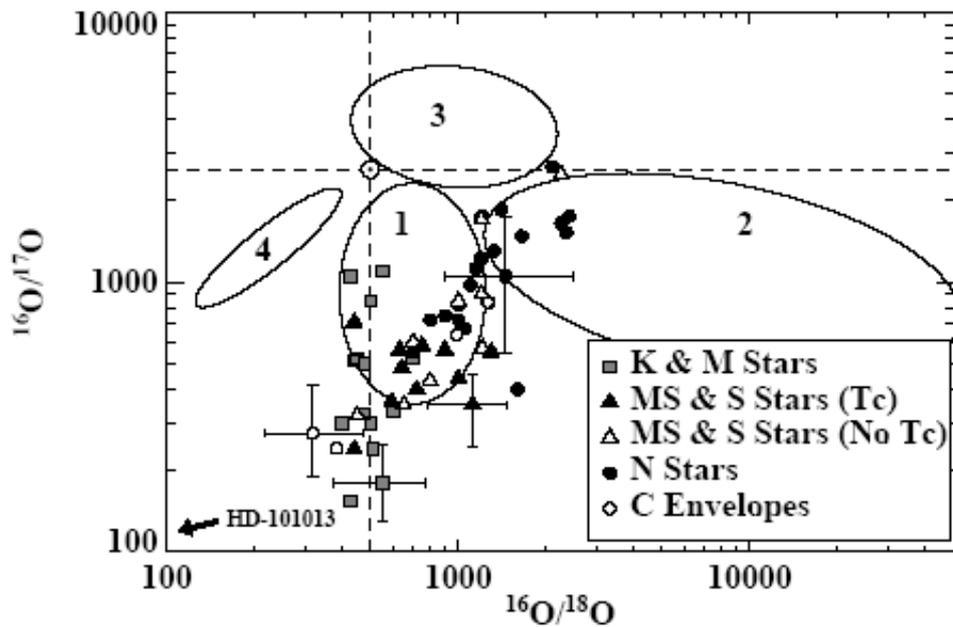


Figure 22 : Composition isotopique des différentes classes de géantes rouges (Nittler, Alexander et al. 1997). Les ellipses indiquent les différentes familles de grains présolaires (voir la figure 21).

La littérature sur les grains présolaires est extrêmement riche, on se contente ici de montrer sur un exemple emblématique le type de raisonnement suivi dans ce domaine. En 1997, plusieurs dizaines de grains présolaires d'oxydes (principalement Al_2O_3) ont été identifiés dans la météorite de Tieschitz. La composition isotopique en oxygène de ces grains est indiquée sur la Figure 21. Les données permettent d'identifier 4 familles de grains :

- Groupe 1 : forts excès en ^{17}O et faibles appauvrissements en ^{18}O . Certains de ces grains présentent des excès en ^{26}Mg d'origine radiogénique¹.
- Groupe 2 : excès en ^{17}O et forts appauvrissements en ^{18}O . Ces grains présentent de fort excès en ^{26}Mg d'origine radiogénique.
- Groupe 3 : rapports $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ et $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$ très supérieures aux valeurs solaires (présentant de fort appauvrissements en 17 et 18)
- Groupe 4 : forts enrichissements en ^{17}O et ^{18}O .

La discussion détaillée de l'origine stellaire de l'ensemble de ces familles dépasse de loin le cadre de ce document, on se restreindra donc ici à une présentation succincte des hypothèses nucléosynthétiques envisagées pour les groupes 1 et 2. La composition isotopique de ces familles de grains pré-solaire peut alors être comparée à celles observée dans différentes étoiles de type géantes rouges (voir Figure 22).

Les compositions isotopiques des groupes 1 et 2 sont compatibles avec une nucléosynthèse dans des étoiles peu massives (0.5 à quelques masses solaires) qui sont passées par le stade de *first dredge-up* des géantes rouges.

Rappelons que lors de leur évolution, les étoiles de faible masse ($< 10 M_{\odot}$) passe d'abord par la *séquence principale*² puis à la phase *Géante Rouge* où le cœur d'He est constitué, se contracte sous l'effet de la gravité et la luminosité de l'étoile augmente alors considérablement³. La combustion de H en couche au dessus du cœur d'He est associée à une augmentation du diamètre de l'étoile et une baisse de sa température de surface. Dans cette phase l'étoile quitte la séquence principale (voir la partie droite de la figure 23) pour peupler la branche des géantes rouges (GR). A fur et à mesure que son l'enveloppe refroidit, l'étoile commence à évacuer son énergie par convection plutôt que par radiation. La limite interne de la couche convective descend alors jusqu'aux zones profondes de l'étoile où a lieu la combustion en couche de H : c'est ce que l'on appelle le *first dredge-up*. Dans ce processus des couches contenant les produits du cycle CNO (le ^{14}N) sont remontées à la surface. Le ^{17}O est un noyau secondaire formé par capture de proton sur ^{16}O , donc dans la zone de combustion de l'hydrogène (cycle NO). Ainsi, on peut obtenir un enrichissement relatif en ^{17}O à la surface des GR après la phase du *first dredge-up*.

Plus tard dans l'évolution de l'étoile, lorsque le cœur devient suffisamment dense, la fusion de He peut y commencer et l'étoile quitte la phase GR pour entrer dans la phase dite Branche Horizontale. Il existe à ce stade une forte différence entre les étoiles de faible masse ($< 3 M_{\odot}$) dont le cœur devient dégénéré puis atteint une température suffisante (10^8 K) pour que la fusion de l'He se fasse de façon brutale via la chaîne 3α (flash hélium) et les étoiles plus massives où la température de départ de la fusion de l'He est atteinte avant que la densité du cœur ne soit suffisante pour provoquer la dégénérescence électronique du cœur. Dans ce dernier cas, la fusion de l'He a lieu sur une plus longue période (pas de flash de l'hélium).

Lorsque le cœur a consommé son He, l'étoile est constituée d'un cœur inerte de C et O, d'une couche de combustion d'He puis d'une couche de combustion de H et enfin d'une enveloppe (voir la partie gauche de la Figure 23). A ce stade l'étoile entre dans la phase AGB

¹ C'est-à-dire issus de la décroissance de ^{26}Al

² Combustion de H au cœur de l'étoile

³ D'un facteur 10^3 - 10^4

(Asymptotic Giant Branch) qui peut être divisée en deux périodes : E-AGB (early-AGB) puis TP-AGB (Thermal pulse AGB). Pendant la phase E-AGB, l'énergie est fournie par la combustion de He en couche et le diamètre de l'étoile augmente à nouveau jusqu'à atteindre celui correspondant à la phase géante rouge, puis la combustion de l'He s'achève temporairement. Dans la phase TP-AGB, l'énergie de l'étoile est alternativement fournie par la combustion de H en couche puis par He en couche. En effet, durant cette phase l'étoile passe de façon cyclique (avec une période de 10 000-100 000 ans) par des phases de *pulses* thermiques durant lesquels la combustion de He en couche reprend de façon brève (quelques centaines d'années). Durant ces pulses, la combustion de He en couche permet la synthèse de noyaux proches de la vallée de stabilité¹ grâce à la production de neutrons par les réactions $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$ et $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)^{25}\text{Mg}$. Dans la couche de combustion de H, de l' ^{26}Al est produit via la capture de proton sur ^{25}Mg . La convection de l'enveloppe fait remonter à la surface les produits de combustion des couches H et He, ainsi après de multiples épisodes de *dredge-up* la surface de l'étoile peut atteindre des rapports $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ compris entre 10^{-2} et 10^{-3} (Gallino, Raiteri et al. 1994). Cette propriété des TP-AGB en font des candidats probables pour les grains pré-solaires de type 1 et 2 (voir Figure 21 et Figure 22).

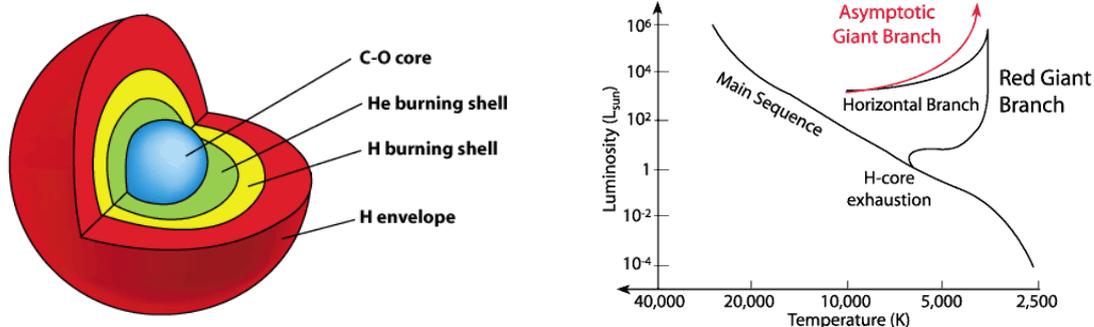


Figure 23 : Structure et diagramme HR pour une AGB. (source site [www National Optical Astronomy Observatory](http://www.NationalOpticalAstronomyObservatory))

Différentes hypothèses ont été envisagées pour expliquer l'appauvrissement en ^{18}O des grains de type 2 (*Hot Bottom Burning* et *Cool Bottom Processing*). Le traitement détaillé de ces processus dépasse de loin de cadre de cette présentation et repose sur d'autres contraintes isotopiques (les rapports $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$, $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$)... On se contentera ici de noter que dans le cadre du *Hot Bottom Burning*, la base de la couche convective de l'enveloppe de l'étoile dans sa phase TP-AGB peut atteindre des températures suffisantes pour avoir des réactions de combustion de H. Dans ce cas, le ^{18}O présent dans l'enveloppe peut être très efficacement détruit par la réaction $^{18}\text{O}(p,\gamma)^{19}\text{F}$. La surface de l'étoile est alors progressivement appauvrie en ^{18}O . Pourtant les calculs détaillés de ce processus indiquent que : i) la destruction de ^{18}O devrait être quasi-complète; et ii) les rapports $^{16}\text{O}/^{17}\text{O}$ maximums attendus² devraient être de l'ordre de 600. Parce que le *Hot Bottom Burning* ne semble pas être en mesure d'expliquer les compositions isotopiques du groupe 2, Boothroyd, Sackmann et al. 1995 ont proposé l'existence d'un processus complémentaire, le *Cool Bottom Processing*, où il existe une possibilité de mélange entre la partie basse de l'enveloppe convective et la région de combustion de H.

Indications bibliographiques :
 (Nittler, Alexander et al. 1997)
 (Boothroyd, Sackmann et al. 1995)

¹ Ce sont les *noyaux* s

² Dans ce processus le rapport final $^{17}\text{O}/^{16}\text{O}$ résulte de la compétition entre sa production par capture de proton sur ^{16}O , et sa destruction par $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$ et $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$

3.3. Les isotopes de l'hydrogène dans les micrométéorites ultracarbonées

L'évolution de la composition isotopique de l'hydrogène (D/H) au cours de l'histoire de l'univers est singulière : elle nous apporte des informations depuis la nucléosynthèse primordiale jusqu'aux réactions chimiques à basse température dans les disques protoplanétaires. L'hydrogène est de très loin l'élément le plus abondant de l'univers : environ 90% des atomes, soit 75% en masse. Outre le fait d'être le plus abondant, l'hydrogène est l'élément dont la composition isotopique présente la plus grande plage de variation : les rapports D/H varient de près de 5 ordres de grandeurs selon les différents réservoirs où il est observé. Revenons brièvement sur l'histoire de cet élément.

Historiquement, c'est C. Payne, une jeune astronome britannique travaillant aux US, qui la première fera la constatation que le spectre des étoiles est dominé par l'hydrogène et l'hélium. On notera, que même si C. Payne semble elle-même prendre avec beaucoup de précautions les abondances qu'elle observe¹, c'est tout de même son travail pionnier qui montre que, aussi complexe soit-il, notre univers est essentiellement constitué de l'élément, le plus simple, l'hydrogène.

La totalité du deutérium actuellement visible a été produit lors de la nucléosynthèse primordiale (BBN). Au cours de la BBN, les neutrons se combinent aux protons pour former du Deutérium (D). Puis, par captures de proton et/ou de neutron successives, on arrive jusqu'à l'⁴He qui est le noyau le plus stable de cette région de masse. Environ 1 seconde après le *Big-Bang*, la température descend en dessous de $3 \cdot 10^9$ K et le rapport proton/neutron se fige à une valeur de 1/7. En combinant tous les neutrons avec des protons pour faire des ⁴He on obtient alors un rapport primordial H/He = 12. C'est effectivement ce qui est observé dans les étoiles les plus anciennes. Les étoiles plus récentes, comme le soleil, ont un rapport H/He légèrement plus faible² dû à l'enrichissement en noyaux lourds progressif du milieu interstellaire (MIS) par la nucléosynthèse stellaire.

Si la BBN avait pu se poursuivre indéfiniment, tous les neutrons, et par conséquent tout le D, auraient été convertis en ⁴He. Le fait même qu'il existe du deutérium indique que ce processus n'a pu avoir lieu de façon complète : l'expansion de l'Univers fait chuter sa densité en dessous d'une valeur critique où les neutrons ne peuvent plus s'assembler en D. Une petite fraction des neutrons est alors conservée sous forme de D et de ³He (dans des proportions voisines, quelques 10^{-5} de H). Ainsi, le D/H initial est relié à la densité baryonique de l'univers (10^{-30} g/cm³).

La valeur initiale du rapport D/H du système solaire peut être contraindre de différentes façons : à partir des rapports ³He/⁴He dans le soleil actuel³ mais aussi à partir de la composition isotopique de l'atmosphère des planètes géantes gazeuses (en particulier Jupiter) qui ont capturé une partie du gaz de la nébuleuse protosolaire. La valeur communément retenue est $(2,1 \pm 0,5) \times 10^{-5}$.

On notera que la valeur actuelle du milieu interstellaire est légèrement inférieure à cause de la progressive combustion du D dans les étoiles.

Le deutérium est peu stable, avant même d'atteindre la séquence principale, les étoiles brûlent la totalité de leur deutérium qui ne peut survivre à des températures supérieures à une dizaine de 10^6 K (formation d'³He par capture de proton). Par la suite, lors de la combustion de l'hydrogène du soleil, malgré une production continue par $p(p, e^+ \nu)D$, la totalité du D produit est convertie en He par $D(p, \gamma)^3\text{He}$.

¹ C. Payne écrit : "The stellar abundance deduced for these elements... [Hydrogen and helium]... is improbably high, and is almost certainly not real."

² H/He=10 dans le cas du soleil

³ où tout le D a été converti en ³He par $D(p, \gamma)^3\text{He}$

Lorsque l'on regarde la situation dans les réservoirs moléculaires (H₂O, HCN, matériaux organiques) la situation est très différente : on constate un enrichissement, parfois extrêmement élevé, en deutérium. Le Tableau 3 résume la situation de différents réservoirs.

Lieu/Echantillon	D/H x 10 ⁻⁵	Référence
H ₂ primordial	(2-5)	(Geiss and Gloeckler 1998)
H ₂ protosolaire	2	(Geiss and Gloeckler 1998)
H ₂ Local ISM	1.5	(Linsky 1998)
Molécules (HCO ⁺ , NH ₃ , HCN, H ₂ CO...) dans les nuages moléculaire froids (T ~ 10 K)	1000-3000	e.g. (Robert, Gautier et al. 2000)
H ₂ O Terrestre	15	e.g. (Robert, Gautier et al. 2000) ou (Javoy 2005)
H ₂ O Comètes	30	e.g. (Bockelée-Morvan, Gautier et al. 1997), (Altwegg and Bockelée-Morvan 2003)
HCN Comètes	230	(Meier, Owen et al. 1998)
H ₂ O dans les phyllosilicates des météorites primitives (chondrites ordinaires L3, chondrites carbonées CR)	30-75	(Deloule and Robert 1995)
H ₂ O dans les Micrométéorites Antarctiques	10-19.5	(Engrand et al. 1999)
Matière Organique (MO) dans les chondrites carbonées (CI et CM) (mesures bulk)	20-30	(Alexander, Fogel et al. 2007)
MO dans les IDPS (imagerie)	10-150	(Messenger 2000), (Aléon, Engrand et al. 2001)
MO dans les chondrites carbonées de type CR (imagerie)	75-250	(Busemann, Young et al. 2006)
MO dans les micrométéorites Antarctiques Ultracarbonées (imagerie)	2-450	Duprat, Dobrica et al 2009

Tableau 3 : Compilation des compositions isotopiques de l'hydrogène dans différents réservoirs

On notera en particulier:

- la valeur extrêmement élevée observée dans les nuages moléculaires froids
- la valeur des océans terrestres¹, $D/H_{SMOW} = 15.6 \cdot 10^{-5}$, est enrichie de près d'un facteur 10 par rapport à la valeur de la nébuleuse proto-solaire ($D/H_{SMOW} = 2 \cdot 10^{-5}$)
- les comètes contiennent des réservoirs enrichis en D (eau et molécules organiques)
- les valeurs élevées observées dans la matière organique (MO) des météorites primitives, des IDPS et des micrométéorites.

¹ SMOW : Standard Mean Ocean Water

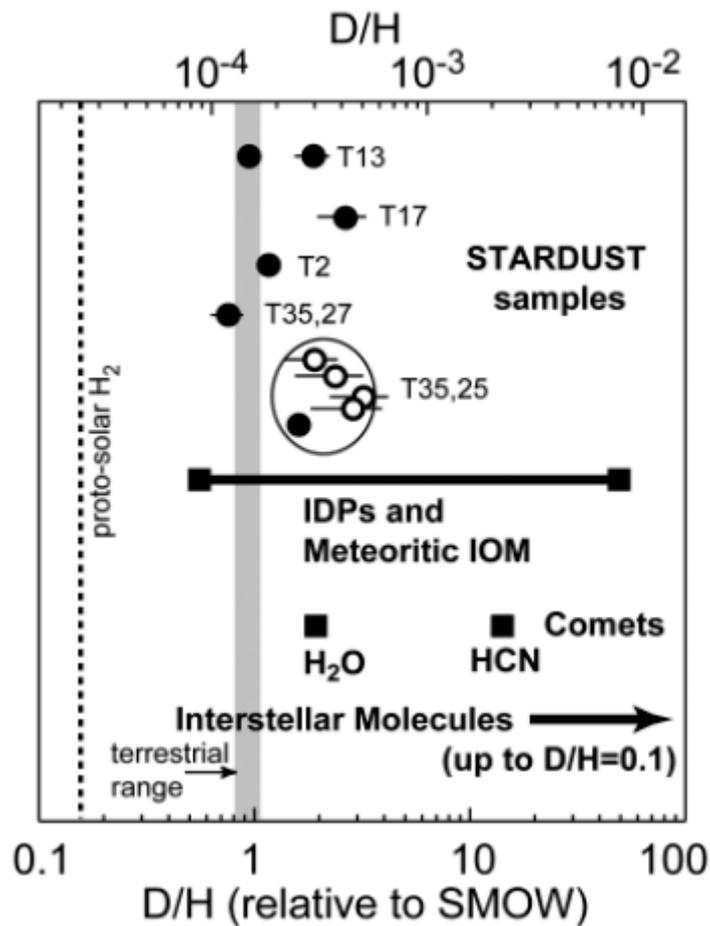


Figure 24 : Récapitulatif des rapports D/H dans différents réservoirs incluant les données STARDUST (ronds pleins et vides) (McKeegan, Aléon et al. 2006)

De nombreuses approches ont été proposées pour expliquer l'enrichissement en D de ces réservoirs (Robert, Gautier et al. 2000). L'explication communément acceptée actuellement est qu'il s'agit d'un fractionnement isotopique dû à des interactions ions-molécules à basse température. Effectivement, les réactions ions-molécules peuvent avoir lieu à très basse température car elles sont exothermiques et ne présentent pas de barrière d'activation. Or à très basse température, l'énergie de point zéro de la molécule deutérée (H_2D^+ ou DCN) est légèrement inférieure à celle de son équivalent hydrogénée (H_3^+ ou HCN). Ceci est dû au fait que l'énergie de l'état fondamental ($h\omega/2$) de vibration de la molécule deutérée est inférieure à celle de la molécule hydrogénée.

Cette idée a été particulièrement développée pour expliquer l'enrichissement extrêmement élevé des espèces deutérées dans la phase gazeuse des nuages moléculaires froids. Ainsi, dans l'essentiel de la littérature, les enrichissements en D des réservoirs météoritiques ou cométaires sont expliqués comme un héritage de la chimie interstellaire¹ (sous forme de molécules simples et/ou de matière organique).

Depuis près de deux décennies, de nombreuses études ont montré que la composition isotopique de l'hydrogène est un traceur pertinent pour différencier les différents réservoirs de formation des corps du système solaire (Robert 2001; Robert 2002). Ainsi, l'imagerie isotopique des IDPs a montré des enrichissements en D à l'échelle du micron (voir la figure

¹ une composante provenant des nuages moléculaires froids

25). Par analogie avec les valeurs élevées observées dans les comètes, ces grains ont été répertoriés comme étant cométaires.

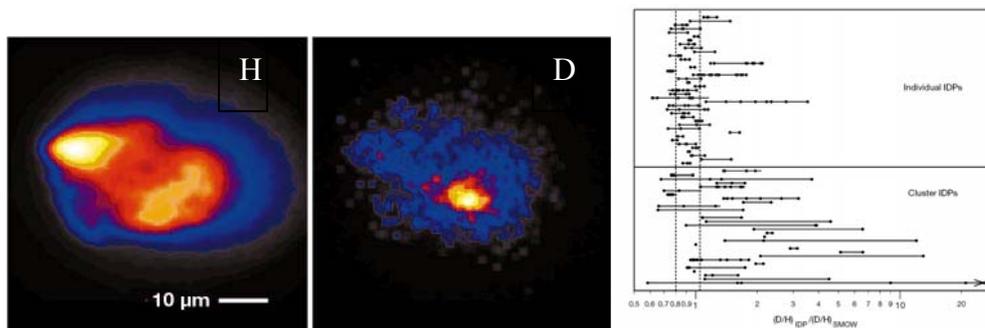


Figure 25 : Gauche : image isotopique H et D d'une IDP, Droite : systématique des rapports D/H dans les IDPs (Messenger 2000).

Par la suite, Aléon et al. (2001) ont pu identifier dans des IDPs trois types de matière organique présentant différentes signatures isotopiques (notés OM1, OM2, OM3 sur la Figure 26). Ces données permettent une meilleure compréhension de la distribution du D/H dans la nébuleuse protosolaire. En particulier, la présence dans un même grain d'une composante de matière organique de type « chondritique » ($D/H = 25 \cdot 10^{-5}$) et d'une composante de type « cométaire » ($D/H = 150 \cdot 10^{-5}$) suggère fortement l'existence d'un lien entre les chondrites carbonées et les comètes. On notera que ce lien s'est trouvé confirmé de façon spectaculaire par les récents résultats de la mission Stardust.

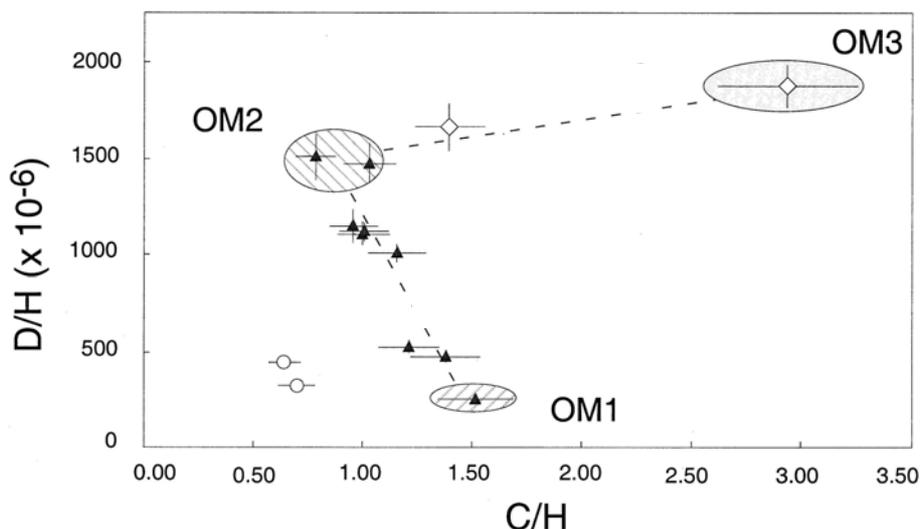


Figure 26 : Diagramme de corrélation montrant l'identification des phases porteuses de l'hydrogène des IDPs de taille inférieure à 50 μm (l'eau n'apparaît pas sur le diagramme). (Aléon et al., 2001).

La situation pour les micrométéorites antarctiques est plus énigmatique. Les rapports D/H mesurés dans les phases hydratées d'une série de 52 micrométéorites varient entre $D/H = 10 \times 10^{-5}$ et 19.5×10^{-5} , avec une valeur moyenne de 15.4×10^{-5} , c'est-à-dire qu'ils sont compatibles avec la valeur des océans terrestres (SMOW). Cette constatation a poussé M. Maurette à proposer un scénario dans lequel les micrométéorites jouent un rôle prépondérant pour l'apport des océans (et de l'atmosphère) sur la terre primitive. Bien que ces analyses D/H ne concernent que les phases hydratées des micrométéorites (et non

l'hydrogène organique), il est surprenant que la série des micrométéorites étudiées ne comprenne aucune particule présentant des rapports D/H élevés compatibles avec le réservoir cométaire. On s'attend en effet à la présence de grains cométaires dans le flux de poussières interplanétaires accréte par notre planète. Comme nous l'avons mentionné plus haut (Table 4), les micrométéorites ultracarbonées (UCAMMs) présentent des caractéristiques qui rappellent celles des grains cométaires, nous avons donc entrepris la caractérisation isotopique de ces particules.

En Janvier 2008, nous avons réalisé les premières cartographies isotopiques complètes à haute résolution spatiale (150 nm) de 2 fragments de 20 x 20 µm d'UCAMMs. Les mesures en H, D, ¹²C, ¹³C, ¹⁴N, ¹⁵N, ¹⁶O, ¹⁷O, ¹⁸O, ²⁸Si et ³²S ont été réalisées sur le NanoSIMS de l'UMS Nanoanalyses-LEME (MNHN). Les cartes en δ¹³C, et δ¹⁸O font apparaître une distribution isotopiquement quasi homogène et compatible avec les données publiées précédemment. En revanche les cartes en D/H révèlent, pour les deux UCAMMs, des D/H extrêmement élevés (jusqu'à 450 10⁻⁵, soit près de 30 fois supérieures aux valeurs communément observées sur Terre). Ces enrichissements sont indiqués sur les Figures 27 et 28 en unités δD :

$$\delta D = \left(\frac{\left(\frac{D}{H} \right)_{sample}}{\left(\frac{D}{H} \right)_{SMOW}} - 1 \right) \times 1000$$

Il s'agit là des enrichissements en deutérium parmi les plus élevés observés in-situ avec la technique SIMS dans du matériau extraterrestre. Les excès en Deutérium sont clairement associés à la matière organique des UCAMMs (voir Figure 27). Contrairement à tout ce qui a été observé à ce jour, ces excès ne se présentent pas sous forme de « hotspots » de taille micro ou sub-micronique mais au contraire sur des échelles spatiales de l'ordre d'une centaine de µm². De telles anomalies isotopiques n'avaient jamais été observées sur d'aussi larges échelles spatiales.

Les rapports D/H de la matière organique des UCAMMs se trouvent dans la plage de variations des rapports les plus élevés observés dans les comètes (dans la molécule DCN). En appliquant le formalisme et les exothermicités de la réaction d'échange entre le réservoir HD et la molécule H₂D⁺, il est possible d'obtenir une contrainte sur la température du réservoir au sein duquel cet échange a pu avoir lieu. Les valeurs extrêmes observées dans les UCAMMs indiquent que les précurseurs de cette matière organique ont été formés dans un réservoir dont la température ne dépassait pas 50 K. L'ensemble de ces observations renforce considérablement l'hypothèse d'une origine cométaire des UCAMMs.

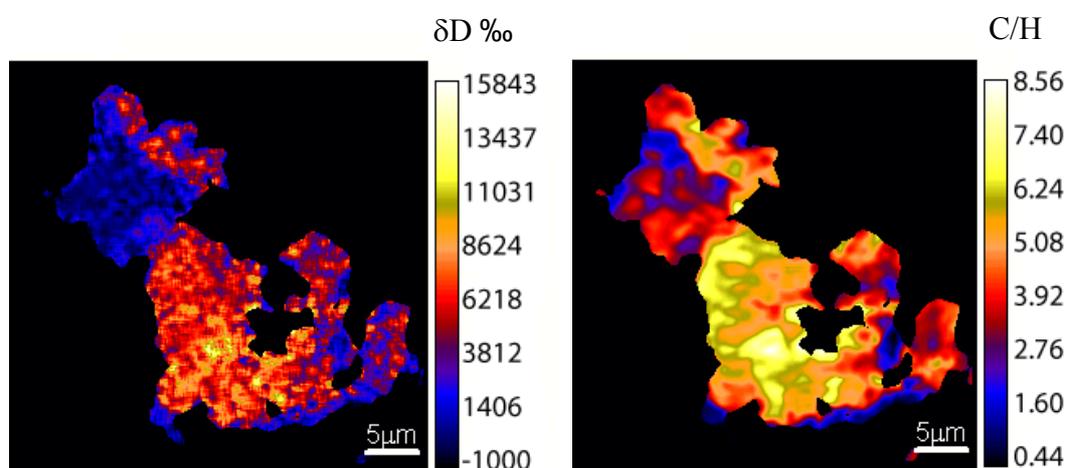


Figure 27 : Cartographie en D/H (gauche) et en C/H (droite) d'une UCAMM (DC06-09-19). Le D/H est indiqué en ‰ de la valeur SMOW (voir texte).

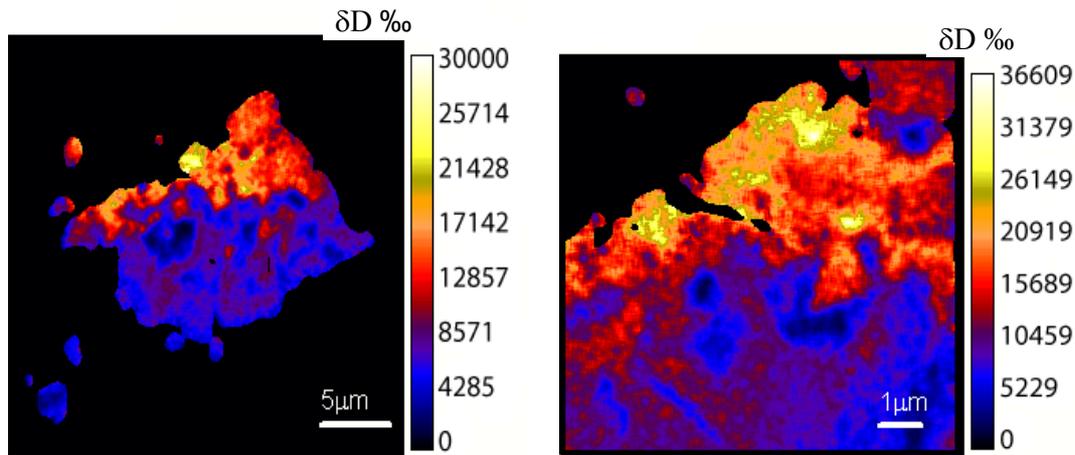


Figure 28 : Cartographie en D/H d'une UCAMM (DC06-09-19) (gauche). A droite: zoom sur la partie haute de la particule. (Duprat, Dobrică et al. 2009)

La comparaison avec les données de la mission Stardust est encore difficile dans la mesure où les analyses effectuées à ce jour suggèrent que les teneurs en D initiales des particules de la comète Wild2 ont été soit fortement perturbées par l'épisode de chauffage violent lors de la capture dans l'aérogel soit présentent un mélange entre le matériel cométaire et l'aérogel lui-même. On remarquera que les D/H mesurés dans les résidus des particules capturées par la mission Stardust sont marginalement enrichis en D (d'un facteur 2-3), ou compatibles avec la valeur SMOW.

Reste enfin la question du contexte astrophysique dans lequel la matière organique des UCAMMs a acquis ces enrichissements en D. Comme nous l'avons mentionné plus haut, de forts enrichissements isotopiques peuvent être expliqués par des réactions ions-molécules à basse température. Ainsi, pour des températures de 10 à 50 K, la réaction $H_3^+ + HD \rightleftharpoons H_2D^+ + H_2$ peut très efficacement transférer du D du réservoir principal (HD) vers un réservoir moléculaire de faible concentration mais qui présentera alors des D/H très élevés. Cette idée a été particulièrement développée pour expliquer l'enrichissement extrêmement élevé des espèces deutérées dans la phase gazeuse des nuages moléculaires froids. Des études récentes sur la matière organique insoluble extraite de différentes chondrites carbonées a permis de mettre en évidence de très fort enrichissement en D à l'échelle moléculaire. Le fait que les groupements moléculaires les plus enrichis en D soient ceux présentant les énergies de liaison les plus faibles suggère l'interaction de molécules pauvres en D avec un réservoir gazeux riche en D. On notera que cette hypothèse s'oppose à l'origine interstellaire des molécules riches en D (formées dans les nuages moléculaires froids) interagissent ensuite avec le gaz de la nébuleuse proto-solaire pauvre en D. Ce fait expérimental marquant suggère une synthèse et une deutération de la matière organique dans le système solaire lui-même.

Cette hypothèse paraît tout à fait défendable, dans la mesure où les rapports D/H mesurés dans la phase gazeuse entourant des étoiles en formation font apparaître des fractionnements isotopiques comparables à ceux observés dans les nuages moléculaires froids (Ceccarelli, Caselli et al. 2007). Ces enrichissements sont observés dans différentes molécules (H_2H^+ , H_2CO , NH_3) et semblent résulter eux aussi de réactions ions-molécules à basse température dans les zones profondes et externes du disque protoplanétaire.

Les D/H extrêmes observés dans les UCAMMs ne sont pas liés à un apport de phases minérales pré-solaires habituellement associées à la conservation d'un héritage interstellaire (SiC, diamants, graphite...). Nous n'avons observé aucune variation de la composition isotopique du carbone ou de l'oxygène signant la présence de grains présolaires dans les

UCAMMs. Il est tout à fait possible que l'enrichissement en deutérium ne provient pas d'un héritage d'une chimie interstellaire mais d'un mélange avec un réservoir riche en deutérium situé dans les régions profondes de la partie externe du disque protoplanétaire. De ce point de vue, il sera particulièrement intéressant de mieux caractériser cette matière organique et d'étudier les phases minérales qui lui sont associées¹. Parce qu'elles donnent accès sans pré-traitement chimique (attaque acide) à une matière organique très primitive, les UCAMMs délivreront certainement dans les années à venir de précieuses informations sur les processus physico-chimiques qui étaient à l'œuvre dans les régions froides du jeune système solaire.

Indications bibliographiques :

Sur l'hydrogène et le deutérium dans l'univers :

(Payne 1925), (Robert, Gautier et al. 2000), (Lodders 2003),
(Geiss and Gloeckler 1998), (Linsky 1998), (Javoy 2005),
(Millar, Bennett et al. 1989), (Meier, Owen et al. 1998)

Sur les données Stardust : (McKeegan, Aléon et al. 2006) (Brownlee, Tsou et al. 2006)

Sur les analyses de matière organique insoluble dans les météorites :

(Remusat, Derenne et al. 2005; Remusat, Derenne et al. 2005)
(Remusat, Palhol et al. 2006), (Gourier, Robert et al. 2008)

Sur les analyses dans les micrométéorites, les IDPS et les UCAMMS :

(Aléon, Engrand et al. 2001), (Duprat, Dobrică et al. 2009), (Aléon and Robert 2004),
(Maurette, Duprat et al. 2000,) (Engrand, Deloule et al. 1999), (Duprat, Dobrică et al. 2009)

Sur le flux de micrométéorites sur terre :

(Levasseur-Regourd, Renard et al. 1991; Liou, Dermott et al. 1995; Liou, Zook et al. 1996)

Remerciements :

Je tiens à remercier chaleureusement Delphine Nguyen pour son aide dans la recherche des documents sur la partie historique, ainsi que Cécile Engrand, Vincent Tatischeff et Marie-Geneviève Porquet pour leur relecture attentive du manuscrit.

Références

- Aleón, J. (2008). Meteorites and the physico-chemical conditions in the early solar nebula.
Aléon, J., C. Engrand, et al. (2001). "Clues on the origin of interplanetary dust particles from the isotopic study of their hydrogen-bearing phases." Geochimica et Cosmochimica Acta **65**: 4399-4412.
Aléon, J. and F. Robert (2004). "Interstellar chemistry recorded by nitrogen isotopes in Solar System organic matter." Icarus **167**: 424-430.
Alexander, C. M. O. D., M. Fogel, et al. (2007). "The origin and evolution of chondrites recorded in the elemental and isotopic compositions of their macromolecular organic matter." Geochimica et Cosmochimica Acta **71**(17): 4380-4403.
Altwegg, K. and D. Bockelée-Morvan (2003). "Isotopic abundances in comets." Space Science Reviews **106**: 139-154.
Amelin, Y., A. N. Krot, et al. (2002). "Lead isotopic ages of chondrules and calcium-aluminum-rich inclusions." Science **297**: 1678-1683.
Arago, F. and J. A. Barral (1854). Astronomie populaire.
Blanchard, M. B., D. E. Brownlee, et al. (1980). "Meteoroid ablation spheres from deep-sea sediments." EPSL **46**: 179-190.
Bockelée-Morvan, D., D. Gautier, et al. (1997). "Deuterated water in comet C/1996 B2 (Hyakutake) and its implications for the origin of comets." Icarus **133**: 147-162.

¹ Cette étude est en cours et fait l'objet de la thèse de E. Dobrica sous la direction de C. Engrand.

- Boothroyd, A. I., I. J. Sackmann, et al. (1995). Hot bottom burning in asymptotic giant branch stars and its effect on oxygen isotopic abundances. *Astrophysical Journal*. **442**: L21-L24.
- Brocas, J. and E. Picciotto (1967). Nickel Content of Antarctic Snow: Implications of the Influx Rate of Extraterrestrial Dust. *Journal of Geophysical Research*. **72**: 2229.
- Brownlee, D., P. Tsou, et al. (2006). "Comet 81P/Wild 2 under a microscope." *Science* **314**: 1711-1716.
- Busemann, H., A. F. Young, et al. (2006). "Interstellar chemistry recorded in organic matter from primitive meteorites." *Science* **312**(5774): 727-730.
- Ceccarelli, C., P. Caselli, et al. (2007). Extreme Deuteration and Hot Corinos: The Earliest Chemical Signatures of Low-Mass Star Formation. *Protostars and Planets V*: 47-62.
- Connolly, H. C., Jr and R. H. Hewins (1996). Constraints on chondrule precursors from experimental data. *Chondrules and the protoplanetary disk*. R. H. Hewins, R. H. Jones and E. R. D. Scott, Cambridge University Press: 129-135.
- Connolly, H. C., Jr and S. G. Love (1998). "The formation of chondrules: petrologic tests of the shock wave model." *Science* **280**: 62-67.
- Connolly, H. C., Jr. (2005). Refractory Inclusions and Chondrules: Insights into a Protoplanetary Disk and Planet Formation. *Chondrites and the Protoplanetary Disk*. **341**: 215.
- Deloule, E. and F. Robert (1995). "Interstellar water in meteorites?" *GCA* **59**: 4695-4706.
- Dobrica, E., C. Engrand, et al. (2008). "Classic and exotic particles in the 2006 Concordia Antarctic micrometeorite collection." *LPSC XXXIX*: #1672 (CD-ROM).
- Duprat, J., E. Dobrică, et al. (2009). Extreme Deuterium Enrichment in Organic Matter from Cometary Antarctic Micrometeorites. *LPSC*.
- Duprat, J., C. Engrand, et al. (2004). "The CONCORDIA-collection : micrometeorites from central Antarctica." *Advances in Space Research*: submitted.
- Duprat, J., C. Engrand, et al. (2004). *The Micrometeorite Program at CONCORDIA*. Dome C Astronomy/Astrophysics Meeting, CESR, Toulouse.
- Duprat, J., C. Engrand, et al. (2003). "The CONCORDIA-collection: Pristine contemporary micrometeorites from central antarctica surface snow." *LPSC 34*: 1727.
- Duprat, J., C. Engrand, et al. (2005). The micrometeorite program at Dome C. *Dome C Astronomy and Astrophysics Meeting*. M. Giard, F. Casoli and F. Paletou, EAS Pub. Series. **14**: 51-56.
- Duprat, J., C. Engrand, et al. (2007). "Micrometeorites from Central Antarctic snow: The CONCORDIA collection." *Adv. Space Res.* **39**: 605-611.
- Duprat, J., C. Hammer, et al. (2001). "Search for past and future "frozen" Leonid showers in Antarctica and Greenland." *LPSC XXXII*: #1641 (CD-ROM).
- Engrand, C., E. Deloule, et al. (1999). "Extraterrestrial water in micrometeorites and cosmic spherules from Antarctica : an ion microprobe study." *MAPS* **34**: 773-787.
- Engrand, C. and M. Maurette (1998). "Carbonaceous micrometeorites from Antarctica." *MAPS* **33**: 565-580.
- Gallino, R., C. M. Raiteri, et al. (1994). The puzzle of silicon, titanium, and magnesium anomalies in meteoritic silicon carbide grains. *Astrophysical Journal*. **430**: 858-869.
- Geiss, J. and G. Gloeckler (1998). Abundances of Deuterium and Helium-3 in the Protosolar Cloud. *Space Science Reviews*. **84**: 239-250.
- Gomes, R., H. F. Levison, et al. (2005). "Origin of the cataclysmic Late Heavy Bombardment period of the terrestrial planets." *Nature* **435**: 466-469.
- Gounelle, M. (2006). *The meteorite fall at L'Aigle and the Biot report: exploring the cradle of meteoritics*. The History of Meteoritics and Key Meteorite Collections: Fireballs, Falls and Finds.

- Gounelle, M., M. Maurette, et al. (1999). "Comparison of the 1998 "Cap-Prudhomme" and "Astrolabe" Antarctic micrometeorite collections with the 1996 "South Pole" collection : preliminary implications." LPSC XXX: # 1564 (CD-ROM).
- Gourier, D., F. Robert, et al. (2008). "Extreme deuterium enrichment of organic radicals in the Orgueil Meteorite; revisiting the interstellar interpretation?" Geochimica et Cosmochimica Acta **72**(7): 1914-1923.
- Hanappe, F., M. Vosters, et al. (1968). Chimie des neiges antarctiques et taux de déposition de matière extraterrestre - deuxième article. Earth and Planetary Science Letters. **4**: 487.
- Hodge, P. W. (1981). Interplanetary dust.
- Javoy, M. (2005). Where do the oceans come from? Comptes Rendus Geosciences, vol. **337**, issue 1-2, pp. 139-158. **337**: 139-158.
- Knöfel, A. and J. Rendtel (1994). Chladni and the cosmic origin of fireballs and meteorites. Two hundred years of meteor astronomy and meteorite science. WGN, Journal of the International Meteor Organization. **22**: 217-219.
- Kurat, G., C. Koeberl, et al. (1994). "Petrology and geochemistry of Antarctic micrometeorites." GCA **58**: 3879-3904.
- Levasseur-Regourd, A. C., J. B. Renard, et al. (1991). The zodiacal cloud complex. Origin and evolution of interplanetary dust. A. C. Levasseur-Regourd and H. Hasegawa, Kluwer Academic Publishers: 131-138.
- Linsky, J. L. (1998). Deuterium Abundance in the Local ISM and Possible Spatial Variations. Space Science Reviews. **84**: 285.
- Liou, J. C., S. F. Dermott, et al. (1995). "The contribution of cometary dust to the zodiacal cloud." PSS **43**: 717-722.
- Liou, J. C., H. A. Zook, et al. (1996). "Kuiper belt dust grains as a source of interplanetary dust particles." Icarus **124**: 429-440.
- Lodders, K. (2003). "Solar system abundances and condensation temperatures of the elements." Astrophysical Journal **591**(1220): 1220-1247.
- Maurette, M. (2006). Micrometeorites and the Mysteries of Our Origins.
- Maurette, M., J. Duprat, et al. (2000). "Accretion of neon, organics, CO₂, nitrogen and water from large interplanetary dust particles on the early Earth." PSS **48**: 1117-1137.
- Maurette, M., C. Hammer, et al. (1986). "Placers of cosmic dust in the blue ice lakes of Greenland." Science **233**: 869-872.
- Maurette, M., G. Immel, et al. (1994). "The 1994 EUROMET collection of micrometeorites at Cap-Prudhomme, Antarctica, (abstract)." Meteoritics **29 suppl.**: 499.
- Maurette, M., G. Immel, et al. (1992). "The 1991 EUROMET collection of micrometeorites at Cap-Prudhomme, Antarctica : discussion of possible collection biases." LPSC XXIII: 859-860.
- Maurette, M., C. Jéhano, et al. (1987). "Characteristics and mass distribution of extraterrestrial dust from the Greenland ice cap." Nature **328**: 699-702.
- Maurette, M., C. Olinger, et al. (1991). "A collection of diverse micrometeorites recovered from 100 tons of Antarctic blue ice." Nature **351**: 44-47.
- McCall, G. J. H., A. J. Bowden, et al. (2006). The History of Meteoritics and Key Meteorite Collections: Fireballs, Falls and Finds. The History of Meteoritics and Key Meteorite Collections: Fireballs, Falls and Finds.
- McKeegan, K. D., J. Aléon, et al. (2006). "Isotopic compositions of cometary matter returned by Stardust." Science **314**: 1724-1728.
- Meier, R., T. C. Owen, et al. (1998). "Deuterium in Comet C/1995 O1 (Hale-Bopp) : Detection of DCN." Science **279**: 1707-1710.

- Messenger, S. (2000). "Identification of molecular-cloud material in interplanetary dust particles." Nature **404**: 968-971.
- Millar, T. J., A. Bennett, et al. (1989). "Deuterium fractionation in dense interstellar cloud." Astrophysical Journal Letters **340**: 906-920.
- Nakamura, T., N. Imae, et al. (1999). "Antarctic micrometeorites collected at the Dome Fuji Station." Antarctic Meteorite Research **12**: 183-198.
- Nakamura, T., T. Noguchi, et al. (2005). "Mineralogy of ultracarbonaceous large micrometeorites." Meteoritics **40 Suppl.**: #5046.
- Nittler, L., C. M. O. D. Alexander, et al. (1997). "Stellar Sapphires: the properties and origins of presolar Al₂O₃ in meteorites." APJ **483**: 485.
- Nittler, L. R. (1996). "Oxygen and aluminum isotopic ratios in presolar Al₂O₃ from the Tieschitz meteorite." LPSC XXVII: 965-966.
- Nittler, L. R. (2003). "Presolar stardust in meteorites: recent advances and scientific frontiers." Earth and Planetary Science Letters **209**: 259-273.
- Payne, C. H. (1925). Astrophysical Data Bearing on the Relative Abundance of the Elements. Proceedings of the National Academy of Science. **11**: 192-198.
- Reeh, N., H. Oerter, et al. (2002). Comparison between Greenland ice-margin and ice-core oxygen-18 records. Annals of Glaciology. **35**: 136-144.
- Remusat, L., S. Derenne, et al. (2005). "New insight on aliphatic linkages in the macromolecular organic fraction of Orgueil and Murchison meteorites through ruthenium tetroxide oxidation." Geochimica et Cosmochimica Acta **69**: 4377-4386.
- Remusat, L., S. Derenne, et al. (2005). "New pyrolytic and spectroscopic data on Orgueil and Murchison insoluble organic matter: A different origin than soluble?" Geochimica et Cosmochimica Acta **69**: 3919-3932.
- Remusat, L., F. Palhol, et al. (2006). "Enrichment of deuterium in insoluble organic matter from primitive meteorites: A solar system origin?" Earth and Planetary Science Letters **243**: 15-25.
- Robert, F., D. Gautier, et al. (2000). "The solar system D/H ratio : observations and theories." SSR **92**: 201-224.
- Roche, É. (1868). Recherches sur les Offuscations du Soleil et les Météores Cosmiques.
- Taylor, S., J. Lever, et al. (1995). "A micrometeorite collector for the south pole water well (abstract)." LPSC XXVI: 1401-1402.
- Taylor, S., J. Lever, et al. (1996). "A new source of micrometeorites: the South Pole water well." LPSC XXVII: 1319-1320.
- Taylor, S. and J. H. Lever (2001). Seeking unbiased collections of modern and ancient micrometeorites. Accretion of extraterrestrial matter throughout earth's history B. P.-E. a. B. Schmitz. New York, Kluwer Academic/Plenum Publishers.
- Taylor, S., J. H. Lever, et al. (1998). "Accretion rate of cosmic spherules measured at the South Pole." Nature **392**: 899-903.
- Weissman, P. R. (1983). The mass of the Oort cloud. Astronomy and Astrophysics. **118**: 90-94.
- Zinner, E. (1998). "Trends in the study of presolar dust grains from primitive meteorites." MPS **33**: 549-564.
- Zinner, E. (2008). "Stardust in the laboratory." Publications of the Astronomical Society of Australia **25**(1): 7-17.

SEMINAIRES JEUNES

Etude de la radioactivité deux-protons avec une chambre à projection temporelle (TPC)

Pauline ASCHER, CENBG Bordeaux

Un mode de radioactivité rare concernant les noyaux de Z pair à la *drip line* protons, la radioactivité deux-protons (2p), a été prédit théoriquement par le physicien V. Goldanskii en 1960. De nombreuses expériences ont été réalisées afin de mettre en évidence cette radioactivité, qui a finalement été observée en 2002 dans la décroissance de ^{45}Fe au GANIL et au GSI, puis en 2004 dans la décroissance de ^{54}Zn au GANIL.

Lors de ces expériences, seules la durée de vie des noyaux et l'énergie Q_{2p} de la transition ont pu être mesurées, le dispositif expérimental ne permettant pas de détecter individuellement chaque proton émis et ainsi de déterminer leur énergie et leur angle relatif. C'est pourquoi le CENBG a développé un nouveau détecteur à gaz : une chambre à projection temporelle (TPC), permettant de reconstruire en trois dimensions les trajectoires des protons émis lors de la décroissance. Il a été placé au bout de la ligne LISE3 lors d'une expérience au GANIL en 2006, ce qui a permis d'observer directement pour la première fois la radioactivité 2p de ^{45}Fe . Une expérience similaire avec ^{54}Zn a été réalisée au GANIL en juillet 2008.

L'analyse détaillée de ces données, ce qui fait l'objet de ma thèse, permettra de déduire comment les deux protons se partagent l'énergie disponible et de déterminer la cinématique complète des deux protons émis lors de la décroissance de ^{54}Zn , et donc de mieux comprendre le mécanisme de décroissance qui gouverne la radioactivité 2p.

Etude de la radioactivité deux-protons à l'aide d'une chambre à projection temporelle

Laurent AUDIRAC, CENBG Bordeaux

La radioactivité 2-protons concerne des noyaux riches en protons situés loin de la vallée de stabilité. Ce mode de décroissance a été prédit en 1960 par Goldanskii pour des noyaux où l'effet d'appariement rend seule l'émission 2-protons possible. La première observation expérimentale remonte quant à elle à 2002 mais seule l'énergie totale des deux protons avait alors pu être mesurée. Or l'observation individuelle des deux protons est nécessaire pour déterminer les corrélations angulaires et énergétiques qui permettront de remonter au processus d'émission.

C'est pour cela qu'une chambre à projection temporelle (TPC) a été développée au CENBG. Les particules émises ionisent le gaz (P10) constituant le volume actif de la chambre. Les électrons produits sont dirigés par un champ électrique vers un plan de détection bidimensionnel. Deux expériences ont été réalisées au GANIL sur le séparateur LISE3 pour les noyaux ^{45}Fe et ^{54}Zn . Les noyaux d'intérêt sont implantés dans la chambre où l'on observe leurs décroissances. Les noyaux de ^{52}Ni émetteurs β -p ont permis de déterminer, à partir de l'analyse des signaux énergie, les corrélations entre positions d'implantation et de départ du proton. Le procédé d'analyse des spectres temps, obtenus en mesurant le temps d'arrivée des électrons sur les pistes de détection, a été développé afin de remonter à la troisième dimension et de reconstituer la trajectoire spatiale des particules.

L'analyse des signaux énergie de ^{45}Fe a permis de distinguer les deux protons émis et de déterminer un partage équitable de l'énergie de désintégration. L'analyse se poursuit, pour ^{45}Fe et ^{54}Zn pour lequel les deux protons de décroissance ont également été mis en évidence.

Etude des performances du Trigger du spectromètre à muons d'ALICE au LHC

Aurélien Blanc

LPC Clermont-Ferrand

La théorie de la QCD (quantum chromodynamics) sur réseau, permet de prédire le diagramme de phase de la matière nucléaire. Ce diagramme, fonction de la température et du potentiel chimique baryonique μ_B , comprend plusieurs phases. La matière nucléaire "classique" y est assimilée à un "gaz de hadron" où les quarks sont confinés au sein des hadrons. A plus haute température, un nouvel état de la matière, le QGP (Quark Gluon Plasma), serait créé. Notre univers serait passé par une telle phase, quelques micro-secondes après sa formation. Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes devraient permettre de recréer en laboratoire et d'étudier le QGP.

Le programme en ions lourds (notamment collisions Pb-Pb à 5.5 TeV dans le centre de masse) du LHC (Large Hadron Collider) du CERN, devrait permettre d'effectuer une étude plus détaillée qu'au SPS (CERN) et RHIC (BNL) car l'énergie des collisions y sera très supérieure.

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) est le détecteur du LHC dédié à l'étude des collisions d'ions lourds. L'expérience est équipée d'un spectromètre à muons couvrant un large domaine en pseudo-rapacité. Les grandes multiplicités de particules engendrées en collisions d'ions lourds imposent l'utilisation d'un système spécifique, rapide et efficace de déclenchement sur les traces de muons, le "Trigger" du spectromètre à muons.

Mesure de sections efficaces (n,γ) à partir de réactions de transfert pour des actinides mineurs d'intérêt pour la transmutation.

Guillaume BOUTOUX,

CENBG Bordeaux

Les réacteurs du parc électronucléaire français produisent des déchets dont le devenir actuel est le stockage en site géologique profond. Néanmoins, une autre voie est explorée par le l'IN2P3 (CNRS) et le CEA, c'est celle de la transmutation par fission des actinides mineurs. Cette option fait l'objet actuellement de nombreuses recherches dont l'objectif est de démontrer la faisabilité technique de la transmutation à partir de réacteurs « rapides » et d'évaluer les capacités de transmutation de la filière U/Th et des ADS. Pour leur validation, les programmes dédiés à la transmutation font appel aux données neutroniques de base.

C'est dans ce contexte que le groupe "Aval du Cycle et Energie Nucléaire" du Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan travaille sur la réactualisation (lorsqu'elles existent) des données nucléaires. La mesure des sections efficaces neutroniques de ces noyaux lourds constitue très souvent un véritable défi pour les expérimentateurs à cause de leur forte radioactivité alpha, de leur rareté et des difficultés techniques de pureté isotopique. Il est néanmoins possible de contourner ces difficultés à partir de réactions de transfert induites par des particules chargées légères. On parle alors de méthode « surrogate ».

Du point de vue expérimental, la méthode « surrogate » a été explicitée et un exemple $^{238}\text{U}(^3\text{He},p\gamma)^{236}\text{Np}$ a permis d'illustrer le dispositif pour la mesure de sections efficace de capture neutronique $^{237}\text{Np}(n,\gamma)$. Une approche plus théorique a introduit certaines interrogations sur la validité de la méthode « surrogate » pour mesurer des sections efficaces neutroniques. En

effet, la distribution du moment angulaire transférée par réactions de transfert est fatalement différente de celle transférée par réactions induites par neutrons. Or les probabilités de réactions dépendent directement de l'état quantique du noyau composé qui décroît.

Les sections efficaces de fission d'actinides mineurs, tels que les noyaux de ^{233}Pa , ^{242}Cm , ^{243}Cm et ^{243}Am , ont déjà été mesurées par cette technique, ce qui a permis de confirmer la méthode « surrogate » pour la fission. Reste à valider la méthode pour les mesures de sections efficaces de capture neutronique....

Mesures de fragmentation du carbone 12 pour l'hadronthérapie.

Benjamin BRAUNN, LPC Caen

L'hadronthérapie consiste en l'irradiation de tumeurs cancéreuses avec un faisceau d'ions légers (principalement des protons et des carbones 12). L'énergie des ions est comprise entre quelques dizaines et quelques centaines de MeV/u, dépendant de la profondeur de la tumeur. Les principaux avantages de cette technique de thérapie sont une balistique précise : pic de Bragg et une faible diffusion latérale ainsi qu'une meilleure efficacité biologique (en comparaison avec la radiothérapie photon) pour les ^{12}C .

Afin de garder ces bénéfices, une bonne précision sur la localisation du dépôt d'énergie est requise. Une des principales sources d'incertitude est la fragmentation des ions au cours de leur passage dans la matière. En effet, cette fragmentation n'est pas bien prise en compte dans les codes de simulation et il n'existe pas de données sur la fragmentation du carbone avec des matériaux légers entre 30 et 100 MeV/u. Pour répondre à ce manque de données et de précision, nous avons préparé et réalisé une expérience au GANIL en mai 2008. Nous avons mesuré les taux de production et les distributions angulaires des fragments résultant de l'interaction entre un faisceau de carbone 12 à 95 MeV/u et des cibles de PMMA (cible plastique équivalente à l'eau) de 0,5 à 4 cm d'épaisseur. L'objectif de cette expérience est d'obtenir les flux de ces fragments après différentes épaisseurs de PMMA afin de les comparer à ceux utilisés dans des codes MC, notamment GEANT4.

Mesure de l'énergie des neutrons par méthode de temps de vol sur l'installation AMANDE.

Marie-Anne COGNET, IRSN Cadarache

La responsabilité des références françaises des unités liées à la dosimétrie des neutrons est du ressort du Laboratoire de Métrologie et de Dosimétrie des Neutrons de l'IRSN. C'est dans ce cadre, que ce laboratoire développe et exploite diverses installations produisant des champs neutroniques de référence, dont l'installation AMANDE, inaugurée en mai 2005. Celle-ci produit des champs de neutrons mono-énergétiques d'énergie comprise entre 2 keV et 20 MeV permettant d'étudier la variation de la réponse de détecteurs en fonction de l'énergie des neutrons.

Pour déterminer l'énergie du pic neutron mono-énergétique de manière directe et absolue, la méthode de temps de vol est utilisée. Celle-ci consiste à mesurer le temps mis par les neutrons pour parcourir la distance entre la cible (leur lieu de création) et le détecteur. Cette mesure nécessite un faisceau pulsé (l'accélérateur AMANDE délivre des impulsions de l'ordre de 1 à 2 ns de largeur), et des détecteurs ayant une réponse temporelle rapide. Pour les énergies de neutrons comprises entre 1 MeV et 20 MeV des scintillateurs liquides de type BC501A sont

utilisés et pour les énergies inférieures à 1 MeV le choix s'est porté sur un détecteur verre au lithium.

La détermination des références en énergie par temps de vol sera ensuite utilisée pour étalonner en énergie des spectromètres du laboratoire qui pourront être utilisés ensuite comme instruments de transfert des références en énergie d'AMANDE dans toute installation produisant des champs neutroniques.

Etude de la réaction $^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$ aux énergies stellaires dans le cadre de la théorie de Matrice-R

Mohammed DEBABI , Laboratoire de Sciences Nucléaires USTHB Alger

Une quantité fondamentale à déterminer avec la plus grande précision en astrophysique nucléaire pour rendre compte de la production d'énergie et de la synthèse des éléments chimiques dans les étoiles et l'univers est le taux de réaction. Son calcul est l'un des buts principaux dans l'étude des réactions de fusion thermonucléaire qui jouent un rôle important dans la compréhension de l'origine et la composition de l'univers, non seulement lors de la nucléosynthèse primordiale mais aussi lors de la naissance et de l'évolution des étoiles. Aux énergies stellaires, l'effet de la barrière coulombienne est responsable de la chute brutale des sections efficaces de ces réactions qui sont extrêmement difficiles voire impossibles à mesurer en laboratoire autour de la fenêtre de Gamow. Pour extraire, néanmoins, le facteur astrophysique $S(E)$ permettant de réduire la forte dépendance en énergie des sections efficaces, l'on procède à l'extrapolation des valeurs mesurées aux énergies plus élevées accessibles à l'expérience au moyen d'une théorie fiable des réactions nucléaires. Nous avons appliqué cette méthode à la réaction $^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$ impliquée dans le cycle CNO froid de combustion de l'hydrogène en ajustant les données expérimentales correspondantes dans le cadre du formalisme de la Matrice-R. Dans cette analyse, trois niveaux excités du noyau composé ^{16}O et un niveau large supplémentaire sous le seuil de la réaction ont été considérés. Des ajustements satisfaisants ont été obtenus simultanément pour les données de $S(E)$ et des distributions angulaires avec les mêmes paramètres de ^{16}O . De nouvelles valeurs de ces derniers (énergie d'excitation, spin-parité, largeurs totales, largeurs partielles et largeurs réduites) et du rayon de voie ont été déterminées. Notre analyse rend compte de l'interférence entre niveaux de même spin et parité et de la forte anisotropie des distributions angulaires expérimentales. Le taux de réaction a été calculé aux températures stellaires $0.005 \leq T_9 \leq 2$ à partir de facteur astrophysique à l'énergie zéro, $S(0)$, et comparé à ceux rapportés dans la littérature.

Développement d'une caméra au xénon liquide dédiée à l'imagerie médicale fonctionnelle et des simulations associées

Samuel DUVAL, SUBATECH Nantes

La Tomographie par Emission de Positron est une technique d'imagerie médicale fonctionnelle. Elle permet de quantifier dans certaines limites le métabolisme biologique et est aujourd'hui utilisée dans certaines spécialités médicales comme l'oncologie, la neurologie ou encore la cardiologie. De nombreuses études sont aujourd'hui menées pour améliorer la qualité des informations recueillies en TEP en particulier pour réduire la durée de l'examen ou l'activité injectée.

Pour cela nous proposons une caméra TEP pour l'homme composée de quatre modules de détection au xénon liquide utilisant le seul signal de scintillation. La photodétection est assurée

par des PhotoMultiplificateurs Gazeux (GPM) de grande taille. Les premiers résultats des simulations sont encourageants. Afin de maîtriser la mesure de signaux dans le xénon liquide, un prototype XEMIS1 (XENon Medical Imaging System) de télescope Compton a été mis au point et réalisé au laboratoire Subatech. Il nous fournit d'ores et déjà les premiers résultats exploitables et va nous permettre la caractérisation d'un GPM qui est en cours de conception, en collaboration avec le Weizmann Institute of Sciences en Israël.

Utilisation du mécanisme de Quasi-fission pour la spectroscopie gamma des noyaux riches en neutrons de la région de masse $A=60$.

Mathieu FERRATON, IPN Orsay

Les noyaux riches en neutron dans la région de masse $A=60$ ont été étudiés de manière intensive ces dernières années et ont montré une grande diversité de comportements. Certains obéissent au modèle en couche sphérique, mais en s'éloignant de la stabilité, les nombres magiques habituels peuvent être modifiés. Par exemple le nombre magique $N=32$ apparaît lorsque le nombre de protons dans l'orbitale $f_{7/2}$ diminue. D'autres résultats expérimentaux montrent que certains noyaux de Fer et de Chrome sont déformés ce qui traduit un comportement collectif des nucléons qui les composent.

Pour produire et étudier ces noyaux par spectroscopie gamma, nous allons utiliser un type particulier de collisions profondément inélastiques d'ions lourds, étudié dans les années 1970 par M. Lefort et J. Wilczynski [Phys. Lett. B47 (1971) 6] et appelé "quasi-fission", ou "nuclear orbiting". Contrairement aux transferts multi-nucléon quasi-élastiques précédemment utilisés pour produire des noyaux exotiques dans cette région de masse, il s'agit pour nous de se placer au-delà de l'angle de grazing, afin de s'affranchir de ces transferts quasi-élastiques. Nous allons ainsi sélectionner les voies de réaction pour lesquelles la relaxation de l'énergie cinétique est plus importante. Nous pensons ainsi peupler les noyaux d'intérêt à des énergies d'excitation et dans des états de spin plus élevés. Nous espérons également peupler des états non-yrast.

Nous utiliserons un faisceau de ^{48}Ca fourni par le Tandem d'Orsay, avec des cibles minces de ^{70}Zn et de ^{64}Ni . Pour détecter et identifier les quasi-projectiles produits lors de l'interaction, nous allons placer le spectromètre BACCHUS à un angle de 0° , où la section efficace de quasi-fission est la plus importante. La détection en coïncidence des rayonnements gamma avec le multi-détecteur Germanium ORGAM en cours d'installation au Tandem d'Orsay, permettra une étude spectroscopique des quasi-cibles d'intérêt.

Etude de la réaction $^{60}\text{Fe}(n,\gamma)^{61}\text{Fe}$ d'intérêt astrophysique

Sandra Giron, IPN Orsay

Le satellite INTEGRAL, dédié à l'observation du rayonnement γ à basse énergie émis dans l'Univers, a récemment permis d'observer les raies à 1,173 et 1,333 MeV du ^{60}Fe ($T_{1/2}=1,5 \cdot 10^6$ ans) qui signent la production actuelle de cet isotope. Cependant, l'interprétation de ces observations est difficile car de grandes incertitudes concernent les sections efficaces des réactions $^{59}\text{Fe}(n,\gamma)^{60}\text{Fe}$ et $^{60}\text{Fe}(n,\gamma)^{61}\text{Fe}$ mises en jeu lors de la nucléosynthèse du ^{60}Fe , et qui sont utilisées dans les modèles d'évolution stellaire.

Mon travail de thèse consistera à étudier la réaction $^{60}\text{Fe}(n,\gamma)^{61}\text{Fe}$ par réaction de transfert $^{60}\text{Fe}(d,p\gamma)^{61}\text{Fe}$. Cette étude permettra de déterminer la spectroscopie du ^{61}Fe (énergies d'excitation et spins-parités), ainsi que les facteurs spectroscopiques des niveaux peuplés. Ces

paramètres seront d'une part utilisés pour calculer la section efficace de la réaction $^{60}\text{Fe}(n,\gamma)^{61}\text{Fe}$, et d'autre part comparés aux prédictions du modèle en couches afin de les contraindre.

L'expérience se déroulera au printemps 2009 sur la ligne LISE du GANIL. Une cible de CD_2 sera bombardée par un faisceau de ^{60}Fe à 25 MeV/u. Le dispositif expérimental utilisé sera composé des BTM (Beam Tracking Detectors) qui sont des traceurs de faisceau, et des télescopes MUST2 composés d'un étage de Si et un étage de Si(Li) pour identifier les protons de recul, mesurer leur énergie et leur angle d'émission. Des clovers de type EXOGAM serviront à la détection des photons émis. Les fragments de ^{61}Fe seront détectés en bout de ligne par une chambre d'ionisation et un détecteur plastique. Les résultats de l'analyse de cette expérience feront l'objet de discussions avec les théoriciens qui effectuent les calculs du modèle en couche ainsi qu'auprès des astrophysiciens qui développent les modèles de nucléosynthèse.

Tests et optimisation d'un détecteur pour TEP « haute activité » avec électronique frontale numérique.

Baptiste JOLY **LPC Clermont-Ferrand**

Ce travail s'inscrit dans le cadre de la collaboration nationale Innotep portant sur la conception et le test de systèmes de contrôle de dose en hadronthérapie. L'intérêt des faisceaux d'ions (H, Li, C) par rapport à la radiothérapie conventionnelle réside dans la distribution spatiale de l'énergie déposée dans les tissus : le dépôt de dose est concentré à une certaine profondeur (pic de Bragg).

Le besoin apparaît de contrôler en temps réel la dose déposée pour s'assurer du respect de la prescription et au besoin ajuster les paramètres. Parmi les processus d'interaction nucléaire des ions incidents avec la cible biologique, des noyaux émetteurs bêta+ sont formés, ce qui suggère la possibilité d'utiliser la technique de tomographie par émission de positons pour reconstruire une distribution de dose. L'expérience montre toutefois que les caméras TEP commerciales sont inadaptées à cet environnement, du fait de la forte activité et du fort bruit de fond associé.

Le but de cette thèse est alors l'optimisation et le test d'une chaîne de détection pixellisée, à haute bande passante, et prévue pour la mesure de temps de vol. Chaque scintillateur est associé à un photodétecteur compact, une électronique de préamplification, de préfiltrage et un échantillonneur numérique. Les signaux sont traités par des algorithmes embarqués dans des circuits logiques programmables.

Des expérimentations sont effectuées sur un banc de test à deux voies, avec différents composants (scintillateur, photodétecteur), et par analyse différée des signaux échantillonnés. Divers algorithmes sont testés et optimisés, et les résultats montrent la possibilité de mesurer le temps et l'énergie des photons avec une bonne résolution par une méthode de filtrage numérique optimisée pour un bruit non-stationnaire. Il est prévu de programmer un FPGA afin de tester les algorithmes en temps réel. Un démonstrateur multivoies de taille réduite est en cours de conception, afin d'effectuer des mesures sur faisceau.

Concentration des radionucléides naturels dans des échantillons prélevés de deux minerais de phosphates différents.

Chaouki LAKEHAL, **LPMS Constantine (Algérie)**

Dans le cadre du suivi de la radioactivité de l'environnement les activités spécifiques des trois familles radioactives naturelles ^{238}U , ^{235}U et ^{232}Th ainsi que le radionucléide primordial ^{40}K ont

été mesuré par la spectrométrie gamma pour des échantillons de phosphates collectés de deux sites différents, le minerai de Bordj-Ghdire-Setif (BG) et le minerai de Ouanza-Tebessa (OZ). La chaîne de mesure était composée d'un détecteur germanium hyper pure (GeHP) de volume 121 cm³. Le bruit de fond a été réduit à l'aide d'un blindage de l'intérieure à l'extérieure constitué de 4 cm de plomb archéologique, 8 cm de polyéthylène boré, 10 cm de plomb, et finalement 8 cm de polyéthylène boré respectivement, et d'un système anti-cosmique. Les mesures ont été effectuées au niveau du CENBG-Bordeaux et l'analyse des données a été faite au niveau du LPMP-Constantine.

Les résultats obtenus ont montré la présence d'une forte concentration des radionucléides naturels dans les deux minerais et notamment le minerai de Ouanza où on a constaté des activités spécifiques pour l'²³⁸U de 249,26±15.65 Bq.kg⁻¹ dans OZ et de 547,23±38,74 Bq.kg⁻¹ dans BG. Pour l'²³⁵U sa concentration était inférieure à la limite de détection dans OZ et de 24,22±2,47 Bq.kg⁻¹ dans BG. L'activité spécifique du ²³²Th était de 733,20±33.58 Bq.kg⁻¹ dans OZ et de 6,18±0,36 Bq.kg⁻¹ dans BG. Pour le ⁴⁰K était de 6,68±0.70 Bq.kg⁻¹ dans OZ et de 1,40±0,23 Bq.kg⁻¹ dans BG.

Pour évaluer l'exposition aux rayonnements gamma dans les deux minerais, et à partir des activités spécifiques du ²³²Th, ²²⁶Ra et ⁴⁰K, trois indices ont été déterminé qui sont Radium equivalent (Ra_{eq}), external and internal hazard indexes (H_{ex} et H_{in}). Pour les deux échantillons, on a trouvé les valeurs suivantes : 1297,93±110.83 Bq.kg⁻¹ dans le OZ et 830,83±71 Bq.kg⁻¹ dans le BG pour le Ra_{eq}, et de 3,51 ±0.48 Bq.kg⁻¹ dans le OZ et 2,25 ±0.28 Bq.kg⁻¹ dans le BG pour le H_{ex}, et de 4,18 ±0.39 Bq.kg⁻¹ dans le OZ et 4,47±0.56 Bq.kg⁻¹ dans le BG pour le H_{in}. Sachant que le Ra_{eq} doit être inférieur à 370 Bq.kg⁻¹ et inférieur à l'unité pour les deux autres indices.

Résonances et clusters dans les systèmes : ¹²C+¹²C & ¹²C+¹⁶O

Dorothee LEBHERTZ, IPHC Strasbourg

Des états clusters basés sur des agrégats de ¹²C,¹⁶O ou ²⁴Mg sont prédits par différents modèles (AMD, GCM ..) pour des noyaux des couches (sd) et (pf). En particulier, ces modèles prédisent 3 bandes ¹²C-¹⁶O dans le ²⁸Si et ¹²C-¹²C dans le ²⁴Mg; une liée, une proche du seuil de formation du cluster et une troisième aux alentours de la barrière de Coulomb (B_c). Ces deux systèmes sont également célèbres pour être fortement résonant autour de B_c. De telles résonances sont par exemple vues dans la voie de capture radiative qui alimente la bande du fondamental de ces noyaux, elles sont particulièrement étroites (Γ<200keV) et traduisent une grande stabilité du noyau composite qui peut s'expliquer par des états moléculaires qui auraient un fort recouvrement avec la voie d'entrée. Si de tels états étaient alimentés, leur décroissance devrait favoriser l'alimentation des autres bandes cluster de plus basses énergies. C'est pour mesurer la totalité du flux γ de la voie de capture radiative que les expériences ¹²C(¹²C,γ)²⁴Mg et ¹²C(¹⁶O,γ)²⁸Si ont été réalisées au laboratoire Triumf à Vancouver. Grâce au spectromètre à 0° Dragon, qui est capable, avec un pouvoir de réjection 10¹³, de séparer les noyaux de reculs de capture radiative de ceux du faisceau à 0°, nous avons pu mesurer en coïncidence les γ provenant de la capture radiative (10⁵ fois moins nombreux que ceux provenant des autres voix de fusion évaporation) dans l'ensemble de 30 détecteurs BGO disposés dans la géométrie la plus compacte possible autour de la cible afin d'atteindre une efficacité de détection de 50% à 5 MeV. Dans nos deux expériences faites à différentes énergies sur et hors résonances, un flux important alimentant des états un peu au dessus du seuil a pu être mis évidence. La résolution des BGO (à 12 MeV ΔE/E~10%) ne permet pas de spécifier les états particuliers alors alimentés. Il pourrait s'agir de l'alimentation d'états à structure particulière due à un fort recouvrement avec la voie

d'entrée ou alors d'une alimentation qui suivrait les forces moyennes des transitions iso-vectorielles et iso-scalaires depuis des spins d'entrée de $2^+/4^+$ dans le ^{24}Mg et $5^-/6^+$ dans le ^{28}Si .

Liens entre les propriétés statistiques et dynamiques des fragments produits lors des collisions d'ions lourds aux énergies de Fermi.

Grégory LEHAUT

LPC Caen

Il a été proposé que le phénomène de multifragmentation puisse être relié à la transition liquide-gaz de la matière nucléaire. Nous proposons d'étudier les propriétés de la matière nucléaire finie et notamment les propriétés de la transition de phase à l'aide d'une approche de gaz sur réseau. Ces approches sont utilisées pour étudier les caractéristiques des transitions de phases.

Nous nous intéressons plus particulièrement aux effets de l'interaction coulombienne ainsi qu'à ceux de l'isospin sur la transition liquide-gaz, en concentrant cette étude sur les signaux mesurables expérimentalement tels que la taille du plus gros fragment (bimodalité) ou les rapports de production isotopique (isoscaling). Il est intéressant dans ce modèle d'étudier l'évolution de l'énergie de symétrie en fonction de la température et la densité, afin de pouvoir relier les propriétés isotopiques des fragments à l'énergie de symétrie du système.

Etude de la réaction pp à 1.25 GeV avec HADES

TingTing LIU

IPN Orsay

HADES (High Acceptance DiElectron Spectrometer) est un spectromètre de dileptons (e^+e^-) qui est installé sur l'accélérateur du GSI (Darmstadt). Il est constitué de plusieurs sous-détecteurs, un RICH (Ring Image Cherenkov) qui permet d'identifier les électrons et de mesurer leur direction d'émission, 4 MDC (Mini Drift Chamber) disposées de part et d'autre d'un champ magnétique qui permettent de déterminer très précisément l'impulsion des particules, un TOF (Time of Flight) et un Shower qui discrimine les électrons des hadrons. Le détecteur peut atteindre une résolution en impulsion de 1~2 %.

Les expériences avec HADES sont dédiées à l'étude des propriétés des mésons vecteurs (ρ, ω, ϕ) dans la matière nucléaire chaude et dense. Pour identifier de tels effets, la production de dileptons est mesurée dans des collisions d'ions lourds. La mesure des spectres de dileptons en réactions élémentaires avec HADES est un complément indispensable au programme de réactions en ions lourds. Parce que la séparation des différents processus devient possible, on peut tester les modèles de production de dileptons de façon sélective.

La contribution actuelle de notre groupe de l'IPN consiste à analyser les données d'une des expériences proton-proton, celle réalisée à l'énergie incidente de 1.25 GeV. Cette énergie est juste en dessous du seuil de production du méson η et est suffisante pour exciter la résonance

$\Delta(1232)$ et en étudier sa décroissance Dalitz ($\Delta \rightarrow N e^+ e^-$), jusqu'à maintenant jamais mesurée. Les données sont analysées parallèlement dans différentes voies : la voie hadronique, dans laquelle on peut vérifier finement les mécanismes de production de la résonance ; la voie leptonique, avec la production exclusive ($pp \rightarrow ppe^+e^-$) qui permet vraiment d'isoler la contribution de la décroissance Dalitz du Δ et la production inclusive de paires (e^+e^-) pour valider les modèles des transport utilisés pour l'interprétation des expériences en ions lourds. De plus, on peut aussi tester les efficacités et résolutions en utilisant les voies dont on mesure toutes les particules émises. Dans les années qui viennent, des expériences de collisions de systèmes lourds (Ni+Ni,

Au+Au) seront réalisées pour étudier le spectre de dileptons sur une échelle plus grande en densité baryonique et ainsi augmenter la sensibilité aux effets de milieu. Pour atteindre ce but, une amélioration du détecteur sera faite en 2009.

Le Cirque d'ions : un anneau de stockage pour trier les noyaux

Enrique MINAYA RAMIREZ, CSNSM Orsay

Le « Cirque d'ions » (Ion Circus) est le nom d'un nouveau type de piège à ions que nous développons au C.S.N.S.M. à Orsay. Cette étude a démarré avec ma thèse en janvier 2006 sous la direction de David Lunney. L'ambition de ce projet est de mettre au point un piège capable de trier les noyaux isobariques tout en étant compact pour permettre une utilisation facile dans les installations de physique nucléaire.

Le cirque d'ions est un piège de Paul circulaire : c'est l'assemblage de 36 quadrupoles qui forment un cercle parfait de 400 mm de diamètre. L'objectif de cette machine est d'effectuer 4 opérations simultanément : le piégeage, le refroidissement, la séparation en masse et l'éjection des ions. Le pouvoir de résolution attendu devrait être autour de 5000.

Notre prototype a été assemblé en août 2007, depuis nous continuons à mettre au point l'électronique nécessaire pour le fonctionnement du Cirque (RF, contrôle commande...) et nous continuons à optimiser les caractéristiques de notre piège.

A la recherche de la Vibration de Paire Géante

Baptiste MOUGINOT IPN Orsay

La Vibration de Paire Géante (GPV) est un phénomène collectif, qui consiste en une excitation cohérente de paires vers la couche majeure inoccupée. Ce mode collectif $L=0$, a été prédit par de nombreux modèles (QRPA, TBHFB), mais n'a jamais été observée.

Dans ce contexte, nous avons recherché la GPV dans le ^{206}Pb et le ^{118}Sn , grâce à des réactions (p,t), en améliorant les conditions d'observation expérimentales. Un faisceau de proton de 60MeV est suffisamment énergétique pour exciter des modes à hautes énergie (typiquement les 15MeV d'excitation attendue pour la GPV dans ces noyaux), tout en évitant de favoriser les états de haut spin (favorisés par les faisceaux de hautes énergies).

Nous avons donc réalisé une première expérience, à 7° (limite du dispositif expérimental) avec un faisceau de proton à 60MeV sur une cible de ^{208}Pb et une cible de ^{120}Sn . Un mode $L=0$, nous assure un maximum de section efficace à 0°

Ceci nous invite à réitérer l'expérience à 0° , afin de déterminer, si oui ou non, le faible effet observé à 12MeV d'excitation du ^{118}Sn correspond bien à la GPV.

Etude de la structure partonique du noyau d'hélium

Yohann PERRIN, LPSC Grenoble

A la fin du vingtième siècle, un nouveau formalisme, les distributions généralisées de partons (GPDs), est apparu comme outil efficace décrivant de manière universelle la structure en partons des hadrons, reliant de fait les facteurs de forme électromagnétique et les distributions de partons. La détermination des GPDs s'est alors révélée comme une étape primordiale de la détermination du moment orbital des partons. Depuis lors, la communauté scientifique

internationale a développé de vastes programmes d'étude de la diffusion Compton profondément virtuelle (DVCS), processus physique le plus simple permettant de mesurer les GPDs.

L'expérience E08-024 (sujet de ma thèse), qui aura lieu au Jefferson Laboratory (Newport News, VA) en 2009, s'inscrit dans ce contexte. Cette dernière propose l'étude de la réaction DVCS sur une cible d'hélium, de spin nul. Elle envisage de mesurer précisément la GPD nucléaire de l'hélium afin de déterminer sa structure partonique et de tenter d'élucider certains effets nucléaires.

Sur la route de l'ultime îlot de stabilité nucléaire

Julien PIOT, IPHC Strasbourg

Les noyaux de transfermium sont situés à une zone frontière au-delà de laquelle le modèle de la goutte liquide exclut toute stabilité. Cependant, l'apparition de nouveaux gaps dans les niveaux quantiques prédits par le modèle en couches permettent de contrecarrer localement la répulsion coulombienne et induisent l'existence d'un ultime îlot de stabilité super-lourd ($A > 250$). Si les moyens expérimentaux actuels ne nous permettent pas d'envisager une étude détaillée des super-lourds, la spectroscopie de noyaux de transfermium nous fournit un accès à ces éléments. Elle a pour double objectif d'étudier la structure des noyaux autour de $N=150$ et de mettre en lumière les cascades de décroissance α liant ces noyaux qui pourront, à terme, être un ancrage des cascades de décroissance des noyaux super-lourds. Ces études nécessitent des équipements complexes permettant de compenser l'extrême faiblesse des probabilités de production de ces noyaux. Ainsi, dans le cadre de ma thèse on utilise le système de détection JUROGAM-RITU-GREAT à l'Université de Jyväskylä en Finlande et l'association du séparateur VASSILISSA et du système de détection de plan focal GABRIELA au FLNR à Dubna en Russie.

Mes travaux de thèse sont centrés sur l'étude des noyaux $Z=100$ à $Z=104$ et plus spécifiquement le ^{256}Rf , qui sera alors le plus lourd élément étudié en spectroscopie gamma prompte.

Ces noyaux sont étudiés soit au plan focal, soit en spectroscopie gamma prompte en coïncidence avec le plan focal. L'expérience sur le ^{256}Rf utilisera JUROGAM-RITU-GREAT pour des mesures en coïncidence prompt-plan focal. Les objectifs de cette expérience sont d'observer la bande de rotation basée sur l'état fondamental, de poursuivre l'étude des isotones à $N=152$ et de mettre en lumière d'éventuels états isomériques. Ce noyau est situé à la limite de la sensibilité des équipements actuels. Il requiert la capacité de produire et d'utiliser un intense faisceau de ^{50}Ti . Ainsi, outre la rareté et le côté réfractaire du produit, il a fallu développer en parallèle un système de cible rotative (évitant sa fusion) et des cartes d'acquisition numériques permettant de traiter le flot de données. Certains de ces développements se prolongent dans de nouveaux projets tels que S^3 pour SPIRAL 2.

Caractérisation de faisceaux de particules, générés par lasers intenses, via des méthodes de densitométrie optique et d'activation nucléaire.

Cyril PLAISIR, CENBG Bordeaux.

Les lasers de puissance permettent de générer des faisceaux de particules (électrons, protons, ions) de plus en plus intenses et énergétiques. Actuellement, avec un seul tir laser, il est possible de générer plus de 10^{10} particules ayant une distribution en énergie continue jusqu'à plusieurs dizaines de MeV, accélérées en une centaine de picoseconde sur une distance d'une centaine de micromètres. Les détecteurs couramment utilisés en physique nucléaire, tels que les

scintillateurs ou encore les semi-conducteurs, ne permettent pas de caractériser un flux de particules aussi important. Il est donc indispensable de développer des détecteurs pour caractériser les faisceaux de particules produits sur les installations actuelles comme le 100TW ou PICO2000 du LULI et sur les installations futures (LIL, PETAL, ELI). Celles-ci généreront des faisceaux de particules encore plus intenses et des particules encore plus énergétiques.

C'est dans ce cadre que nous avons développé un diagnostic permettant de déterminer les paramètres de la distribution en énergie et de la distribution spatiale des faisceaux de particules produits avec les lasers intenses. Le détecteur utilisé est un empilement de films radiochromiques, ces films sont sensibles à l'énergie déposée par des particules ou bien des rayonnements ionisants. Ces films permettent, en mesurant la densité optique et en simulant la fonction de réponse du détecteur complet, d'obtenir la distribution en énergie des faisceaux de particules produites avec le laser. Ces détecteurs présentent un inconvénient important puisque à priori il n'est pas possible de distinguer les contributions des différentes particules (électrons, protons, ions) au dépôt d'énergie. Cependant, en simulant l'activation des films à l'aide du code Monte Carlo Geant4, il est possible de vérifier si la distribution mesurée à l'aide de la méthode de densitométrie optique permet de reproduire les activations mesurées expérimentalement dans les films. Dans notre cas, pour déterminer la contribution des protons, nous avons étudié la décroissance d'émetteurs β^+ produits par réactions (p,n), (p,a) ou bien (p, γ) dans les films. Le couplage entre les mesures de densitométrie optique et d'activation nucléaire permet de caractériser les distributions spatiale et en énergie des faisceaux de particules générés par lasers intenses.

Etude des décroissances $\beta^+ \rightarrow 0^+$ super-permises

Jérome SOUIN, CENBG Bordeaux

Un des plus importants tests du modèle standard est l'unitarité de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. L'étude des décroissances $\beta^+ \rightarrow 0^+$ super-permises, grâce à leur simplicité, permet l'accès à cette valeur via la détermination précise de la valeur ft , relative à la "force" de la transition. Cela requiert une mesure de haute précision des intensités des γ émis. Il est donc crucial d'avoir une précise calibration en efficacité d'un détecteur HPGe (High Purity Germanium). Une combinaison de simulations Monte Carlo (GEANT4) et de mesures est utilisée pour atteindre ce but.

Détecteur pixélisé pour l'imagerie γ haute résolution

Line SOURIS, CSNSM Orsay

Dans le cadre de ma thèse je m'intéresse à des imageurs gamma à faible champ de vue, environ 25 cm², qui ont la particularité d'être portable et qui peuvent donc être utilisés en bloc opératoire.

Dans le cas d'une détection indirecte des gammas, c'est-à-dire dans le cas d'un détecteur constitué d'un scintillateur et d'un photodétecteur, il existe 2 types d'imageur gamma haute résolution dédié au médical : ceux possédant un photodétecteur continu et ceux possédant un photodétecteur pixélisé.

L'électronique associée à ce dernier type de détecteur a été mon champ d'étude de cette première année de thèse. Elle est de 2 types : une électronique lisant indépendamment chacune des voies et une électronique à réseau de résistance avec 4, 8 ou 32 voies de sortie. Deux études sont à mener, une étude par simulation à comparer avec une étude expérimentale. La première

étude a été réalisée cette année, pour la deuxième on attend le matériel qui est en cours de finalisation.

Etude de la structure des noyaux exotiques de zinc et de germanium au-delà du nombre magique N=50 et développement de la source laser à ALTO

Benoit TASTET, IPN Orsay

Ma thèse s'inscrit dans le développement du projet ALTO (Accélérateur Linéaire et Tandem d'Orsay). ALTO est une installation de recherche nucléaire qui utilise la photo-fission pour produire des faisceaux radioactifs par méthode ISOL (Isotopic Separation On Line).

Nous étudions l'évolution du nombre magique neutronique N=50 dans les noyaux exotiques riches en neutrons c'est à dire les isotopes lourds loin de la stabilité. Pour cela, je m'intéresse aux isotopes de Zn et de Ge, plus particulièrement au ^{81}Zn dans la systématique des noyaux pairs-impairs de la chaîne isotonique N=51 qui sonde le caractère « particule individuelle » de cette région au delà de N=50, ainsi qu'au ^{86}Ge dans la systématique des isotopes de Ge pair au delà de N=50 qui eux sont une sonde du caractère « collectif » de cette région. Mon expérience de thèse est prévue pour le deuxième semestre 2009 et va consister à produire les $^{77,79,80,81}\text{Cu}$ et les $^{85,86}\text{Ge}$ dans une expérience de décroissance β permettant d'alimenter les états excités des $^{77,79,80,81}\text{Zn}$ et des $^{85,86}\text{Ge}$ et observer leur décroissance γ . Ces noyaux étant très exotiques, nous devons améliorer la production et la sélection de ces noyaux à ALTO pour pouvoir les étudier. Nous avons pour cela développé une source d'ionisation laser dans le but de produire des faisceaux purs de cuivre et de gallium. Ainsi cette année, mon travail a consisté à installer et à optimiser les lasers de la source avec François Le Blanc. Nous comptons sortir un faisceau de cuivre hors ligne à la fin de l'année 2008 pour une expérience au printemps 2009.

LISTE DES PARTICIPANTS

APHECETCHE Laurent

SUBATECH – BP 20722 – 4 rue A. Kastler – F-44307 NANTES Cedex 3 - *aphecetc@in2p3.fr*

ASCHER Pauline

CENBG – BP 120 –F-33175 GRADIGNAN Cedex – *ascher@cenbg.in2p3.fr*

AUDIRAC Laurent

CENBG – BP 120 –F-33175 GRADIGNAN Cedex – *audirac@cenbg.in2p3.fr*

AUSSET Patrick

IPN Orsay – 15 rue Georges Clémenceau – F-91406 ORSAY Cedex – *ausset@ipno.in2p3.fr*

BAUDOT Jérôme

IPHC Strasbourg - 23 Rue du Loess - F-67037 STRASBOURG Cedex 2 - *jerome.baudot@ires.in2p3.fr*

BLANC Aurélien

LPC Clermont - Université Clermont II - F-63177 AUBIERE Cedex - *blanc@clermont.in2p3.fr*

BLANK Bertram

CENBG – BP 120 –F-33175 GRADIGNAN Cedex – *blank@cenbg.in2p3.fr*

BOUCHET Jérôme

IPN Orsay – 15 rue Georges Clémenceau – F-91406 ORSAY Cedex – *boucher@ipno.in2p3.fr*

BOUTOUX Guillaume

CENBG – BP 120 –F-33175 GRADIGNAN Cedex – *boutoux@cenbg.in2p3.fr*

BRAUNN Benjamin

LPC/ISMRA - 6, Boulevard du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex – *braunn@lpccaen.in2p3.fr*

COGNET Marie-Anne

IRSN Cadarache – BP 17 - 92262 FONTENAY AUX ROSES - *marie-anne.cognet@irsn.fr*

DEBABI Mohammed

USTHB - Faculté de Physique – BP 32 – El Alia – Bab Ezzouar – Alger – *Debabi_Mohammed@yahoo.fr*

DELAHAYE Pierre

GANIL – Bld Henri Becquerel – BP 55027 – F-14076 CAEN Cedex - *delahaye@ganil.fr*
(précédemment : AB/ATB-EET Section -Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire
F-01631 CERN – Cedex - *pierre.delahaye@cern.ch*)

DE LA TAILLE Christophe

LAL Orsay - Bâtiment 200 - 91898 Orsay Cedex - *taille@lal.in2p3.fr*

DELAUNAY Franck

LPC/ISMRA - 6, Boulevard du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex – *delaunay@lpccaen.in2p3.fr*

DUPRAT Jean

CSNSM – Bâtiment 104-108- F-91405 ORSAY - *jean.duprat@csnsm.in2p3.fr*

DUVAL Samuel

SUBATECH – BP 20722 – 4 rue A. Kastler – F-44307 NANTES Cedex 3 – *duval@subatech.in2p3.fr*

FERRATON Mathieu

IPN Orsay – 15 rue Georges Clémenceau – F-91406 ORSAY Cedex – *ferraton@ipno.in2p3.fr*

FRANCHOO Serge

IPN Orsay – 15 rue Georges Clémenceau – F-91406 ORSAY Cedex – *franchoo@ipno.in2p3.fr*

FRELIN Anne-Marie

DRT/DETECS/SSTM, CEA Saclay - Bat. 451 - 91190 Gif sur Yvette - *anne-marie.frelin@cea.fr*

GIOVINAZZO Jérôme

CENBG – Rue du Solarium – BP 110 – F-33175 GRADIGNAN Cedex – *giovinaz@cenbg.in2p3.fr*

GIRON Sandra

IPN Orsay – 15 rue Georges Clémenceau – F-91406 ORSAY Cedex – *giron@ipno.in2p3.fr*

GOBET Franck

CENBG – Rue du Solarium – BP 110 – F-33175 GRADIGNAN Cedex – *gobet@cenbg.in2p3.fr*

GUEGAN Hervé

ARCANE – Rue du Solarium – BP 110 – F-33175 GRADIGNAN Cedex – *arcane@cenbg.in2p3.fr*

GUIDAL Michel

IPN Orsay – 15 rue Georges Clémenceau – F-91406 ORSAY Cedex – *guidal@ipno.in2p3.fr*

HANNACHI Fazia

CENBG – Rue du Solarium – BP 110 – F-33175 GRADIGNAN Cedex – *hannachi@cenbg.in2p3.fr*

JACQUOT Bertrand

GANIL – Bld Henri Becquerel – BP 55027 – F-14076 CAEN Cedex - *jacquot@ganil.fr*

JOLY Baptiste

LPC Clermont - Université Clermont II – F-63177 AUBIERE Cedex - *joly@clermont.in2p3.fr*

KABTOUL Mohammed

LPC/ISMRA - 6, Boulevard du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex - *kabtoul@lpccaen.in2p3.fr*

KURTUKIAN Teresa

CENBG – Rue du Solarium – BP 110 – F-33175 GRADIGNAN Cedex – *kurtukia@cenbg.in2p3.fr*

LABALME Marc

LPC/ISMRA - 6, Boulevard du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex - *labalme@lpccaen.in2p3.fr*

LAKEHAL Chaouki

LPMS - BP 700 Constantine, 25000 Algerie - *lakehal.chaouki@gmail.com*

LEBHERTZ Dorothee

IPHC Strasbourg - 23 Rue du Loess - F-67037 STRASBOURG Cedex 2 – *dorothee.lebhzert@ires.in2p3.fr*

LEFEBVRE-SCHUHL Anne

CSNSM – Bâtiment 104-108- F-91405 ORSAY - *lefebvre@csnsm.in2p3.fr*

LEHAUT Grégory

LPC/ISMRA - 6, Boulevard du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex - *lehaut@lpccaen.in2p3.fr*

LE NIENDRE Nicolas

LPC/ISMRA - 6, Boulevard du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex - *leneindre@lpccaen.in2p3.fr*

LEPRINCE Anne

LPC/ISMRA - 6, Boulevard du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex – *leprince@lpccaen.in2p3.fr*

LIU Tingting

IPN Orsay – 15 rue Georges Clémenceau – F-91406 ORSAY Cedex – *liu@ipno.in2p3.fr*

LOPEZ Olivier

LPC/ISMRA - 6, Boulevard du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex – *lopezo@in2p3.fr*

MATTA Adrien

IPN Orsay – 15 rue Georges Clémenceau – F-91406 ORSAY Cedex – *adrien.matta@u-psud.fr*

MEOT Vincent

CEA/DIF/DPTA/SPN – BP 12 – F-91680 BRUYÈRES-LE-CHÂTEL – *vincent.meot@cea.fr*

MINAYA-RAMIREZ Enrique

CSNSM – Bâtiment 104-108- F-91405 ORSAY - *minaya@csnsm.in2p3.fr*

MOUGINOT Baptiste

IPN Orsay – 15 rue Georges Clémenceau – F-91406 ORSAY Cedex – *mouginot@ipno.in2p3.fr*

MUNIER Mélodie

IPHC Strasbourg - 23 Rue du Loess - F-67037 STRASBOURG Cedex 2 – *melodie.munier@ires.in2p3.fr*

NOURREDDINE Abdel-Mjid

IPHC Strasbourg - 23 Rue du Loess - F-67037 STRASBOURG Cedex 2 – *abdelmjid.nourreddine@ires.in2p3.fr*

PAUNA Nicoleta

LPC Clermont - Université Clermont II – 24 Av. des Landais - F-63177 AUBIERE Cedex - *pauna@clermont.in2p3.fr*

PERRIN Yohann

LPSC Grenoble - 53 Avenue des Martyrs - F-38026 GRENOBLE Cedex - *perrin@lpsc.in2p3.fr*

PIBERNAT Jérôme

CENBG – BP 120 –F-33175 GRADIGNAN Cedex – *pibernat@cenbg.in2p3.fr*

PIOT Julien

IPHC Strasbourg - 23 Rue du Loess - F-67037 STRASBOURG Cedex 2 – *julien.piot@ires.in2p3.fr*

PLAISIR Cyril

CENBG – BP 120 –F-33175 GRADIGNAN Cedex – *plaisir@cenbg.in2p3.fr*

PORQUET Marie-Geneviève

CSNSM – Bâtiment 104-108- F-91405 ORSAY – *porquet@csnsm.in2p3.fr*

POUTHAS Joël

IPN Orsay – 15 rue Georges Clémenceau – F-91406 ORSAY Cedex – *pouthas@ipno.in2p3.fr*

RAIMBOURG Joël

CEA/DIF/DPTA/SPN – BP 12 – F-91680 BRUYÈRES-LE-CHÂTEL – *joel.raimbourg@cea.fr*

ROSSE Bertrand

CEA/DIF/DPTA/SPN – BP 12 – F-91680 BRUYÈRES-LE-CHÂTEL – *bertrand.rosse@cea.fr*

SALSAC Marie-Delphine

IRFU/SPhN CEA Saclay batiment 703 91191 Gif sur Yvette Cedex - *mariedelphine.salsac@cea.fr*

SERANI Laurent

CENBG – BP 120 –F-33175 GRADIGNAN Cedex – *serani@cenbg.in2p3.fr*

SILVESTRE BRAC Bernard

LPSC Grenoble - 53 Avenue des Martyrs - F-38026 GRENOBLE Cedex - *silvestre@lpsc.in2p3.fr*

SOHIER Till

IPHC Strasbourg - 23 Rue du Loess - F-67037 STRASBOURG Cedex 2 – *sohier@hotmail.fr*

SOURIS Line

CSNSM – Bâtiment 104-108- F-91405 ORSAY – *line.souris@csnsm.in2p3.fr*

SOUIN Jérôme

CENBG – BP 120 –F-33175 GRADIGNAN Cedex – *souin@cenbg.in2p3.fr*

TASTET Benoît

IPN Orsay – 15 rue Georges Clémenceau – F-91406 ORSAY Cedex – *tastet@ipno.in2p3.fr*

THERS Dominique

SUBATECH – BP 20722 – 4 rue A. Kastler – F-44307 NANTES Cedex 3 – *dominique.thers@subatech.in2p3.fr*

VIENT Emmanuel

LPC/ISMRA - 6, Boulevard du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex – *vient@lpccaen.in2p3.fr*