

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Énergie nucléaire

Jean-Louis Basdevant, James Rich
et Michel Spiro

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE





Ce logo a pour objet d'alerter le lecteur sur la menace que représente pour l'avenir de l'écrit, tout particulièrement dans le domaine universitaire, le développement massif du « photocopillage ».

Cette pratique qui s'est généralisée, notamment dans les établissements d'enseignement, provoque une baisse brutale des achats de livres, au point que la possibilité même pour les auteurs de créer des œuvres nouvelles et de les faire éditer correctement est aujourd'hui menacée. Nous rappelons donc que la production et la vente sans autorisation, ainsi que le recel, sont passibles de poursuites.

Les demandes d'autorisation de photocopier doivent être adressées à l'éditeur ou au Centre français d'exploitation du droit de copie :

20, rue des Grands-Augustins, 75006 Paris. Tél. : 01 44 07 47 70.

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Table des matières

Introduction	11
1 Quelques points de repère historiques	12
2 Etendue de la physique nucléaire	13
3 Découverte de la radioactivité	15
1 Concepts de base de la physique nucléaire	29
1 Les noyaux atomiques	29
1.1 Généralités	29
1.2 Rayons nucléaires	32
1.3 Energies de liaison	33
2 Réactions nucléaires, lois de conservation	37
2.1 Lois de conservation	37
2.2 Conservation de l'énergie et de l'impulsion totale.	39
2.3 Conservation du moment cinétique.	40
2.4 Nombres quantiques additifs et groupe $U(1)$	40
2.5 Symétries du Hamiltonien	42
2.6 Bilan énergétique	42
3 Etats excités des noyaux	44
4 Forces nucléaires	45
4.1 Aspects qualitatifs	46
4.2 Le potentiel de Yukawa et ses généralisations	47
4.3 Origine du potentiel de Yukawa	48
5 Indépendance de charge : l'Isospin	50
5.1 L'indépendance de charge des forces nucléaires	50
5.2 L'Isospin	50
5.3 Origine de la symétrie d'isospin ; différence de masse neutron- proton	55
6 Noyaux déformés	57
7 Bibliographie	59
2 Modèles nucléaires, stabilité des noyaux	61
1 Modèle du potentiel nucléaire moyen	61

2	La formule de masse semi-empirique	67
2.1	La goutte liquide de Bohr	67
2.2	La formule de masse de Bethe-Weizsäcker	67
3	Modèle du gaz de Fermi	71
3.1	Energie de volume et énergie de surface	71
3.2	Energie d'asymétrie	73
4	Structure en couches des noyaux : nombres magiques	74
4.1	Nombres magiques	74
4.2	Couplage spin-orbite et modèle en couches	78
4.3	Quelques conséquences de la structure en couches des noyaux	80
5	Radioactivité bêta	83
6	Répulsion coulombienne et radioactivité α	85
6.1	Radioactivité α	86
6.2	Modèle de Gamow de l'émission α	87
7	Vallée de stabilité et désintégrations	90
8	Bibliographie	91
3	Exploration de la matière nucléaire	93
1	Notion de section efficace	93
1.1	Définition de la section efficace	93
1.2	Calcul classique	95
1.3	Découverte du noyau	96
1.4	Généralités sur les sections efficaces	97
2	Calcul quantique	98
2.1	Probabilités de transition	99
2.2	Fonctions tendant vers la distribution de Dirac	99
2.3	Etats asymptotiques ; normalisation des états	100
2.4	Passage à la limite du continu : section efficace de diffusion	101
3	Forme des sections efficaces	104
3.1	Forme générale	104
3.2	Diffusion de deux particules dans l'approximation de Born	105
4	Exploration des systèmes composés	108
4.1	Diffusion sur un état lié, facteur de forme	108
4.2	Diffusion sur une distribution de charges	110
4.3	Distribution de charge dans les noyaux	112
4.4	Structure interne électrique et magnétique du proton et du neutron	114
4.5	Dissociation de l'état lié	115
5	Les résonances	117
5.1	Section efficace résonante	117
5.2	Exemples de sections efficaces résonantes	120
5.3	Valeurs des sections efficaces résonantes	120
6	Bibliographie	121

4	Interactions électro-faibles, quarks et leptons	123
1	Désintégrations, généralités	123
1.1	Largeur naturelle, taux de branchement	123
1.2	Calcul des taux de désintégration	124
1.3	Espace des phases et désintégration en deux corps	125
2	Désintégrations radiatives	126
2.1	Durées de vie atomiques	126
2.2	Coefficients d'Einstein	127
2.3	Radioactivité γ des noyaux	129
3	Désintégrations faibles ; constante de Fermi	131
3.1	Désintégration du neutron	131
3.2	Radioactivité bêta des noyaux	134
3.3	Désintégration du muon	135
4	Familles de quarks et de leptons	138
4.1	Universalité des interactions faibles des leptons	138
4.2	Les quarks	139
4.3	Quasi-universalité des interactions faibles des quarks	142
4.4	L'angle de Cabibbo	144
4.5	Matrice de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa	145
4.6	Unification Electro-Faible	146
4.7	Largeur du Z_0 et nombre de neutrinos	150
4.8	Conclusion	152
5	Bibliographie	152
5	Radioactivité, applications	155
1	Généralités	155
2	Effets des rayonnements ionisants	157
2.1	Perte d'énergie d'une particule ionisée passant dans la matière	157
2.2	Pouvoir de ralentissement	162
2.3	Electrons	164
2.4	Photons	165
3	Comment doser la radioactivité ?	165
4	Applications de la radioactivité dans le domaine civil	167
4.1	Domaine agro-alimentaire	167
4.2	Domaine industriel	168
4.3	Conservation du patrimoine artistique et culturel	169
4.4	La datation	169
4.5	Etudes relatives à l'évolution du climat et de l'environnement	171
4.6	Etudes relatives à la sismologie et aux risques naturels	171
5	Effets biologiques des rayonnements ionisants	171
5.1	Action des rayonnements ionisants sur la matière vivante	172
5.2	Introduction aux effets carcinogènes des radiations	176
5.3	Les faibles doses	179

6	Bibliographie	183
6.1	Radioactivité	183
6.2	Effets biologiques des rayonnements ionisants	184
6	La fission	185
1	Energie nucléaire	185
2	Energie de fission	186
3	Produits de fission	186
4	Mécanisme de la fission, barrière de fission	189
5	Matériaux fissiles et matériaux fertiles	192
6	Réactions en chaîne, principe des réacteurs	193
7	Modérateur, ralentissement des neutrons	196
8	Transport des neutrons dans la matière	198
8.1	Equation de transport	198
8.2	Le modèle de Lorentz	200
8.3	Divergence, masse critique	204
9	Bibliographie	206
7	Production d'énergie électro-nucléaire	207
1	Les réacteurs nucléaires	207
2	Les réacteurs thermiques	208
3	Les réacteurs du futur	214
3.1	European Pressurized Reactors	214
3.2	La filière des réacteurs à neutrons rapides	216
4	Réacteurs couplés à un accélérateur	219
4.1	La cible de spallation	220
4.2	L'ensemble sous-critique	222
4.3	L'accélérateur de haute intensité	223
4.4	Un projet de réacteur hybride : le projet Rubbia	224
5	Le cycle du combustible nucléaire	225
5.1	L'extraction du minerai	225
5.2	La concentration	225
5.3	La fluoration	226
5.4	L'enrichissement	227
5.5	La fabrication des assemblages	228
5.6	Le combustible après utilisation	228
5.7	Déchargement, désactivation et transport du combustible	228
5.8	Le retraitement	229
5.9	Le stockage des produits de fission	229
5.10	Le projet INCA	231
6	Bibliographie	231
8	La fusion	233
1	Réactions de fusion	233

1.1	Barrière coulombienne, énergie « thermonucléaire »	235
1.2	Taux de réaction dans un milieu	237
1.3	Chauffage et confinement du plasma	238
1.4	Une condition nécessaire : le critère de Lawson	239
2	La fusion par confinement magnétique	241
3	Confinement Inertiel par Laser	244
3.1	Historique	246
4	Bibliographie	248
9	Éléments d'astrophysique nucléaire.	249
1	Modèles cosmologiques	249
1.1	Le Big bang	249
1.2	La masse cachée de l'univers	251
1.3	Un Univers plat ?	252
1.4	Nucléosynthèse primordiale et matière baryonique	253
2	La physique du Soleil	255
2.1	Structure du Soleil	256
2.2	Naissance du Soleil	257
2.3	La régulation thermique miraculeuse d'un système autogravitant	257
2.4	Réactions nucléaires	258
3	Astrophysique nucléaire	259
3.1	Classification des étoiles	260
3.2	La fin de la combustion actuelle du Soleil ; Naines blanches	261
3.3	Processus explosifs	262
3.4	Taille d'équilibre d'une naine blanche	265
3.5	Etoiles à neutrons	267
4	Nucléosynthèse	269
5	Bibliographie	271
	Dossier : Données sur l'énergie	273
1	Quelques caractéristiques de l'énergie	273
1.1	Ordres de grandeur	273
1.2	Dégradation	274
1.3	Stockage	274
1.4	Transport de l'énergie	275
1.5	Réserves	275
1.6	Nuisances	276
2	Consommation d'énergie	276
2.1	Unités	276
2.2	Ordres de grandeur	277
3	Les besoins en énergie	278
4	Notions sur l'effet de serre	280
4.1	La Terre : un système radiatif	280

4.2	Manifestation de l'effet de serre	281
4.3	Modélisation naïve de l'effet de serre	282
4.4	Discussion	283
5	Les ressources en énergie	284
6	Bibliographie	286
Dossier : Des faibles doses aux grandes exagérations		287
1	Effets biologiques des rayonnements ionisants et problématique des faibles doses	288
1.1	Quelques rappels sur les unités utilisées	288
1.2	Historique des normes de la CIPR	289
1.3	Effets des rayonnements ionisants	290
1.4	Effets des faibles doses	291
2	Y a-t-il un risque si l'on mange des champignons radioactifs?	292
2.1	Les champignons, des aspirateurs à radioéléments.	292
2.2	Une sensibilité différente à la radioactivité.	293
3	Risques biologiques liés à l'utilisation d'uranium appauvri	294
3.1	Présentation	294
3.2	La vision de la presse	295
3.3	Etude de la toxicité radiologique	296
3.4	Etude de la toxicité chimique.	298
4	Une opinion sur Tchernobyl?	300
4.1	La désinformation initiale.	300
4.2	Des ressemblances et des dissemblances troublantes.	301
4.3	Estimation de doses pour un Français.	303
5	Bibliographie	304
6	Annexes.	306
6.1	Article du Figaro	306
6.2	Etude sur les champignons radioactifs	306
6.3	Articles du monde diplomatique	308
Dossier : La prolifération nucléaire		319
1	Fonctionnement et fabrication d'une arme nucléaire	319
1.1	Les différents types d'armes	319
1.2	Moyens nécessaire à leur réalisation	322
2	Les moyens de la prolifération – matières fissiles	324
2.1	Obtention des matières fissiles	324
2.2	Les matières fissiles disponibles	326
2.3	Non prolifération et pays du seuil	327
3	Le recyclage des armes démantelées	329
3.1	L'Uranium hautement enrichi	329
3.2	Le Plutonium	329
4	Cadre juridique de la lutte contre la prolifération	330

4.1	Le traité de non prolifération	330
4.2	Les accords bilatéraux de désarmement	331
4.3	L'agence internationale à l'énergie atomique	331
4.4	Traités divers relatifs aux essais nucléaires et aux zones dénu- cléarisées	331

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Introduction

*Il ne faut pas uniquement intégrer. Il faut aussi désintégrer.
C'est ça la vie. C'est ça la philosophie. C'est ça la science.
C'est ça le progrès, la civilisation.*
Eugène Ionesco, La Leçon.

Découverte de façon inopinée, ou presque, par Henri Becquerel au crépuscule du XIX^e siècle, la physique nucléaire aura profondément marqué le XX^e siècle. La formule d'Einstein $E = mc^2$ la symbolise dans l'imaginaire collectif ¹. Cette formule est associée autant au génie d'un homme qu'à la capacité que l'humanité a acquise de s'autodétruire. L'humanité s'est enfin interrogée sur son futur collectif. Le retraitement et le stockage des déchets nucléaires, par exemple, nous porte à nous préoccuper de ce que nous aurons laissé à nos descendants dans des milliers d'années.

La physique nucléaire a marqué le monde dans le domaine militaire et politique. L'arme nucléaire qui, à la différence de l'arbalète ou de la poudre à canon, n'a été utilisée que deux fois en août 1945, a bouleversé l'échiquier mondial et la politique internationale depuis lors.

Dans la technologie, bien entendu, la production d'énergie et les innombrables utilisations pratiques de la radioactivité, dans la médecine comme dans l'art, l'archéologie ou dans la recherche fondamentale, sont devenues des éléments familiers de la vie humaine. Mais ces technologies suscitent une indiscutable méfiance. On préfère voir leur résultat plutôt que les manipuler.

En 1903, le troisième prix Nobel de physique était décerné pour moitié à Henri Becquerel, pour moitié à Pierre et Marie Curie, pour la découverte de la radioacti-

¹A tort, on le sait ; cette formule vaut pour cuire un œuf aussi bien que dans une explosion de supernova.

tivité. Henri Becquerel avait découvert le phénomène, Pierre et Marie Curie en avaient montré l'importance et l'étendue. C'est Rutherford, prix Nobel de chimie 1908, qui, en s'intéressant à ces phénomènes à partir de 1899, doit être considéré comme le fondateur de la physique nucléaire proprement dite. On trouvera plus bas un récit de la découverte de la radioactivité et des premières questions qu'elle suscita.

1 Quelques points de repère historiques

L'histoire de la physique nucléaire commence en 1896 avec la découverte de la radioactivité par Becquerel. Elle s'étend jusqu'à maintenant.

Cette histoire peut être divisée en trois parties : la découverte du noyau et de ses propriétés fondamentales jusqu'en 1939, le développement de la spectroscopie nucléaire et des modèles nucléaires de 1947 à 1960, l'émergence d'une théorie microscopique unificatrice et l'identification de mécanismes fins, non-classiques, de 1958 à nos jours.

Depuis la fin de la deuxième guerre mondiale, la science nucléaire a connu un essor considérable, mais, même si elle s'était arrêtée en 1960 (voire en 1939), pratiquement toutes ses applications, aussi bien technologiques qu'astrophysiques, existeraient aujourd'hui. En effet, elles ne font appel qu'aux phénomènes connus à cette époque et peuvent se contenter d'interprétations théoriques élémentaires.

C'est *grosso modo* ce qui nous concernera dans ce livre, même si bon nombre d'applications ou de découvertes que nous verrons sont toutes récentes.

La chronologie des principales étapes de cette première phase est la suivante.

1868 Classification périodique de Mendeleiev.

1895 Découverte des rayons X par Röntgen.

1896 Découverte de la radioactivité par Becquerel.

1897 Identification de l'électron par J.J. Thomson.

1898 Séparation des éléments Polonium et Radium par Pierre et Marie Curie.

1908 La charge $+ 2$ de la particule α est mesurée par Geiger et Rutherford.

1911 Découverte du noyau par Rutherford, modèle « planétaire » de l'atome.

1913 Théorie des spectres atomiques par Niels Bohr.

1914 Mesure de la masse de la particule α par Robinson et Rutherford.

1924-1928 Théorie quantique (de Broglie, Schrödinger, Heisenberg).

1928 Théorie de la pénétration des barrières de potentiel par effet tunnel,

application à la radioactivité α , par Gamow, Gurney et Condon.

1929-1932 Premières réactions nucléaires avec le cyclotron de Lawrence à Berkeley, et l'accélérateur Van de Graaff par Cockcroft et Walton.

1932 Identification du neutron par Chadwick.

1934 Découverte de la radioactivité artificielle par F. et I. Joliot-Curie.

1934 Découverte de la capture neutronique par Fermi.

1935 Modèle de la goutte liquide et du noyau composé par N. Bohr.

1935 Formule de masse de Bethe et Weizsäcker.

1938 Bethe et Weizsäcker comprennent que l'énergie des étoiles provient de réactions de fusion thermonucléaire.

Décembre 1938 Découverte de la fission par Hahn et Strassman.

1939 Interprétation théorique de la fission par N. Bohr et Wheeler.

1942 Le premier réacteur, construit par Fermi, diverge à Chicago.

1953 Salpeter comprend la réaction fondamentale de fusion de deux protons en un noyau de deutérium dans le soleil.

2 Etendue de la physique nucléaire

La physique nucléaire a engendré en un siècle une série inimaginable de retombées techniques, économiques, politiques et, bien entendu, scientifiques jusqu'à la physique des particules élémentaires et des interactions fondamentales, dont on a, paradoxalement, une théorie plus complète que de la physique des noyaux elle-même ².

Les noyaux atomiques sont des systèmes de protons et de neutrons, de masses voisines, liés par les forces nucléaires. On verra que, du point de vue nucléaire, en faisant abstraction de l'électromagnétisme, le proton et le neutron, de masse voisine, sont des « jumeaux nucléaires ». En outre, il est fondamental pour notre existence que le neutron soit plus lourd que le proton. C'est fondamental, mais c'est incompréhensible! C'est une des très grandes énigmes de la physique contemporaine!

Il existe des milliers de noyaux différents, 1700 si l'on ne considère que les noyaux usuels connus dans la nature, alors qu'il n'existe qu'une centaine d'atomes ³. Une

²C'est évidemment un faux paradoxe : la structure de l'ADN découle, en principe, entièrement de l'équation de Schrödinger et de l'électrodynamique quantique. Ce n'est pas sous cet angle qu'on l'étudie.

³Différents isotopes d'un même élément ont même propriétés chimiques.

des courses aux records du monde actuelle consiste à synthétiser des noyaux lourds instables (on est arrivé en 1999 à la région « mythique » pour les physiciens nucléaires, des éléments $Z = 114$ et 126 que la théorie prévoit être particulièrement stables).

La physique des noyaux proprement dite est un domaine de recherche en plein renouveau depuis une dizaine d'années avec la mise en service de nouvelles machines, les accélérateurs à ions lourds, notamment les machines de Berkeley, de Caen (le grand accélérateur national à ions lourds GANIL), de Darmstadt et de Dubna. La physique des noyaux atomiques reste une *science fondamentale*. C'est en soi un problème de mécanique quantique complexe, un véritable problème à N corps, avec un nombre N à la fois beaucoup trop grand (16, 56 à 240) pour qu'on puisse le résoudre exactement sur ordinateur, et trop petit pour qu'on puisse utiliser les méthodes de la Physique statistique. Avec les accélérateurs d'ions lourds, on découvre des effets très subtils, par exemple de superfluidité locale lors du choc frontal de deux noyaux lourds.

La physique nucléaire a eu comme sous-produit la physique des particules, des interactions fondamentales et des constituants fondamentaux de la matière : quarks et leptons.

Elle est essentielle pour comprendre l'origine et la structure du monde dans lequel nous vivons. La naissance de l'Astrophysique nucléaire a constitué un pas en avant considérable en astronomie et en cosmologie.

Bien entendu, les technologies nucléaires jouent un rôle de premier plan dans la société contemporaine. Nous en verrons plusieurs exemples.

Ce livre est principalement un document d'ouverture à des sciences et technologies d'une grande diversité. Nous souhaitons qu'il serve de tremplin pour approfondir tel ou tel aspect du domaine.

Nous tenons à remercier nos élèves, en particulier ceux des promotions X 1996, X 1997, X 1998 et X 1999 pour leur apport à ce livre, tant en Energie nucléaire que dans les approfondissement qui lui sont reliés sur les thèmes « Energie-Environnement » et « Cosmologie ». On trouvera dans ce livre des passages qui leur sont dus.

Nous devons beaucoup à André Rougé pour ses précieux conseils. Qu'il trouve ici l'expression de notre gratitude. Nous ferons constamment référence aux livres : *Mécanique Quantique* par J-L. Basdevant et J. Dalibard, *Physique Subatomique* par André Rougé et *Cosmologie* par Jim Rich.

3 Découverte de la radioactivité

Henri Becquerel

Le lundi 24 février 1896, dans une brève communication à l'Académie des Sciences ⁴, Henri Becquerel fait part à ses collègues d'une observation très attendue. Il a soigneusement enveloppé dans du carton noir des plaques photographiques, achetées à l'usine des frères Lumière ⁵, il les a recouvertes de lamelles cristallines de sulfate double d'uranium et de potassium, et a exposé le tout au soleil sur le bord de sa fenêtre. Cinq heures plus tard, en développant ses plaques, fortement protégées de la lumière du soleil, Becquerel a découvert qu'elles étaient impressionnées.

Un rayonnement invisible est capable de traverser le carton noir. Si l'on interpose des objets métalliques entre le sel d'uranium et la plaque, on voit leur silhouette se dessiner sur les clichés. Les matériaux sont plus ou moins opaques à ces rayons invisibles. Le court rapport de Becquerel est factuel, presque laconique.

Henri Becquerel a 43 ans. Il est entré à l'École polytechnique en 1872, en est sorti dans le corps des Ponts et Chaussées. C'est un homme modeste et doux. La communauté scientifique apprécie sa culture, son expérience et la finesse de son jugement, mais on voit davantage en lui un continuateur plutôt qu'un créateur. On le considère surtout comme le porte parole d'une tradition. Il est le troisième membre de la dynastie des Becquerel qui, depuis le début du siècle, se succèdent tant à l'Académie qu'au Muséum ⁶.

Son grand-père Antoine-César (1788-1878, X 1806), après avoir combattu dans la guerre d'Espagne de 1810 à 1812, s'était lancé dans la physique. Il avait laissé une oeuvre considérable, notamment sur l'électricité. Élu à l'Académie des sciences en 1829, il avait collaboré avec Ampère, Gay-Lussac et Biot, et correspondait fréquemment avec Faraday.

Son père, Alexandre-Edmond (1820-1891), reçu à l'École Normale Supérieure et à l'École polytechnique, avait préféré démissionner pour devenir l'assistant de son propre père au Muséum. Élu à l'Académie des Sciences en 1863, il avait fait des travaux importants en électricité, en magnétisme et en optique. Il avait étudié les réactions photochimiques, était devenu un maître de la photographie. Il avait, le premier, mis

⁴H. Becquerel : Sur les radiations émises par phosphorescence, *Compt. Rend. Acad. Sc. Paris* 122, 420 (1896)

⁵Les frères Lumière firent de nombreuses communications à l'Académie des Sciences à cette époque. Auguste était chimiste, Louis, physicien et bricoleur de génie. Ils dirigeaient l'entreprise familiale qui produisait 15 millions de plaques photographiques par an. Deux mois plus tôt, le 28 décembre 1895, avait eu lieu la première projection du cinématographe, au Grand Café, boulevard des Capucines à Paris.

⁶Son fils Jean (1878-1953, X 1897), Professeur au Muséum, répétiteur puis examinateur à l'École polytechnique, fut élu membre de l'Académie des Sciences en 1946, au fauteuil de Jean Perrin.

en évidence la partie ultraviolette du spectre solaire. Il était un expert mondial en matière de phénomènes de luminescence.

Henri Becquerel est professeur à l'École polytechnique depuis l'année précédente, mais sa nomination a déclenché l'indignation de son collègue Alfred Cornu⁷ (X 1860) Président de L'Académie des Sciences, qui ne lui trouve pas suffisamment d'autorité scientifique. Il a travaillé sur un sujet qui passionne : l'action directe du champ magnétique sur le rayonnement ; il n'a obtenu aucun résultat notable. Il a fait son travail de thèse sur l'absorption de la lumière par les cristaux anisotropes. Un an après avoir soutenu sa thèse de Doctorat en 1888, il est élu à l'Académie des Sciences ! Depuis sa thèse, Henri Becquerel a sérieusement délaissé la recherche et préfère se consacrer à ses enseignements, à l'École polytechnique et au Muséum.

Découverte des rayons X

La découverte de la radioactivité est indissociable de celle des rayons X.

Au moment où l'Académie prend connaissance des observations de Becquerel, elle est en effervescence. Depuis plusieurs semaines, on ne parle que de lumière, de photographie et de rayons X. Le lundi 20 janvier, en effet, en fin de séance, Arsène d'Arsonval a fait découvrir à ses collègues une photographie qu'ils n'ont jamais imaginée. Elle a été envoyée par deux médecins, Paul Oudin et Toussaint Barthélémy. On y voit les os à l'intérieur d'une main vivante. Le cliché a été obtenu par Wilhelm Conrad Röntgen à Würzburg. La main est celle de sa femme.

C'est quelques mois plus tôt que Röntgen a découvert ces rayonnements invisibles et pénétrants, qu'il nomme de la lettre de l'inconnu, « X-strahlen », les rayons X. Il s'est intéressé aux étranges rayons cathodiques qui se propagent dans le vide à l'intérieur du tube de Crookes, ancêtre de notre actuel tube de télévision. On s'interroge beaucoup, à cette époque, sur la nature de ces rayons électriques : est-ce que ce sont des ondes, ou bien des corpuscules ? En 1894, ses maîtres, Hertz et Lenard ont constaté que les rayons cathodiques peuvent traverser un hublot métallique placé sur la paroi du tube. Lenard a donc décidé de les étudier en eux-mêmes, à la sortie. Pour protéger la zone expérimentale de tout rayonnement lumineux, il barde le tube et le hublot de feuilles opaques de plomb et d'étain. Le 8 novembre 95, Röntgen répète ces expériences. Il suit très exactement la procédure expérimentale de Lenard à un détail près. On ne sait pourquoi, c'est avec du carton noir et non du plomb qu'il enveloppe le tube⁸. Il y a là, sur la table, loin du tube, un écran enduit sur une de ses faces de platino-cyanure de baryum fluorescent. A sa stupéfaction, à chaque décharge du tube

⁷Cornu était un opticien de talent. Il avait, le premier, reproduit en laboratoire l'intégralité des raies spectrales connues de l'atome d'hydrogène. Sauf pour les quatre premières, trouvées en laboratoire par Angström entre 1853 et 1873, ces raies, qui ont constitué la pierre de Rosette de la mécanique quantique en 1913, n'avaient été, jusque là, observée que dans les étoiles. Les attribuer à l'hydrogène relevait d'une hypothèse de régularité.

⁸On ne saura évidemment que plus tard que les rayons X sont arrêtés par le plomb, utilisé par

cet écran devient luminescent, et cela même s'il est à plus de deux mètres. Un rayonnement invisible inconnu semble filtrer au travers du carton noir pour aller exciter la fluorescence de l'écran.

Röntgen devient fébrile, il est inquiet, « C'est une chose si extraordinaire qu'on va dire que je suis devenu fou! » Ce qu'il voit est tellement stupéfiant que, pour se convaincre lui-même, il recommence l'expérience des dizaines de fois. Ces rayons sont-ils vraiment pénétrants, peuvent-ils véritablement traverser la matière? En interposant sa main entre le tube et l'écran, il voit se dessiner les os de ses phalanges, entourés de la pénombre de ses chairs. Les corps sont plus ou moins opaques à ces rayons inconnus. Il prend sa femme à témoin, et, pour convaincre le monde de la réalité de ce qu'il voit, il fixe ces images sur des plaques photographiques. « J'ai des photographies de l'ombre des os de la main, d'un ensemble de poids enfermés dans une boîte! » écrit-il. Ces images de l'invisible frappent l'imagination. En quelques années, les hôpitaux s'équipent. Le Kaiser s'en fait faire une démonstration personnelle.

Une idée fausse mais fondamentale

Lorsqu'ils découvrent la radiographie, le lundi 20 janvier, les académiciens sont émerveillés. Le mathématicien Henri Poincaré (X 1873) a reçu un exemplaire de l'article de Röntgen⁹, la physique le passionne. Il y a là Henri Becquerel, qui, fasciné comme Poincaré, s'interroge sur le point d'émission de ces rayons invisibles. Poincaré fait remarquer que la réponse se trouve dans l'article de Röntgen : « Il est certain que l'endroit de la paroi qui a la plus vive fluorescence doit être considéré comme le centre principal d'où les rayons X rayonnent dans toutes les directions ». Les rayons X sont émis au point d'impact des rayons cathodiques sur le verre, où l'on observe une vive fluorescence¹⁰.

Fluorescence, le mot clé est prononcé. Les phénomènes de luminescence des corps ont toujours fasciné. La phosphorescence, qui persiste plus longtemps, et la fluorescence d'une durée très brève sont des émissions lumineuses que certains corps produisent après avoir eux-mêmes été éclairés¹¹.

Lenard, mais pas par le carton.

⁹W. C. Roentgen, Sitzber. physik-med. Ges. Würzburg, 137, Déc. 1895.

¹⁰Les rayons X proviennent, comme la fluorescence, du réarrangement des électrons des atomes de la cible, arrachés par l'impact des électrons incidents.

¹¹De fait, il n'y a pas de différence véritable entre fluorescence et phosphorescence au plan fondamental; ces deux effets résultent d'une émission lumineuse par des électrons excités. Dans les atomes ou dans les molécules, la désexcitation est très brève (la vive couleur de la fluorescéine s'observe quand elle est éclairée). Dans certains cristaux, comme les sulfures de zinc ou de cadmium, des impuretés absorbent beaucoup d'énergie, les temps de désexcitation sont plus longs, la phosphorescence de ces corps persiste plus longtemps. L'excitation peut avoir lieu par chauffage, ou par une action chimique. C'est ce dernier mode qui se produit chez les vers luisants. On réserve souvent le terme de luminescence au cas d'une excitation par la lumière.

La première question que se posent Becquerel¹² et Poincaré¹³ est de savoir s'il n'y a pas un lien entre les rayons X et la fluorescence. Se peut-il que les rayons de Röntgen accompagnent d'autres phénomènes de luminescence, ou de fluorescence, quelle qu'en soit la cause ?

La tradition familiale

Par tradition familiale, Henri Becquerel est mieux placé que quiconque pour mener à bien cette analyse.

Son grand-père Antoine-César s'était pris de passion pour la phosphorescence lors d'un voyage à Venise, en découvrant le spectacle de la lagune, illuminée par des algues phosphorescentes. Cette passion l'avait mené jusqu'à élever des vers luisants, et surtout à faire collection de minéraux phosphorescents.

Son père, Alexandre-Edmond était un maître en la matière. Les corps qu'il avait le plus étudiés dans ce domaine étaient les sels d'uranium, dont il possédait une grande quantité. Il avait construit un ingénieux phosphoroscope pour mesurer l'intensité et la durée de la phosphorescence¹⁴, et il avait notamment observé que les sels d'uranium avaient une phosphorescence beaucoup plus forte que tous les autres corps.

Preuve expérimentale d'une idée fausse

Henri Becquerel tente, dès le lendemain, de vérifier si les substances fluorescentes émettent des rayons X pendant leur fluorescence. Il n'est pas le seul à tenter l'expérience, Charles Henry, G.H. Niewenglowski, L. Troost et Arsène d'Arsonval effectuent, sans succès, la même investigation sur divers composés fluorescents.

Ses premiers essais sont des échecs. Mais, au bout de quelques jours, il pense à utiliser des sels d'uranium. Pourquoi de l'uranium ? Chance, intuition géniale, a-t-on dit, la longue tradition familiale y est évidemment pour beaucoup. « Les résultats de Röntgen ne justifiaient pas vraiment cette idée, dira-t-il plus tard, mais les sels d'Urane possédaient des propriétés de luminescence très extraordinaires, et il était véritablement tentant de procéder à cette investigation. » Il possède une quantité

¹²H. Becquerel, « Recherches sur une propriété nouvelle de la matière », Paris, Firmin-Didot, 1903, page 3 : « Je me suis tout de suite demandé si tous les corps phosphorescents n'émettaient pas de semblables rayonnements. Je fis part de cette idée le lendemain à Monsieur Poincaré... »

¹³Dans son enthousiasme, il arrivait à Poincaré de perdre un peu la mémoire ; ainsi publia-t-il un article le 30 janvier 1896 (H. Poincaré, Revue Gén. des Sciences, 7, 52, 1896) où il reprit la conjecture de Becquerel sans le citer : « Ne peut-on pas alors se demander si tous les corps dont la fluorescence est suffisamment intense n'émettent pas, outre les rayons lumineux, des rayons X de Roentgen *quelle que soit la cause de leur fluorescence ?* » (Les italiques sont de Poincaré.)

¹⁴Grâce à cet appareil, Edmond Becquerel avait démontré que le phénomène qu'en 1852 Stokes avait nommé fluorescence, était de la phosphorescence de courte durée.

notable de ces composés d'uranium, qui ne sont jusque là que des curiosités, sans grande application ¹⁵.

D'où la note du 24 février. Becquerel sait que pour provoquer la fluorescence d'un corps, on doit l'exposer à la lumière. Il faut exposer au soleil l'uranium, mais pas la plaque photographique qui va détecter les rayons X. Il enveloppe, par conséquent, ses plaques dans du carton noir, et met les cristaux de sels d'uranium par-dessus. Après exposition, il constate que les plaques ont été impressionnées. Tout semble confirmer l'idée que l'uranium émet des rayons X pendant sa fluorescence. Certes, les taches observées sur les plaques photo sont bien ténues, beaucoup moins spectaculaires que les images de Röntgen. Mais elles sont bel et bien présentes !

La chance et la découverte scientifique

A ce moment, Becquerel ne se doute pas que sa découverte n'est absolument pas là. Sa découverte vient une semaine plus tard. Il veut répéter son expérience le 26 et le 27 février. Hélas ! Paris est recouvert de nuages. Becquerel abandonne ses échantillons dans un tiroir, remettant son expérience à plus tard. Avant de reprendre ses travaux, le dimanche 1er mars, il développe par acquit de conscience ses plaques photographiques, dont tout laisse à penser qu'elles sont vierges, l'uranium étant à l'abri du soleil. A sa stupéfaction, elles sont, au contraire, fortement impressionnées ! Dans la fin de sa communication à l'Académie ¹⁶, le lundi 2 mars, il réserve un coup de théâtre à ses collègues.

« Les mêmes lames cristallines, placées dans les mêmes conditions et au travers des mêmes écrans, mais dans l'obscurité et à l'abri de l'excitation de radiations incidentes produisent encore les mêmes impressions photographiques. Le soleil ne s'étant pas montré, j'ai développé les plaques photographiques le 1er mars en m'attendant à trouver des images très faibles. Les silhouettes appaurent, au contraire, avec une grande intensité. »

L'impression de ses plaques est totalement indépendante de la fluorescence de l'uranium. Le sel d'uranium émet des rayons pénétrants qu'il ait ou non été exposé à la lumière solaire. « Les expériences que je poursuis en ce moment, pourront, je l'espère, apporter quelques éclaircissements sur ce nouvel ordre de phénomènes » dit-il en conclusion.

¹⁵A vrai dire, l'uranium ne présentait guère d'autre intérêt à l'époque. Il avait été découverte en 1789 par le chimiste allemand Martin Klaproth qui l'avait baptisé en l'honneur de la planète Uranus, découverte en 1781. En 1841, Eugène Péligot avait montré que le corps isolé par Klaproth n'était qu'un oxyde d'uranium, et avait isolé le métal lui-même. On utilisait les sels d'uranium comme colorants dans les céramiques, mais il trouvait peu d'applications lorsque, en 1869, il avait glorieusement pris la 92^{ème} et dernière place dans le tableau périodique de Mendeleev.

¹⁶H. Becquerel : Sur les radiations invisibles émises par les corps phosphorescents, Compt. Rend. Acad. SC. Paris 122, 501 (1896).

Un nouvel ordre de phénomènes en effet. Becquerel prendra progressivement conscience que sa découverte est un phénomène majeur de la nature !

Analyse expérimentale

Suivons maintenant la démarche de l'expérimentateur. Ses premières investigations sont des opérations de contrôle, habituelles à cette époque, pour établir les effets électriques de ces rayonnements. Becquerel découvre notamment que, comme les rayons X, ses rayons ionisent l'air avoisinant.

Mais sa préoccupation principale est de comprendre quelle excitation est à l'origine de l'effet. La phosphorescence, la fluorescence sont en effet provoquées par des excitations lumineuses, les rayons X sont provoqués par l'impact des rayons cathodiques sur la matière. Quel est donc, dans le même cadre de pensée, l'agent excitateur responsable de l'émission de ce rayonnement nouveau ?

Il maintient quelques cristaux dans l'obscurité, pensant qu'ils vont se désexciter, et ainsi devenir plus aptes à être excités de nouveau. A sa surprise, ils conservent tout leur pouvoir actif sur une durée bien supérieure à tout phénomène de phosphorescence connu. Peut-on quand même établir une relation entre l'intensité de la phosphorescence et ce rayonnement nouveau ? Il essaie toute une série de cristaux luminescents. Seuls ceux qui contiennent de l'uranium émettent des rayonnements invisibles. Il traite chimiquement des sels de nitrate d'uranium de façon à faire disparaître leur phosphorescence ; après le traitement, ces cristaux continuent d'émettre les rayonnements invisibles. Il essaie des cristaux d'uranium non phosphorescents, ces derniers émettent aussi des rayonnements. Enfin, il essaie un disque d'uranium métallique, que lui a préparé le chimiste Henri Moissan, et constate que le métal est trois ou quatre fois plus actif que les sels.

Les sels d'uranium phosphorescents émettent spontanément des rayons pénétrants. Des composés d'uranium non fluorescents donnent le même effet. Les matériaux fluorescents sans uranium ne donnent pas d'effet. Le 18 mai, à la fin de cette première campagne d'investigations, Becquerel annonce ¹⁷ que la source de ces « rayons uraniques » pénétrants, comme il les baptisera à la fin de 1896, l'agent « radioactif » (ce terme viendra plus tard, de Marie Curie) c'est, par conséquent, l'Uranium lui-même ¹⁸. *« J'ai donc été conduit à penser que l'effet était dû à la présence de l'élément uranium dans ces sels, et que le métal donnerait des effets plus intenses que ses composés ».*

¹⁷H. Becquerel : Émission des radiations nouvelles par l'uranium métallique, Compt. Rend. Acad. SC. Paris 122, 1086 (1896)

¹⁸A ce moment, la conclusion de Becquerel sur la nature du phénomène est un peu confuse. Il ne parle pas d'origine atomique du phénomène, mais considère qu'il a observé pour la première fois la phosphorescence d'un métal.

L'invention, la rigueur et la raison

Becquerel est un expérimentateur. Il a peu de goût pour les théories, les siennes ou celles des autres. En revanche, la rigueur et la créativité de sa démarche sont étonnantes. Il a en permanence une attitude critique sur tous ses résultats, sur toutes ses idées. Il est prêt à abandonner toute spéculation, aussi enthousiasmante soit elle, face à la réalité des faits. Ce ne sont que les faits qui l'intéressent : les faits et leur enchaînement logique.

Au départ, il agit de façon rationnelle pour vérifier une idée logique. Il suppose que les rayons X accompagnent la fluorescence et veut le prouver. Cela fonctionne d'abord admirablement. Sans sa persévérance, ce ne serait plus maintenant qu'un exemple, oublié, de la confirmation expérimentale d'une idée fausse. Sa découverte survient lorsqu'il démontre que *le phénomène qu'il a imaginé n'existe pas!*

La première découverte de Becquerel est qu'un phénomène n'existe pas, il en découvre alors un autre : la radioactivité¹⁹. De fait, la phosphorescence des sels d'uranium était causée par les rayons pénétrants qu'il avait mis en évidence, et non l'inverse. Becquerel a tourné le dos à la phosphorescence familiale. On se pose évidemment la question de savoir pourquoi Becquerel a éprouvé le besoin de développer des plaques vierges ? Pourquoi ce geste ? Goût du détail, inspiration géniale ? Crookes, qui était venu lui rendre visite ce dimanche 1er mars, est admiratif²⁰ : c'est avant tout le réflexe d'un très grand physicien. Becquerel a expliqué qu'il s'attendait à trouver un faible effet : la phosphorescence disparaît progressivement, c'était une bonne occasion d'estimer l'émission évanescence.

Une découverte est toujours un coup de chance, mais celle-là est la preuve d'un coup d'oeil exemplaire et d'un esprit toujours en éveil. La tradition familiale rôdait, là aussi. On mesure combien ce geste heureux a pu être envié, voire jaloué, par certains contemporains²¹ qui, sans doute, se jugeaient plus dignes de bénéficier de la main de la providence. Certains iront jusqu'à mettre en question la paternité de sa découverte. On chuchote, par exemple, qu'Abel Niepce, neveu de Nicéphore, s'était aperçu en 1857 que du carton imprégné de nitrate d'uranium voilait les plaques photo, et que les Becquerel étaient au courant !

La vérité chronologique, quant à la priorité de l'observation, est que les premiers hommes à avoir mesuré, sans le savoir, des phénomènes radioactifs sont Tycho Brahe et Kepler, le maître et l'élève, le premier en 1572, le second en 1603. Tous deux furent les témoins de l'apparition d'étoiles nouvelles particulièrement brillantes, des supernovae, dont on sait maintenant que ce sont des explosions thermonucléaires d'étoiles à la fin de leur cycle normal de combustion²². La décroissance de la luminosité de ces objets

¹⁹Une analyse remarquable du processus de découverte, notamment celui de Becquerel, est faite par Arthur Koestler dans *The Act of Creation*, Hutchinson & Co. 1964

²⁰W. Crookes, Proc. Roy. Soc. A 83, XX, 1910

²¹Voire, certain de nos contemporains ; la rancune est tenace.

²²La main de la providence rôdait là aussi. Ces événements sont extrêmement rares ; on n'en a vu

après leur apparition provient de la désintégration radioactive du nickel 56 (en 6 jours) produit dans l'explosion, suivie de celle du cobalt 56 (en 82 jours). Tycho Brahé et Kepler mesurèrent, à l'œil nu, l'évolution de la luminosité de ces étoiles nouvelles en les comparant, chaque nuit, avec des étoiles et planètes connues²³. Bien entendu, c'est l'astrophysique nucléaire, au XX^e siècle, qui a pu établir le lien entre ces observations et celles de Becquerel, 300 ans plus tard.

Le deuxième souffle

Entre le printemps 1896 et la fin de 1897, Becquerel perd progressivement de l'intérêt pour ses rayons. A ses sept notes de 1896, succèdent deux autres en 1897, puis pratiquement plus rien. La communauté internationale ne prend pas immédiatement la mesure de sa découverte. Le physicien anglais Silvanus P. Thompson a, d'ailleurs, fait une observation semblable à la fin février 1896. Il a publié en juin²⁴, et a nommé l'effet « hyperphosphorescence ». En apprenant, par Stokes, les résultats de Becquerel, il a abandonné ses investigations. Les rayons X occupent toute la scène scientifique. Ils donnent de bien meilleures images, et sont plus faciles à manipuler que l'uranium, une rareté. Et puis, la découverte de Röntgen semble avoir ouvert la porte à toute une foule de rayonnements étranges, comme la lumière noire de Gustave Le Bon²⁵, voire les « Rayons N », supercherie (ou autosuggestion collective) qui occupa plusieurs années la scène scientifique²⁶. Les rayons uraniques passent un peu inaperçus. Becquerel, lui-même, s'est tourné vers un autre effet qui le fascine : l'effet Zeeman, qui démontre l'action directe du magnétisme sur la lumière !

Le deuxième souffle vient, on le sait, à partir de 1898, avec les travaux de Pierre et Marie Curie et ceux de G.C. Schmidt, en Allemagne, suivis par ceux de Rutherford, à Cambridge puis à Montréal, avec Soddy et Hahn, de Ramsay, en Angleterre, d'André Debierne, un proche des Curie, et de Paul Villard à Paris, de Friedrich Oskar Giesel,

que cinq à l'œil nu en un millénaire dans notre galaxie : outre celles de Tycho Brahé et de Kepler, deux ont été vues en 1006 et en 1054 par des astronomes chinois. La dernière, le 23 février 1987 dans le grand nuage de Magellan, a marqué la naissance de l'astronomie par neutrinos.

²³On a pu reconstituer la position des astres au moment de leurs observations, et, à partir de leurs cahiers, reconstruire la courbe de lumière. Voir par exemple D.H. Clark et F.R. Stephenson, *The Historical Supernovae*, Pergamon Press, Oxford, 1977.

²⁴S.P. Thompson, *Phil ; Mag.* 42, 103, 1896.

²⁵Chaque semaine, depuis le 27 janvier 1896, Arsène d'Arsonval présentait à l'Académie des Sciences une communication de Gustave Le Bon sur la « lumière noire », Ce dernier proclamait qu'il avait, deux ans plus tôt, établi dans le plus grand secret que des formes de lumière traversent les corps opaques : il affirmait avoir photographié cette lumière noire qui pénétrait, d'après lui, les châssis des appareils. Le lundi 24 février 1896, la note des frères Lumière, qui savaient ce que photographier veut dire, est sans équivoque : « La mauvaise fermeture des châssis photographiques, leur défaut d'étanchéité, sont encore des causes d'erreurs fréquentes, dans les expériences du genre de celles qui nous préoccupent. Nous croyons pouvoir conclure que la lumière noire, dont il a été plusieurs fois question dans les *Comptes Rendus*, ne serait que de la lumière blanche, à l'abri de laquelle on ne se serait pas placé d'une façon suffisamment rigoureuse. »

²⁶Jean Becquerel prit une part active à la recherche sur les rayons N. Il pensait sans doute pouvoir rééditer le coup d'éclat de son père, poussé par ce dernier dans cette direction.

Meyer, von Schweidler, Elster et Geitel en Allemagne. Marie Curie dispose d'un instrument original : l'électromètre de Pierre Curie, qui utilise la piézoélectricité ²⁷, et permet de réaliser des mesures de précision. La découverte que, parmi les éléments connus, seul le thorium émet des rayons pénétrants, puis la découverte et la séparation du polonium et du radium, dont les rayonnements sont un million de fois plus intenses que ceux de l'uranium, donnent une impulsion nouvelle et déterminante à la radioactivité.

Les résultats de Marie Curie ramènent Henri Becquerel à sa découverte. Il se lie aux Curie, dont il présente les communications à l'Académie des sciences, et leur apporte son appui ²⁸. Pierre et Marie Curie lui prêtent du radium, avec lequel il fait de nouvelles expériences. Il entretient une correspondance fréquente avec Pierre Curie ; ils publieront ensemble.

Les rayons « bêta »

Pendant cette deuxième période, Henri Becquerel obtient une série de résultats, dont le plus marquant est sans doute l'identification du rayonnement bêta. A la fin de 1899, ayant en tête les effets magnéto-optiques de ses tout premiers travaux et l'effet Zeeman, il veut étudier l'effet d'un champ magnétique sur les rayonnements émis par le radium. Une fois encore, il va faire volte-face par rapport à son idée de départ.

Il constate en effet qu'une partie des rayonnements radioactifs porte de l'électricité, ce qu'aucun rayonnement spontané n'a jamais fait. Il lui vient donc l'idée de fabriquer des faisceaux de rayons chargés, avec un collimateur, et de mesurer leur déflexion par un champ magnétique. C'est exactement ainsi qu'a procédé J.J. Thomson, deux ans plus tôt, lorsqu'il a prouvé que les rayons cathodiques sont des faisceaux d'électrons. Le 26 mars 1900, Becquerel montre que les rayons du radium dévient de la même façon que les rayons cathodiques de Thomson. Becquerel démontre ainsi qu'une composante des rayonnements de la radioactivité, le rayonnement « bêta », consiste en une émission d'électrons ²⁹. Pour la première fois, on trouve une formule mathématique dans

²⁷ Une première forme de piézoélectricité avait été découverte par Haüy sur le spath d'Islande, et avait été analysée par Antoine-César Becquerel, qui avait montré qu'elle apparaissait dans tous les cristaux anisotropes. Le phénomène maintenant appelé piézoélectricité fut, quelques décennies plus tard, le premier grand succès scientifique de Pierre Curie, en collaboration avec son frère Jacques, dans le laboratoire de Charles Friedel.

²⁸ Le statut social de Becquerel, issu d'une famille bourgeoise bien introduite dans les milieux parisiens, contrastait avec celui des Curie, d'origine modeste, faisant face à des difficultés matérielles. Il apparaît qu'Henri Becquerel a toujours été d'une extrême bienveillance à l'égard de ses jeunes collègues. Il parvint même à faire nommer Pierre Curie comme répétiteur auxiliaire à l'École polytechnique, malgré l'opposition d'Alfred Cornu. Pierre Curie, qui fut nommé six mois plus tard à la Sorbonne, n'occupa cette fonction que brièvement.

²⁹ Becquerel constate que certains de ces électrons ont des vitesses considérables, proches de celle de la lumière. Les formules habituelles du mouvement des électrons marchent mal, sauf à admettre une masse différente de la masse connue. Becquerel le note, en disant que ce résultat incite à trouver de nouvelles idées sur l'inertie de la matière. La relativité pointait ; Becquerel avait devant lui, sans

son travail : $RH = (mv)/e$, qui donne le rayon de courbure de la trajectoire d'une particule de charge e et de masse m dans un champ magnétique H . Il vient de réaliser la première expérience moderne d'identification d'une particule élémentaire par la courbure de sa trajectoire dans un champ magnétique. Cette découverte fondamentale sera suivie, peu après, par celle des rayons alfa, noyaux d'hélium ionisé, de charge positive et de grande masse, identifiés par Rutherford et Soddy. Becquerel manquera de peu l'identification de la composante neutre, les rayons gamma, composante plus pénétrante, semblable aux rayons X de Röntgen, que Paul Villard met en évidence en 1900. Les trois composantes de la radioactivité sont ainsi identifiées en 1900.

Une énergie considérable

Une des découvertes les plus frappantes, dans cette période, concerne l'énergie dégagée. Becquerel s'est toujours posé la question de savoir quelle est la source d'énergie responsable de ce nouveau rayonnement. Il a sa part dans l'explication, que l'on doit à Rutherford, de l'origine atomique du phénomène.

C'est Pierre Curie qui, le premier, s'aperçoit que cette énergie est considérable. Il mesure qu'à masse égale, le radium dégage une énergie colossale, un million de fois supérieure à toute énergie de combustion connue, ce qui constitue la première reconnaissance de l'énergie nucléaire. C'est, dans ces découvertes, l'aspect qui frappera le plus l'attention du public et des média. En 1904, lors de l'exposition univeselle, on peut lire dans le *St Louis Post Dispatch* : « Un grain du mystérieux radium sera montré à l'exposition universelle. Sa puissance est inimaginable. Avec ce métal, tous les arsenaux du monde pourraient être détruits. Il pourrait rendre la guerre impossible! »

Les effets biologiques de ce dégagement d'énergie sont d'abord observés par Walkoff et Giesel. Becquerel est intéressé. Pierre Curie lui prête un échantillon de radium, dans une ampoule scellée. Becquerel met l'ampoule dans sa poche et rentre chez lui. Au bout de quelques heures il constate un rougeur, qui se transforme en quelques jours en une plaie, semblable à une brûlure. La blessure met longtemps à cicatriser ; il y a une nécrose des tissus. Lorsqu'il fait part de cette observation à Pierre Curie, ce dernier fait l'expérience, sur lui-même et sur son épouse, et se livre à des expériences plus radicales sur des cobayes. Bientôt, tous les physiciens du domaine se livrent à ce jeu dangereux. La radiothérapie vient de naître ; Becquerel et Curie publieront ensemble sur ce sujet en 1901.

le savoir, une de ses conséquences. Par ailleurs, un des facteurs déclenchants qui poussèrent Louis de Broglie à sa célèbre hypothèse sur le comportement ondulatoire de la matière était précisément d'entendre les spécialistes de la radioactivité parler du même phénomène physique en le nommant tantôt un *électron* tantôt un *rayonnement* bêta. Becquerel a été le premier à le faire.

Les charnières de l'histoire

Le destin a placé Henri Becquerel à plusieurs charnières de l'histoire.

Tout d'abord, la découverte de la radioactivité est un tournant exceptionnel parce qu'elle ouvre la voie à la physique nucléaire, à l'énergie nucléaire, et à la physique des particules élémentaires. En 1911, Rutherford établira l'existence des noyaux atomiques. Le neutron sera identifié par Chadwick en 1932. En 1933, Frédéric et Irène Joliot-Curie découvriront la radioactivité artificielle.

Cette charnière de la physique est aussi une charnière de l'histoire du monde, puisqu'en décembre 1938, quelques mois avant le déclenchement de la seconde guerre mondiale, Hahn et Strassman vont découvrir la fission nucléaire. Frédéric Joliot, au début de 1939, comprendra les réactions en chaîne, la possibilité de produire l'énergie nucléaire et de fabriquer des armes nucléaires, et déposera, avec Halban et Kowarski, une série de brevets sur le sujet. En 1942, le premier réacteur nucléaire, construit par Fermi, divergera à Chicago.

En partageant le prix Nobel 1903 entre Henri Becquerel et Pierre et Marie Curie, l'Académie royale de Suède a donné un coup de patte au destin. Elle a scellé un lien entre deux grandes familles de physiciens. La dynastie Becquerel avait traversé tout le XIX^e siècle. Elle avait côtoyé les plus grands noms depuis Monge, Gay-Lussac, Biot, Ampère, Faraday, jusqu'à Poincaré, Röntgen, et Rutherford. La famille Curie, aux cinq prix Nobel, marquera le XX^e. La date de la découverte est, elle aussi, exceptionnelle. On a beaucoup dit qu'elle aurait pu avoir lieu n'importe quand, dans le demi-siècle qui avait précédé. Tout était à disposition, l'uranium, la photographie, le soleil. Or, elle se situe dans *une décennie unique* dans l'histoire de la physique, de 1895 à 1905, où, dans une transition abrupte, vont se succéder les grandes découvertes qui mènent à la physique contemporaine³⁰. En 1895, Röntgen découvre les rayons X, et Lorentz établit la théorie de l'électron. En 1896, Becquerel découvre la radioactivité, qui débouchera, nous l'avons dit, sur la physique nucléaire à partir de 1898. En octobre 1896, Zeeman prouve l'influence directe d'un champ magnétique sur le rayonnement, qui est à la base de l'actuelle imagerie par résonance magnétique. En 1897 J.J. Thomson découvre l'électron, première particule élémentaire, et protagoniste essentiel de la physique et de la technologie modernes. Le mois de décembre 1900 voit Max Planck jeter la première pierre de la théorie quantique. En 1905 Einstein énonce la théorie de la relativité.

³⁰Premiers Prix Nobel de Physique : 1901, W.C. Röntgen, pour la découverte des rayons X ; 1902, H.A. Lorentz et P. Zeeman, pour la théorie de l'électron et du rayonnement ; 1903, H. Becquerel et P. et M. Curie ; 1904, J.W.S. Rayleigh, pour la découverte de l'Argon ; 1905, P. Lenard, pour les rayons cathodiques ; 1906, J.J. Thomson, pour la découverte de l'électron ; 1907, A.A. Michelson, pour ses méthodes interférométriques et ses mesures de la vitesse de la lumière ; 1909 G. Marconi et C.F. Braun pour la communication télégraphique sans fil. En Chimie, on note : 1904, W. Ramsay pour la découverte de l'hélium, et 1908, E. Rutherford pour l'identification des rayons alfa et des atomes d'hélium ionisés. Henri Poincaré, proposé pour le prix en 1910 et 1912, est mort prématurément en 1912.

Cette époque est fertile dans beaucoup d'autres domaines. Louis Pasteur et Claude Bernard ont donné une nouvelle dimension à la biologie et à la médecine. Une nouvelle génération de mathématiciens, Appell, Poincaré, Picard, Hadamard, Painlevé, Borel et Élie Cartan, prend son essor en France. Georg Cantor crée la théorie des ensembles en 1895. Berthelot, Wurtz et Charles Friedel donnent à la chimie une impulsion considérable. La technologie subit un bond qui annonce la deuxième révolution industrielle. L'invention de la communication Hertzienne par Marconi en 1895 va mener à la radio et aux tubes électroniques. Les télécommunications transforment tous les secteurs d'activité ; l'usage du téléphone se répand rapidement. L'électricité prend une place de plus en plus importante dans la vie courante comme dans l'industrie. Daimler et Benz en Allemagne, Panhard et Peugeot en France ouvrent l'ère de l'automobile en 1890. Le pneumatique gonflable Michelin apparaît en 1895. Le premier Salon de l'automobile se tient à Paris en 1898, sur l'esplanade des Invalides. Le public se prend de passion pour l'aviation, naissante.

L'art et la culture ne sont pas en reste. La première projection du cinématographe a lieu le 28 décembre 1895, au Grand Café, boulevard des Capucines à Paris. Les impressionnistes se font admettre au musée du Luxembourg en 1896. Rodin exécute son *Penseur* et son *Balzac* en 1890. Les opéras de Wagner font salle comble. Alfred Jarry publie *Ubu roi* en 1896, et André Gide *Les Nourritures terrestres*, en 1897.

Dans cette époque bouillonnante de créativité, on peut s'interroger sur le fait qu'Henri Becquerel ait été le seul polytechnicien à recevoir, au XX^e siècle, cette récompense hautement symbolique qu'est le prix Nobel de Physique³¹. Il y a eu d'autres prix Nobel parmi ses contemporains, les Curie bien sûr, Lippmann en 1908, Jean Perrin en 1926 pour la physique, Moissan en 1906, Marie Curie en 1911, Grignard et Sabatier en 1912 pour la chimie, sans compter la médecine et la littérature. Cela contraste avec la gloire de l'École polytechnique au début du XIX^e siècle : les Biot, Fresnel, Carnot, Arago, Le Verrier et bien d'autres, n'auraient certes pas déparé le palmarès du prix Nobel.

La réponse est qu'à cette époque, l'École polytechnique pensait très peu à la science. Elle n'y pensait plus depuis longtemps. Elle souffrait du malheur de la France qui ne se remettait pas de la débâcle de 1871.

Beaucoup de scientifiques considéraient que la défaite et la démoralisation du peuple français étaient le résultat d'une attitude négative vis à vis de la science et des techniques depuis une cinquantaine d'années. Louis Pasteur, le plus illustre d'entre eux, qui mourut en 1895, était convaincu des valeurs humaines de la science, il pensait qu'elle seule pouvait tirer le pays de l'ornière. Il faut revenir, disait-il, à ce qui a fait la force et la gloire de la Révolution et du premier Empire : tous les savants qui ont construit la République. Et l'École polytechnique avait été une formidable pépinière

³¹Seule une mort soudaine, devant ses étudiants le 14 janvier 1975, a privé André Lagarrigue (X 1944) du prix Nobel, comme le reconnaît unanimement la communauté scientifique. André Lagarrigue avait découvert les Courants Neutres qui ancrèrent en 1973 la théorie complète de la radioactivité bêta, unifiée à l'électromagnétisme.

de savants.

Mais l'École polytechnique, dans cette fin de siècle, ne produisait plus de savants. Entre 1871 et 1914, l'armée absorbait environ 70% des polytechniciens. Près de 60% d'entre eux terminaient leur carrière au grade de capitaine ! Beaucoup étaient tentés de « pantoufler », mais ils rencontraient, comme leurs camarades des corps civils, une méfiance de la part des industriels. En effet, la formation des polytechniciens n'était pas adaptée aux industries d'avant garde qui étaient en train de se développer. L'École Centrale avait précisément été créée en 1839 par un polytechnicien, pour former ces ingénieurs d'élite que l'industrie réclamait à grands cris et que Polytechnique ne semblait plus savoir produire.

À cette époque, l'École polytechnique ne savait plus former ses élèves ; les diverses exigences étaient trop contradictoires. Des trois mots de sa devise, elle ne pouvait retenir que le premier, la Patrie. La France avait, certes, besoin d'ingénieurs pour son développement. Elle avait d'abord besoin de soldats, pour recouvrer son âme.

Henri Becquerel, de la promotion 1872 et Henri Poincaré, de la promotion 1873, font partie du petit lot de ceux qui, vestiges de la gloire passée de l'École polytechnique, portaient encore, à cette époque difficile, le flambeau de la science. Le destin de la radioactivité les a associés. En 1896, personne, à l'École polytechnique, ne se doutait que quatre ans plus tard, quand la Fée électricité émerveillerait les visiteurs de l'Exposition universelle de 1900 au Grand Palais, à Paris, allait débiter la Belle Époque, une période particulièrement heureuse. Personne ne pouvait se douter, bien entendu, que cinq ans plus tard, le 27 mars 1901, naîtrait un certain Louis Leprince-Ringuet, qui, avec ses élèves, dont André Lagarrigue et Bernard Grégory, redorerait plus tard le blason terni de la science à l'École polytechnique. Personne ne se doutait que le 11 décembre 1903, indifférent au passé, le Roi de Suède ferait d'un polytechnicien modeste et tranquille, un symbole du siècle à venir.

Bibliographie

1. Abraham Pais « Inward Bound », Oxford University Press, Oxford, 1986 ;
2. Emilio Segré « From X rays to Quarks », Freeman, San Francisco, 1980 ;
3. « Conférences prononcées à l'occasion du cinquantième anniversaire de la découverte de la radioactivité » Muséum d'Histoire Naturelle, Paris, 1946 ;
4. Lawrence Badash « Henri Becquerel : Une découverte inachevée » La Recherche, n°288, p. 78, 1996.
5. Jean-Louis Basdevant « Henri Becquerel à l'Aube du XX^e siècle » Éditions de l'École polytechnique, 1996.

Chapitre 1

Concepts de base de la physique nucléaire

1 Les noyaux atomiques

1.1 Généralités

Les noyaux atomiques sont des états liés quantiques de protons, de charge unité, et de neutrons, de charge nulle. Ces deux particules, appelées collectivement des *nucléons*, sont des fermions de spin $1/2$ et de masses voisines :

$$m_n c^2 = 939.56 \text{ MeV} \quad m_p c^2 = 938.27 \text{ MeV} \quad . \quad (1.1)$$

Les nucléons sont liés par par les forces nucléaires, de courte portée, suffisamment intenses et attractives pour vaincre la répulsion coulombienne des protons. Par comparaison avec l'intensité des forces électromagnétiques, les forces nucléaires sont appelées « interactions fortes ».

Si les protons et les neutrons diffèrent à l'évidence pour ce qui est de leurs interactions électromagnétiques, leurs interactions fortes sont tout à fait semblables. Ce fait, sur lequel nous reviendrons, ainsi que la proximité de leurs masses, justifie l'appellation commune de « nucléon » pour ces deux partenaires.

De même que les unités typiques de la physique atomique sont l'Angström et l'électron-volt, les échelles de la physique nucléaire sont le femtomètre (ou fermi), $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$, et le MeV $= 10^6 \text{ eV}$. Les dimensions nucléaires sont de l'ordre de quelques fm et les énergies de liaison de quelques MeV c'est-à-dire environ 1% de

l'énergie de masse (ou de la masse) des nucléons.

On désigne par N le nombre de neutrons d'un noyau, par Z le nombre de protons et par $A = N + Z$ le nombre total de nucléons, qu'on appelle nombre de masse. Un noyau sera représenté par les notations (A, Z) , ${}^A X$ ou ${}^A X_Z$, X étant le symbole chimique associé à Z (qui est égal au nombre d'électrons de l'atome neutre). Par exemple ${}^4\text{He}$ désigne le noyau d'« hélium 4 » c'est-à-dire $N = 2$ et $Z = 2$, que l'on nomme, pour des raisons historiques, particule α .

Les nombres (A, Z) ou (N, Z) ne déterminent pas de façon unique l'état nucléaire. En effet, un noyau (A, Z) donné aura en général tout un spectre d'états excités qui se désexcitent vers l'état fondamental de (A, Z) en émettant des photons (rayons gamma). Les durées de vie de ces états excités sont en général de l'ordre de 10^{-12} s, voire plus faibles. Quand cela ne prête pas à confusion, nous entendons par (A, Z) l'état *fondamental* du noyau ayant ces nombres de nucléons.

Certaines suites de noyaux ont les dénominations suivantes :

1. *Isotopes* : même charge Z , mais N différent, par exemple ${}^{238}\text{U}_{92}$ et ${}^{235}\text{U}_{92}$. Les atomes correspondants ont pratiquement les mêmes propriétés chimiques, qui proviennent du cortège des Z électrons. Des isotopes ont des propriétés nucléaires complètement différentes, comme c'est le cas des deux isotopes de l'uranium ci-dessus.
2. *Isotones* : même N , Z différent, par exemple : ${}^{14}\text{C}_6$ et ${}^{16}\text{O}_8$.
3. *Isobares* : même nombre de masse A , par exemple ${}^3\text{He}_2$ et ${}^3\text{H}_1$. Des isobares ont souvent des propriétés nucléaires semblables.

Dans les réactions nucléaires qui ne font intervenir que les interactions fortes ou électromagnétiques, le nombre de protons et le nombre de neutrons sont séparément conservés. En ce sens, les protons et les neutrons peuvent être considérés comme des briques indestructibles constitutives des noyaux. Des exemples de telles réactions sont les réactions dites « (n, γ) »



ou « (n, p) »



La deuxième façon d'écrire ces réactions est une notation standard des physiciens nucléaires. On notera, sur ces exemples, que la loi de conservation des protons et des neutrons peut, de façon équivalente, être vue comme une loi de conservation du *nombre baryonique*, le nombre total de nucléons, et de la charge électrique (loi de conservation absolue).

Même si la loi de conservation précédente est de grande utilité dans la construction des édifices nucléaires et de leurs excitations, une phénoménologie nucléaire extrêmement riche provient du fait qu'en réalité les neutrons peuvent être transformés en

protons et vice versa par ce qu'on appelle les « interactions faibles ». Comme ce nom l'indique, les réactions dans lesquelles interviennent ces interactions ont en général des taux beaucoup plus faibles que ceux des interactions électromagnétiques ou fortes. Les réactions nucléaires dues aux interactions faibles sont souvent signées par la présence d'un « neutrino » (ou encore « neutrino électronique ») ou d'un antineutrino, de masse très faible, voire nulle, comme

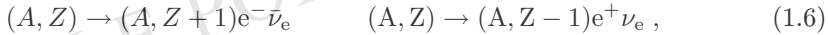


Puisque la masse du neutron est supérieure à la somme de celles du proton et de l'électron, le neutron peut subir une désintégration « bêta » par interactions faibles :



L'énergie libérée dans cette réaction est $m_n c^2 - m_p c^2 - m_e c^2 = 0,78 \text{ MeV}$, elle est faible devant la masse des nucléons.

Si les interactions faibles peuvent transformer les protons en neutrons et vice versa, elles conservent le nombre total de nucléons, ou *nombre baryonique*. Elles sont responsables des transmutations des divers isobares les uns dans les autres. Par exemple, des atomes *radioactifs* peuvent se désintégrer par interactions faibles, qui conservent A , dans des isobares voisins, soit par désintégrations bêta « moins ou plus » :



ou bien se désintégrer (en fait se transmuter) par « capture électronique »



Cette dernière réaction est possible lorsqu'un noyau est environné d'un cortège électronique. Elle ne se produit pas si le noyau est isolé. Les trois types de réactions ci-dessus sont les équivalents nucléaires des réactions faibles fondamentales (1.4) et (1.5).

La condition de stabilité d'un noyau atomique (A, Z) par désintégration bêta ou capture électronique est que la masse de l'atome contenant $A - Z$ neutrons, Z protons et Z électrons soit inférieure à celle de ses deux isobares les plus proches :

$$m(A, Z) + Zm_e < m(A, Z \pm 1) + (Z \pm 1)m_e , \quad (1.8)$$

où $m(A, Z)$ est la masse nucléaire. (Dans cette formule, nous avons négligé l'énergie de liaison, comparativement faible, des électrons.) Cette condition de stabilité atomique est différente de celle d'un noyau isolé qui ne peut se désintégrer par capture électronique :

$$m(A, Z) < m(A, Z \pm 1) + m_e . \quad (1.9)$$

En général, pour chaque valeur du nombre de masse A il existe seulement un ou deux isobares stables. Les autres isobares subissent des cascades de désintégrations vers les isobares stables par désintégration bêta ou capture électronique.

Les désintégrations entre isobares de A différent sont possibles, mais moins fréquentes que les désintégrations bêta conservant A . Les plus importantes sont les « désintégrations alpha » avec émission d'un noyau de ${}^4\text{He}$:

$$(A, Z) \rightarrow (A - 4, Z - 2) {}^4\text{He}, \quad (1.10)$$

par exemple ${}^{238}\text{U} \rightarrow {}^{234}\text{Th} {}^4\text{He}$. Les noyaux très lourds subissent parfois la « fission » spontanée en deux noyaux de taille moyenne accompagnés d'un nombre variable k de neutrons, comme :

$$(A, Z) \rightarrow (A', Z') + (A'', Z'') + k n, \quad (1.11)$$

avec $A' + A'' + k = A$ et $Z' + Z'' = Z$.

1.2 Rayons nucléaires

Les effets quantiques sont fondamentaux dans les noyaux. Il est donc surprenant, voire déroutant, de constater que la taille d'un noyau correspond en bonne approximation à celle d'un agglomérat *classique* de A nucléons, chacun occupant un volume de l'ordre de $V_0 = 7.2 \text{ fm}^3$. La plupart des noyaux stables sont *grosso modo* sphériques (nous verrons que l'on connaît aussi dans la « jungle » nucléaire quantité de noyaux déformés de diverses façons). Les rayons de ces noyaux suivent donc en bonne approximation la formule

$$R = r_0 A^{1/3} \quad \text{avec} \quad r_0 = 1.2 \text{ fm}, \quad (1.12)$$

soit un volume V *grosso modo* additif $V \simeq V_0 A$ avec $V_0 = 7,2 \text{ fm}^3$. Nous verrons que r_0 est de l'ordre de la portée des forces nucléaires. Comme nous le verrons au chapitre 3, on peut déterminer la distribution des protons à l'intérieur d'un noyau en analysant la diffusion d'électrons sur ce noyau. Des électrons suffisamment rapides peuvent pénétrer dans le noyau et subissent la force de Coulomb provenant de la distribution de charge, c'est-à-dire la probabilité de présence des protons. Cela permet de mesurer la différence entre le champ coulombien dû aux Z protons du noyau et le champ Ze^2/r que produirait une charge ponctuelle. On peut ainsi reconstituer avec précision la densité $\rho_p(r)$ des protons. Un exemple est donné sur la figure 1.1 où sont représentées les densités obtenues pour des noyaux de calcium, nickel, étain et plomb en fonction du rayon.

On voit sur cette figure que la densité de charge, donc de protons, à l'intérieur de ces noyaux est à peu près constante (un peu moins pour des petits noyaux comme le calcium), indépendante du noyau et égale à environ 0.075 protons par fm^3 . En supposant une densité de neutrons égale à celles des protons on trouve que la densité de nucléons à l'intérieur des noyaux est égale à

$$\rho_0 \simeq 0.15 \text{ nucléons par fm}^3.$$

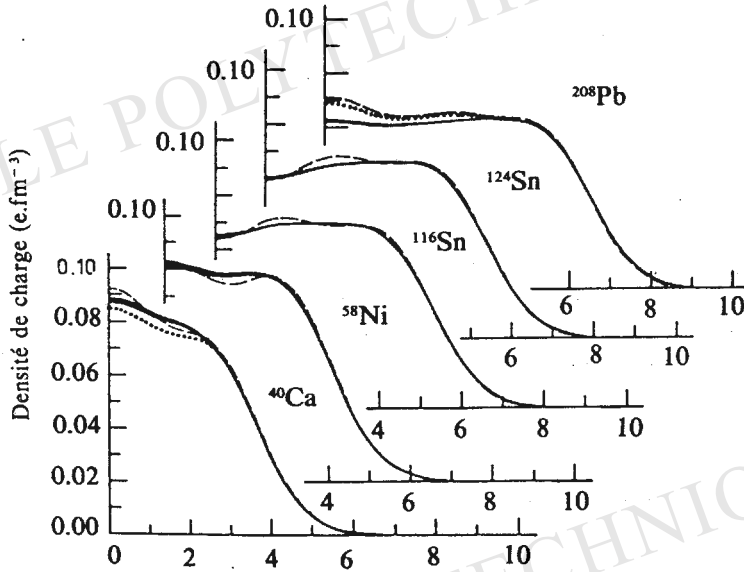


FIG. 1.1: Densité de charge expérimentale ($e \cdot \text{fm}^{-3}$) en fonction de $r(\text{fm})$

Si l'on schématise le noyau par une distribution uniforme à bord abrupt, de même densité, son rayon R est donné par (1.12).

Par conséquent, tout se passe comme si un nucléon ne peut pas exploiter toutes les liaisons nucléon-nucléon et n'interagit qu'avec un nombre limité et fixe de voisins, comme c'est le cas pour un édifice classique (un mur en briques ou un liquide par exemple). C'est là un premier aperçu de ce qu'on nomme la *saturation* des forces nucléaires.

1.3 Energies de liaison

Le même phénomène apparaît pour ce qui concerne les énergies de liaison. L'énergie de liaison B d'un noyau, définie comme positive : $B(A, Z) = -E_L(A, Z)$ où E_L est l'énergie de liaison usuelle, est la différence entre la somme des énergies de masse des constituants et son énergie de masse observée mc^2 :

$$B(A, Z) = Nm_n c^2 + Zm_p c^2 - m(A, Z)c^2 \quad (1.13)$$

L'énergie de liaison par nucléon B/A en fonction de A pour les noyaux stables est

Symbole	Z	N	A	$B(A, Z)$	B/A
n	0	1	1	0	0
$^1\text{H}_1$ (p)	1	0	1	0	0
$^2\text{H}_1$ (d)	1	1	2	2,225	1,112
$^3\text{H}_1$ (t)	1	2	3	8,492	2,83
$^3\text{He}_2$	2	1	3	7,728	2,57
$^4\text{He}_2$	2	2	4	28,30	7,1
$^6\text{Li}_3$	3	3	6	32,0	5,3
$^7\text{Li}_3$	3	4	7	39,24	5,6
$^{10}\text{B}_5$	5	5	10	62,40	6,24
$^{12}\text{C}_6$	6	6	12	92,16	7,68
$^{14}\text{N}_7$	7	7	14	104,66	7,48
$^{16}\text{O}_8$	8	8	16	127,62	7,98
$^{18}\text{F}_9$	9	9	18	137,37	7,63
$^{20}\text{Ne}_{10}$	10	10	20	160,65	8,03
$^{21}\text{Ne}_{10}$	10	11	21	167,41	7,97
$^{22}\text{Na}_{11}$	11	11	22	174,15	7,92
$^{23}\text{Na}_{11}$	11	12	23	186,57	8,11
$^{24}\text{Mg}_{12}$	12	12	24	198,26	8,26
$^{25}\text{Mg}_{12}$	12	13	25	205,59	8,22
$^{35}\text{Cl}_{17}$	17	18	35	298,20	8,52
$^{56}\text{Fe}_{26}$	26	30	56	492,28	8,79
$^{57}\text{Fe}_{26}$	26	31	57	499,9	8,77
$^{176}\text{Lu}_{71}$	71	105	176	1418	8,06
$^{235}\text{U}_{92}$	92	143	235	1783,2	7,59

TAB. 1.1 : *Energie de liaison, en MeV, de l'état fondamental de quelques noyaux.*

montrée sur les figures 1.2 et 1.3 ainsi que dans le tableau 1.3 pour quelques noyaux ¹. On constate que B/A croît avec A dans les noyaux légers, puis atteint un maximum très large vers $A \simeq 55 - 60$ dans la région du fer, et redescend doucement en fonction de A au delà. Cela nous indique immédiatement que de l'énergie peut être libérée par la « fusion » de noyaux légers en des noyaux plus lourds, jusqu'au fer, ou par la « fission » de noyaux lourds en des noyaux plus légers.

Comme pour ce qui concerne les volumes des noyaux, une constatation expériment-

¹Le principe de la mesure des masses, donc des énergies de liaison, repose sur la spectroscopie de masse et l'étude des trajectoires dans un champ magnétique. L'énergie de liaison étant de l'ordre du % par rapport à l'énergie de masse totale, les mesures sont très précises, notamment pour les noyaux stables. Des difficultés techniques importantes apparaissent dans la détermination des masses des noyaux exotiques instables étudiés dans les accélérateurs ; les méthodes expérimentales sont alors très sophistiquées.

tale étonnante est que pour les noyaux pas trop petits, disons pour $A > 12$, l'énergie de liaison B est en première approximation *additive*, proportionnelle au nombre de nucléons :

$$B(A, Z) \simeq A \times 8 \text{ MeV}, \quad \text{plus précisément}$$

$$7.7 \text{ MeV} < B(A, Z)/A < 8.8 \text{ MeV} \quad 12 < A < 225.$$

Cette énergie de liaison est de l'ordre de 8 MeV par nucléon, soit environ 1% de la masse totale. Cet aspect des choses est très différent de ce qui se passe en physique atomique où l'énergie de liaison d'un atome à Z électrons croît comme $Z^{7/3}$, soit $Z^{4/3}$ par électron.

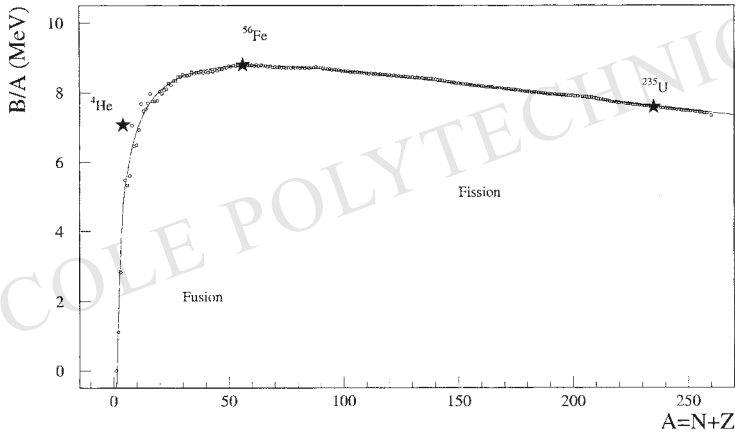


FIG. 1.2 : Energie de liaison par nucléon, $B(A, Z)/A$, en fonction de A (pour A donné, le Z choisi correspond à l'isotope le plus lié). Les points sont expérimentaux, la courbe correspond à la formule de Bethe-Weisäcker (voir chapitre 2). Figure due à André Rougé.

Cette propriété est une nouvelle manifestation de la saturation des forces nucléaires évoquée ci-dessus. Elle est surprenante au plan quantique. En effet, puisque l'énergie de liaison provient des interactions mutuelles nucléon-nucléon, on pourrait s'attendre à ce que l'énergie de liaison par nucléon croisse avec le nombre total de paires de nucléons $A(A-1)/2$ ².

L'additivité des énergies de liaison et celle des volumes sont reliées. Supposons en effet que l'on essaye de regrouper les A nucléons du noyau dans une sphère de rayon R , de façon à exploiter au mieux les liaisons possibles. D'après la relation d'incertitude

²Pour les atomes à Z électrons, cette croissance est en $Z^{4/3}$, nous l'avons dit. Dans des interactions harmoniques deux à deux entre A particules, l'énergie par particule varie comme $A^{5/6}$.

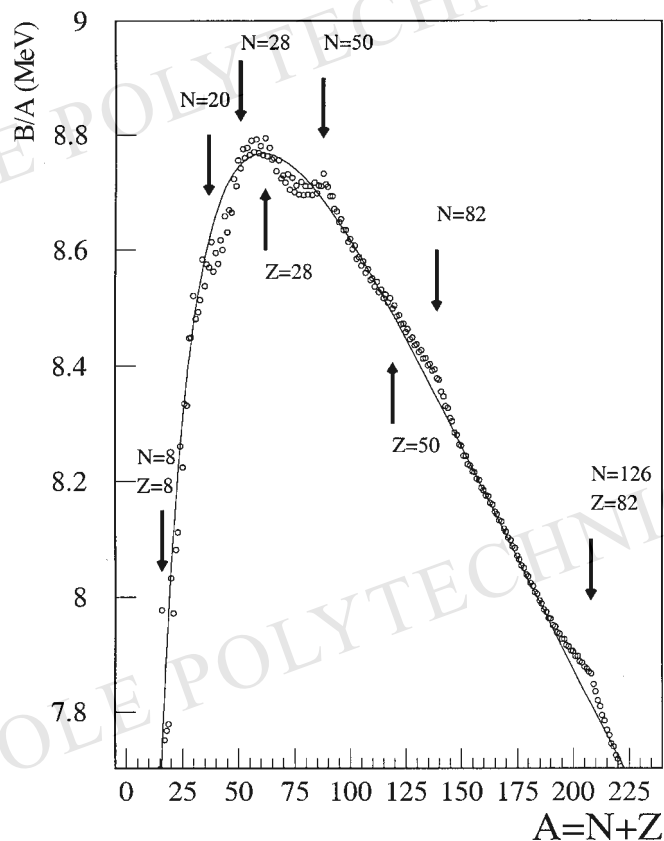


FIG. 1.3: Energie de liaison par nucléon, même courbe que la figure(1.2), avec une échelle dilatée. Figure due à André Rougé.

pour un système de A fermions ³

$$\Delta x \Delta p \simeq A^{1/3} \hbar \quad , \quad (1.14)$$

avec $\Delta x \simeq R$, l'énergie cinétique moyenne d'un nucléon varie comme

$$\left\langle \frac{p^2}{2m} \right\rangle \sim \frac{\hbar^2}{2m} \frac{A^{2/3}}{R^2} \quad (1.15)$$

La constatation que $R \simeq r_0 A^{1/3}$ est en plein accord avec le fait que l'énergie cinétique moyenne par particule est sensiblement constante d'un noyau à l'autre. On

³Voir par exemple J.-L. Basdevant et J. Dalibard, « Mécanique Quantique », Edition 2001, chapitre 16.

doit s'attendre à ce que cela demeure vrai pour l'énergie potentielle ou l'énergie de liaison ⁴.

La saturation des forces nucléaires apparaît comme le fait qu'un nucléon n'est pas sensible à la taille du noyau, mais qu'il interagit avec un nombre limité et fixe de voisins (tant le volume que l'énergie de liaison sont approximativement des quantités extensives).

Comme on le constate sur le tableau tableau (1.3) certains noyaux sont exceptionnellement liés par rapport à leurs isotopes ou isobares voisins, comme ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$. Cela correspond, comme nous le verrons, à un phénomène de couches complètes, semblable à celui des gaz rares en physique atomique.

2 Réactions nucléaires, lois de conservation

2.1 Lois de conservation

L'analyse des composants ultimes de la matière et de leurs interactions passe par l'étude expérimentale et théorique de réactions : collisions avec ou sans production de particules, et désintégration de particules instables produites.

Diverses *lois de conservation* fondamentales régissent les réactions nucléaires. Ce sont ces lois qui permettent d'identifier les particules, leur nature comme leurs attributs cinématiques – masse, spin, énergie, impulsion.

Les lois les plus importantes sont la conservation de l'énergie-impulsion, du moment cinétique et de la charge électrique. En physique nucléaire, d'autres lois apparaissent comme la conservation du nombre leptonique, du nombre baryonique et de l'isospin.

Dans tout ce livre, l'usage que nous ferons de ces lois sera une application relativement simple des « règles de sélection ». Dans cette section, nous rappelons comment ces lois sont reliées à des propriétés d'invariance des hamiltoniens de transition entre états initiaux et finaux.

Dans cette section, nous rappelons comment les lois de conservation proviennent des propriétés *d'invariance* des opérateurs de transition des systèmes considérés entre états initiaux et états finaux des réactions, c'est-à-dire des propriétés d'invariance des hamiltoniens de ces systèmes.

⁴Le théorème du viriel garantit que pour des potentiels en puissances, ces trois énergies sont du même ordre ; elles le demeurent pour toute situation pas trop exceptionnelle, comme le cas d'un état lié d'énergie pratiquement nulle comme le ${}^8\text{Be}$.

Considérons l'amplitude de probabilité de transition d'un système d'un état initial $|i\rangle$ vers un état final $|f\rangle$ d'un hamiltonien H_0 sous l'influence d'un terme de transition H_T , le hamiltonien total du système étant $H = H_0 + H_T$. Au premier ordre des perturbations, dans l'approximation de Born, pour $f \neq i$, elle est proportionnelle à l'élément de matrice

$$\gamma_{i \rightarrow f} \propto \langle f | \hat{H}_T | i \rangle \quad . \quad (1.16)$$

Soit une observable \hat{A} . On sait d'après le théorème d'Ehrenfest que si cette observable commute avec le hamiltonien, sa valeur moyenne est conservée au cours du temps :

$$\frac{d}{dt} \langle a \rangle = \frac{1}{i\hbar} \langle \psi(t) | [\hat{A}, \hat{H}] | \psi(t) \rangle \quad (1.17)$$

De fait, nous pouvons étendre cette propriété à un processus de transition de la façon suivante. Supposons que \hat{A} commute avec les hamiltoniens \hat{H}_0 et \hat{H}_T , et considérons dans (1.16) des états initial $|i\rangle$ et final $|f\rangle$ qui soient tous deux états propres de \hat{A} avec valeurs propres respectives a_i et a_f

$$\hat{A}|i\rangle = a_i|i\rangle, \hat{A}|f\rangle = a_f|f\rangle \quad . \quad (1.18)$$

On obtient donc

$$\langle f | [\hat{A}, \hat{H}_T] | i \rangle = (a_f - a_i) \langle f | \hat{H}_T | i \rangle \propto (a_f - a_i) \gamma_{i \rightarrow f} = 0 \quad , \quad (1.19)$$

puisque, par hypothèse, $[\hat{A}, \hat{H}] = 0$. Par conséquent, ou bien $\gamma_{i \rightarrow f} = 0$, c'est-à-dire que la transition est interdite, ou, si elle est autorisée, $a_f = a_i$. La grandeur A est conservée dans toute transition si \hat{A} commute avec le hamiltonien de transition. Cette propriété, que nous venons de voir à l'approximation de Born, s'étend à tous les ordres de la théorie des perturbations.

On peut voir les choses sous l'angle suivant, plus profond conceptuellement. L'observable \hat{A} peut être considérée comme le générateur infinitésimal d'une transformation unitaire dans l'espace des états.

Soit

$$D(\alpha) = \exp(i\alpha\hat{A}) \quad , \quad (1.20)$$

où α est un réel quelconque. D est un opérateur unitaire car \hat{A} est hermitien.

La transformation unitaire des états $|\psi\rangle$ et des observables \hat{B} , associée à D est

$$|\psi'\rangle = D|\psi\rangle \quad \hat{B} = D\hat{B}D^\dagger$$

La relation de commutation $[\hat{A}, \hat{H}] = 0$ entraîne que :

$$[D, \hat{H}] = 0 \Rightarrow \hat{H} = D\hat{H}D^\dagger \quad (1.21)$$

Autrement dit, le hamiltonien \hat{H} est invariant dans la transformation unitaire D associée à l'observable \hat{A} .

On voit que la *conservation* de A dans les transitions induites par \hat{H} résulte de l'*invariance* de \hat{H} sous la transformation unitaire D . A cette propriété de *symétrie* du hamiltonien correspond une *loi de conservation* : celle de la grandeur A , dont l'observable associée est le générateur infinitésimal de la transformation D . Par ailleurs, (1.20) définit un groupe de transformation $D(\alpha)D(\beta) = D(\alpha + \beta)$. Dans le cas de (1.20), le groupe est commutatif ou abélien.

2.2 Conservation de l'énergie et de l'impulsion totale.

La conservation de l'énergie provient de l'invariance par déplacement dans le temps (le système est isolé de l'extérieur).

La conservation de l'impulsion totale provient de l'invariance par translation dans l'espace.

Le groupe des translations a pour générateur infinitésimal l'impulsion totale \hat{P} . Soit $D(\mathbf{x}_0)$ un élément de ce groupe

$$D(\mathbf{x}_0) = \exp(i\mathbf{x}_0 \cdot \hat{P}/\hbar), \quad (1.22)$$

l'invariance par translation du hamiltonien se traduit de façon équivalente par $[\hat{H}, D] = 0 \Leftrightarrow [\hat{H}, \hat{P}] = 0$. Si \hat{H} est invariant par translation, dans un processus menant d'un état initial d'impulsion totale \mathbf{P}_i à un état final d'impulsion totale \mathbf{P}_f , on aura toujours

$$[\hat{H}, D] = 0 \Rightarrow \mathbf{P}_i = \mathbf{P}_f \quad (1.23)$$

Dans les bilans de conservation de l'énergie et de l'impulsion totale, il faut, bien entendu, tenir compte de l'énergie de masse des particules et de la relation $E = (p^2c^2 + m^2c^4)^{1/2}$ pour une particule libre.

En physique nucléaire, pour ce qui concerne les noyaux et les nucléons, les effets relativistes sont faibles $v = pc/E \ll c$, et il est convenable de faire usage de l'approximation non-relativiste :

$$E = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4} \simeq mc^2 + p^2/2m. \quad (1.24)$$

En revanche, les réactions nucléaires font aussi intervenir, par exemple dans la désintégration bêta, des électrons qui, dans ces conditions sont relativistes, voire ultra-relativistes. Les photons, de masse nulle, et les neutrinos, de masse très faible, sont toujours des particules relativistes. Dans ces situations, on utilisera donc la forme

$$E = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4} \simeq pc + m^2c^4/2pc, \quad (1.25)$$

voire la limite ultrarelativiste $E = pc$.

2.3 Conservation du moment cinétique.

Considérons une rotation d'un angle α autour d'un axe porté par le vecteur unitaire \hat{u} et posons $\alpha = \alpha \hat{u}$. L'opérateur unitaire correspondant est $D_\alpha = \exp(i\alpha \cdot \hat{\mathbf{J}}/\hbar)$. L'invariance par *rotation* du hamiltonien de transition, entraîne la conservation du *moment cinétique total*. Soit un état initial état propre de J^2 et J_z avec valeurs propres j_i, m_i , la transition vers un état final $|f\rangle$ n'a lieu que si ce dernier est également état propre de J^2 et J_z avec les mêmes valeurs propres :

$$\langle f, j_f, m_f | H_T | i, j_i, m_i \rangle = \delta_{j_f j_i} \delta_{m_f m_i} \langle \tilde{h} \rangle \quad (1.26)$$

L'utilisation de cette loi pour des réactions individuelles n'est pas possible, puisque l'on ne mesure pas le moment cinétique individuel des particules, mais plutôt leurs impulsions. C'est à partir de la distribution angulaire des produits d'une réaction, que l'on voit la conservation du moment cinétique. Cela permet notamment de déterminer les spins des particules au travers de la distribution angulaire de leurs produits de désintégration.

2.4 Nombres quantiques additifs et groupe $U(1)$.

Reprenons le moment cinétique et le groupe $D_\alpha = \exp(i\alpha \cdot \hat{\mathbf{J}}/\hbar)$. Du fait de la non-commutativité des générateurs \hat{J}_x, \hat{J}_y et \hat{J}_z , ce groupe est non-abélien, propriété directement liée à celle du groupe des rotations à trois dimensions.

Considérons maintenant les *seules* rotations autour de l'axe Oz

$$D(\varphi) = \exp(i\varphi \hat{J}_z/\hbar) \quad (1.27)$$

qui constituent un groupe abélien.

L'invariance de \hat{H} par rotation autour de Oz entraîne la conservation de la composante J_z du moment cinétique le long de l'axe z . Considérons la réunion de n sous-systèmes, dont le vecteur d'état est factorisé :

$$|\psi\rangle = |\alpha_1, m_1\rangle \otimes |\alpha_2, m_2\rangle \otimes \dots \otimes |\alpha_n, m_n\rangle \quad (1.28)$$

La composante suivant z du moment cinétique est

$$M = \sum m_i \Rightarrow \hat{J}_z = \sum_i \hat{J}_{iz} \quad (1.29)$$

et l'opérateur de rotation autour de l'axe z est

$$D(\varphi)|\psi\rangle = e^{iM\varphi}|\psi\rangle \quad (1.30)$$

M apparaît ainsi comme un *nombre quantique additif*. La conservation de $M = \sum m_i$ peut aussi s'écrire comme l'invariance de l'élément de matrice $\langle \chi | H_T | \psi \rangle$ sous les transformations de *phase* :

$$|\psi\rangle \rightarrow e^{iM\varphi} |\psi\rangle, |\chi\rangle \rightarrow e^{iM'\varphi} |\chi\rangle \quad . \quad (1.31)$$

Le groupe de transformation de phases ainsi défini s'appelle le groupe unitaire $U(1)$ (c'est le groupe des rotations dans le plan : $x + iy \rightarrow e^{i\varphi}(x + iy)$).

On peut ainsi représenter la conservation de tout *nombre quantique additif*. Considérons par exemple la charge électrique Q et une réunion de systèmes du type (1.28)

$$|\psi\rangle = |\alpha_1, q_1\rangle \otimes |\alpha_2, q_2\rangle \otimes \dots \otimes |\alpha_n, q_n\rangle \quad (1.32)$$

de charge totale $Q = \sum q_i$. Sous la transformation de phase $|\psi\rangle \rightarrow e^{i\lambda Q} |\psi\rangle$, $|\chi\rangle \rightarrow e^{i\lambda Q'} |\chi\rangle$ où λ est un réel quelconque, l'invariance de $\langle \chi | H | \psi \rangle \rightarrow e^{i\lambda(Q-Q')} \langle \chi | H | \psi \rangle$ implique la conservation de la charge : $Q = Q'$.

Ce type d'invariance est appelé *invariance de jauge* de première espèce. Hermann Weyl fit remarquer en 1929 que le choix $\lambda = \text{constante}$ était non-naturel du point de vue de la relativité. En effet, des points séparés par un intervalle du genre espace ne sont pas reliés, et changer la phase des états en ces points de la même façon est une opération douteuse. Si par conséquent λ dépend du point considéré : $\lambda(\mathbf{x}, t)$, on a affaire à une transformation de jauge dite de seconde espèce. Sous cette dernière forme, l'invariance de jauge a des conséquences dynamiques qui sous-tendent toutes les théories actuelles des interactions fondamentales. On considère actuellement que la conservation de la charge électrique est une loi de conservation absolue. Nous donnons ci-dessous deux exemples de nombres quantiques additifs qui ne sont probablement conservés que de façon approximative (mais pratiquement parfaite, car aucun contre-exemple n'a pu être trouvé en plus de quinze ans de recherche).

1. Le nombre baryonique

Il s'agit du nombre total de nucléons (neutrons et protons), diminué le cas échéant du nombre d'anti-nucléons (antiprotons et antineutrons). Par exemple, la réaction $p + d \rightarrow 2p + \gamma$, qui conserve la charge électrique, ne conserve pas le nombre baryonique et n'est pas observée ; en revanche, la photodésintégration du deutéron : $\gamma + d \rightarrow p + n$ est parfaitement permise. La conservation du nombre baryonique interdit la désintégration du proton par la réaction $p \rightarrow e^+ \gamma$. La limite expérimentale actuelle sur la durée de vie du proton, $\tau_p > 10^{32}$ années montre que le nombre baryonique est conservé en très bonne approximation.

2. Le nombre leptonique

On appelle *leptons* les électrons et les neutrinos. Le *nombre leptonique* (ou encore « nombre leptonique électronique ») L_e est défini comme la différence entre le nombre de leptons –électrons et neutrinos– et le nombre d'anti-leptons –anti-électrons et antineutrinos

$$L_e \equiv N(e^-) + N(\nu_e) - N(e^+) - N(\bar{\nu}_e) \quad , \quad (1.33)$$

où, par exemple, $N(e^-)$ est le nombre d'électrons. L_e est conservé dans les réactions nucléaires faisant intervenir des électrons et des neutrinos. Par exemple, dans la désintégration du neutron $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, un *antineutrino* est produit avec l'électron pour conserver le nombre leptonique. Cet antineutrino peut interagir et produire un positron mais *pas* un électron :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad \text{mais pas} \quad \bar{\nu}_e + n \rightarrow e^- + p \quad (1.34)$$

Il existe deux autres types de leptons chargés, le μ^\pm ($m_\mu = 105.66 \text{ MeV}$) et le τ^\pm ($m_\tau = 1777.03 \text{ MeV}$). Chacun de ces leptons est associé à son propre neutrino ν_μ et ν_τ tous deux de masse très faible. Les nombres leptoniques « muonique » et « tauonique » sont définis exactement de la même façon que le nombre leptonique électronique, et ils sont tous deux conservés séparément. Parce que m_μ et m_τ sont bien supérieurs à l'échelle d'énergie nucléaire caractéristique ($\sim 1 \text{ MeV}$), les leptons μ et τ ont un intérêt moindre pour les physiciens nucléaires.

De même que les interactions nucléaires fortes, responsables de la cohésion des noyaux, font apparaître le neutron comme un congénère neutre du proton, de même les interactions faibles, font apparaître le neutrino comme partenaire neutre de l'électron (et de même pour le μ et le τ).

2.5 Symétries du Hamiltonien

Dans une approche plus axiomatique de la mécanique quantique, on peut partir de principes d'invariances, puis définir les observables à partir des générateurs infinitésimaux de diverses transformations, et finalement *déduire* de la structure du groupe d'invariance considéré (groupe de Galilée, groupe de Poincaré), les relations de commutation de ces observables. La démonstration de la relation de commutation fondamentale $[\hat{x}, \hat{p}_x] = i\hbar$ à partir de (1.22) en est l'exemple.

Dans de nombreux cas, le hamiltonien est invariant par d'autres groupes de transformations que le groupe des translations ou le groupe des rotations. Dans tous les cas réapparaît la même propriété : une symétrie, donc une loi d'invariance, entraîne une loi de conservation. Ces propriétés ont une grande importance dans les théories des interactions fondamentales. La théorie des groupes joue un rôle clé en physique des particules élémentaires (voir A. Rougé, loc. cit.)

2.6 Bilan énergétique

En physique nucléaire, on écrit les réactions en explicitant le bilan énergétique sous la forme

$$A + B \rightarrow a_1 + a_2 \cdots + a_n + Q \quad (1.35)$$

où

$$Q = (\Sigma m_i - \Sigma m_f)c^2 \quad . \quad (1.36)$$

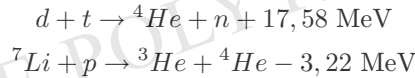
Si la réaction peut se produire lorsque A et B sont au repos, Q est l'énergie cinétique des particules a_1, \dots, a_n dans l'état final. Si Q est négatif, la réaction est endothermique et la réaction ne peut se produire que si A et B ont une énergie cinétique suffisante dans leur centre de masse.

Un exemple important pour la fabrication d'éléments lourds est la capture de neutrons lents avec production de k photons :



L'énergie de liaison typique de 8 MeV par nucléon se retrouve dans la somme des énergies des photons. (Nous négligeons l'énergie de recul du noyau final.)

On vérifiera sur le tableau (1.3) que



cette seconde réaction est donc endothermique ; c'est la réaction *inverse* qui est exothermique. Ces deux réactions jouent un rôle dans la fusion.

Le fait que l'absorption de neutrons soit en général exothermique permet la détection de neutrons lents. Ces neutrons sont produits dans les réacteurs lorsque les neutrons émis par les réactions nucléaires se thermalisent par diffusion élastique sur des noyaux du milieu. Les neutrons constituent des sondes intéressantes de la matière : insensibles aux cortèges électroniques, ils constituent des rayonnements neutres très pénétrants, qui n'interagissent qu'avec les noyaux. On peut ainsi sonder la structure de matériaux, de macromolécules etc. Comment les détecter de façon efficace, s'ils sont très lents, pratiquement de vitesse nulle ? On fait appel à des réactions nucléaires exothermiques de grande section efficace, comme



où l'énergie de réaction se retrouve en majeure partie dans l'énergie cinétique de la particule α . En recouvrant un polymère (acétate de cellulose ou méthacrylate de polyester) avec du bore enrichi en ${}^{10}\text{B}$, on obtient un « film » à neutrons qui, irradié, voit les α casser localement la structure du polymère et laisser des défauts que l'on fait apparaître, par immersion dans de la soude caustique, sous forme de trous, visibles au microscope, correspondant aux impacts des neutrons. On peut aussi détecter les α produits dans un gaz de BF_3 avec des compteurs électroniques.

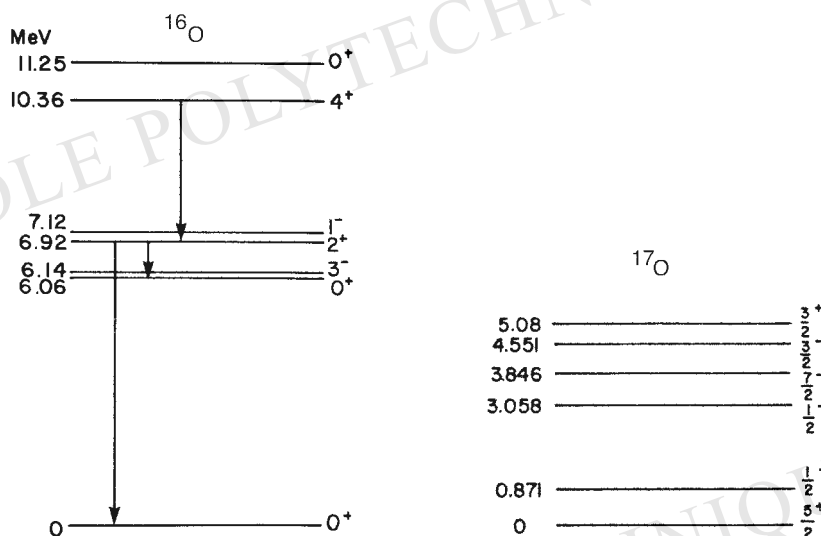


FIG. 1.4: Spectre des premiers niveaux de ^{16}O (gauche) et ^{17}O (droite). Les énergies d'excitation (en MeV) et les spins-parités des niveaux sont indiqués. Le spectre de ^{16}O est beaucoup plus riche et complexe qu'un spectre atomique mono-électronique. Les transitions dipolaires électriques les plus intenses sont indiquées par des flèches verticales. En revanche, le spectre de ^{17}O a l'allure d'un spectre banal d'excitation à une particule, le neutron célibataire autour d'une couche complète.

3 Etats excités des noyaux

Dans ce cours, nous nous intéressons principalement aux noyaux (A, Z) dans leur état fondamental. Il va sans dire que, de même qu'en physique atomique, l'étude des spectres d'excitation des noyaux fournit d'abondantes informations sur les interactions nucléaires.

En général, les spectres nucléaires sont infiniment plus complexes et plus riches que les spectres atomiques. Les spectres atomiques proviennent souvent de l'excitation d'un ou deux électrons de valence. Dans la spectroscopie nucléaire on touche du doigt le fait que la physique du noyau est un véritable problème à N corps, où se révèlent quantité d'effets collectifs subtils en plus des effets d'excitation à un ou deux nucléon individuels, ou à une particule α , semblables à ceux rencontrés en physique atomique.

Les spectres de l'oxygène 16 et de l'oxygène 17 sont représentés sur la figure (1.4). Dans le cas de ^{17}O on observe un spectre d'excitation à une particule relativement banal du neutron célibataire. Pour le noyau ^{16}O , le spectre est beaucoup plus riche et complexe.

De façon générale, les spectres nucléaires révèlent, outre les excitations à petit

nombre de particules, des effets collectifs comme les mouvements de vibration et de rotation, et les résonances géantes.

Les états nucléaires excités sont produits de façon générale dans les réactions nucléaires. Par exemple, la désintégration bêta laisse souvent le noyau fils dans un état excité :

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1)^* + e^- + \bar{\nu}_e . \quad (1.39)$$

Le noyau excité tombe pratiquement immédiatement dans l'état fondamental

$$(A, Z + 1)^* \rightarrow (A, Z + 1) + \gamma . \quad (1.40)$$

Les noyaux radioactifs sont donc fréquemment sources de radioactivité gamma.

L'étude détaillée des états excités sort du cadre de ce cours. On pourra se référer à la littérature, notamment aux livres de A. Bohr et B. Mottelson *Nuclear Structure*, de M.A. Preston et R.K. Bhaduri *Structure of the Nucleus*, de P. Ring et P. Schuck *The Nuclear Many-Body Problem*, de Vincent Gillet *Cours de Physique Nucléaire, Ecole polytechnique*, et de A. de Shalit et H. Feshbach *Theoretical Nuclear Physics*.

4 Forces nucléaires

En physique atomique, on peut calculer beaucoup d'effets à partir de principes de base, car la loi de Coulomb (plus généralement les équations de l'électromagnétisme) régit l'interaction des électrons et des noyaux atomiques. Les corrections de spin, et les effets relativistes peuvent se traiter de façon perturbative grâce à la petitesse de la constante de couplage fondamentale $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c \sim 1/137$. Pour cette même raison, on peut calculer numériquement les spectres d'atomes complexes, en dépit de la difficulté de la physique du problème à n-corps.

Malheureusement, rien de tout cela n'est vrai en physique nucléaire. La loi de force entre nucléons n'est ni simple ni complètement comprise. Une des raisons de cette situation est que l'interaction nucléon-nucléon est, de fait, un résidu de l'interaction fondamentale entre quarks, une fois que sont formés leurs états liés, les protons et les neutrons. Elle est en ce sens comparable aux forces de Van der Waals entre atomes ou molécules, qui sont également des « résidus » des interactions coulombiennes.

Pour cette raison, les forces entre nucléons sont décrites par des formes semi-phénoménologiques que l'on ne peut souvent déduire que qualitativement de principes fondamentaux. Le deuxième problème est que les constantes de couplage ne sont pas faibles. Cela signifie qu'on ne peut pas exploiter la théorie des perturbations aussi systématiquement qu'en physique atomique. La structure générale des interactions nucléaires est complexe.

4.1 Aspects qualitatifs

En raison de la complexité des interactions nucléaires, nous ne ferons appel dans ce livre qu'à un ensemble de propriétés qualitatives et semi-quantitatives, dont on verra qu'elles permettent de progresser considérablement sans trop s'épuiser dans des calculs et de la technique. Nous ferons usage des propriétés suivantes.

- Les protons et les neutrons sont des *fermions* de spin 1/2 qui obéissent par conséquent au principe de Pauli.
- Les forces nucléaires sont *attractives* et *intenses*, puisque les énergies de liaison sont environ un million de fois plus fortes que leurs homologues atomiques. Elles sont cependant de *très courte portée* : quelques fm.
- Elles sont « *indépendantes de charge* ». Les forces nucléaires sont aveugles à la charge électrique des nucléons. Si, par la pensée, on « débranche » les interactions coulombiennes, le potentiel nucléaire proton-proton est le même que le potentiel neutron-neutron. Un exemple simple nous est fourni par les énergies de liaison, proches, d'isobares comme le tritium et l'hélium 3 : $B(H^3) = 8,492 \text{ MeV} > B(He^3) = 7,728 \text{ MeV}$. En attribuant la différence $\Delta B = 0,764 \text{ MeV}$ à la répulsion coulombienne des deux protons, $\Delta B = e^2 < 1/r_{12} >$, on aboutit à une valeur tout à fait raisonnable pour le rayon du système : $R \approx 2 \text{ fm}$ (que l'on peut calculer par ailleurs). Nous reviendrons quantitativement sur ce point plus loin.
- Les forces nucléaires présentent le phénomène de *saturation* déjà évoqué : le volume et l'énergie de liaison du noyau sont en première approximation *additifs* dans le nombre de masse A . C'est un phénomène remarquable semblable à ce que l'on observe dans un édifice classique, goutte liquide, mur en briques ou pièce montée. Tout se passe comme si un nucléon n'interagissait qu'avec un nombre limité de ses proches voisins.

L'explication théorique quantique de la saturation des forces nucléaires est subtile. Les ingrédients physiques nécessaires (mais pas suffisants) comprennent : la courte portée des forces attractives, l'existence de forces répulsives à distance encore plus courte, le principe de Pauli.

Il est simple, de voir que le principe de Pauli ne suffit pas. Considérons un système quantique de A fermions soumis à des forces attractives à deux corps du type $V(r) = -g^2/r$. En utilisant la relation d'incertitude $\langle p^2 \rangle \geq A^{2/3} \hbar^2 / (1/r)^2$ on obtient $\langle E \rangle / A \simeq -A^{4/3} \cdot g^4 \text{ m} / 8\hbar^2$, et $r \simeq 2\hbar A^{-1/3} / mg^2$. C'est là un effet cumulatif courant pour des forces attractives en mécanique quantique : les énergies croissent et les rayons décroissent avec le nombre de particules (ici A). Les puissances $4/3$ et $-1/3$ sont propres au potentiel en $1/r$. On vérifiera de la même façon que pour un potentiel harmonique $|E/A| \sim A^{5/6}$ et pour un puits carré $|E/A| \sim A^{2/3}$.

Dans un problème à *deux corps* comme celui du deutéron et de l'interaction proton-neutron on dispose de modèles de potentiels relativement simples et précis. Par

⁵Voir J.-L. Basdevant et J. Dalibard, « Mécanique Quantique », Edition 2001, chapitre 16.

exemple, un puits carré sphérique de rayon $r \simeq 2,8$ fm et de profondeur $V_0 \simeq 20$ MeV reproduit bien les paramètres du deutéron $\langle r \rangle \simeq 4,5$ fm, $B \simeq 2,23$ MeV, et permet de calculer convenablement la diffusion $p-n$ à basse et moyenne énergie. Lorsque le nombre de nucléons croît, la difficulté des problèmes techniques et physiques devient considérable.

4.2 Le potentiel de Yukawa et ses généralisations

Certaines propriétés de la force nucléaire peuvent être expliquées par le potentiel proposée en 1939 par Yukawa :

$$V(r) = g \frac{\hbar c}{r} \exp(-r/r_0) \quad . \quad (1.41)$$

En théorie quantique des champs, l'origine des forces apparaît comme provenant de l'échange de particules virtuelles. La portée r_0 d'une force est la longueur d'onde de Compton \hbar/mc de la particule de masse m échangée. Yukawa remarqua que la portée des forces nucléaires $r_0 \simeq 1,4$ fm, correspond à l'échange d'une particule de masse $\simeq 140$ MeV. C'est ainsi qu'il pu prévoir l'existence du méson π , de cette masse. La découverte de cette particule dans les rayons cosmiques constitua une percée décisive dans la compréhension des forces nucléaires.

Quand on l'applique aux forces entre deux nucléons, le potentiel (1.41) doit être réduit d'un facteur $(m_\pi/2m_p)^2 \sim 10^{-2}$ à cause du spin et de la parité du méson π et des nucléons. Une constante de couplage $g \simeq 14,5$ explique alors la contribution du méson π à la force nucléon-nucléon.

Cependant, cet effet de courte portée ne suffit pas à expliquer la saturation. Pour parvenir à empêcher un effet de « mêlée spontanée quantique », divers autres ingrédients sont nécessaires.

- L'adjonction d'un fort potentiel *répulsif*, dit « cœur dur », indispensable à courte distance, dont l'expression est du type (1.41) avec une constante de couplage g négative et une portée $r_0 \simeq 0,3$ fm. De fait la forme générale des interactions fortes nucléon-nucléon peut s'écrire comme superposition linéaire de potentiels de Yukawa :

$$V(r) = \sum_i g_i \frac{\hbar c}{r} \exp(-\mu_i r) + \int_{\mu_0}^{\infty} g(\mu) \frac{\hbar c}{r} \exp(-\mu r) d\mu \quad (1.42)$$

où $\mu_i = m_i c/\hbar$, m_i (ou μ) étant la masse de particules ou ensembles de particules échangées .

- Des effets de spin, des effets relativistes.
- L'utilisation du formalisme du spin isotopique, que nous décrirons plus bas.

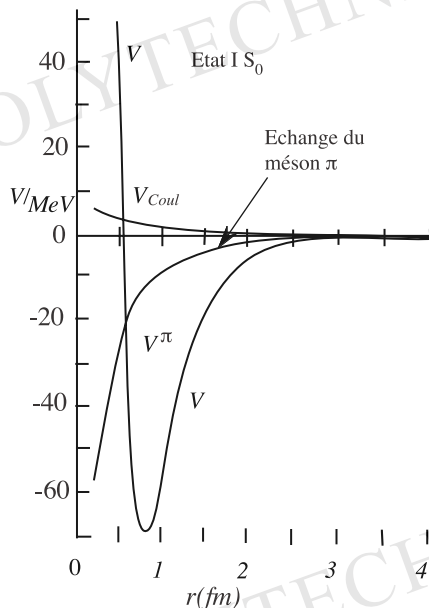


FIG. 1.5 : Potentiel nucléon-nucléon dans l'état 1S_0 .

La figure (1.5) montre la forme actuellement établie du potentiel nucléon-nucléon⁶. On notera qu'il est très profondément piqué et attractif vers 1 fm, et qu'il devient complètement négligeable au-delà de quelques fm.

4.3 Origine du potentiel de Yukawa

La forme 1.41, que l'on démontre en théorie quantique des champs, peut se comprendre assez simplement. Considérons une onde de de Broglie

$$\psi = \exp(-i(Et - \mathbf{p} \cdot \mathbf{r})/\hbar) \quad . \quad (1.43)$$

On obtient l'équation de Schrödinger *libre* à partir de l'égalité $E = p^2/2m$, en dérivant une fois par rapport au temps et en prenant le Laplacien. Supposons, maintenant, que l'énergie et l'impulsion soient reliées par la formule relativiste :

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$$

⁶M. Lacombe, B. Loiseau, J.M. Richard, R. Vinh Mau, J. Côté, P. Pirès et R. de Tourreil, *Phys. Rev.* **C21**, 861 (1980). Ce potentiel est appelé « Potentiel de Paris ».

(c'est ce que fit Louis de Broglie dans ses premiers travaux). En dérivant deux fois (1.43) par rapport au temps, on obtient l'équation de « Klein-Gordon » :

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \Delta \psi + \mu^2 \psi = 0 \quad (1.44)$$

où nous avons posé $\mu = mc/\hbar$. Cette équation avait été trouvée à l'origine par Schrödinger, qui l'avait abandonnée car elle ne menait pas aux bonnes valeurs des corrections relativistes pour l'atome d'hydrogène (Schrödinger n'avait pas en tête le spin et les corrections magnétiques spin-orbite; c'est l'équation de Dirac qui constitue la forme relativiste d'une équation d'onde pour une particule de spin 1/2). Elle fut réécrite un peu plus tard par Klein et Gordon.

En omettant des questions d'interprétation, inutiles à ce stade, cette équation est l'équation de propagation libre d'une particule relativiste de masse m . Dans le cas $m = 0$, cas du photon, on retrouve l'équation de propagation des potentiels électromagnétiques :

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \Delta \psi = 0 \quad (1.45)$$

Le potentiel électrostatique classique produit par une charge ponctuelle s'obtient en cherchant les solutions statiques (indépendantes du temps) et isotropes de cette équation avec une source ponctuelle à l'origine, soit

$$\Delta V(r) = -\frac{q}{\epsilon_0} \delta(\mathbf{r}) \quad (1.46)$$

dont la solution est

$$V(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (1.47)$$

De la même façon, en cherchant des solutions statiques isotropes de l'équation de Klein-Gordon 1.44 avec une source ponctuelle à l'origine :

$$\Delta V(r) - \mu^2 V(r) = -\frac{g(\hbar c)}{4\pi} \delta(\mathbf{r}) \quad (1.48)$$

on vérifiera que le potentiel de Yukawa (1.41)

$$V(r) = g(\hbar c/r) \exp(-\mu r) \quad (1.49)$$

satisfait cette équation. (On élimine la solution $V(r) = g(\hbar c/r) \exp(+\mu r)$ à cause de son comportement asymptotique explosif).

5 Indépendance de charge : l'Isospin

5.1 L'indépendance de charge des forces nucléaires

Nous avons évoqué plus haut quelques arguments qui montrent que les interactions fortes qui lient les nucléons dans le noyau semblent être aveugles à la charge électrique des nucléons. Nous avons évoqué, par exemple, les énergies de liaison, proches, d'isobares comme le tritium et l'hélium 3, dont la différence peut parfaitement être attribuée à la répulsion coulombienne des deux protons. Le tableau (1.2) montre que cet effet est systématique pour les noyaux miroirs, objets de choix pour vérifier cette hypothèse.

Symbole	$B(A, Z)$	B/A	<i>Symbole</i>	$B(A, Z)$	B/A
${}^3\text{H}_1$	8,48	2,83	${}^3\text{He}_2$	7,72	2,57
${}^7\text{Li}_3$	39,25	5,61	${}^7\text{Be}_4$	37,60	5,37
${}^9\text{Be}_4$	58,17	6,46	${}^9\text{B}_5$	56,31	6,26
${}^{11}\text{B}_5$	76,21	6,93	${}^{11}\text{C}_6$	73,44	6,68
${}^{13}\text{C}_6$	97,11	7,47	${}^{13}\text{N}_7$	94,11	7,24
${}^{15}\text{N}_7$	115,49	7,70	${}^{15}\text{O}_8$	111,96	7,46
${}^{17}\text{O}_8$	131,76	7,75	${}^{17}\text{F}_9$	128,22	7,54
${}^{19}\text{F}_9$	147,80	7,78	${}^{19}\text{Ne}_{10}$	143,78	7,57
${}^{21}\text{Ne}_{10}$	167,41	7,97	${}^{21}\text{Na}_{11}$	163,08	7,77
${}^{23}\text{Na}_{11}$	186,57	8,11	${}^{23}\text{Mg}_{12}$	181,73	7,90
${}^{25}\text{Mg}_{12}$	205,59	8,22	${}^{25}\text{Al}_{13}$	200,53	8,02

TAB. 1.2: Comparaison des énergies de liaison, en MeV, de noyaux miroirs légers stables.

Bien entendu, de nombreux autres secteurs permettent d'observer l'indépendance de charge. La spectroscopie en fournit quantité d'exemples spectaculaires. L'exemple des spectres des noyaux miroirs ${}^{11}\text{B}_5$ et ${}^{11}\text{C}_6$ montré sur la figure (1.6) est particulièrement éloquent à cet égard.

5.2 L'Isospin

L'indépendance de charge est plus subtile qu'une simple interchangeabilité du proton et du neutron dans les interactions fortes nucléaires. On la formalise en introduisant le concept de « spin isotopique » ou, plus correctement d'*isospin* T , introduit par Heisenberg en 1932⁷.

⁷La traduction de l'article original de Heisenberg se trouve dans D.M. Brink, *Nuclear Forces*.

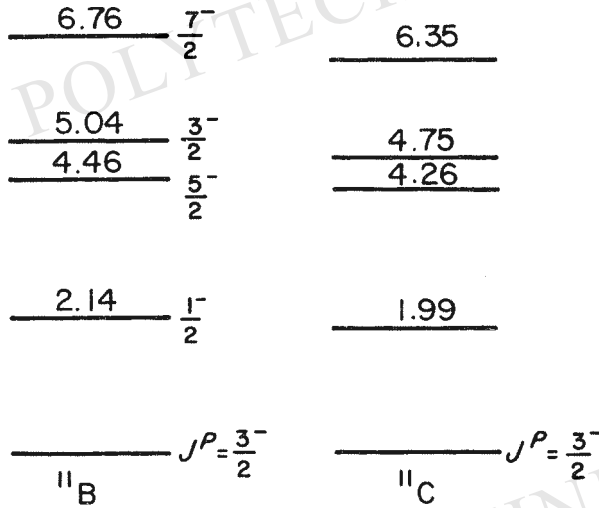


FIG. 1.6: Spectres des premiers niveaux des noyaux miroirs $^{11}\text{B}_5$ et $^{11}\text{C}_6$.

1. L'espace de l'isospin ; états du nucléon

Une particule de spin $1/2$ constitue un système à deux états, la mesure de la projection du spin suivant un axe donnant lieu aux deux issues $\pm\hbar/2$. De la même façon, le proton et le neutron sont traités comme deux états différents $T_3 = \pm 1/2$ d'un même être physique d'isospin $T = 1/2$, le nucléon. On introduit un espace \mathcal{R}^3 abstrait, l'espace de l'isospin, et l'on considère les rotations dans cet espace. Le formalisme est, dans cet espace abstrait, identique à celui du spin usuel dans l'espace euclidien.

Soit \hat{T} l'observable vectorielle isospin, c'est-à-dire un ensemble de trois observables $\{\hat{T}_1, \hat{T}_2, \hat{T}_3\}$. Ces trois observables ont les relations de commutation d'un moment cinétique

$$\hat{T} \wedge \hat{T} = i\hat{T} \quad (1.50)$$

Au coefficient \hbar près les valeurs propres $T(T + 1)$ et T_3 des observables (qui commutent) \hat{T}^2 et \hat{T}_3 sont les mêmes que celles du moment cinétique dans l'espace \mathcal{R}^3 usuel.

L'idée de Heisenberg est de supposer que les interactions nucléaires fortes sont invariantes par rotation dans l'espace d'isospin. Les « hadrons », particules à interactions nucléaires fortes, peuvent être classés en multiplets d'isospin, donc de charge électrique ($T = 0, 1/2, 1, 3/2, \dots$).

Le nucléon a un isospin $1/2$. Autrement dit, chacune des observables \hat{T}_1, \hat{T}_2 et \hat{T}_3 qui lui sont associées a pour valeurs propres $\pm 1/2$. L'observable $\hat{T}^2 = \hat{T}_1^2 + \hat{T}_2^2 + \hat{T}_3^2$ est proportionnelle à l'identité avec pour valeur propre $3/4$.

Les états $|p\rangle$ et $|n\rangle$, sont par définition les états propres de \hat{T}_3

$$\hat{T}_3|p\rangle = (1/2)|p\rangle, \quad \hat{T}_3|n\rangle = (-1/2)|n\rangle \quad . \quad (1.51)$$

Dans la réalité, l'observable \hat{T}_3 joue, bien entendu, un rôle particulier, puisque la charge électrique d'un nucléon est reliée à la valeur propre T_3 de \hat{T}_3 par

$$Q = T_3 + 1/2 \quad (1.52)$$

L'action de \hat{T}_1 et \hat{T}_2 sur ces états, avec $\hat{T}_\pm = \hat{T}_1 \pm i\hat{T}_2$, s'écrit

$$\hat{T}_+|p\rangle = 0 \quad \hat{T}_-|n\rangle = 0 \quad \text{soit} \quad (1.53)$$

$$\hat{T}_1|p\rangle = (1/2)|n\rangle \quad \hat{T}_1|n\rangle = (1/2)|p\rangle \quad (1.54)$$

$$\hat{T}_2|p\rangle = (i/2)|n\rangle \quad \hat{T}_2|n\rangle = (-i/2)|p\rangle \quad . \quad (1.55)$$

Un état quelconque du nucléon $|N\rangle$ s'écrit

$$|N\rangle = \alpha|p\rangle + \beta|n\rangle \quad |\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1 \quad . \quad (1.56)$$

Notons qu'il s'agit d'une abstraction valable dans un monde où l'on aurait débranché l'électromagnétisme. Un état comme $(|T_3 = 1/2\rangle + |T_3 = -1/2\rangle)/\sqrt{2}$, qui est orienté suivant la direction T_2 ne peut pas être observé physiquement. Etant superposition d'un proton et d'un neutron il a *à la fois* charge 0 et 1 ; *à la fois* il crée ou ne crée pas de champ électrostatique ce qui est « paradoxal » classiquement. Dans le monde réel, cet état est du type « chat de Schrödinger ». Il est commode d'utiliser une représentation matricielle pour les états et les observables ci-dessus :

$$|p\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |n\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad |N\rangle = \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} \quad (1.57)$$

En utilisant les matrices de Pauli $\hat{\tau} \equiv \{\hat{\tau}_1, \hat{\tau}_2, \hat{\tau}_3\}$,

$$\hat{\tau}_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \hat{\tau}_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \hat{\tau}_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.58)$$

qui satisfont les relations de commutation

$$\hat{\tau} \wedge \hat{\tau} = 2i\hat{\tau} \quad . \quad (1.59)$$

Les observables d'isospin du nucléon sont :

$$\hat{T} = (1/2)\hat{\tau} \quad . \quad (1.60)$$

L'invariance par rotation dans l'espace de l'isospin revient à dire que l'interaction nucléon-nucléon est invariante par les transformations

$$\begin{aligned} |p'\rangle &= e^{-i\phi/2} \cos(\theta/2)|p\rangle + e^{i\phi/2} \sin(\theta/2)|n\rangle \\ |n'\rangle &= -e^{-i\phi/2} \sin(\theta/2)|p\rangle + e^{i\phi/2} \cos(\theta/2)|n\rangle \end{aligned}$$

2. États d'un système de nucléons

Les états d'isospin d'un système de A nucléons se construisent comme les états de spin total d'un système de A particules de spin $1/2$. Si un noyau a un isospin T , on doit s'attendre à observer $2T + 1$ isobares de propriétés physiques analogues⁸. C'est le cas pour les isobares $^{11}\text{B}_5$ et $^{11}\text{C}_6$ dont les spectres sont montrés sur la figure (1.6) ci dessus, et qui forment un doublet d'isospin $1/2$.

On notera qu'un noyau (Z, N) a un isospin T au moins égal à $|N - Z|/2$. On doit s'attendre à observer au moins $2T + 1 = |N - Z| + 1$ isobares de charges différentes et de propriétés nucléaires semblables.

La charge électrique d'un système de A nucléons d'isospin total T est, par extension de (1.52)

$$Q = T_3 + A/2$$

A est évidemment le nombre baryonique du système.

3. Hypercharge

Outre les nucléons, il existe des centaines d'autres particules à interactions fortes. Ces particules, dont la plupart sont hautement instables, s'appellent des *hadrons*. Les hadrons sont caractérisés par leur isospin, leur charge électrique, et d'autres nombres quantiques additifs plus exotiques comme l'« étrangeté », le « charme » etc. Par exemple, les méson π , qui comptent parmi les vecteurs des interactions nucléaires fortes, ont un nombre baryonique nul et se présentent sous forme d'un triplet d'états de charge (π^+, π^0, π^-) de masses voisines. Il est naturel de les considérer comme trois états d'un même être, le méson π , d'isospin $T = 1$.

La charge électrique d'un système de A nucléons d'isospin total T est, par extension de (1.52) $Q = T_3 + A/2$. Plus généralement, on nomme *hypercharge*, notée Y , le nombre baryonique d'un système de hadrons (augmenté, le cas échéant, de son étrangeté).

Le lien entre la charge électrique Q , la troisième composante de l'isospin T_3 et l'hypercharge Y est, de façon générale en physique hadronique,

$$Q = T_3 + Y/2 \quad . \quad (1.61)$$

Les nucléons ont une hypercharge $Y = 1$ tandis que les mésons π ont une hypercharge nulle.

4. Principe de Pauli généralisé

Le principe de Pauli dit que deux fermions identiques doivent être dans un état antisymétrique. Si le proton et le neutron étaient véritablement des particules identiques à la différence près de la projection de leur isospin sur l'axe T_3 , un état de nucléons devrait être complètement antisymétrique par échange de toutes les variables, y compris les variables d'isospin. Toujours en oubliant les interactions électromagnétiques, et en supposant l'invariance exacte par rotation dans

⁸Voir, par exemple, « Symétrie d'isospin et structure nucléaire », S. Galès et Nguyen Van Giai, Les Annales de Physique, Vol.12, p.183, 1987.

l'espace de l'isospin, on généralise le principe de Pauli en postulant que l'état d'un système de A nucléons est totalement antisymétrique dans l'échange des variables d'espace, de spin et d'isospin. Cette hypothèse ne repose pas sur des bases aussi solides que celle du véritable principe de Pauli, mais on peut s'attendre à ce qu'elle soit une bonne approximation, aux effets électromagnétiques près.

Le principe de Pauli généralisé restreint le nombre d'états quantiques autorisés dans un système de nucléons. Nous allons voir ci-dessous comment cela détermine l'état fondamental du deutérium.

5. Système de deux nucléons

Les états d'isospin d'un système de deux nucléons se construisent exactement comme les états de deux spins $1/2$.

L'isospin total T du système correspond à :

$$T = 1 \quad \text{ou} \quad T = 0$$

et les quatre états propres correspondants sont :

$$|T = 1, T_3\rangle : \begin{cases} |T = 1, T_3 = 1\rangle = |pp\rangle \\ |T = 1, T_3 = 0\rangle = (|pn\rangle + |np\rangle)/\sqrt{2} \\ |T = 1, T_3 = -1\rangle = |nn\rangle \end{cases} \quad (1.62)$$

$$|T = 0, T_3 = 0\rangle : |0, 0\rangle = (|pn\rangle - |np\rangle)/\sqrt{2} \quad . \quad (1.63)$$

Rappelons que, comme pour le spin, les trois états $|T = 1, M\rangle$ sont appelés collectivement *état triplet* d'isospin. Ils sont *symétriques* si l'on échange les valeurs des projections suivant l'axe 3 des isospins des deux particules. L'état $|T = 0, 0\rangle$ est appelé *état singulet* d'isospin, il est *antisymétrique* dans ce même échange.

L'état triplet se transforme comme un vecteur par rotation dans l'espace d'isospin, l'état singulet est invariant dans ces mêmes rotations.

Un état de deux nucléons s'écrit sous la forme ${}^{2T+1}L_{2S+1}$ où T est l'isospin et S le spin total.

Il y a une série de conséquences simples mais importantes de ces considérations.

- (a) En faisant toujours abstraction des forces électromagnétiques, le hamiltonien de deux (ou plusieurs) nucléons est invariant par rotation dans l'espace de l'isospin. Dans l'interaction de 2 nucléons, il n'y a pas 3 hamiltoniens indépendants (un pour $p-p$, un pour $p-n$ et un $n-n$) mais seulement 2 : l'un, si les nucléons sont dans l'état d'isospin total $T = 1$ (le même pour les états $|pp\rangle$, $(|pn\rangle + |np\rangle)/\sqrt{2}$, et $|nn\rangle$) l'autre si $T = 0$, dans l'état $(|pn\rangle - |np\rangle)/\sqrt{2}$. Cela signifie que les états liés éventuels $|pp\rangle$, $(|pn\rangle + |np\rangle)/\sqrt{2}$, et $|nn\rangle$ d'une part, $(|pn\rangle - |np\rangle)/\sqrt{2}$ de l'autre, n'ont pas nécessairement la même énergie.
- (b) L'état d'isospin $T = 0$, antisymétrique d'isospin, est celui du noyau de deutérium, seul état lié nucléon-nucléon. Le deutérium a une fonction d'onde

spatiale symétrique. C'est principalement de l'onde s ⁹. Il a, par suite du principe de Pauli généralisé, un état de spin symétrique, soit $S = 1$, et un moment cinétique total $J = 1$.

- (c) Dans l'état d'isospin symétrique $T = 1$, c'est-à-dire dans les états $|nn\rangle$, $|pp\rangle$ et $(|pn\rangle + |np\rangle)/\sqrt{2}$, on n'observe pas d'état lié. L'interaction est forte, il existe ce qu'on appelle techniquement un état « virtuel », presque lié. Nous verrons au chapitre 3 qu'il suffirait d'augmenter un peu, par la pensée, l'intensité des forces pour qu'un état lié apparaisse.
- (d) On voit sur cet exemple que l'indépendance de charge est plus subtile qu'une simple interchangeabilité du proton et du neutron. Sinon, on observerait à coup sûr un état lié neutron-neutron (possiblement instable par désintégration β) en plus du deutéron.

5.3 Origine de la symétrie d'isospin ; différence de masse neutron-proton

La quasi-égalité des masses du proton et du neutron est un ingrédient nécessaire pour que se produise la symétrie d'isospin. Cette symétrie se comprend de façon assez naturelle lorsque l'on considère les nucléons comme des assemblages de quarks. Le proton est un état lié (uud), de deux quarks u de charge $2/3$ et d'un quark d de charge $-1/3$, et le neutron un état lié (udd), de deux quarks d et d'un quark u . L'interaction entre les quarks est décrite par la « chromodynamique quantique » ou QCD. Cette dernière est universelle dans le sens où elle ne fait strictement aucune distinction entre les espèces, ou « saveurs », des quarks entre lesquels elles s'applique. Cette théorie ne fait pas de distinction entre les quarks u et d . Seules différencieront les spectres et propriétés des hadrons, donc du neutron et du proton, les masses des quarks en jeu. Il est donc tentant de supposer qu'en première approximation le proton et le neutron auront la même masse, du moins si le quark u et le quark d ont eux-mêmes (presque) la même masse.

Une hypothèse simple qui vient à l'esprit est que l'isospin est effectivement une symétrie exacte des interactions nucléaires fortes et que l'électromagnétisme est une perturbation comparativement faible. Dans ce cadre de pensée, il paraît naturel de supposer qu'en l'absence d'interactions électromagnétiques les masses du proton et du neutron seraient égales, et que leur différence est d'origine électromagnétique.

Le neutron n'a pas, en première approximation, d'énergie propre électrostatique. Dans le chapitre 3, nous verrons que le proton a un rayon de l'ordre de $r \sim 1$ fm. Son

⁹Une petite composante d'onde d est nécessaire pour expliquer que le noyau de deutérium n'est pas sphérique

énergie électrostatique est donc de l'ordre de

$$E_{es} \simeq \frac{q_e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \simeq 1,3 \text{ MeV} , \quad (1.64)$$

qui est très proche de la valeur observée, à cela près que le *signe* est le mauvais !

Ce calcul montre malheureusement que dans nos hypothèses le proton devrait être *plus massif* que le neutron. Ce problème est très ancien, et personne n'a jamais pu le contourner. Il doit y avoir une contribution supplémentaire qui renverse cette valeur.

La seule façon d'expliquer la différence de masse neutron-proton, à l'heure actuelle, est de repousser le problème au niveau des quarks. Le proton est un état lié (uud), le neutron un état lié (udd), on admet tout simplement que la masse du quark d est plus élevée que celle du quark u . C'est complètement arbitraire et phénoménologique. Le problème de la masse des quarks est une des très grandes énigmes de la physique fondamentale d'aujourd'hui.

Bien entendu, cette explication *ad hoc* n'est pas du tout satisfaisante. On le mesure en considérant les implication phénoménologiques énormes du *signe* de cette différence de masse. Si le proton était plus lourd que le neutron, il serait instable soit par désintégration bêta



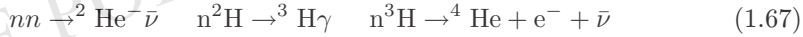
(si la masse du proton était plus élevée que la somme des masses du neutron et de l'électron) on par capture électronique :



Au plan de la chimie organique comme de la biologie, cela ouvre d'intéressantes questions puisque toute la vie repose sur l'existence de molécules qui contiennent ^1H et n'existeraient pas si l'on avait $m_p > m_n$.

Les formes de vie que nous connaissons n'existeraient que si l'on pouvait remplacer l'hydrogène par du deutérium ^2H qui est, chimiquement, très proche. Nous verrons dans le chapitre 9 que cela ne serait pas possible, car très peu de deutérium existerait dans l'univers. Pour résumer le raisonnement, le mélange initial de noyaux a été produit pendant les 3 premières minutes après le Big bang. Avec la relation normale $m_n > m_p$, environ 75% de la matière nucléaire produite à cette époque était de l'hydrogène (^1H) et 25% de l'hélium ^4He . Le fait d'interchanger les masses du neutron et du proton aurait pour effet de remplacer ^1H par des neutrons libres et stables dans le mélange initial de noyaux. Mais cela ne changerait rien au fait qu'il y a *très peu* de deutérium. Le noyau ^2H est formé dans les trois premières minutes en très faible proportion (environ $\sim 10^{-5}$ par rapport à l'hydrogène, ou au neutron). Ce noyau est évidemment invariant par échange des deux masses. De plus, on sait que le deutérium, très fragile, ne peut être que détruit dans les fournaies stellaires.

Une fois ce mélange fabriqué, il se condenserait pour donner des objets comme les étoiles et les planètes. Les neutrons réagiraient très rapidement (sur des échelles cosmologiques) pour former de l'hélium par une suite de réactions comme :



Les réactions correspondantes, mais avec des protons au lieu des neutrons, ne se produisent pas rapidement car la répulsion électrostatique entre les protons chargés positivement freine leurs réactions nucléaires. Comme nous le rappellerons constamment, les neutrons ne sont pas gênés par cette « barrière coulombienne ».

Ainsi, dans un univers avec $m_p > m_n$, il faudrait se débrouiller avec pratiquement aucun isotope de l'hydrogène. Il n'est pas clair qu'une autre forme de chimie puisse exister qui soit suffisamment riche pour engendrer la vie. Il est certain que l'absence d'hydrogène augmenterait considérablement le temps nécessaire pour que les formes de vie évoluent.

6 Noyaux déformés

En parlant de rayons nucléaires, nous avons implicitement fait allusion à des noyaux sphériques, ou pratiquement sphériques. Notons, cependant, que si la plupart des noyaux magiques, semi-magiques¹⁰, et leurs voisins, sont sphériques dans leur état fondamental, les noyaux à couches ouvertes en neutrons ou en protons sont, en général, déformés (ellipsoïde aplati ou allongé). Ils ont notamment un spectre de rotation. Nous allons terminer ce chapitre par quelques mots sur la mise en évidence des déformations des noyaux.

Une méthode d'exploration de la structure de ces noyaux repose sur la physique atomique. Les électrons internes d'un atome lourd sont à des distances moyennes a_0/Z du noyau où a_0 est le rayon de Bohr. Leurs fonctions d'onde pénètrent appréciablement dans le noyau, ce qui produit des déviations notables dans leur spectroscopie. On peut ainsi remonter aux distributions de charge dans ces noyaux et à leurs déformations.

Atomes muoniques

Les *atomes muoniques* constituent un terrain expérimental particulièrement riche. Le lepton μ , découvert en 1937, et dont l'existence a longtemps été une énigme totale, est un cousin germain de l'électron. Élémentaire, ponctuel au même sens que l'électron, il a même charge électrique, même spin, mais il est 200 fois plus lourd : $m_\mu = 206,8 m_e$, et il est instable. Il se désintègre en un électron et deux neutrinos : $\mu \rightarrow e + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ avec une durée de vie moyenne $\tau = 2 \cdot 10^{-6}$ s. Dans les accélérateurs de particules, on

¹⁰Les termes magique, semi-magique et couches complètes seront définis au chapitre suivant.

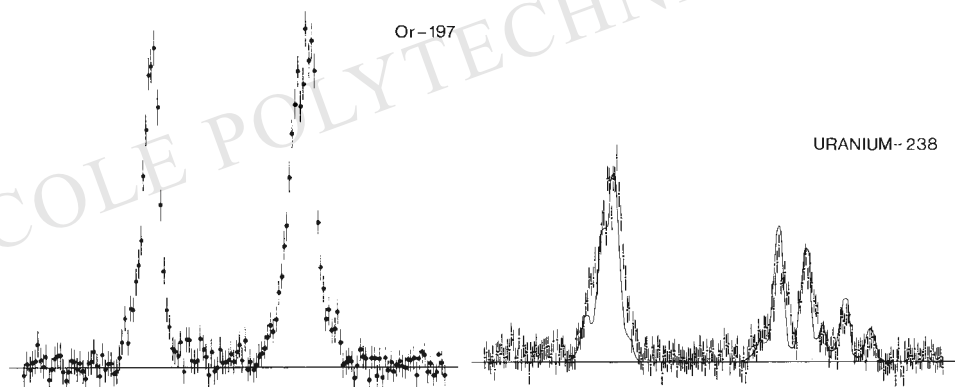


FIG. 1.7: Raies de transition des états $2p_{1/2}$ et $2p_{3/2}$ vers l'état $2s_{1/2}$ dans les atomes muoniques d'Or ($Z = 79, A = 197$) et d'Uranium ($Z = 92, A = 238$) (échelle en KeV). L'Or est bien sphérique, d'où la simplicité de la structure des raies; l'Uranium est déformé, le pic supérieur est clivé en 4 (clivage du niveau correspondant). (Document CERN.)

peut fabriquer des μ , les ralentir dans la matière et les faire capturer par des atomes, où ils forment des atomes hydrogénéoïdes.

Dans un atome complexe, le μ n'est pas contraint, par rapport aux électrons, par le principe de Pauli. Le μ expulse les électrons, cascade de niveau en niveau pour tomber au voisinage du noyau, à une distance $a_\mu = \hbar^2 / Z m_\mu e^2$, 200 fois plus faible que le rayon moyen des électrons internes de l'atome. Il forme donc, autour du noyau, un atome hydrogénéoïde, ne voyant plus, par effet d'écran, les électrons.

La durée de vie du muon est largement supérieure au temps total des cascades 10^{-14} s, comme au temps atomique $\hbar^3 / m_\mu e^4 \approx 10^{-19}$ s. Le μ peut donc être considéré comme stable par rapport à ces échelles de temps.

Le rayon de Bohr d'un atome muonique est du même ordre que le rayon des noyaux. Pour le plomb, $Z = 82$, de rayon $R \approx 8,5$ fm, $a_\mu \approx 3,1$ fm, et le μ pénètre largement dans le noyau : dans l'état fondamental, il a une probabilité de 90 % d'être à l'intérieur du noyau. Par conséquent, l'étude des spectres d'atomes muoniques permet l'étude de la structure des noyaux atomiques, notamment leur distribution de charge, c'est-à-dire de protons.

Dans le cas d'un noyau sphérique, le potentiel est harmonique à l'intérieur du noyau (en supposant la densité de charge uniforme) et coulombien à l'extérieur. La déviation de la position des niveaux par rapport au cas coulombien renseigne sur la distribution de charge. Si le noyau est déformé, ellipsoïde aplati (disque) ou allongé (cigare), la symétrie sphérique est rompue, et la dégénérescence dans le nombre quantique magnétique m est levée : les niveaux sont clivés.

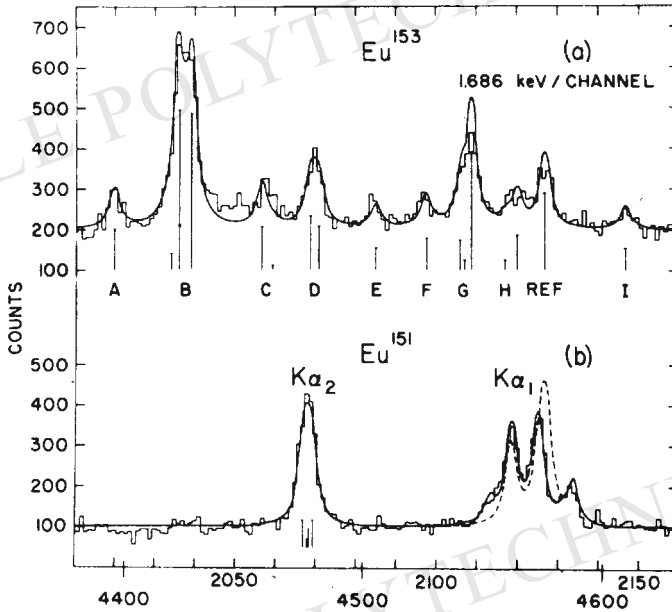


FIG. 1.8: Analogue de la figure précédente pour l'Europium. Distribution des photons dans la désexcitation d'atomes muoniques d' Eu^{151} (bas) et Eu^{153} (haut). On note que le spectre de l' Eu^{151} est semblable à celui de l'Uranium. En revanche, celui de l' Eu^{153} est complètement différent, indiquant une forte déformation de cet isotope.

La figure 1.7 provenant du CERN, montre les spectres d'atomes muoniques dans le cas de l'or Au , $Z = 79$, noyau sphérique, et de l'uranium U^{238} , $Z = 92$, noyau déformé, où l'on remarque la structure compliquée de la raie de plus haute énergie. C'est une méthode extrêmement précise pour déterminer les *déformations* des noyaux.

Un exemple spectaculaire provient des deux isotopes Eu^{151} et Eu^{153} de l'euporium $Z = 63$, dont le spectre est donné sur la figure 1.8. L'isotope le plus léger est, comparativement, sphérique, et a un spectre assez simple, comparable à ceux de l'or ou de l'uranium. En revanche, celui de l'isotope lourd Eu^{153} est complètement différent, beaucoup plus complexe. Autrement dit, mettre 2 neutrons de plus, particules neutres n'influençant pas directement les forces coulombiennes, change complètement la distribution de charge, donc des protons, dans le noyau. C'est une source de renseignements intéressante et utile sur la structure des noyaux.

7 Bibliographie

1. *Nuclear Structure* A. Bohr et B. Mottelson, Benjamin, New York, 1969.

2. *Structure of the Nucleus* M.A. Preston et R.K. Bhaduri, Addison-Wesley, 1975.
3. *Nuclear Physics* S.M. Wong, John Wiley, New York, 1998.
4. *The Nuclear Many-Body Problem*, P. Ring et P. Schuck, Springer Verlag (1980).
5. *Theoretical Nuclear and Subnuclear Physics*, J.D. Walecka, Oxford University Press (1995).
6. *Cours de Physique Nucléaire* : Vincent Gillet, Ecole polytechnique (1984).
7. *Éléments de Physique Nucléaire* : W. Meyerhof, Edit. Dunod.
8. *Theoretical Nuclear Physics* A. de Shalit et H. Feshbach, Wiley, New York, 1974.
9. *Nuclear Forces* D.M. Brink, Pergamon Press, Oxford (1965).
10. *Introduction to Nuclear Physics* : Harald Enge, Addison-Wesley (1966).
11. *Theoretical Nuclear Physics* J.M. Blatt et V.F. Weisskopf, John Wiley et Sons, New-York (1963).
12. *Sites web de données nucléaires* :
<<http://www.gsi.de>>,
<<http://csa5.lbl.gov/fchu/ip.html>>,
<<http://www.dne.bnl.gov/nndc.html>>,
<<http://www.fysik.lu.de/NuclearData>>.

Chapitre 2

Modèles nucléaires, stabilité des noyaux

Partant du potentiel élémentaire (1.5) et d'expressions analogues dans les autres états de spin et d'isospin nucléon-nucléon, le problème théorique est maintenant bien posé mais il est diablement compliqué. Le nombre de nucléons dans un noyau est beaucoup trop grand pour que l'on puisse envisager un calcul direct ; il est beaucoup trop faible pour une approche statistique. Toutefois, en rassemblant tout ce que nous avons appris, on peut construire des *modèles phénoménologiques* de structure nucléaire, dont nous allons examiner quelques caractéristiques. Cela nous mènera notamment à une explication de l'énergie de liaison des noyaux et à un panorama général de la stabilité des édifices nucléaires.

1 Modèle du potentiel nucléaire moyen

Le modèle du *potentiel nucléaire moyen* repose sur l'observation que tout se passe comme si, en première et bonne approximation, les nucléons individuels dans le noyau évoluaient comme des particules *indépendantes* plongées dans un potentiel moyen créé par l'ensemble d'entre elles.

Pour obtenir une description qualitative de ce potentiel moyen $V(\mathbf{r})$ écrivons qu'il résulte de la somme des interactions $v(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ d'un nucléon situé en r avec les autres nucléons du noyau :

$$V(\mathbf{r}) = \int v(\mathbf{r} - \mathbf{r}')\rho(\mathbf{r}')d\mathbf{r}' \quad . \quad (2.1)$$

Dans cette équation la densité du noyau $\rho(\mathbf{r}')$, est la probabilité par unité de volume de trouver un nucléon au voisinage du point \mathbf{r}' . C'est cette fonction qui est dessinée dans le cas des protons sur la figure 1.1. Rappelons maintenant les informations que l'on possède sur v et ρ . L'interaction nucléaire $v(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ est attractive et de courte portée : elle est en effet très petite au-delà d'une distance de 1.4 fm, alors que le diamètre d'un noyau est typiquement de l'ordre de 6 fm pour un noyau léger comme l'oxygène et 14 fm pour un noyau lourd comme le plomb. Pour simplifier, faisons l'approximation que le potentiel d'interaction v est une fonction delta

$$v(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \simeq -v_0\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad . \quad (2.2)$$

Dans ce cas, le champ moyen $V(r)$ est égal à $-v_0\rho(r)$. La constante v_0 peut être prise telle que l'intégrale de ce potentiel delta soit égale à celle du véritable potentiel :

$$v_0 = \int d^3\vec{r}v(\vec{r}) \sim 200 \text{ MeV fm}^3 \quad , \quad (2.3)$$

Où nous avons évalué l'intégrale d'après la figure 1.5. Dans ce cas, le champ moyen est simplement

$$V(r) = -v_0\rho(r) \quad . \quad (2.4)$$

En prenant $\rho \sim 0.15 \text{ fm}^{-3}$ on s'attend à trouver une profondeur du potentiel d'environ 30 MeV.

La forme des densités de charge (1.1) suggère qu'en première approximation le potentiel nucléaire moyen a la forme indiquée sur la figure (2.1a), et dont l'expression la plus courante est le potentiel de Saxon-Woods

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp(r - R)/a} \quad (2.5)$$

où V_0 est une profondeur de l'ordre de 30 à 60 MeV et R est le rayon du noyau Eq. (1.12). Un potentiel encore plus simple et conduisant à des résultats qualitativement semblables est le potentiel de l'oscillateur harmonique qui est dessinée sur la figure (2.1b) :

$$V(r) = -V_0\left[1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2\right] = -V_0 + \frac{1}{2}M\omega^2r^2 \quad (2.6)$$

avec $V_0 = \frac{1}{2}M\omega^2R^2$, c'est-à-dire que l'origine des énergies est atteinte en $r = R$. Contrairement à ce que l'on pourrait conclure d'un examen rapide de la figure (2.1), les fonctions d'onde des puits a et b sont extrêmement voisines. Elles sont indiscernables sur un graphique pour les premiers états. Leurs produits scalaires sont typiquement de l'ordre de 0.9999 pour l'état fondamental et 0.9995 pour les premiers états excités pour un choix approprié du paramètre ω du puits b. Les premiers niveaux d'énergie des puits a et b ne diffèrent que très légèrement.



FIG. 2.1: Le potentiel moyen et son approximation par un potentiel harmonique

Dans ce modèle, où les nucléons se meuvent indépendamment les uns des autres, et où protons et neutrons sont séparément soumis au principe de Pauli, les niveaux d'énergie et configurations s'obtiennent de façon analogue au cas des atomes complexes dans l'approximation de Hartree. Ce sont des niveaux de fermions indépendants. Il est, par exemple, instructif de considérer, au travers de cette notion, la stabilité de divers isobares $A = 7$, schématisés sur la figure (2.2).

- L'heptaneutron 7n n'existe pas. Il y aura tendance spontanée soit à la perte d'un neutron, soit à ce qu'un neutron des niveaux supérieurs se désintègre en proton, qui peut se loger sur le niveau fondamental (énergétiquement favorable); 7H_1 est sujet au même commentaire; 7He_2 a une meilleure configuration énergétique, mais il est instable par perte d'un neutron, avec une durée de vie $\tau \simeq 2,9 \cdot 10^{-21}$ s.

- Le noyau 7Li_3 est le plus lié, il est stable, plus lié que son noyau miroir 7Be_4 qui a une énergie de répulsion coulombienne plus forte, les véritables niveaux d'énergie des protons sont rehaussés par cette interaction. Les propriétés physiques de ces deux noyaux, partenaires d'un doublet d'isospin, ont de fortes similitudes

- 7B_5 est analogue à 7He_2 du point de vue nucléaire (noyaux miroirs), mais la répulsion coulombienne accrue le déstabilise : $\tau \simeq 3,5 \cdot 10^{-22}$ s par expulsion de protons. 7C_6 et 7N_7 n'existent pas pour les mêmes raisons que 7H_1 et 7H_2 , raisons auxquelles s'ajoute la répulsion coulombienne.

Les énergies de ces isobares sont indiquées sur la figure (2.3).

L'image d'un noyau formé de nucléons indépendants dans un potentiel moyen permet de comprendre qualitativement plusieurs aspects de la phénoménologie nucléaire.

- Pour A donné, l'énergie minimum sera atteinte pour des valeurs de N voisines de Z . En fait, il existe un nombre optimal de protons et de neutrons. Si les protons n'étaient pas chargés, leurs niveaux seraient les mêmes que ceux des neutrons et l'optimum correspondrait à $N = Z$ (ou $Z \pm 1$ pour A impair). C'est le cas pour les noyaux légers, mais au fur et à mesure que A augmente, les niveaux des protons sont rehaussés par répulsion coulombienne et il y aura une tendance à ce que $N > Z$. Dans la réalité, il faut bien entendu tenir compte de la répulsion

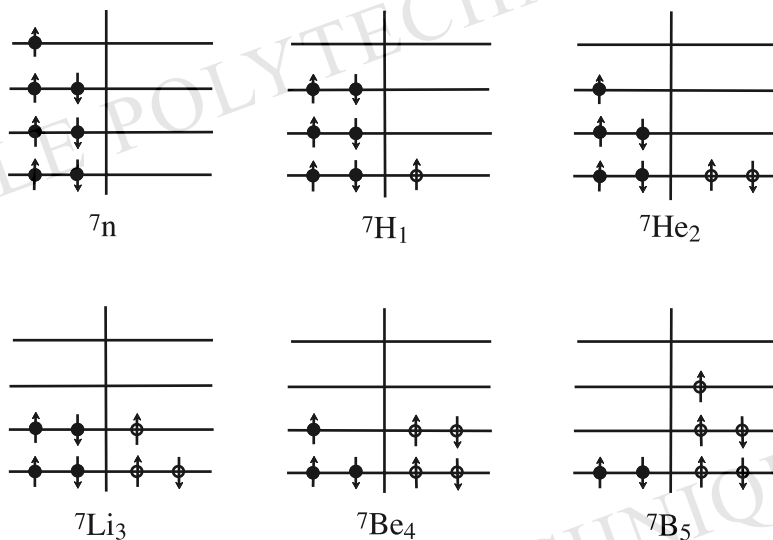


FIG. 2.2 : Schéma de l'occupation des niveaux les plus bas dans le potentiel moyen pour divers isobares $A=7$. Intentionnellement, les espacements de niveaux sont schématiques et non pas réalistes (dans un potentiel harmonique, le fondamental est non dégénéré et le premier niveau excité est trois fois dégénéré).

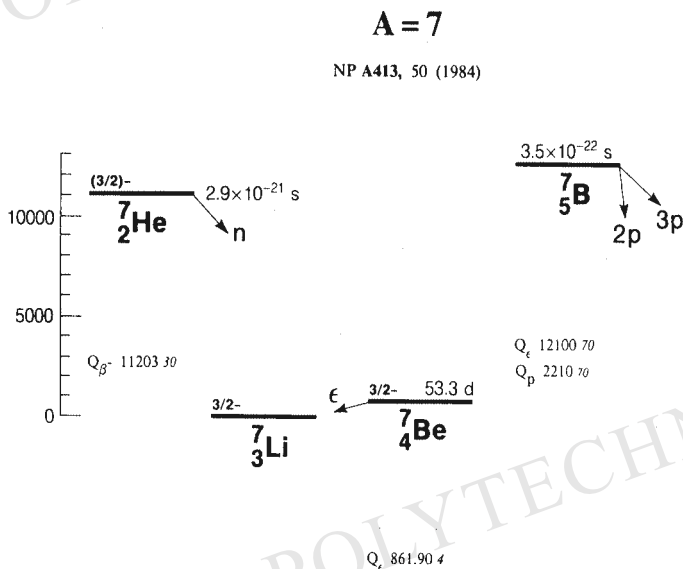


FIG. 2.3 : Energies des niveaux les plus bas des isobares $A=7$. (Avec l'autorisation de Nuclear Physics.)

coulombienne des protons, qui rehausse les niveaux d'énergie des protons, jusqu'à les décaler complètement, pour les gros noyaux, par rapport aux niveaux des neutrons. Pour des noyaux miroirs ($N \leftrightarrow Z$) la répulsion coulombienne rend le noyau $N > Z$ plus lié que le noyau $Z > N$.

- Les énergies de liaison nucléaires sont plus élevées lorsque les nucléons peuvent être groupés en paires de neutrons et en paires de protons. En effet, le fait que les nucléons soient des fermions favorise les configurations où des particules identiques sont groupées en paires de spin opposé. Le principe d'exclusion de Pauli demande que l'état de deux fermions soit antisymétrique par échange de ces particules. Si les nucléons sont dans l'état singulet de spin total nul, qui est antisymétrique, la fonction d'onde spatiale est symétrique, ce qui permet une probabilité de présence non-nulle pour que les deux nucléons soient au même point. Parce que les forces nucléaires sont attractives, cela abaisse l'énergie par rapport aux états de spin parallèle et de fonction d'onde antisymétrique. Les configurations comportant deux neutrons ou deux protons sur le niveau accessible le plus haut seront favorisées par rapport à celles comportant un proton ou un neutron célibataires. Il y a plusieurs manifestations de ce phénomène d'appariement.

1) Parmi les 161 noyaux de A pair stables par rapport à la désintégration bêta, seulement cinq (${}^2\text{H}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{14}\text{N}$ et ${}^{180}\text{Ta}$) sont des noyaux « impair-impair », les autres sont tous « pair-pair » ;

2) Les noyaux de A impair n'ont qu'un seul isobare stable ;

3) Au contraire, pour A pair, il existe en général plusieurs isobares stables, de Z et N pairs.

- Le principe de Pauli explique que *les neutrons sont stables dans les noyaux et pas à l'état libre*. Pour qu'un neutron puisse se transformer en un proton par réaction β , il faut que le proton final accède à un niveau d'énergie tel que le processus $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$ soit énergétiquement possible. Si les niveaux inférieurs sont complètement occupés, cela peut être impossible. C'est le cas, ci-dessus, pour le ${}^7\text{Li}$ car les niveaux des protons sont rehaussés par la répulsion coulombienne. Il n'est pas possible énergétiquement que la réaction $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$ se produise dans le noyau. Les neutrons sont « stabilisés » par le principe de Pauli.
- A l'inverse, dans un noyau, un proton peut être « déstabilisé » si la réaction $p \rightarrow n + e^+ + \nu$ peut se produire. Soit deux noyaux ${}^A X_1$ et ${}^A X_2$ de même nombre de masse A , d'énergies de liaison B_1 et B_2 , et de charges Z_1 et $Z_2 = Z_1 + 1$. Deux réactions β peuvent *a priori* se produire :



que l'on nomme respectivement « bêta moins » et « bêta plus ». Si $B_2 - B_1 \geq (m_p + m_e - m_n)c^2$, c'est la première réaction qui se produit, si $B_1 - B_2 \geq (m_n + m_e - m_p)c^2$ c'est la seconde, et si $(m_n + m_e - m_p)c^2 > B_1 - B_2 > (m_p + m_e - m_n)c^2$ aucune des deux n'est énergétiquement possible, les deux noyaux sont stables. C'est le cas de ${}^7\text{Li}_3$ et ${}^7\text{Be}_4$ ci-dessus.

Si l'atome ${}^7\text{Be}_4$ est instable, c'est en raison de la possibilité de la réaction dite de « capture K » d'un électron interne du cortège atomique ${}^7\text{Be}_4 + e \rightarrow {}^7\text{Li}_3 + \nu$.

De ces considérations, on déduit que la condition de stabilité d'un noyau (A, Z) par désintégration bêta ou capture électronique est que la masse atomique

$$m_{\text{atomique}}(Z, A) = Am_n + Z(m_p + m_e) - B(A, Z) - B_e(Z) \quad (2.7)$$

soit un minimum local

$$m_{\text{atomique}}(Z, A) < m_{\text{atomique}}(Z - 1, A), \quad m_{\text{atomique}}(Z + 1, A). \quad (2.8)$$

Dans (2.7), $B(A, Z)$ est l'énergie de liaison nucléaire introduite au chapitre 1 et $B_e(Z)$ est l'énergie de liaison des électrons atomiques. $B_e(Z)$ est beaucoup plus faible que les autres termes et peut être omis la plupart du temps.

Paramètres du potentiel harmonique

Prenant en compte que les deux potentiels de la figure (2.1) doivent avoir la même profondeur, on doit soustraire une constante du potentiel harmonique, soit :

$$V(r) = V_0((r/R)^2 - 1) = -V_0 + M\omega^2 r^2 / 2.$$

où $R = r_0 A^{1/3}$ est le rayon du noyau. Dans ce modèle $V_0 = -v_0 \rho_0$ est une constante indépendante du nombre de nucléons (c'est le potentiel moyen vu par chaque nucléon). Par conséquent, le paramètre $\hbar\omega$ de l'oscillateur harmonique varie avec A suivant $\hbar\omega = \gamma A^{-1/3}$.

Pour calculer la constante γ , on se réfère au noyau ${}^4\text{He}$, où deux neutrons et deux protons de spins opposés occupent le niveau fondamental. La fonction d'onde à une particule de cet état est $\psi(r) = (1/b\sqrt{\pi})^{3/2} \exp(-r^2/2b^2)$. Le rayon quadratique moyen de cet état est $r_1 = \sqrt{\langle r^2 \rangle} = b\sqrt{3/2}$. Par des expériences de diffusion d'électrons rapides, sur de l'hélium 4 on trouve que $r_1 = 1,46$ fm ce qui fixe la valeur de b et entraîne pour ce noyau $\hbar\omega = \hbar^2/(Mb^2) = 22$ MeV, ce qui correspond à la valeur généralement adoptée

$$\hbar\omega \simeq 35 \text{ MeV} \times A^{-1/3}.$$

Avec cette paramétrisation, et sachant que les niveaux de l'oscillateur harmonique à trois dimensions sont $(n + 3/2)\hbar\omega$ avec dégénérescence $g_n = (n + 1)(n + 2)/2$, on peut estimer l'énergie de liaison d'un système de A particules pouvant se grouper à 4 par état (2 protons, 2 neutrons). Le nombre total de particules est $A = 4 \sum_{n=0}^k g_n \simeq 2k^3/3$, autrement dit on remplit les états jusqu'à $k \simeq (3A/2)^{1/3}$ (cela vaut pour A grand ; il est facile mais encombrant d'écrire une formule exacte pour A quelconque).

L'énergie correspondante est $E = -AV_0 + 4 \sum_{n=0}^k g_n (n + 3/2)\hbar\omega \simeq -AV_0 + \hbar\omega k^4/2$, soit $E/A \simeq \text{cte}$.

2 La formule de masse semi-empirique

2.1 La goutte liquide de Bohr

La courte portée des forces nucléaires et l'additivité des volumes et énergies de liaison, sont à la base d'un des premiers modèles nucléaire, le modèle de la goutte liquide de Bohr (1935).

Les nucléons interagissent fortement avec leurs plus proches voisins, comme les molécules d'une goutte d'eau. Par conséquent, on peut décrire leur propriétés par les grandeurs correspondantes : rayon, densité, tension superficielle, énergie de volume.

2.2 La formule de masse de Bethe-Weizsäcker

L'excellente paramétrisation des énergies de liaison des noyaux (dans leur état fondamental) proposée par Bethe et Weizsäcker en 1935, repose sur cette observation, mais fait intervenir deux ingrédients quantiques que nous avons pressentis plus haut. Une énergie d'*asymétrie* qui tend à égaliser les nombres de neutrons et de protons, et une énergie d'*appariement* qui favorisent les configurations où deux fermions identiques sont appariés.

La formule de Bethe et Weizsäcker est particulièrement intuitive :

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c Z^2 A^{-1/3} - a_a (N - Z)^2 / A + \delta(A) \quad (2.9)$$

dont les paramètres sont :

$$\begin{aligned} a_v &= 15,68 \text{ MeV} \\ a_s &= 18,56 \text{ MeV} \\ a_c &= 0,717 \text{ MeV} \\ a_a &= 23,6 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (2.10)$$

et

$$\delta(A) = \begin{cases} 34A^{-3/4} & \text{si } N \text{ et } Z \text{ sont pairs} \\ -34A^{-3/4} & \text{si } N \text{ et } Z \text{ sont impairs} \\ 0 & \text{si } A = N + Z \text{ est impair} \end{cases}$$

Alors que les paramètres sont déterminés empiriquement (sauf a_c) la dépendance en A et en Z de chaque terme reflète des propriétés physiques simples.

- Le premier terme est un terme de *volume* reflétant les interactions entre proches voisins qui à lui seul donnerait une énergie de liaison par nucléon constante $B/A \simeq 16 \text{ MeV}$.

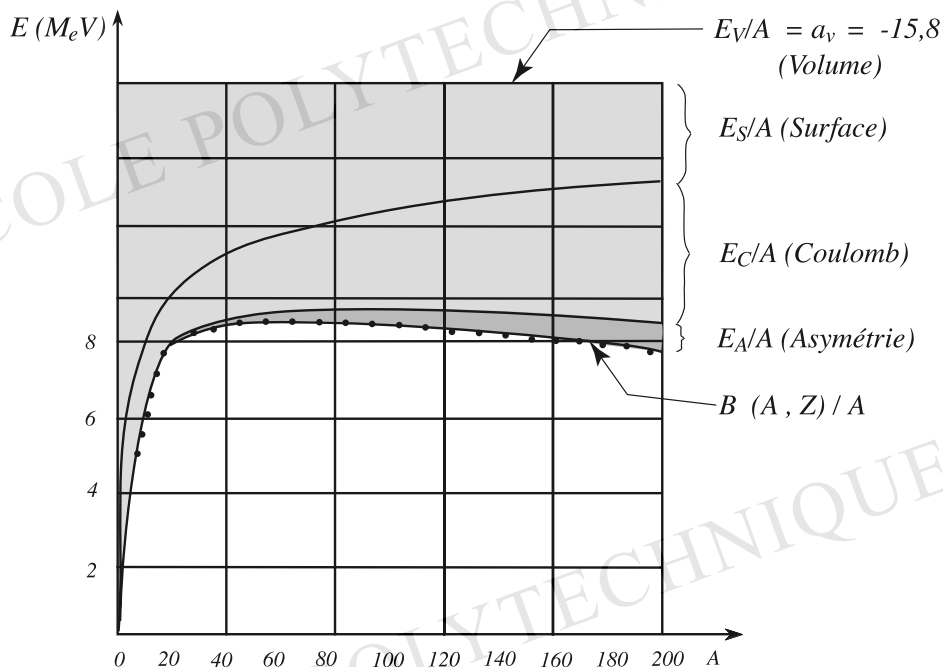


FIG. 2.4: Contributions à l'énergie de liaison, des différents termes de la formule de masse de Bethe-Weizsäcker

- Le terme a_s , qui abaisse l'énergie de liaison, est un terme de *surface*. Les nucléons intérieurs subissent des forces de façon isotrope. Ceux de la surface ne subissent de force que venant de l'intérieur. C'est donc un terme de *tension superficielle* proportionnel à l'aire $4\pi R^2 \simeq A^{2/3}$.
- Le terme a_c est un terme de *répulsion coulombienne des protons*, proportionnel à Q^2/R soit $\simeq Z^2/A^{1/3}$. Ce terme, calculable, est plus faible que les termes nucléaires pour les petites valeurs de Z . Il favorise un excès de neutrons par rapport aux protons.
- Le terme d'*asymétrie* a_a favorise, au contraire, la symétrie entre protons et neutrons (isospin). En l'absence de forces électriques, $Z = N$ est énergétiquement favorable, s'en écarter est défavorable pour réaliser l'état d'énergie minimum.
- $\delta(A)$, enfin, est un terme quantique d'*appariement* : en raison de la force d'échange, des fermions appariés sont plus liés.

Pour les noyaux pair-impair, l'énergie de liaison varie de façon parabolique en fonction de Z pour une valeur de A donnée. Un exemple est montré sur la figure (2.2) pour $A = 111$. Le minimum de la parabole, c'est-à-dire la répartition en neutrons et protons qui assure la plus grande stabilité au noyau, donne la valeur de $Z(A)$ pour

l'unique isotope stable :

$$\frac{\partial B}{\partial Z} = 0 \Rightarrow Z = \frac{A}{2 + a_c A^{2/3} / 2a_a} \simeq \frac{A/2}{1 + 0,0075 A^{2/3}} \quad (2.11)$$

Dans la réalité, il faut, en outre, tenir compte de la différence de masse neutron-proton pour s'assurer de la stabilité par rapport à la désintégration bêta. Le seul noyau stable pour A impair se trouve en minimisant la masse atomique $m(A, Z) + Zm_e$ (nous négligeons l'énergie de liaison des électrons). Cela donne une valeur légèrement différente pour le Z de l'atome stable :

$$Z = \frac{(A/2)(1 + \delta_{npe}/4a_a)}{1 + a_c A^{2/3} / 4a_a} \simeq 1.01 \frac{A/2}{1 + 0,0075 A^{2/3}} \quad (2.12)$$

où $\delta_{npe} = m_n - m_p - m_e = 0.75 \text{ MeV}$. Par conséquent, de gros noyaux ont un excès de neutrons par rapport aux protons, ce qui est intuitif : un excès de force nucléaire doit compenser la répulsion coulombienne.

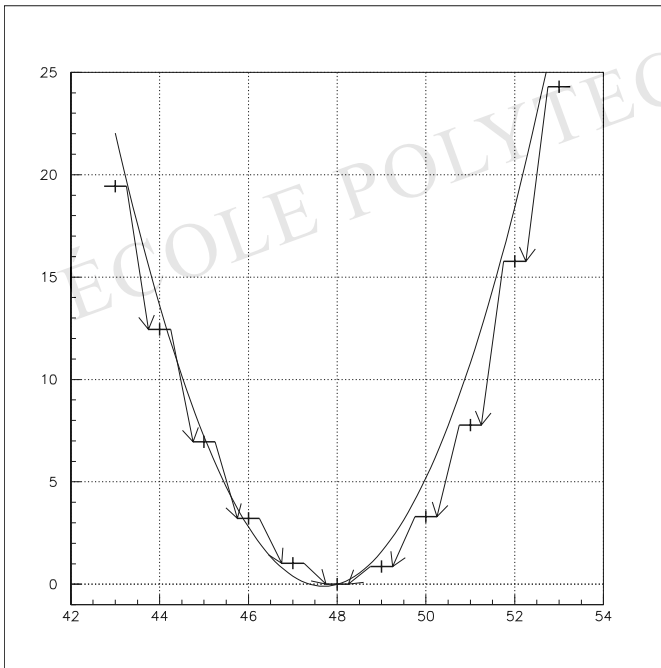


FIG. 2.5 : Masse en fonction de Z pour $A = 111$.

Pour A pair, l'énergie de liaison suit deux paraboles, l'une pour les noyaux pair-pair, l'autre pour les noyaux impair-impair. Un exemple est montré sur la figure 2.2 pour $A = 112$. Dans le cas de noyaux pair-pairs, il arrive que deux noyaux stables pair-pairs encadrent un noyau instable impair-impair. Rappelons qu'il n'existe que 5 noyaux stables impair-impair.

La formule de masse reproduit globalement la courbe $B(A, Z)/A$. Elle explique la déviation par rapport à $N = Z$ pour les noyaux lourds.

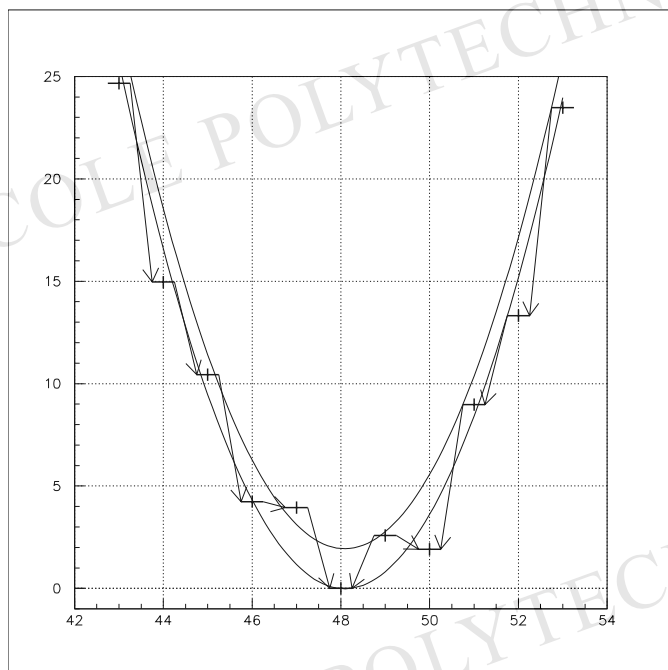


FIG. 2.6: Masse en fonction de Z pour $A = 112$.

On pourra vérifier la qualité de cette formule sur quelques exemples, comme $^{238}\text{U}_{92}$, $^{208}\text{Pb}_{82}$, $^{197}\text{Au}_{79}$, $^{98}\text{Mo}_{42}$, $^{52}\text{Cr}_{24}$, $^{16}\text{O}_8$. La formule reproduit le maximum de la courbe B/A dans la région du Fer 56.

Considérons les noyaux stables. La formule de masse donne une dépendance en A de l'énergie de liaison dessinée sur la figure 2.4. La figure montre les contributions des divers termes. On voit que lorsque A augmente, le terme de surface perd de l'importance au profit du terme coulombien. L'énergie de liaison a un maximum large au voisinage de $A \sim 56$ ce qui correspond aux noyaux de Z pair du fer et du nickel. Les noyaux légers peuvent subir des réactions de fusion jusqu'à atteindre les noyaux les plus solidement liés au voisinage de $A \sim 56$. Ces réactions correspondent aux étapes de la combustion nucléaire dans les étoiles.

Pour A grand, l'importance croissante du terme coulombien abaisse l'énergie de liaison. Cela explique que les noyaux lourds produisent de l'énergie dans des réactions de fission ou dans la désintégration alpha. En pratique, cela s'observe surtout pour les noyaux très lourds $A > 212$ car les durées de vie sont en général trop longues pour $A < 212$.

Pour $A > 212$ l'instabilité croissante par fission spontanée ou désintégration alpha rend l'observation des noyaux de plus en plus difficile. Le noyau le plus lourd que l'on trouve à l'état naturel est ^{238}U qui subit une désintégration alpha avec une durée de vie de $4,9 \cdot 10^9$ ans. Des noyaux transuraniens plus lourds peuvent être produits par des

réactions nucléaires dans des réacteurs ou des accélérateurs.

Pendant plusieurs années le noyau le plus lourd connu était l'isotope du lawrencium $^{257}\text{Lw}_{103}$ qui fissionne de façon spontanée avec une vie moyenne de 8 s. Depuis le milieu des années 90, une activité intense a permis de découvrir des isotopes $Z = 104 - 109$, puis $Z = 107 - 111$ qui ont été trouvés en 1994 à Darmstadt, entrant dans la gamme $A \simeq 270$. En janvier 1996, toujours à Darmstadt, on a identifié les noyaux $Z = 112$ et $Z = 114$. Au début de 1999, un atome de l'élément $Z = 114$ a été identifié par les physiciens russes de Dubna, sous forme de l'isotope $^{289}\text{X}_{114}$ d'une durée de vie extrêmement longue : $\tau = 30$ s. Récemment, Ken Gregorich et son équipe à Berkeley ont réussi à, produire, par cascades à partir de noyaux lourds à gros excès de neutrons, en bombardant du plomb $Z = 82$ par des ions de krypton $Z = 36$, les éléments $Z = 116$ et $Z = 118$ (trois atomes de ce dernier, d'une durée de vie de l'ordre de la milliseconde). Les cascades ont permis d'observer les superlourds $Z = 118, 116, 114, 112, 110, 108$ et 106. Nous reviendrons sur ce point plus bas.

3 Modèle du gaz de Fermi

Le modèle de Fermi est d'inspiration quantique. Il permet également de rendre compte qualitativement et semi-quantitativement des divers termes de la formule de Bethe-Weizsäcker. Dans ce modèle, les nucléons sont assimilés à deux gaz de fermions, neutrons et protons. Les particules sont sans interactions mutuelles, mais enfermées dans une même sphère ayant la dimension du noyau. Les interactions apparaissent implicitement au travers du fait que les nucléons sont confinés à l'intérieur de la sphère.

Alors que le modèle de la goutte liquide, fondé sur la saturation des forces, relie l'énergie du système à ses caractéristiques géométriques, le modèle de Fermi met en avant les effets de la statistique quantique sur l'énergie d'un système de fermions confinés. Le modèle de Fermi permet de calculer les constantes a_v , a_s et a_a de la formule de Bethe-Weizsäcker directement à partir de la seule densité ρ de la matière nucléaire, et apporte une justification supplémentaire à cette formule.

3.1 Énergie de volume et énergie de surface

Soit un gaz de Fermi de particules de spin $1/2$ à température nulle, dans un volume $\Omega = 4\pi R^3/3 = 4\pi A r_0^3/3$, le nombre $d\mathcal{N}$ d'états indépendants dans l'élément $d^3\mathbf{p}$ est

$$d\mathcal{N} = (2s + 1) \frac{\Omega d^3\mathbf{p}}{h^3} \quad , \quad (2.13)$$

avec $s = 1/2$. En introduisant l'énergie de Fermi ε_F du système et le moment de Fermi p_F tel que $p_F^2/2m = \varepsilon_F$, le nombre total \mathcal{N} d'états indépendants, d'énergie inférieure

ou égale à ε_F est

$$\mathcal{N} = \frac{\Omega p_F^3}{3\pi^2 \hbar^3} \quad , \quad (2.14)$$

soit, encore

$$\varepsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 \rho)^{2/3} \quad (2.15)$$

où ρ est la densité $\rho = \mathcal{N}/\Omega$. L'énergie (cinétique) totale \mathcal{E} du système est

$$\mathcal{E} = \frac{3}{5} \mathcal{N} \varepsilon_F \quad . \quad (2.16)$$

Pour un système de $A = Z + N$ nucléons, l'énergie cinétique totale est

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_Z + \mathcal{E}_N = Z \frac{\hbar^2}{2m} \left(3\pi^2 \frac{Z\rho_0}{A}\right)^{2/3} + N \frac{\hbar^2}{2m} \left(3\pi^2 \frac{N\rho_0}{A}\right)^{2/3} \quad (2.17)$$

où ρ_0 est la densité nucléaire $\rho_0 \simeq 0,15 \text{ fm}^{-3}$. Dans l'approximation $Z \simeq N \simeq A/2$, cette valeur de la densité nucléaire correspond à une énergie de Fermi pour les protons et les neutrons de

$$\varepsilon_F = 35 \text{ MeV} \quad ,$$

ce qui correspond à une impulsion et un nombre d'onde

$$p_F = 265 \text{ MeV}/c \quad , \quad k_F = p_F/\hbar = 1,33 \text{ fm}^{-1} \quad .$$

En fait, le nombre d'états (2.13) est surestimé. Pour s'en convaincre, il suffit d'examiner le dénombrement des niveaux dans une boîte cubique de dimension a . Les fonctions d'ondes et niveaux d'énergie sont

$$\psi_{n_1, n_2, n_3}(x, y, z) = \sqrt{\frac{8}{a^3}} \sin\left(\frac{n_1 \pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n_2 \pi y}{a}\right) \sin\left(\frac{n_3 \pi z}{a}\right) \quad (2.18)$$

$$E = E_{n_1, n_2, n_3} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2ma^2} (n_1^2 + n_2^2 + n_3^2) \quad , \quad (2.19)$$

avec $n_i > 0$, et on compte les états tels que $E \leq E_0$, E_0 donné, ce qui correspond au volume d'un huitième de sphère dans l'espace $\{n_1, n_2, n_3\}$. Dans ce dénombrement, il ne faut évidemment pas prendre en compte les trois plans $n_1 = 0$, $n_2 = 0$ et $n_3 = 0$ pour lesquels la fonction d'onde est identiquement nulle, et qui ne sont pas des états physiques. Lorsque le nombre d'états considéré est très grand, comme en mécanique statistique, cette correction est négligeable. Elle ne l'est pas ici. L'excès correspondant, dans (2.14), se calcule de façon analogue à (2.13), on obtient

$$\Delta \mathcal{N} = \frac{p_F^2 S}{8\pi \hbar^2} = \frac{m \varepsilon_F S}{4\pi \hbar^2} \quad (2.20)$$

où S est l'aire extérieure au volume Ω ($S = 6a^2$ pour un cube, $S = 4\pi r_0^2$ pour une sphère)¹.

L'expression 2.14 ainsi corrigée devient

$$\mathcal{N} = \frac{\Omega p_F^3}{3\pi^2 \hbar^3} - \frac{S p_F^2}{4\pi \hbar^2} . \quad (2.21)$$

L'énergie correspondante est

$$\mathcal{E} = \int_0^{p_F} \frac{p^2}{2m} d\mathcal{N}(p) = \frac{\Omega \varepsilon_F p_F^3}{5\pi^2 \hbar^2} - \frac{S \varepsilon_F p_F^2}{8\pi \hbar^2} . \quad (2.22)$$

Le premier terme correspond à une énergie de volume, le second à une correction de surface, ou de tension superficielle.

Au premier ordre en S/Ω l'énergie cinétique par particule est donc

$$\frac{\mathcal{E}}{\mathcal{N}} = \frac{3}{5} \varepsilon_F \left(1 + \frac{\pi S \hbar}{8\Omega p_F} + \dots \right) \quad (2.23)$$

soit, dans l'approximation $Z \simeq N \simeq A/2$, une énergie cinétique de la forme :

$$E_c = a_0 A + a_s A^{2/3}$$

avec

$$a_0 = \frac{3}{5} \varepsilon_F = 21 \text{ MeV}, \quad a_s = \frac{3}{5} \varepsilon_F \frac{3\pi \hbar}{8 r_0 p_F} = 16,1 \text{ MeV} .$$

Le second terme est (au signe près) le coefficient de surface de (2.9), en bon accord avec la valeur expérimentale. L'énergie moyenne par particule est la somme $a_v = a_0 - U$ de a_0 et d'une énergie potentielle U que l'on détermine expérimentalement par diffusion de neutrons sur des noyaux (de façon analogue à l'effet Ramsauer). L'expérience donne $U \simeq -40 \text{ MeV}$ soit

$$a_v \simeq 19 \text{ MeV}$$

en accord avec la valeur empirique de (2.9).

3.2 Energie d'asymétrie

Considérons, maintenant l'ensemble des deux gaz de Fermi, de N neutrons et Z protons, dans la même sphère de rayon R . L'énergie de l'ensemble, donnée par (2.17), en négligeant la correction de surface, est

$$E = \frac{3}{5} \varepsilon_F \left(N \left(\frac{2N}{A} \right)^{2/3} + Z \left(\frac{2Z}{A} \right)^{2/3} \right) .$$

¹On démontre que ces résultats, exprimés en fonction de Ω et S , sont indépendants de la forme du volume de confinement, voir R. Balian et C. Bloch, *Annals of Physics*, **60**, p.40 (1970) et **63**, p.592 (1971)

En développant cette expression par rapport à l'excès de neutrons $\Delta = N - Z$, on obtient, au premier ordre en Δ/A ,

$$E = \frac{3}{5}\varepsilon_F + \frac{\varepsilon_F}{3} \frac{(N - Z)^2}{A} + \dots \quad (2.24)$$

C'est bien la forme de l'énergie d'asymétrie de la formule de Bethe-Weizsäcker. Toutefois la valeur numérique du coefficient $a_a \simeq 12$ MeV est moitié de la valeur phénoménologique. Ce défaut provient de la trop grande simplicité du modèle de Fermi, qui ne contient pas le détail de l'interaction nucléaire.

4 Structure en couches des noyaux : nombres magiques

4.1 Nombres magiques

En physique atomique on observe que l'énergie d'ionisation E_I nécessaire pour extraire un électron d'un atome neutre ayant Z électrons, présente des discontinuités au voisinage de $Z = 2, 10, 18, 36, 54$ et 86 , c'est-à-dire les gaz rares. Ces discontinuités sont associées au remplissage de couches complètes.

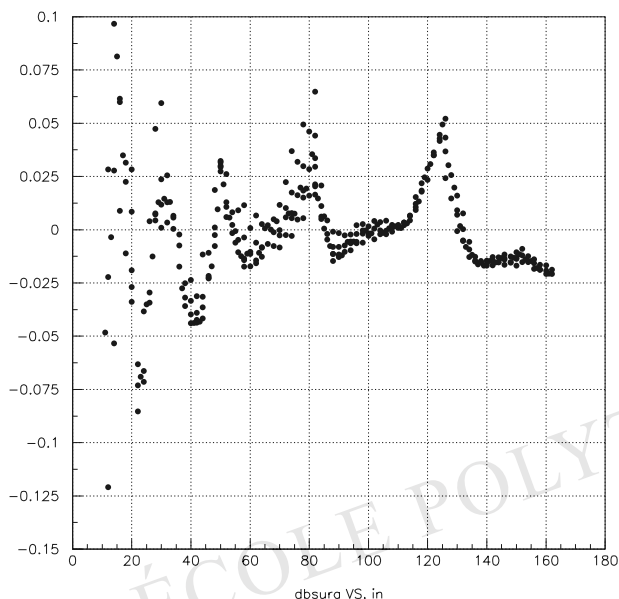


FIG. 2.7: Différence en MeV entre la valeur mesurée de B/A et celle calculée par la formule de masse empirique en fonction du nombre de neutrons N pour les noyaux β -stables. On voit des maxima pour les nombres magiques $N = 2, 10, 18, 28, 50, 82, 126$. La structure compliquée au voisinage de $N = 82$ provient de ce que ces noyaux ont aussi un nombre de protons magique $Z = 50$ ou presque (voir la Fig. 4.1).

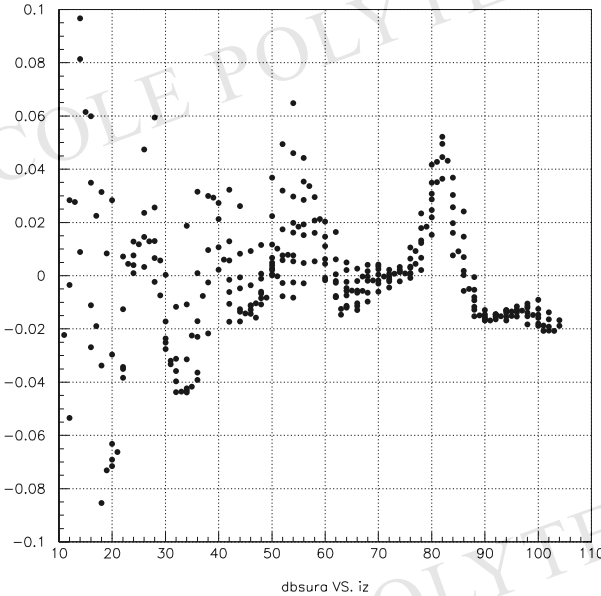


FIG. 2.8 : Différence en MeV entre la valeur mesurée de B/A et celle calculée par la formule de masse en fonction du nombre de protons Z pour des noyaux β -stables.

Un phénomène analogue existe en physique nucléaire. Il existe un grand nombre d'indications expérimentales qui montrent que les noyaux atomiques possèdent une structure en couches, et qu'ils peuvent être construits, comme les atomes, en remplissant les couches successives d'un puits de potentiel effectif. Parmi les plus significatives nous mentionnerons les deux suivantes.

Les énergies ϵ_n ou ϵ_p nécessaires pour séparer un neutron ou un proton du noyau

$$\epsilon_n = B(Z, N) - B(Z, N - 1) \quad \epsilon_p = B(Z, N) - B(Z - 1, N)$$

présentent des discontinuités pour les valeurs suivantes de N ou Z , appelées *nombres magiques* :

$$2, 8, 20, 50, 82, 126$$

auxquels on peut ajouter 28, 40 et, pour les protons, $Z = 114$ (dû à l'interaction coulombienne) .

La façon la plus simple de constater ce phénomène est de comparer la valeur mesurée de B/A avec celle calculée par la formule de masse semi-empirique de Bethe Weizsäcker. On peut le voir sur les figures 4.1 et 4.1 pour les noyaux stables. Des valeurs grandes et positives de $B/A(\text{expérimental}) - B/A(\text{théorique})$ sont observées autour des nombres magiques tant pour les neutrons N que pour les protons Z .

L'excédent est encore plus manifeste pour le noyau doublement magique $^{208}\text{Pb}_{82}$ ($N = 126$) où la différence se manifeste par un pic prononcé sur la figure 4.1. La

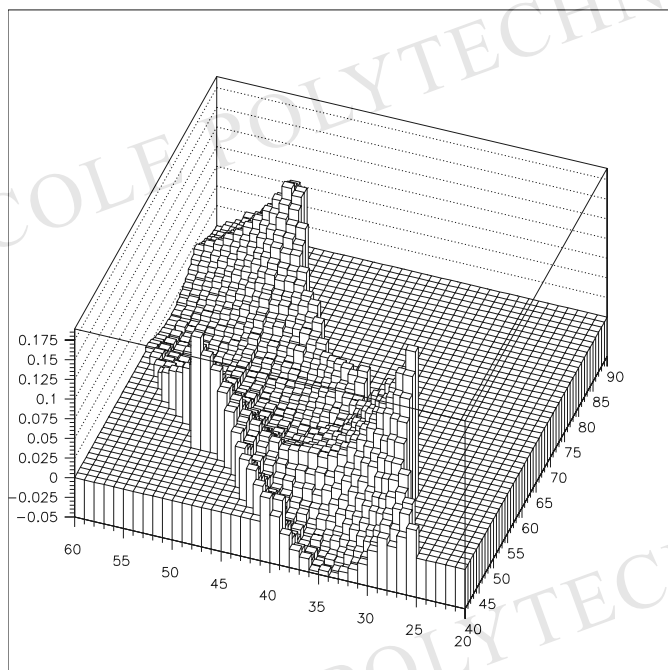


FIG. 2.9: Différence en MeV entre la valeur mesurée de B/A et celle calculée par la formule de masse en fonction de N et Z pour $N \leq 100$. On voit les collines correspondant aux valeurs des nombres magiques $N = 50$, $N = 82$, et $Z = 50$.

structure compliquée de la figure 4.1 vers $Z = 50$ provient de ce que ces noyaux ont également $N \sim 82$.

La figure 4.1 montre que $B/A(\text{expérimental}) - B/A(\text{théorique})$ a des collines pointues le long des lignes $N = 50$, $N = 82$, et $Z = 50$.

Ces collines de $B/A(\text{expérimental}) - B/A(\text{théorique})$ engendrent des discontinuités dans les énergies de séparation d'un neutron ou d'un proton

$$\epsilon_n = B(Z, N) - B(Z, N - 1) \quad \epsilon_p = B(Z, N) - B(Z - 1, N). \quad (2.25)$$

Ces énergies sont l'analogie nucléaire de l'énergie d'ionisation des atomes. Un exemple est donné sur la figure (2.11) qui représente les énergies de séparations d'un neutron dans les isotopes du plomb. On remarque que ces énergies sont systématiquement plus grandes lorsque N est pair. Il s'agit de l'effet d'appariement mentionné lors de la discussion de la formule de Bethe-Weizsäcker. La variation brusque à $N = 126$ est l'effet de couche complète.

Une autre mesure de la stabilité des noyaux est fournie par l'énergie du premier niveau excité : plus ce niveau est élevé et plus le noyau est stable (plus il est difficile de le briser par un apport externe d'énergie). Pour simplifier, considérons le cas des noyaux de N et Z pairs. Ces noyaux possèdent tous un moment cinétique total nul et une parité positive dans leur état fondamental. A de très rares exceptions près,

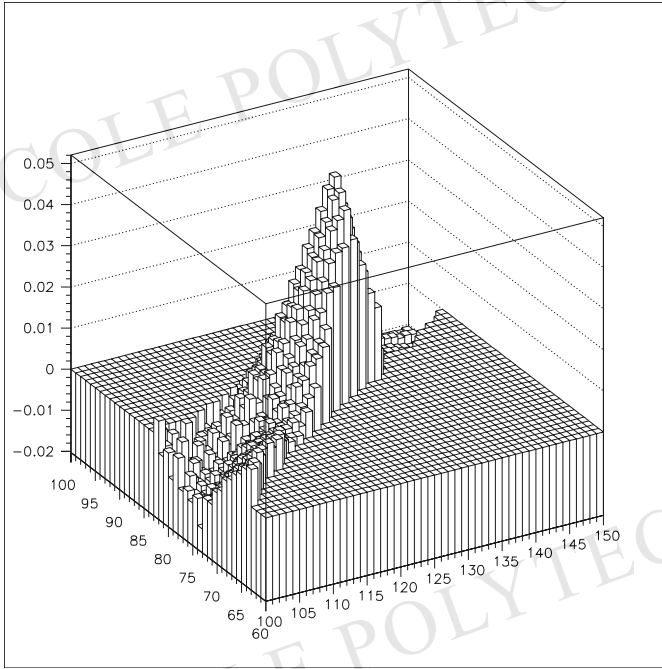


FIG. 2.10: Différence en MeV entre la valeur mesurée de B/A et celle calculée par la formule de masse en fonction de N et Z pour $N \geq 100$. Le pic correspond au noyau doublement magique $^{208}\text{Pb}_{82}$ ($N = 126$).

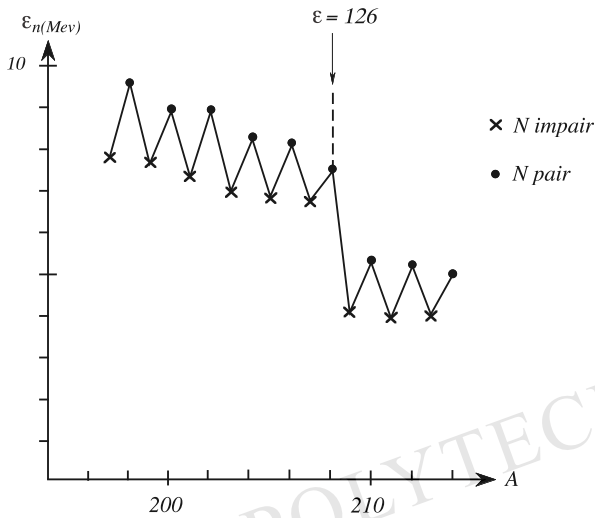


FIG. 2.11 : Energie de séparation d'un neutron dans les isotopes du plomb. Les valeurs de ϵ_n sont tirées de J.H.E. Mattauch, W. Thiele and A.H. Wapstra Nuclear Physics 67 (1965)1.

N→	112	114	116	118	120	122	124	126	128	130	132	134
Hg	423	428	426	412	370	440	430					
Pb			1062	1027	960	900	800	4070	795	808	837	
Po							685	1180	730	610	540	510

TAB. 2.1 : Energie du premier niveau excité dans des successions d'isotopes. D'après A. Bohr et B. Mottelson, Nuclear Structure, Vol. 1

le premier état excité de ces noyaux a un moment cinétique égal à 2 et une parité positive. Dans la table (2.1) sont données les énergies en keV de ce premier niveau 2^+ pour les isotopes du mercure ($Z = 80$), du plomb ($Z = 82$) et du polonium ($Z = 84$). On voit qu'il existe un maximum très prononcé pour $Z = 82$, $N = 126$. Un phénomène analogue est observé pour d'autres combinaisons des nombres magiques mentionnés ci-dessus.

Si l'on suppose que le potentiel nucléaire moyen est harmonique, les couches fermées apparaissent (en tenant compte de la dégénérescence de spin) lorsque le nombre de neutrons ou de protons est égal à 2, 8, 20, 40, 70, 112 . . . Il est donc possible de reproduire les trois premiers nombres magiques mais pas les suivants.

4.2 Couplage spin-orbite et modèle en couches

La modification du potentiel moyen ne permet pas d'améliorer cette situation. En revanche, en 1949, il fut reconnu indépendamment par Maria Göppert Mayer, et par D. Haxel, J. Jensen et H. Suess, que l'addition, pour chaque nucléon, d'un terme spin-orbite

$$\hat{h} = D\hat{\ell} \cdot \hat{s}/\hbar^2$$

permet d'obtenir une explication naturelle des nombres magiques (sans que la forme exacte du potentiel moyen intervienne appréciablement). Dans ce modèle, le nombre magique suivant est 184.

La position et la dégénérescence des niveaux à une particule, dans ce modèle de particules indépendantes, sont montrés sur la figure (2.12).

Le modèle des couches avec terme spin-orbite permet d'expliquer un grand nombre d'autres propriétés des noyaux. Il permet de rendre compte des parités et des spins de la plupart des noyaux impairs. Il permet également de prévoir l'existence de groupes de noyaux dont les premiers états excités ont des durées de vie particulièrement longues. Enfin il explique de façon très satisfaisante les propriétés des noyaux par désintégration β . L'exposé de ces résultats sort du cadre de ce cours².

²Pour plus de détail on pourra consulter : H. Feshbach et A. de Shalit, Theory of Nuclear Structure, Vol. 1.

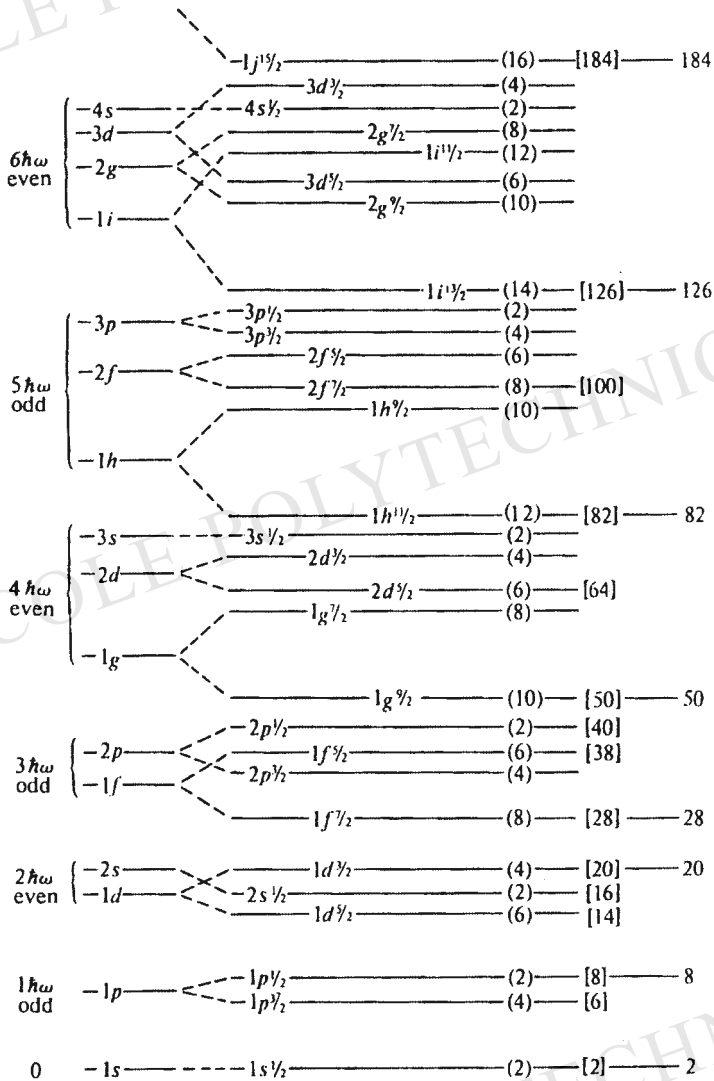


FIG. 2.12: Niveaux du modèle en couches avec terme spin-orbite.

4.3 Quelques conséquences de la structure en couches des noyaux

Les noyaux légers ${}^4\text{He}$, ${}^{16}\text{O}$ et ${}^{40}\text{Ca}$ sont doublement magiques, ce qui explique que leur énergie de liaison soit exceptionnellement forte. C'est pour cette raison que le ${}^{40}\text{Ca}$ (abondance naturelle 97%) comporte un nombre de neutrons exceptionnellement faible ; la formule de Bethe-Weizsäcker prévoit $A = 44$ pour $Z = 20$, or l'abondance naturelle de ${}^{44}\text{Ca}$ n'est que de 2%. Le noyau « exotique » ${}^{100}\text{Sn}_{50}$, très loin de la formule de Bethe-Weizsäcker, a été découvert au GANIL à Caen, il a une durée de vie exceptionnellement longue : $\tau \simeq 1$ s.

De même, sont doublement magiques, si l'on inclut 28 et 40, ${}^{56}\text{Ni}_{28}$ et ${}^{90}\text{Zr}_{40}$. En 1999 un exemplaire du noyau doublement magique ${}^{48}\text{Ni}$ a été identifié au GANIL ; ce noyau, à nombre de protons exceptionnellement élevé par rapport aux neutrons est le noyau miroir du ${}^{48}\text{Ca}$, lui aussi doublement magique (et pratiquement stable ; de durée de vie supérieure à $6 \cdot 10^{18}$ ans, il peut se désintégrer par double désintégration β en ${}^{48}\text{Ti}$).

Parmi les noyaux lourds connus, seul ${}^{208}\text{Pb}$ ($Z = 82$, $N = 126$) est doublement magique. Les isotopes 206, 207 et 208 du plomb et le noyau ${}^{209}\text{Bi}_{83}$ sont les éléments stables les plus lourds, correspondant à la fin des 4 chaînes de désintégration alpha ($\Delta A = 4k$, k entier).

Les noyaux à couches fermées en protons ou en neutrons seulement sont appelés « semi-magiques » :

- isotopes du nickel, $Z = 28$;
- isotopes de l'étain, $Z = 50$;
- isotopes du plomb, $Z = 82$;
- isotones $N = 28$ (${}^{50}\text{Ti}$, ${}^{51}\text{V}$, ${}^{52}\text{Cr}$, ${}^{54}\text{Fe}$ etc.)
- isotones $N = 50$ (${}^{86}\text{Kr}$, ${}^{87}\text{Rb}$, ${}^{88}\text{Sr}$, ${}^{89}\text{Y}$, ${}^{90}\text{Zr}$ etc.)
- isotones $N = 82$ (${}^{136}\text{Xe}$, ${}^{138}\text{Ba}$, ${}^{139}\text{La}$, ${}^{140}\text{Ce}$, ${}^{141}\text{Pr}$ etc.)

Pour tous ces noyaux, on observe :

1. une augmentation des énergies de liaison,
2. un plus grand nombre d'isotopes ou (suivant le cas) d'isotones stables que pour les autres éléments,
3. une plus grande abondance naturelle,
4. des sections efficaces d'absorption de neutrons anormalement faibles,
5. des énergies d'excitation du fondamental plus élevées.

Les nombres magiques jouent un grand rôle dans plusieurs secteurs.

– **Fusion de l'hélium.**

Dans la nucléosynthèse stellaire, une constatation simple aux conséquences importantes, l'illustre. Il n'existe pas de noyaux stables pour $A = 5$ et $A = 8$ (${}^5\text{Li}$ ou ${}^5\text{He}$ dans le premier cas, ${}^8\text{Be}$ dans le second). L'exceptionnelle stabilité de ${}^4\text{He}$ en est la cause ; l'état le plus bas de ${}^8\text{Be}$ se dissocie spontanément en 2α (durée de vie $\sim 10^{-16}$ s).

Si l'on sait bien expliquer la fusion thermonucléaire de 4 protons en ${}^4\text{He}$ par une suite de réactions comme $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu$, $d + d \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$, l'absence d'isotope $A = 5$ ou $A = 8$ fait que la fusion de l'hélium en carbone ou en oxygène, globalement $3{}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C}$ ou $4{}^4\text{He} \rightarrow {}^{16}\text{O}$ a longtemps été un mystère. Pourtant, le carbone et l'oxygène sont essentiels pour notre existence. Le processus à 3 corps $3{}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C}$ ne se produit appréciablement qu'à cause de l'existence d'un niveau excité du ${}^{12}\text{C}$ de très faible énergie au dessus du seuil, comme nous le verrons plus tard.

– **Systèmes Borroméens.**

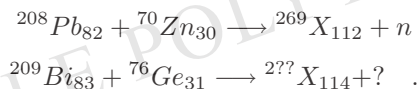
Si ${}^5\text{He}$ n'existe pas, en revanche le noyau exotique ${}^6\text{He}$ est observé, avec une durée de vie comparativement longue : $\tau \simeq 806$ ms (désintégration β^-). Il fait partie d'une classe de noyaux dits à « halo » de neutrons, particulièrement étendus spatialement. On appelle cela un système Borroméen : les sous-systèmes à 2 corps nn et $n{}^4\text{He}$ ne sont pas liés alors que le système à 3 corps l'est. (Les trois frères Borromée, d'une grande famille de l'aristocratie milanaise, étaient inséparables ; leurs armés portent 3 anneaux unis de telle façon qu'en en supprimant un on détruit la liaison des deux autres.)

– **Noyaux superlourds.**

On recherche actuellement, dans les accélérateurs d'ions lourds, comme à Berkeley, au GANIL à Caen, à Darmstadt et à Dubna, des noyaux superlourds doublement magiques, qui devraient être particulièrement liés : $Z = 126, N = 184$ et $Z = 114, N = 184$.

Ces noyaux se situent au-delà d'une zone dans laquelle la fission spontanée empêche tout noyau d'être (méta-) stable. La théorie, notamment le modèle en couches, définit un « îlot » d'une quarantaine de noyaux autour des numéros atomiques $Z = 114$ et $Z = 126$, et des nombres de masse $A = 298$ et $A = 310$. Certains de ces noyaux pourraient être exceptionnellement stables : les durées de vie seraient comprises entre quelques minutes et des millions d'années. On tente de les synthétiser grâce aux accélérateurs à ions lourds en bombardant des cibles lourdes (thorium ou uranium) avec des ions lourds zinc, germanium, cuivre, krypton.

En janvier 1996, à l'accélérateur à ions lourds de Darmstadt, on a identifié les noyaux $Z = 112$ et $Z = 114$ dans les réactions de fusion :



Au début de 1999, un atome de l'élément $Z = 114$ a été identifié par les physiciens russes de Dubna, sous forme de l'isotope ${}^{289}\text{X}_{114}$ d'une durée de vie

extrêmement longue : $\tau = 30$ s. On notera qu'il ne s'agit pas (encore) de l'isotope magique $^{298}X_{114}$.

Très récemment, Ken Gregorich et son équipe à Berkeley ont réussi à, produire, par cascades à partir de noyaux lourds à gros excès de neutrons, en bombardant du plomb $Z = 82$ par des ions de krypton $Z = 36$, les éléments $Z = 116$ et $Z = 118$ (trois atomes de ce dernier, d'une durée de vie de l'ordre de la milliseconde). Les cascades ont permis d'observer les superlourds $Z = 118, 116, 114, 112, 110, 108$ et 106 et de se rapprocher de l'îlot de stabilité des superlourds.

A l'heure où ces lignes sont écrites, les recordmen sont les noyaux d'*ekaradon* $^{291}X_{118}$ et $^{293}X_{118}$ observés à Berkeley au Super-Hilac (avec quelques réserves de la part des auteurs ; voir les sites web ci-dessous pour l'état actuel de l'art).

Nom	Z	Symbole
Uranium	92	U
Neptunium	93	Np
Plutonium	94	Pu
Americium	95	Am
Curium	96	Cm
Berkelium	97	Bk
Californium	98	Cf
Einsteinium	99	Es
Fermium	100	Fm
Mendelevium	101	Md
Nobelium	102	No
Lawrencium	103	Lw
Rutherfordium	104	Rf
Dubnium	105	Db
Seaborgium	106	Sg
Bohrium	107	Bh
Hassium	108	Hs
Meitnerium	109	Mt

TAB. 2.2: Nom de baptême des transuranides.

Les dernières nouvelles peuvent être trouvées sur les sites : <<http://www.gsi.de>> et <<http://csa5.lbl.gov/fchu/ip.html>>.

5 Radioactivité bêta

Comme nous l'avons dit, des noyaux dont le rapport neutron-proton n'est pas optimisé vont subir des désintégrations bêta qui conservent le nombre de masse A et transmutent des isobares les uns dans les autres. Les noyaux avec un excès de neutrons subiront des désintégrations β^- :



qui est l'équivalent nucléaire de la désintégration du neutron :



Exemple : ${}^{20}\text{F}_9 \xrightarrow{\beta^-} {}^{20}\text{Ne}_{10} + e^- + \bar{\nu}_e \quad T = 11 \text{ s}$

Les noyaux avec un excès de protons subiront ou bien la désintégration β^+



Exemple : ${}^{17}\text{F}_9 \xrightarrow{\beta^+} {}^{17}\text{O}_8 + e^+ + \bar{\nu}_e \quad T = 66 \text{ s}$

ou bien, s'ils sont entourés d'électrons atomiques, la capture électronique



Exemple : ${}^{55}\text{Fe}_{26} + e^- \rightarrow {}^{55}\text{Mn}_{25} + \bar{\nu}_e \quad T = 8,5 \cdot 10^7 \text{ s}.$

Ces deux réactions sont les équivalents nucléaires des réactions



En raison de la conservation de l'énergie, la désintégration β^+ du proton n'est possible que dans les noyaux.

L'énergie produite par désintégration β^- est

$$\begin{aligned} Q_{\beta^-} &= m(A, Z) - m(A, Z + 1) - m_e \\ &= (B(A, Z + 1) - B(A, Z)) + (m_n - m_p - m_e) , \end{aligned} \quad (2.31)$$

dans la désintégration β^+ , elle est

$$Q_{\beta^+} = m(A, Z) - m(A, Z - 1) - m_e$$

$$= (B(A, Z - 1) - B(A, Z)) - (m_n - m_p - m_e). \quad (2.32)$$

L'énergie produite dans la capture électronique est supérieure à celle de la désintégration β^+

$$Q_{ec} = Q_{\beta^+} + 2m_e \quad (2.33)$$

par conséquent seule la capture électronique permet de passer d'un noyau à un autre si leur différence de masse est inférieure à m_e .

L'énergie produite dans la désintégration β peut être estimée à l'aide de la formule de masse. Pour les noyaux moyennement lourds, on peut ignorer le terme coulombien et aboutir à

$$Q_\beta \sim \frac{8a_a}{A} |Z - A/2| \sim \frac{160 \text{ MeV}}{A}. \quad (2.34)$$

Comme dans toute réaction nucléaire l'énergie produite est dans le domaine du MeV.

Les désintégrations β et la capture électronique sont gouvernées par les interactions faibles. Nous discuterons la physique fondamentale de ces interactions au chapitre 4. Un résultat important est que pour $Q_\beta \gg m_e$, le taux de désintégration est proportionnel à la cinquième puissance de Q_β

$$\frac{1}{\tau} \propto G_F^2 Q_\beta^5 \sim 10^{-4} \text{s}^{-1} \left(\frac{Q_\beta}{1 \text{ MeV}} \right)^5 \quad (2.35)$$

où G_F est la constante de Fermi (voir le chapitre 4), constante de couplage effective des interactions faibles de basse énergie. La constante de proportionnalité dépend des détails des fonctions d'onde nucléaires initiale et finale. Dans les cas les plus favorables, elle est de l'ordre de l'unité.

La figure 5 montre la dépendance de la durée de vie des émetteurs β^- en fonction de Q_β . On voit nettement la dépendance en Q^5 .

Nous verrons au chapitre 4 que les durées de vie de désintégrations β sont de l'ordre de la seconde ou de la minute. Elles varient typiquement entre 10^{-3} et 10^{+5} s avec des extrêmes de 10^{-5} s pour ${}^7\text{He}$, de $\sim 10^{14}$ s pour ${}^{10}\text{Be}$, ${}^{26}\text{Al}$, etc., de 10^{17} s pour ${}^{40}\text{K}$, jusqu'à $\sim 10^{24}$ s pour ${}^{50}\text{V}$.

La capture électronique est aussi gouvernée par les interactions faibles et les taux sont proportionnels à G_F^2 . On montre que le taux de désintégration est environ

$$\frac{1}{\tau} \propto (\alpha Z m_e c^2)^3 G_F^2 Q_{ec}^2, \quad (2.36)$$

où $\alpha \sim 1/137$ est la constante de structure fine. La forte dépendance en Z provient de ce que ce taux est proportionnel à la probabilité de présence d'un électron au

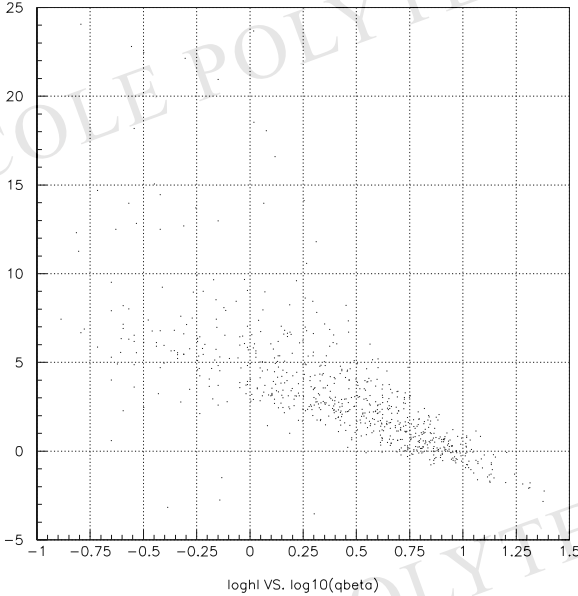


FIG. 2.13: Demi-vies des émetteurs β^- en fonction de Q_β (échelle Log-Log).

voisinage du noyau. Cette probabilité est inversement proportionnelle au cube du rayon de Bohr effectif des électrons internes (de la couche K). C'est ce qui donne le facteur entre parenthèses dans le taux de désintégration.

Pour les noyaux qui peuvent se désintégrer à la fois par capture électronique et par désintégration β^+ , le rapport des deux taux est donné par

$$\frac{\Gamma_{ec}}{\Gamma_{\beta^+}} \sim (Z\alpha)^3 \frac{Q_{ec}^2 (m_e c^2)^3}{(Q_{ec} - 2m_e c^2)^5}. \quad (2.37)$$

On voit que la capture électronique est favorisée pour Z élevé et Q_{ec} faible, alors que la désintégration β^+ est favorisée pour Z faible et Q_{ec} élevé.

6 Répulsion coulombienne et radioactivité α

Si le nombre de nucléons dépasse une certaine valeur, la répulsion coulombienne, qui ne présente pas le phénomène de saturation, puisque toutes les charges sont positives ou nulles, va finir par l'emporter sur les forces nucléaires. Les noyaux deviennent instables par désintégration alpha ou, plus généralement, par fission spontanée.

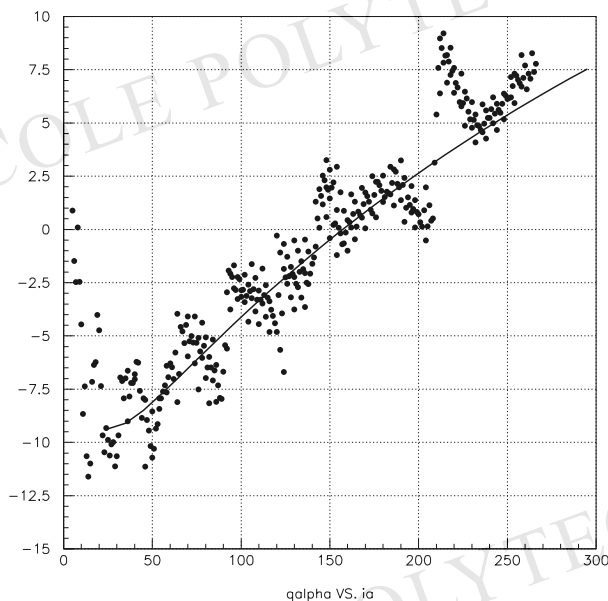


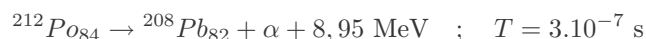
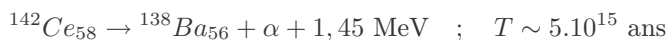
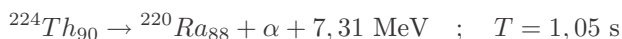
FIG. 2.14: *Energie de réaction de désintégration alpha pour les noyaux β -stables en fonction de A . La plupart des noyaux $A > 140$ sont des émetteurs α potentiels, mais, en raison de la dépendance exponentielle de la durée de vie dans Q_α , seuls les noyaux avec $A > 209$ ont des durées de vie suffisamment courtes pour être mesurées. La courbe montre les prévisions de la formule de masse. Les effets de couches nucléaires sont manifestes.*

6.1 Radioactivité α

Dans une radioactivité α , on assiste à



Exemples :

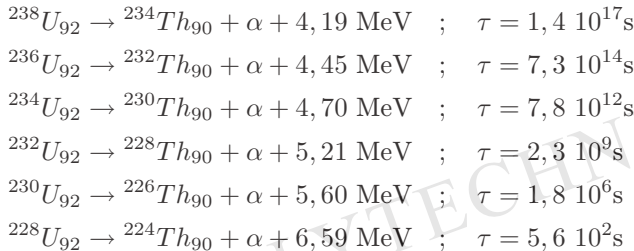


La figure 6.1 montre l'énergie de réaction, Q_α dans la désintégration alpha de noyaux β -stables. On voit que la plupart des noyaux avec $A > 140$ sont potentiellement des émetteurs α . (Mis à part des noyaux très légers comme ${}^8\text{Be}$, le Cerium 142 est le noyau le plus léger manifestant la désintégration α .)

Alors que les noyaux avec $A > 140$ sont capables de subir une désintégration α , seuls ceux avec $A > 209$ le font appréciablement. La raison en est que la durée de vie de désintégration α est une fonction exponentiellement décroissante de Q_α .

En effet, contrairement aux désintégrations β et γ , que nous verrons au chapitre 4, et qui proviennent d'interactions fondamentales, les interactions électro-faibles, la désintégration alpha provient d'un processus quantique fondamental : l'effet tunnel.

La caractéristique la plus frappante des périodes radioactives α est l'étendue de leurs valeurs, comme le montrent les exemples ci-dessus. Les temps de vie observés dans différentes désintégrations peuvent varier de 30 ordres de grandeurs ! Depuis des durées supérieures aux temps géologiques, voire cosmiques, ($T \gg 10^{10}$ ans) jusqu'à des durées nécessitant des techniques de détection électroniques. Ces variations considérables se produisent parfois pour des noyaux et même des isotopes voisins :



L'explication de telles variations est associée au phénomène quantique de traversée de barrière de potentiel par effet tunnel, comme l'a compris Gamow en 1928.

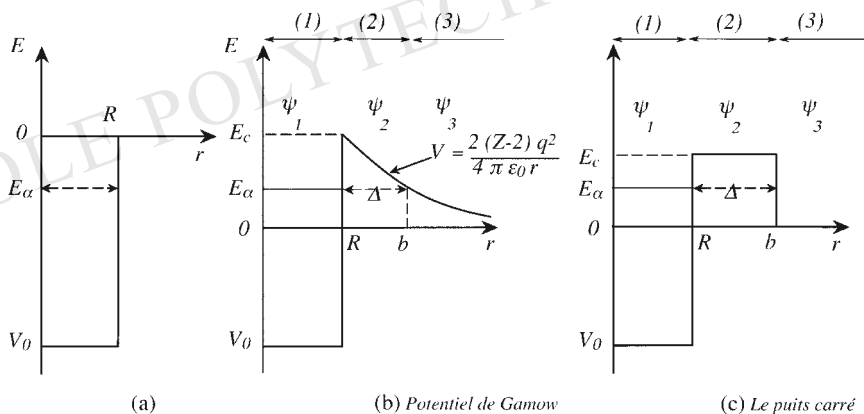
6.2 Modèle de Gamow de l'émission α

Gamow suppose que des particules α préformées peuvent exister dans le noyau. Si par la pensée nous « débranchons » les interactions coulombiennes, une telle particule α est liée au reste du noyau par un potentiel nucléaire de courte portée R et de profondeur V_0 , comme représenté sur la figure (2.15a). Elle a une énergie de liaison E_α , le système est stable. « Branchons » maintenant la répulsion coulombienne entre la particule α de charge $+2q$ et le reste du noyau de charge $(Z-2)q$. Nous obtenons le potentiel de la figure (2.15b). Si le noyau est suffisamment gros, l'énergie E_α est maintenant positive. Autrement dit, la réaction (2.2) est énergétiquement possible. Classiquement le système reste stable, mais quantiquement la particule α a une certaine probabilité de traverser cette barrière de potentiel par effet tunnel. La traversée d'une barrière de potentiel carrée (figure (2.15c)) est aisée à calculer. La probabilité P de passage est proportionnelle à :

$$P \propto \text{cte} e^{-2K\Delta} \quad (2.39)$$

où Δ est l'étendue de la barrière de potentiel, et :

$$K = \sqrt{\frac{2m(E_c - E_\alpha)}{\hbar^2}} \quad (2.40)$$

FIG. 2.15 : Modèle de Gamow pour la désintégration α .

Pour obtenir la probabilité de passage par effet tunnel au travers de la barrière de potentiel de Gamow (fig. (2.15b)), on découpe l'hyperbole en une succession de rectangles jusqu'à $r = b$, et on passe à la limite. Le résultat est :

$$P \propto \text{cte} \exp\left[-2 \int_R^b \sqrt{\frac{2(V - E_\alpha)m}{\hbar^2}} dr\right] \quad (2.41)$$

où V est le potentiel coulombien porté sur la figure.

Démonstration de la formule de Gamow

Il y a, dans cette méthodologie de principe, une difficulté manifeste due aux préfacteurs dans le franchissement d'une barrière carrée ainsi qu'aux conditions dans lesquelles (2.39) est valable. De fait, le résultat de Gamow s'obtient en utilisant l'approximation semi-classique due à Wentzel, Kramers et Brillouin³. Dans la région intermédiaire, on pose que la fonction d'onde est de la forme

$$\psi(r) = C \exp(-\gamma(r)) + D \exp(+\gamma(r)) \quad .$$

L'approximation WKB consiste à supposer que $\psi(r)$ varie suffisamment lentement pour que l'on puisse négliger $(d^2/dr^2)\gamma(r) \simeq 0$. Dans cette approximation,

$$\frac{d^2\psi}{dr^2} \simeq \left(\frac{d\gamma}{dr}\right)^2 \psi$$

et l'équation de Schrödinger devient

$$\left(\frac{d\gamma}{dr}\right)^2 \psi + \frac{2M}{\hbar^2} \left(E - \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}\right) \psi = 0$$

³Voir A. Messiah, Mécanique Quantique, Tome 1, chapitre VI.

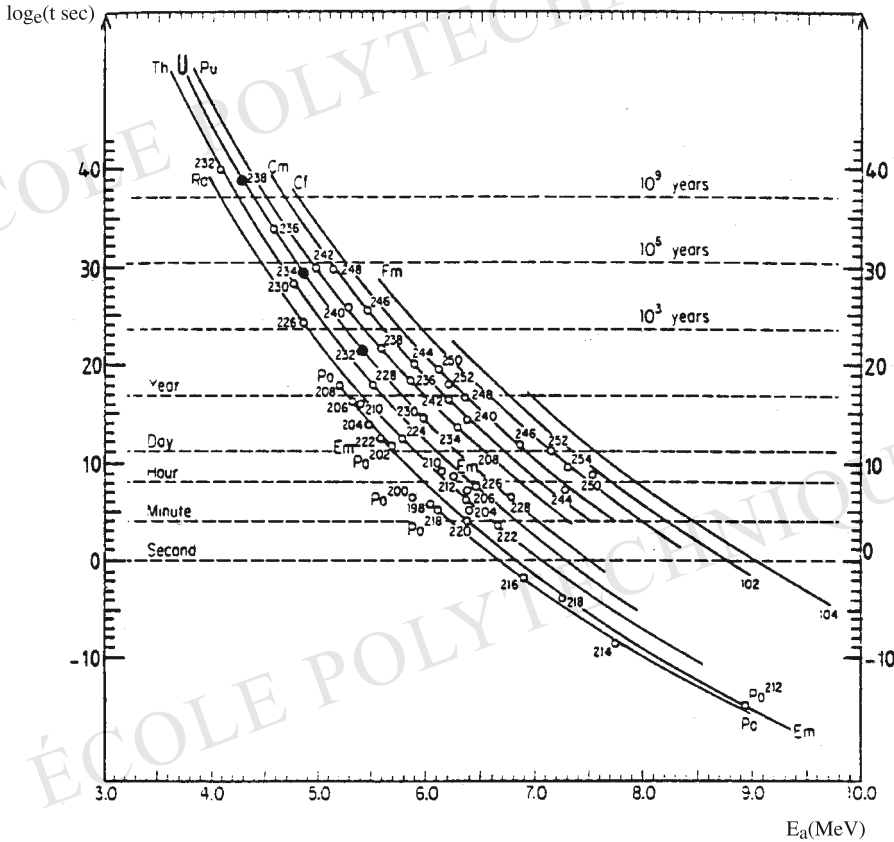


FIG. 2.16 : Logarithmes népériens des durées de vie moyennes (en secondes) des noyaux émetteurs α connus. Les temps de vie varient de plus de 23 ordres de grandeur alors que l'énergie cinétique des particules α émises ne varie que d'un facteur 2. Les courbes relient les points correspondant à une famille d'isotopes dont l'appellation est indiquée (Th, U, Pu, Cm, etc.). (Figure provenant de V. Gillet, « Cours de Physique Nucléaire », Ecole polytechnique, 1984).

soit

$$\left(\frac{d\gamma}{dr}\right) = \sqrt{\frac{2M}{\hbar^2} \left(E - \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}\right)}$$

qui est bien le résultat recherché.

L'évaluation de l'intégrale ne pose pas de difficulté de principe. Dans l'approximation $E \ll E_c$, $R/(R+\Delta) \ll 1$, on trouve, en écrivant 2.41 sous la forme $P = \exp(-2\gamma)$,

$$\gamma = \frac{2Z}{\sqrt{(E_\alpha(\text{MeV}))}} - \frac{3}{2} \sqrt{ZR(\text{fm})} \quad (2.42)$$

On calcule la durée de vie de la façon suivante. A l'intérieur du noyau, la particule α a une énergie cinétique $E = E_\alpha + V_0$ ($V_0 \approx 10$ MeV). On suppose qu'elle se comporte comme une particule libre de vitesse $v = \sqrt{(2E/m)}$ qui rebondit sur les parois du noyau à une fréquence $n = v/2R$. A chaque collision, elle a une probabilité P de traverser la barrière coulombienne. La durée de vie moyenne de l'isotope considéré est $\tau = nP$.

Le logarithme du temps de vie varie donc comme l'inverse de la racine de l'énergie de la particule α émise. Cette variation est portée sur la figure 2.16, où l'on verra l'impressionnant accord de la théorie et de l'expérience.

Remarques.

- Comme dans l'effet tunnel habituel, cette probabilité dépend très fortement des divers paramètres du problème, R, E_α, Z , qui figurent dans une exponentielle. Cela explique l'énorme variation des valeurs numériques des durées de vie de désintégration α , alors que le phénomène physique est le même.
- La méthode de Gamow, sous une forme un peu plus sophistiquée, permet une détermination indépendante des *rayons nucléaires*.
- A titre d'indication, la barrière coulombienne s'étend jusqu'à des distances considérables, de l'ordre de 50 à 60 fm.
- On verra que le mécanisme de la *fission spontanée* ne se différencie pas réellement du mécanisme ci-dessus. On a plus récemment observé des réactions du type ${}^{212}\text{Rn}_{86} \rightarrow {}^{198}\text{Hg}_{80} + {}^{14}\text{C}_6$, qui comble (partiellement) le vide entre la désintégration α et la fission.

7 Vallée de stabilité et désintégrations

Nous pouvons regrouper les considérations précédentes sur la figure (2.17), où l'on porte les espèces nucléaires en fonction de N et Z .

Le groupement central correspond à la *vallée de stabilité*, groupée *grosso modo* autour des valeurs prévues par la formule de Bethe-Weizsäcker.

La région *au-dessus* de la vallée de stabilité et à l'intérieur de la zone hachurée supérieure correspond aux noyaux connus instables par radioactivité β^+ (excès de protons). Symétriquement, en-dessous de la vallée de stabilité, on trouve les noyaux connus instables par radioactivité β^- (excès de neutrons).

Au-delà des lignes $B_p = 0$ et $B_n = 0$, il y aura instabilité par émission *spontanée* de protons (en haut) ou de neutrons (en bas). L'extrémité de la vallée de stabilité correspond aux noyaux instables par désintégration α .

La Figure (2.17) inclut un domaine en plein essor actuellement : la recherche sur

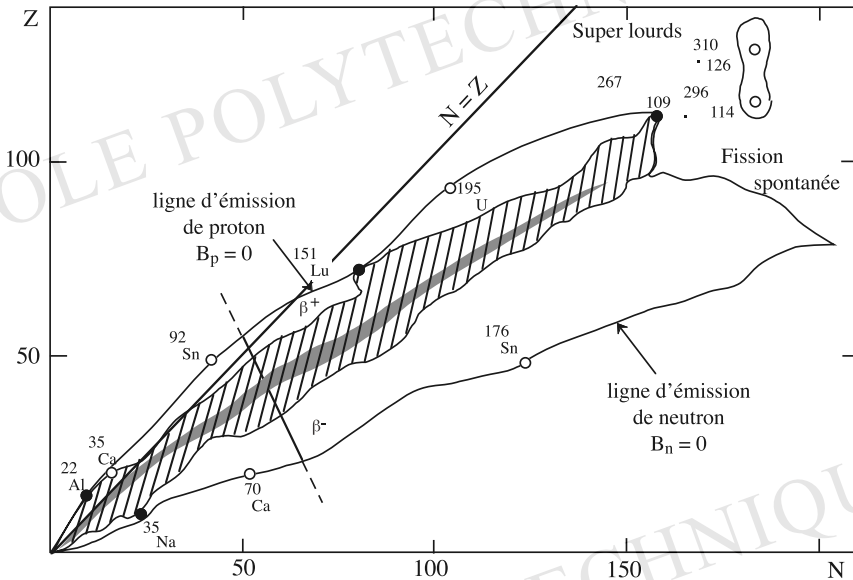


FIG. 2.17 : Vallée de stabilité (région ombrée), noyaux exotiques et noyaux super-lourds. La région des 1700 noyaux connus occupe la vallée centrale. Les formules de masse théoriques prédisent environ 7000 espèces supplémentaires stables par rapport à l'émission de nucléons (noyaux avec excès de neutrons, région inférieure) ou quasi-stables (temps de vie supérieur à 10^{-10} s) par rapport à l'émission de nucléons chargés (noyaux avec excès de protons, région supérieure). On a indiqué quelques espèces typiques à la frontière, par exemple ^{35}Ca et ^{70}Ca (^{40}Ca est l'isotope stable) ^{92}Sn et ^{176}Sn (^{114}Sn , ^{116}Sn sont les isotopes stables) etc. Les points noirs représentent des noyaux exotiques déjà identifiés. (Figure provenant de M. Meyer, les Annales de Physique, Vol. 9, p. 793 (1984)).

les noyaux « exotiques », à nombre « anormal » de protons ou de neutrons. On s'attend à découvrir un « îlot magique » vers $N \sim 184$, $Z \sim 126$.

8 Bibliographie

1. *Nuclear Structure* A. Bohr et B. Mottelson, Benjamin, New York, 1969.
2. *Structure of the Nucleus* M.A. Preston et R.K. Bhaduri, Addison-Wesley, 1975.
3. *Nuclear Physics* S.M. Wong, John Wiley, New York, 1998.
4. *Cours de Physique Nucléaire* : Vincent Gillet, Ecole polytechnique (1984).
5. *Theoretical Nuclear Physics* A. de Shalit et H. Feshbach, Wiley, New York, 1974.
6. *Introduction to Nuclear Physics* : Harald Enge, Addison-Wesley (1966).

Chapitre 3

Exploration de la matière nucléaire

1 Notion de section efficace

Classiquement, l'exploration d'un champ de forces s'effectue en étudiant la famille des trajectoires d'une particule qui s'y trouve soumise. La très faible portée des forces nucléaires ($\approx fm$), et l'effacement par la mécanique quantique du concept même de trajectoire à cette échelle, imposent une méthode d'approche différente tant techniquement que conceptuellement.

L'analyse repose sur une méthode statistique qui fait intervenir la notion de *section efficace*. Le principe consiste à bombarder de façon aléatoire une cible par un faisceau monocinétique de particules-projectiles et d'analyser la distribution énergétique et angulaire des produits finaux. Le concept de section efficace garde sa *pleine* validité en mécanique quantique.

1.1 Définition de la section efficace

La notion de section efficace est avant tout expérimentale. Partons d'une expérience de collision typique : des particules incidentes d'impulsion \mathbf{p} , dont le flux est F , arrivent sur une cible et sont diffusées (ou produisent un ensemble de particules finales). Un détecteur compte les particules finales qui parviennent dans un angle solide $d\Omega$ au voisinage de la direction Ω . On suppose les particules de la cible suffisamment éloignées les unes des autres pour qu'une particule incidente n'interagisse qu'avec une seule particule-cible à la fois. On suppose que la cible est suffisamment mince

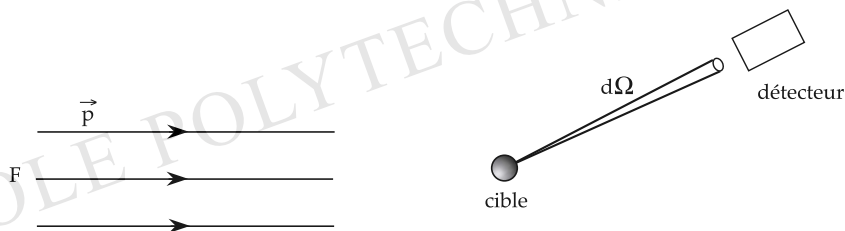


FIG. 3.1: Diffusion de particules par une cible

pour qu'une particule incidente n'interagisse qu'une fois au plus (pas de diffusions multiples).

Soit N le nombre de particules de la cible. Le nombre moyen dn de particules détectées par unité de temps dans l'angle solide $d\Omega$ est proportionnel à N , à $d\Omega$ et à F . On note $d\sigma/d\Omega$ le coefficient de proportionnalité

$$dn = N F \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega \quad (3.1)$$

La quantité $d\sigma/d\Omega$ a la dimension d'une aire (par stéradian). Elle est appelée *section efficace différentielle de diffusion* dans la direction Ω .

Le nombre moyen total n de particules diffusées par unité de temps dans toutes les directions est

$$n = N F \sigma \quad (3.2)$$

où σ est la *section totale de diffusion*

$$\sigma = \int \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega \quad (3.3)$$

L'unité commode pour exprimer les sections efficaces en physique subatomique est le Barn (b) : $1b = 10^{-24} \text{ cm}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2$, avec ses sous-multiples millibarn $1mb = 10^{-3}b$, microbarn $1\mu b = 10^{-6}b$.

Exemple. L'explosion de la supernova SN1987A, le 23 février 1987, a émis $N \sim 10^{57}$ antineutrinos dont le passage sur Terre a été enregistré par le détecteur japonais de Kamiokande. L'étoile Sanduleak, qui avait explosé, se trouvait à $R \simeq 140.000$ années-lumière de la Terre. Le détecteur japonais contenait 2000 tonnes d'eau. Les particules enregistrées étaient les positrons produits dans la réaction, $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$, des antineutrinos sur les protons des atomes d'hydrogène de H_2O . La section efficace de cette réaction, à l'énergie moyenne de 15 MeV des neutrinos, est $\sigma = 2 \cdot 10^{-45} \text{ m}^2$. Quel est le nombre d'événements enregistrés ?

Le flux (intégré sur la durée de passage de ~ 15 s) est $F = N/(4\pi R^2) = 10^{57}/(3 \cdot 10^{43})$, le

nombre de protons dans la cible est $N_c = (4/3)10^{32}$. Le nombre n_d d'événements détectés est $n_d = F N_c \sigma \simeq 10$. On pourra méditer sur les « coups de chance » de cette observation (le détecteur de Kamiokande avait été construit 2 ans plus tôt pour observer un tout autre phénomène : la durée de vie du proton).

1.2 Calcul classique

Les sections efficaces se calculent en mécanique classique à partir de la connaissance des trajectoires.

Soit une particule cible fixe sur laquelle arrive un flux F de particules incidentes d'impulsion \vec{p} . Pour chacune de ces particules, on peut calculer la trajectoire en fonction du paramètre d'impact b . On suppose que le potentiel d'interaction, de portée

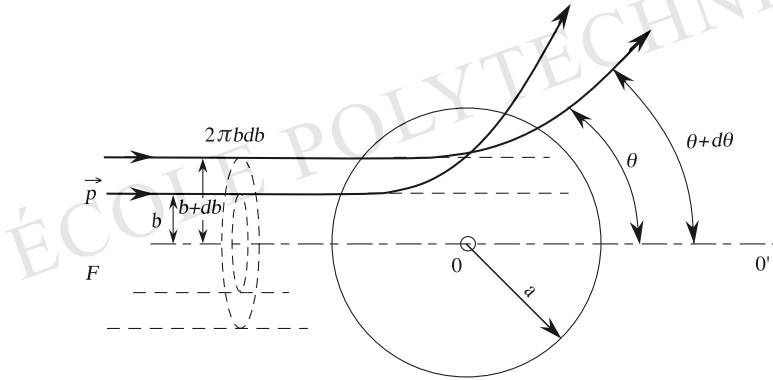


FIG. 3.2: Diffusion de particules d'impulsion \vec{p} par un centre de force répulsif centré en O

finie, est à symétrie sphérique $V(r)$; θ est l'angle de diffusion .

L'intégration des équations du mouvement permet de calculer la relation $b(\theta)$ entre le paramètre d'impact b et l'angle de diffusion θ . Les particules diffusées entre θ et $\theta + d\theta$ (ou dans l'angle solide correspondant : nous avons supposé une symétrie de révolution autour de la direction OO'), sont celles dont le paramètre d'impact est compris entre b et $b + db$. Le nombre dn de particules passant dans l'angle solide $d\Omega$ par unité de temps est égal au nombre de particules initiales traversant la couronne de rayon compris entre b et $b + db$, d'aire $2\pi b db$.

Par définition du flux F , il passe F particules par unité de temps et de surface, par conséquent

$$dn = 2\pi b db F$$

d'où la section efficace différentielle :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \left| \frac{b(\theta)}{\sin\theta} \cdot \frac{db}{d\theta} \right| . \quad (3.4)$$

La connaissance de $d\sigma/d\Omega$ donne la relation $b(\theta)$ qui est porteuse d'information sur le potentiel V . Les expériences de diffusion donnent, par conséquent, des renseignements sur la structure des forces.

Exemples :

1) Sphères dures.

Soit une particule, de taille négligeable, incidente sur une sphère dure de rayon R . En supposant la particule incidente ponctuelle, on établira que $db/d\theta = -(R/2)\sin(\theta/2)$ et, puisque $b/R = \cos\theta/2$, la section efficace est isotrope $d\sigma/d\Omega = R^2/4$, d'où $\sigma = \pi R^2$ ce qui est la section efficace géométrique de la sphère. Dans le cas de deux sphères dures identiques, la diffusion est isotrope dans le centre de masse et $\sigma = 4\pi R^2$.

2) Diffusion Rutherford.

Une particule de charge Z_1e et d'énergie cinétique $E_c = mv^2/2$, diffuse sur un centre fixe de charge Z_2e situé à l'origine (Potentiel $V(r) = Z_1Z_2e^2/r$). Dans ce mouvement (hyperbolique) Képlerien, la relation entre le paramètre d'impact b et l'angle de diffusion θ est

$$b = (Z_1Z_2e^2/2E_c) \cot(\theta/2)$$

où E_c est l'énergie cinétique de la particule. D'où une section efficace différentielle

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1Z_2e^2}{4E_c} \right)^2 \frac{1}{\sin^4\theta/2}$$

On notera que dans ce cas la section efficace totale $\sigma = \int (d\sigma/d\Omega)d\Omega$ n'existe pas. C'est toujours le cas en mécanique classique si les forces ne s'annulent pas au delà d'un rayon R fini ; cette raison se rajoute au fait que la portée de l'interaction coulombienne est infinie.

1.3 Découverte du noyau

En 1908, Rutherford apprend de son élève et compatriote Marsden que celui-ci et Geiger ont observé que, parfois, des particules α sont déviées à très grand angle par la matière. Rutherford est sidéré : c'est, pour lui, aussi paradoxal que de voir une balle de fusil rebondir sur une feuille de papier ! Après quelques semaines de réflexion, Rutherford annonce :

- qu'il sait pourquoi les particules de Marsden sont défléchies à grand angle,
- qu'il connaît la structure de l'atome !

Pour comprendre l'importance de cette démarche et de cette découverte, il convient de revenir sur les idées de l'époque concernant la structure atomique. Après avoir identifié l'électron en 1897, J.J. Thomson avait imaginé un modèle d'atome, dit en « plum pudding », où les électrons étaient élastiquement liés dans une « pâte », de charge positive, dont la masse totale était voisine de celle de l'atome lui-même (en raison de la petitesse de la masse de l'électron). Cela pouvait peut-être rendre des comptes des raies spectrales atomiques. Cependant, dans un tel modèle, l'expérience de Marsden et Geiger était totalement incompréhensible : la masse totale rencontrée par une particule α lors d'une collision, masse uniformément répartie dans le volume de l'atome, était beaucoup trop faible pour produire des déflexions aussi grandes que celles que l'on observait. En revanche, affirme Rutherford, si la masse totale de la charge positive est concentrée dans un très petit volume au centre de l'atome, alors la déviation à grand angle est possible.

Des expériences raffinées sont mises sur pied, en bombardant de minces feuilles d'or par des α . Elles confirment totalement les idées de Rutherford. Celui-ci calcule la section efficace de particule α sur une charge ponctuelle, elle coïncide parfaitement avec les mesures, et sont en désaccord complet avec le modèle de Thomson.

Ainsi naît l'idée d'une structure planétaire de l'atome : cœur massif, de charge positive, quasi ponctuel, auquel est lié un cortège électronique. Ce modèle planétaire sera, est-il besoin de le rappeler, à la base de la première théorie quantique de l'atome.

La distance minimum a , dont une particule α d'énergie de l'ordre de 4 à 9 MeV peut se rapprocher d'un centre fixe de charge Ze lors d'un choc frontal, est telle que l'énergie cinétique initiale E est totalement convertie en énergie potentielle coulombienne, soit $E = 2Ze^2/(4\pi \varepsilon_0 a)$. En choisissant $E = 9$ MeV et $Z = 79$ (Au), on trouve $a \approx 13$ fm, soit des distances du même ordre que les rayons nucléaires. De fait, dans une série d'expériences ultérieures faites sur des cibles diverses, Rutherford et ses collaborateurs établissaient que le noyau n'est pas strictement ponctuel mais d'une taille de l'ordre de quelques fm.

1.4 Généralités sur les sections efficaces

La collision de deux particule A et B peut, en général, donner lieu à plusieurs types d'états finaux différents.

On nomme **section efficace élastique** σ_{el} la section efficace de la réaction élastique $A + B \rightarrow A + B$.

On définit des **sections efficaces inélastiques** de façon parfaitement analogue

dans des réactions du type



On appelle **canal** un état final donné. La somme des sections efficaces (intégrées sur les angles) de tous les canaux est appelée **section efficace totale** de la collision $A+B$ et notée σ_T .

– La section efficace totale σ_T d'interaction de particules avec un milieu contrôle l'atténuation d'un faisceau de ces particules dans ce milieu. La mesure du flux transmis par une épaisseur donnée de ce milieu permet de mesurer σ_T .

Envoyons un faisceau de particules de flux F sur un milieu diffuseur où la densité volumique de particules-cibles est ρ . On établira que le flux décroît exponentiellement avec la distance

$$F(x) = F(0) \exp(-x/\ell) \quad .$$

avec une longueur moyenne ℓ de pénétration

$$\ell = \frac{1}{\rho\sigma_T}$$

qui n'est autre que le *libre parcours moyen* des particules dans le milieu. Plus le milieu est dense, plus il est efficace pour arrêter les particules. La mesure du flux transmis par une épaisseur donnée permet de connaître σ_T . Inversement, la connaissance des sections efficaces est indispensable pour concevoir des protections appropriées contre les rayonnements incidents.

Le soleil a une densité moyenne $1,4 \text{ g.cm}^{-3}$. La section efficace Thomson des photons produits dans le coeur du soleil sur les électrons est $\sigma_{Th}(\gamma + e \rightarrow \gamma + e) \simeq 0,665 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$. On calculera le libre parcours moyen des photons qui est extrêmement court : $\lambda \simeq 1,8 \text{ cm}$. Dans le mouvement Brownien qu'ils subissent, les photons mettent un temps de l'ordre de $\tau \simeq (R/\lambda)^2(\lambda/c) \simeq 10^4$ années à parvenir jusqu'à nous (le rayon du soleil est $R \simeq 700.000 \text{ km}$). En fait, ce temps est plus grand $\simeq 10^5$ à 10^6 années en raison d'une densité plus élevée d'environ ~ 200 au coeur du soleil.

2 Calcul quantique

La théorie des collisions est traitée dans tous les livres de mécanique quantique ¹. Nous présentons ici une méthode de calcul des sections efficaces à l'approximation de Born, qui a l'avantage pour nous de ne pas être restreinte à la théorie non relativiste traitée par l'équation de Schrödinger.

¹Voir par exemple J-L. Basdevant et J. Dalibard *Mécanique Quantique* Chapitre 18, 2001

2.1 Probabilités de transition

Perturbations dépendant du temps

Le problème posé est d'abord de calculer la probabilité de transition d'un système d'un état initial $|i\rangle$ vers un état final $|f\rangle$ d'un hamiltonien H_0 sous l'influence d'une petite perturbation H_1 (le hamiltonien total du système est $H = H_0 + H_1$), au bout d'un temps t . En toute généralité, H_1 peut dépendre du temps, ici il n'en dépend pas.

Au premier ordre des perturbations, nommé approximation de Born, pour une perturbation H_1 qui ne dépend pas du temps, on obtient² pour $f \neq i$,

$$\gamma_f^1(t) = -2\pi i e^{i(E_f - E_i)t/2\hbar} \langle f | \hat{H}_1 | i \rangle \Delta_t(E_f - E_i) \quad (3.5)$$

et la probabilité de transition

$$P_{if}(t) = \frac{2\pi t}{\hbar} |\langle f | \hat{H}_1 | i \rangle|^2 \delta_t(E_f - E_i) \quad (3.6)$$

Au deuxième ordre (si le premier ordre s'annule)

$$P_{if}(t) = \frac{2\pi t}{\hbar} \left| \sum_{j \neq i, f} \frac{\langle f | \hat{H}_1 | j \rangle \langle j | \hat{H}_1 | i \rangle}{E_j - E_i} \right|^2 \delta_t(E_f - E_i) \quad (3.7)$$

où nous avons fait apparaître les formes limites de la distribution de Dirac $\Delta_t(E)$ et $\delta_t(E)$ qui sont définies ci-dessous.

Ces formules conduisent à un *taux* de transition (probabilité par unité de temps)

$$\lambda_{if} = \frac{P_{if}(t)}{t} \quad (3.8)$$

2.2 Fonctions tendant vers la distribution de Dirac

Pour suivre les divers passages à la limite que nous serons amenés à faire, il est utile d'introduire les fonctions :

$$\Delta_T(E) = \frac{1}{\pi} \frac{\sin(ET/2\hbar)}{E} \quad (3.9)$$

$$\delta_T(E) = \frac{1}{\pi} \frac{\sin^2(ET/2\hbar)}{E^2 T/2\hbar} \quad (3.10)$$

²Voir par exemple J-L. Basdevant et J. Dalibard *Mécanique Quantique*, chapitre 17, 2001.

Ces fonctions tendent, au sens des distributions, vers la distribution de Dirac $\delta(E)$, dans la limite $T \rightarrow \infty$

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \Delta_T(E) = \lim_{T \rightarrow \infty} \delta_T(E) = \delta(E) \quad . \quad (3.11)$$

Elles sont reliées par :

$$(\Delta_T(E))^2 = \frac{T}{2\pi\hbar} \delta_T(E) \quad , \quad \forall T \quad . \quad (3.12)$$

La généralisation à trois dimensions est immédiate :

$$\Delta_L^3(\mathbf{p}) = \prod_{i=1}^3 \Delta_L(p_i) \quad , \quad \delta_L^3(\mathbf{p}) = \prod_{i=1}^3 \delta_L(p_i) \quad , \quad (3.13)$$

avec $\mathbf{p} = (p_1, p_2, p_3)$. On a évidemment

$$\lim_{L \rightarrow \infty} \Delta_L^3(\mathbf{p}) = \lim_{L \rightarrow \infty} \delta_L^3(\mathbf{p}) = \delta^3(\mathbf{p}) \quad , \quad \text{et} \quad (\Delta_L^3(\mathbf{p}))^2 = \frac{L^3}{(2\pi\hbar)^3} \delta_L^3(\mathbf{p}) \quad \forall L \quad . \quad (3.14)$$

2.3 Etats asymptotiques ; normalisation des états

Dans l'étude des interactions élémentaires, on ne s'intéresse pas, pour des raisons expérimentales évidentes, à une description spatio-temporelle des phénomènes. On étudie des processus où, ayant préparé des particules initiales d'impulsions déterminées, largement séparées les unes des autres, donc hors de la portée des interactions à un instant initial t_0 dans le « passé lointain » $t_0 \sim -\infty$, on étudie la nature et la distribution en impulsion des particules finales lorsque ces dernières se sont elles-mêmes largement éloignées de la région d'interaction, à un instant t dans le « futur lointain » $t \rightarrow +\infty$. (La région d'interaction a des dimensions de l'ordre du fermi, les appareils de mesure de l'ordre du mètre.) Dans ces conditions, les états des particules initiales et finales sont des états de particules *libres*. On appelle ces états des *états asymptotiques*. Le cas de la désintégration de particules instables entre dans ce cadre. On mesure les impulsions et énergies de particules finales dans des états asymptotiques.

Les états asymptotiques des particules finales qui interviennent dans le calcul des probabilités de transition sont des états où les particules ont des impulsions bien déterminées. Stricto sensu, on sait que de tels états ne sont pas physiques, les fonctions propres de l'impulsion $e^{ipx/\hbar}$ n'étant pas de carré sommable. On sous-entend donc que ces états sont des paquets d'ondes dont l'écart type Δp sur l'impulsion est faible $\Delta p/|p| \ll 1$.

La manipulation de paquets d'ondes est possible mais lourde. Il est plus commode d'opérer par un passage à la limite en considérant les particules comme enfermées dans un cube d'arête L , de volume L^3 , et de faire tendre L vers l'infini.

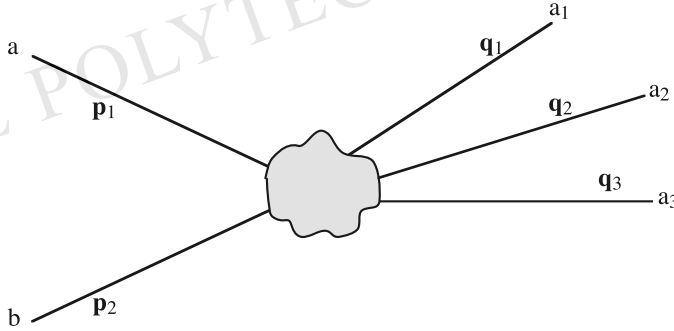


FIG. 3.3: Etats asymptotiques dans une collision

Dans un cube d'arête L , les états propres normalisés de l'impulsion sont

$$|\mathbf{p}\rangle \rightarrow \psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}) = L^{-3/2} e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}/\hbar} \quad (3.15)$$

Nous définissons ici l'espace de Hilbert par des conditions aux limites périodiques : à une dimension $\psi(L/2) = \psi(-L/2)$ et $\psi'(L/2) = \psi'(-L/2)$. Dans ces conditions les opérateurs $\hat{p} = (\hbar/i)\partial/\partial x$ et \hat{p}^2 ont un spectre discret $p_n = 2\pi n\hbar/L$. A trois dimensions la quantification de l'impulsion se traduit par $\mathbf{p} = (2\pi\hbar/L)(n_1, n_2, n_3)$, n_i entiers quelconques.

Les états (3.15) correspondent bien à des états asymptotiques, états propres de l'impulsion et de l'énergie.

L'orthogonalité des états propres de l'impulsion

$$\langle \mathbf{p} | \mathbf{p}' \rangle = \delta_{n_1 n'_1} \delta_{n_2 n'_2} \delta_{n_3 n'_3}$$

s'écrit aussi sous la forme, utile pour les passages à la limite,

$$\langle \mathbf{p} | \mathbf{p}' \rangle = (2\pi\hbar/L)^3 \Delta_L^3(\mathbf{p} - \mathbf{p}') \quad (3.16)$$

La densité des états $\rho(\mathbf{p})$ est défini par

$$dN(\mathbf{p}) = \rho(\mathbf{p}) d^3\mathbf{p} = (2s + 1) \left(\frac{L}{2\pi\hbar}\right)^3 d^3\mathbf{p} \quad (3.17)$$

pour une particule de spin s ; dN est le nombre d'états dans l'élément $d^3\mathbf{p}$ autour de la valeur \mathbf{p} .

2.4 Passage à la limite du continu : section efficace de diffusion

1. Diffusion sur un centre fixe



FIG. 3.4 : Diffusion d'une particule par un centre de potentiel fixe

Considérons la diffusion d'une particule non relativiste sans spin de masse m sur un centre de potentiel $V(r)$ centré à l'origine. Le potentiel V est ici le *terme de transition* entre états asymptotiques, états propres du terme principal H_0 , hamiltonien de la particule libre, $H_0 = \hat{p}^2/2m$.

Par définition, la section efficace $d\sigma$ de diffusion dans l'angle solide $d\Omega$ autour de la valeur \mathbf{p}' est

$$d\sigma = \frac{1}{\phi} \sum_f \lambda_{if} \quad (3.18)$$

où le flux ϕ est relié à la vitesse v_0 de la particule incidente par

$$\phi = v_0/L^3 = p/mL^3 \quad (3.19)$$

et où la somme sur les états finaux porte sur tous les états dont l'impulsion \mathbf{p}' est comprise dans l'angle solide $d\Omega$.

L'élément de matrice du hamiltonien de transition entre états normalisés d'impulsion \mathbf{p} et \mathbf{p}' est

$$\langle \mathbf{p}' | V | \mathbf{p} \rangle = \frac{1}{L^3} \int e^{i(\mathbf{p}-\mathbf{p}')\cdot\mathbf{r}/\hbar} V(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} = \tilde{V}(\mathbf{p}-\mathbf{p}')/L^3 \quad (3.20)$$

où nous avons fait apparaître la transformée de Fourier du potentiel (à un facteur $(2\pi\hbar)^{3/2}$ près)

$$\tilde{V}(\mathbf{q}) = \int e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}/\hbar} V(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} \quad (3.21)$$

On substitue à la somme discrète sur les états finaux une intégrale, en faisant usage de la densité d'états dans l'angle solide $d\Omega$ (3.17)

$$\sum_f \rightarrow \left(\frac{L}{2\pi\hbar}\right)^3 d\Omega \int p'^2 dp' \quad (3.22)$$

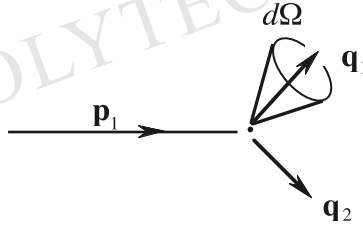


FIG. 3.5 : Diffusion de deux particules avec recul.

soit

$$d\sigma = \left(\frac{L^3}{v_0}\right) \left(\frac{L}{2\pi\hbar}\right)^3 d\Omega \int p'^2 dp' \left(\frac{2\pi}{\hbar L^6}\right) |\tilde{V}(\mathbf{p} - \mathbf{p}')|^2 \delta_t(E' - E)$$

où l'on vérifie (avec satisfaction) que le volume de normalisation L^3 s'élimine identiquement, ce qui permet de passer à la limite du continu $L \rightarrow \infty$. La section efficace différentielle est donc

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi^2 \hbar^4 v_0} \int p'^2 dp' |\tilde{V}(\mathbf{p} - \mathbf{p}')|^2 \delta_t(E' - E) \quad (3.23)$$

Dans la limite $t \rightarrow \infty$ la fonction $\delta_t(E' - E)$ tend vers la distribution de Dirac $\delta(E' - E)$ de conservation de l'énergie, qui impose $|\mathbf{p}'| = |\mathbf{p}|$. En remarquant que $p' dp' = m dE'$ (cinématique non-relativiste $E = p^2/2m$), le résultat est immédiat

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{m^2}{4\pi^2 \hbar^4} |\tilde{V}(\mathbf{p} - \mathbf{p}')|^2 \quad (3.24)$$

Il est important de noter, et de retenir pour la suite, que :

- 1) le volume de normalisation des états disparaît ;
- 2) la présence de la fonction $\delta_t(E' - E)$ assure la conservation de l'énergie ;
- 3) la mesure de la section efficace de diffusion donne accès à la *transformée de Fourier du potentiel* (dans l'approximation de Born), donc à la *structure des forces*.

2. Diffusion élastique de deux particules

Considérons maintenant la diffusion de deux particules 1 et 2, la particule 2 étant initialement au repos. Notons $V(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ le potentiel d'interaction dont nous supposons qu'il ne dépend que de la coordonnée relative des particules. Soit \mathbf{q}_1 et \mathbf{q}_2 les impulsions finales. La différence principale avec le calcul précédent réside dans l'élément de matrice

$$\begin{aligned} \langle f|V|i \rangle &= \frac{1}{L^6} \int e^{i(\mathbf{p}_1 \mathbf{r}_1 - \mathbf{q}_1 \mathbf{r}_1 - \mathbf{q}_2 \mathbf{r}_2)/\hbar} V(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) d^3 \mathbf{r}_1 d^3 \mathbf{r}_2 \\ &\equiv \frac{1}{L^6} \int e^{i(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}_1)(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)/\hbar} e^{i(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2)\mathbf{r}_2/\hbar} V(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) d^3 \mathbf{r}_1 d^3 \mathbf{r}_2 \end{aligned}$$

qui fait apparaître le produit de $\tilde{V}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}_1)/L^6$ par la forme limite de la distribution de Dirac

$$\int e^{i(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2) \cdot \mathbf{r}_2 / \hbar} d^3 \mathbf{r}_2 = (2\pi\hbar)^3 \Delta_L^3(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2)$$

En élevant cette fonction au carré, on obtient

$$((2\pi\hbar)^3 \Delta_L^3(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2))^2 = (2\pi\hbar)^3 L^3 \delta_L^3(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2) \quad (3.25)$$

On vérifiera que le volume de normalisation s'élimine identiquement dans l'expression de la section efficace. Dans la limite $L \rightarrow \infty$, la fonction δ_L^3 tend vers la distribution de Dirac $\delta(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2)$ qui assure la *conservation de l'impulsion totale* dans la réaction. Cette loi de conservation est une conséquence de l'invariance par translation du potentiel $V(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$.

On obtient par un calcul simple

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4\pi^2 \hbar^4 v_0} \int q_1^2 dq_1 d^3 \mathbf{q}_2 |\tilde{V}(\mathbf{p}_1 - \mathbf{q}_1)|^2 \delta(\mathbf{p} - \mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2) \delta(E - E_1 - E_2) \quad (3.26)$$

où nous avons directement pris les limites $L \rightarrow \infty$ et $t \rightarrow \infty$ qui font apparaître les distributions de Dirac de conservation de l'énergie et de l'impulsion. Ces lois de conservation fixent les conditions cinématiques finales.

3 Forme des sections efficaces

3.1 Forme générale

Soit la réaction

$$a_1 + a_2 \rightarrow b_1 + b_2 + \dots + b_n \quad .$$

On note \mathbf{p}_1 et \mathbf{p}_2 les impulsions initiales, $\mathbf{P} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2$ l'impulsion totale, \mathbf{q}_i , $i = 1, \dots, n$ les impulsions finales, $E = E_1 + E_2$ l'énergie totale du système initial, E'_i , $i = 1, \dots, n$ les énergies des particules finales.

La forme la plus générale de la section efficace différentielle est

$$d\sigma = \frac{2\pi}{\hbar v_0} F(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2; \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_n) (2\pi\hbar)^3 \delta(\mathbf{P} - \Sigma \mathbf{q}_i) \delta(E - \Sigma E'_i) \frac{d^3 \mathbf{q}_1}{(2\pi\hbar)^3} \dots \frac{d^3 \mathbf{q}_n}{(2\pi\hbar)^3} \quad (3.27)$$

Cette expression ne prend un sens physique que lorsqu'on a supprimé les distributions de Dirac en intégrant sur quatre variables redondantes provenant des lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion. F est le carré d'un élément de matrice de transition ou encore d'une *amplitude de diffusion* caractéristique du processus. L'invariance par translation du hamiltonien entraîne la conservation de l'impulsion totale.

S'agissant d'une collision sur cible fixe, v_0 est la vitesse de la particule incidente. Lorsque les deux particules initiales sont en mouvement, comme dans un collisionneur, on a (voir A. Rougé *Relativité*)

$$v_0 = ((\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2)^2 - (\mathbf{v}_1 \wedge \mathbf{v}_2)^2/c^2)^{1/2} \quad (3.28)$$

3.2 Diffusion de deux particules dans l'approximation de Born

Ce cas correspond à une diffusion élastique $a_1 + a_2 \rightarrow a_1 + a_2$ et s'étend à certaines réactions inélastiques comme $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ ou $e + p \rightarrow \nu + n$ grâce au formalisme de l'isospin. On se restreint au cas où la particule cible, a_2 , est au repos. On note \mathbf{p} et \mathbf{p}' les impulsions initiale et finale de a_1 et \mathbf{q}' l'impulsion finale de a_2 .

On utilise, pour plus de généralité, une cinématique relativiste pour toutes les particules ; dans ce cas la vitesse initiale de a_1 est $v_0 = pc^2/E_1$.

L'élément de matrice de transition est la transformée de Fourier du potentiel $\tilde{V}(\mathbf{p} - \mathbf{p}')$ définie en (3.21).

La section efficace (avant intégration sur les variables redondantes) est

$$d\sigma = \frac{1}{4\pi^2 \hbar^4 v_0} |\tilde{V}(\mathbf{p} - \mathbf{p}')|^2 \delta(E_1 + E_2 - E'_1 - E'_2) d^3\mathbf{p}' d^3\mathbf{q}' \quad (3.29)$$

Considérons par exemple la *diffusion sur un centre fixe*, c'est-à-dire $m_{a_2} \gg m_{a_1}$, où on néglige le recul de la particule 2. La conservation de l'énergie implique $|\mathbf{p}| = |\mathbf{p}'| = p$. On établit sans difficulté que

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{E_1^2}{4\pi^2 (\hbar c)^4} |\tilde{V}(\mathbf{p} - \mathbf{p}')|^2 \quad (3.30)$$

avec $(\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2 = 2p^2(1 - \cos\theta) = 4p^2 \sin^2 \theta/2$, où θ est l'angle de diffusion. Ce résultat se ramène à (3.24) dans la limite non-relativiste.

Potentiels de Yukawa.

La forme générale des potentiels provenant des interactions fondamentales est le potentiel de Yukawa

$$V_\mu(r) = g \left(\frac{\hbar c}{r} \right) e^{-\mu r} \quad (3.31)$$

(où μ est reliée à la masse M de la particule échangée par $\mu = Mc/\hbar$, et g est une constante de couplage sans dimension) ou des superpositions de potentiels de ce type.

On a alors

$$\tilde{V}_\mu(\mathbf{q}) = \frac{4\pi g (\hbar c) \hbar^2}{q^2 + \hbar^2 \mu^2} = \frac{4\pi g (\hbar c) \hbar^2}{q^2 + M^2 c^2} \quad (3.32)$$

ce qui se réduit, dans le cas du potentiel coulombien $M = 0$, à

$$\tilde{V}(\mathbf{p} - \mathbf{p}') = 4\pi g (\hbar c) \hbar^2 \frac{1}{(\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2} \quad (3.33)$$

Section efficace de Rutherford

Soit la diffusion coulombienne d'une particule de charge $Z_1 e$ (électron, muon, particule α) sur une charge fixe $Z_2 e$ (muon, proton, noyau). On a alors $g = Z_1 Z_2 \alpha$, et

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (Z_1 Z_2 \alpha \hbar c)^2 \left(\frac{E}{2p^2 c^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta/2} \quad (3.34)$$

Dans la limite non-relativiste, $E = mc^2$, $E_c = p^2/2m$ on retrouve identiquement la formule classique de Rutherford.

N.B. C'est là une coïncidence entre mécanique classique et mécanique quantique provenant du fait que le problème contient une échelle de longueur $q_c^2/(4\pi\epsilon_0 p^2/m)$ qui ne fait intervenir ni la constante de Planck \hbar ni la vitesse de la lumière c . Ce qui est plus remarquable est que le résultat (3.34) est exact à tous les ordres en α dans le cas non-relativiste. En effet, nous l'avons établi dans l'approximation de Born avec des ondes planes asymptotiques. Or les états asymptotiques coulombiens ne sont pas des ondes planes ! (Voir par exemple A. Messiah, vol. 1, chap. XI-7.)

Dans la limite où la particule incidente est ultra-relativiste, par exemple des électrons de quelques centaines de MeV diffusant sur des noyaux, on a $E \sim pc$ d'où

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2}{2} \right)^2 \alpha^2 \left(\frac{\hbar c}{E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta/2} \quad (3.35)$$

qui met en évidence la constante de couplage α^2 et la seule échelle de longueur du problème

$$\lambda = \hbar c/E \quad (3.36)$$

Interaction ponctuelle

Une interaction de très faible portée peut être considérée comme ponctuelle : $V(\mathbf{r}) = G\delta(\mathbf{r})$ où G est une constante dimensionnée $[G] = [E][L^3]$. On a alors $\tilde{V} = G$.

Supposons la particule incidente ultra relativiste, par exemple un neutrino, on obtient en supposant toujours la cible fixe, une section efficace

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{G^2 E^2}{4\pi^2 (\hbar c)^4} \quad \text{soit} \quad \sigma = \frac{G^2 E^2}{\pi (\hbar c)^4} \quad (3.37)$$

Cette section efficace croît comme le carré de l'énergie (la section efficace différentielle est ici isotrope).

S'agissant de la diffusion de neutrinos sur des nucléons, la constante G est, à un facteur géométrique près, la constante universelle de Fermi

$$G \sim G_F = 1,166 \cdot 10^{-5} (\text{GeV})^{-2} (\hbar c)^3 \quad (3.38)$$

On pourra vérifier que la section efficace $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ évoqué plus haut à propos de la SN1987A est bien de l'ordre de $\sigma = 2 \cdot 10^{-45} (E/15 \text{ MeV})^2 m^2$.

L'interaction ponctuelle de Fermi, est, de fait, la limite à basse énergie d'un potentiel de Yukawa de très courte portée. Si dans (3.32) on considère des énergies très inférieures à $M c^2$, on a en bonne approximation

$$\tilde{V}(q) \sim 4\pi g (\hbar c)^3 / M^2 c^4 \quad .$$

Les bosons vecteurs des interactions faibles, mis en évidence au CERN en 1982 ont des masses

$$M_{W^\pm} = 80,33 \text{ GeV}/c^2, \quad \text{et} \quad M_{Z_0} = 91,187 \text{ GeV}/c^2$$

L'identification avec la constante de Fermi se fait, à basse énergie, par la relation

$$G_F / (\hbar c)^3 = (\sqrt{2}/8) (g_W / M_W c^2)^2$$

(le facteur $\sqrt{2}/8$ provient d'une question de comptage et de spin dans les éléments de matrice).

La constante de couplage faible g_W a une valeur $g_W \sim 0,66$ soit $\alpha_W = g_W^2 / 4\pi \sim 1/29$ nettement supérieure à la constante de structure fine. À plus haute énergie, les interactions faibles finissent par l'emporter sur les interactions électromagnétiques.

L'interaction *unifiée* électro-faible agit de façon universelle sur les quarks et les leptons, constitutifs de la matière. À des énergies très élevées, $E \gg M_W c^2$ de telle façon que la masse des bosons intermédiaire ne joue plus de rôle appréciable, les interactions faibles et électromagnétique ont alors une forme et une structure communes.

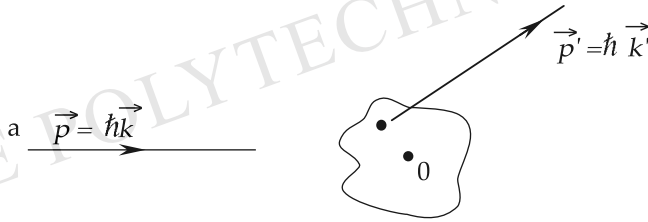


FIG. 3.6: Diffusion sur un état lié.

4 Exploration des systèmes composés

4.1 Diffusion sur un état lié, facteur de forme

Considérons la diffusion d'une particule a de masse m sur une particule b de masse M liée à un centre de forces, centré à l'origine, par un potentiel $U(\mathbf{r}_1)$. On note \mathbf{r} la position de a , \mathbf{r}_1 celle de b , $V(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1)$ le potentiel d'interaction entre a et b , et $\{\psi_n(\mathbf{r}_1)\}$ l'ensemble des fonctions propres de b dans le potentiel U . On suppose qu'initialement b est dans son état fondamental $\psi_0(\mathbf{r}_1)$.

Nous supposons que $M \gg m$, et que l'impulsion moyenne de b dans son état fondamental $\sqrt{\langle p_0^2 \rangle}$ est très inférieure à l'impulsion p de la particule incidente de façon que la collision se passe, en pratique, dans le référentiel au repos de b .

La fonction d'onde de l'état asymptotique initial est $e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}/\hbar}\psi_0(\mathbf{r}_1)$. Dans l'état final, b peut demeurer dans son état fondamental ou être excité dans un des états $\psi_n(\mathbf{r}_1)$.

Si b est dans l'état ψ_n , l'état final a pour fonction d'onde :

$$|f\rangle \rightarrow e^{i\mathbf{p}'\cdot\mathbf{r}/\hbar}\psi_n(\mathbf{r}_1) \quad . \quad (3.39)$$

La conservation de l'énergie s'écrit

$$E(p') = E(p) - (\varepsilon_n - \varepsilon_0)$$

A l'approximation de Born, l'opérateur de transition se réduit au potentiel d'interaction V entre a et b , d'où, considérant les états asymptotiques ci-dessus :

$$\langle f|T|i\rangle = \int e^{i(\mathbf{p}-\mathbf{p}')\cdot\mathbf{r}/\hbar}\psi_n^*(\mathbf{r}_1)\psi_0(\mathbf{r}_1)V(\mathbf{r}-\mathbf{r}_1)d^3\mathbf{r}d^3\mathbf{r}_1 \quad (3.40)$$

ce qui, par le changement de variables $(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) \rightarrow (\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1)$ se factorise en

$$\langle f|T|i\rangle = \tilde{V}(\mathbf{p} - \mathbf{p}')F_n(\mathbf{p} - \mathbf{p}') \quad (3.41)$$

où nous avons défini

$$\tilde{V}(\mathbf{q}) = \int e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}/\hbar} V(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} \quad (3.42)$$

$$F_n(\mathbf{q}) = \int e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_1/\hbar} \psi_n^*(\mathbf{r}_1) \psi_0(\mathbf{r}_1) d^3\mathbf{r}_1 \quad (3.43)$$

Cette factorisation de l'amplitude entraîne une factorisation de la section efficace comme le produit de la section efficace *élémentaire* de a sur b , c'est-à-dire la section efficace mesurée si b n'était pas liée au centre de forces, par le module carré de ce qu'on appelle un *facteur de forme* $F_n(\mathbf{p} - \mathbf{p}')$:

$$\frac{d\sigma_1}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} |F_n(\mathbf{p} - \mathbf{p}')|^2 \quad (3.44)$$

où $d\sigma_1/d\Omega$ désigne la section efficace sur l'état lié (implicitement : avec excitation de l'état lié depuis l'état fondamental jusqu'à l'état ε_n) et $d\sigma_0/d\Omega$ la section efficace libre des deux particules a et b .

Considérons une diffusion élastique, *sans excitation de l'état lié*, la fonction

$$F_0(\mathbf{q}) = \int e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}/\hbar} |\phi_0(\mathbf{r})|^2 d^3\mathbf{r} \quad , \quad (3.45)$$

appelée *facteur de la forme élastique* (ou simplement *facteur de forme*) de l'état lié, est la transformée de Fourier de la probabilité de présence de la particule b dans son état lié.

Autrement dit, connaissant la section efficace élémentaire σ_0 , la mesure de la variation de la section efficace sur l'état lié, en fonction du transfert d'impulsion $\mathbf{q} = \mathbf{p} - \mathbf{p}'$, donne une mesure de *la fonction d'onde de l'état lié*, c'est-à-dire de sa *structure*.

On note que pour $\mathbf{q} = 0$, $F_0(0) = 1$: à faible transfert d'impulsion la cible apparaît comme ponctuelle, plus $|\mathbf{q}|$ augmente, plus on détecte la structure de l'état lié à courte distance.

On vérifiera que pour une fonction d'onde hydrogénoïde,

$$\psi_0 \sim e^{-r/2a} \quad , \quad |F(\mathbf{q})|^2 = 1/(1 + q^2 a^2 / \hbar^2)^2 \quad ,$$

et pour une fonction d'onde gaussienne

$$\psi_0 \sim e^{-r^2/2\sigma^2} \quad , \quad |F(\mathbf{q})|^2 = e^{-q^2 \sigma^2 / \hbar^2} \quad .$$

Les amplitudes inélastiques avec excitation de l'état lié font intervenir les facteurs de formes inélastiques

$$F_n(\mathbf{q}) = \int e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_1/\hbar} \psi_n^*(\mathbf{r}_1) \psi_0(\mathbf{r}_1) d^3\mathbf{r}_1$$

tels que $F_n(0) = 0$.

Note : Un certain nombre de précautions sont à prendre quant à la validité et à la généralisation de ce nous venons d'établir. Pour avoir de plus amples détails, ainsi que l'application à la diffusion d'électrons par les atomes, voir Messiah, Chap. XIX §§ 8,21 et 22, et Mott et Massey « The theory of atomic collisions », Chap. XII.

La généralisation à un état lié de n particules de fonction d'onde $\psi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n)$ est à peu près immédiate. Considérons la diffusion élastique. Notons $\langle T_0^i \rangle$ l'amplitude de diffusion élémentaire sur la particule i , la contribution correspondante à l'amplitude de diffusion sur l'état lié sera, en négligeant les diffusions multiples ce qui est cohérent avec l'approximation de Born

$$\langle T_L^i \rangle = \langle T_0^i \rangle F_0^i(\mathbf{q}) \quad (3.46)$$

avec $\mathbf{q} = \mathbf{p} - \mathbf{p}'$, $\langle T_L \rangle$ et $\langle T_0 \rangle$ sont respectivement les éléments de matrice de transition sur l'état lié et sur la particule libre, et

$$F_0^i(\mathbf{q}) = \int e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_i / \hbar} |\psi_0(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_i, \dots, \mathbf{r}_n)|^2 d^3\mathbf{r}_1 \dots d^3\mathbf{r}_n \quad (3.47)$$

L'amplitude de diffusion sera la somme

$$\langle \mathbf{p}' | T | \mathbf{p} \rangle = \sum_{i=1}^n \langle \mathbf{p}' | T_L^i | \mathbf{p} \rangle \quad (3.48)$$

La section efficace s'exprimant de façon usuelle en fonction de $|\langle \mathbf{p}' | T | \mathbf{p} \rangle|^2$.

4.2 Diffusion sur une distribution de charges

Supposons que $\psi_0(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n)$ soit la fonction d'onde d'un ensemble de charges ponctuelles Z_1e, \dots, Z_ne , et considérons la diffusion élastique d'une particule de charge Ze sur le système lié.

L'amplitude de diffusion élémentaire sur chaque charge est l'amplitude de Rutherford que nous écrivons :

$$T^i(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = ZZ_i e^2 \tilde{T}^i(\mathbf{p}, \mathbf{p}') \quad (3.49)$$

en factorisant la constante de couplage $ZZ_i e^2$. La quantité

$$P_i(\mathbf{R}) = \int |\psi_0(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_i = \mathbf{R}, \mathbf{r}_n)|^2 d^3\mathbf{r}_1 \dots d^3\mathbf{r}_{i-1} d^3\mathbf{r}_{i+1} \dots d^3\mathbf{r}_n \quad (3.50)$$

est la densité de probabilité de trouver la particule i dans un voisinage $d^3\mathbf{R}$ du point \mathbf{R} , et $\rho_i(\mathbf{R})$ défini par

$$\rho_i(\mathbf{R}) = Z_i e P_i(\mathbf{R}) \quad (3.51)$$

est la contribution de la charge i à la densité de charge $\rho(\mathbf{R})$ du système lié

$$\rho(\mathbf{R}) = e \sum_{i=1}^n Z_i P_i(\mathbf{R}) = e \tilde{\rho}(\mathbf{R}) \quad (3.52)$$

avec

$$\int \tilde{\rho}(\mathbf{R}) d^3 \mathbf{R} = \sum_{i=1}^n Z_i = Z_{\text{tot}} \quad (3.53)$$

où eZ_{tot} est la charge totale du système.

Dans ces conditions, la section efficace s'écrit

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{d\sigma^{\text{Ruth}}}{d\Omega} (Ze^2) |F_0^{Z_{\text{tot}}}(\mathbf{q})|^2 \quad (3.54)$$

où $\frac{d\sigma^{\text{Ruth}}}{d\Omega}(Ze^2)$ est la section efficace de diffusion Rutherford et

$$F_0^{Z_{\text{tot}}}(\mathbf{q}) = \int e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{R}/\hbar} \tilde{\rho}(\mathbf{R}) d^3 \mathbf{R} \quad (3.55)$$

est la transformée de Fourier de la distribution de charge (divisée par e). On a évidemment :

$$F_0^{Z_{\text{tot}}}(0) = Z_{\text{tot}} \quad (3.56)$$

si bien qu'à faible impulsion transférée (3.54) se réduit à la section efficace Rutherford d'une particule de charge Ze sur une particule effective *ponctuelle* de charge $Z_{\text{tot}}e$. On dit qu'à faible transfert d'impulsion, il y a diffusion *cohérente* sur l'état lié, la section efficace est proportionnelle au carré de la charge totale $(Z_{\text{tot}})^2$ du système composé.

Diffusion d'une particule chargée sur un atome neutre.

Supposons que le système lié soit un atome neutre composé d'un noyau ponctuel de charge $+Z_1e$ et d'un cortège électronique de densité $\tilde{\rho}(r)$ et de charge totale $-Z_1e$. Soit $F(q) = \int e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}/\hbar} \tilde{\rho}(\mathbf{r}) d^3 \mathbf{r}$ le facteur de forme du cortège électronique. La section efficace d'une particule de charge Ze , d'énergie cinétique, E_c et d'impulsion $p = \sqrt{2mE_c}$ est donc

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4m^2 Z^2 e^4}{q^4} (Z_1 - F(q))^2$$

avec $F(0) = Z_1$, $q^2 = 4p^2 \sin^2 \theta/2$.

Comme nous l'avons vu, $F(q)$ décroît rapidement au delà d'une distance caractérisée par le rayon quadratique moyen a^2 du système :

$$F(q) \rightarrow 0 \text{ pour } q^2 a^2 / \hbar^2 \gg 1$$

[pour une distribution $\rho(r) = Ze^{-r/a}/2a^3$, $F(q) = Z/(1 + q^2a^2/\hbar^2)^2$].

On vérifiera que pour des particules α incidentes d'énergie $E_c \sim 4$ à 8 MeV, de masse $m_\alpha \sim 4m_p$, et pour des angles de diffusion supérieurs à 1° , on a, en prenant pour ordre de grandeur typique de l'extension des cortèges atomiques l'angström,

$$q^2a^2/\hbar^2 > 10^6 \quad , \quad \text{soit } F(q) \sim 0 \quad .$$

En conséquence, dans l'expérience de Rutherford, les α incidents sont insensibles au cortège électronique et ne peuvent être déviés que par le noyau seul

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{4m^2(ZZ_1e^2)^2}{q^4} \quad .$$

4.3 Distribution de charge dans les noyaux

Le noyau lui-même est un édifice composé de neutrons et de protons d'une extension de l'ordre de quelques fm. Un moyen extrêmement efficace de sonder sa structure interne est d'effectuer des collisions d'électrons rapides ($E \sim 150$ à 500 MeV), ce qui renseigne sur la distribution des charges positives, donc des protons, en son sein.

Aux basses valeurs de l'impulsion transférée, ou à petit angle, on observe la diffusion sur une charge ponctuelle $+Ze$, Z étant le nombre de protons du noyau. A des angles plus élevés, le rapport de la section efficace mesurée et de celle d'une charge ponctuelle donne le carré du facteur de forme, c'est à dire la distribution de charge, donc celle des protons, dans le noyau.

On trouvera les détails théoriques et expérimentaux de ce qui suit, ainsi que du § suivant, dans R. Hofstadter « Electron Scattering and Nuclear and Nucleon structure », W.A. Benjamin, New-York (1963). Hofstadter reçut le prix Nobel en 1961 pour ces travaux. Voir aussi : Annual Reviews of Nuclear Science, Vol. 7, p. 23 (1957), Vol. 24, pp. 249 et 341 (1974). Les électrons constituent des sondes très « propres » de la structure de la matière. Contrairement aux particules α , par exemple, ils ne subissent pas de forces nucléaires mais seulement les interactions électromagnétiques qui sont bien connues et calculables, en raison de la petitesse de la constante de structure fine.

La figure (3.7) montre la section efficace différentielle d'électrons de 153 MeV sur de l'or. Les mesures sont comparées à la section efficace d'une charge ponctuelle, et montrent que le noyau est étendu. Deux modèles pour la densité de charge sont montrés en encadré. On notera qu'en bonne approximation la densité de charge est constante à l'intérieur d'une sphère de rayon $\approx 6,5$ fm. Par conséquent, la densité de protons peut être considérée comme constante dans le noyau. Si l'on suppose que la répartition des neutrons est *grosso modo* la même que celle des protons, on aboutit à une densité approximativement constante des nucléons dans le noyau de $\rho \approx 0,15$ nucléons/fm³, soit à un rayon $R \approx r_0A^{1/3}$ avec $r_0 \approx 1,2$ fm.

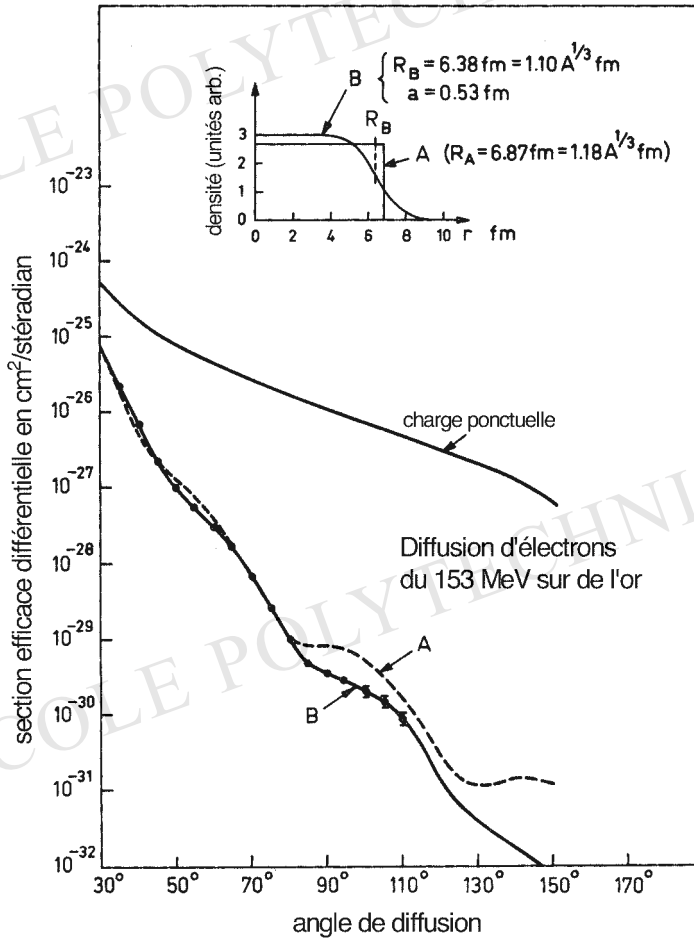


FIG. 3.7: Diffusion d'électrons de 153 MeV sur de l'or. Dans l'encadré, A et B sont deux modèles pour la distribution de charge, l'un à bord abrupt, une sphère homogène, l'autre du type de Saxon-Woods.

La figure 1 du chapitre 1 montre des courbes analogues pour la diffusion d'électrons sur divers noyaux, calcium, nickel, étain, plomb.

La diffusion de neutrons sur les noyaux procure une information complémentaire de celle donnée par les électrons. Les neutrons sont insensibles à la force électrique, ils ne subissent que les interactions nucléaires. Les sections efficaces neutron-noyaux donnent d'amples renseignements sur la structure nucléaire.

4.4 Structure interne électrique et magnétique du proton et du neutron

Les premières indications de l'existence d'une structure interne dans le proton et dans le neutron, donc de la non-élémentarité de ces particules, nous sont venues de la mesure de leurs moments magnétiques. Alors que la théorie de Dirac prévoit pour une particule ponctuelle de spin $1/2$, de charge q et de masse m , un rapport gyromagnétique $\gamma = q/m$, soit un moment magnétique

$$\mu_p = \frac{e\hbar}{2m_p} \quad , \quad \text{et } \mu_n = 0 \quad (q_n = 0)$$

l'expérience, très précise grâce aux méthodes de résonance magnétique, donne :

$$\mu_p = 2,7928444 \frac{e\hbar}{2m_p} \quad \mu_n = -1,91304308 \frac{e\hbar}{2m_p}$$

nombreux qui ne peuvent s'expliquer que par l'existence d'une structure électromagnétique interne de ces particules et dont le modèle des quarks rend compte en (bonne) première approximation.

Ici encore, on sonde cette structure interne par la diffusion d'électrons d'énergie allant de 200 à 500 MeV (expériences de Hofstadter).

La figure (3.8), parfaitement semblable dans son principe aux figures du § précédent, montre la variation en q^2 du carré du facteur de forme élastique, correspondant à la distribution de charge interne du proton $|F(q)|^2$ pour diverses valeurs de l'énergie de l'électron incident.

Les points expérimentaux sont ajustés par une formule empirique simple pour la densité de charge $\rho(r)$

$$\rho_p(r) = \rho_0 e^{-r/a_1}$$

soit

$$F_p(q) = (1 + q^2 a_1^2 / \hbar^2)^{-2}$$

où a_1 est relié au rayon quadratique moyen de la densité de charge par

$$a = (\langle r^2 \rangle)^{1/2} = \sqrt{12} a_1$$

la valeur numérique de a obtenue dans l'ajustement est $a \sim 0,8 fm$. Cela définit la taille du proton.

La détermination de la densité de charge à l'intérieur du neutron est plus difficile, le neutron étant instable. On opère par diffusion sur le deutérium et, connaissant l'amplitude de diffusion sur le proton, on obtient par soustraction les données sur le neutron. Les densités de charge et de moment magnétique à l'intérieur du proton et du neutron sont représentées sur la figure 3.9.

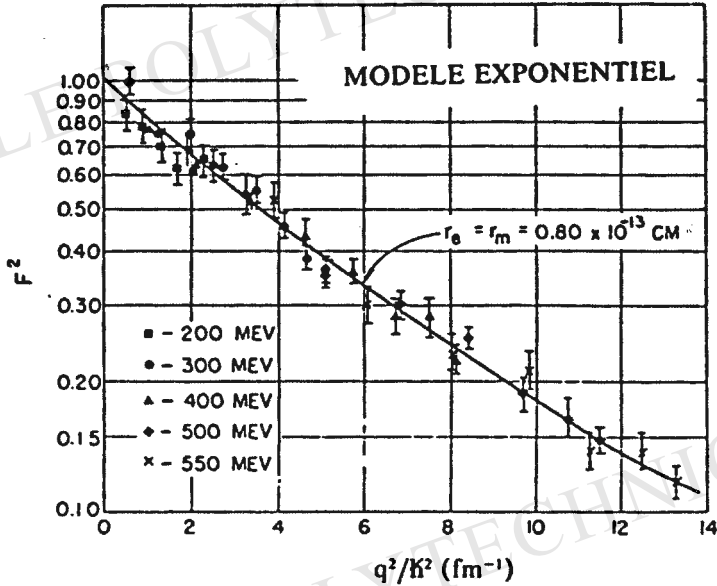


FIG. 3.8: Valeurs expérimentales du facteur de forme $|F(q^2)|^2$ du proton. La courbe correspond au modèle exponentiel décrit dans le texte.

On notera que le neutron possède un cœur de charge positive en deçà de $r \sim 0.3 \text{ fm}$ entouré d'une plus large zone de charge négative entre 0.3 et 2 fm.

4.5 Dissociation de l'état lié

Le dernier cas concerne une collision avec dissociation de l'état lié. Notons \mathbf{p} l'impulsion de la particule incidente, \mathbf{p}' son impulsion finale et \mathbf{p}_1 celle de la particule éjectée de l'état lié. La fonction d'onde de l'état asymptotique initial est $e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}/\hbar}\psi_0(\mathbf{r}_1)$. L'état final a pour fonction d'onde :

$$|f\rangle \rightarrow e^{i\mathbf{p}'\cdot\mathbf{r}/\hbar} e^{i\mathbf{p}_1\cdot\mathbf{r}_1/\hbar} \quad (3.57)$$

En introduisant la transformée de Fourier de la fonction d'onde :

$$\tilde{\psi}_0(\mathbf{p}) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}_1/\hbar} \psi_0(\mathbf{r}_1) d^3\mathbf{r}_1$$

on obtient, par un calcul semblable aux précédents, une amplitude de diffusion

$$T_{\mathbf{p}_1}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = T_0(\mathbf{p}, \mathbf{p}') \tilde{\psi}_0(\mathbf{p}_0)$$

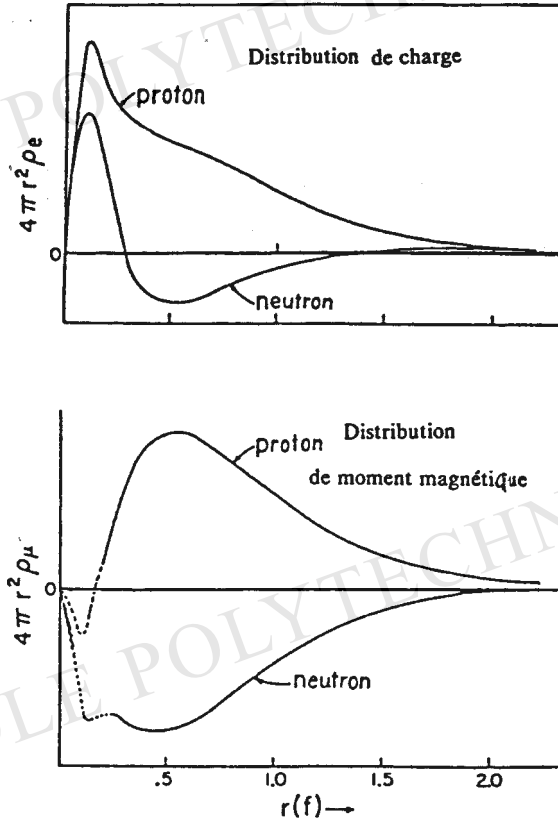


FIG. 3.9 : Distribution de charge et de moment magnétique dans le proton et dans le neutron.

où $T_0(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ est l'amplitude de diffusion si les deux particules étaient libres et $\mathbf{p} + \mathbf{p}_0 = \mathbf{p}' + \mathbf{p}_1$ (conservation de l'impulsion). La section efficace du processus de dissociation se factorise :

$$d\sigma = \frac{d\sigma(\mathbf{p}, \mathbf{p}')}{d\Omega} |\tilde{\psi}_0(\mathbf{p}_0)|^2 \quad (3.58)$$

Autrement dit la section efficace de dissociation est le produit de la section efficace libre par la probabilité $|\tilde{\psi}_0(\mathbf{p}_0)|^2$ qu'avait la particule éjectée d'avoir l'impulsion \mathbf{p}_0 avant la collision.

Dans le cas d'un électron incident, si la particule liée est ponctuelle et chargée, $d\sigma(\mathbf{p}, \mathbf{p}')/d\Omega$ est tout simplement la section efficace Rutherford (ou son extension au cas relativiste avec spin).

Ce résultat est fondamental. C'est ainsi que l'on prouve que les quarks sont des

objets ponctuels de spin 1/2 dans les expériences de *diffusion inélastique profonde*.

5 Les résonances

De nombreuses sections efficaces, en particulier les sections efficaces nucléaires montrent à basse énergie des comportements résonants au voisinage de certaines énergies :

$$\sigma \sim \frac{A}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2} \quad (3.59)$$

où E_0 est l'énergie de la résonance et Γ sa largeur totale à mi-hauteur.

De fait, la quasi totalité des « particules élémentaires » découvertes dans les années 60 et 70 étaient des résonances. Ces résonances correspondent à des états excités hadroniques ou nucléaires comme nous allons le voir dans ce chapitre.

Tout état excité, donc instable, d'énergie E_0 et de largeur $\Gamma = \hbar/\tau$, où τ est la durée de vie, peut être directement *produit* dans une réaction et étudié par l'intermédiaire de ses produits de désintégration.

La notion importante qui sera dégagée ici est que ce *même* état excité apparaît comme une résonance d'énergie E_0 et de largeur Γ dans la dépendance en énergie d'une section efficace dont l'état initial a les nombres quantiques de cet état. On dit alors qu'on observe la résonance en *formation*, ou en collision : les particules en interaction « forment » la résonance pendant le temps τ de sa durée de vie.

5.1 Section efficace résonante

Nous abordons le problème par la méthode de Wigner et Weisskopf.

Soit un continuum $\{|\alpha\rangle\}$, par exemple les états asymptotiques de deux particules, couplé à un état discret $|a\rangle$, d'énergie E_0 en l'absence de couplage, par un hamiltonien H dont on suppose pour simplifier que

$$\langle a|H|\alpha\rangle = \langle \alpha|H|a\rangle^* = H(\alpha) \quad (3.60)$$

et

$$\langle a|H|a\rangle = \langle \alpha|H|\alpha\rangle = 0 \quad (3.61)$$

Par l'effet du couplage, l'état $|a\rangle$ devient instable avec une durée de vie donnée par la règle d'or de Fermi

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar} |H(\alpha; E_\alpha = E_0)|^2 \rho(E_0) \quad (3.62)$$

où $\rho(E_0)$ est la densité des états $|\alpha\rangle$ évaluée à l'énergie $E_\alpha = E_0$.

On se pose maintenant la question de calculer l'évolution dans le temps d'un état initialement dans l'état asymptotique $|\alpha\rangle$. L'évolution dans le temps d'un état le plus général $|\psi(t)\rangle$ est

$$|\psi(t)\rangle = \gamma_a(t)e^{-iE_0t/\hbar}|\alpha\rangle + \sum_{\alpha} \gamma_{\alpha}(t)e^{-iE_{\alpha}t/\hbar}|\alpha\rangle \quad (3.63)$$

où nous avons remplacé le continuum $\{|\alpha\rangle\}$ par un quasi continuum discret en normalisant dans une boîte de volume L^3 .

Définissons

$$\omega_{\alpha} = (E_0 - E_{\alpha})/\hbar \quad , \quad (3.64)$$

L'équation de Schrödinger se ramène à

$$(1) \quad i\hbar\dot{\gamma}_a = \sum_{\beta} \gamma_{\beta}(t)e^{i\omega_{\beta}t}H(\beta) \quad (2.67.a)$$

$$(2) \quad i\hbar\dot{\gamma}_{\beta} = \gamma_a(t)e^{-i\omega_{\beta}t}H^*(\beta) \quad . \quad (2.67.b)$$

Les conditions aux limites à $t = 0$ sont

$$t = 0 : \gamma_a = 0 \quad , \quad \gamma_{\beta} = \delta_{\alpha\beta} \iff |\psi(0)\rangle = |\alpha\rangle \quad (3.66)$$

soit, en reportant dans (2),

$$(3) \quad \gamma_{\beta}(t) = \delta_{\alpha\beta} + \frac{1}{i\hbar} \int_0^t \gamma_a(t')e^{-i\omega_{\beta}t'}H^*(\beta) \quad (4.5.9)$$

et, en reportant dans (1)

$$i\hbar\dot{\gamma}_a = e^{i\omega_{\alpha}t}H(\alpha) + \frac{1}{i\hbar} \sum_{\beta} |H(\beta)|^2 \int_0^t e^{i\omega_{\beta}(t-t')} \gamma_a(t') dt' \quad . \quad (3.68)$$

L'approximation de Wigner et Weisskopf consiste à remarquer que, pour des temps t longs, seules les valeurs $t' \sim t$ contribuent appréciablement à l'intégrale de droite, on remplace alors $\gamma_a(t')$ par $\gamma_a(t)$. Le résultat de l'intégrale restante, en remplaçant la somme sur les états par une intégrale sur les énergies, après introduction de la densité des états, est tout simplement le même que dans le calcul de la durée de vie. On obtient donc, pour des temps longs

$$\dot{\gamma}_a(t) = \frac{1}{i\hbar} e^{i\omega_{\alpha}t}H(\alpha) - \frac{\gamma_a(t)}{2\tau} \quad (3.69)$$

τ étant défini par (3.62)³. En tenant compte de la condition aux limites $\gamma_a(0) = 0$, cette équation s'intègre pour donner

$$\gamma_a(t) = \frac{H(\alpha)[e^{i(E_0 - E_\alpha)t/\hbar} - e^{-t/2\tau}]}{(E_\alpha - E_0) + i\Gamma/2} \quad (3.70)$$

avec

$$\Gamma = \hbar/\tau \quad (3.71)$$

Soit, pour des temps longs, $t \gg \tau$

$$\gamma_a(t) \simeq \frac{H(\alpha)e^{i(E_0 - E_\alpha)t/\hbar}}{(E_\alpha - E_0) + i\Gamma/2} \quad (3.72)$$

et une probabilité d'observer l'état $|a\rangle$ en régime stationnaire :

$$P(a) = \frac{|H(\alpha)|^2}{(E_\alpha - E_0)^2 + \Gamma^2/4} \quad (3.73)$$

En supposant que $|H(\alpha)|^2$ varie peu avec E_α , cette probabilité montre un pic de largeur totale Γ , centré en E_0 lorsque l'énergie E_α du système initial balaye cette région au voisinage de E_0 .

Des précautions doivent être prises dans le cas de résonances trop étroites, ou de façon équivalente, de durée de vie trop longue. Par exemple, le volume $V = L^3$ de la boîte de normalisation doit être tel que $L/c \gg \tau$, sans quoi l'hypothèse des temps longs $t \gg \tau$ n'a pas de sens : l'état instable peut se propager librement sur des distances comparables à la dimension de la boîte de normalisation. Ce type de difficulté, que l'on pourra aussi interpréter comme une condition de monochromaticité de l'état asymptotique initial : $\Delta x \gg c\tau \iff \Delta p \ll \hbar/c\tau$, se rencontre dans les traitements plus rigoureux de la théorie des résonances.

On suppose que (3.72) est une approximation convenable. En reportant dans (3), il vient

$$\gamma_\beta(t) = \delta_{\alpha\beta} + \frac{1}{i\hbar} \frac{H(\alpha)H^*(\beta)}{(E_\alpha - E_0) + i\Gamma/2} \int_0^t e^{i(E_\beta - E_\alpha)t'/\hbar} dt' \quad (3.74)$$

soit pour $\beta \neq \alpha$

$$\gamma_\beta(t) = \frac{2\pi}{i} \frac{H(\alpha)H^*(\beta)}{(E_\alpha - E_0) + i\Gamma/2} e^{i(E_\beta - E_\alpha)t/2\hbar} \Delta_t(E_\beta - E_\alpha) \quad (3.75)$$

D'où une probabilité par unité de temps

$$\frac{d}{dt} P_{\alpha \rightarrow \beta} = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{|H(\alpha)|^2 |H(\beta)|^2}{(E_\alpha - E_0)^2 + \Gamma^2/4} \delta_t(E_\beta - E_\alpha) \quad (3.76)$$

³Pour simplifier, nous négligeons ici la partie principale dans l'intégrale qui mène, on pourra le vérifier, au déplacement des niveaux provenant du second ordre des perturbations stationnaires.

Nous nous trouvons *mutatis mutandis* dans une situation parfaitement semblable à celle du § 2.2 (Eq. (3.6)) à cela près que ce taux de transition varie avec l'énergie E_α du système incident suivant une loi résonante, centrée en E_0 et de largeur totale Γ .

On remarque :

1) qu'il y a conservation de l'énergie entre l'état final $|\beta\rangle$ et l'état initial $|\alpha\rangle$, présence de la fonction $\delta_t(E_\beta - E_\alpha)$;

2) qu'il apparaît la factorisation de deux couplages de la résonance aux états initial et final, par les facteurs $|H(\alpha)|^2$ et $|H(\beta)|^2$;

3) que les paramètres de la résonance (position en énergie E_0 , largeur totale Γ) sont les mêmes que ceux de l'état instable $|a\rangle$ (énergie E_0 largeur $\Gamma = \hbar/\tau$). Autrement dit, par la collision, on a *formé* l'état instable $|a\rangle$.

Le calcul de la section efficace résonante ne pose aucun problème, étant parfaitement analogue au calcul mené au chapitre précédent. En notant v_0 la vitesse relative des deux particules incidentes dans l'état $|\alpha\rangle$, on a

$$d\sigma = \frac{2\pi}{\hbar v_0} \frac{|\tilde{H}(\alpha)|^2}{(E_\alpha - E_0)^2 + \Gamma^2/4} \int |\tilde{H}(\beta)|^2 \frac{d^3\mathbf{q}_1 d^3\mathbf{q}_2}{(2\pi\hbar)^3} \delta^3(\mathbf{P}_\alpha - \mathbf{P}_\beta) \delta(E_\alpha - E_\beta) \quad (3.77)$$

où \mathbf{P}_α est l'impulsion totale initiale et $\mathbf{P}_\beta = \mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2$, et où nous notons les éléments de matrice H pour des raisons de dimensions (suppression du volume de normalisation).

On peut compléter le même type de calcul dans le cas d'une résonance à plusieurs voies ou canaux, c'est-à-dire plusieurs continus différents $\{|\alpha_1\rangle, \dots, |\alpha_n\rangle\}$ couplés au même état instable.

5.2 Exemples de sections efficaces résonantes

En physique nucléaire, en bombardant un noyau ${}^A X_Z^N$ par un neutron, par exemple, on observera des pics de résonances correspondant aux états excités du noyau ${}^{A+1} X_Z^{N+1}$. Cela se voit par exemple sur la figure suivante qui montre la variation en énergie de la section efficace neutron-soufre 32 ($Z = 16, A = 32$), les pics de résonance correspondent aux états excités du soufre 33, les creux observés (par exemple avant le 5^e pic) à une interférence entre l'amplitude résonante et une amplitude non-résonante.

5.3 Valeurs des sections efficaces résonantes

Donnons finalement la valeur de la section efficace résonante au voisinage du pic de résonance. Soit Γ la largeur totale de la résonance, et $\Gamma_i, i = 1, \dots, n$, ses largeurs

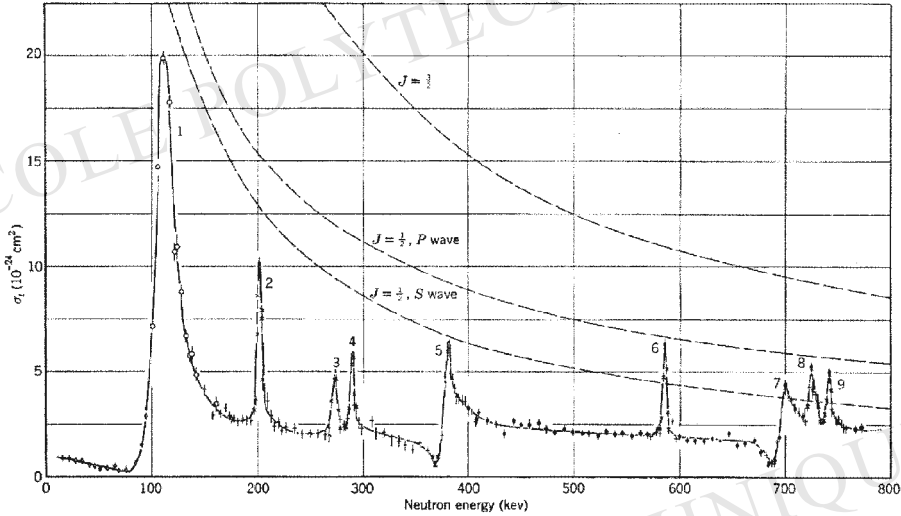


FIG. 3.10 : Résonances dans la section efficace totale de neutrons sur du soufre 32.

partielles dans les voies i , c'est-à-dire

$$\Gamma = \Sigma \Gamma_i \quad , \quad \Gamma_i = B_i \Gamma$$

où B_i est le rapport de branchement de la voie i

Supposons qu'on observe la résonance dans une collision d'un système initial i , menant à un système final f . Notons E et p les valeurs de l'énergie totale et l'impulsion des deux particules initiales dans le système du centre de masse. Notons J le spin de la résonance et S_1 et S_2 les spins des deux particules initiales, on a alors une section efficace totale résonante

$$\sigma_{i \rightarrow f}(E) = \frac{(2J+1)}{(2S_1+1)(2S_2+1)} 4\pi \left(\frac{\hbar}{p}\right)^2 \frac{(\Gamma_i/2)(\Gamma_f/2)}{(E-E_0)^2 + \Gamma^2/4} \quad (3.78)$$

Les facteurs $(2S_1+1)$, $(2S_2+1)$ et $(2J+1)$ proviennent de la prise en compte du spin dans les densités d'états à une particule.

6 Bibliographie

1. *Nuclear Structure* A. Bohr et B. Mottelson, Benjamin, New York, 1969.
2. *Nuclear Physics* S.M. Wong, John Wiley, New York, 1998.
3. *Theoretical Nuclear and Subnuclear Physics*, J.D. Walecka, Oxford University Press (1995).

4. *Introduction to nuclear physics* : Harald Enge, Addison-Wesley (1966).
5. *Theoretical Nuclear Physics* J.M. Blatt et V.F. Weisskopf, John Wiley et Sons, New-York (1963).
6. *Electron Scattering and Nuclear and Nucleon structure*, R. Hofstadter, W.A. Benjamin, New-York (1963)

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Chapitre 4

Interactions électro-faibles, quarks et leptons

L'objectif premier de ce chapitre est d'étudier les désintégrations radiatives et faibles des noyaux. Ces désintégrations correspondent respectivement à la radioactivité γ et à la radioactivité β . L'intérêt de cette étude réside davantage dans le fait qu'il s'agit dans les deux cas d'interactions fondamentales. On le sait pour l'électromagnétisme, nous allons le découvrir pour ce qui concerne les interactions faibles. Cela va nous permettre de décrire certains aspects du *Modèle standard* des constituants élémentaires de la matière, les familles de quarks et de leptons, et de leurs interactions fondamentales.

1 Désintégrations, généralités

1.1 Largeur naturelle, taux de branchement

Une particule instable peut se désintégrer en plusieurs types d'états finaux différents. Par exemple le méson K^+ , de durée de vie $\tau = 1,24 \cdot 10^{-8} \text{s}$, peut se désintégrer : en $\mu^+\nu$ (63,5 %), en $\pi^+\pi^0$ (21,1 %), en $\pi^+\pi^+\pi^-$ (5,6 %), en $\pi^+\pi^0\pi^0$ (1,7 %), en $\pi^0\mu^+\nu$ (3,2 %), en $\pi^0e^+\nu$ (4,8 %),... , les nombres entre parenthèses étant les probabilités d'observer chacun de ces modes lors de la désintégration d'un méson K^+ . On appelle chacun de ces états finaux possibles une *voie* de désintégration.

Soit λ_k , $k = 1, \dots, n$ le taux de désintégration dans la voie k . On définit le taux

total λ de désintégration de la particule comme la somme des taux partiels :

$$\lambda = \sum_{k=1}^n \lambda_k \quad (4.1)$$

Si la particule est créée à l'instant $t = 0$, la probabilité qu'elle se désintègre dans l'intervalle $[t, t + dt]$ est donnée par la loi exponentielle

$$P([t, t + dt]) = \exp(-t/\tau) dt/\tau, \quad \tau = 1/\lambda, \quad (4.2)$$

où τ est la *durée de vie* de la particule. Puisque la particule est instable, son énergie au repos, donc sa masse n'est pas définie de façon précise. La particule a une *largeur naturelle*

$$\Gamma = \hbar/\tau = \hbar\lambda \quad (4.3)$$

On définit le *rapport de branchement* de la désintégration dans la voie k (ou probabilité d'observer l'état final k dans une désintégration) par

$$B_k = \lambda_k/\lambda \quad (4.4)$$

on a $\sum B_k = 1$. On appelle *largeur partielle* la quantité $\Gamma_k = B_k\Gamma$, ($\sum \Gamma_k = \Gamma$).

1.2 Calcul des taux de désintégration

Soit une désintégration

$$a \rightarrow b_1 + b_2 + \dots + b_n \quad (4.5)$$

La particule a , supposée au repos, a une masse M et une énergie $E = Mc^2$. Le taux de transition (probabilité par unité de temps) de a vers un état $|f\rangle$ des particules finales est

$$\lambda_{a \rightarrow f} = (2\pi/\hbar) |\langle f | \hat{T} | a \rangle|^2 \delta_t(E - \sum_{i=1}^n E_i) \quad (4.6)$$

où E_i est l'énergie de la particule b_i .

Contrairement à la diffusion par un potentiel, l'opérateur de transition \hat{T} n'a en général pas d'expression simple en théorie de Schrödinger. La plupart du temps, on doit recourir à la théorie quantique des champs pour le calculer. Dans ce qui suit, on donnera sa forme dans chaque processus considéré.

Toutefois, nous le supposons toujours invariant par translation, si bien que l'élément de matrice (au carré) $|\langle f | \hat{T} | i \rangle|^2$ fait apparaître, comme dans le calcul des sections efficaces, une fonction

$$(2\pi\hbar)^3 \delta_L^3(\sum \mathbf{p}_i) \quad (4.7)$$

qui assure la conservation de l'impulsion dans la limite du volume infini $L^3 \rightarrow \infty$.

Le taux de la réaction (4.5) s'obtient en sommant sur tous les états finaux accessibles. Comme pour les sections efficaces, on commence par normaliser les états asymptotiques des produits finaux dans un volume fini L^3 , et on remplace la somme par une intégrale sur les impulsions des particules finales en faisant usage de la densité des états. Le volume de normalisation s'élimine et on aboutit ainsi à la forme générale

$$\lambda_{a \rightarrow b_1 + b_2 \dots + b_n} = \frac{(2\pi\hbar)^4}{\hbar^2} \int |\tilde{T}(\mathbf{p}_1 \dots \mathbf{p}_n)|^2 \delta(\Sigma \mathbf{p}_i) \delta(E - \Sigma E_i) \prod_{i=1}^n \frac{d^3 \mathbf{p}_i}{(2\pi\hbar)^3} \quad (4.8)$$

où $\tilde{T}(\mathbf{p}_1 \dots \mathbf{p}_n)$ est l'élément de matrice de transition.

Cette forme fait apparaître le taux de transition comme le carré de l'élément de matrice de transition (divisé par \hbar^2) intégré sur l'espace des phases de l'état final accessible, c'est à dire l'ensemble des valeurs des impulsions finales permises par la conservation de l'énergie et de l'impulsion. La quantité

$$F = \int (2\pi\hbar)^4 \delta(\Sigma \mathbf{p}_i) \delta(E - \Sigma E_i) \prod_{i=1}^n \frac{d^3 \mathbf{p}_i}{(2\pi\hbar)^3} \quad (4.9)$$

s'appelle le *volume* de l'espace des phases. Plus ce volume est grand, toutes choses égales par ailleurs, plus le taux de désintégration est important.

Si l'on s'intéresse à des distributions angulaires, ou à des distributions en énergie des particules finales, on restreint l'intégration dans (4.8) à la partie voulue de l'espace des phases.

1.3 Espace des phases et désintégration en deux corps

Soit la désintégration de a , de masse m , en a_1 et a_2 de masse m_1 et m_2 respectivement. On se place dans le référentiel au repos de a , les impulsions finales sont opposées $\mathbf{p}_1 = -\mathbf{p}_2$ on posera $\mathbf{p} \equiv \mathbf{p}_1$. L'énergie de l'état final est

$$E = E_1 + E_2 = \sqrt{p^2 c^2 + m_1^2 c^4} + \sqrt{p^2 c^2 + m_2^2 c^4} \quad (4.10)$$

d'où l'on déduit

$$p \frac{dp}{dE} = \frac{E_1 E_2}{E c^2} \quad (4.11)$$

Le taux de désintégration est

$$\lambda = \frac{1}{4\pi^2 \hbar^4} \int |\tilde{T}|^2 d^3 \mathbf{p}_1 d^3 \mathbf{p}_2 \delta(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2) \delta(E - E_1 - E_2) \quad (4.12)$$

L'intégration sur \mathbf{p}_2 est immédiate, et fixe $\mathbf{p}_2 = -\mathbf{p}_1$. L'équation (4.11) donne $p_1 dp_1 = (E_1 E_2 / E c^2) d(E_1 + E_2)$ ce qui permet une intégration immédiate grâce à $\delta(E - E_1 - E_2)$. En définissant la moyenne angulaire

$$|\bar{T}|^2 = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega |\tilde{T}|^2$$

il vient

$$\lambda = \frac{p E_1 E_2}{\pi \hbar^4 E c^2} |\bar{T}|^2 \quad (4.13)$$

où p est la norme de l'impulsion finale de chaque particule.

2 Désintégrations radiatives

On appelle désintégrations radiatives les désintégrations atomiques, nucléaires, ou de particules élémentaires, avec émission de photons.

Dans le cas d'une désintégration radiative du type $A^* \rightarrow A + \gamma$ on a $E_1 \sim E = m_A c^2$, $E_2 = E_\gamma = pc$ d'où un taux

$$\lambda_{rad} = \frac{p^2}{\pi \hbar^4 c} |\bar{T}|^2 \quad (4.14)$$

2.1 Durées de vie atomiques

Il s'agit de désintégrations du type $A^* \rightarrow A + \lambda$. Nous nous contentons ici de considérations semi-quantitatives sur les transitions dipolaires électriques. On est dans la situation cinématique (4.14). L'impulsion p du photon peut s'exprimer à partir de la fréquence ω de ce photon ($p = \hbar\omega/c$) ce qui donne

$$\lambda = \frac{|\bar{T}|^2 \omega^2}{\pi \hbar^2 c^3} \quad (4.15)$$

Le calcul correct de l'émission spontanée requiert le formalisme de la quantification du champ électromagnétique. Toutefois, Einstein en 1917, comprit dans une analyse remarquable que nous reproduisons ci-dessous, qu'elle est reliée directement à l'absorption. Dans ce travail, Einstein comprit l'existence de l'émission induite, clé du fonctionnement des lasers

Le taux de transition par émission dipolaire dans un atome à un électron externe est donné par la formule

$$\lambda_{i \rightarrow f} = \frac{4}{3} \alpha \frac{\omega^3}{c^2} a_0^2 |\langle f | \frac{\mathbf{r}}{a_0} | i \rangle|^2 \quad (4.16)$$

où a_0 est le rayon de Bohr. On en déduit l'ordre de grandeur de $|\overline{T}|^2$

$$|\overline{T}|^2 \sim \frac{4\pi}{3} \alpha (\hbar c) (\hbar \omega) a_0^2 \quad . \quad (4.17)$$

Le taux λ a la forme

$$\lambda = \frac{1}{\tau} \sim \alpha a_0^2 \frac{\omega^3}{c^2} \quad . \quad (4.18)$$

Sous cette forme, le résultat est tout à fait semblable à la formule classique de Larmor pour le rayonnement d'un dipôle : si dw/dt est la puissance et $p = qa \cos \omega t$ le moment dipolaire, alors

$$\frac{dw}{dt} = \frac{2}{3} \frac{|\ddot{p}|^2}{4\pi\epsilon_0 c^3} = \frac{1}{3} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{a^2 \omega^4}{c^3}$$

(en moyenne dans le temps) soit un taux d'émission de photons d'énergie $\hbar\omega$:

$$\lambda = \frac{1}{\hbar\omega} \frac{dw}{dt} \sim \alpha a^2 \frac{\omega^3}{c^2} \quad .$$

Pour les fréquences des transitions optiques ou ultraviolettes de l'atome d'hydrogène, on vérifiera que (4.18) donne des taux de l'ordre de 10^7 à $10^9 s^{-1}$ soit des durées de vie de l'ordre de 10^{-7} à $10^{-9} s$.

Ce qu'il est important de noter dans la formule (4.18) est :

1. la présence de la constante de structure fine $\alpha = e^2/\hbar c$ qui représente le carré de la constante de couplage du champ électromagnétique avec (la charge de) l'électron ;
2. le fait que le taux de désintégration varie comme le *cube* de l'énergie du photon émis, et comme le *carré* de la taille du système.

2.2 Coefficients d'Einstein

Le calcul de l'émission spontanée dans les atomes dépasse le cadre de ce livre. Comme nous l'avons dit, ci-dessus, la probabilité par unité de temps d'émission spontanée d'un photon lors d'une transition dipolaire électrique d'un état $|i\rangle$ vers un état $|f\rangle$ ($E_i - E_f = \hbar\omega_{if}$) est donnée par la formule

$$\frac{dP_{i \rightarrow f}}{dt} = \frac{\omega_{if}^3}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3} |\langle i | \hat{D} | f \rangle|^2 \quad (4.19)$$

où \hat{D} est le moment dipolaire électrique de l'atome ($\hat{D} = q_e \hat{r}$ pour un atome mono-électronique).

Ces transitions obéissent aux *mêmes* règles de sélection que l'absorption et l'émission induite, puisque c'est le même élément de matrice qui intervient.

Dès 1916, Einstein avait montré par un raisonnement thermodynamique de cohérence entre l'hypothèse de Bohr de la quantification des niveaux d'énergie et la formule de Planck, que la probabilité d'émission spontanée doit se déduire des probabilités d'absorption et d'émission induite. Einstein fut, en cela, le premier à expliquer l'interaction entre la matière et le rayonnement qui, dans la théorie de Bohr, était jusqu'alors mystérieuse, et à prévoir l'existence de l'émission induite.

Rappelons que la probabilité par unité de temps qu'un atome passe d'un état $|1\rangle$ à un état $|2\rangle$ en absorbant l'énergie d'une onde électromagnétique incidente incohérente, polarisée linéairement suivant Oz , et dont le flux d'énergie par unité de surface dans l'intervalle de pulsation $[\omega, \omega + d\omega]$ est $w(\omega) d\omega$, est

$$dP/dt = (4\pi^2\alpha/\hbar)|\langle 2|z|1\rangle|^2 w(\omega_0) \quad (4.20)$$

ω_0 étant la pulsation de Bohr $\omega_0 = (E_2 - E_1)/\hbar$.

i) Equilibre du corps noir.

Soit un système isolé, contenu dans une enceinte, et comportant un gaz d'atomes ayant deux états $|1\rangle$ et $|2\rangle$. L'ensemble est en équilibre thermodynamique à la température T . Il y a dans l'enceinte un « gaz de photons » également en équilibre. Le spectre du rayonnement électromagnétique (spectre du corps noir) est donné par la relation :

$$u(\nu, T)d\nu = \frac{8\pi}{c^3} \frac{h\nu^3 d\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

$u(\nu, T)d\nu$ est l'énergie par unité de volume du rayonnement dans la bande de fréquence $(\nu, \nu + d\nu)$; k est la constante de Boltzmann $k = 1,4 \cdot 10^{-23}$ joule/K.

Le rayonnement du corps noir est isotrope. Or le calcul usuel de l'absorption se fait dans l'hypothèse d'une onde polarisée linéairement, la direction du dipôle électrique \vec{D} , qui intervient dans l'élément de matrice, étant parallèle à cette polarisation. On tient compte de ce que le rayonnement est non-polarisé en écrivant que $\langle \mathcal{E}^2 \rangle = \langle \mathcal{E}_x^2 \rangle + \langle \mathcal{E}_y^2 \rangle + \langle \mathcal{E}_z^2 \rangle$ et en substituant, au flux d'énergie incident $w(\omega)/c$ dans la formule (4.20), la quantité $1/3 u(\omega)$ avec

$$u(\omega) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} .$$

Il existe à l'équilibre une distribution moyenne des atomes entre les deux états $|1\rangle$ et $|2\rangle$. En effet, sous l'action des chocs entre atomes et par absorption et émission du rayonnement, chaque atome peut effectuer des transitions $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$. A la température T le nombre moyen d'atomes dans chaque état est donné par la loi de Boltzmann :

$$N_1 \sim e^{-E_1/kT} ; N_2 \sim e^{-E_2/kT} .$$

ii) Coefficients d'Einstein.

Le raisonnement est alors le suivant. A l'équilibre, il doit y avoir égalité entre le nombre dN_1 , d'atomes qui, par *absorption*, effectuent la transition $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ et le nombre dN_2 d'atomes qui, par émission induite et émission spontanée, effectuent la transition $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ dans un intervalle de temps dt . La seule inconnue, l'émission spontanée, peut ainsi être calculée.

La notation usuelle est celle d'Einstein qui introduit les coefficients A et B définis de la façon suivante :

$$dN_1 = -N_1 u(\omega) B dt \quad (\text{Absorption})$$

$$dN_2 = -N_2(A + u(\omega)B)dt \quad (\text{Emission spontanée et émission induite})$$

La relation (4.20) donne la probabilité d'absorption dN_1/N_1 . On en tire

$$B = (\pi/3\epsilon_0\hbar^2)|\langle 2|\hat{D}|1\rangle|^2$$

Le coefficient $1/3$ a été justifié précédemment.

iii) Résultats, émission spontanée

Ecrivons que le système est à l'équilibre, c'est-à-dire $dN_1 = dN_2$

$$N_1 u(\omega) B = N_2(A + u(\omega)B)$$

d'où

$$u(\omega) B \left[e^{-(E_1 - E_2)/kT} - 1 \right] = A$$

Comme B et A ne doivent pas dépendre de la température, on a comme premier résultat : ou bien $A = B = 0$, ou bien, s'ils sont non-nuls

$$E_2 - E_1 = \hbar\omega_0$$

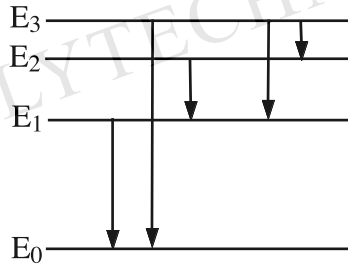
Einstein retrouve ainsi la forme de Bohr. D'autre part si A et $B \neq 0$, c'est-à-dire pour $\omega = \omega_0$,

$$A = B\hbar\omega_0^3/\pi^2c^3 = \omega_0^3|\langle 2|\hat{D}|1\rangle|^2/3\pi\epsilon_0\hbar c^3$$

ce qui est le résultat annoncé en (4.19).

2.3 Radioactivité γ des noyaux

Un noyau peut, comme un atome, être excité dans des états d'énergie supérieurs au niveau fondamental. Nous en avons vu des exemples sur les figures (1.4) et (1.6). Cela

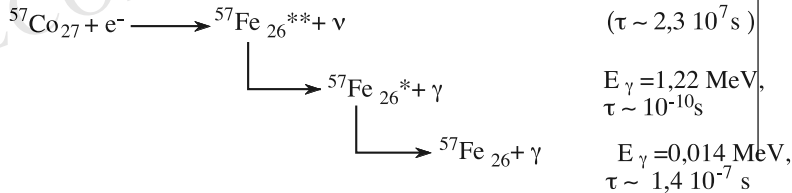
FIG. 4.1 : Transitions γ nucléaires.

se passe fréquemment s'agissant d'un noyau *fils* produit par désintégration radioactive d'un noyau père. Des transitions *électromagnétiques* entre ces niveaux excités (et le niveau fondamental) peuvent se produire avec émission de photons.

Cette émission constitue le rayonnement γ proprement dit. Les énergies des photons nucléaires varient de la centaine de KeV à plusieurs MeV. Ce type de processus est schématisé sur la figure (4.1).

Exemple :

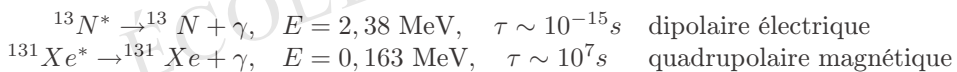
Le ^{57}Co peut absorber un électron de la couche *K* et donner lieu à la chaîne :



La détection des photons γ_1 et γ_2 permet de mesurer l'instant de la transition correspondante. On notera, sur cet exemple, que le rapport $\sim 10^3$ entre les durées de vie du Fe^{***} et du Fe^{*+} est bien du même ordre que le cube du rapport des énergies des photons finaux $(0,123/0,014)^3 \sim 10^3$.

Les durées de vie correspondantes sont *en général assez brèves* si les transitions sont dipolaires électriques. Elles peuvent être considérablement plus longues en cas de transitions multipolaires (électriques ou magnétiques).

Exemples :



La transposition de la formule (4.18) à l'échelle nucléaire permet d'obtenir un ordre de grandeur convenable pour les transitions γ dipolaires électriques. Le rayon d'un noyau est de l'ordre de

$$R \sim r_0 A^{1/3} \quad (4.21)$$

où $r_0 \sim 1,2$ fm et où A est le nombre de nucléons, soit

$$\lambda = \frac{1}{\tau} \sim \alpha r_0^2 A^{2/3} \frac{\omega^3}{c^2} \quad (4.22)$$

qui rend bien compte de l'ordre de grandeur des transitions dipolaires électriques dans les noyaux. Dans le cas de l'Azote 13 ci-dessus, avec $\hbar\omega = 2,38$ MeV et $A = 13$, (4.22) nous donne $\tau \sim 2.10^{-15}$ s, ordre de grandeur parfaitement acceptable.

Pour ce qui concerne les transitions électromagnétiques dans les noyaux, on pourra consulter Blatt et Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics*, Chap XII § 6, qui donne une formule générale où l'on retrouvera (4.22) pour les transitions dipolaires électriques.

3 Désintégrations faibles ; constante de Fermi

Nous nous intéressons ici à l'exemple premier d'une désintégration faible, la désintégration du neutron $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$.

Cette réaction se place dans le cadre de la radioactivité β des noyaux, dont Fermi donna une première théorie remarquablement efficace dès 1933. La structure de cette théorie acquit une profondeur considérable en 1968 avec l'avènement de la théorie unifiée des interactions faibles et électromagnétiques de Glashow, Salam et Weinberg.

3.1 Désintégration du neutron

Dans la théorie de Fermi la désintégration du neutron $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$ est un processus ponctuel. C'est tout à fait semblable à ce que nous avons décrit au Chapitre 3 § 3, concernant la faible portée de l'échange des bosons intermédiaires. Ici, le neutron se transmute en proton en émettant un boson W^- virtuel qui se désintègre en $e + \bar{\nu}_e$.

L'élément de matrice de transition est donc constant et s'exprime à l'aide de la constante de Fermi

$$G_F = (\hbar c)^3 1.166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

il a la valeur¹

$$|\tilde{T}|^2 = 4G_F^2 \quad . \quad (4.23)$$

Le taux de désintégration du neutron s'écrit

$$\lambda = \frac{G_F^2}{8\pi^5 \hbar^7} \int d^3 \mathbf{p}_p d^3 \mathbf{p}_e d^3 \mathbf{p}_\nu \delta(\mathbf{p}_p + \mathbf{p}_e + \mathbf{p}_\nu) \delta(m_n c^2 - E_p - E_e - E_\nu)$$

Pour nous simplifier la tâche, nous négligeons le recul du proton². En absorbant la distribution $\delta(\mathbf{p}_p + \mathbf{p}_e + \mathbf{p}_\nu)$ dans l'intégration sur l'impulsion du proton, et en posant $E_p = m_p c^2$, on obtient

$$\lambda = \frac{c^6}{8\pi^5 \hbar} \left(\frac{G_F}{(\hbar c)^3} \right)^2 \int d^3 \mathbf{p}_e d^3 \mathbf{p}_\nu \delta((m_n - m_p) c^2 - p_\nu c - E_e) \quad (4.24)$$

Puisque nous négligeons l'énergie de recul du proton, les impulsions \mathbf{p}_e et \mathbf{p}_ν sont libres, sauf à assurer la conservation de l'énergie. Par conséquent, en passant en coordonnées sphériques

$$d^3 \mathbf{p}_e = p_e^2 dp_e d\Omega_e ; \quad d^3 \mathbf{p}_\nu = p_\nu^2 dp_\nu d\Omega_\nu$$

L'intégration sur les angles est immédiate et donne un facteur $(4\pi)^2$. On obtient ainsi

$$\lambda = \frac{2}{\pi^3 \hbar} \left(\frac{G_F}{(\hbar c)^3} \right)^2 \int (\Delta m c^2 - E)^2 \sqrt{E^2 - m_e^2 c^4} E dE \quad (4.25)$$

où E est l'énergie de l'électron.

La distribution de l'énergie de l'électron est

$$\frac{d\lambda}{dE} \propto E(\Delta m c^2 - E)^2 \sqrt{E^2 - m_e^2 c^4} \quad (4.26)$$

ce qui reproduit bien les données expérimentales comme le montre la figure 4.2.

C'est l'existence d'un tel spectre en énergie de l'électron qui mena Pauli en 1930 à l'idée du neutrino (les désintégrations β ne pouvaient pas se faire en deux particules, p et e , sinon l'énergie de l'électron aurait été bien définie; une troisième particule participait à l'état final) idée qui fut reprise et formalisée par Fermi.

La durée de vie du neutron s'obtient en calculant l'intégrale (4.25) dont le résultat est

$$\lambda = \frac{1}{2\pi^3 \hbar} \left(\frac{G_F}{(\hbar c)^3} \right)^2 (m_e c^2)^5 \left[\frac{1}{15} (2x^4 - 9x^2 - 8) \sqrt{x^2 - 1} + x \log(x + \sqrt{x^2 + 1}) \right]$$

¹Dans tout ce qui suit, nous ne nous préoccupons pas de démontrer les facteurs géométriques provenant du spin des particules. Cette complication, tout à fait essentielle en pratique, n'apporterait rien à notre propos.

²Il est facile, mais encombrant, de ne pas faire cette approximation dont on pourra vérifier la validité.

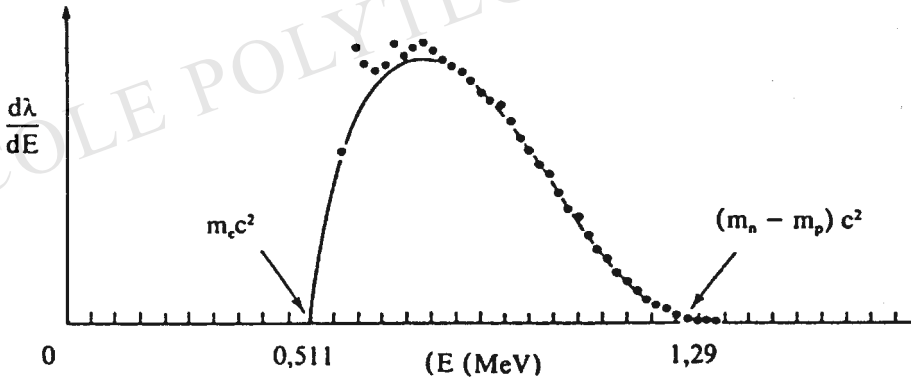


FIG. 4.2: Spectre de l'énergie de l'électron dans la désintégration β du neutron. Points expérimentaux : C.I. Christensen et al., *Phys. Rev. D*5, 1628, (1972).

$$x = (m_n - m_p)/m_e \quad (4.27)$$

ce qui donne une durée de vie $\tau \sim 1316$ s à comparer avec la valeur expérimentale $\tau_{\text{exp}} = 898 \pm 16$ s.

Si l'ordre de grandeur est correct, ce calcul doit être amélioré sur un certain nombre de points. Il faut tenir compte des interactions coulombiennes dans l'état final entre le proton et l'électron. Il faut également tenir compte de la structure interne des nucléons en termes de quarks.

Notons qu'on obtient rapidement un ordre de grandeur (4.25) en négligeant m_e devant $\Delta m = m_n - m_p$ (ce qui est très approximatif). On a alors

$$\lambda \simeq \frac{2c^5}{\pi^3 \hbar} \left(\frac{G_f}{(\hbar c)^3} \right) \int_0^{p_{\text{max}}} (\Delta mc - p)^2 p^2 dp$$

avec $p_{\text{max}} = \sqrt{\Delta m^2 c^2 - m_e^2 c^2}$. En remplaçant dans cette expression Δmc par p_{max} il vient

$$\lambda \sim \frac{1}{15\pi^3 \hbar} (p_{\text{max}} c)^5 \left(\frac{G_F}{(\hbar c)^3} \right)^2 \text{ soit } \tau \sim 951 \text{ s.}$$

L'intérêt de cette formule approchée est de montrer que c'est l'espace des phases et la cinquième puissance de l'impulsion maximum de l'électron qui intervient de façon déterminante. Que la cinquième puissance d'une énergie typique intervienne est la conséquence directe de ce que la constante de Fermi est dimensionnée.

3.2 Radioactivité bêta des noyaux

Comme nous l'avons dit, la radioactivité β des noyaux procède du *même* processus fondamental que

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e .$$

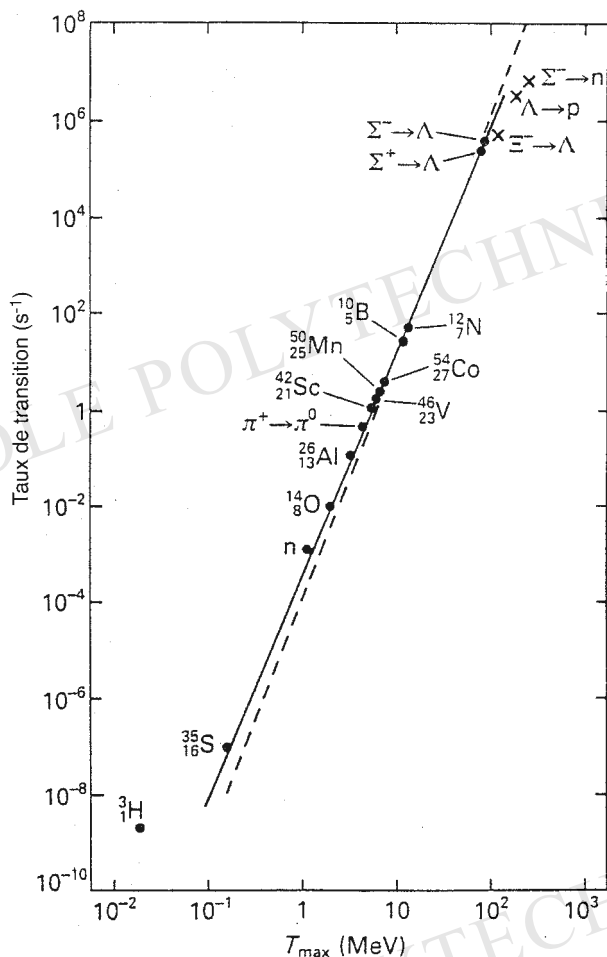


FIG. 4.3: Taux de transitions β nucléaires, en fonction de l'énergie cinétique maximum de l'électron final.

Ce processus fondamental est gouverné par la constante de Fermi. Il est important de retenir que, du fait de la dimension de la constante de Fermi, les taux de désinté-

gration faibles varient comme la cinquième puissance de l'énergie cinétique maximum de l'électron final comme on le verra sur la figure (4.3) qui couvre plus de 16 ordres de grandeur.

Le calcul des durées de vie τ , ou périodes T , ($T = \tau \log 2$), est un peu plus compliqué que ce que nous avons fait précédemment car le calcul de l'élément de matrice de transition fait intervenir les fonctions d'onde nucléaires.

Les durées de vie de désintégrations β sont de l'ordre de la seconde ou de la minute. Elles varient typiquement entre 10^{-3} et $10^{+5} s$ avec des extrêmes de $10^{-5} s$ pour 7He , de $\sim 10^{14} s$ pour ${}^{10}Be$, ${}^{26}Al$, etc., de $10^{17} s$ pour ${}^{40}K$, jusqu'à $\sim 10^{24} s$ pour ${}^{50}V$.

De façon générale les durées de vie de désintégration β sont sensiblement plus longues que les durées de vie de radioactivité γ car la constante de Fermi (dimensionnée, certes, mais exprimée dans les unités appropriées) est beaucoup plus faible que la constante de structure fine, aux énergies considérées (quelques MeV).

3.3 Désintégration du muon

Nous avons présenté le lepton μ , ou muon, au chapitre 1 § 5, à propos des noyaux déformés et de l'étude des atomes muoniques.

Elémentaire, ponctuel au même sens que l'électron, le muon a même charge électrique, même spin, mais il est 200 fois plus lourd : $m_\mu = 206,8 m_e$, et il est instable. Il se désintègre en un électron et deux neutrinos : $\mu \rightarrow e + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ avec une durée de vie moyenne $\tau = 2 \cdot 10^{-6} s$.

L'existence du muon a constitué un casse-tête pendant 40 ans. Lors de sa découverte, Rabi s'est écrié : « qui a commandé ce plat-là ? ». Pourquoi un électron lourd ? Toute la matière que nous connaissons autour de nous peut être construite à partir des protons, des neutrons, des électrons et des neutrinos, soit, en termes de constituants fondamentaux, à partir de la famille de quarks et de leptons $\{u, d, e, \nu\}$. Que vient faire un électron lourd, à partir duquel on peut concevoir un univers à la Gulliver : des atomes, des molécules, une chimie, une biologie, 200 fois plus petits, mais 200 fois plus énergiques que ceux que nous connaissons ? On lui a trouvé quantité d'utilisations pratiques : sonder les noyaux, sonder les cristaux, sonder les pyramides, mais que vient-il faire là ? A quoi sert-il ?

Une première clé de la réponse provient du calcul de la durée de vie du muon, $\mu \rightarrow e + \nu_e + \nu_\mu$ (nous ne précisons pas les charges ou nombres leptoniques : un seul fixe les 3 autres). Cette désintégration est également une interaction faible, gouvernée par la constante de Fermi, ce qui est un premier aperçu de l'universalité des interactions faibles.

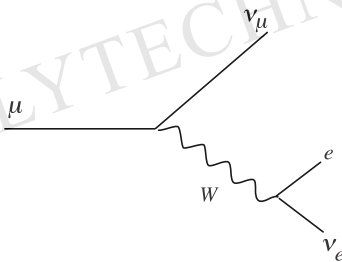


FIG. 4.4 : Processus de désintégration du muon.

Cette réaction est représentée sur la figure (4.4) ; elle se fait par production virtuelle d'un boson W , c'est-à-dire que c'est en très bonne approximation une interaction ponctuelle.

Notons $P_\mu, P_{\nu_\mu}, P_e, P_{\nu_e}$ les quadrivecteurs énergie-impulsion des 4 particules, le carré de l'élément de matrice de cette réaction est

$$|\tilde{T}|^2 = 4 G_F^2 c^4 \frac{(P_\mu \cdot P_{\nu_e})(P_{\nu_\mu} \cdot P_e)}{E_\mu E_{\nu_e} E_{\nu_\mu} E_e} \quad (4.28)$$

Remarques

- En reportant dans l'expression (4.8) on constate que le taux de désintégration est écrit sous une forme explicitement invariante de Lorentz, puisqu'il fait intervenir des produits scalaires de quadrivecteurs et des termes d^3p/E également invariants de Lorentz.
- On vérifiera sans peine qu'avec la même écriture, en changeant le μ en un neutron et le ν_μ en un proton, et en négligeant le recul du proton final, cette expression se ramène à celle utilisée en (4.23) pour la désintégration du neutron.

Pour simplifier le calcul, nous allons négliger la masse de l'électron (on peut aisément la prendre en compte) si bien que $E_e \simeq p_e c$ où p_e est l'impulsion de l'électron.

Pour simplifier l'écriture, nous posons :

$$p_1 \equiv p_e, \quad p_2 \equiv p_{\nu_e}, \quad p_3 \equiv p_{\nu_\mu},$$

et nous nous plaçons dans le référentiel au repos du muon. Par conservation de l'énergie-impulsion, on a $P_\mu = P_{\nu_\mu} + P_e + P_{\nu_e}$ soit $P_\mu - P_{\nu_e} = P_{\nu_\mu} + P_e$ et, en élevant au carré,

$$P_{\nu_\mu} \cdot P_e = \frac{1}{2}(P_\mu - P_{\nu_e})^2 = \frac{1}{2}m_\mu c (m_\mu c - 2p_{\nu_e})$$

toujours dans l'approximation $m_e \simeq 0$.

Au total, le taux de désintégration du muon est :

$$\lambda_\mu = \frac{2G_F^2 m_\mu}{\hbar^2 (2\pi\hbar)^5} I \quad \text{avec}$$

$$I = \int \frac{p_2(m_\mu c - 2p_2)}{p_1 p_2 p_3} \delta(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_3) \delta(m_\mu c^2 - p_1 c - p_2 c - p_3 c) d^3 \mathbf{p}_1 d^3 \mathbf{p}_2 d^3 \mathbf{p}_3 \quad (4.29)$$

Nous utilisons la fonction δ de conservation de l'impulsion pour intégrer sur \mathbf{p}_3 ($\mathbf{p}_3 = -(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)$).

Passant en coordonnées sphériques pour \mathbf{p}_1 et \mathbf{p}_2 , on obtient ($d^3 \mathbf{p} = p^2 dp d\Omega$)

$$I = \int \frac{p_2(m_\mu c - 2p_2)}{p_3} \delta(m_\mu c^2 - p_1 c - p_2 c - p_3 c) p_1 p_2 d\Omega_1 d\Omega_2 dp_1 dp_2 \quad .$$

Soit θ l'angle entre \mathbf{p}_1 et \mathbf{p}_2 , l'intégration sur les autres angles donne un facteur $4\pi \times 2\pi = 8\pi^2$. Nous utilisons la fonction δ de conservation de l'énergie $\delta(m_\mu c^2 - p_1 c - p_2 c - p_3 c) = (1/c)\delta(m_\mu c - p_1 - p_2 - p_3)$ pour intégrer sur $\cos \theta$, grâce à la relation

$$\delta(f(x)) = \frac{1}{|f'(x_0)|} \delta(x - x_0), \quad f(x_0) = 0 \quad .$$

On a $p_3(\cos \theta) = (p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 p_2 \cos \theta)^{1/2}$ d'où

$$\left| \frac{dp_3}{d \cos \theta} \right| = \frac{p_1 p_2}{p_3} \quad \text{soit}$$

$$I = \frac{8\pi^2}{c} \int p_2(m_\mu c - 2p_2) dp_2 dp_1 \quad . \quad (4.30)$$

Les bornes d'intégration s'obtiennent en constatant que dans un système de trois particules de masses nulles, d'impulsion totale nulle et d'énergie totale Mc^2 :

- les valeurs maxima et minima de l'énergie d'une quelconque de ces particules s'obtiennent lorsque les trois impulsions sont alignées suivant le même axe ;
- l'énergie maximum d'une des particules est $Mc^2/2$;
- la masse invariante minimum m_{12} d'un sous-système de deux particules ($m_{12}^2 = (P_1 + P_2)^2/c^2$) est $M/2$.

A p_1 fixé, qui varie donc entre 0 et $m_\mu c/2$, les bornes d'intégration en p_2 sont $m_\mu c/2 - p_1$ et $m_\mu c/2$. Un calcul simple mène à

$$I = \frac{8\pi^2}{6c} \left(\frac{m_\mu c}{2} \right)^4$$

et à un taux de désintégration

$$\lambda_\mu = \frac{1}{\tau_\mu} = \left(\frac{G_F}{(\hbar c)^3} \right)^2 \frac{(m_\mu c^2)^5}{192\pi^3 \hbar} \quad (4.31)$$

soit, numériquement, à une durée de vie $\tau_\mu = 2,187 \cdot 10^{-6}$ s, en excellent accord avec la valeur expérimentale $\tau_\mu = 2,197 \cdot 10^{-6}$ s. Bien entendu, on retrouve dans cette formule la dépendance dans la cinquième puissance de l'énergie maximum de l'électron final.

De fait, la désintégration du muon est le cas le plus propre pour déterminer la valeur de la constante de Fermi. Le muon et l'électron sont ponctuels, si bien qu'il n'y a pas de correction de fonction d'onde à effectuer. On maîtrise bien les autres corrections à la valeur obtenue ci-dessus.

L'important, dans ce résultat, est qu'il constitue une des preuves de l'*universalité des interactions faibles* pour les leptons. Le couple (e, ν_e) est couplé aux bosons vecteurs des interactions faibles strictement de la même façon que le couple (μ, ν_μ) .

En comparant avec le calcul de la durée de vie du neutron, on soupçonne bien que l'universalité ne s'arrête pas là, et qu'elle doit s'étendre aux protons et aux neutrons. Toutefois, protons et neutrons n'étant pas élémentaires, il faut considérer le problème à partir des quarks.

4 Familles de quarks et de leptons

4.1 Universalité des interactions faibles des leptons

C'est très naturellement qu'en raison de la conservation du nombre leptonique, les leptons se rangent en trois *générations* de nombre leptonique différent :

$$\begin{array}{ccc} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \\ (1) & (2) & (3) \end{array}$$

Nous rangeons ces trois groupes (et leurs antiparticules) en fonction de la hiérarchie de masse : $m_e (\simeq 0,5 \text{ MeV}/c^2) \ll m_\mu (\simeq 106 \text{ MeV}/c^2) \ll m_\tau (\simeq 1777 \text{ MeV}/c^2)$. Les interactions faibles ne mélangent pas ces familles. De plus, les interactions faibles des leptons apparaissent comme *universelles*. Leurs désintégrations se calculent d'une façon parfaitement analogue à celle du neutron, en fonction de la constante de Fermi.

Par exemple le taux de désintégration calculé en (4.31) peut s'étendre au lepton τ . En changeant les masses, on obtient avec précision les taux $\lambda(\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau)$ et $\lambda(\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau)$.

Ces réactions peuvent s'interpréter comme provenant du fait que les bosons intermédiaires W_\pm sont universellement couplés aux leptons dans les processus du type $W_- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$, $W_- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$, $W_- \rightarrow \tau^- + \bar{\nu}_\tau$ et tous les processus croisés qui en dérivent.

4.2 Les quarks

Modèle des quarks

Nous ne donnons qu'une description simple de quelques aspects importants du modèle, dont nous aurons besoin par la suite.

Le modèle des quarks, imaginé par Gell-Mann³ en 1964, qui a depuis reçu des confirmations expérimentales indiscutables, consiste à construire les centaines de « hadrons » découverts dans les années 1960-1980 à partir d'un jeu simple de fermions élémentaires ponctuels, les quarks.

Note. *Nous ne traitons pas ici des interactions fortes qui lient les quarks entre eux, par l'intermédiaire des gluons. On pourra se référer au livre d'André Rougé « Physique Subatomique ». Ces interactions font intervenir un autre nombre quantique exactement conservé, la couleur, au travers d'une invariance exacte (et non approximative comme l'isospin) des interactions des quarks par les transformations associées au groupe de Lie SU(3).*

Deux types de hadrons ont été recensés :

- les *baryons*, sont des *fermions* composés de trois quarks,
- les *mésons* qui sont des *bosons*, sont composés d'un quark et d'un antiquark.

Comme pour les leptons, on connaît 3 familles de quarks que l'on peut classer par la hiérarchie des masses.

$$\begin{array}{ccc} \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \\ (1) & (2) & (3) \end{array}$$

Les quarks u, c et t ont charge $+2/3$, les quarks d, s, b ont charge $-1/3$.

Le proton et le neutron sont des états liés des quarks « ordinaires », ou légers, du type :

$$|p\rangle = |u, u, d\rangle, \quad |n\rangle = |u, d, d\rangle \quad . \quad (4.32)$$

Les mésons π^\pm , de spin nul, et de masse $m_\pi c^2 \simeq 140$ MeV, sont des états : $|\pi^+\rangle = |u, \bar{d}\rangle$ et $|\pi^-\rangle = |d, \bar{u}\rangle$.

Les particules « étranges » découvertes dès 1943 par Louis Leprince-Ringuet et M. L'Héritier dans les rayons cosmiques, s'obtiennent en substituant un quark étrange

³M. Gell-Mann, Physics Letters, vol.8, p. 214 (1964)

s à un quark u ou d dans un hadron « ordinaire ». Par exemple, l'hypéron Λ_0 , de masse $M_\Lambda = 1115 \text{ MeV}/c^2$ est un état $|\Lambda_0\rangle = |u, d, s\rangle$, à comparer avec le neutron $|n\rangle = |u, d, d\rangle$; le méson étrange \bar{K}^- est un état $|\bar{K}^-\rangle = |s, \bar{u}\rangle$ à comparer avec le méson $\pi^- : |\pi^-\rangle = |d, \bar{u}\rangle$. De même, on construit les particules charmées en substituant un quark charmé c au quark u . On observe, par exemple, des particules à la fois charmées et étranges comme $|D_s^+\rangle = |c, \bar{s}\rangle$, et ainsi de suite.

La preuve expérimentale définitive de l'existence des quarks date de 1969. On a notamment pu établir que ce sont des objets élémentaires au même titre que l'électron ou le neutrino. Dans l'état actuel de nos moyens d'investigation, ils ne présentent ni structure interne ni états excités. Le quark charmé ne fut découvert que tard, vers 1974. Le quark « beau » ou « bottom » b fut découvert dans la foulée, en 1976. Le quark top t n'a été découvert qu'en 1995, à cause de sa masse élevée.

L'idée première de Gell-Mann était de mettre de l'ordre dans les centaines de hadrons que l'on ne cessait de découvrir. Il fut étonnant d'y parvenir avec un jeu de constituants aussi simple.

Structure de base du modèle

1. Les quarks ont spin $1/2$. C'est nécessaire puisque certains hadrons ont un spin demi-entier. On ne peut pas construire un spin demi-entier à partir de spins entiers, alors que le contraire ne pose pas de problème.
2. Les baryons sont des états liés de trois quarks $|q_1 q_2 q_3\rangle$ (les antibaryons de trois antiquarks). En conséquence le nombre baryonique des quarks est $B = 1/3$ (nombre baryonique des antiquarks $-1/3$). Les spectre baryonique correspond au spectre du système à trois corps $(q_1 q_2 q_3)$.
3. Les mésons sont des états quark-antiquark $|q_1 \bar{q}_2\rangle$. Le spectre mésonique est celui du système à deux corps $(q_1 \bar{q}_2)$.
4. Les charges électriques des quarks sont fractionnaires : $+2/3$ ou $-1/3$ (antiquarks : $-2/3$ et $+1/3$).
5. Outre la charge électrique et le nombre baryonique, d'autres nombres quantiques additifs sont conservés dans les interactions fortes : l'étrangeté s , le charme c , la beauté b . On attribue à chaque quark une *saveur*, nombre quantique additif conservé dans les interactions fortes (l'antiquark a la saveur opposée). La saveur d'un hadron est la somme des saveurs de ses constituants.
6. Les quarks u et d sont appelés « quarks ordinaires ». Constitutifs des neutrons et protons, ils sont seuls présents dans la matière qui nous environne. On se convaincra à l'usage que la conservation des saveurs u et d se ramène à celle de la charge électrique.
7. Les quarks sont *confinés* dans les hadrons. Seuls sont observables comme états asymptotiques les baryons (états de 3 quarks) et les mésons (états d'un quark et d'un antiquark). De fait, l'interaction forte qui lie les quarks dans les hadrons

quark ; nombre additif →	B	Q	<i>u</i>	<i>d</i>	<i>s</i>	<i>c</i>	<i>b</i>	<i>t</i>
<i>u</i>	1/3	2/3	+1	0	0	0	0	0
<i>d</i>	1/3	-1/3	0	-1	0	0	0	0
<i>s</i>	1/3	-1/3	0	0	-1	0	0	0
<i>c</i>	1/3	2/3	0	0	0	+1	0	0
<i>b</i>	1/3	-1/3	0	0	0	0	-1	0
<i>t</i>	1/3	2/3	0	0	0	0	0	+1

TAB. 4.1 : Nombres quantiques additifs des quarks. Par simplicité, le nom d'un quark est directement relié à la saveur qu'il porte.

correspond à un potentiel qui *croît* linéairement à grande distance. Si l'on tente « d'extraire » un quark d'un hadron, il faut fournir une grande énergie, et tout ce que l'on peut obtenir est une matérialisation de cette énergie sous forme de hadrons.

- Les masses « nues »⁴ des quarks sont :
 $m_d \simeq 7,5 \text{ MeV} \sim m_u \simeq 4,2 \text{ MeV} \ll m_s \simeq 150 \text{ MeV} \ll m_c \simeq 1500 \text{ MeV} \ll m_b \simeq 4200 \text{ MeV} \ll m_t \simeq 175 \text{ GeV}$.
- Les forces entre quarks sont *saturées* dans le sens que l'on n'observe *uniquement* des hadrons formés de 3 quarks (baryons) ou d'un quark et d'un antiquark (mésons). Il n'existe pas d'état lié à 4, 5 ou 6 quarks comme ($q\bar{q}q\bar{q}$, $qqq\bar{q}\bar{q}$ ou $qqqqq$, sauf, bien entendu, dans ce dernier cas, les « molécules » que sont les noyaux atomiques.

La couleur

Parmi les états excités du proton et du neutron, on connaît depuis les années 50 une « résonance » Δ de masse $M = 1232 \text{ MeV}$ et de spin-parité $J^P = 3/2^+$. Il s'agit en fait d'un quadruplet d'isospin $T = 3/2$, le Δ^{++} , le Δ^+ , Δ^0 et le Δ^{--} de masses voisines (entre 1230 et 1234 MeV).

Dans le modèle des quarks, le contenu en quarks de ces particules est évidemment

$$|\Delta^{++}\rangle = |uuu\rangle, \quad |\Delta^+\rangle = |uud\rangle \quad |\Delta^0\rangle = |udd\rangle \quad |\Delta^-\rangle = |ddd\rangle .$$

Mais, catastrophe ! Dans cette construction, on ne respecte pas le principe de Pauli.

En effet, les états Δ sont des excitations de spin des nucléons. Ce sont les états fondamentaux du système lié de trois quarks, u ou d, dans l'état de spin total $J^P = 3/2^+$.

⁴Les quarks étant en permanence confinés dans les hadrons, il n'est pas possible d'observer la masse d'un quark libre. On utilise ici un terme provenant de la physique du solide, qui correspond au fait que ces particules sont en interaction permanente avec leur environnement.

A moins d'une grave pathologie dans la dynamique, l'état fondamental de trois particules est de moment cinétique orbital nul, tout comme le sont les moments cinétiques relatifs de chaque paire de particules, par conséquent la fonction d'onde spatiale des 3 quarks est *symétrique*. Par ailleurs, pour assurer que le système de 3 quarks ait un spin total $J^P = 3/2$, il faut que les spins 1/2 des 3 particules soient alignés, ou encore que leur état de spin soit lui aussi totalement symétrique.

Considérons alors les états $|\Delta^{++}\rangle = |uuu\rangle$ ou $|\Delta^-\rangle = |ddd\rangle$. Ce sont des états de particules identiques dont les fonctions d'onde spatiale et de spin sont toutes deux symétriques, ce qui viole le Principe de Pauli : l'état devrait être totalement antisymétrique !

Devant pareille consternation, trois voies de sortie étaient possibles :

- renoncer au modèle des quarks pour cause d'incohérence,
- renoncer au Principe de Pauli,
- attribuer de nouveaux degrés de liberté aux quarks.

La solution de ce problème fut trouvée en 1964 par Greenberg et Messiah. Elle consiste à supposer qu'il existe un nouveau nombre quantique exactement conservé par toutes les interactions, *la couleur*. Cette hypothèse qui pouvait, dans ses débuts, n'apparaître que comme un artifice pour satisfaire le principe de Pauli, se révéla être un concept fondamental des interactions fortes et mena à la théorie des ces interactions : la *Chromodynamique Quantique*.

On suppose que chaque quark existe sous trois formes de couleur, bleu, vert et rouge pour fixer les idées. (Un antiquark a la couleur complémentaire du quark correspondant). L'état de couleur de tout système de trois quarks est alors *totalement antisymétrique* soit

$$|\psi_{qqq}\rangle = |bvr\rangle + |vrb\rangle + |rbv\rangle - |brv\rangle - |rvb\rangle - |vbr\rangle \quad (4.33)$$

De façon générale, une propriété fondamentale de la couleur est qu'elle est inobservable dans les états physiques en tant que tels. Néanmoins, on le verra, ses effets sont parfaitement observables.

La théorie de la couleur se formalise dans le cadre d'une symétrie *exacte* des interactions fondamentales, qui fait intervenir le groupe de Lie $SU(3)$.

Nous référons au livre d'André Rougé *Physique subatomique* pour toute explication quantitative.

4.3 Quasi-universalité des interactions faibles des quarks

Il est tentant d'imaginer que les classifications des leptons et des quarks sont parallèles du point de vue des interactions faibles. On observe le même type de hiérarchie

de masse, et, dans chaque génération, la différence de charge entre le membre du haut et celui du bas est +1 comme pour les leptons. Les interactions faibles des familles de quarks sont-elles universelles ?

De fait :

- ce n'est pas possible,
- mais c'est presque vrai !

Ce n'est pas possible. En effet, s'il y avait universalité, le W ne pourrait provoquer que les transmutations $u \leftrightarrow d$, $c \leftrightarrow s$ ou $t \leftrightarrow b$. Mais alors, les particules étranges seraient *stables* ce qui n'est pas le cas.

De la même façon que ce que nous envisageons à la fin du chapitre (1), à propos de la masse du proton et du neutron, ou à propos du muon ci-dessus, si les particules étranges étaient stables, nous serions en face de plusieurs mondes nucléaires. Aux noyaux habituels s'ajouterait toute une série de familles d'espèces nucléaires semblables, mais plus lourdes. Il suffit pour s'en convaincre, de remplacer le neutron par l'hypéron Λ_0 , état (u, d, s) de masse $M_{\Lambda_0} = 1116 \text{ MeV}/c^2$. Qui plus est, le principe de Pauli ne jouant pas entre le neutron et le Λ_0 les noyaux usuels posséderaient un plus grand nombre d'isotopes lourds, les Λ_0 pouvant se loger sur des niveaux de neutrons (par exemple dans le modèle en couches).

Regardons de près les désintégrations :

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \quad \text{de taux } \lambda = 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (1)$$

$$\Lambda_0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad \text{de taux } \lambda = 3,2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} \quad (2)$$

En termes de quarks elles correspondent aux processus

$$d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e, \quad \text{et } s \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e .$$

Par conséquent le W permet la transmutation d'un quark s en un quark u ; il ne semble pas y avoir d'universalité pour les quarks, et les mondes nucléaires étranges évoqués ci-dessus sont furtifs.

Mais c'est presque vrai. Les interactions faibles des quarks sont « presque » universelles. Nous avons vu, en étudiant la désintégration du neutron, que l'espace des phases joue dans ces taux de désintégrations comme la cinquième puissance de l'impulsion maximale de l'électron. Or, pour la réaction (1) on a $p_{max} = 163 \text{ MeV}/c$, alors que pour la réaction (2) on a $p_{max} = 1,2 \text{ MeV}/c$. En définissant $a = \lambda/p_{max}^5$, on obtient

$$\frac{a(\Lambda_0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e)}{a(n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e)} \sim 0,06 .$$

Autrement dit, le quark s se transmute beaucoup moins volontiers en un quark u que ne le fait un quark d .

Considérons maintenant les désintégrations de deux mésons de spin nul : $K^+ \rightarrow \mu + \bar{\nu}_\mu$ et $\pi^+ \rightarrow \mu + \bar{\nu}_\mu$. Le K^+ est un état $(u\bar{s})$, alors que le π^+ est un état $(u\bar{d})$. Dans ces désintégrations intervient la constante de couplage (commune) du W^+ à $\mu + \bar{\nu}_\mu$ et les constantes de couplage du W^+ à $(u\bar{s})$ et à $(u\bar{d})$ respectivement. On montre (dans le cadre de l'équation de Dirac) que les facteurs d'espace des phases f de ces deux réactions sont de la forme

$$f = \frac{(M^2 - m^2)^2}{M^3}$$

où M est la masse du méson et m la masse du μ . Si les couplages du W^+ à $(u\bar{s})$ et à $(u\bar{d})$ étaient les mêmes, le rapport des taux de désintégration serait ($m_K = 494 \text{ MeV}/c^2$, $m_\pi = 140 \text{ MeV}/c^2$)

$$\frac{\lambda(K \rightarrow \mu + \bar{\nu}_\mu)}{\lambda(\pi \rightarrow \mu + \bar{\nu}_\mu)} = \left(\frac{m_\pi}{m_K}\right)^3 \left(\frac{m_K^2 - m_\mu^2}{m_\pi^2 - m_\mu^2}\right)^2 \simeq 18$$

à comparer avec la valeur expérimentale

$$\frac{\lambda(K \rightarrow \mu + \bar{\nu}_\mu)}{\lambda(\pi \rightarrow \mu + \bar{\nu}_\mu)} \simeq 1,33 \quad ,$$

ce qui corrobore l'observation précédente.

4.4 L'angle de Cabibbo

Devant ces constatations, Cabibbo eut, en 1964, l'idée remarquable de supposer que le couplage de ce que l'on allait appeler le W se faisait bien de façon *universelle* entre le quark u et un quark qui n'est pas exactement le quark d , mais la *superposition* quantique

$$|d'\rangle = \cos\theta_c |d\rangle + \sin\theta_c |s\rangle \quad (4.34)$$

où l'angle θ_c , appelé angle de Cabibbo, vaut $\theta_c \simeq 13,1^\circ$. Ainsi, le rapport $\lambda(K \rightarrow \mu + \bar{\nu}_\mu)/\lambda(\pi \rightarrow \mu + \bar{\nu}_\mu)$ ci-dessus doit être multiplié par un facteur $\tan^2\theta_c = 5,4 \cdot 10^{-2}$ pour donner une valeur théorique ~ 1 (la fonction d'onde des quarks confinés explique le reste).

De la même façon, la théorie de Cabibbo rend compte des réactions bêta (1) et (2) visées plus haut, comme on pourra s'en convaincre.

Par conséquent, les interactions faibles respectent presque les générations de quarks, le mélange de générations qu'elles introduisent est peu abondant.

On pourra vérifier qualitativement la théorie de Cabibbo sur les hyperons Σ^+ (uus , $M_\Sigma = 1189 \text{ MeV}/c^2$) et Ξ^0 (uss , $M_\Xi = 1315 \text{ MeV}/c^2$) indiqués sur la figure 4.3.

4.5 Matrice de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa

La théorie de Cabibbo prit tout son sens avec la découverte du charme. Avec la notion de génération, et le mécanisme proposé en 1970 par Glashow, Iliopoulos et Maiani, la notion d'angle de Cabibbo devient complètement naturelle : les quarks u et c sont universellement couplés aux états « tournés »

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} \quad (4.35)$$

Avec la découverte du lepton τ en 1975, du quark b en 1976, et celle du quark t en 1995, les « générations de quarks à interactions faibles » s'écrivent :

$$\begin{array}{ccc} \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix} \\ (1) & (2) & (3) \end{array}$$

Les états $|d'\rangle, |s'\rangle, |b'\rangle$ sont reliés aux quarks physiques par la matrice de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa. Sans en réduire la généralité, on peut récrire cette matrice à partir de trois angles de Cabibbo généralisés et d'une phase δ sous la forme

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_1 & -s_1 c_3 & -s_1 s_3 \\ s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta} \\ s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (4.36)$$

où $c_i = \cos \theta_i$ et $s_i = \sin \theta_i$. La détermination expérimentale des angles de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa ($\theta_1, \theta_2, \theta_3, \delta$) est un des problèmes de pointe de la physique des particules actuelle.

Les modules des coefficients de cette matrice tels qu'ils sont déterminés actuellement sont dans les pages :

$$\begin{pmatrix} 0,9720 - 0,9752 & 0,217 - 0,223 & 0,002 - 0,005 \\ 0,199 & 0,818 - 0,975 & 0,036 - 0,046 \\ 0 - 0,11 & 0 - 0,52 & 0 - 0,9993 \end{pmatrix} \quad (4.37)$$

Ces angles sont faibles, si bien qu'on peut considérer, en bonne approximation, que l'on est face à trois *familles* de quarks et de leptons, que l'on peut désigner comme :

$$\begin{array}{ccc} \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \\ (1) & (2) & (3) \end{array}$$

Il est important qu'une valeur non nulle de la phase δ implique automatiquement la violation de la symétrie CP (produit d'une conjugaison de charge par un renversement

de parité), donc de l'invariance des lois fondamentales de la physique par renversement du sens du temps ⁵. Ce phénomène est un ingrédient essentiel pour expliquer l'excès de matière sur l'antimatière dans l'univers.

Bien entendu, tout cela suscite bon nombre de questions sans réponse. A l'origine, le monde qui nous entoure immédiatement (si l'on exclut les neutrinos ν_μ et ν_τ dans les vestiges du Big Bang) semblait pouvoir être construit à partir des quatre particules p , n , e , ν_e et de leurs antiparticules. Nous les avons d'abord troqués contre les fermions fondamentaux (u , d , e , ν_e).

Puis on découvre deux autres familles, apparemment sans utilité pratique. La première question qui se pose est de savoir à quoi servent les deux générations supplémentaires dans chaque catégorie ? Une réponse « anthropique » est qu'il est impossible de faire fonctionner la théorie du Big Bang, notamment la nucléosynthèse primordiale, sans ces deux générations supplémentaires. Autrement dit, à la question posée par Rabi « à quoi sert le muon ? », la réponse est : le μ , le s , le c , etc. sont indispensables pour créer le monde. Après cela, ils ne servent qu'à fournir du travail aux physiciens. Mais est-ce vraiment satisfaisant ?

Deuxième question (et là, la théorie est muette pour le moment) : pourquoi cette hiérarchie de masses ? Dans chaque classe on a $m_b \gg m_s \gg m_d, m_t \gg m_c \gg m_u, m_\tau \gg m_\mu \gg m_e$. C'est là une des très grandes énigmes de la physique théorique contemporaine, comme l'est, de façon générale, l'origine de la masse des particules. Elle est directement liée à la troisième question : pourquoi ces valeurs des angles de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa ⁶ ?

4.6 Unification Electro-Faible

Reprenons les interactions faibles transmises par les bosons chargés W^\pm . On les appelle aussi, interactions faibles par « courants chargés ». Prenons en compte les états de quarks tournés d' et s' , et considérons seulement les deux premières générations de quarks et de leptons. Le couplage du W^- est universel, ce que nous écrivons

$$|W^- \rangle \rightarrow g(|e\bar{\nu}_e\rangle + |\mu\bar{\nu}_\mu\rangle + |d'\bar{u}\rangle + |s'\bar{c}\rangle) \quad (4.38)$$

où le symbole $\rightarrow g$ signifie que le W se couple au système nommé avec la constante g . Cette constante g est la constante faible sans dimension reliée à la masse du W et à la constante de Fermi, par

$$\left(\frac{g}{m_W c^2}\right)^2 = 4\sqrt{2} \frac{G_F}{(\hbar c)^3} \quad (4.39)$$

⁵Voir « Physique Subatomique », André Rougé

⁶Alors, le mutisme du théoricien frôle celui de Gengis Khan face à la métaphysique.

De même pour le W^+ en remplaçant les fermions par leurs antiparticules. De la même façon, dans les interactions électromagnétiques, le photon est universellement couplé à la charge électrique et, dans la même écriture,

$$|\gamma\rangle \rightarrow \sqrt{4\pi\alpha}(-|e^-e^+\rangle + (2/3)|u\bar{u}\rangle - (1/3)|d\bar{d}\rangle) \quad (4.40)$$

où α est la constante de structure fine.

Jusqu'en 1973, on n'avait observé que des interactions faibles de courants chargés, c'est-à-dire ne faisant intervenir que des paires de leptons ou de quarks de charge totale 1 ou -1 .

L'unification électro-faible commence par une remise en question de l'absence de courants neutres, pour une raison de symétrie.

Isospin faible

Du point de vue des interactions faibles, aussi bien les quarks que les leptons apparaissent comme des doublets d'isospin. Pour les quarks u et d , et pour eux seuls, il s'agit d'un doublet d'isospin fort comme au chapitre 1.

Supposons que les doublets (ν_e, e) , (u, d) , $(e^+, \bar{\nu}_e)$, (ν_μ, μ) etc. sont des doublets d'un groupe $SU(2)$ que nous appellerons *isospin faible*, et qui n'a rien à voir avec l'isospin fort, mais sous lequel les interactions faibles sont invariantes.

Considérons, par exemple, les doublets (ν_e, e) et $(e^+, \bar{\nu}_e)$. Dans cette hypothèse, nous pouvons construire un triplet d'isospin faible $|\psi_m^1\rangle$ et un singulet $|\psi_0^0\rangle$:

$$\begin{cases} |\psi_1^1\rangle = |\nu_e e^+\rangle \\ |\psi_0^1\rangle = (|\nu_e \bar{\nu}_e\rangle - |e^- e^+\rangle)/\sqrt{2} \\ |\psi_{-1}^1\rangle = |e^- \bar{\nu}_e\rangle \end{cases} \quad (4.41)$$

$$|\psi_0^0\rangle = (|\nu_e \bar{\nu}_e\rangle + |e^- e^+\rangle)/\sqrt{2} \quad . \quad (4.42)$$

La différence de signe des combinaisons $m = 0$ par rapport aux expressions précédemment utilisées provient de ce que l'on traite de systèmes fermion-antifermion et non fermion-fermion.

Pour des raisons de *symétrie*, on introduit dans la théorie un *triplet d'isospin faible* de bosons vecteurs W^+ , W^0 , W^- couplés universellement aux états $|\psi_m^1\rangle$, $m = 1, 0, -1$,

$$|W^m\rangle \rightarrow g|\psi_m^1\rangle \quad m = +1, 0, -1 \quad .$$

Cette relation peut être étendue à tous les états d'isospin faible égal à 1.

La théorie quantique des champs W est une théorie de jauge construite sur un groupe non-abélien l'isospin faible $SU(2)$.

Hypercharge faible

De façon analogue à l'hypercharge (1.61) des interactions fortes, on évalue la charge électrique d'un état en fonction de la troisième composante de son isospin faible T_3 et de son *hypercharge faible* Y par

$$Q = T_3 + Y/2$$

ce qui définit l'hypercharge faible. Elle est égale à -1 pour les leptons et à 2/3 pour les quarks (et aux valeurs opposées pour les antiparticules).

On introduit alors un quantum de champ B^0 qui est couplé universellement à l'état *singulet* d'isospin faible $|\psi_0^0\rangle$ la constante de couplage étant proportionnelle à l'*hypercharge faible* avec une constante sans dimension g' :

$$|B^0\rangle \rightarrow g'|\psi_0^0\rangle \quad .$$

De façon explicite :

$$|B^0\rangle \rightarrow g'[-(|\nu_e\bar{\nu}_e\rangle + |e^-e^+\rangle)/\sqrt{2} + (2/3)(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle)/\sqrt{2} + \dots] \quad (4.43)$$

La théorie quantique du champ B^0 est une théorie de jauge sur un groupe abélien $U(1)$ analogue à l'électrodynamique.

Mécanisme de Glashow–Weinberg–Salam

A ce point, la construction de la théorie électrofaible s'effectue avec les règles suivantes :

- a) On brise la symétrie d'isospin faible en supposant que le Z_0 et le photon sont des combinaisons linéaires de états W^0 et B^0 ;
- b) le photon doit être couplé universellement à la charge électrique ;
- c) le photon a une masse nulle.

Posons par conséquent :

$$\begin{cases} |Z_0\rangle = \cos\theta_W|W^0\rangle - \sin\theta_W|B^0\rangle \\ |\gamma\rangle = \sin\theta_W|W^0\rangle + \sin\theta_W|B^0\rangle \end{cases} \quad (4.44)$$

où θ_W s'appelle l'angle de Weinberg.

La condition (b) est réalisée si

$$\sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (4.45)$$

On vérifie facilement, en se restreignant à l'électron, que

$$|\gamma\rangle \rightarrow -\frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}(|\psi_0^1\rangle - |\psi_0^0\rangle)/\sqrt{2} = -\frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}|e^- e^+\rangle \quad .$$

Cela nous donne de surcroît la relation avec la constante de structure fine

$$\frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = g \sin \theta_W = \sqrt{4\pi\alpha} \quad . \quad (4.46)$$

Pour satisfaire (c), considérons maintenant la matrice des masses carrées dans la base $\{|W^0\rangle, |B^0\rangle\}$

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} M_W^2 & -A \\ -A & M_B^2 \end{pmatrix}$$

où A caractérise la transition $W^0 \rightleftharpoons B^0$ responsable du mélange

Pourquoi les carrés des masses et non les masses elles-mêmes? Cela provient de ce que les bosons, comme le W et le B , satisfont l'équation de Klein-Gordon, énoncée au chapitre (1) équation (1.44), qui fait intervenir les carrés des masses et non les masses elle-mêmes. Brancher une interaction ne change rien à cela. Par contre, pour des fermions, l'équation de Dirac est du premier ordre et c'est directement sur la masse que l'on opère.

La diagonalisation de cette matrice est immédiate. Si l'on veut que la masse du photon soit nulle, alors $A = M_W M_B$ ce qui entraîne

$$m_\gamma = 0, \quad M_{Z_0}^2 = M_W^2 + M_B^2 = \frac{M_W^2}{\cos^2 \theta_W}, \quad \cos \theta_W = \frac{M_W}{M_Z} \quad (4.47)$$

cette dernière relation provient de l'identification des vecteurs propres de \mathcal{M} avec les expressions (4.44).

En rassemblant tous ces résultats, en utilisant la valeur de la constante de structure fine et de la constante de Fermi, on obtient, en fonction de l'angle de Weinberg θ_W

$$M_W c^2 = 38,7 \text{ GeV} / \sin \theta_W^{(7)}, \quad M_{Z_0} = M_W / \cos \theta_W, \quad \cos^2 \theta_W + 4\pi\alpha/g^2 = 1 \quad .$$

A l'origine de la théorie de Glashow, Weinberg et Salam, l'angle de Weinberg était un paramètre inconnu. Il est maintenant mesuré avec précision, on a :

$$\sin^2 \theta_W = 0,2237 \pm 0,0008 \quad ,$$

$$M_W c^2 = 80,33 \pm 0,15 \text{ GeV} \quad , \quad M_{Z_0} c^2 = 91,187 \pm 0,007 \text{ GeV} \quad .$$

Dans la formulation réelle de la théorie de Glashow, Weinberg et Salam, il s'agit de construire une théorie quantique des champs de jauge cohérente sur un groupe non-abélien. Cela ne peut se

⁷Cette valeur est obtenu après la prise en compte de diverses corrections radiatives. Autrement, on obtient $M_W c^2 = 37,3 \text{ GeV} / \sin \theta_W$.

faire que si les 4 états de départ $|W^+\rangle$, $|W^0\rangle$, $|W^-\rangle$ et $|B^0\rangle$ sont tous strictement de masse nulle. Ils acquièrent des masses non-nulles M_W et M_B par un mécanisme de brisure spontanée de symétrie faisant intervenir des *bosons de Higgs*. Que le photon final ait une masse nulle est une conséquence *naturelle* automatique de la théorie, et non une condition imposée comme ci-dessus. Les bosons de Higgs, dernières particules non identifiées du modèle standard, sont responsables de la masse des particules. Ils sont activement recherchés.

Cette théorie unifie les interactions électromagnétiques et les interactions faibles. Elle prévoit l'existence d'une interaction faibles qui ne change pas la charge électrique, transmise par le boson Z_0 .

L'existence du charme prévue par Glashow, Iliopoulos et Maiani

Au moment où se construisait la théorie unifiée électrofaible, on ne connaissait pas les courants neutres, et on ne connaissait que 3 quarks : u , d et le quark étrange s .

C'est dans l'étude des réactions de courants neutres qu'en 1970, Glashow, Iliopoulos et Maiani, construisirent leur mécanisme qui les fit conclure à l'existence du charme plus de quatre ans avant sa découverte.

Sans le charme, rien n'interdit, a priori, au Z_0 de se coupler à un système $(d\bar{s})$ c'est-à-dire au méson K_0 (ou \bar{K}_0). Puisque le Z_0 est couplé à $\mu^+\mu^-$, on devrait donc observer la désintégration $K_0 \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Or les limites supérieures sur le taux de cette réaction sont tellement précises qu'on sait que celle-ci est exclue jusqu'au second ordre de la théorie des perturbations (auquel l'échange de courants chargés W^+ et W^- contribue en principe).

Glashow, Iliopoulos et Maiani montrèrent que l'existence du quark charmé donne une solution naturelle à ce problème.

4.7 Largeur du Z_0 et nombre de neutrinos

Il faut retenir des interactions faibles des quarks par courants neutres les points suivants.

1. Les couplages du Z_0 sont diagonaux : ce boson se couple à $(u\bar{u})$, $(d\bar{d})$, $(s\bar{s})$, mais pas à $(d\bar{s})$ etc.
2. Les constantes de couplage prennent une forme analogue à celle des leptons.
3. La largeur partielle de désintégration du Z_0 en deux fermions $f\bar{f}$ est donnée par

$$\Gamma(Z_0 \rightarrow f\bar{f}) = \frac{g_Z^2 M_Z c^2}{48\pi} (|c_V|^2 + |c_A|^2)$$

4. Les constantes $|c_V|^2$ et $|c_A|^2$ sont telles que l'on a
- pour les neutrinos : $|c_V|^2 + |c_A|^2 = 1/2$
 - pour e, μ, τ : $|c_V|^2 + |c_A|^2 = (4 \sin^4 \theta_W + (2 \sin^2 \theta_W - 1)^2)/2 \sim 1/4$
 - pour u, c, t : $|c_V|^2 + |c_A|^2 = 1/4 + (1/2 - 4/3 \sin^2 \theta_W)^2 \sim 0.29$
 - pour d, s, b : $|c_V|^2 + |c_A|^2 = 1/4 + (1/2 - 2/3 \sin^2 \theta_W)^2 \sim 0.37$
- où θ_W est l'angle de Weinberg.

Cela donne des rapports de branchement de 6% pour chaque espèce de neutrino, de 14% pour les quarks d,s,b, (en tenant compte de la couleur des quarks qui multiplie par 3 la contribution de chaque type de quark).

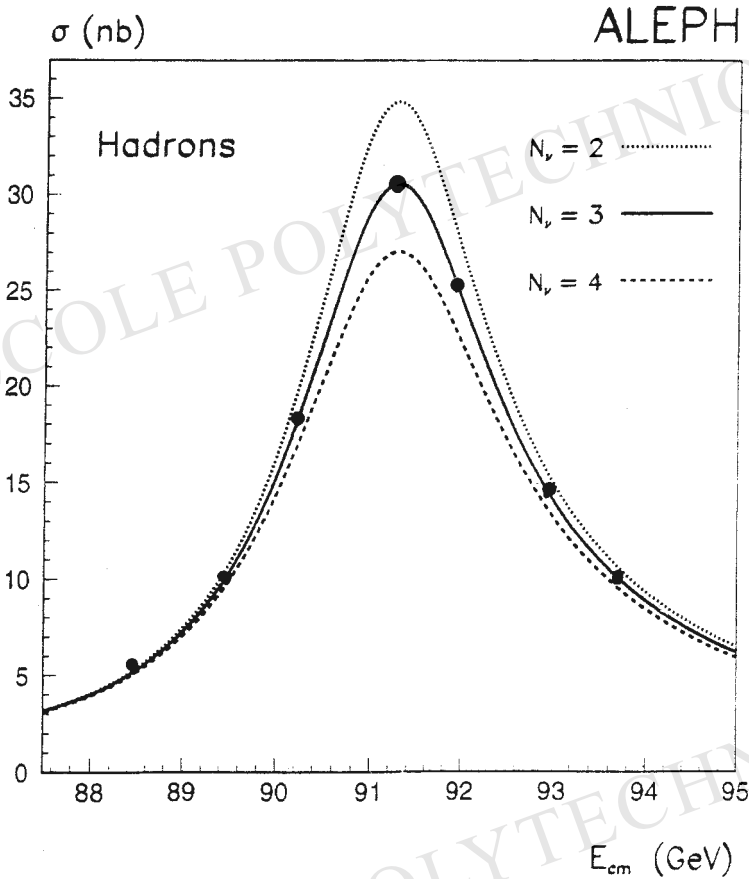


FIG. 4.5: Raie de résonance du Z_0 mesurée par l'expérience Aleph au CERN dans les collisions e^+e^- du LEP. Les trois courbes représentent les prévisions théoriques suivant le nombre de neutrinos. (Document Collaboration Aleph).

Au total, on obtient l'estimation

$$\Gamma_{Z_0} \sim 2,5 \text{ GeV} \quad .$$

On note que l'existence d'un neutrino supplémentaire augmenterait cette valeur de 167 MeV, celle d'une famille supplémentaire l'augmenterait d'un facteur 4/3, celle d'un neutrino et de son lepton, les quarks étant trop lourds, de 264 MeV. D'où un grand intérêt à mesurer avec précision la largeur du Z_0 de façon à compter le nombre de fermions de masse inférieure à M_{Z_0} . La réponse obtenue au CERN avec de plus en plus de précision depuis 1989, est

$$\Gamma_{Z_0} = 2,4963 \pm 0.0032 \text{ GeV} \quad \text{soit} \quad N_\nu = 2,991 \pm 0.016.$$

Autrement dit il y a trois familles de quarks et de leptons et *seulement* trois (neutrinos plus légers que le Z_0 bien entendu).

4.8 Conclusion

A l'origine, les quarks ont été un moyen simple de classer des centaines de hadrons. Cette idée s'est enrichie avec des modèles dynamiques quantitatifs pour la spectroscopie hadronique.

Avec la diffusion inélastique profonde, les jets dans les collisions e+e-, l'explication des moments magnétiques hadroniques, c'est-à-dire par l'intermédiaire des interactions électromagnétiques des quarks, on donne à ceux-ci une réalité physique et on découvre leur élémentarité : ce sont des particules ponctuelles. Puis, grâce aux interactions faibles, on découvre des symétries quarks-leptons étonnantes qui font entrevoir la possibilité d'une unification plus profonde et plus générale des constituants de la matière et de leurs interactions. C'est un des grands espoirs de la physique théorique actuelle de construire une théorie complète et unifiée de toutes les interactions, y compris la gravitation. La théorie des supercordes et la réduction de toutes les théories correspondantes en une seule et unique « Théorie M » constituent un terrain d'activité intense à l'heure actuelle.

5 Bibliographie

1. *Physique subatomique*, A. Rougé, Cours de l'Ecole polytechnique, édition 2000.
2. *Structure of the Nucleus* M.A. Preston et R.K. Bhaduri, Addison-Wesley, 1975.
3. *Nuclear Physics* S.M. Wong, John Wiley, New York, 1998.
4. *Theoretical Nuclear and Subnuclear Physics*, J.D. Walecka, Oxford University Press (1995).
5. *Introduction to Elementary Particles*, D. Griffiths, Harper & Row, New York (1987).

6. *Introduction to nuclear physics* : Harald Enge, Addison-Wesley (1966).
7. *Theoretical Nuclear Physics* J.M. Blatt et V.F. Weisskopf, John Wiley et Sons, New-York (1963).

Radioactivité, applications

Maurice Tubiana fait remarquer que « La radioactivité existe depuis le big-bang qui a marqué l'origine de l'Univers et toutes les espèces vivantes ont vécu dans un bain de radiations dont l'intensité varie notablement d'un point à l'autre du globe ». La radioactivité est donc présente partout, tout est question de dose. Ce qui est nouveau depuis peu est l'existence d'une radioactivité artificielle produite notamment dans les réacteurs nucléaires. Une préoccupation de nos sociétés est l'émergence de nombreuses applications de la radioactivité et un meilleur contrôle de ses effets sur les organismes vivants et sur l'environnement¹.

L'utilisation de la radioactivité représente à l'heure actuelle une activité industrielle importante. Il existe en France de nombreuses installations, ateliers, laboratoires de recherches, bureaux d'études travaillant sur le sujet.

1 Généralités

Tous les noyaux ne sont pas stables, même s'ils sont liés. De fait, la majorité sont instables et se désintègrent. L'ensemble de ces désintégrations constitue la radioactivité.

Soit τ la durée de vie, la *période* T est définie par $T = \tau \log 2$; c'est le temps au bout duquel la probabilité que le noyau se soit désintégré est égale à $1/2$. (La tradition des physiciens nucléaires est de travailler en termes de demi-vie, ou *période*, celle des physiciens des particules en termes de vie moyenne. les deux diffèrent d'un facteur

¹On trouvera un exposé sur la radioactivité et notamment ses applications médicales dans *La Radioactivité et ses applications*, M.Tubiana et R. Dautray, Presses Universitaires de France, Collection Que sais-je? No 33 (1996).

ln 2. On trouvera certainement dans ce texte des confusions à ce sujet qu'il est facile de rectifier.)

L'activité d'un échantillon radioactif contenant N particules est le produit

$$A = N\lambda = N/\tau \quad (5.1)$$

elle se mesure assez facilement (ce sont des coups par seconde dans un compteur). Si on connaît A et τ (dont la mesure est faite une fois pour toutes par ailleurs), on en déduit la concentration N de produit radioactif dans l'échantillon. Les activités se mesurent en Becquerel : 1 Bq = 1 coup/s (ancienne unité le Curie : 1 Curie = $3,7 \cdot 10^{10}$ Bq).

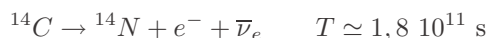
Suivant la nature des particules émises, particules α , électrons ou positrons, ou photons γ , on distingue les trois types de radioactivité α, β et γ que nous avons décrites précédemment. Leurs manifestations sont résumées sur le tableau (5.1).

Particule émise	Notation	ΔZ	ΔN	ΔA	Spectre des particules émises	Remarques
Photon	γ	0	0	0	discret	
Electron (e^-)	β^-	+1	-1	0	continu	$+\bar{\nu}$
Positron (e^+)	β^+	-1	+1	0	continu	$+\nu$
Expulsion d'un électron K (par le photon d'une désintégration γ)	conversion interne	0	0	0	discret	Accompagné de X atomiques (effet Auger)
Capture d'un électron K (par interaction faible)	β^- inverse	-1	+1	0	continu	$+\nu_e$; Accompagné de X atomiques (effet Auger)
${}^4\text{He}^{++}$	α	-2	-2	-4	discret	$A > 210$
Fission	$A_1 + A_2$				continu	$A > 230$

Tableau 5.1 : Les caractères des phénomènes de radioactivité.

A la fin des années 1930, on distinguait deux classes de radioactivité :

- la radioactivité naturelle (celle des éléments naturels) comme



- la radioactivité artificielle, provenant de noyaux fabriqués en laboratoire (découverte par F. et I. Joliot-Curie) comme



Le phosphore 30 ainsi fabriqué n'existait pas dans la nature. Les conditions d'existence d'un élément sur terre étant très particulières, et la technologie nucléaire ayant fait apparaître dans l'environnement quantité d'isotopes radioactifs nouveaux, il n'y a plus lieu de faire la distinction.

2 Effets des rayonnements ionisants

Nous examinons d'abord les effets du passage de produits de la radioactivité dans la matière.

2.1 Perte d'énergie d'une particule ionisée passant dans la matière

Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu matériel, elle perd progressivement son énergie en la transférant aux électrons des atomes du milieu.

Cette perte d'énergie peut être calculée en étudiant les modifications apportées à l'état d'un atome par le passage d'une particule chargée dans son voisinage. Le potentiel électrique créé par la particule est une perturbation dépendant du temps dans l'hamiltonien atomique.

Pour simplifier, on considère le cas d'un atome à un électron externe. L'ensemble du noyau et du cœur des électrons internes est traité comme une particule de charge $+q$ (q charge élémentaire), particule supposée infiniment lourde, donc fixe. On suppose également que la particule incidente, de charge Z_1q , est très massive (ion lourd), non relativiste, mais que cependant son énergie (ou sa vitesse) est suffisamment grande pour qu'en bonne approximation son mouvement soit rectiligne uniforme, de vitesse v constante, si elle interagit avec un seul atome.

On se place dans le plan (xOy) défini par la trajectoire de la particule et le centre de gravité de l'atome que l'on prend comme origine des coordonnées ainsi qu'il est indiqué sur la figure 1.

Soit $\mathbf{R}(t)$ la position de la particule à l'instant t , $\mathbf{r} = \{x, y, z\}$ les coordonnées de l'électron de l'atome, et b la distance entre la trajectoire de la particule et l'atome (paramètre d'impact), les notations sont définies sur la figure 1.

L'instant $t = 0$ est défini comme celui où la particule passe au point R_0 de coordonnées ($x = b, y = 0$). On pose comme d'habitude $e^2 = q^2/4\pi\epsilon_0$.

On note E_n et $|n\rangle$ les valeurs propres et états propres du hamiltonien de l'atome en l'absence de perturbation.

1. Le potentiel perturbateur $\hat{V}(t)$ auquel est soumis l'électron par le passage de la particule chargée est

$$\hat{V}(t) = \frac{-Z_1 e^2}{|\mathbf{R}(t) - \mathbf{r}|} .$$

On a $\mathbf{R}(t) = (b, vt, 0)$. On suppose que le paramètre d'impact b est beaucoup plus grand que les distances atomiques typiques $b \gg \langle r \rangle$.

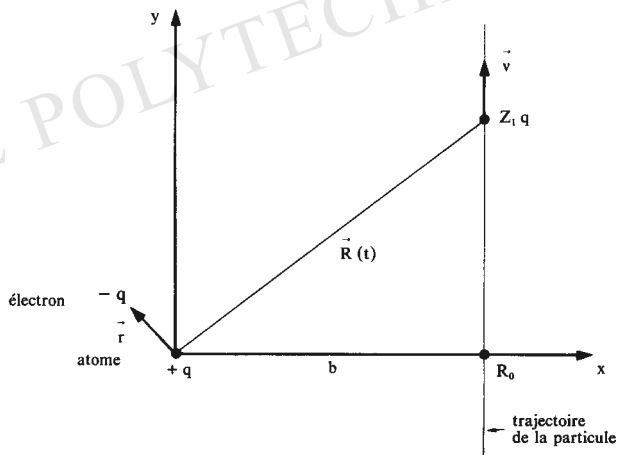


FIG. 5.1 : Schéma du passage d'une particule chargée au voisinage d'un atome.

Pour $|\mathbf{R}| \gg |\mathbf{r}|$, $|\mathbf{R} - \mathbf{r}| \sim R(1 - \mathbf{r} \cdot \mathbf{R}/R^2)$ et l'on obtient au premier ordre

$$\hat{V}(t) \sim -\frac{Z_1 e^2}{R(t)} \left(1 + \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{R}(t)}{R(t)^2} \right) .$$

Soit en fonction des observables position de l'électron,

$$\hat{V}(t) \simeq -\frac{Z_1 e^2}{\sqrt{b^2 + v^2 t^2}} \left(1 + \frac{\hat{x}b + \hat{y}vt}{(b^2 + v^2 t^2)} \right) .$$

2. A l'instant initial $t = -\infty$, l'atome se trouve dans l'état $|i\rangle$ d'énergie E_i . Au premier ordre des perturbations, l'amplitude de probabilité γ_f de le trouver dans l'état $|f\rangle$ d'énergie E_f après le passage de la particule ($t = +\infty$: instant final) est

$$\gamma_{if} = \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega_{fi}t} \langle f | \hat{V}(t) | i \rangle dt .$$

En reportant l'expression trouvée précédemment pour $\hat{V}(t)$ le premier terme ne contribue pas puisque $|f\rangle$ et $|i\rangle$ sont orthogonaux, d'où

$$\gamma_{if} = -\frac{Z_1 e^2}{i\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{i\omega_{fi}t}}{(b^2 + v^2 t^2)^{3/2}} [b \langle f | \hat{x} | i \rangle + vt \langle f | \hat{y} | i \rangle] dt .$$

3. Le calcul exact de γ_{if} fait intervenir une fonction de Bessel $K_0(z)$. On a

$$\int_0^\infty \frac{\cos(\omega t)}{\sqrt{\beta^2 + t^2}} dt = K_0(\omega\beta) \quad \text{et} \quad \int_0^\infty \frac{t \sin(\omega t)}{(\beta^2 + t^2)^{3/2}} dt = \omega K_0(\omega\beta) \quad , \text{et}$$

$$\int_0^\infty \frac{\cos \omega t \, dt}{(\beta^2 + t^2)^{3/2}} = -\frac{1}{\beta} \frac{1}{d\beta} K_0(\omega\beta) = -\frac{\omega}{\beta} K_0'(\omega\beta).$$

Seuls nous intéressent les comportements asymptotiques : $K_0(z) \sim \log z$ pour $z \ll 1$ et $K_0(z) \sim \sqrt{(2\pi/z)} \exp(-z)$ pour $z \rightarrow \infty$.

La probabilité $P_{if} = |\gamma_{if}|^2$ est grande lorsque K_0 et K_0' le sont, soit pour $\omega_{fi}b/v \ll 1$. Dans cette limite $K_0(z) \sim \log z$, $K_0'(z) \sim -1/z$ d'où

$$\gamma_{if} \sim -\frac{Z_1 e^2}{i\hbar} \frac{2}{bv} \left[\langle f|\hat{x}|i\rangle - \langle f|\hat{y}|i\rangle \frac{\omega_{fi}b}{v} \log\left(\omega_{fi} \frac{b}{v}\right) \right].$$

Puisque $|\langle f|\hat{x}|i\rangle| \simeq |\langle f|\hat{y}|i\rangle|$, on néglige le second terme ($x \log x \ll 1$ pour $x \ll 1$) d'où :

$$P_{if} = |\gamma_{if}|^2 \simeq \frac{4Z_1^2 e^4}{\hbar^2 b^2 v^2} |\langle f|\hat{x}|i\rangle|^2 \quad \text{pour } \omega_{fi} \frac{b}{v} \ll 1.$$

4. Le temps $\tau = b/v$ mesure le temps caractéristique pendant lequel l'interaction est importante : pour $t \gg \tau$ l'interaction est négligeable.

La condition $\omega_{fi}\tau \ll 1$ ou $\tau \ll 1/\omega_{fi}$ signifie que ce temps τ doit être beaucoup plus faible que la période de Bohr ($\sim \frac{1}{\omega_{fi}}$) de l'atome. Que l'importance de la transition soit déterminé par ce *temps* effectif (plus l'interaction est rapide plus la probabilité est grande) se comprend bien. La perturbation $\hat{V}(t)$ doit avoir une composante de Fourier importante à $\omega = \omega_{fi}$ pour que la probabilité P_{if} soit grande. Plus cette perturbation est brève plus sa transformée de Fourier est étalée en fréquence et « atteint » donc la fréquence de Bohr ω_{fi} . A la limite, lorsque la perturbation est infiniment lente, la probabilité de transition avec changement d'énergie (c'est-à-dire $\omega_{fi} \neq 0$) tend vers zéro, l'atome n'est pas excité.

Dans les intégrales ci-dessus, seules contribuent appréciablement les valeurs de t pas trop grandes devant τ (par exemple $|t| \ll 10\tau$). Si $\omega_{fi}\tau \ll 1$ on peut donc en bonne approximation remplacer $e^{i\omega_{fi}t}$ par 1 dans ces intégrales. La seconde est nulle pour des raisons de symétrie, la première s'évalue immédiatement par le changement de variable $\text{tg}\theta = tv/b$ pour donner le résultat voulu.

5. Lorsque le hamiltonien non perturbé \hat{H}_0 de l'atome est de la forme

$$\hat{H}_0 = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m_e} + V(\mathbf{r}),$$

ce que nous supposons ici, on démontre (voir ci-dessous) la règle de somme de Thomas-Reiche-Kuhn :

$$\forall i : \frac{2m_e}{\hbar^2} \sum_f (E_f - E_i) |\langle f|\hat{x}|i\rangle|^2 = 1.$$

En utilisant cette formule, on calcule l'énergie δE perdue en moyenne par la particule incidente lors de son interaction avec un atome :

$$\delta E = \sum_f (E_f - E_i) P_{if},$$

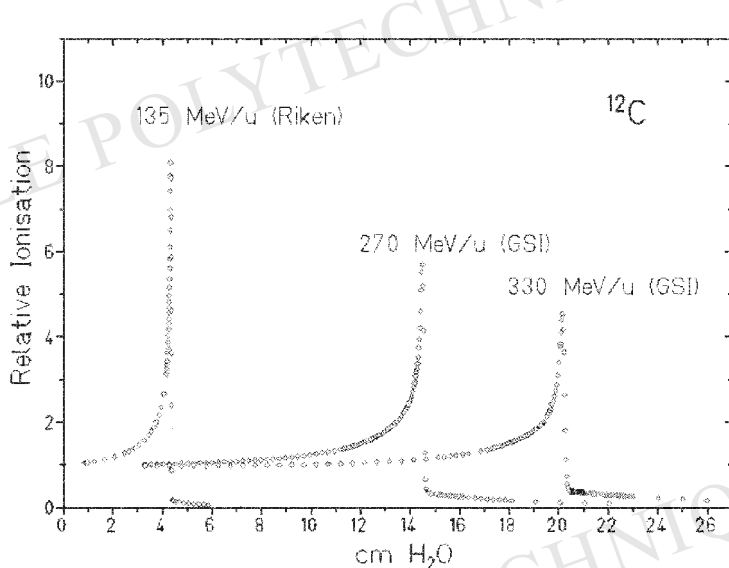


FIG. 5.2: Perte d'énergie d'ions de carbone ^{12}C de diverses énergies incidentes en fonction de la distance parcourue. Document provenant de « Heavy Ion Therapy at GSI », Darmstadt, <<http://www.gsi.de>>.

soit

$$\delta E = \frac{4Z_1^2 e^4}{\hbar^2 b^2 v^2} \sum_f (E_f - E_i) |\langle f | \hat{x} | i \rangle|^2 .$$

En utilisant la règle de somme de Thomas-Reiche-Kuhn, on obtient donc :

$$\delta E = \frac{2Z_1^2 e^4}{m_e b^2 v^2} \quad (m_e \text{ masse de l'électron}) .$$

Si M est la masse de la particule (supposée non-relativiste) son énergie cinétique est $E = Mv^2/2$, d'où :

$$E\delta E = \frac{MZ_1^2 e^4}{m_e b^2} ,$$

le produit $E\delta E$ ne dépend pas de l'énergie de la particule incidente, il est proportionnel à la masse de cette particule et au carré de sa charge électrique.

6. Règle de somme de Thomas-Reiche-Kuhn

La règle de somme de Thomas-Reiche-Kuhn se démontre de la façon suivante.

- (a) Partant de la relation de commutation $[\hat{X}, \hat{H}] = (i\hbar/m)\hat{P}$, on calcule les éléments de matrice

$$(i\hbar/m)\langle f | \hat{P} | i \rangle = \langle f | \hat{X}\hat{H} - \hat{H}\hat{X} | i \rangle = (E_i - E_f)\langle f | \hat{X} | i \rangle .$$

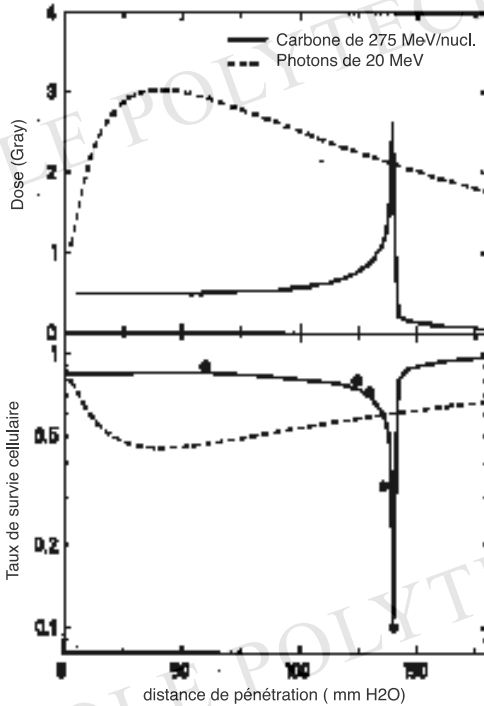


FIG. 5.3 : Perte d'énergie d'ions (en haut) et taux de survie des cellules (en bas) en fonctions de la profondeur. La courbe tiretée correspond aux mêmes quantités pour des photons γ . On voit l'extrême avantage médical de l'utilisation de faisceaux d'ions lourds. Document provenant de « Heavy ion therapy at GSI », Darmstadt, <<http://www.gsi.de>>.

On obtient donc

$$\langle f | \hat{P} | i \rangle = (m/i\hbar)(E_i - E_f) \langle f | \hat{X} | i \rangle, \quad ; \text{ et } ; \langle i | \hat{P} | f \rangle = (m/i\hbar)(E_f - E_i) \langle i | \hat{X} | f \rangle .$$

- (b) Partant de la relation de commutation $[\hat{P}, \hat{X}] = \hbar/i$, on calcule la valeur moyenne de cette expression en utilisant la relation de fermeture et le résultat précédent :

$$\hbar/i = \langle i | \hat{P} \hat{X} - \hat{X} \hat{P} | i \rangle \quad ,$$

$$\begin{aligned} \frac{\hbar}{i} &= \sum_f \{ \langle i | \hat{P} | f \rangle \langle f | \hat{X} | i \rangle - \langle i | \hat{X} | f \rangle \langle f | \hat{P} | i \rangle \} \\ &= \sum_f \left\{ \frac{m}{i\hbar} (E_f - E_i) |\langle f | \hat{X} | i \rangle|^2 + \frac{m}{i\hbar} (E_f - E_i) |\langle f | \hat{X} | i \rangle|^2 \right\} \\ &= \frac{2m}{i\hbar} \sum_f (E_f - E_i) |\langle f | \hat{X} | i \rangle|^2 . \end{aligned}$$

On obtient bien $(2m/\hbar^2) \sum_f (E_f - E_i) |\langle f | \hat{X} | i \rangle|^2 = 1$.

7. Utilisation expérimentale.

Supposons que les particules incidentes sont des noyaux d'atomes *complètement*

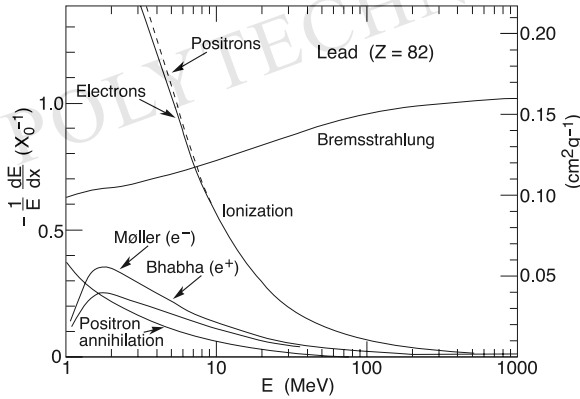


FIG. 5.4: Perte d'énergie d'électrons et de positrons dans le plomb en fonction de l'énergie incidente. On voit que la perte par ionisation domine à basse énergie. La perte par bremsstrahlung devient prédominante au dessus de 10 MeV. Document provenant de D.E. Groom et al. (Particle data group) *European Physics Journal*, C15 (2000) p. 1.

ionisés : $Z_1 = Z$ (Z : numéro atomique), dont la masse est en bonne approximation proportionnelle au nombre de masse A . Le passage de ces ions dans la matière (interaction avec un grand nombre d'atomes) implique une moyenne sur le paramètre d'impact b du résultat précédent qui prend alors la forme

$$E\delta E = k Z^2 A$$

où k est une constante qui dépend de la nature du matériau traversé.

Ce résultat est à la base de l'utilisation des détecteurs à semi-conducteurs pour l'identification de noyaux produits dans des réactions nucléaires. La mesure de E et de δE permet de déterminer Z et A , donc d'identifier les noyaux.

2.2 Pouvoir de ralentissement

Si \mathcal{N} est le nombre volumique d'électrons, l'énergie cédée aux atomes situés à une distance $b \pm db/2$ et dans une tranche dy le long de l'axe y de la figure (5.1) est

$$-dE(b) = \frac{4\pi Z^2 e^4 \mathcal{N}}{m_e v^2} \frac{db}{b} dy$$

Soit une perte d'énergie par unité de longueur

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4 \mathcal{N}}{m_e v^2} \ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right)$$

où nous devons déterminer b_{max} et b_{min} (pour suivre la nomenclature usuelle des livres, nous appelons maintenant x la variable qui s'appellait y précédemment).

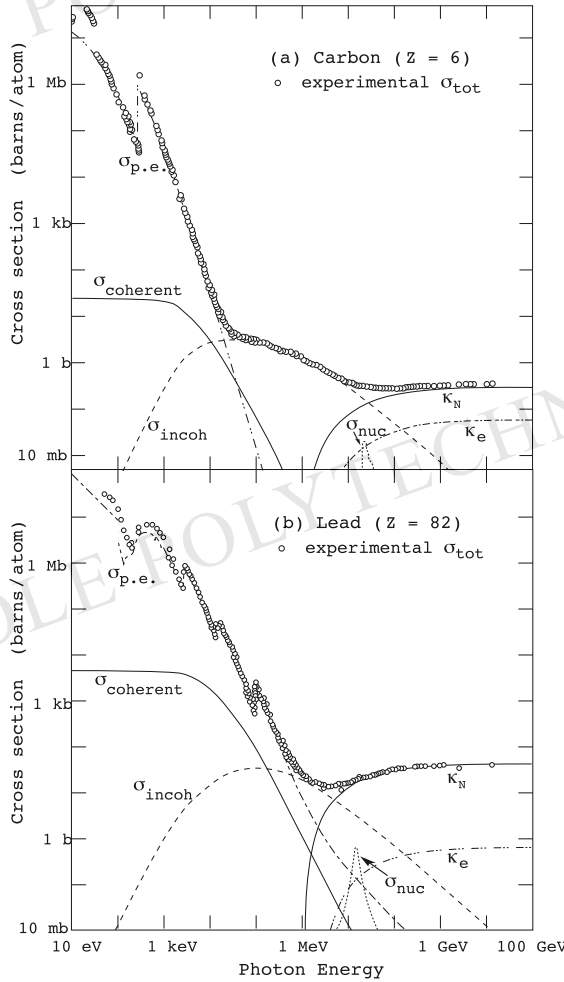


FIG. 5.5: Sections efficaces totales de photons sur le Carbone et sur le Plomb. On voit la contribution des divers processus : $\sigma_{\text{p.e.}}$ effet photoélectrique atomique, σ_{coherent} diffusion Rayleigh, $\sigma_{\text{incoherent}}$ diffusion Compton, κ_N production de paires dans le champ nucléaire, κ_e production de paires dans le champ électronique, σ_{nuc} absorption photo-nucléaire. Document provenant de D.E. Groom et al. (Particle data group) European Physics Journal, C15 (2000) p. 1.

1. La limite b_{max} provient de ce que le temps d'interaction, comme nous l'avons dit, doit être d'une durée comparable ou plus courte que la fréquence de Bohr de l'atome. Pour des particules relativistes, il faut, cependant tenir compte de ce que l'impulsion du champ électrique est piquée transversalement².
2. La limite b_{min} provient tout simplement, dans le cas non-relativiste, de ce que l'énergie transférée à l'électron ne peut excéder l'énergie cinétique $Mv^2/2$ de la particule incidente. Il faut bien entendu raffiner cet argument pour l'étendre au cas relativiste.

Prenant tout en compte, on aboutit à la formule suivante, due à Hans Bethe et Felix Bloch :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi K^2 Z^2 e^4 \mathcal{N}}{m_e c^2 \beta^2} \left(\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right)$$

où $\beta = v/c$, K est une constante, \mathcal{N} est le nombre volumique d'atomes dans le milieu et I l'énergie moyenne d'excitation du milieu ($I \sim 11,5$ eV).

Il est particulièrement intéressant d'examiner le cas de protons ou d'ions plus lourds. La figure (5.2) montre l'énergie déposée dans le milieu en fonction de la distance parcourue. On voit que pratiquement *toute* l'énergie est déposée dans un endroit très localisé au voisinage du point d'arrêt des ions, ce qui provient du facteur $1/\beta^2$ dans l'expression ci-dessus.

La figure (5) permet de comparer l'effet de faisceaux d'ions et celui de photons γ . On voit le grand avantage, du point de vue médical, de l'utilisation de faisceaux d'ions lourds pour soigner avec précision des lésions ou tumeurs.

2.3 Electrons

A basse énergie, les électrons suivent une loi voisine de la précédente. Une différence importante est qu'on ne peut évidemment pas considérer leur trajectoire comme rectiligne et de vitesse constante. Les trajectoires sont des lignes brisées et les parcours individuels ne sont plus distribués symétriquement autour du parcours le plus probable.

A plus haute énergie, un processus important se rajoute et prédomine rapidement, le bremsstrahlung ou rayonnement de freinage. Accéléré par le champ électrique d'un noyau, l'électron peut émettre un photon.

Les importances relatives des deux processus, et les données correspondantes pour des positrons, qui peuvent également s'annihiler, sont représentées sur la figure (5.4).

²Voir A. Rougé « Relativité ».

2.4 Photons

Les photons interagissent de diverses façons.

1. Par effet Compton, ou par effet photoélectrique, un photon peut directement ioniser un atome.
2. Par interaction avec le champ électrique d'un noyau, un photon suffisamment énergétique (d'énergie supérieure à $2 \times 0,511$ eV) peut produire une *paire* électron-positron. Le positron s'annihile avec un électron du milieu, produisant deux photons, tandis que l'électron subit le destin évoqué ci-dessus.

Les diverses contributions à la section efficace totale des photons sur le Carbone et sur le plomb sont montrées sur la figure (5.5).

Gerbes électromagnétiques

On voit que le passage dans la matière des photons et des électrons est intimement lié, les photons créant des électrons par collisions directes ou par production de paires, les électrons créant des photons par bremsstrahlung. Au fur et à mesure que l'énergie se dissipe, il se crée une gerbe électromagnétique de photons et d'électrons.

3 Comment doser la radioactivité ?

1. Unité de radioactivité

L'unité de radioactivité est le Becquerel, qui vaut une désintégration par seconde. L'ancienne unité, le Curie, valait $3,7 \cdot 10^{10}$ Bq.

2. Unité de dose

Un Gray (Gy) correspond à une dose absorbée de 1 Joule par kg. L'ancienne unité, le Rad était cent fois plus petite.

3. Unité de dose équivalente

Cette notion est utilisée pour mieux percevoir les dommages biologiques comme on le verra en section (5). L'unité est le Sievert (Sv). La dose équivalente en Sv est égale à la dose en Gray multipliée par un facteur de danger w_R qui rend compte du risque à long terme lors d'expositions chroniques à faible dose de chacun des types de radiation mentionné dans le tableau 5.2. Les risques concernent principalement l'apparition de cancers ou de leucémies.

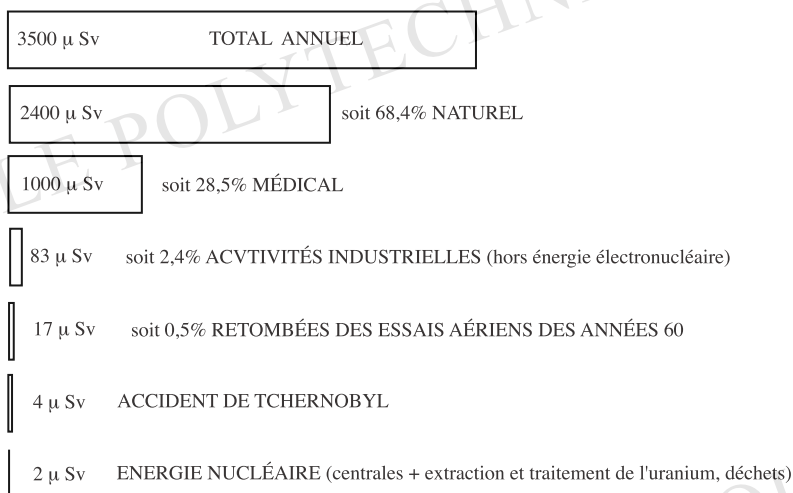


FIG. 5.6 : Doses annuelles reçues classées en fonction de l'origine des rayonnements.

Rayonnement	w_r
Rayons X et γ , toute énergie	1
Electrons et muons, toute énergie	1
Neutrons, $E < 10$ keV	5
Neutrons, $10 < E < 100$ keV	10
Neutrons, 100 keV $< E < 2$ MeV	20
Neutrons, $2 < E < 20$ MeV	10
Neutrons, $E > 20$ MeV	5
Protons, $E > 20$ MeV	5
Particules α , fragments de fission, noyaux lourds	20

Tableau 5.2 : Facteur de danger des divers rayonnements

4. Dose naturelle annuelle

La dose annuelle reçue varie selon les régions de 0,4 à 4 mSv. Elle peut monter jusqu'à quelques dizaines de mSv (zones granitiques comme la Bretagne, Hauts plateaux). La dose annuelle provenant de la respiration du Radon dans les appartements d'immeubles collectifs est de l'ordre de 2 mSv s'ils sont correctement ventilés. Cette dose peut monter d'un ordre de grandeur si l'appartement est peu ventilé. Les rayons cosmiques nous apportent 0,3 mSv/an au niveau de la mer et 40 mSv/an à 12000 m d'altitude (voyages en avion).

La figure (5.6) montre la contribution de diverses sources de rayonnements à la dose moyenne reçue annuellement par tout un chacun (en l'absence d'un événement nucléaire local).

5. Recommandations en matière d'irradiation

La recommandation pour les travailleurs soumis à la radioactivité et soumis à un suivi médical adapté et régulier est que la dose équivalente absorbée par un

travailleur doit être inférieure à 20mSv par an moyennée sur chaque période de 5 ans avec un maximum de 50mSv sur une année. Pour le public, la dose absorbée doit être inférieure à 5mSv par an en plus de la dose naturelle et des doses médicales éventuelles.

6. Dose létale

La dose létale définie comme 50 % de risque de mortalité en 30 jours est de 3 Sv si elle est absorbée en peu de temps et de manière uniforme. C'est la moelle épinière qui pilote ce risque.

7. La radiotoxicité

C'est cette grandeur qui semble s'imposer à l'heure actuelle pour évaluer la toxicité des déchets nucléaires. On suppose l'ingestion ou l'inhalation d'un radionucléide (ce qui correspond à une répartition à peu près uniforme de l'irradiation du corps). Si A est l'activité de l'échantillon du radionucléide absorbé en Bq. La radiotoxicité en Sv $R(Sv) = Fd(Sv/Bq)A(Bq)$ exprime un nombre de Sv que l'organisme (les tissus sensibles) va recevoir. $Fd(Sv/Bq)$ est le facteur de dose du radionucléide. Il tient compte à la fois de la nature et de l'énergie des rayonnements émis (dose équivalente) mais aussi du métabolisme (temps de résidence dans l'organisme, durée de vie du radioélément) et des tissus touchés. Les facteurs qui ne sont pas pris en compte sont notamment :

- les risques d'absorption du radioélément ; la faculté à être introduit dans la chaîne alimentaire,
- la protection par l'absorption d'isotopes non radioactifs (cas de l'Iode),
- la méconnaissance des effets liés aux faibles doses : y a-t-il un seuil en dessous duquel les mécanismes de réparation des dommages sont efficaces au niveau biologique et au dessus duquel l'organisme ne peut plus suivre ?

4 Applications de la radioactivité dans le domaine civil

4.1 Domaine agro-alimentaire

1. Ionisation des produits alimentaires

Elle consiste à exposer des denrées alimentaires à des rayonnements ionisants pour détruire les insectes et micro-organismes et retarder la détérioration sans nuire à la comestibilité. Cette technique engendre une perte du pouvoir germinatif : on traite ainsi des végétaux, tels que aulx, oignons, pommes de terre, fruits et légumes secs.

Le traitement est simple et entraîne une moindre altération des principes nutritifs comparativement à des traitements classiques de conservation (stérilisation et traitement chimique). Cette méthode présente d'autres avantages : efficacité, non toxicité et faible coût de revient. (On sait en outre que l'ionisation a pour effet d'attendrir les viandes. Elle favorise la formation de cathepsines, enzymes

activant l'autolyse des protéines intracellulaires.) Reconnue officiellement sans danger pour la santé depuis plus de dix ans, cette technique est actuellement en plein développement.

2. Amélioration des cultures

L'exposition aux rayons gamma des gènes de certaines plantes (blé, orge, riz, canne à sucre, coton ...) permet de leur conférer des propriétés nouvelles : meilleures résistances à la maladie, à la chaleur, à l'hiver et aux intempéries adaptation aux sols défavorables, maturation plus précoce ou tardive, amélioration des rendements.

La radiomutagenèse connue depuis de quarante ans, est ainsi utilisée en Europe et en URSS pour la culture du blé, aux Etats-Unis pour celles de l'orge, des haricots et du pamplemousse, au Pakistan pour celle du riz, en Inde pour celles du coton et de la canne à sucre, etc.

3. Lutte contre les insectes

La méthode consiste à exposer des insectes mâles élevés en laboratoire à des doses de rayonnements suffisantes pour les rendre stériles, et à les relâcher en grand nombre dans les zones concernées. Les femelles qui s'accouplent à ces mâles n'ont pas de descendance et la population de insectes nuisibles diminue progressivement. Cette méthode présente l'avantage d'être non polluante, contrairement aux insecticides. Elle a été utilisée avec succès au Japon contre la mouche du melon, au Mexique, au Pérou et en Egypte contre la mouche des fruits, et en Haute-Volta, en Tanzanie et au Nigéria contre la mouche Tsé-Tsé.

4.2 Domaine industriel

1. La gammagraphie

Les rayons X notamment utilisés pour la radiographie du corps humain ou de matériaux peu denses, ne sont pas assez pénétrants pour permettre l'exploration des matériaux denses ou épais : on utilise dans ce cas les rayons gamma.

Orientés vers une pièce métallique elle-même placée devant un film photographique, les rayons gamma impressionnent la pellicule et révèlent la structure interne et les éventuels défauts de la pièce à contrôler. La gammagraphie est utilisée pour la vérification des soudures et le contrôle de l'usure des métaux.

2. Les traceurs radioactifs

L'introduction d'un radioélément dans un produit permet de suivre ses déplacements. Grâce au rayonnement émis, les traceurs permettent par exemple, l'étude du déplacement des produits dans les circuits d'usines chimiques, la détection de fuites sur des barrages ou des canalisations enterrées. Cette technique est utilisée notamment pour la surveillance des oléoducs.

Dès sa découverte, la radioactivité artificielle a permis le développement de la *médecine nucléaire*, en particulier grâce à la fabrication de *traceurs*. On peut fabriquer des noyaux ayant les propriétés chimiques données (pour qu'ils se fixent dans des organes ou dans des fonctions biologiques données), et ayant des

durées de vie ni trop brèves (mesurabilité), ni trop longues (danger d'irradiation trop importante du patient). Ainsi le fer radioactif permet de suivre les étapes de l'hémoglobine (sang, moelle osseuse, globules) ; l'iode est utilisé pour l'étude de la glande thyroïde ; les gaz rares (Xénon, Krypton) en pneumologie ; le phosphore pour le métabolisme, etc.

3. Les détecteurs d'incendie

Une source radioactive (americium 241) entretient l'ionisation de l'air, qui est modifiée par l'arrivée de particules de fumée. Cette modification suffit à déclencher un signal d'alerte. Ces détecteurs, sensibles à de très petites quantités de fumée, sont largement utilisés dans les magasins, les usines, les bureaux .

4. Les batteries nucléaires

L'utilisation de sources radioactives telles que le plutonium 238, le cobalt 60 et le strontium 90 permet de construire des batteries de plusieurs centaines de watts. La chaleur produite par la radioactivité est convertie en électricité. Ces batteries, montées dans les satellites et les stations météorologiques isolées peuvent fonctionner sans entretien pendant plusieurs années. (Le satellite américain Voyager, lancé en 1977 et alimenté par 3 générateurs au plutonium 238 a atteint Neptune en août 1989.)

4.3 Conservation du patrimoine artistique et culturel

L'exposition aux rayonnements gamma d'œuvres d'art et de documents archéologiques permet de détruire les insectes, moisissures et microorganismes qui s'y trouvent et leur assure une parfaite stérilité. Cette technique a notamment été utilisée pour le traitement de la momie de Ramsès II en 1977 à Saclay.

L'imprégnation d'objets altérés en bois ou en pierre par une résine polymérisable sous irradiation gamma est la base du procédé « Nucleart ». Il permet aussi les traitements des bois gorgés d'eau (telles que les pirogues retrouvées à Bercy en 1992) qui constituent l'activité principale de l'Atelier régional de conservation ARC-Nucleart situé au Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble (CEN.G).

4.4 La datation

1. Le carbone 14 (radioactif) est produit de façon continue dans l'atmosphère. Les organismes animaux et végétaux le fixent. Lorsqu'ils meurent, la fixation cesse et le carbone 14 assimilé se désintègre avec une période de 5 730 ans. La quantité de carbone 14 présent dans un objet permet donc de dater celui-ci. On applique généralement cette méthode à des objets dont l'âge est compris entre 5 000 et 20 000 ans. La datation au carbone 14 est utilisée en archéologie, en anthropologie et en zoologie.

On en voit les possibilités et limites sur la figure (5.7).

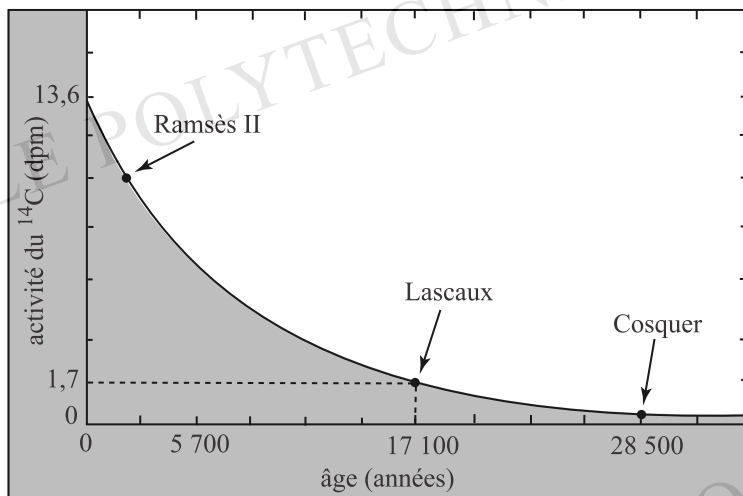


FIG. 5.7 : Datation par carbone 14.

Dans 1 g de carbone atmosphérique l'activité du ^{14}C est de 14 désintégrations par minute. Si le linceul d'une momie présente 9,8 désintégrations par minute et par gramme de carbone, son âge est $t = -(1/\lambda) \log(9,8/14) = 2\,860$ années. Autre exemple : un échantillon de bois d'un habitat préhistorique a une activité égale à $0,150 \pm 0,001$ fois l'activité d'un échantillon récent du même bois. L'âge de l'habitat est de $t = 15\,800$ années.

- Des considérations semblables permettent d'estimer l'âge des roches et de dater la nucléosynthèse des éléments. Par exemple, dans un minerai d'uranium 238, le plomb 206 stable provient d'une chaîne radioactive dont le parent est ^{238}U de période $T \sim 4,5 \cdot 10^9$ années. Les produits intermédiaires ont des périodes T_n très petites devant T , de sorte qu'on peut négliger les corrections apportées par leurs décroissances propres. Si l'analyse donne le rapport : $n = {}^{206}\text{Pb}/{}^{238}\text{U} = 0,72$, l'âge du filon est de : $t = (T/\log 2) \log(n+1) = 3,52 \cdot 10^9$ années. (On a supposé qu'à l'origine, il n'y avait pas de ${}^{206}\text{Pb}$ dans l' ${}^{238}\text{U}$).
- Pour l'âge de la nucléosynthèse, considérons deux isotopes de l'uranium dans un même minerai et le rapport de leurs abondances $n = {}^{235}\text{U}/{}^{238}\text{U} = 0,00714 \pm 0,00008$. Ce nombre est le même pour tous les échantillons d'uranium, sauf dans le gisement d'Oklo, au Gabon, où un réacteur naturel a fonctionné dans des temps préhistoriques. En supposant que les deux isotopes, de masse voisine, ont été initialement formés en quantités égales, et compte-tenu des périodes $T(235) = 7,07 \cdot 10^8$ années, $T(238) = 4,5 \cdot 10^9$ années, l'âge de leur nucléosynthèse vérifie $n = e^{-(\lambda_{235} - \lambda_{238})t}$ soit : $t \sim 6 \cdot 10^9$ années. Pour comparaison, l'âge de la terre est sensiblement inférieur ($4,7 \cdot 10^9$ ans).
- Un des problèmes importants de l'astrophysique est de dresser une cartographie spatio-temporelle de l'univers. Les explosions de supernovae de type I, véritables

bombes thermonucléaires cosmiques fournissent des repères particulièrement intéressants. Dans ces explosions, toutes d'une puissance voisine, est produit, par fusion thermonucléaire de deux noyaux de silicium, du nickel radioactif, qui se désintègre en 120 jours en cobalt radioactif, puis en fer. L'évolution temporelle de la luminosité de ces événements est d'une universalité remarquable : c'est un pur phénomène de radioactivité. La mesure de cette luminosité sur Terre permet de déterminer la distance de l'objet, le déplacement Doppler détermine sa vitesse. C'est là une méthode de choix pour évaluer la constante de Hubble qui caractérise le taux d'expansion de l'univers.

4.5 Etudes relatives à l'évolution du climat et de l'environnement

A l'échelle planétaire, le développement des activités agricoles et industrielles conduit à une modification de la composition chimique de l'atmosphère, des océans, des écosystèmes continentaux et marins. L'étude des isotopes présents dans l'environnement contribue à mieux connaître la paléoclimatologie (climats du passé), la paléo-océanographie, le cycle du carbone, l'hydrothermalisme sous-marin (datation des cheminées par le rapport uranium/thorium).

4.6 Etudes relatives à la sismologie et aux risques naturels

Pour mieux comprendre l'origine des catastrophes naturelles (séismes, éruptions volcaniques) on en étudie les signes précurseurs et on évalue les régions à risque en fonction des données géologiques. Les séismes et éruptions volcaniques peuvent-ils être prévus ? Actuellement aucune réponse définitive ne peut être donnée, mais plusieurs voies de recherche se sont développées notamment en ce qui concerne les précurseurs, comme les émanations de radon.

5 Effets biologiques des rayonnements ionisants

*Ce texte est extrait d'un dossier élaboré et rédigé par
Caroline Daude et Alexis Vuillemin, X(96)*

Peu après la découverte des rayons X par Roentgen en 1895, puis la radioactivité naturelle par Becquerel un an plus tard, certaines observations attirèrent l'attention sur le caractère dangereux des radiations ionisantes. Lésions cutanées et chute de cheveux en ont été les premières manifestations. Les mécanismes d'action des rayonnements sont à ce jour relativement bien connus, ils font l'objet de la première partie du dossier. L'accent est mis dans un deuxième temps sur les effets carcinogènes, qui

constituent le principal risque tardif des radiations. La dernière partie traite d'une question non résolue à ce jour, la problématique des faibles doses. L'idée d'une dangerosité des rayonnements, même à doses insignifiantes, divise encore la communauté scientifique. De nombreuses recherches sont menées à l'heure actuelle dans ce domaine.

5.1 Action des rayonnements ionisants sur la matière vivante

La pénétration des rayonnements dans les tissus

Lorsque les rayonnements pénètrent dans la matière, leurs trajectoires peuvent être déviées sous l'influence des champs électriques intra-atomiques ou à l'occasion de collisions avec les particules présentes dans le milieu. Lors de ces interactions successives, les rayonnements perdent progressivement leur énergie qu'ils communiquent aux atomes rencontrés. L'absorption varie considérablement selon la nature des radiations.

Porteuse de deux charges positives, la particule α est fortement absorbée par la matière. Elle est ainsi rapidement freinée après un trajet quasiment rectiligne dont la longueur est fonction de l'énergie initiale. Elle pénètre en moyenne à quelques dizaines de microns dans les tissus vivants. Emise à la surface de la peau, une particule α délivre l'essentiel de son énergie dans les cellules les plus superficielles de l'épiderme, essentiellement la couche cornée faite de cellules mortes.

L'électron, moins rapidement absorbé que la particule α , pénètre plus profondément dans la matière. Son parcours moyen, suivant l'énergie initiale, varie d'une fraction de micron à quelques millimètres dans les tissus. De masse très faible, la particule β , contrairement aux rayons α , peut être facilement déviée lors des interactions avec le milieu biologique. Ses déviations sont d'autant plus importantes et fréquentes que son énergie est faible. Ainsi, sa trajectoire, de rectiligne, devient rapidement sinueuse. Une irradiation externe causée par des rayonnements β peut pénétrer jusqu'aux couches profondes de l'épiderme.

Parmi les rayonnements ionisants, les photons et les neutrons sont les plus pénétrants. Les neutrons, sans charge, sont insensibles aux champs électriques intenses régnant au sein des atomes. Ils perdent leur énergie essentiellement par collision avec les noyaux des atomes rencontrés, et sont d'autant mieux ralentis et absorbés que les noyaux rencontrés possèdent une masse faible. Les tissus biologiques, qui contiennent beaucoup d'atomes d'hydrogène, sont ainsi particulièrement sensibles à l'action des neutrons.

Les interactions avec la matière vivante

Au contact de la matière, les rayonnements communiquent une partie de leur énergie au milieu traversé. Cette absorption d'énergie dans les tissus se traduit principalement par l'ionisation et l'excitation des atomes et molécules du milieu. La nature des interactions rencontrées dépend toutefois de façon importante du type de rayonnements.

Parmi les processus d'ionisation directe relatifs aux photons, l'effet Compton domine : le phénomène de matérialisation de paires et l'effet photoélectrique sont peu significatifs dans les tissus vivants. La majorité des ionisations et excitations produites n'est toutefois pas le fait de ces interactions. Les effets terminaux sont bien plus dus aux électrons secondaires, éjectés lors d'une précédente interaction photon-atome. Un photon de 300 keV qui expulse un électron par effet Compton, en lui communiquant une énergie cinétique de 100 keV, provoque une seule ionisation directe alors que près de 3 000 ionisations seront induites ultérieurement par le photoélectron. Les neutrons comptent également au nombre de ces rayonnements dits indirectement ionisants. Leurs interactions sont essentiellement nucléaires, par collisions avec les noyaux atomiques. Lors de chocs élastiques, surtout sur les atomes légers, le neutron transmet la totalité de son énergie à un proton de recul, qui devient alors la particule ionisante produite directement à l'intérieur du milieu. En revanche, les particules chargées telles que les rayonnements α et β ionisent directement par choc.

On distingue les rayonnements selon leur transfert linéique d'énergie (TLE), qui est le quotient de l'énergie absorbée par un certain volume par la longueur moyenne de pénétration de la particule ionisante. Les rayonnements α , fortement ionisants, déposent la plus grande partie de leur énergie dans un cylindre de 40 microns de long et d'une fraction de micron de diamètre dans lequel la densité d'ionisations est extrêmement élevée. Electrons et photons possèdent au contraire de faibles TLE.

Les unités utilisées en radiobiologie et radiopathologie

Les effets biologiques sont fonction à la fois de l'énergie globalement délivrée et de sa distribution microscopique au sein des tissus. L'unité caractérisant la dose absorbée est le gray (Gy) qui représente l'énergie reçue par unité de masse de matière $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J} / \text{kg}$. Cette grandeur montre néanmoins ses limites lorsqu'il s'agit d'apprécier les effets biologiques, car l'énergie est délivrée de manière très inhomogène à l'échelle cellulaire.

La dose engagée, exprimée elle aussi en gray, s'applique aux cas d'absorption - par ingestion ou inhalation par exemple - de radionucléides dans l'organisme. Face à la diversité de leurs devenir, on définit la période biologique d'un élément radioactif donné comme le temps au bout duquel la moitié de l'élément aura été évacuée de l'organisme. La probabilité d'élimination λ_e d'un atome de radionucléide est donc la

somme des probabilités de décroissance radioactive λ_r et d'élimination biologique λ_b .

La prise en compte des différences de nocivité des rayonnements conduit à introduire un facteur de pondération radiologique W_R . Celui-ci varie de 1 pour les rayons X, γ ou β à 20 pour les particules α et les noyaux lourds. On définit alors à partir de la dose absorbée la dose équivalente, exprimée en sieverts (Sv). Pour un tissu T donné, elle s'écrit en fonction des doses moyennes du rayonnement R absorbées :

$$H_T(\text{Sv}) = \sum_R W_R \times D_{T,R}(\text{Gy}) \quad .$$

De même, on introduit des facteurs de pondération tissulaire W_T pour traduire la différence de radiosensibilité des divers organes ou tissus irradiés. La dose efficace E est alors définie comme la moyenne des doses équivalentes pondérée sur les différents tissus touchés. Elle s'écrit en d'autres termes :

$$E(\text{Sv}) = \sum_T W_T \times H_T(\text{Sv}) \quad .$$

La dose efficace est conçue pour apprécier le détriment global causé par les rayonnements. Malgré son apparente précision, elle présente de fortes limites. Les facteurs de pondération tissulaires varient en effet plus ou moins pour chaque tissu en fonction de la dose absorbée. En outre, les définitions des doses équivalente et efficace oublient l'importance du débit de dose et de son fractionnement. Les divers facteurs de pondération utilisés se basent essentiellement sur des déterminations à fortes doses.

Les lésions moléculaires provoquées par les rayonnements

Les lésions moléculaires trouvent essentiellement leur origine dans les divers processus physiques d'ionisations et excitations. Facteur d'instabilité moléculaire, l'excès d'énergie acquise est alors expulsé, soit par émission d'un photon de fluorescence, soit par transfert énergétique à une liaison chimique proche qui peut occasionner sa rupture. Bien que ces phénomènes n'aient qu'une incidence limitée pour des doses absorbées moyennes – une dose de 1 Gy provoque une ionisation pour 100 millions de molécules –, les conséquences sont très variables suivant la nature des molécules touchées. L'eau, en raison de son abondance dans les tissus vivants, est le siège des lésions les plus fréquentes. Mais le risque réside avant tout dans les dommages causés aux molécules d'ADN compte tenu de leur importance biologique majeure. Les lésions dues aux rayonnements consistent notamment en des cassures éparses de la double chaîne d'ADN, en l'altération des bases et des sucres ou encore des pontages intra- ou inter-moléculaires. De telles lésions ne sont que très difficilement observables. Elles peuvent néanmoins se traduire indirectement par des anomalies structurales visibles au microscope lorsque les chromosomes se forment. On peut alors constater des aberrations chromosomiques et chromatidiques.

L'irradiation peut affecter les acides nucléiques par l'intermédiaire de réactions physico-chimiques complexes qui ont lieu dans leur environnement proche. Cet effet dit indirect est par exemple consécutif à la radiolyse de l'eau. Sous l'influence de rayonnements ionisants, la molécule d'eau se scinde majoritairement en deux radicaux libres, $OH\cdot$ et $H\cdot$. Du fait de leur très grande réactivité, ceux-ci peuvent endommager l'ADN. Il faut noter en outre l'existence de molécules qui amplifient l'effet biologique des rayonnements. L'oxygène présente à ce titre un net effet radiosensibilisant puisqu'il donne naissance à des radicaux peroxydyles toxiques pour l'organisme.

L'effet direct, à l'opposé, provoque la lésion moléculaire par un dépôt d'énergie radiative très localisé en une région sensible du génome. Compte tenu des dimensions microscopiques des volumes cibles de l'ADN, l'induction d'une lésion moléculaire implique des densités énergétiques extrêmement élevées. Devant l'impossibilité d'une mesure directe, les méthodes de simulation ont permis d'accéder à une meilleure représentation de la distribution des paquets d'énergie dans le noyau cellulaire. Elles font apparaître qu'au niveau cellulaire, les macromolécules sont plus susceptibles d'être affectées par les ionisations que les petits édifices moléculaires. La plupart de ces événements correspondent à des dépôts de faible énergie, et se traduisent, pour la chaîne d'ADN, essentiellement sous forme de ruptures *simple brin* réparables. Les dépôts énergétiques de densité élevée sont l'oeuvre exclusive des rayonnements de haut TLE : les cassures *double brin* qui en résultent ont des conséquences biologiques lourdes.

La majeure partie de l'énergie radiative déposée dans le milieu est absorbée par les molécules d'eau. Une telle constatation semble suggérer une prédominance de l'effet indirect. En fait, il n'en est rien. La durée de vie très courte des radicaux libres rend une quelconque migration très improbable au-delà du nanomètre. Seuls les radicaux formés à proximité immédiate de la molécule d'ADN sont susceptibles de la léser. Des expériences récentes ont ainsi conclu dans le sens d'une prépondérance de l'effet direct.

L'expression biologique des lésions de l'ADN et les mécanismes de réparation

La plupart des dommages moléculaires initiaux engendrés par les rayonnements ne présentent pas de conséquences, y compris ceux touchant la molécule d'ADN. L'existence de mécanismes de réparation permet en effet de limiter l'expression biologique des dégâts causés.

5.2 Introduction aux effets carcinogènes des radiations

Les manifestations observées chez l'homme sont la conséquence des lésions, létales ou non. On distingue ainsi deux types d'effets.

Les premiers dits déterministes sont essentiellement liés au processus de mort cellulaire. Ils surviennent systématiquement au-dessus d'une dose seuil, mais, en dessous, le nombre de lésions létales est trop faible pour voir les effets apparaître. L'expression de ces effets somatiques est le plus souvent rapide, mais les complications tardives existent.

Deuxième catégorie, les effets dits non obligatoires ou stochastiques, ont au contraire une survenue aléatoire. Secondaires à des mutations non létales, ils se traduisent par des dommages - cancers, anomalies génétiques, effets tératogènes - qui risquent d'autant plus de survenir que la dose de rayonnement a été importante. Si l'effet se manifeste - le plus souvent de manière tardive - sa gravité est indépendante de la dose reçue : la loi du « tout ou rien » prévaut en ce domaine. Les effets probabilistes ne sont en outre nullement caractéristiques de l'irradiation puisque les mêmes phénomènes s'observent spontanément ou avec d'autres agents physiques ou chimiques. La consommation tabagique ou l'exposition aux rayons UV constituent d'autres sources de cancers. Par ailleurs, le fait que les tumeurs radio-induites ne se distinguent en rien cliniquement d'un autre cancer montre la difficulté à apprécier les risques des rayonnements ionisants.

Le cancer constitue le principal risque tardif des irradiations. Le premier cas de cancer radio-induit s'est déclaré en 1902 chez un employé qui, depuis plusieurs années, vérifiait le fonctionnement des tubes à rayons X sur sa main. De même, les radiologistes au tout début du siècle payèrent le tribut le plus lourd à un usage des rayons X qui ne cessa de s'amplifier par la suite. Depuis, nombreuses ont été les observations faisant la preuve du caractère cancérigène des radiations ionisantes.

Les mécanismes de la radio-carcinogénèse

Tous les tissus ou presque sont susceptibles de développer un cancer radio-induit, mais les plus sensibles à l'effet carcinogène des rayonnements sont la moëlle osseuse, la thyroïde, le sein et à un moindre degré le poumon. Leur délai d'apparition est souvent long et extrêmement variable d'une tumeur à l'autre et pour un même cancer. Ainsi le temps de latence de leucémies varie entre 2 et 20 ans avec un pic de fréquence vers 8 ans, tandis que pour les tumeurs solides, le délai minimum est de 10 ans, mais là encore avec de fortes disparités.

Les mécanismes de la radio-carcinogénèse n'ont pas encore été totalement élucidés : des progrès majeurs ont néanmoins été effectués et permettent d'entrevoir les différentes étapes de la cancérisation. Le caractère aléatoire de l'émergence du cancer

radio-induit et l'importance des délais d'apparition font apparaître la cancérogénèse comme un phénomène multifactoriel et complexe.

La grande majorité des cancers semble impliquer la perte de gènes suppresseurs de tumeurs appelés anti-oncogènes. Ceux-ci assurent un contrôle du bon fonctionnement de la cellule, et veillent en particulier sur les mécanismes régulateurs de la division cellulaire. Etant donné le caractère diploïde des cellules des mammifères, la mutation unique d'un anti-oncogène n'a pas de conséquences immédiates. L'allèle complémentaire, encore actif, permet une expression suffisante du gène pour que la fonction soit assurée. La mutation est donc récessive mais présente le risque d'être ultérieurement démasquée. Si l'allèle normal est délété ou muté, l'altération devient homozygote et ouvre ainsi la voie aux processus tumoraux.

La radio-mutagenèse ne permet pas d'expliquer à elle seule la radio-cancérogénèse : « *le cancer n'est pas une mutation somatique, mais un clone de cellules somatiques mutées* » selon R. Latarjet. Une cellule initiée peut ainsi rester indéfiniment à l'état quiescent, sans proliférer. La promotion est le résultat du ou des phénomènes par lesquels une cellule transformée donne naissance à une tumeur capable de croître et d'infester les tissus voisins. Les promoteurs stimulent la prolifération cellulaire, mais se heurtent aux mécanismes immunitaires et cellulaires conçus pour empêcher le clonage d'une tumeur maligne. Ces processus tendent à supprimer le caractère stochastique initial de l'irradiation sur le génome. Le système immunitaire peut néanmoins être mis en défaut et débordé par une irradiation excessive qui dépasse un certain seuil. Par ailleurs, le rôle du tabac et des oestrogènes dans la phase de promotion a été clairement prouvé.

Les modèles épidémiologiques

Le caractère aléatoire du dépôt d'énergie dans les cellules et la très faible probabilité pour qu'une des 10^{13} cellules d'un homme irradié à 1 Gy se transforme en un cancer paraissent justifier l'approche probabiliste du risque de cancer ou d'anomalies génétiques chez l'homme. L'apparition d'un cancer induit par radiations est lié à des phénomènes multiples et complexes : on ne peut donc pas la formaliser dans l'état actuel des connaissances. La relation quantitative entre dose et effets pose donc problème. Différentes modélisations sont proposées, bâties à la fois à partir de concepts biologiques et de données empiriques.

Certaines théories prédisent que la traversée d'une cellule par une particule ionisante peut suffire à la transformer et que le clone de cellules cancéreuses peut se développer à partir d'une seule cellule transformée. Ces hypothèses amènent donc à considérer une relation dose-effet linéaire sans seuil. Ce modèle se base donc sur l'hypothèse qu'un événement radiatif unique peut entraîner l'apparition d'une tumeur dans la cellule. Mais d'autres études montrent que le développement de tumeurs est en fait un procédé multi-étapes. On en déduit alors une relation dose-effet linéaire-

quadratique.

Des expériences *in vitro* de mesure du nombre de cellules normales transformées en cellules malignes par irradiation montrent une relation dose-effet en plusieurs parties. Pour des doses inférieures à 0.3 Gy, le nombre de cellules transformées est directement proportionnel à la dose (relation linéaire). Pour des doses comprises entre 0.3 et 1 Gy, la fréquence de cellules transformées ne varie pas avec la dose. Pour des doses supérieures à 1 Gy, la relation est quadratique.

La relation dose-effet linéaire est souvent considérée comme la plus juste à faible dose mais à des doses plus élevées, elle sous-estime les données et on lui préfère une relation linéaire-quadratique. On verra plus tard à quoi peut être due cette différence de relation dose-effet entre faibles doses et doses élevées.

La difficulté de l'évaluation du risque

Les modèles sont régulièrement modifiés et remis en cause. Ils sont en effet toujours bâtis à partir des résultats expérimentaux et obtenir des données précises pose problème. On se base sur :

- les données des expérimentations animales,
- les études épidémiologiques.

Les expérimentations pratiquées sur les animaux présentent plusieurs avantages : la dose et la nature de la radiation reçue par les organes peuvent être établies précisément, les cancers induits sont dus uniquement aux radiations. Mais le problème reste toujours l'extrapolation à l'homme !

Il existe différents groupes de sujets pour les études épidémiologiques :

- les survivants d'Hiroshima et de Nagasaki,
- les individus exposés pour des raisons médicales,
- les individus soumis à des expositions professionnelles.

À partir de ces études épidémiologiques, on tente d'estimer le risque cancérigène dans le temps. Le risque absolu mesure l'excès du nombre de cancers dû à l'irradiation ; le risque relatif mesure le rapport du nombre de cancers observés dans une population irradiée sur le nombre de cancers observés dans une population équivalente non irradiée. Le but de ces modèles de projection est de prédire la fréquence de cancers en excès qui apparaîtront dans le futur à partir du risque observé aujourd'hui. Là encore, différents modèles sont proposés :

- modèle à risque absolu constant : le risque d'apparition d'un cancer induit est supposé constant toute la vie d'un individu ;
- modèle à risque relatif constant : il donne un facteur de risque plus élevé car l'incidence spontanée de cancers augmente avec le temps ;
- modèle à ondes de risque.

On observe que le risque d'apparition d'un cancer induit par radiation varie avec l'âge de l'individu ; il varie aussi avec le temps écoulé depuis l'irradiation.

Les données sur les survivants d'Hiroshima et Nagasaki servent souvent de référence pour construire des modèles, mais le débit de dose auquel ils ont été soumis est très élevé. Toute modélisation reposant sur cette irradiation nécessite donc de grands intervalles d'extrapolation pour étudier les effets de doses plus faibles. De plus, la population étudiée, soumise au bombardement, présente des caractéristiques qui ne sont pas forcément généralisables à d'autres types de population. Enfin, il existe toujours de grandes incertitudes sur la dosimétrie de ces explosions. Il est donc difficile d'estimer les fortes doses reçues par la population. Il est d'ailleurs tout aussi difficile de mesurer avec précision les faibles doses, comme celle due au radon.

D'autres problèmes se posent pour estimer le risque radiatif : les problèmes statistiques liés à la nécessité d'observer une grande population sur une longue durée. La durée d'incubation nécessite un long suivi, ce qui est difficilement réalisable. Il est difficile aussi de trouver une population de référence pour établir des comparaisons. Le risque d'apparition de cancer varie selon l'âge de l'individu, son sexe, ses prédispositions génétiques éventuelles, son âge lors de l'exposition etc. Tous ces paramètres sont à prendre en compte dans une modélisation.

Il existe aussi de grandes différences entre les relations dose-effet suivant :

- le type de radiation, la nature du rayonnement : la relation dose-effet n'est pas la même pour des photons ou pour des particules alpha puisqu'ils n'ont pas les mêmes effets biologiques ;
- le type d'organe étudié : les différents organes ne présentent pas la même sensibilité aux rayonnements. Les tissus à haut taux de divisions de cellules sont plus enclins à développer un cancer.

Ainsi, on ne peut pas utiliser la même modélisation pour les leucémies et pour les tumeurs solides. La période de latence entre irradiation et observation, les mécanismes d'apparition de ces deux types de cancers sont très différents.

En réalité, on a vu que le mécanisme de la cancérogenèse est un phénomène multifactoriel, qui comprend de nombreuses étapes. Dans ce cas, toute modélisation doit être considérée comme une très grande simplification.

5.3 Les faibles doses

Les observations

Les faibles doses sont un sujet d'inquiétude car l'environnement comme la médecine et l'industrie nucléaire dispensent des doses faibles à une proportion très large de la population.

L'irradiation naturelle provient de l'irradiation cosmique, de l'irradiation terrestre venant des éléments radioactifs et de l'irradiation d'origine alimentaire. Les écrans de télévision, les cadrans de montres phosphorescentes, les séquelles des essais nucléaires militaires dans l'atmosphère et l'industrie nucléaire constituent des sources d'irradiation artificielle. Enfin, la médecine est source d'irradiation à partir des radio-diagnostiques et de la radiothérapie.

Aux faibles doses, les effets radiotoxiques ont pour caractéristiques principales d'être :

- le plus souvent tardifs,
- non spécifiques (non distinguables d'effets induits par d'autres causes),
- aléatoires,
- incertains.

On comprend alors la difficulté d'établir une relation dose-effet précise.

Une dose faible se situe autour de 200 mSv. Pour des doses inférieures à 200 mSv, chez tous types de population étudiés, on n'a observé aucune augmentation de cancers, malgré de nombreuses études effectuées. Il n'y a donc pas d'effet visible, ce qui laisse supposer qu'il existerait des seuils d'action, c'est-à-dire des doses en-dessous desquelles le risque, s'il existe, est si faible qu'il est impossible de le mettre en évidence. On peut se demander s'il n'y a aucun effet au faibles radiations, ou s'il n'est seulement pas observable. L'existence d'un seuil peut en effet signifier que l'effet des faibles doses ne peut pas être observé pour des raisons statistiques.

Un nombre important de sujets irradiés est en effet nécessaire pour mettre en évidence un risque, nombre d'autant plus élevé que l'effet est faible. Les études sont donc difficilement réalisables. Un autre problème est lié aux longs temps de latence des maladies, beaucoup d'études sont en cours mais pas achevées. Cependant, une étude de Doll et Wakeford réalisée en 1997 sur des cancers induits par irradiation in utero a montré qu'un risque apparaît même pour des doses de 10 mGy : il n'y a donc pas de seuil à l'apparition d'effets radiatifs.

La possibilité d'un lien entre l'irradiation naturelle et l'apparition de cancers dans la population ne fait l'objet d'études sérieuses que depuis peu. On a constaté notamment une augmentation du nombre de leucémies chez les enfants de dix ans dont les mères auraient subi des examens radiologiques ou vivent dans des zones à irradiation naturelle plus élevée. Ainsi, une irradiation même à faible dose pourrait induire un cancer.

Evaluations du risque à faible dose – faible débit à partir des effets observés à forte dose

Puisqu'on ne peut pas observer d'effets aux faibles doses, on utilise pour en évaluer les risques le modèle linéaire que l'on extrapole aux faibles doses. On ajoute à cette

extrapolation un facteur de réduction de dose de valeur comprise entre 2 et 10, car on estime que l'efficacité des rayonnements baisse de 2 à 10 fois pour les faibles doses.

Mais ce modèle revient à considérer que le risque dépend de la dose cumulée : plusieurs expositions seraient équivalentes à une exposition unique de même dose. Or, les expériences suggèrent une influence du débit de dose même pour les irradiations à faible dose. On peut se demander s'il est juste de n'utiliser qu'un seul facteur pour tenir compte à la fois de la dose et du débit de dose.

Une expérience de 1992 de Morlier a fait apparaître une relation entre le risque relatif RR d'apparition de cancer chez des rats exposés au radon, et la paramètre débit \times dose (nommé dd). Pour les valeurs de dd comprises entre 0,01 mGy²/h et 120 mGy²/h, le risque relatif reste égal à un. Pour des valeurs de dd comprises entre 120 mGy²/h et 106 mGy²/h, $RR = 0,11 \times (dd)0,447$.

Le paramètre gouvernant l'induction de cancer est la combinaison du temps d'exposition et de la concentration de radon plus que la dose totale reçue. D'autre part, l'existence d'un seuil a été confirmée par d'autres études sur des animaux et par des études épidémiologiques sur des mineurs français dans l'uranium. Ce seuil peut de nouveau signifier qu'on n'observe rien pour des raisons statistiques. Mais une relation dose-effet linéaire semble inexacte.

Effets des faibles doses – faibles débits liés aux mécanismes de réparation de l'ADN

Expérimentalement, on constate à faible dose de radiation des modifications dans l'activité des processus de réparation de l'ADN dans les cellules. Face à une influence extérieure en effet, la cellule met en place une réponse. Celle-ci est basée sur des mécanismes conservateurs assurant la stabilité des systèmes vivants et la possibilité de leur adaptation aux conditions changeantes de l'environnement.

Elle dispose de deux stratégies :

- la stratégie passive qui consiste à activer le système de réponse adapté,
- la stratégie active basée sur l'activation du système mutagénique de réponse « SOS » et la transposition d'éléments génétiques mobiles.

Le choix entre les deux stratégies dépend de l'intensité de l'exposition.

Lors d'une irradiation, la cellule active donc des enzymes de réparation de l'ADN. Les réparations des doubles ruptures de la chaîne d'ADN ont une cinétique lente. Aux faibles débits de dose d'irradiation, la complexité des lésions sont moindres. Un faible débit donne plus de temps donc plus d'efficacité aux mécanismes de réparation. A fort débit, le temps est plus court : le stock des enzymes de réparation est insuffisant par rapport au nombre de lésions à réparer. Un faible débit de dose laisse à une défense

immunitaire initialement moins affaiblie plus de temps pour neutraliser des antigènes initialement moins nombreux. A débit de dose élevé, l'induction d'un système de réparation de type *SOS* peut augmenter considérablement la fréquence des réparations fautives avec la reproduction de la cellule, donc susceptible d'induire un cancer.

L'importance du rôle de la réparation de l'ADN dans la cancérogenèse est confirmée par l'étude de plusieurs maladies humaines. En effet, des maladies génétiques liées à un défaut de réponse cellulaire aux lésions de l'ADN entraînent une hypersensibilité à divers agents génotoxiques qui se traduit par une augmentation du nombre de cancers.

Les effets génétiques observés à faible dose sont causés par des caractères particuliers de réponse cellulaire plus que par des dommages causés par les radiations ionisantes. Les effets observés à faible dose ne peuvent donc pas être extrapolés à partir des effets à forte dose. Aux niveaux moléculaires et cellulaires, les mécanismes impliqués à forte et à faible dose ne sont pas les mêmes. C'est pourquoi on ne trouve pas la même relation dose-effet à faible dose et à dose plus élevée.

Les processus de réparation pourraient expliquer l'existence d'un seuil de dose en-dessous de laquelle les lésions produites par les radiations sont presque entièrement réparées et ne produisent donc aucun effet visible à l'échelle de l'organisme. Ils expliquent aussi l'existence de « paliers » dans la relation dose-effet, où les mécanismes de réparation compensent l'effet de toute radiation supplémentaire jusqu'à une certaine valeur.

On peut noter que ces effets sont observés pour des rayons X ou gamma, rayons à faibles TLE. Les effets sont différents pour le rayonnement à fort TLE : on observe, alors souvent un seuil et il n'y a pas de réduction de l'effet lorsque le débit diminue. Cela est dû à la saturation des ionisations produites par grappes, ionisations très denses, et à des lésions particulières de l'ADN, moins réparables.

Le phénomène d'hormésis

L'irradiation à faible dose est de l'ordre de grandeur de l'irradiation naturelle. Celle-ci entraîne l'ionisation d'environ un milliard de molécules biologiques par seconde dans les cellules d'un organisme humain de 70 kg. Il y a donc un effet constant en nous dû à l'irradiation, et on peut se demander si cet effet peut aussi avoir des côtés bénéfiques.

Les enzymes de réparation sont inductibles. L'irradiation favorise donc la réparation des lésions qu'elle provoque. Il y a un phénomène d'« hormésis » ou adaptation cellulaire. Ainsi, une faible dose de radiation induit des enzymes de radiation et a donc un effet protecteur contre une irradiation ultérieure à dose plus forte. La réparation des lésions est ainsi plus efficace lors d'une deuxième irradiation.

Des expérimentations ont montré que des doses délivrées à faible débit provoquent une stimulation du système immunitaire et une diminution du taux spontané des tumeurs. On a constaté aussi qu'une diminution aux taux les plus bas possibles de l'exposition aux radiations naturelles a pour effet de réduire les capacités de croissance de certaines populations monocellulaires.

L'irradiation n'a donc sans doute pas que des effets néfastes, mais on retrouve les mêmes difficultés à mettre en évidence ces phénomènes bénéfiques qu'à prouver les dommages induits par les faibles doses de radiation. La vie depuis son origine s'est développée sous irradiation naturelle : l'ADN des êtres vivants a été soumis depuis 4,5 Millions d'années à une dose d'irradiation naturelle cumulée égale à 13 500 Sv. Les espèces se sont sélectionnées dans ces conditions. L'irradiation a donc probablement pris une part dans cette évolution et dans l'équilibre dynamique atteint.

Enfin, l'exemple de Tchernobyl permet de se rendre compte de l'échelle relative à laquelle se situe l'apparition de cancers induits par radiation. Les doses reçues par les 13 000 personnes présentes ont provoqué environ 300 cancers induits. 30% des habitants fument 15 cigarettes en moyenne ; il suffirait que la consommation de tabac augmente d'une cigarette quotidienne par fumeur pour que le nombre de cancers augmente de 350, soit plus que cette irradiation accidentelle...

6 Bibliographie

6.1 Radioactivité

1. *Atoms, Radiation, and Radiation protection*, James E. Turner, John Wiley, New York, 1995.
2. *Feux follets et champignons nucléaires*, G. Charpak et Richard L. Garwin, Editions Odile Jacob, Paris, 1997.
3. *Dossier « Déchets nucléaires »*, La Recherche, numéro 301, page 63, Septembre 1997.
4. « *La Radioactivité et ses applications* », M. Tubiana et R. Dautray, Presses Universitaires de France, Collection Que sais-je ? No 33 (1996).
5. *Généralités sur les rayonnements nucléaires* : M. Levy, Cours de l'ENSTA.
6. *Cinquante ans de nucléaire dans le monde* R. Dautray, La Vie des Sciences, tome 10, 1993.
7. *Environnement et radioactivité* Colette Chassard-Bouchaud, PUF, Collection Que sais-je ? vol. 2797, 1993.

6.2 Effets biologiques des rayonnements ionisants

1. Académie des Sciences - *Problèmes liés aux effets des faibles doses des radiations ionisantes* - Rapport n°34, Octobre 1995.
2. Académie des Sciences - *Problems associated with the effects of low doses of ionising radiations* - Rapport n°38, Février 1997.
3. British Nuclear Energy Society - *Health effects of low dose radiation* - Challenges of the 21th century.
4. Sylvain Blanquet - *Biologie moléculaire* - Cours de l'Ecole polytechnique, Edition 1998.
5. J.E. Coggle - *Biological effects of radiation* - 2ème édition, 1983.
6. Bernard Dutrillaux - *Peut-on savoir si un cancer est dû à la radioactivité ?* - La Recherche n° 308, Avril 1998.
7. Alain Leonard - *Les mutagènes de l'environnement et leurs effets biologiques* - Masson, 1990.
8. Gaston Meyniel - *Effets des radiations sur l'homme* - La Revue du Praticien, 15 mars 1995.
9. P. Pascal-Suisse, J. Levot, J-C. Solacroup, R. Villeneuve - *Précis de radiobiologie à l'usage des praticiens* - Editions Vigot, 1989.
10. Edward Pochin - *Nuclear radiation : risks and benefits* - Oxford Science Publication, 1983.
11. Revue de l'ACOMEN - *Radiobiologie et faibles doses* - n°4, Décembre 1998.
12. Sciences et techniques d'aujourd'hui - *Radiobiologie appliquée* - Gauthier-Villars, 1966.
13. Maurice Tubiana, Jean Dutreix, André Wambersie - *Radiobiologie* - Hermann, 1986.

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Chapitre 6

La fission

L'utilisation de l'énergie nucléaire consiste à tirer profit de l'énergie de liaison élevée des noyaux au travers de réactions exothermiques. Les deux principaux types de réactions sont la fission et la fusion. Nous étudierons cette dernière au chapitre 8.

Mentionnons que la radioactivité elle-même libère une grande énergie. C'est ainsi que Pierre Curie et Henri Becquerel se rendirent compte de l'importance insoupçonnée des énergies en jeu. Cela a plusieurs applications. Tout d'abord dans le fait que l'on doit refroidir le combustible nucléaire avant de le retraiter et de stocker les déchets. Pour la même raison, on est obligé d'attendre longtemps avant de finir de démanteler une centrale. Mentionnons également des applications non controversées comme la conception de piles nucléaires thermiques. Ces dernières, de grande puissance par unité de masse et d'une grande longévité, sont utilisées aussi bien dans les sondes spatiales que dans les simulateurs cardiaques.

1 Énergie nucléaire

La fission et la fusion des noyaux sont les principales réactions produisant l'énergie nucléaire en grosse quantité.

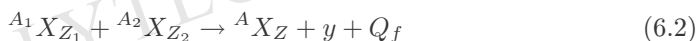
Un noyau ${}^A X_Z$ se fissionne s'il se fragmente, de façon spontanée ou provoquée, en deux ou plusieurs produits, par exemple :



où Q_F est l'énergie de fission.

Symétriquement, deux noyaux se fusionnent si, par réaction nucléaire, ils produi-

sent un noyau plus lourd (plus un fragment léger y) :



Q_f est l'énergie de fusion.

Les réactions (6.1) et (6.2) semblent être inverses l'une de l'autre. La courbe des énergies de liaison (Fig. 1.2) montre quelles classes de noyaux subissent l'une ou l'autre de ces réactions. On a

$$Q_F = B(A_1, Z_1) + B(A_2, Z_2) - B(A, Z) \quad (6.3)$$

$$Q_f = B(A, Z) - B(A_1, Z_1) - B(A_2, Z_2) \quad (6.4)$$

(où nous ne tenons pas compte de y pour simplifier).

D'après la variation de $B(A, Z)$, Figure 1.2 et 1.3, on voit que :

- les noyaux *lourds* subissent la *fission* ;
- les noyaux *légers* peuvent subir la *fusion*, jusqu'à produire le fer, noyau le plus solidement lié.

2 Energie de fission

- L'énergie libérée par la fission d'un noyau lourd est considérable : $Q \sim 200$ MeV, indépendamment du noyau (lourd) impliqué.

Supposons que le noyau initial ait $A \simeq 240$, et les deux fragments chacun $A \simeq 120$. On a, d'après la courbe (3.1), $B/A(240) \simeq 7,6$ MeV, $B/A(120) \sim 8,5$ MeV, d'où

$$Q_F \sim 240 \times (8,5 - 7,6) \sim 220 \text{ MeV} \quad . \quad (6.5)$$

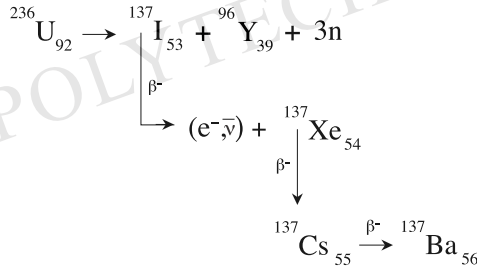
Dans la réalité, il y aura toujours un certain nombre de *neutrons* produits (parce que dans un noyau l'excès des neutrons par rapport aux protons croît avec A). Soit ν le nombre moyen de ces neutrons. Puisqu'ils ont par définition une énergie de liaison nulle, on aura

$$Q_F \sim 220 \text{ MeV} - \nu \times 8,5 \text{ MeV} \quad . \quad (6.6)$$

soit, pour $\nu \sim 2,5$, $Q_F \sim 200$ MeV.

3 Produits de fission

- Une réaction de fission particulière est, par exemple :



Soit globalement



où ${}^{137}\text{Ba}$ et ${}^{96}\text{Y}$ sont les *noyaux fragments finaux*.

Cependant, le même noyau fissile peut, par fission, produire quantité de produits finaux différents. Pour cette raison, on a coutume de raisonner de façon *statistique*.

On observe que la fission est essentiellement *binaire* : la distribution de probabilité des fragments est une courbe à deux pics. Les fragments ont statistiquement des masses différentes. On nomme cela la *fission asymétrique*. Dans le cas de la fission de l'uranium 235 induite par neutrons, on observe :

- un fragment dans le « groupe » $A \sim 95$ (groupe de $\text{Br}_{35}, \text{Kr}_{36}, \text{Sr}_{38}, \text{Zr}_{40}$) ;
- et l'autre dans le « groupe » $A \sim 140$ ($\text{I}_{53}, \text{Xe}_{54}, \text{Ba}_{56}$).

Cela est représenté, pour divers noyaux fissiles, sur la figure (6.1). Ce phénomène est un reflet des nombres magiques, notamment pour les isotones $N = 50$ et $N = 82$

La physique et la chimie des produits de fission sont importantes à plusieurs titres.

1) Les produits de fission emportent l'énergie dégagée. L'énergie cinétique des fragments lourds, ralentis immédiatement, chauffe le combustible. Les neutrons entretiennent les réactions en chaîne.

2) Les nombreux déchets radioactifs en fin de chaîne posent le problème de récupération, de stockage, de sûreté, de pollution, de retraitement (« nettoyage nucléaire ») périodique du combustible dans une centrale.

Les produits de fission peuvent être classés en trois catégories :

- a) les fragments de fission ;
- b) les particules promptes ($\gamma, \beta, n, \alpha \dots$) émises immédiatement par les fragments de fission ;
- c) les particules retardées (γ, β, ν) émises par les fragments et les éléments de fin de chaîne, après les temps caractéristiques des désintégrations.

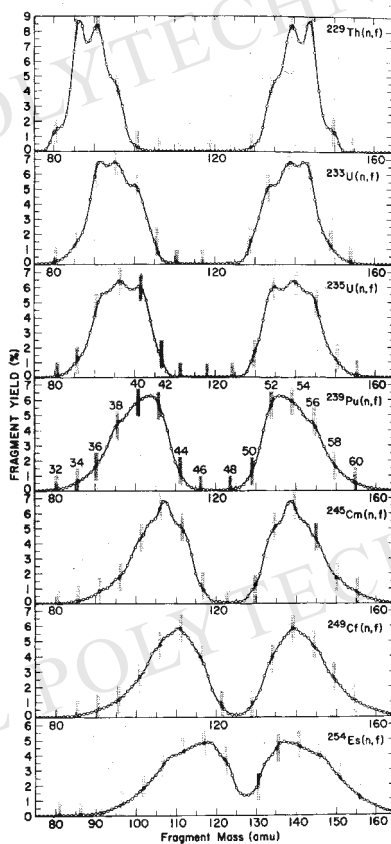
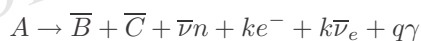


FIG. 6.1: Fragments de fission de divers noyaux : distribution en masse et mise en évidence de la fission asymétrique.

L'énergie cinétique de chaque fragment lourd, au moment de la fragmentation est de l'ordre de 75 MeV, avec des vitesses initiales d'environ 10^7 m s⁻¹. Ils sont fortement ionisés, de charge moyenne $Z = 22$. Etant donné leur masse et leur forte ionisation, ils interagissent fortement avec la matière. Leur libre parcours moyen est très faible, $r \sim 10^{-6}$ m.

Pour un noyau fissile donné, on note $\bar{\nu}$ le nombre moyen de neutrons produits.

– Le bilan énergétique total d'une réaction de fission s'établit de la façon suivante :



	MeV
Energie cinétique des fragments	165 ± 5
Energie des photons instantanés	7 ± 1
Energie cinétique des neutrons	$5 \pm 0,5$
Energie des électrons de désintégration	7 ± 1
Energie des antineutrinos de désintégration	10
Energie des photons de désintégration	6 ± 1
Total	200 ± 6

dont seulement 190 ± 6 MeV sont utilisables, les neutrinos s'échappant sans communiquer leur énergie.

Les neutrons produits vont entretenir des réactions en chaîne (fission induite, voir plus bas). A titre indicatif, pour ^{236}U (soit pour la fission induite par neutrons thermiques de ^{235}U) on a un nombre moyen de neutrons $\bar{\nu}_n = 2,47$.

La distribution en énergie de ces neutrons produits a un pic à $E_n = 0,7$ MeV et une valeur moyenne $\langle E \rangle = 2$ MeV.

4 Mécanisme de la fission, barrière de fission

Aujourd'hui encore, la complexité de la fission défie une description théorique détaillée. Cependant dès 1939, le modèle de Bohr et Wheeler (modèle de la goutte liquide) en donnait une bonne description qualitative.

Suivons l'énergie potentielle du système en fonction de la distance r des fragments A et B , en partant de la valeur r_0 correspondant au noyau avant fission. L'argument que nous avançons est illustré sur la figure (6.2) ci-après.

Lorsque r croît, le noyau se déforme, sa surface augmente par rapport à la forme initiale. Par conséquent, cette déformation *augmente* l'énergie de *tension superficielle*. En revanche, cette augmentation de la distance $A - B$ entraîne une *diminution* de l'énergie de *répulsion coulombienne* entre A et B . Il y a compétition entre les forces nucléaires et la répulsion coulombienne. Lorsque r varie entre r_0 (forme initiale du noyau) et l'infini (fragment A et B séparés) l'énergie potentielle du système passe par un maximum.

Autrement dit, il y a une barrière de potentiel, appelée *barrière de fission*, à franchir pour que le processus ait lieu. On nomme *énergie d'activation* E_A , la différence entre le sommet de la barrière et l'énergie du noyau dans son état fondamental. Cette énergie est de l'ordre de 6 à 7 MeV.

a) *Fission spontanée* : quantiquement, cette barrière peut être franchie par effet tunnel. Toutefois, étant donné les *masses* entrant en jeu, la probabilité est très faible. La fission spontanée existe mais correspond à des durées de vie très longues : $\tau \geq 10^{16}$

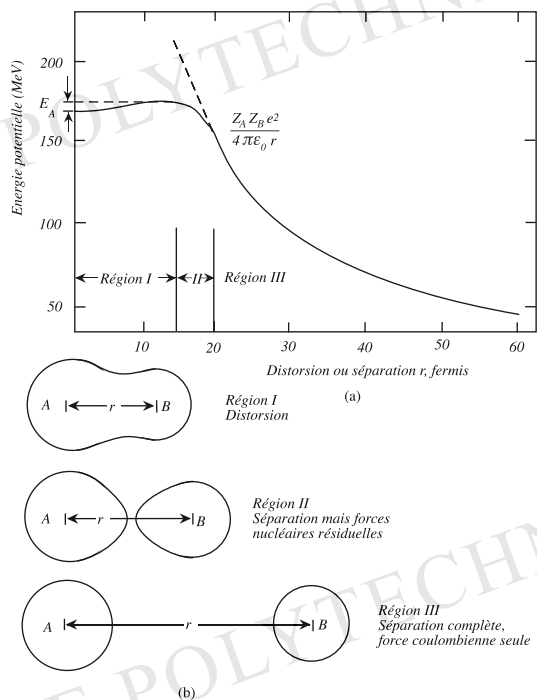


FIG. 6.2: Variation de l'énergie potentielle d'un noyau déformé en fonction de la distance R des fragments A et B. (a) Energie potentielle, (b) Schéma de la fragmentation.

années, pour les noyaux lourds naturels, Uranium et Thorium.

En revanche, sur la figure (6.3) sont indiquées les durées de vie de divers trans-uraniens par fission spontanée. On verra qu'avant la découverte d'éléments lourds, la fission spontanée n'était qu'une spéculation.

b) *La fission induite*, ou provoquée, consiste à fournir de l'énergie au noyau par interaction avec une autre particule. La réaction dont le principe est le plus simple est la *photofission* où l'énergie est apportée par un photon



c) *La fission induite par neutrons* En pratique, ce qui est le plus important dans les applications est la fission par *capture d'un neutron* :



où ${}^{A+1} X^*$ désigne un état du noyau ${}^{A+1} X$ d'une énergie moyenne supérieure à l'état

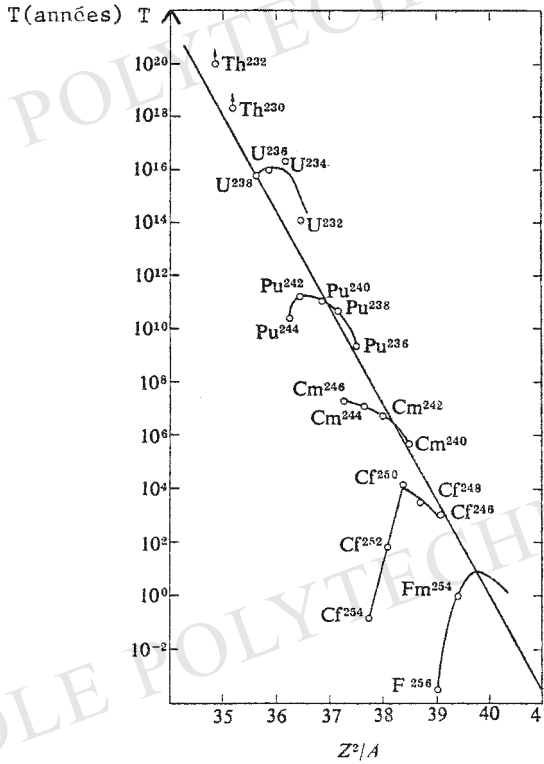


FIG. 6.3: Durées de vie de fission spontanée en fonction du paramètre de fission Z^2/A .

fondamental (X^* n'est pas nécessairement un état excité bien défini, mais une superposition de ces états).

Lorsque le neutron est à grande distance du noyau, l'état $|^A X_Z + n\rangle$ a une énergie $E_{Tot} = (A + 1 - Z)m_n c^2 + Zm_p c^2 - B(A, Z) + T_n$ où T_n est l'énergie cinétique du neutron. Lorsque le neutron pénètre la portée des forces, il est capturé et forme un état du système $(A + 1, Z)$ ayant cette même énergie E_{Tot} . Cette énergie est cependant répartie dans *tout l'ensemble* du système $(A + 1, Z)$ étant donné que les neutrons sont indistinguables les uns des autres, et elle constitue tout simplement l'énergie du *noyau excité* $^{A+1}X^*$. L'énergie de l'état fondamental du noyau ^{A+1}X est $E_0(A + 1) = (A + 1 - Z)m_n c^2 + Zm_p c^2 - B(A + 1, Z)$. Or nous savons que, très grossièrement, $B(A + 1, Z) - B(A, Z) \sim 7,5$ MeV pour un noyau lourd. Par conséquent, l'état du système $(A + 1, Z)$ formé a une énergie moyenne d'excitation *grosso modo* de l'ordre de $E_{Tot} - E_0(A + 1) = -B(A, Z) + T_n + B(A + 1, Z) \sim T_n + 7,5$ MeV.

Soit $E_n = -B_n \sim -(B(A + 1, Z) - B(A, Z))$ l'énergie de liaison (ou encore l'énergie

d'extraction) du neutron dans le noyau ^{A+1}X , et soit T_n l'énergie cinétique du neutron capturé. La différence d'énergie ΔE entre $^{A+1}X^*$ et ^{A+1}X dans son état fondamental, c'est-à-dire l'énergie « apportée » par le neutron capturé lorsqu'il participe à la création du noyau ^{A+1}X , est :

$$\Delta E = T_n + B_n, \quad (B_n > 0) \quad (6.9)$$

Cette énergie est manifestement positive. Si elle est supérieure à l'énergie d'activation ou de même ordre, $\Delta E \geq E_A$, l'effet de la barrière est effacé, et la réaction de fission du noyau $^{A+1}X^*$ se produit rapidement.

Si $B_n \geq E_A$, des neutrons *thermiques* ($E = kT \sim 1/40$ eV) suffisent à déclencher la réaction, sinon, des neutrons plus rapides sont nécessaires.

En réalité, il n'est pas nécessaire que ΔE soit strictement supérieur à E_A (condition classique), il suffit que $E_A - \Delta E$ soit suffisamment faible (si cette quantité est positive) pour que l'effet tunnel soit rapide. Les mesures de périodes de fission montrent qu'il suffit que ΔE ne soit pas inférieur de plus de 1 MeV à E_A , ce qui définit un *seuil de fission* ΔE_s :

$$\Delta E_s = E_A - 1 \text{ MeV} \quad (6.10)$$

la condition de fission étant $\Delta E > \Delta E_s$.

Le Tableau (6.1) donne les valeurs du seuil de fission et de l'énergie d'activation pour divers noyaux fissiles, ainsi que la catégorie de neutrons capables d'induire la fission (neutrons thermiques ou neutrons rapides). On notera que, systématiquement, ce sont les noyaux finaux pair-pairs (plus liés) qui sont fissiles par neutrons thermiques, les noyaux finaux pair-impairs (moins liés) ayant un seuil de fission pour l'énergie cinétique des neutrons capturés. C'est parfaitement compréhensible puisque l'énergie de liaison par nucléon d'un noyau (A, Z) pair-pair est systématiquement plus grande que celles des noyaux pairs-impairs ($A \pm 1, Z$) adjacents, en raison du terme d'appariement ($\delta(A) = 34A^{-3/4}$ dans la formule de Bethe-Weizäcker).

5 Matériaux fissiles et matériaux fertiles

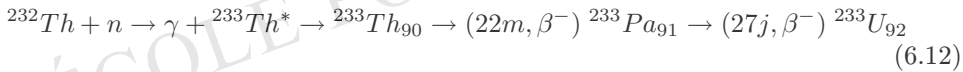
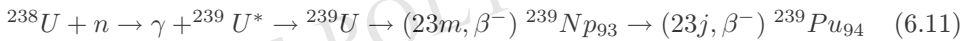
Les combustibles nucléaires utilisés dans les réacteurs sont les trois noyaux pair-impair $^{233}\text{U}_{92}$, $^{235}\text{U}_{92}$ et $^{239}\text{Pu}_{94}$ qui fissionnent rapidement par capture de neutrons *thermiques*.

De ces trois *matériaux fissiles*, un seul existe à l'état naturel, ^{235}U , ce qui explique son importance historique dans le développement des technologies nucléaires. L'uranium naturel est (à l'heure actuelle) le mélange isotopique de 0,74 % de ^{235}U et 99,3% de ^{238}U .

	Noyau initial (A, Z)	Noyau final (A + 1, Z)	ΔE_S (MeV) pour (A + 1, Z)	$B_n(A + 1, Z)$ (MeV)	T_n (MeV) (seuil)
noyaux fissiles par capture de neutrons thermiques	${}^{233}_{92}\text{U} + n \rightarrow$	${}^{234}_{92}\text{U}$	5,4	6,9	
	${}^{235}_{92}\text{U} + n \rightarrow$	${}^{236}_{92}\text{U}$	5,7	6,3	
	${}^{239}_{94}\text{Pu} + n \rightarrow$	${}^{240}_{94}\text{Pu}$	5,5	7,3	
noyaux fissiles par capture de neutrons énergétiques	${}^{232}_{90}\text{Th} + n \rightarrow$	${}^{233}_{90}\text{Th}$	6,4	5,1	1,3
	${}^{234}_{92}\text{U} + n \rightarrow$	${}^{235}_{92}\text{U}$	5,8	5,3	0,5
	${}^{238}_{92}\text{U} + n \rightarrow$	${}^{239}_{92}\text{U}$	6,0	4,8	1,2

TAB. 6.1 : Energie de seuil de fission et énergie de liaison du neutron capturé.

En revanche ${}^{239}\text{Pu}$ et ${}^{233}\text{U}$ ont des périodes α trop courtes pour exister naturellement. On les fabrique dans les réacteurs par capture de neutrons rapides ($T_n \sim 1$ à 2 MeV) à partir des *matériaux fertiles* ${}^{238}\text{U}$ et ${}^{232}\text{Th}_{90}$ respectivement, selon les chaînes.



En particulier, un réacteur brûlant du ${}^{239}\text{Pu}$ et contenant des barreaux de ${}^{238}\text{U}$, peut produire plus de combustible qu'il n'en consomme grâce à la chaîne (6.11). C'est le principe des surgénérateurs de type Phénix et Super-Phénix.

6 Réactions en chaîne, principe des réacteurs

La fission induite de l'uranium 235 :



aboutit à la création de $\bar{\nu}$ neutrons à partir d'un neutron thermique. Ces neutrons sont capables d'induire la fission d'autres noyaux d'uranium 235. Lors de leur émission dans une fission, ils sont rapides, avec une énergie cinétique moyenne de 2 MeV. On les ramène à l'énergie thermique après ralentissement dans un modérateur.

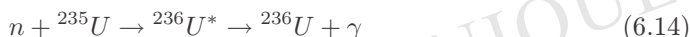
Comme $\bar{\nu} > 1$, on conçoit ainsi qu'il puisse y avoir un effet multiplicatif; les neutrons se multipliant de génération en génération et le taux de réaction augmentant corrélativement. On qualifie un tel processus de réaction en chaîne. Pour évaluer la

possibilité d'une réaction en chaîne, il faut savoir quel nombre k de neutrons de fission pourront *effectivement* induire une fission à nouveau.

Si $k > 1$, la réaction en chaîne a lieu, on parle de régime surcritique ; si $k < 1$, la réaction ne se développe pas, on est en régime sous-critique. La limite $k = 1$ est appelée régime critique.

La détermination de ce nombre k est la suivante.

L'uranium naturel est un mélange des deux isotopes ^{238}U et ^{235}U . Seul ^{235}U est fissile, la section efficace de fission par un neutron thermique étant σ_{f_5} . Mais les noyaux d' ^{235}U et ^{238}U peuvent également capturer les neutrons *sans* donner lieu à fission, en se déséxcitant par émission de *photons*. On appelle ce processus une *capture radiative*, par opposition à une capture menant à une fission. On observe par exemple :



avec des sections efficaces correspondantes σ_{γ_5} et σ_{γ_8} . Appelons N_5 et N_8 le nombre volumique de noyaux ^{235}U et ^{238}U . Un neutron de fission a une probabilité $P_f = (N_5\sigma_{f_5}) / (N_5\sigma_{f_5} + N_8\sigma_{\gamma_8} + N_5\sigma_{\gamma_5})$ de provoquer une nouvelle fission, et une probabilité $P_\gamma = (N_5\sigma_{\gamma_5} + N_8\sigma_{\gamma_8}) / (N_5\sigma_{\gamma_5} + N_8\sigma_{\gamma_8} + N_5\sigma_{f_5})$ de subir une capture radiative.

Autrement dit, seul un nombre moyen

$$\eta = \bar{\nu}(N_5\sigma_{f_5}) / (N_5\sigma_{f_5} + N_8\sigma_{\gamma_8} + N_5\sigma_{\gamma_5})$$

des $\bar{\nu}$ neutrons de fission pourra provoquer une nouvelle fission.

Dans le cas qui nous intéresse, pour des neutrons thermiques :

$$\sigma_{f_5} = 582 \text{ barn} , \sigma_{\gamma_5} = 108 \text{ barn} , \sigma_{\gamma_8} = 2,7 \text{ barn} \quad .$$

Dans l'uranium naturel, $N_5/N_8 = 7.10^{-3}$; avec $\bar{\nu} = 2,47$, on obtient $\eta = 1,33$.

Pour de l'uranium *enrichi* à 2,5% ($N_5/N_8 = 2,5 \times 10^{-2}$), on obtient $\eta = 1,8$.

La section efficace de fission neutron-uranium est représentée sur la figure (6.4). On notera la rapide décroissance avec l'énergie : pour des neutrons de 2 MeV, σ_{f_5} tombe à la valeur de 1,27 b. On notera également les pics résonnants entre 1 eV et 1 keV, qui jouent un rôle dans la technologie des réacteurs.

La valeur élevée de σ_f pour des neutrons thermiques explique leur utilisation dans les réacteurs.

Le tableau (6) donne les valeurs de divers sections efficaces, de $\bar{\nu}$ et de η pour les noyaux ^{235}U , ^{238}U et ^{239}Pu (corps purs).

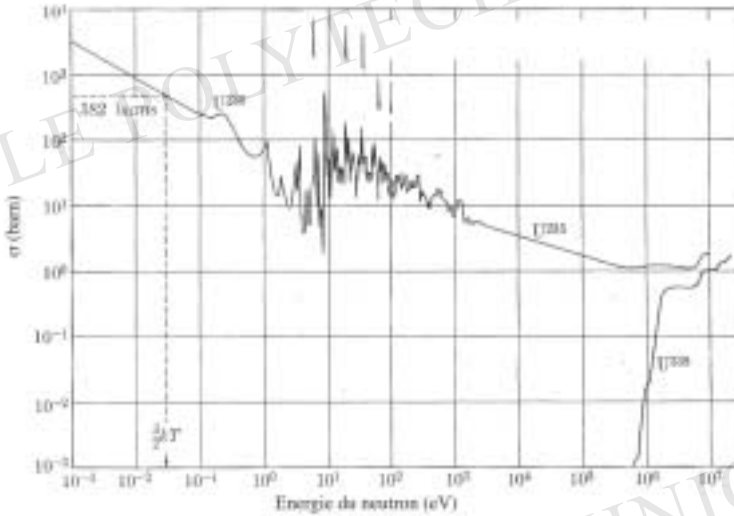


FIG. 6.4: Section efficace de fission induite de ^{235}U et ^{238}U en fonction de l'énergie des neutrons incidents.

	σ_f	σ_γ	$\bar{\nu}$	η
Neutrons thermiques				
^{233}U	524	69	2,51	2,29
^{235}U	582	108	2,47	2,08
^{238}U	0	2,7	0	0
^{239}Pu	750	300	2,91	2,08
Neutrons rapides (~ 2 MeV)				
^{235}U	1,27	0,10	2,46	2,28
^{238}U	0,52	2,36	2,88	0,52
^{239}Pu	2	0,10	2,88	2,74

TAB. 6.2: Section efficaces (en barn) et nombre moyen de neutrons de fission pour divers noyaux, avec des neutrons thermiques et des neutrons rapides.

On notera qu'il n'est pas possible de faire fonctionner une réaction en chaîne avec ^{238}U et que le facteur multiplicatif est plus intéressant avec des neutrons rapides qu'avec des neutrons thermiques pour le Plutonium.

Nous ne poursuivons pas ici l'étude du fonctionnement des réacteurs, sinon pour donner, ci-dessous, le principe des modérateurs et de la notion de masse critique. On pourra se référer au livre de Bernard Equer « Les réacteurs nucléaires », Cours de l'Ecole polytechnique, Edition 1981.

7 Modérateur, ralentissement des neutrons

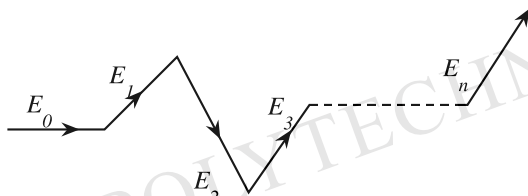
Le ralentissement, ou refroidissement, des neutrons s'effectue par collision des neutrons de fission avec un milieu modérateur contenant des noyaux de masse A . En prenant comme unité de masse l'u.m.a., on a $m_n \sim 1$ et le rapport des énergies après et avant collision, si θ est l'angle de diffusion dans le c.m., est

$$E'/E = (A^2 + 2A \cos \theta + 1)/(A + 1)^2 \quad (6.15)$$

Supposant la collision isotrope dans le c.m., ce qui est une bonne approximation à basse énergie, on a en moyenne :

$$x = \langle E'/E \rangle = (A^2 + 1)/(A + 1)^2 \quad (6.16)$$

Considérons une succession de chocs, représentés sur la figure (7).



Les angles (dans le c.m.) seront $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_n$. On a :

$$E_n/E_0 = \prod_{i=1}^n E_i/E_{i-1} \Rightarrow \log E_n/E_0 = \sum_{i=1}^n \log(E_i/E_{i-1})$$

et, dans une succession aléatoire de chocs, on aura en moyenne après n collisions :

$$\langle \log(E_n/E_0) \rangle = n \langle \log(E'/E) \rangle \quad (6.17)$$

On définit le pouvoir de ralentissement ξ d'un matériau par :

$$\xi = \langle \log(E/E') \rangle = -\frac{1}{2} \int_{-1}^1 \log[E'/E] d \cos \theta \quad (6.18)$$

soit

$$\xi = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A} \log \frac{(A+1)}{A-1} \quad (6.19)$$

Le nombre moyen q de collisions nécessaires pour amener les neutrons de fission, d'énergie $E_f \sim 2$ MeV, à l'énergie thermique $E_{th} \sim 0,025$ eV, est donné par :

$$q = \frac{1}{\xi} \log \left(\frac{E_f}{E_{th}} \right) \quad (6.20)$$

Pour les trois modérateurs H (eau légère $H_2 O$) $A = 1$, d (eau lourde $D_2 O$) $A = 2$, et C (graphite ou $C O_2$) $A = 12$, les valeurs de x, ξ et q , nombre moyen de collisions, sont données dans le tableau suivant :

	H	d	C
x	0,5	0,56	0,86
ξ	1	0,725	0,158
q	18	25	115

Cependant, avant de conclure sur l'efficacité respective de ces modérateurs, on doit tenir compte de la probabilité d'absorption des neutrons dans chaque collision. Le tableau suivant donne, pour chaque noyau, la section efficace de collision σ_{col} la section efficace d'absorption σ_A et la probabilité $p = \sigma_A / (\sigma_A + \sigma_{col})$ d'absorption lors d'une collision.

	σ_{col}	σ_A	p
H	44,8	0,664	$1,5 \cdot 10^{-2}$
d	10,4	10^{-3}	$9,6 \cdot 10^{-5}$
C	4,7	$4,5 \cdot 10^{-3}$	$9,6 \cdot 10^{-4}$

Elle correspondent par exemple à :



Au bout de q collisions, il y aura une atténuation du nombre de neutrons par un facteur :

$$\delta = (1 - p)^q$$

soit, respectivement, pour H, d et C

$$\delta_H = 0,76 \quad , \quad \delta_d = 0,998 \quad , \quad \delta_C = 0,895 \quad .$$

Le facteur multiplicatif effectif, à partir du facteur η et après passage dans le modérateur est $k = \eta\delta$. On aboutit ainsi, pour l'uranium naturel et pour l'uranium enrichi à 2,5%, à :

modérateur \rightarrow	H_2O	D_2O	C
$k(U \text{ naturel})$	0,99	1,3	1,16
$k(U \text{ enrichi})$	1,37	1,8	1,6

Par conséquent, on peut dresser une première brève liste des principaux types de réacteurs :

– Les réacteurs à uranium naturel : ils fonctionnent avec des neutrons thermiques. Le choix de l'eau comme fluide modérateur ne convient pas car l'hydrogène a une

section efficace de capture des neutrons trop importante ($k < 1$). Le graphite, qui a une section efficace de capture beaucoup plus faible, possède un pouvoir ralentisseur moins grand. L'eau lourde D_2O est le meilleur modérateur, léger et très peu absorbant, mais est d'un prix de revient élevé.

– Les réacteurs à uranium enrichi : l'uranium naturel contient 0,7% de ^{235}U . Un enrichissement à 2,5% permet d'utiliser le graphite ou l'eau légère comme modérateur (filière à eau ou filière graphite-gaz).

– Les réacteurs à neutrons rapides : ils fonctionnent sans modérateur et utilisent le plutonium 239 comme combustible. Ce plutonium 239 est obtenu à partir de l'uranium 238 par une suite de réactions dont la première est la capture d'un neutron. Pour le plutonium $\eta = 2,08$ pour des neutrons thermiques et $\eta = 2,74$ pour des neutrons rapides, d'où l'intérêt de ne pas avoir de modérateur. Le plutonium pourra être utilisé dans les surgénérateurs où il sera mélangé à de l'uranium naturel. Comme $\eta > 2$, la réaction pourra être entretenue tout en produisant assez de neutrons pour transformer l'uranium 238 en plutonium 239. La matière fissile consommée est ainsi régénérée.

Ces surgénérateurs posent en fait des problèmes de sécurité importants car ils imposent d'utiliser le sodium fondu comme fluide caloporteur (grande masse, qui ne ralentit pas les neutrons). Comme on le sait, la technologie associée connaît des difficultés qui ne sont pas seulement techniques (on connaît le cas de Superphénix). Ces réacteurs posent également le problème du retraitement du combustible, notamment le temps total nécessaire au retraitement du matériau sortant d'un réacteur (le combustible produit est toujours un mélange d'isotopes qui ne peut pas être utilisé en l'état).

8 Transport des neutrons dans la matière

8.1 Equation de transport

La conception et l'exploitation d'un réacteur nucléaire nécessitent une maîtrise de la distribution des neutrons, en énergie et dans l'espace. Plusieurs processus interviennent dans l'histoire d'un neutron individuel : sa formation dans une fission, ses collisions élastiques avec divers noyaux du milieu, dont ceux du modérateur qui abaissent son énergie, sa capture radiative, enfin la fission qu'il induit à son tour.

L'équation de transport de Boltzmann régit le comportement des neutrons dans la matière. Nous l'écrivons ci-dessous sous les hypothèses suivantes :

- 1) le milieu est statique (mis à part l'agitation thermique, de très faible énergie) ;
- 2) la collision des neutrons entre eux est négligeable (en d'autres termes la densité

des neutrons est beaucoup plus faible que celle du milieu) ;

3) la désintégration des neutrons peut être négligée : le temps moyen de capture est beaucoup plus faible que la durée de vie du neutron.

On décrit les neutrons par leur densité dans l'espace des phases

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \quad . \quad (6.21)$$

En l'absence de collisions, l'impulsion \mathbf{p} de chaque neutron reste constante et le flot dans l'espace des phases est engendré par le mouvement des particules à la vitesse $\mathbf{v} = \mathbf{p}/m$. La densité f satisfait donc à une équation de la forme

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f = \mathcal{C}(f) \quad (6.22)$$

où $\mathcal{C}(f)$ est le terme de collision.

On définit les sections efficaces macroscopiques de collision Σ_c et d'absorption Σ_a comme les produits des sections efficaces élémentaires par la densité de centres nucléaires diffuseurs n_d , par exemple

$$\Sigma_c = n_d \sigma_c \quad (6.23)$$

inverses des libres parcours moyens pour les processus correspondants, et par

$$\Sigma_c(\mathbf{p}' \rightarrow \mathbf{p}) \quad (6.24)$$

la section efficace différentielle macroscopique de collision en angle et en énergie (il peut y avoir perte d'énergie des neutrons par recul du noyau).

Le terme de collision s'écrit alors

$$\mathcal{C}(f) = \frac{1}{m^2} \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}', t) \Sigma_c(\mathbf{p}' \rightarrow \mathbf{p}) d^3 p' - v[\Sigma_c + \Sigma_a] f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) + S(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \quad (6.25)$$

Le premier terme décompte les neutrons qui entrent dans l'élément d'espace des phases $d^3 \mathbf{r} d^3 \mathbf{p}$ venant des éléments $d^3 \mathbf{r} d^3 \mathbf{p}'$, par collision élastique. Le deuxième ceux qui quittent l'élément $d^3 \mathbf{r} d^3 \mathbf{p}$ soit par collisions élastiques soit par absorption. Le dernier terme $S(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ est un terme de source (production de neutrons par fission dans le cœur d'un réacteur).

L'équation de Boltzmann (6.22) et (6.25) est à la fois fondamentale dans la maîtrise des techniques nucléaires et très compliquée. C'est une équation intégro-différentielle dont le traitement est un art en soi cultivé depuis des décennies dans tous les centres de recherche nucléaire¹. Sa complexité vient en grande partie de ce qu'elle décrit le

¹On trouvera un exposé très complet dans *La neutronique* par Paul Reuss, Presses universitaires de France, Collection Qué sais-je? numéro 3307, 1998.

comportement des neutrons à la fois dans l'espace et en énergie (perte d'énergie par recul des noyaux cibles).

Le problème est considérablement plus simple dans le cas, non irréaliste, où les neutrons sont monoénergétiques et où le milieu est homogène.

8.2 Le modèle de Lorentz

Dans un certain nombre de cas, les neutrons peuvent être considérés comme monoénergétiques tout au long de leur histoire. S'ils n'interagissent qu'avec des noyaux beaucoup plus massifs, U ou Pu, on peut négliger le recul de ces derniers. C'est le cas dans les engins à fission et, dans une certaine mesure, dans les réacteurs à neutrons rapides.

Dans ce cas, $\Sigma_c(\mathbf{p}' \rightarrow \mathbf{p})$ a la forme

$$\Sigma_c(\mathbf{p}' \rightarrow \mathbf{p}) = \delta(E' - E) \frac{d\Sigma_c}{d\Omega'} \quad (6.26)$$

où $E = p^2/2m$ et $\hat{\Omega}'$ est la direction de \mathbf{p}' .

Supposons en outre, pour simplifier les choses, que la section efficace de collision soit isotrope

$$\frac{d\Sigma_c}{d\Omega} = \frac{\Sigma_c}{4\pi} \quad , \quad (6.27)$$

ainsi que le terme de source que nous écrivons $S(\mathbf{r})$. L'énergie $E = p^2/2m$ des neutrons est constante ainsi que leur vitesse v , et $|\mathbf{p}| = |\mathbf{p}'| = mv$.

L'équation de Boltzmann se réduit alors à l'équation de Lorentz

$$\frac{1}{v} \frac{\partial f}{\partial t} + \hat{\Omega} \cdot \nabla f = \Sigma_c(\langle f \rangle - f) - \Sigma_a f + S(\mathbf{r}) \quad (6.28)$$

$$\text{où} \quad \langle f \rangle = \frac{1}{4\pi} \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d\Omega_p \quad . \quad (6.29)$$

La portée physique de ce type d'équation est très vaste. Elle s'applique à la conduction électrique, à la thermalisation des électrons dans les solides, au transfert du rayonnement dans les étoiles ou dans l'atmosphère, à la diffusion des atomes dans les solides, ou à la diffusion de la chaleur, aussi bien qu'à la neutronique.

On définit la densité de particules ρ et la densité de courant \mathbf{J} par

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d^3\mathbf{p} \quad (6.30)$$

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \int \mathbf{v} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d^3\mathbf{p} \quad (6.31)$$

Note : Dans le problème considéré f contient implicitement une distribution de Dirac en $|\mathbf{p}|$ ou en énergie $E = p^2/2m$, si bien que nous ne changeons pas de notation pour f (ce qui change, bien entendu, la dimension de la quantité considérée) et nous omettons cette distribution de Dirac, ce qui ne change rien à l'argument.

Nous définissons

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d\Omega ; \quad \text{et} \quad \mathbf{J}(\hat{r}, t) = \int v\Omega f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d\Omega \quad (6.32)$$

où Ω est la direction du vecteur \mathbf{p} .

En intégrant l'équation de Lorentz sur Ω on obtient

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J} = -v\Sigma_a \rho + 4\pi S \quad (6.33)$$

En la multipliant par $v\Omega$ et en l'intégrant sur Ω :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} + v \int \Omega(\Omega \cdot \nabla f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)) d\Omega = -(\Sigma_c + \Sigma_a) \mathbf{J} \quad (6.34)$$

où l'on a supposé que le terme de source S est isotrope.

L'intégrale

$$\int \Omega(\Omega \cdot \nabla f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)) d\Omega \quad (6.35)$$

figurant dans le premier membre de (6.37) contient toute la difficulté physique du problème. On distingue deux situations extrêmes.

1. L'une est le régime *ballistique*, où le libre parcours moyen entre deux collisions successives est nettement supérieur à la taille du milieu considéré. Les collisions jouent un rôle faible et le terme de dérive $v \cdot \nabla f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ contrôle l'évolution. C'est, par exemple, le cas dans la base d'un transistor.
2. Au contraire, dans un régime *diffusif* ou de quasi-équilibre local, qui nous intéresse ici, le libre parcours moyen entre deux collisions est faible devant la taille du milieu. En première approximation, $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ est isotrope en $\Omega = \mathbf{p}/|\mathbf{p}|$, et nous écrivons cette fonction de distribution sous la forme

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = f_0(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) + f_1(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \quad (6.36)$$

où f_0 est isotrope, c'est-à-dire ne dépend pas de Ω , $f_1 \ll f_0$ contient toute l'anisotropie, et $\int f_1(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d^3\mathbf{p} = 0$, c'est à dire que f_1 ne contribue pas à la densité ρ mais seulement au courant \mathbf{J} .

3. Il existe des situations intermédiaires, où le milieu a des variations brusques de densité au voisinage desquelles aucune des approximations ci-dessus n'est valable. Tel est, par exemple, le cas pour la diffusion des neutrons dans le cœur des supernovae au moment du rebond de la matière nucléaire. De telles situations requièrent l'emploi de techniques numériques assez sophistiquées².

²Voir, par exemple, « Neutrinos in Supernovae, An exact treatment of transport », J-L. Basdevant, Ph.Mellor et J.-P. Chièze, Astronomy and Astrophysics, vol.197, p 123 (1988)

Nous nous plaçons ici dans l'hypothèse (6.36). (Cette hypothèse revient aussi à faire un développement en polynômes de Legendre, ou en harmoniques sphériques, de la fonction de distribution, et à ne conserver que les premiers termes du développement.) Nous négligeons la partie anisotrope f_1 dans l'intégrale 6.35. Puisque f_0 ne dépend pas de Ω , l'intégrale angulaire est immédiate et mène à

$$\frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} + \frac{v^2}{3} \nabla \rho = -v(\Sigma_c + \Sigma_a) \mathbf{J} \quad (6.37)$$

Plaçons nous d'abord dans une situation où il n'y a ni absorption ni terme de source, c'est-à-dire où seules des collisions élastiques avec le milieu interviennent. Les deux équations (6.33 et 6.37) se ramènent à

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \mathbf{J} = 0 \quad (6.38)$$

$$\frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} + \frac{v^2}{3} \nabla \rho = -v \Sigma_c \mathbf{J} \quad (6.39)$$

La première relation exprime la conservation du nombre de particules (on peut de même écrire la conservation de l'énergie). La seconde exprime la densité de courant en fonction du gradient de la densité de particules

$$\mathbf{J} = -D \left[v \nabla \rho + \frac{3}{v} \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \right] \quad (6.40)$$

Dans les conditions (fréquentes en pratique) où $(3/v) \partial \mathbf{J} / \partial t$ peut être négligé, elle se ramène à une loi de Fick, dans laquelle le courant est proportionnel au gradient de la densité :

$$\mathbf{J} = -D v \nabla \rho \quad (6.41)$$

où le *coefficient de diffusion* D est

$$D = 1/(3\Sigma_c) \quad . \quad (6.42)$$

En reportant (6.40) dans (6.38) on obtient

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{3D}{v} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - D v \Delta \rho = 0 \quad (6.43)$$

dite *équation du télégraphiste* .

Cette équation a la forme générale d'une équation d'onde dont le front d'onde se déplace à la vitesse $v/\sqrt{3}$ mais s'atténue exponentiellement avec la distance. Si le libre parcours moyen $1/3D$ est très petit devant la dimension R du système considéré, le temps $\tau = v/R\sqrt{3}$ de propagation de l'onde dans le système est très court par rapport au temps de migration d'un neutron par une marche aléatoire sur la même distance. On peut donc négliger le terme de propagation $(3D/v) \partial^2 \rho / \partial t^2$ ce qui revient

à considérer la vitesse de propagation comme infinie dans l'équation du télégraphiste. dans ces conditions, on aboutit à l'équation de diffusion de Fourier

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = Dv\Delta\rho \quad (6.44)$$

de portée très générale qui se résout par ... transformation de Fourier. En posant

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \int e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} g(\mathbf{k}, t) d^3\mathbf{k} \quad (6.45)$$

et en reportant dans (6.44), on obtient

$$\frac{\partial g}{\partial t} = -k^2 Dv g$$

soit

$$g(\mathbf{k}, t) = f(\mathbf{k}) e^{-k^2 Dvt} \quad (6.46)$$

où $f(\mathbf{k})$ est déterminé, par transformée de Fourier inverse, à partir des conditions initiales

$$\rho(\mathbf{r}, t = 0) = \int e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} f(\mathbf{k}) d^3\mathbf{k} \quad (6.47)$$

Soit

$$f(\mathbf{k}) = (2\pi)^3 \int e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \rho(\mathbf{r}, t = 0) d^3\mathbf{r}$$

Si à l'instant initial ρ est concentré à l'origine, $\rho(\mathbf{r}, t = 0) = \rho_0 \delta(\mathbf{r})$, $f(\mathbf{k})$ est une constante f , et $\rho(\mathbf{r}, t)$ est donc la transformée de Fourier d'une gaussienne :

$$\rho(\mathbf{r}, t) = c^{te} e^{-r^2/4Dvt}$$

Le temps T de diffusion dans une sphère de rayon R est de l'ordre de $T \sim (R^2/Dv) = (R/\lambda)^2 (\lambda/v)$ où λ/v est le temps moyen entre deux collisions élémentaires.

L'équation de diffusion (6.44) peut également être vue comme une équation de Schrödinger libre pour un temps imaginaire pur (on peut le vérifier en retrouvant l'évolution temporelle d'un paquet d'ondes libre).

L'équation du télégraphiste (6.43) se traite également par transformation de Fourier. On peut ainsi vérifier directement dans quelles conditions le terme de propagation $(3D/v)\partial^2\rho/\partial t^2$ peut être négligé.

8.3 Divergence, masse critique

Considérons un « réacteur » très simpliste à neutrons rapides, supposés monochromatiques de vitesse v , d'énergie ~ 2 MeV. Ces neutrons évoluent dans un milieu fissile homogène contenant N atomes de masse A par unité de volume. Le mouvement des neutrons est désordonné, à chaque collision ils peuvent être absorbés par les noyaux du milieu, avec une section efficace σ_a , ou être diffusés élastiquement avec une section efficace σ_d .

La section efficace totale est $\sigma_T = \sigma_a + \sigma_d$; la *section efficace macroscopique* Σ_T est

$$\Sigma_T = N\sigma_T = 1/\lambda \quad . \quad (6.48)$$

où $\lambda = 1/\Sigma_T$ est le libre parcours moyen des neutrons dans le milieu.

Pour du plutonium, de masse volumique $\rho = 19,74 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$, avec $\sigma_T = 5,87 \text{ b}$ on a : $\lambda = 3,43 \cdot 10^{-2} \text{ m}$.

La distribution des neutrons au point \mathbf{r} et à l'instant t dans le milieu est caractérisée par les quantités $\rho(\mathbf{r}, t)$ (nombre de neutrons par unité de volume) et $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$ (vecteur densité de courant neutronique). On a coutume de travailler avec le « flux scalaire » de neutrons $\phi(\mathbf{r}, t) = v \cdot \rho(\mathbf{r}, t)$, qui caractérise leur mouvement désordonné.

\mathbf{J} et ρ sont reliés par une loi de Fick :

$$\mathbf{J} = -Dv\nabla\rho = -D\nabla\phi \quad (6.49)$$

où, comme nous l'avons vu plus haut, le coefficient de diffusion est

$$D = 1/(3\Sigma_T) = \lambda/3 \quad . \quad (6.50)$$

Le terme de source dans (6.33) correspond au taux de production de neutrons par fission. Soit σ_f la section efficace de fission ($\sigma_f < \sigma_a$) et soit $\bar{\nu}$ le nombre moyen de neutrons produits par chaque fission, le taux d'accroissement de la densité ρ dû aux fissions est donc

$$\left(\frac{d\rho}{dt}\right)_f = \bar{\nu}N\sigma_f\phi = \bar{\nu}\Sigma_f\phi \quad (6.51)$$

où nous avons fait apparaître la section efficace macroscopique de fission.

En reportant l'expression de \mathbf{J} et ce terme de source dans (6.33) on obtient l'équation d'évolution de ϕ (ou de ρ)

$$\Delta\phi + \frac{(\bar{\nu}\Sigma_f - \Sigma_a)}{D}\phi = \frac{1}{vD}\frac{\partial\phi}{\partial t} \quad (6.52)$$

Posons $k = \bar{\nu}\Sigma_f/\Sigma_a$, comme précédemment, il vient :

$$\Delta\phi + B^2\phi = \frac{1}{vD} \frac{\partial\phi}{\partial t} \quad (6.53)$$

où nous avons posé :

$$B^2 = (k - 1)\Sigma_a/D \quad (6.54)$$

(en nous plaçant explicitement dans le régime $k > 1$).

Supposons que le milieu est fini, sphérique, de rayon R , et, pour simplifier, que ϕ est isotrope et ne dépend que de la distance r au centre (et du temps t). Les conditions à imposer à ϕ sont les suivantes : $\phi \geq 0$ pour $r \leq R$, et $\phi(0, t)$ est fini.

Cependant, l'équation (6.53) n'est valable qu'à l'intérieur du milieu. De l'extérieur, ne provient aucun neutron *entrant*! On constate, en théorie de la diffusion, qu'une bonne façon de rendre compte de cette discontinuité du milieu consiste à imposer que ϕ s'annule à une « distance extrapolée » R_e :

$$\phi(R_e, t) = 0 \quad \text{avec} \quad R_e = R + 0,71\lambda \quad (6.55)$$

où λ est le libre parcours moyen $1/\Sigma_T$.

Cherchons si une solution *stationnaire* (régime critique) de (6.53) existe ($\partial\phi/\partial t = 0$). Il vient alors $\Delta\phi + B^2\phi = 0$ soit, en coordonnées sphériques :

$$\frac{1}{r} \frac{d^2}{dr^2} r\phi + B^2\phi = 0 \quad . \quad (6.56)$$

En posant $u(r) = r\phi(r)$, cette équation s'intègre immédiatement :

$$u(r) = \alpha \sin Br + \beta \cos Br \quad , \quad (6.57)$$

et, puisque ϕ doit être régulier à l'origine,

$$\phi(r) = \alpha \frac{\sin Br}{r} \quad . \quad (6.58)$$

La condition aux limites (6.55) impose alors

$$B R_e = \pi \quad . \quad (6.59)$$

C'est-à-dire qu'une seule valeur R_c du rayon R de la sphère fissile admet une solution critique (régime permanent ou stationnaire) :

$$R_c = \pi/B - 0,71\lambda \quad (6.60)$$

Pour du plutonium, on a : $\sigma_T = 5,87 b$, $\bar{\nu}\sigma_f = 5,52 b$ et $\sigma_a = 2,02 b$, d'où :

$$\lambda = 3,43 \cdot 10^{-2} \text{ m} \quad , \quad k = \bar{\nu}\sigma_f/\sigma_a = 2,74 \quad , \quad \Sigma_a = 10,04 \text{ m}^{-1}$$

$$D = 1,14 \cdot 10^{-2} \text{ m} \quad , \quad B = 39 \text{ m}^{-1}$$

d'où un *rayon critique* R_c un volume critique $V_c = (4/3)\pi R_c^3$ et une *masse critique* $M_c = \rho V_c$:

$$R_c = 5,63 \cdot 10^{-2} \text{ m} \quad , \quad V_c = 7,5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3 \quad , \quad M_c = 14,7 \text{ kg} \quad . \quad (6.61)$$

Pour $R \neq R_c$, un régime permanent *ne peut pas s'établir*. On vérifiera aisément, en cherchant des solutions de la forme :

$$\phi(r, t) = e^{\gamma t} f(r) \quad (6.62)$$

que :

- pour $R > R_c$, nécessairement $\gamma > 0$, on est en régime *surcritique*, le système diverge et explose ;
- pour $R < R_c$, nécessairement $\gamma < 0$, on est en régime *sous-critique*, les fuites (milieu fini) empêchent la réaction en chaîne de s'entretenir, elle s'étouffe exponentiellement.

9 Bibliographie

1. *Introduction to nuclear physics* : Harald Enge, Addison-Wesley (1966).
2. *Feux follets et champignons nucléaires*, G. Charpak et Richard L. Garwin, Editions Odile Jacob, Paris, 1997.
3. *Dossier « Déchets nucléaires »*, La Recherche, numéro 301, page 63, Septembre 1997.
4. *Les Réacteurs Nucléaires* : B. Equer, cours de l'X, Edition 81.
5. *Cinquante ans de nucléaire dans le monde* R. Dautray, La Vie des Sciences, tome 10, 1993.
6. *Les réacteurs à eau pressurisée*, Collection CEA.
7. *La neutronique*, Paul Reuss, Presses Universitaires de France, Collection Que sais-je? numéro 3307, 1998.

Production d'énergie électro-nucléaire

1 Les réacteurs nucléaires

Le phénomène de la fission fut découvert en 1939. La fission fut un exemple de découverte de recherche fondamentale conduisant en très peu d'années à des applications considérables. Le 2 décembre 1942, Enrico Fermi, qui avait fui l'Italie fasciste en 1939, démontrait, à l'Université de Chicago, dans le cadre du futur projet Manhattan l'existence d'une réaction en chaîne dans un empilement de boules d'uranium naturel, en réseau périodique séparé par du graphite. E. Fermi démontrait expérimentalement la notion de criticité de la taille de cet empilement pour assurer la réaction en chaîne (fuite des neutrons hors de la pile). Tout cela a été effectué avec une puissance totale de tout le réacteur de l'ordre du watt. Il en résultait que les rayonnements émis n'étaient pas dangereux. Rappelons que les réacteurs de puissance actuels sont de plus de 3000 Mégawatts. En quatre ans, la faisabilité d'un réacteur nucléaire à fission nucléaire était prouvée. Il est instructif de comparer cela à la fusion thermonucléaire, dont le phénomène fut découvert dans les années 1935, avant celui de la fission. Aujourd'hui, la faisabilité physique d'un réacteur à fusion thermonucléaire par confinement magnétique ou par confinement inertiel n'est toujours pas effectuée. Pourquoi cette différence entre la durée de démonstration physique de la fusion et celle de la fission ? C'est que l'équation qui décrit le phénomène de transport des neutrons est linéaire par rapport au flux de neutrons. Si donc, on mesure (ce que fit Fermi) la valeur du flux en des points choisis du réacteur, alors tout champ de flux proportionnel à celui mesuré est aussi solution des équations de transport. On peut donc faire des essais significatifs à une puissance d'un watt ! Les réacteurs de fission sont par essence un phénomène linéaire. Au contraire, la fusion thermonucléaire est

un phénomène non linéaire. Les équations gouvernant le parcours des particules importantes (deutérium, tritium, hélium) pour la puissance dégagée, sont non linéaires en fonction des flux de ces particules. A chaque fois qu'on augmente la puissance, de nouveaux phénomènes adviennent. Il faut donc parcourir, pas à pas tous les niveaux de puissance pour y étudier tous les phénomènes nouveaux qui surgissent les uns après les autres. Le prochain pas peut toujours réserver une surprise.

Pour dessiner une centrale nucléaire, il faut d'abord concevoir un système nucléaire qui diverge, ce qui implique la réduction des fuites de neutrons et la suppression des corps très absorbants. Ce résultat étant obtenu, on cherche à extraire de ce système le maximum d'énergie. Ce maximum est limité par deux phénomènes.

- Au fur et à mesure du fonctionnement, le combustible s'appauvrit en noyaux fissiles et s'enrichit en produits de fission qui capturent des neutrons sans fissionner. La criticité du réacteur finit par être impossible à maintenir et le réacteur s'arrête.

- L'autre phénomène est de nature technologique : à l'intérieur des barreaux de combustible se trouvent les produits de fission, certains sont gazeux et finissent par déformer très sensiblement les structures dans lesquelles est enrobé le combustible. Il y a risque de rupture de gaine.

On a intérêt bien sûr à ce que les limites imposées par ces deux types de phénomènes (neutronique et résistance des matériaux) soient très proches l'une de l'autre.

L'énergie produite dans les barreaux par fission du combustible, doit évidemment être évacuée. Pour cela on la transfère sur un fluide dit réfrigérant ou caloporteur. Ces conditions de transfert jointes au fait que la température du fluide conditionne celle de la source chaude de la machine qui se trouve en aval du réacteur nucléaire, donc son rendement, conditionnent les possibilités des centrales nucléaires. Il y a une puissance maximum aux centrales nucléaires liée à des problèmes de flux maximal de neutrons (résistance des matériaux) et des conditions de refroidissement. La puissance maximale est aux alentours de 3000 MWth et le flux maximal aux alentours de quelques 10^{15} neutrons par centimètre carré et par seconde.

2 Les réacteurs thermiques

Les réacteurs à eau pressurisée

C'est la filière la plus répandue au monde, et notamment en France. Dans ces réacteurs (REP en français ou PWR en anglais), l'eau sous pression est à la fois le modérateur et le fluide caloporteur.

Le combustible est constitué de pastilles de dioxyde d'uranium enrichi (à environ trois pour cent en ^{235}U lors de l'introduction dans le réacteur), empilées dans des

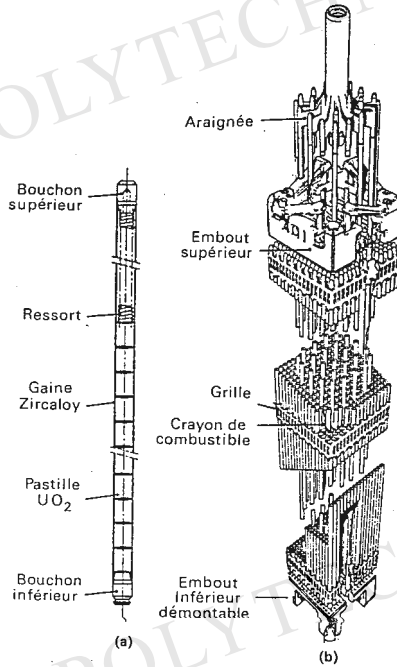


FIG. 7.1: Élément combustible (a), assemblage et grappe de commande (b), d'un réacteur PWR. D'après document Framema.

tubes appelés crayons. Ces tubes sont eux-mêmes regroupés en assemblage. L'oxyde d'uranium présente l'avantage d'être réfractaire (sa température de fusion est de 2800 degrés Celsius), l'eau est sans action chimique sur lui et il est stable sous irradiation. En revanche, il présente l'inconvénient d'une faible densité et d'une mauvaise conductibilité thermique. Si a est le rayon d'un crayon, admettons pour simplifier les calculs que le flux neutronique soit constant à l'intérieur d'un crayon, la quantité de chaleur dégagée par unité de volume est alors constante, nous la désignerons par Q (watts par cm^3). L'intégration des équations décrivant la transmission de la chaleur conduit à l'équation suivante

$$Qa^2 = 4k(T_c - T_s) \quad (7.1)$$

T_c étant la température maximale au centre du crayon de combustible, T_s étant la température interne de la gaine et k étant le coefficient de conductibilité du dioxyde d'uranium.

En prenant $T_c = 1800$ C et $T_s = 450$ C et $k = 0.06$ W/cm/degré, on a $Qa^2 = 300$ W/cm. Pour un diamètre d'un centimètre, on obtient $Q = 40$ W/g (la densité de l'oxyde est voisine de 10 g/ cm^3). Un réacteur à eau pressurisé de 3000 Mégawatts thermique voit ainsi ses dimensions fixées par les conditions de refroidissement (voir fig. 7.1 et 7.2) :

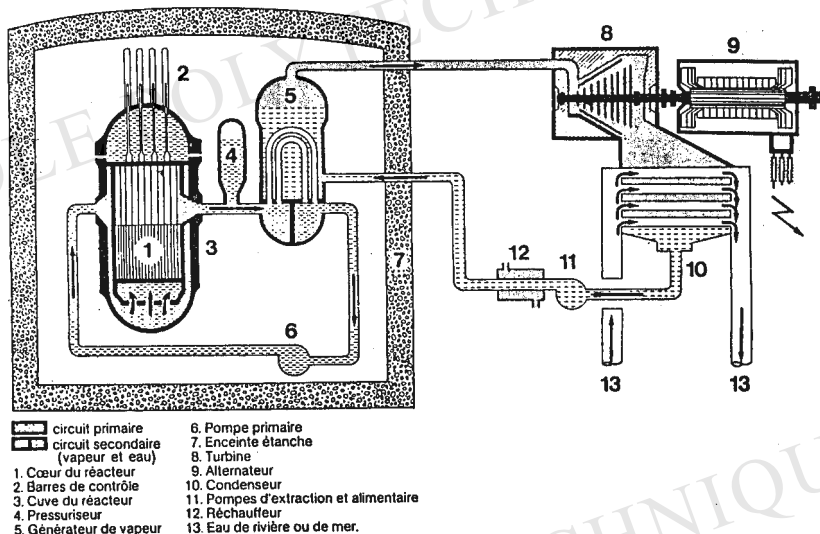


FIG. 7.2 : Réacteur à eau sous pression.

- 75 tonnes de combustible sont nécessaires,

- 100 000 mètres de barreau de combustible d'un centimètre de diamètre. Ces crayons sont regroupés en 200 assemblages de 150 crayons chacun environ. Chacun des crayons fait 3,3 mètres de hauteur. La gaine des crayons faite d'un alliage de Zirconium est bonne conductrice de chaleur, retient mécaniquement les produits de fission et le combustible et absorbe peu les neutrons. C'est pour ces raisons que le zircalloy a été choisi.

- La neutronique impose un rapport de modération (rapport entre le volume d'eau et le volume des crayons) d'environ 3. Le réacteur doit ainsi avoir un diamètre d'au moins trois mètres. Ces grands diamètres et grande hauteur sont rendus nécessaires à la fois pour la modération et pour limiter les fuites de neutrons.

- L'eau sert à la fois de modérateur et de fluide caloporteur. Sa température maximale au contact des gaines de Zircalloy est d'environ 300 degrés Celsius. Pour éviter l'ébullition, elle est donc portée à 150 atmosphères et pompée en permanence, alimentant un échangeur de chaleur qui la refroidit et va, par un circuit secondaire d'eau, alimenter les turbines qui produisent l'électricité.

A la sortie des turbines, le circuit secondaire est en contact thermique avec une source froide (rivière ou eau de mer) conformément au Principe de Carnot ¹.

¹Le réchauffement local des cours d'eau a des répercussions écologiques nocives, notamment de créer des conditions favorables au développement d'amibes comme la Légionelle. Toutefois, contrairement aux affirmations que l'on trouve çà et là, s'il est inévitable de chauffer la source froide, le

- Pour que les 75 tonnes de combustible d'uranium produisent 3000 MW, la neutronique impose d'enrichir cet uranium en l'isotope 235. La teneur de cet isotope est élevée de 0,7 pour cent à 3,5 pour cent. Le flux neutronique est ajusté à environ 5.10^{14} n/cm²/s.

- Le combustible peut ainsi tenir trois ans avant de devenir par trop empoisonné par les produits de fission (qui absorbent les neutrons et peuvent provoquer des dommages au barreau). Il est rechargé par tiers dans le réacteur. La recharge renferme 24 tonnes d'uranium enrichi à 3,25 % en isotope 235. Pour la produire on a utilisé 156 t d'uranium naturel. Cet uranium contenait 1,1 tonne d'isotope 235 dont 775 kgs seulement se retrouvent dans la matière enrichie, car l'opération d'enrichissement se fait en rejetant 132 tonnes d'uranium appauvri à 0,25 % d'isotope 235, dans lequel subsistent 325 kg de cet isotope.

Après sa sortie du réacteur, le combustible contient encore 23 tonnes d'uranium enrichi à 0,95 % soit 220 kg d'²³⁵U et 145 kg de plutonium, l'ensemble correspondant au potentiel énergétique de 64 tonnes d'uranium naturel. De plus 271 kg de l'isotope 238 ont été brûlés via la production puis la fission de ²³⁹Pu. Au total ce sont donc 826 kg d'uranium qui ont été consommés.

Ce bilan montre que l'utilisation actuelle dans les réacteurs à eau pressurisée correspond à consommer 156-64, c'est-à-dire 92 t d'uranium naturel pour recueillir l'énergie de fission de 826 kg de matière uranium, c'est à dire 0,9 % de celle ci. Une telle constatation explique l'attrait des réacteurs surgénérateurs, dans lesquels on peut espérer convertir en plutonium davantage d'uranium 238 que l'on ne consomme de plutonium. Ces réacteurs consomment au bout du compte tout l'uranium et multiplient les potentialités d'utilisation de l'énergie à partir de l'uranium par un facteur 100.

Les autres filières à neutrons thermiques

a) La filière à eau lourde.

Malgré son prix élevé, l'eau lourde a été choisie comme modérateur dans la filière canadienne CANDU. Dans ces réacteurs le combustible est l'uranium naturel. C'est pour cela que les premiers réacteurs furent des réacteurs à eau lourde. La célèbre bataille de l'eau lourde pendant la seconde guerre mondiale en témoigne. Dans la filière CANDU, les assemblages sont placés dans des tubes sous pression où circule de l'eau lourde à 200 degrés (pression de 90 atmosphères). Cette eau lourde agit comme fluide caloporteur. Le modérateur est aussi de l'eau lourde à 68 degrés dans lesquels baignent les tubes sous pression.

rendement de Carnot montre qu'il n'est en aucune façon *avantageux* pour les producteurs d'électricité « nucléaire » de faire monter la température de cette source *le plus possible*.

b) Les filières graphite gaz.

Dans les réacteurs de ces filières, le combustible est l'uranium naturel employé sous forme métallique, le modérateur est le graphite et le fluide caloporteur le gaz carbonique CO_2 . Elle fut la première à être développée en France. Ses principaux inconvénients sont :

- l'utilisation de l'uranium métal qui limite la température du cœur et donc le rendement thermique de la centrale.
- le plus faible pouvoir de modération qui conduit pour une même puissance à avoir des réacteurs de plus grande taille que les réacteurs à eau.

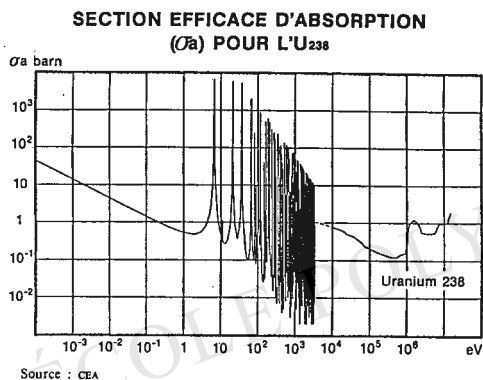
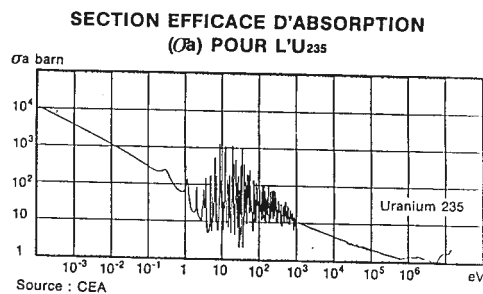


FIG. 7.3 : Ces courbes, en échelle logarithmique, traduisent les larges variations de sections efficaces en fonction de l'énergie des neutrons.



Une variante de cette filière sont les réacteurs RBMK en ex-Union Soviétique. Ces réacteurs utilisent un uranium faiblement enrichi (1,8 %). Le graphite est l'élément modérateur et l'eau bouillante est le fluide caloporteur. Leur inconvénient majeur est que k augmente lorsque la température augmente, et augmente aussi lorsque la densité diminue (accroissement d'ébullition ou vidange du cœur). Ils ne sont donc pas auto-régulés en cas d'incident de fonctionnement, à la différence des réacteurs à eau pressurisée. L'accident de Tchernobyl en est une illustration.

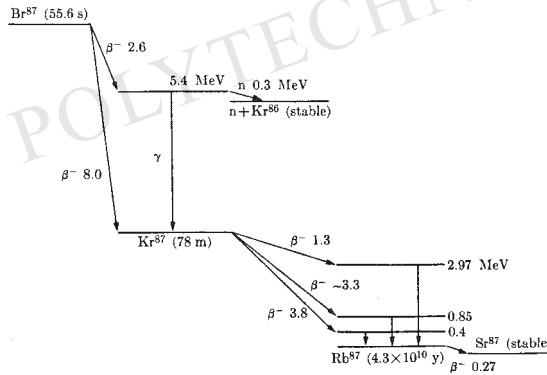


FIG. 7.4: Schéma de désintégration du ^{87}Br , qui est un émetteur de neutrons retardés.

Le contrôle des réacteurs

Si n est le nombre de neutrons d'une génération, et si kn est le nombre de neutrons disponibles pour la prochaine fission (en tenant compte des captures et des fuites de neutrons), si τ est la durée moyenne pour une génération de neutrons, on peut écrire

$$\frac{dn}{dt} = \frac{(k - 1)n}{\tau} \tag{7.2}$$

soit

$$n = n_0 \exp\left(\frac{(k - 1)t}{\tau}\right) \tag{7.3}$$

τ est de l'ordre de 0,1 milliseconde dans un réacteur thermique. Le moindre accroissement de k au-delà de l'unité entraîne une rapide croissance exponentielle du flux et le réacteur devient incontrôlable. Par exemple si $k=1,1$ et pour $\tau = 0,0001s$, en un dixième de seconde la puissance du réacteur est multipliée par 20000.

On aurait probablement dû renoncer à construire des réacteurs nucléaires si on avait pas constaté que l'émission neutronique due à la fission se faisait de deux façons.

La quasi-totalité des neutrons est en effet émise immédiatement, mais une faible proportion (7,5 pour mille pour ^{235}U) est émise environ une minute plus tard. Un exemple, représenté sur le croquis ci-dessous, est fourni par le schéma de désintégration du fragment ^{87}Br .

On appelle $\rho = (k - 1)/k$ la réactivité du réacteur et β la fraction de neutrons retardés. On dispose dans le réacteur des barres de sécurité, constituées d'absorbeurs neutroniques. Des dispositifs commandent la chute de ces barres dès que le facteur de multiplication atteint une valeur considérée comme dangereuse. Il est facile de se

convaincre que la valeur de la réactivité qu'il ne faut dépasser à aucun prix est β , soit $k < 1/(1 - \beta)$. En effet la divergence se ferait alors par les neutrons prompts et le contrôle serait impossible.

Deux types d'incident sont à considérer tout particulièrement :

- Une élévation de température. Un coefficient de température négatif est le bienvenu ($\Delta k/\Delta T$). C'est le cas pour les REP grâce aux résonances épithermiques de capture de ^{238}U . (Fig. 7.3)

- Une vidange intempestive du cœur. Un coefficient de vide négatif est aussi le bienvenu ($-\Delta k/\Delta \rho$). C'est aussi le cas pour les REP grâce aux fuites de neutrons.

Même en l'absence d'incident le réacteur doit être piloté. Au début, il faut le faire diverger, puis le stabiliser lorsque il a atteint la puissance nominale en plongeant des barres d'absorbants de neutrons ou barres de commande. Au cours du temps le combustible s'appauvrit en éléments fissiles et s'enrichit en produits de fission qui sont de purs absorbants de neutrons. Quand le réacteur est neuf, il faut disposer d'une certaine réactivité excédentaire, qui au début sera absorbée par les barres de contrôle, lesquelles barres seront peu à peu relevées au fur et à mesure que le combustible vieillit, c'est à dire au fur et à mesure que la concentration en produits fissiles diminue et que celle en produits de fission augmente. Une autre méthode, moins facilement contrôlable, mais plus homogène, consiste à dissoudre dans l'eau un poison neutronique (du bore soluble) qui disparaît au fur et à mesure que le combustible fissionne.

Après un certain temps de fonctionnement, le combustible n'est plus assez riche pour pouvoir faire diverger le réacteur ; celui-ci est arrêté, il faut décharger le combustible usagé et le remplacer par du combustible neuf. La quantité d'énergie libérée par unité de masse du combustible s'appelle le taux de combustion.

3 Les réacteurs du futur

3.1 European Pressurized Reactors

Le projet EPR mené par une collaboration franco-allemande devrait déboucher sur une réalisation de réacteurs plus sûrs prenant la suite de la filière REP actuel.

a) Sans bore soluble.

Le bore est un absorbant : son rôle est de capturer une partie des neutrons émis par les réactions de fission du combustible, permettant ainsi de contrôler la puissance du réacteur. On l'utilise sous forme soluble, l'acide borique étant dilué dans l'eau qui

refroidit le réacteur.

Le risque que le bore soit accidentellement trop dilué est certes très faible : la probabilité est estimée à 1 sur 100 000 par an et par réacteur. Mais combinée à d'autres défaillances sur les systèmes de protection et de sauvegarde du réacteur, cette dilution pourrait conduire, dans certaines conditions, à la fusion partielle du cœur par augmentation de la réactivité. De plus, bien que son pH soit contrôlé, l'eau reste très ionisée et donc corrosive.

D'où l'idée de supprimer le bore et de concevoir un réacteur uniquement contrôlé par des barres d'absorbant, rassemblées en grappes enfoncées dans le cœur. Les simulations exigent des calculs tridimensionnels complexes pour déterminer la répartition de la puissance et la position optimale des barres de contrôle. Pour réaliser ces barres, on envisage du carbure de bore enrichi (B4C), gainé de hafnium. Ces deux matériaux ont une bonne capacité de capture et ne fondent qu'à haute température (2200 degrés).

b) Nouveaux combustibles.

Avec la perspective d'allonger les cycles de fonctionnement du réacteur, on s'efforce d'augmenter le taux de combustion de 40 000 Mégawatts jour par tonne (MWj/t) à 60 000 ou 70 000 MWj/t.

Pour garantir la même sûreté à ce niveau, il est nécessaire de limiter le dégagement des gaz de fission à l'intérieur des crayons de combustible et d'éviter que la pression augmente autour des pastilles en risquant d'altérer la gaine. On joue alors sur les grains qui constituent la structure cristalline du combustible. On cherche à les agrandir. Les gaz formés à l'intérieur mettront plus de temps pour parvenir aux joints de ces grains. On peut aussi introduire au cœur des grains des inclusions qui vont provoquer la germination de bulles où s'accumuleront les gaz.

Par ailleurs, on cherche à limiter la déformation de la gaine lorsque la pastille se dilate sous l'effet de la température. Au moment de la fabrication du combustible, de la silice est introduite entre les grains pour qu'ils glissent les uns contre les autres, permettant à la pastille de se déformer sans que la gaine subisse une pression excessive.

Toute cette chimie doit être évaluée dans le contexte d'une irradiation intense. En effet, les neutrons de fission, avant modération, provoquent des chocs sur les atomes, des déplacements souvent irréversibles, et induisent ainsi des dommages aux matériaux qu'ils traversent. L'évaluation exacte de ces dommages et des remèdes possibles constitue aussi un défi majeur pour la préparation de la prochaine génération de réacteurs thermiques.

c) Si l'accident grave se produisait.

De nombreux programmes de recherche étudient les moyens d'empêcher un acci-

dent grave sur le réacteur. Ils consistent d'abord à évaluer toutes les situations accidentelles potentielles et à imaginer de nouveaux moyens de supprimer ou de contrôler, les effets d'un accident grave s'il se produit (probabilité de 1 sur 100 000 par réacteur et par an).

L'accident grave est constitué par la fusion du cœur du réacteur, combustible et structures, qui conduit à la formation d'un magma à 2800 degrés C appelé « corium ».

Les recherches tendent à approfondir les connaissances sur trois phénomènes clés : l'évolution du corium dans la cuve et la dégradation de celle-ci, la progression éventuelle du corium hors de la cuve (s'il la perce), enfin la production d'hydrogène et sa répartition dans l'enceinte. Le concept d'enceinte ultime de confinement est d'ailleurs étudié dans ce contexte.

3.2 La filière des réacteurs à neutrons rapides

Les réacteurs à neutrons rapides pourraient être des surgénérateurs, c'est-à-dire produire plus de matière fissile qu'ils n'en consomment. Pour cela, ils font appel à un matériau fertile tel l'U238 qui donne, par absorption d'un neutron, un matériau fissile tel le Pu239.

a) Le choix des neutrons rapides.

Soit un réacteur dans lequel se produisent n fissions, libérant $n\nu$ neutrons. Pour qu'il y ait surgénération, il faut que :

- la réaction en chaîne soit entretenue, c'est-à-dire que n neutrons libérés servent à provoquer de nouvelles fissions ;

- il y ait création de matière fissile, par absorption de n' neutrons, en excès de la matière fissionnée par les n neutrons de départ. Il faut donc qu'il y ait $n' > n$ absorptions de neutrons.

L'ensemble de ces deux exigences se traduit par :

$$n\nu = n + n' > 2n \quad \text{soit} \quad \nu > 2 \quad .$$

Nous avons vu que cela était toujours vrai. En fait, il faut aussi tenir compte de la capture par le noyau fissile, ce qui impose une condition plus stricte $\eta > 2$ et dans le cas d'un réacteur à neutrons thermiques une condition encore plus sévère $\eta\delta > 2$. De plus, il faut que la probabilité de capture fertile d'un neutron, pour donner un atome fissile, ne soit pas trop faible par rapport à la probabilité de fission. Cette probabilité est donnée par le rapport de la section efficace de capture à la section efficace de fission. Pour des neutrons thermiques, ce rapport a une valeur (1/200) trop faible pour qu'il y ait surgénération. Par contre, dans le cas de neutrons rapides et du Pu

239 comme matériau fissile, ce rapport est de l'ordre de 1/10, soit 20 fois plus que précédemment.

C'est pourquoi les réacteurs à neutrons rapides sont susceptibles d'être des surgénérateurs.

b) Le choix du couple fertile-fissile

Deux couples, matière fertile, matière fissile, sont *a priori* possibles :

- uranium 238 et plutonium 239 ;
- thorium 232 et uranium 233.

L'industrie nucléaire s'est orientée vers le premier couple, car les réacteurs thermiques produisent du plutonium qui est séparé après l'opération de retraitement. De plus, l'uranium appauvri, rejeté par les usines d'enrichissement, contient essentiellement de l'U 238 qui peut être ainsi valorisé comme matériau fertile dans les surgénérateurs. Le deuxième couple est l'objet d'études actuelles ; il présente notamment l'avantage de ne pas produire de transuranides lourds dangereux, comme l'Américium ou le Curium.

1. Les conséquences de l'emploi des neutrons rapides.

Pour avoir une surgénération, il faut utiliser des neutrons rapides. Cela a essentiellement trois conséquences :

- d'une part, il faut éviter le ralentissement des neutrons et accroître le volume fissile par rapport au volume qui pourrait modérer le flux. A ce titre, l'eau ne peut être utilisée comme fluide caloporteur ;

- d'autre part, comme les sections efficaces de fission sont nettement plus faibles qu'avec les neutrons thermiques, il est plus difficile d'atteindre le régime critique.

- enfin une attention particulière doit être portée aux dommages aux matériaux, car les neutrons rapides induisent des déplacements des atomes.

Pour obtenir la divergence du réacteur, il faut utiliser un combustible à haute teneur en plutonium (de l'ordre de 15 %). La masse de produit fissile, immobilisée dans le cœur d'un réacteur surgénérateur, est donc plus importante que pour un réacteur à neutrons thermiques. Ainsi le cœur du réacteur de la centrale de Superphénix contenait l'équivalent de 4 800 kg de Pu 239 pour une puissance électrique de 1 200 MW, alors que le cœur du réacteur de Paluel contient environ 3 200 kg d'U 235 pour une puissance électrique de 1 300 MW. L'investissement initial, en matière fissile, est donc supérieur dans le cas du réacteur à neutrons rapides, ce qui représente un inconvénient du point de vue

économique, mais l'avantage d'avoir un cœur plus compact et un flux neutronique élevé. D'autre part, les neutrons rapides ont une plus faible probabilité de capture, par les matériaux constituant les structures du cœur, que les neutrons thermiques. Ceci permet un plus grand choix de matériaux utilisables, bien que le problème des dommages aux matériaux soit sévère, et l'irradiation du combustible, dans le réacteur, peut être beaucoup plus poussée.

2. Les bilans matières.

A) La constitution du cœur - Il faut minimiser les fuites de neutrons en dehors du cœur du réacteur pour assurer la surgénération. C'est pourquoi le cœur a une composition particulière.

Il est constitué de différentes zones concentriques :

- une zone externe contenant des assemblages en acier qui ont pour fonction de protéger la cuve du réacteur et de renvoyer les neutrons vers l'intérieur du cœur ;

- une zone constituée de matériau fertile appelée « couverture », dans laquelle l'U 238 est converti en Pu 239. Dans le cas de Superphénix ce matériau est de l'uranium appauvri ;

- une zone constituée de combustible fissile. Dans le cas de Superphénix ce combustible est un mélange de 15 % d'oxyde de plutonium et de 85 % d'oxyde d'uranium appauvri. La structure des assemblages de combustible fissile comporte aux extrémités des pièces massives en acier qui jouent aussi un rôle de réflecteur de neutrons et, entre les pastilles d'oxyde mixte fissile et les extrémités, sont placées des « couvertures » axiales ; chaque crayon combustible contenant, à cet effet, des pastilles d'uranium appauvri.

B) L'utilisation de l'uranium - Un réacteur surgénérateur produit plus de plutonium qu'il n'en consomme. Il peut donc s'autoalimenter en plutonium fissile, à condition que lui soit associée une usine de retraitement. Cette dernière a pour fonction d'extraire, du combustible irradié, le plutonium nécessaire à la constitution des nouvelles recharges.

Dans ces conditions, tout se passe comme si le réacteur ne consommait que de l'U 238, soit par fission neutronique, soit par absorption d'un neutron et transformation en Pu 239. A titre d'exemple, la consommation annuelle d'uranium du réacteur de Superphénix (1200 MWe) était d'une tonne d'uranium appauvri moyennant une mise initiale de 4,8 t de plutonium. Cette consommation est à rapprocher de celle du réacteur REP de 900 MWe qui utilise 92 t d'uranium naturel par an.

Cela explique l'intérêt des réacteurs surgénérateurs pour la préservation à long terme des ressources mondiales d'uranium.

3) L'utilisation du sodium

Les réacteurs à neutrons rapides doivent utiliser un bon fluide caloporteur qui n'agisse pas comme un ralentisseur de neutrons. Pour cette raison, l'eau est exclue et le choix de l'ensemble des pays impliqués dans le développement de la filière à neutrons rapides s'est porté sur le sodium liquide.

Ce métal fondu possède un très bon coefficient d'échange thermique qui permet d'extraire des flux de chaleur élevés produits dans le cœur très compact des réacteurs à neutrons rapides.

Par ailleurs, le sodium est liquide à 98 degrés C et bout à 882 degrés C. Sa température maximale d'utilisation dans le réacteur est de 550 degrés C. Il ne nécessite donc aucune mise en pression dans les circuits, ce qui constitue un élément favorable pour leur conception mécanique et pour la sûreté de l'installation. On notera ici, cela est important au plan des études, que les propriétés hydrauliques du sodium sont très voisines de celles de l'eau à la température ordinaire ; c'est une heureuse coïncidence pour tester les matériels.

Une autre conséquence favorable de l'utilisation du sodium liquide au lieu de l'eau pressurisée réside dans l'augmentation de la température de la source chaude (sodium chaud) et par voie de conséquence du rendement de conversion puissance thermique/puissance électrique de la centrale. Celui-ci est de 41 % pour le réacteur de Superphénix comparé à environ 33 % pour les réacteurs à eau pressurisée.

A l'inverse, le sodium présente les inconvénients de s'enflammer spontanément dans l'air et de réagir avec l'eau pour donner de l'hydrogène et de la soude. Pour éviter ces risques, l'air est banni du réacteur et remplacé par de l'argon, gaz chimiquement inerte. Par ailleurs, le Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) français a développé une poudre extinctrice spéciale pour les feux de sodium.

Le sodium qui passe dans le cœur devient radioactif. Cela interdit de courir le risque d'une réaction chimique entre ce sodium et l'eau. C'est pour cela qu'il existe, dans le réacteur deux circuits de sodium, le premier extrait la chaleur du combustible et la transfère, grâce à des échangeurs de chaleur dits intermédiaires, au second circuit, lui aussi constitué de sodium et maintenu à une pression légèrement plus élevée. Toute fuite du premier circuit dans le second est ainsi évitée.

4 Réacteurs couplés à un accélérateur

Dans sa plus grande généralité, un réacteur hybride (couplé à un accélérateur) est formé :

- d'une cible de spallation

- d'une couverture sous-critique
- d'un accélérateur de particules.

4.1 La cible de spallation

L'interaction d'un proton de haute énergie (au-delà de plusieurs centaines de MeV) avec une cible suffisamment épaisse pour arrêter le faisceau, conduit à une émission importante de neutrons :

- par réactions primaires $p + \text{noyau}$ et particules de type $(p, xn, yp \dots)$
- par réactions secondaires induites par l'ensemble des particules émises lors de leur transport dans la cible épaisse.

1. L'interaction primaire est étudiée expérimentalement par l'observation des neutrons émis au cours du bombardement d'une cible mince par un faisceau de proton (cible mince veut dire d'une épaisseur largement inférieure au libre parcours moyen du proton). Au-delà de plusieurs centaines de MeV d'énergie, l'interaction $p + \text{noyau}$ est décrite par le modèle de « cascade intranucléaire ». Selon ce modèle, le proton, pénétrant dans le noyau, interagit avec un premier nucléon par diffusion élastique nucléon-nucléon libre, l'énergie incidente étant très supérieure à l'énergie de liaison du nucléon dans le noyau. Chacun des 2 nucléons peuvent, soit être éjectés du noyau, soit interagir à leur tour avec d'autres nucléons du même noyau, et ainsi de suite. Il y a donc formation d'une cascade, au cours de laquelle un certain nombre de nucléons, mésons et même d'agréats légers ($^2\text{H}, ^3\text{He} \dots$) sont éjectés du noyau. Cette cascade s'arrête lorsque l'énergie moyenne des nucléons touchés devient inférieure à l'énergie d'extraction d'un nucléon.

Le noyau résultant se trouve alors dans un état très excité, dit de prééquilibre, qui se désexcite par fission et émission de particules, pour atteindre un état d'équilibre caractérisé par la formation d'un noyau composé. Celui-ci se refroidit ensuite en évaporant des particules, en fissionnant et finalement en émettant des γ . Lors de tous ces processus, l'émission de neutrons est dominante, car elle est favorisée dans la spallation (ou cascade intranucléaire), l'évaporation et la fission, du moins pour les noyaux lourds, où la barrière coulombienne inhibe l'émission de particules chargées.

2. La cascade internucléaire se développe dans une cible épaisse lors du transport des particules de haute énergie ($>$ à un certain seuil). Durant ce transport, les particules émises dans un choc peuvent interagir avec un autre noyau de la cible et déclencher ainsi le même processus décrit plus haut. C'est ainsi qu'en fonction de l'énergie incidente, plusieurs noyaux peuvent être touchés.

Cette cascade est contenue dans un cylindre, constituant la cible, dont la longueur correspond en général à la distance d'arrêt du faisceau, et dont le diamètre doit être optimisé pour que le maximum de neutrons soient produits et puissent en sortir, afin

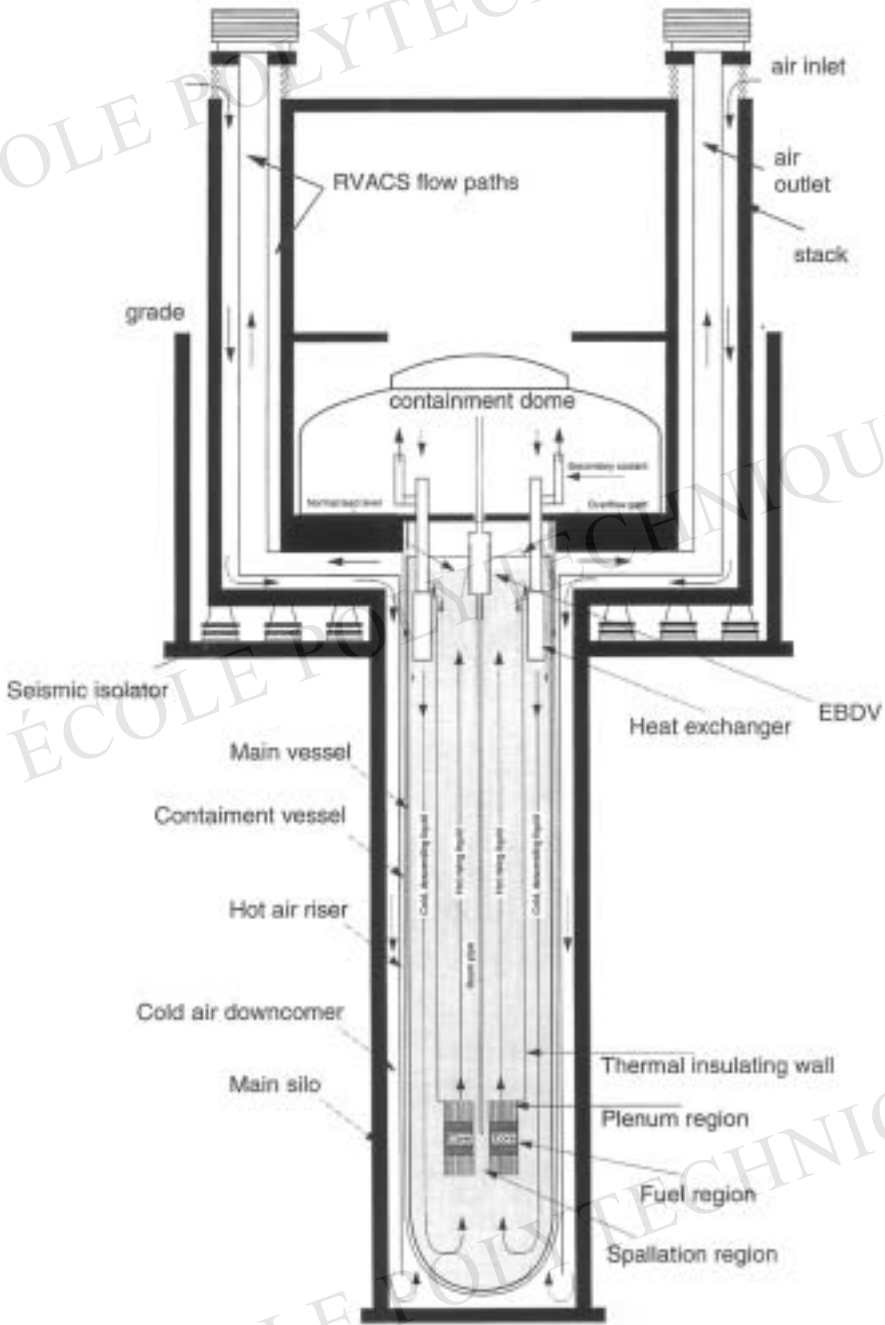


FIG. 7.5: Schéma de réacteur hybride.

d'interagir avec les déchets placés en couverture (typiquement 20 cm de diamètre).

3. Les caractéristiques principales des neutrons émis à partir d'une cible épaisse à prendre en considération pour la transmutation sont :

a) le nombre ν_s de neutrons émis par proton incident, qui augmente avec l'énergie incidente ($\nu_s = 30 \times$ énergie incidente en GeV). La valeur élevée de ce nombre (plusieurs dizaines) détermine, comme on le verra plus loin, la faisabilité « énergétique » de cette option de transmutation.

b) Le spectre en énergie des neutrons émis qui va de quelques keV à l'énergie du faisceau, selon l'origine de leur production (spallation, fission, évaporation). La partie basse énergie (1-2 MeV) est largement favorisée en cible épaisse, par rapport à la queue haute énergie qui correspond au prééquilibre puis à la spallation directe. La connaissance de cette partie haute énergie du spectre, si elle n'intervient pas dans les performances de transmutation, est importante pour évaluer les dommages aux matériaux et les mesures de radioprotection à prendre.

c) La distribution angulaire, dont la connaissance est importante pour placer la cible à l'intérieur de la couverture et pour évaluer les dommages induits, notamment aux angles arrières vers l'accélérateur et la fenêtre de séparation entre l'accélérateur et le réacteur.

4.2 L'ensemble sous-critique

La cible épaisse est entourée d'un ensemble sous-critique, caractérisé par deux paramètres :

- Le coefficient de multiplication k , dont la définition et l'expression ont été données ;
- Le nombre moyen ν de neutrons émis lors d'une fission

Les ν_s neutrons injectés dans l'ensemble sous-critique par le proton incident, sont ainsi successivement multipliés par k . Le nombre total de neutrons par proton incident est égal à :

$$N_t = \nu_s(1 + k + k^2 + \dots) = \frac{\nu_s}{(1 - k)} \quad (7.4)$$

Parmi ces N_t neutrons, $N_t - \nu_s$ sont produits par fission. On notera à cet égard que plus k est élevé, plus la proportion de neutrons de fission sera importante dans le milieu sous-critique, à telle enseigne que le spectre de neutrons sera davantage déterminé par le milieu sous-critique lui-même que par l'origine des neutrons primaires.

Comme chaque fission produit ν neutrons, le nombre total de fissions par proton

incident est égal à :

$$N_f = \frac{(N_t - \nu_s)}{\nu} = \frac{\nu_s}{\nu} \frac{k}{1-k} \quad (7.5)$$

On peut aisément en déduire la puissance thermique P (MW) dégagée par l'ensemble sous-critique (ou réacteur sous-critique) :

$$P(MW) = E_f \text{ (MeV)} I(A) \frac{\nu_s}{\nu} \frac{k}{1-k} \quad (7.6)$$

où $I(A)$ est l'intensité et E_f (MeV) l'énergie libérée par fission (200 MeV). On constate que l'intensité de faisceau nécessaire pour obtenir une puissance de réacteur donnée est d'autant plus faible que l'on s'approche de la criticité $k = 1$. On peut également considérer que ce système est un amplificateur d'énergie avec un gain G :

$$G = \frac{P_{\text{réacteur}}}{P_{\text{faisceau}}} = \frac{E_f}{E_p} \frac{\nu_s}{\nu} \frac{k}{1-k} \quad (7.7)$$

Condition d'autosuffisance énergétique.

Le schéma de principe d'un réacteur sous-critique, assisté par un accélérateur est montré sur la figure (7.5). Ce système peut réaliser une condition d'autosuffisance énergétique, si la puissance électrique délivrée par le réacteur est supérieure à la puissance nécessaire pour faire fonctionner l'accélérateur (négligeant les autres besoins énergétiques tels que pompe, etc.). En effet avec les puissances de faisceaux considérés, la quasi-totalité de la puissance fournie à l'accélérateur est absorbée par les faisceau. La condition d'autosuffisance s'exprime par la condition :

$$GR_1R_2 > 1 \quad (7.8)$$

où R_1 et R_2 représentent respectivement le rendement de conversion thermique du réacteur et électrique de l'accélérateur. Cette condition (appelée le « breakeven ») conduit à définir une valeur minimale k_b pour k , au-dessus de laquelle il y a autosuffisance énergétique :

$$k_b = \frac{1}{1 + R_1R_2 \frac{E_f}{E_p} \frac{\nu_s}{\nu}} \quad (7.9)$$

La valeur de k_b se situe entre 0,61 et 0,72, selon les valeurs de R_1 et R_2 . le facteur R_1 dépend essentiellement de la température du réacteur, c'est-à-dire de la filière, et, est comprise entre 0,3 et 0,4. L'autre facteur est plus difficile à estimer.

4.3 L'accélérateur de haute intensité

La zone de variation de l'intensité d'un faisceau de haute énergie pour un système de puissance équivalente à un réacteur standard de 3000 MW (th) se situe entre

quelques mA et 360 mA ! En conséquence on a à considérer des accélérateurs capables de délivrer des protons de l'ordre de 1 GeV, avec des intensités comprises entre 10 et 300 mA. Deux types sont considérés :

- Des accélérateurs linéaires (linacs) fonctionnant en mode continu, dont le cas de référence est celui de Los Alamos (800 MeV, 1 mA moyen).
- Des cyclotrons, pour des intensités inférieures à 10-15 mA, dont le cas de référence est celui de PSI à Villigen (600 MeV, 0,8 mA).

La faisabilité technologique de ces accélérateurs à partir de ces 2 cas de référence semble acquise, moyennant un important effort de R & D notamment dans les domaines suivants :

1) Les pertes de faisceaux, qui doivent être limitées à des valeurs très faibles (estimées à 10^{-8} /m pour un linéaire) de manière à ne pas activer les structures de l'accélérateur à un niveau tel que toute intervention manuelle devienne impossible ;

2) L'efficacité du système RF (radiofréquence), en vue du meilleur rendement possible R_2 . Ce rendement R_2 dépend des pertes par effet Joule dans la paroi des cavités RF. La puissance dissipée dans les cavités est de l'ordre de plusieurs fois celle du faisceau, pour un linac chaud et devient négligeable pour un linac supraconducteur.

3) La disponibilité et la fiabilité des divers composants, notamment du système RF.

4.4 Un projet de réacteur hybride : le projet Rubbia

La proposition de Carlo Rubbia est basée sur le cycle du Thorium avec des neutrons rapides. Le matériau fertile est le ^{232}Th . Le matériau fissile est ^{233}U . La proposition est appelée *Amplificateur d'énergie* car le gain visé est très grand ($k = 0.98$). L'espoir est d'utiliser le plomb fondu à la fois comme cible de spallation et comme réfrigérant, en utilisant la convection naturelle pour le refroidissement. Le schéma est montré dans la figure (7.5). Les avantages d'un tel système sont les suivants :

- Le cycle du Thorium produit peu de plutonium et encore moins de transplutonium. Il est donc plus « propre » que le cycle de l'Uranium.
- Le thorium est très abondant (Au moins deux fois plus que l'Uranium). Il ne nécessite pas de séparation isotopique.
- Si on maîtrise la technologie du plomb fondu, on évite les inconvénients du sodium liquide.
- L'accélérateur introduit un meilleur contrôle de l'ensemble grâce à la vitesse de réaction (de l'ordre de la microseconde) comparée à la chute des barres (de l'ordre de la seconde).
- Même si l'ensemble représente une technologie sophistiquée, on peut dire que

c'est là un élément de sûreté. Si le personnel sait faire marcher l'accélérateur, il aura nécessairement une haute formation et le pilotage du réacteur ne devrait pas, comparativement, être trop compliqué.

5 Le cycle du combustible nucléaire

Le cycle du combustible nucléaire est l'ensemble des opérations nécessaires pour approvisionner en combustible les réacteurs nucléaires, puis pour stocker, retraiter et recycler ce combustible après utilisation : prospection et extraction du minerai, concentration, conversion et enrichissement de l'uranium, fabrication des éléments combustibles, retraitement et recyclage des matières nucléaires, stockage des déchets.

La France est l'un des rares pays au monde à disposer, sur son territoire, des installations nécessaires à la maîtrise de toutes les opérations du cycle du combustible nucléaire.

5.1 L'extraction du minerai

L'uranium est un métal relativement répandu dans l'écorce terrestre (50 fois plus que le mercure, par exemple). Les principaux gisements connus se trouvent aux Etats-Unis au Canada, en Afrique (Gabon, Niger, Afrique du Sud), et en Russie. Ils sont exploités, selon les sites, en galeries souterraines ou à ciel ouvert. Les réserves françaises en minerai sont importantes et correspondent à près de 100 000 tonnes d'uranium. Après avoir exploité des gisements d'uranium dans le Forez, en Vendée, la France a exploité les gisements de la Crouzille dans le Limousin (fermé en 1996) et de Lodève dans l'Hérault. Actuellement, sur le marché international de l'uranium l'offre excède de beaucoup les besoins, 55 000 tonnes en 1993. Compte tenu de cette situation, après avoir longtemps couvert 40 % de nos besoins, les mines françaises ont produit un peu plus de 1 700 tonnes d'uranium en 1993. Le reste des 7 000 tonnes d'approvisionnement en uranium nécessaires pour alimenter aujourd'hui nos réacteurs est acheté au Niger, au Gabon, au Canada et en Australie.

5.2 La concentration

La teneur du minerai en uranium est en général assez faible : de 0,1 à 0,3%. C'est-à-dire de 1 à 3 kg d'uranium seulement par tonne de minerai extraite. Pour obtenir un produit plus aisément transportable et commercialisable, on concentre l'uranium à proximité de son lieu d'extraction : le minerai est d'abord concassé et broyé, puis dissous dans de l'acide sulfurique. La solution obtenue est ensuite traitée chimiquement jusqu'à l'obtention d'un concentré appelé yellow cake (gâteau jaune)

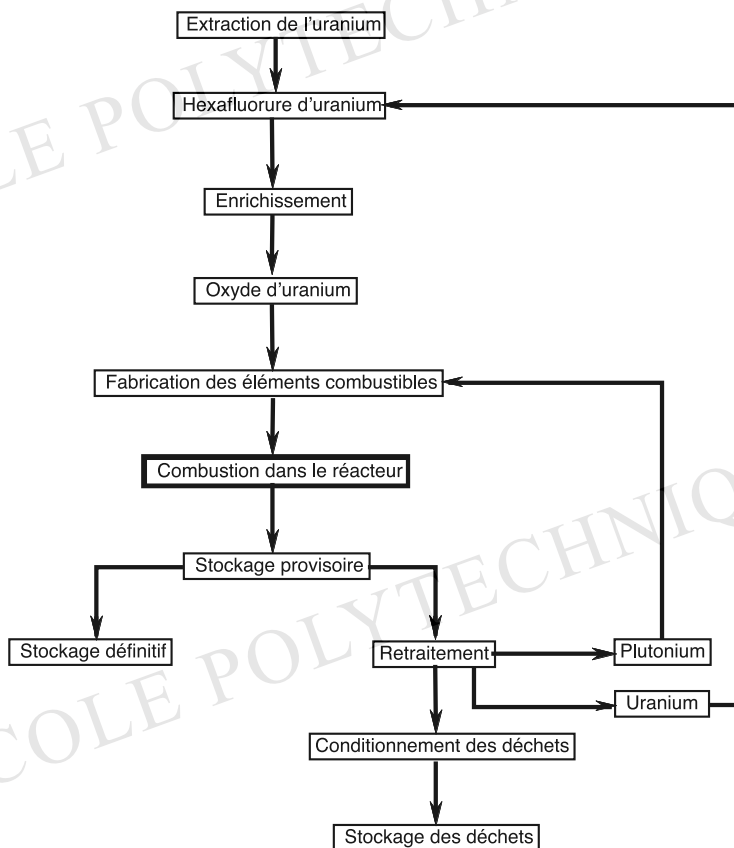


FIG. 7.6 : Cycle du combustible nucléaire.

en raison de sa couleur, et qui contient environ 70 % d'uranium. Le traitement et la concentration de 1 000 tonnes de minerai donnent 1,5 tonnes de yellow cake.

5.3 La fluoration

Le yellow cake livré par les usines de concentration n'a pas un degré de pureté nucléaire suffisant pour permettre son utilisation dans les réacteurs. Il subit donc une étape supplémentaire de purification, appelée fluoration, qui s'effectue en deux temps : différents traitements chimiques permettent d'obtenir un oxyde d'uranium très pur, que l'on fait ensuite réagir à l'acide fluorhydrique, de manière à obtenir du tétrafluorure d'uranium (UF₄). À partir de cet UF₄, on peut obtenir, selon les besoins, ou bien de l'uranium métal, utilisé dans les centrales UNGG, ou bien de l'hexafluorure d'uranium (UF₆) destiné à l'enrichissement. L'UF₆ est à l'état gazeux à

une température de 56 degré C. Or, c'est à l'état gazeux que s'effectue l'enrichissement.

5.4 L'enrichissement

Plusieurs procédés d'enrichissement de l'uranium ont été mis au point. Tous reposent sur la différence de masse qui existe entre les noyaux des deux isotopes de l'uranium. La méthode la plus couramment utilisée est celle de la séparation isotopique par diffusion gazeuse : elle est notamment mise en œuvre à l'usine EURODIF de Tricastin, qui fournit plus du tiers de la production mondiale d'uranium enrichi. Le processus est le suivant : l'hexafluorure d'uranium (UF_6) est envoyé, à l'état gazeux (à partir de 56 degré C), dans un récipient cylindrique vertical appelé diffuseur. Une membrane très fine, ou barrière de diffusion, percée de milliards de pores par centimètre carré, sépare le diffuseur en deux compartiments (chaque pore a un diamètre de quelques dizaines de nanomètres). Un compresseur maintient une différence de pression entre les deux compartiments : on montre que les molécules les plus légères qui sont les plus rapides, passent plus facilement que les autres au travers de la barrière. Celle-ci, baignée d'un côté par un flux de gaz renouvelé, laisse filtrer de l'autre côté un flux de gaz dont l'enrichissement en U 235 est par exemple 1,002 fois l'enrichissement précédent, dans le cas de pores inférieurs à 0,002 microns et pour de l' UF_6 maintenu vers 85 degré C. La pression est voisine de la pression atmosphérique d'un côté de la barrière, jusqu'à six fois plus faible de l'autre côté. L'opération doit être répétée un grand nombre de fois et l'usine comporte des milliers d'étages successifs groupés en « cascades » d'appareils identiques qui s'alimentent les uns les autres.

Il faut recommencer l'opération de nombreuses fois pour obtenir le taux d'enrichissement souhaité de 3 %. L'usine d'EURODIF compte ainsi 1 400 « étages » (ensembles diffuseurs-compresseurs), à l'intérieur desquels circule l'hexafluorure d'uranium. A la sortie de chaque diffuseur, le gaz enrichi est aspiré par le compresseur et envoyé à l'entrée du diffuseur suivant où il s'enrichit à nouveau, et ainsi de suite. Le gaz appauvri est renvoyé au diffuseur précédent.

Un autre procédé développé en Allemagne, aux Pays-Bas et en Grande-Bretagne utilise la centrifugation pour séparer les deux isotopes de l'uranium. Des recherches ont été menées sur des procédés de séparation isotopique par laser qui utilisent les différences entre les longueurs d'onde de la lumière absorbée par les atomes ou les molécules des deux isotopes 235 et 238 de l'uranium. Une combinaison convenable de lasers excite sélectivement un seul des isotopes. Très prometteurs, ces procédés demandent peu d'énergie et la séparation se ferait pratiquement en un seul passage. Dans les procédés SILVA (Séparation isotopique Laser Vapeur atomique), un lingot d'uranium, maintenu sous vide, est porté localement à une température de 3 000 degrés C par bombardement électronique focalisé. Dans la vapeur produite, on excite les seuls atomes d'uranium 235 et les ions formés sont dirigés sur un collecteur par un système électromagnétique.

5.5 La fabrication des assemblages

Après l'enrichissement, l'hexafluorure enrichi est transporté sous forme solide à l'usine de fabrication des éléments combustibles. Il est d'abord transformé en oxyde d'uranium UO_2 qui a l'apparence d'une poudre noire très dense. Cette poudre est ensuite « frittée », c'est-à-dire compactée par des presses automatiques qui lui donnent la forme de petites pastilles cylindriques de 13 mm de hauteur et de 8 mm de diamètre, puis portée à haute température (1 800 degré C) dans un four. Après contrôle de leurs caractéristiques, les pastilles d'oxyde d'uranium sont empilées dans des tubes cylindriques en zircaloy, appelés « crayons » (zircaloy : alliage de zirconium, de fer et d'étain, qui absorbe moins les neutrons que l'acier inoxydable). 264 de ces crayons longs de 4 m, disposés en section carrée de 17 crayons sur 17 et maintenus à égale distance les uns des autres dans une armature rigide, constituent un assemblage combustible. Le cœur d'un réacteur REP de 900 MW contient 157 de ces assemblages, soit au total 41 448 crayons et plus de 11 millions de pastilles. Un réacteur de 900 MW contient 72,5 tonnes de combustible.

5.6 Le combustible après utilisation

Un assemblage combustible reste entre trois et quatre ans dans le cœur du réacteur. Tout au long de cette période, il fournit de l'énergie et subit des transformations de structure dont certaines le rendent moins performant : diminution de la teneur en matière fissile, formation de plutonium et d'autres éléments transuraniens, apparition de produits de fission (strontium, césium ...), dont certains fortement radioactifs. Sur 100 kg de combustible présents à l'origine par exemple, soit 3 kg d'U 235 et 97 kg d'U 238, il reste après trois ans d'utilisation :

- 1 kg d' U 235 (2 kg ont été fissionnés) ;
- 95 kg d'U 238 (2 kg se sont transformés en Pu 239) ;
- 1 kg de Pu 239 (sur les 2 kg obtenus par la transformation de l'U 238, 1 kg a été fissionné) ;
- 3 kg de produits de fission.

Pour assurer le bon fonctionnement du réacteur, il est donc nécessaire de renouveler régulièrement les assemblages. Ce renouvellement s'effectue tous les ans pendant la période d'arrêt programmé du réacteur qui dure trois à quatre semaines. Il concerne soit un tiers, soit un quart des assemblages c'est-à-dire 50 à 40 d'entre eux.

5.7 Déchargement, désactivation et transport du combustible

Le déchargement du combustible est effectué sous l'eau dont a rempli la cuve, l'espace étanche qui la contient et un compartiment voisin appelé « piscine » du ré-

acteur. Cette eau permet à la fois de refroidir les assemblages et de se protéger contre les rayonnements émis par les produits de fission. Après démontage du mécanisme des grappes et retrait du couvercle de la cuve, les assemblages sont retirés un à un et placés dans la piscine du réacteur. Ils sont ensuite transférés dans une piscine de désactivation et disposés verticalement dans des casiers métalliques. Les assemblages restent environ un an en piscine de désactivation : leur radioactivité a alors suffisamment décru pour permettre leur transport, par route ou par voie ferrée, jusqu'à l'usine de retraitement. Les assemblages sont retirés des casiers et placés, toujours sous l'écran de la piscine, dans des containers blindés appelés châteaux. Ceux-ci sont conçus à la fois pour permettre l'évacuation de la chaleur résiduelle du combustible, pour résister aux agressions et aux accidents éventuels de la route ou du rail les plus sévères, et bien évidemment pour assurer une bonne protection contre les rayonnements émis par le combustible.

5.8 Le retraitement

Le retraitement consiste à séparer, dans les combustibles irradiés, d'une part, l'uranium et le plutonium, réutilisables, d'autre part les produits de fission qui n'ont plus d'utilité et qui sont fortement radioactifs.

A leur arrivée à l'usine de retraitement de la COGEMA à La Hague, dans le département de la Manche, les assemblages sont retirés des châteaux et peuvent être à nouveau stockés en piscine. Le retraitement proprement dit commence avec le cisailage des assemblages en morceaux de quelques centimètres de longueur. Ceux-ci sont ensuite traités à l'acide nitrique, qui dissout l'uranium, le plutonium et les produits de fission, sans attaquer le gainage en zircaloy, pour lequel est prévu un stockage spécial. La solution nitrique subit alors différents traitements chimiques : les produits de fission sont d'abord séparés, puis concentrés et stockés provisoirement dans des cuves en acier inoxydable. On procède ensuite à la séparation de l'uranium et du plutonium : l'uranium, encore légèrement enrichi (0,8%), est concentré sous forme de nitrates puis expédié vers les usines de raffinage et de conversion, avant d'être à nouveau enrichi et utilisé comme combustible. Le plutonium est transformé en oxyde et envoyé vers les usines de fabrication d'éléments combustibles au plutonium pour être utilisé comme matière dans les surgénérateurs ou recyclé dans les réacteurs REP.

5.9 Le stockage des produits de fission

Le volume de liquide contenant les produits de fission engendrés par le fonctionnement pendant un an d'un réacteur de 900 MW est d'environ 20 m^3 . A la sortie de l'usine de retraitement, ce liquide contenant les produits de fission est stocké dans des cuves spéciales réfrigérées par un système de circulation d'eau qui en évacue la chaleur résiduelle. L'usine de La Hague a une capacité de retraitement de $1\,600 \text{ t/an}$. Au bout

de plusieurs années de stockage, le dégagement de chaleur s'est notablement atténué. Il est alors possible de faire évaporer la solution de produits de fission, de calciner les résidus et de les couler dans du verre. C'est l'étape de la vitrification, effectué à La Hague, qui ramène à 2 m^3 environ le volume des produits de fission correspondant au fonctionnement d'une centrale de 900 MW pendant un an. Les blocs de verre sont ensuite entreposés dans des puits souterrains refroidis par ventilation. Après plusieurs années de désactivation, ils pourraient être stockés définitivement dans des formations de sel ou de granit à grande profondeur.

Nous avons vu au chapitre précédent que c'est dans les réacteurs à neutrons rapides que l'utilisation du plutonium était la plus judicieuse. Mais cette filière n'est pas aujourd'hui suffisamment développée pour utiliser tout le plutonium par le retraitement du combustible des réacteurs à eau. C'est la raison qui a amené à démarrer un recyclage du plutonium dans les réacteurs à eau eux-mêmes. Ce plutonium a une composition isotopique assez complexe résultant de la longue durée d'irradiation qui le rend impropre à un usage militaire ; l'utilisation en réacteur est, en revanche, possible. Les caractéristiques nucléaires de cette matière (grande absorption neutronique) induisent quelques difficultés pour le recyclage dans les réacteurs à eau standards, mais ces difficultés ont été surmontés. La valeur de ce plutonium n'est pas tout fait celle de l'uranium 235, car seuls les isotopes impairs subissent facilement la fission. C'est ainsi que pour constituer un nouveau combustible équivalent au combustible standard (uranium à 3 % d'isotope 235), il faut, par exemple, mélanger sous forme d'un oxyde mixte de l'uranium naturel avec 4,5 % de plutonium. C'est dire que l'opération, dans ces conditions, ne change pas réellement les données du problème ressources/consommation d'uranium : l'économie en matière première (uranium et travail de séparation isotopique) est de l'ordre de 20 à 30 %. Certains spécialistes se sont même demandés si cette économie équilibrait le coût du retraitement et le surcoût de fabrication des assemblages à plutonium par rapport aux assemblages à uranium ! Sans entrer dans ce débat économique difficile, notons que nous avons là un exemple caractéristique du « poids de l'histoire » si souvent présent dans l'évolution des programmes nucléaires comme dans bien d'autres décisions industrielles. La France a décidé de retraiter le combustible des réacteurs à eau pour promouvoir la filière des réacteurs à neutrons rapides, seule susceptible d'apporter une réponse à long terme aux problèmes d'énergie grâce à une utilisation complète de l'uranium (si l'on traite, dans cette filière également, le combustible irradié). Cette filière ne s'est pas développée aussi vite qu'on l'avait escompté ; les usines de retraitement ayant été construites, on a recherché une autre utilisation du plutonium : la plus naturelle était un recyclage dans les réacteurs à eau. Concluons en remarquant que les problèmes du retraitement et du plutonium seront un élément inévitable des réflexions sur les filières nucléaires de l'avenir.

5.10 Le projet INCA

C'est dans cette dernière optique que les accélérateurs couplés à de la matière fissile pourraient avoir une application également audacieuse et complémentaire du projet Rubbia. Il ne s'agirait cette fois pas tant de produire de l'énergie que de détruire les déchets radioactifs à vie longue des centrales nucléaires. Le principe en est le suivant :

- recycler dans les centrales à eau légère, les REP, le plutonium qu'elles produisent (mélange plutonium, uranium appauvri) ;
- détruire en les faisant fissionner, les produits transplutoniens dangereux (Américium , Curium...) à l'aide d'accélérateurs alimentés par l'énergie dégagée par les fissions ;
- détruire également certains produits de fissions à vie longue dangereux (Technétium par exemple) en leur faisant capturer un neutron pour les transformer en éléments stables ou à vie courte.

D'où le nom du projet INCA (INCinérateur par Accélérateur) sur lequel travaillent un certain nombre de personnes au CEA.

6 Bibliographie

1. *Feux follets et champignons nucléaires*, G. Charpak et Richard L. Garwin, Editions Odile Jacob, Paris, 1997.
2. *Dossier « Déchets nucléaires »*, La Recherche, numéro 301, page 63, Septembre 1997.
3. *Les Réacteurs Nucléaires* : B. Equer, cours de l'X, Edition 81.
4. *Cinquante ans de nucléaire dans le monde* R. Dautray, La Vie des Sciences, tome 10, 1993.
5. *L'énergie pour le monde de demain*, Conseil Mondial de l'Energie - Edition Technip.
6. *Conceptual Design of a Fast Neutron Operated Energy Amplifier*, C. Rubbia, CERN/AT/95-44.
7. *Les réacteurs à eau pressurisée*, Collection CEA.
8. *Les réacteurs atomiques*, Daniel Blanc, PUF, Collection Que sais-je ? vol. 2243, 1986.
9. *Les centrales nucléaires*, Colette Lewiner, PUF, Collection Que sais-je ? vol. 1037, 1991.

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Chapitre 8

La fusion

(Ce texte a été élaboré avec Nicolas Bouley, X(96))

Depuis toujours, la fusion est la première source d'énergie sur terre au travers de l'énergie solaire. Elle est pratiquement unique. Seuls les éléments lourds uranium et thorium, synthétisés lors de l'explosion de la supernova dont les fragments formèrent le système solaire, sont utilisés appréciablement depuis moins d'un siècle pour nos besoins énergétiques.

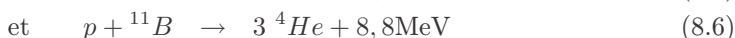
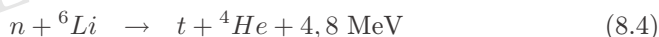
Depuis l'explosion de la première bombe thermonucléaire en 1952, c'est un rêve de l'humanité de maîtriser cette forme d'énergie, plus propre que la fission, dont les ressources sont inépuisables sur des temps historiques (dans 300 litres d'eau de mer, on trouve 1 gramme de deutérium ; l'eau de mer assurerait la consommation d'énergie de l'humanité sur des temps de l'ordre du milliard d'années). Il est particulièrement frustrant que, contrairement à la fission qui fut maîtrisée en quelques années après sa découverte, la fusion en soit encore au stade prospectif 50 ans après sa première utilisation terrestre.

1 Réactions de fusion

La fusion de deux noyaux légers en un noyau plus lourd est fréquemment un processus exo-énergétique. Des exemples en sont :



Les fusions conduisant à ${}^4\text{He}$ sont particulièrement exothermiques en raison de l'importante énergie de liaison de ce noyau. Ainsi, des réactions comme :



dégagent une énergie importante et sont considérées comme des réactions de fusion.

Les réactions ci-dessus sont les réactions « terrestres » qui nous concernent dans ce chapitre. Disons tout de suite que la réaction de fusion qui conditionne notre existence, celle qui constitue le premier maillon de la transformation de l'hydrogène en hélium dans le soleil, c'est-à-dire la réaction :



est fondamentale, mais extraordinaire peu probable ! C'est une *interaction faible*, dont la section efficace est inférieure à 10^{-47} cm^2 , ce qui la rend totalement indétectable en laboratoire. La raison de cette faiblesse est qu'il s'agit d'une interaction faible qui transforme un proton en un neutron. En omettant le facteur (réducteur) d'effet tunnel, l'ordre de grandeur de cette section efficace est $\sigma \sim (G_F/(hc)^3)^2 (\hbar c)^2 E^2$ avec $E = 0,42 \text{ MeV}$. Dans les réactions « terrestres » évoquées ci-dessus, les neutrons sont déjà présents dans les réactifs.

Plus que dans un avantage énergétique, l'intérêt de la fusion réside d'une part dans la source intarissable des produits initiaux (hydrogène) et dans l'absence de contraintes du type masse critique. La puissance d'un engin à fission est, en pratique, bornée supérieurement par le fait que ses éléments stables ne peuvent excéder la masse critique, ce n'est pas le cas pour la fusion. Pour la même raison, un dispositif de fusion contrôlée ne présente pas les risques d'accident nucléaire d'un dispositif à fission (hors réacteurs hybrides).

Si la fusion n'est pas exploitée de nos jours dans des réacteurs à fusion contrôlée, c'est en raison des terribles problèmes techniques non résolus qu'elle présente.

Le combustible des réactions de fusion terrestres est principalement le mélange deutérium-tritium. Dans les engins on ajoute une fraction de ${}^6\text{Li}$ qui absorbe les neutrons et régénère le tritium.

Le tritium lui-même est instable. On le fabrique par irradiation du lithium dans les réactions $n + {}^6\text{Li} \rightarrow t + {}^4\text{He}$ qui est exothermique, ou par capture radiative d'un neutron par du deutérium. Il a une demi-vie de 12,4 ans et pose quelques problèmes de manipulation.

1.1 Barrière coulombienne, énergie « thermonucléaire »

La difficulté à résoudre est que les noyaux appelés à fusionner sont électriquement chargés et soumis à une répulsion coulombienne. Pour qu'ils interagissent, il est nécessaire qu'ils se rapprochent à une distance de moins de 10 fm, afin que les forces nucléaires puissent entrer en action.

On se trouve, une fois encore, dans une situation de franchissement de barrière de potentiel électrostatique.

Si a désigne la distance en-deçà de laquelle les forces nucléaires l'emportent, la barrière coulombienne a une hauteur maximum égale à $Z_1 Z_2 q^2 / 4\pi\epsilon_0 a$.

Soit E l'énergie de la « particule » arrivant sur cette barrière, la probabilité de franchissement par effet tunnel est proportionnelle au facteur de Gamow déjà vu au chapitre 2 (Eq. 2.41) :

$$P \sim \exp\left[-2 \int_a^b \sqrt{\frac{2m(V(r) - E)}{\hbar^2}} dr\right] \quad (8.8)$$

où m est la masse réduite $m = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ des deux noyaux réagissant, et b est défini par $V(b) - E = 0$ où $V(r)$ est le potentiel coulombien répulsif.

- Plus l'énergie de ces noyaux est élevée, plus la probabilité est grande. On a pour des particules de charge $+1$ (ex. $d + d$) :

$$\begin{array}{ll} \text{pour } E = 1 \text{ keV} & P \sim 10^{-13} \\ \text{pour } E = 10 \text{ keV} & P \sim 10^{-3} \end{array}$$

- Par ailleurs, plus le produit des charges $Z_1 Z_2$ est grand, plus la barrière est haute, donc la probabilité faible ; à énergie donnée, ce sont les noyaux les plus légers qui peuvent fusionner.

Nous avons ainsi un ordre de grandeur de l'énergie cinétique que doivent avoir les noyaux pour que ces réactions commencent à se produire (en-dessous de ces valeurs, la section efficace est pratiquement nulle). L'énergie des noyaux provient de l'agitation thermique, donc de la *température*, du milieu où ils se trouvent placés, d'où le nom de réactions *thermonucléaires* pour les réactions de fusion.

L'intégrale du membre de droite de (8.8) se calcule aisément, en notant en particulier que $a \ll b = Z_1 Z_2 \sim e^2 / 4\pi\epsilon_0 E$. On obtient ainsi la formule suivante, due à Gamow (1934) pour la section efficace de fusion :

$$\sigma(E) = \left(\frac{S(E)}{E}\right) \exp\left(\frac{-2\pi Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar v}\right) \quad (8.9)$$

où E est l'énergie cinétique de la particule incidente, v sa vitesse $v = \sqrt{2mE}$, et $S(E)/E$ est un facteur purement nucléaire. L'exponentielle représente la répercussion de l'effet tunnel.

On note que l'argument de l'exponentielle croît en valeur absolue avec le produit des charges et décroît comme l'inverse de la vitesse, proportionnelle à la racine carrée de la température : $\langle mv^2/2 \rangle = 3kT/2$.

La détermination expérimentale des facteurs nucléaires $S(E)$ est un problème majeur pour tous les calculs de cosmologie et de nucléosynthèse primordiale. Un exemple en est donné sur la figure (8.1).

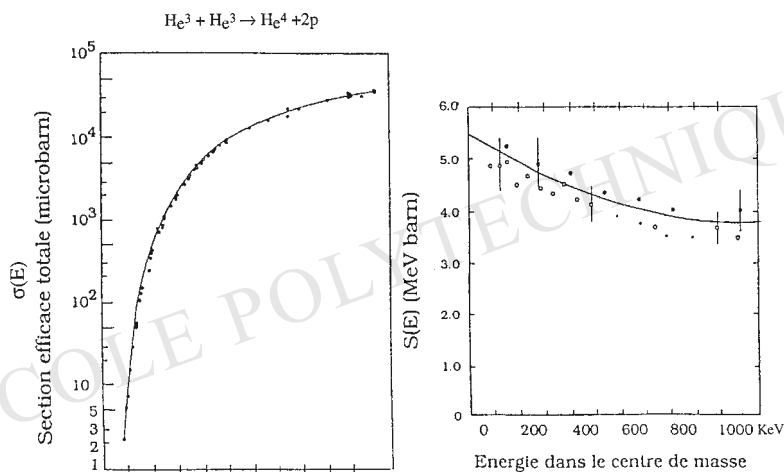


FIG. 8.1: Section efficace expérimentale (gauche) et facteur nucléaire $S(E)$ (droite) de la réaction de fusion ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + p + p$. On notera l'accroissement des barres d'erreurs au voisinage de $E = 0$.

La formule de Gamow (8.9) peut, ici, s'établir assez simplement, dans l'approximation de Born. Une section efficace, comme tout taux de transition, fait intervenir le carré de l'élément de matrice de transition entre état initial et état final $|\langle f|M|i \rangle|^2$. Lorsque les forces sont de courte portée, les états asymptotiques $|i \rangle$ et $|f \rangle$ sont des ondes planes monochromatiques.

En présence d'une interaction coulombienne, de portée infinie, le comportement asymptotique est différent. La fonction d'onde est alors complètement calculable (voir par exemple A. Messiah, vol. 1, chap. XI-7) et, asymptotiquement, comporte des termes supplémentaires de la forme

$$\psi(\vec{r}) \sim \exp(i(\vec{k}\vec{r} + \gamma \log kr)) \quad \text{avec} \quad \gamma = Z_1 Z_2 e^2 / 4\pi\epsilon_0 \hbar v$$

Considérons, par exemple, la réaction $d + t \rightarrow {}^4\text{He} + n$. Ce sont les états de diffusion coulombiens qui interviennent dans l'état initial (et non des états asymptotiques usuels). L'interaction forte étant de courte portée, tout revient à multiplier l'élément de matrice usuel par la valeur à l'origine de l'onde de diffusion coulombienne $\psi_{\text{coul}}(0) = \Gamma(1+i\gamma)e^{-\pi\gamma/2}$ (voir Messiah par exemple), c'est-à-dire multiplier la section efficace nucléaire par le facteur $|\Gamma(1+i\gamma)e^{-\pi\gamma/2}|^2 = \pi\gamma e^{-\pi\gamma} / \text{sh}\pi\gamma$. Une fois pris en compte les facteurs cinématiques, on retrouve bien le facteur d'effet tunnel $e^{-2\pi\gamma} \sim e^{-\pi\gamma} / \text{sh}\pi\gamma$ introduit empiriquement pour $\gamma = Z_1 Z_2 e^2 / 4\pi\epsilon_0 \hbar v \gg 1$.

1.2 Taux de réaction dans un milieu

Considérons le cas spécifique d'un mélange de deutérium (d) et de tritium (t). Evaluons le taux de réaction par unité de volume, ou encore le nombre R de réactions par unité de volume et par unité de temps, si les nombres volumiques de d et t sont respectivement N_1 et N_2 . Connaissant ce taux, nous connaissons immédiatement la puissance dégagée.

Soit un noyau de d , de vitesse v par rapport aux noyaux de t . La probabilité P par unité de temps qu'il subisse une réaction de fusion est :

$$P = N_2 v \sigma(v)$$

σ étant la section efficace de fusion (8.9).

Le taux cherché est :

$$R = N_1 N_2 v \sigma(v) \quad . \quad (8.10)$$

Cependant, il faut moyenner cette expression sur la distribution des vitesses du milieu à la température T . Ayant fait cette moyenne, on obtient :

$$R = N_1 N_2 \langle v \sigma(v) \rangle \quad (8.11)$$

où $\langle v \sigma(v) \rangle$ est la moyenne du produit $v \sigma(v)$ avec comme loi de probabilité de v la distribution de Maxwell à température T . Cette moyenne $\langle v \sigma(v) \rangle$ est appelé *taux de réaction par paires*. Le produit $v \sigma$ croît rapidement avec l'énergie (effet tunnel) ; dans la valeur moyenne, il est tempéré par la décroissance de la distribution de Maxwell :

$$\langle v \sigma \rangle \sim \int d^3 v e^{-\frac{E}{kT}} v \sigma(v) \sim \int v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v \sigma(v) dv \quad . \quad (8.12)$$

Les contributions des divers facteurs figurant dans cette intégrale sont représentées sur la Fig. (8.2). Seule la zone hachurée, appelée pic de Gamow, contribue de façon significative à $\langle v \sigma(v) \rangle$. Sa position détermine l'énergie effective de la réaction.

Soit des réactifs de masse m_1 et m_2 , le taux de réaction par paires s'écrit

$$\langle v \sigma \rangle = \left(\frac{m_1}{2\pi kT} \right)^{3/2} \left(\frac{m_2}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int e^{-(m_1 v_1^2 + m_2 v_2^2)/2kT} \sigma(E) v d^3 v_1 d^3 v_2$$

où v est la vitesse relative. Soit $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ la masse réduite, on obtient, par intégration sur les variables barycentriques

$$\langle v \sigma \rangle = 4(2\pi\mu)^{1/2} (kT)^{-3/2} \int e^{-E/kT} \sigma(E) dE \quad .$$

L'intégrand contient le produit de deux exponentielles rapidement variables qui présente un maximum à l'énergie de Gamow

$$E_G = E_B^{1/3} (kT/2)^{2/3}$$

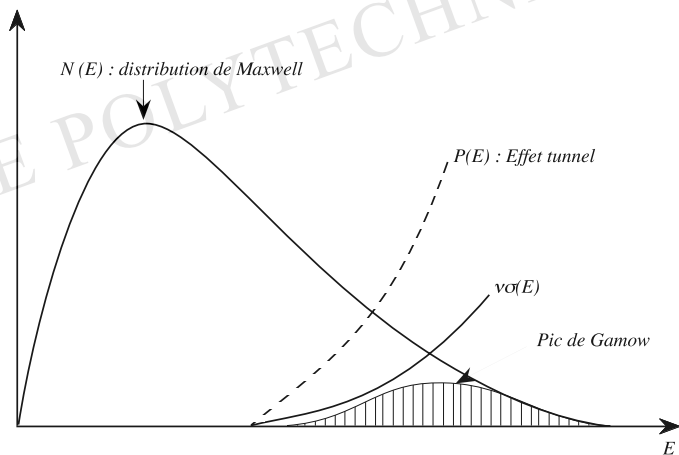


FIG. 8.2: *Éléments du calcul du taux de réaction par paires, pic de Gamow.*

où $E_B = 2\pi^2 Z_1^2 Z_2^2 \alpha^2 \mu c^2$ ($\alpha = 1/137$).

La section efficace nucléaire variant lentement, seule $S(E_G)$ contribue significativement à l'intégrale qui, en bonne approximation, vaut

$$\langle v\sigma \rangle = \frac{4}{kT} \left(\frac{2E_G}{3\mu} \right)^{1/2} S(E_G) e^{-1,89(E_B/kT)^{1/3}} .$$

La valeur de $\langle v\sigma \rangle$ et sa variation en température sont représentées sur la figure (8.3). On notera l'intérêt évident d'une élévation de température.

1.3 Chauffage et confinement du plasma

A une valeur donnée de la température pour augmenter le taux de réaction R , il faut augmenter les densités N_1 et N_2 ; à $N = N_1 + N_2$ donné, la meilleure répartition des réactifs, celle qui maximise $N_1 N_2$ est $N_1 = N_2 = N/2$. Il y a donc intérêt à utiliser les réactifs dans les mêmes proportions, sous forte densité. On cherche donc à obtenir une *forte température* (10^7 K) et une *forte compression*.

Il y a trois méthodes de confinement du plasma : le confinement gravitationnel, le confinement inertiel et le confinement magnétique.

Le confinement gravitationnel est réalisé naturellement dans les étoiles, comme le soleil. Comme nous le verrons, le plasma y est maintenu pendant un temps indéfini par son autogravitation.

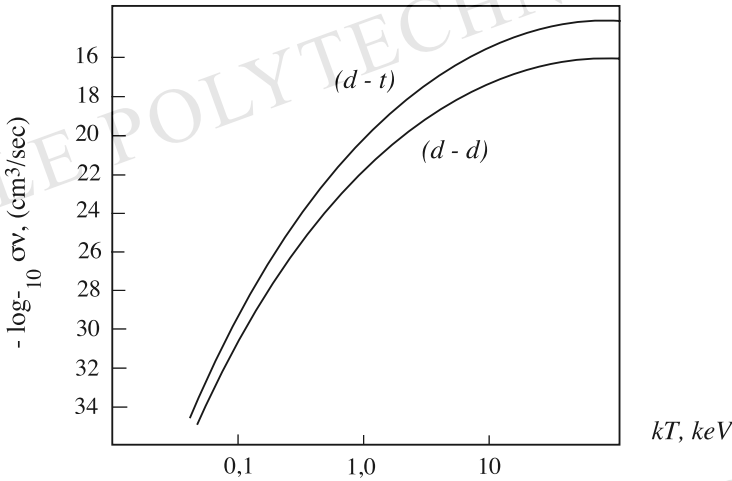


FIG. 8.3: Variation du taux de réaction par paires $\langle \nu \sigma \rangle$ en fonction de la température, pour des mélanges $d-d$ et $d-t$.

Le confinement inertiel est utilisé dans les explosions thermonucléaires et dans la fusion induite par laser. Il se produit dans les explosions de supernovae.

Les engins thermonucléaires ne sont pas limités par des contraintes de masse critique, leur puissance atteint, on le sait, plusieurs dizaines de mégatonnes (eq. TNT) contre quelques dizaines de kilotonnes pour les engins à fission. Ils consistent en des mélanges de deutérium et de tritium (réaction (8.3)) contenant du ${}^6\text{Li}$ (réactions (8.4) et (8.5)) qui absorbe les neutrons produits en régénérant du tritium. La réaction est initiée par une « allumette » à fission qui provoque à la fois chauffage et compression.

1.4 Une condition nécessaire : le critère de Lawson

Le problème pratique fondamental de la fusion contrôlée est simple. Il faut parvenir à dépasser le « break-even », c'est-à-dire le point où l'énergie produite par les réactions nucléaires est égale à l'énergie fournie aux installations au sein desquelles se produisent les réactions.

Plusieurs critères peuvent être définis. Un critère minimal, condition nécessaire, est le critère de Lawson.

Le temps τ durant lequel le plasma, après sa création, garde sa température T et sa cohésion, c'est-à-dire ses propriétés thermonucléaires, s'appelle temps de confinement. Ce temps est infini dans les étoiles.

Type	$n(m^{-3})$	$\tau(s)$	$T(keV)$
Tokamak ITER	10^{20}	1	10 à 20
Inertiel (grav)	10^{31}	10^{-11}	10
Soleil Laser	$7 \cdot 10^{30}$	10^{17}	1,3

TAB. 8.1 :

Comparaison des paramètres des 3 principaux types de fusion.

Pour porter le plasma à la température T , il faut fournir, par unité de volume, l'énergie $3n_i kT$ où n_i est la densité volumique de noyaux. La puissance moyenne pendant le temps τ est $3n_i kT/\tau$.

Soit η le rendement avec lequel, dans le réacteur, l'énergie nucléaire est transformée en énergie électrique : c'est le rendement avec lequel est récupérée l'énergie produite par le plasma. Le réacteur fonctionnera si l'énergie dépensée pour son chauffage est inférieure à l'énergie électrique qu'il produit :

$$3n_i kT < (n_i^2/4\eta)\langle v\sigma\rangle Q\tau$$

en supposant l'interaction entre deux espèces (mélange $d-t$) de densités volumiques $n_1 = n_2 = n_i/2$. On doit donc avoir

$$n_i \tau > \left(\frac{1}{\eta}\right) \frac{12kT}{(Q\langle v\sigma\rangle)} \quad (8.13)$$

Q étant l'énergie totale produite par chaque fusion. Cette formule s'appelle le critère de Lawson.

Pour η donné, la température idéale de fonctionnement est celle qui maximise $\langle v\sigma\rangle/kT$. Pour la réaction $d-t$ ce maximum se situe vers 20 KeV, très au dessous de la température d'ignition. Hors rendement électrique, le critère de Lawson a pour valeur

$$n_i \tau > 1,5 \cdot 10^{20} m^{-3} s \quad .$$

Pour $\eta = 0,3$, par exemple, ce nombre devient $n_i \tau > 5 \cdot 10^{20} m^{-3} s$.

- Dans le confinement gravitationnel, le temps de confinement est, on le verra, infini : la réaction nucléaire se poursuit tant qu'il y a du combustible.
- Dans le confinement magnétique, le temps de confinement est de l'ordre de la seconde, la densité de l'ordre de $10^{20} m^{-3}$ pour le projet international ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) et la température de l'ordre de 10 à 20 keV, qui se situerait au seuil de l'ignition.
- Dans le confinement inertiel par laser, le temps de confinement est beaucoup plus court $\tau \simeq 10^{-11}$ s. En revanche, la densité est beaucoup plus élevée $\simeq 10^{31} m^{-3}$. La température est comparable, de l'ordre de 10 keV.

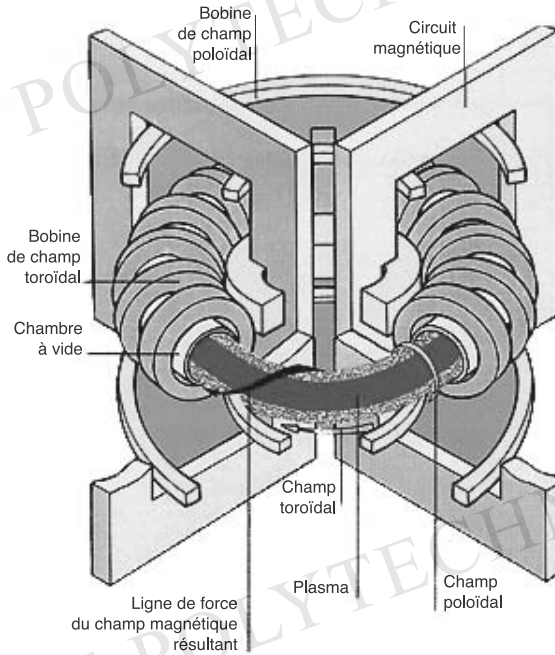


FIG. 8.4: Schéma d'un Tokamak.

2 La fusion par confinement magnétique

La méthode de confinement magnétique consiste à utiliser un champ magnétique pour contenir le plasma. Les tokamaks sont des dispositifs toroïdaux dans lesquels le plasma, confiné par un fort champ magnétique toroïdal qui le maintient dans le tube, superposé à un champ magnétique poloïdal qui le lie horizontalement, est chauffé par un champ électromagnétique.

Dans la configuration tokamak montré sur la figure (8.4), le champ toroïdal, créé par des bobinages extérieurs, est symétrique de révolution par rapport à Oz. Le champ poloïdal provient d'un courant intense, plusieurs millions d'ampères, qui circule dans l'anneau du plasma.

La création et le chauffage du plasma

La configuration magnétique existe dans une enceinte étanche de forme toroïdale. Cette enceinte est alors remplie du mélange gazeux hydrogène-deutérium (puis tritium

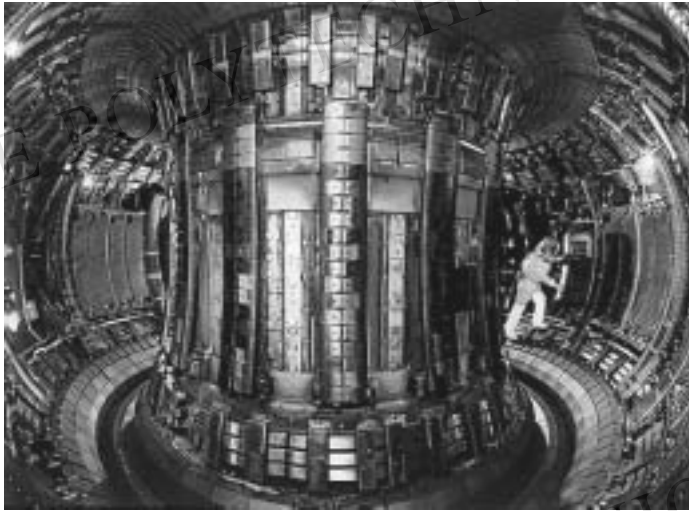


FIG. 8.5: Vue de l'intérieur du JET (Joint European Torus).

dans le réacteur) sous une pression de l'ordre de 300 P, ce qui correspond à la densité de particules souhaitée : 10^{14} particules par centimètre cube. Le gaz subit une ionisation en cascade et est complètement ionisé en quelques millisecondes.

Pour atteindre une température de plusieurs keV, diverses techniques de chauffage sont utilisées.

1. Le *chauffage ohmique* tout d'abord. Le courant très intense qui parcourt le plasma lui confère de la chaleur par effet Joule. Ce type de chauffage permet d'atteindre des températures de 2 à 3 keV.
2. Pour atteindre les 10 à 20 keV nécessaires pour la fusion, on injecte des *atomes neutres rapides*. On accélère d'abord des ions de même nature que ceux du plasma (H ou D), mais d'énergie bien supérieure à la température des ions. Par collisions avec les ions et les électrons du plasma, le faisceau d'ions cède l'essentiel de son énergie au milieu. Les ions sont d'abord accélérés à haute énergie hors du tokamak, puis neutralisés par capture d'électrons. Les atomes neutres franchissent la barrière magnétique, et sont ionisés par le plasma.
3. Le *chauffage par micro-ondes* à haute fréquence. La propagation et l'absorption des ondes constituent un domaine en soi de la magnéto-hydrodynamique. Des ondes sont envoyées dans le plasma au moyen d'antennes placées au niveau de la paroi à l'intérieur de la chambre qui le contient. On peut ainsi injecter des puissances de l'ordre de 10 mégawatts, la puissance maximale installée sur le tokamak européen JET (Joint European Torus) est de 40 mégawatts.

Mécanismes de perte ; bilan énergétique

Les pertes par rayonnement proviennent essentiellement de l'émission de raies des atomes incomplètement ionisés. Pour l'essentiel, ces atomes sont des impuretés d'oxygène, de carbone, de fer, de nickel. Les pertes provoquées par ce type de rayonnement représentent dans les appareils actuels de 10 à 50 % du bilan énergétique. On en minimise les effets par un conditionnement préalable des parois de la chambre à vide et par un contrôle de la qualité des plasmas de bord, tous deux destinés à prévenir la production d'impuretés par les parois de la chambre. Le maintien de la concentration des impuretés à un niveau minimal est une condition nécessaire pour un bilan de fusion positif.

Les pertes d'énergie par *bremsstrahlung* des électrons sur les ions de deutérium et de tritium, constituent une limite supérieure physique pour que le système atteigne l'ignition. Elles requièrent, à densité donnée, une température du plasma suffisante.

Stabilité du Plasma

Les mécanismes d'instabilité du plasma lui-même, sont un sujet d'étude complexe mais fondamental. Les instabilités les plus dangereuses sont les instabilités magnétohydrodynamiques, car elles concernent le plasma comme un tout.

Perspectives de la fusion par confinement magnétique

Depuis les premiers résultats significatifs obtenus par les Soviétiques en 1968 sur le tokamak T-3, une trentaine d'appareils de ce type, construits dans le monde, ont permis de progresser vers l'objectif du critère de Lawson.

Trois grands tokamaks ont été mis en service successivement entre 1982 et 1985 et ont atteint leur performances nominales : le TFTR (Tokamak Fusion Test Reactor) par les Etats-Unis au laboratoire de Princeton dans le New Jersey ; le J.E.T. (Joint European Torus), par la Communauté économique européenne, situé en Angleterre à Culham, près d'Oxford ; le JT-60 (Jaeri Tokamak), par le Japon, au laboratoire Jaeri à Naka, près de Kyoto. Le courant dans l'anneau de plasma est passé de 100 kilo ampères dans le T-3 à 7 méga-ampères dans le JET. La zone du break-even a été approchée en 1991 par le JET et en 1993 par le JT-60.

Les performances des diverses machines sont représentées sur la figure (8.6).

Le successeur de JET est sensé être ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor), projet mondial conclu à l'origine par MM. Reagan et Gorbatchev en 1985. Les choses ayant évolué depuis, tant les américains que les russes se sont

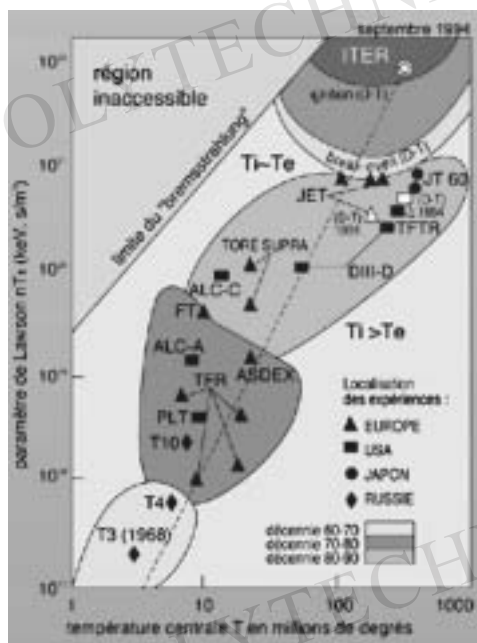


FIG. 8.6: Performances des diverses installations de fusion contrôlée par confinement magnétique et perspectives.

retirés du projet, qui devient une collaboration Europe-Japon dont l'issue est incertaine. L'objectif ici ne se limite pas à l'obtention des conditions d'ignition du mélange deutérium-tritium (on vise une puissance nucléaire de 1,5 GW), il est de maintenir ces conditions en régime d'équilibre stationnaire pendant une durée de 1 000 secondes.

Le projet est gigantesque par sa taille, le volume du plasma serait de 2000 m³ au lieu de 100 m³ dans le JET. Il est prévu qu'ITER dégage une puissance de 1500 MW. L'ensemble du système magnétique d'ITER doit être supraconducteur. Son prix est estimé à 10 milliards de dollars. Le projet ITER, entré depuis 1992 dans sa phase de définition et d'étude, devait conduire à la décision de construction en 1998. Il était prévu que la machine, dont le site devait être désigné en 1996, pourrait entrer en service en 2005. Ces échéances ne sont pas respectées. Pour que le projet puisse voir le jour, il faudrait vraisemblablement une sérieuse reprise de l'économie mondiale.

3 Confinement Inertiel par Laser

Le principe du confinement inertiel par laser consiste à comprimer adiabatiquement une petite sphère, de l'ordre du milligramme, de mélange $d-t$, jusqu'à augmenter

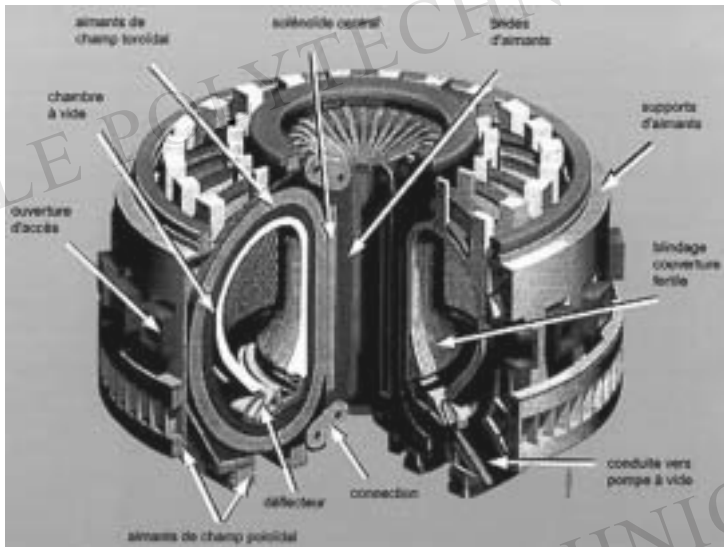


FIG. 8.7: Schéma du projet ITER; noter la taille comparative.

sa densité de $\sim 10^4$, et à atteindre des températures de l'ordre de 10 keV. Le cœur de la sphère s'allume pendant un temps de l'ordre de 10^{-10} s puis explose (voir Fig. (8.8)).

On appelle *ignition* le régime où les conditions de température et de densité du cœur permettent l'allumage du mélange $d - t$.

À l'origine, cette méthode était classifiée, ses applications étant militaires. Depuis 1993 les scientifiques y ont accès.

Le principe est plus simple que celui des tokamaks. Les recherches sur cette méthode reçoivent des subsides en raison de la collaboration sur les simulations d'explosions thermonucléaires.

Principe de la méthode

Le rayonnement d'un ensemble de faisceaux laser, délivrant une grande puissance (TW) pendant des temps très courts (ns) éclaire uniformément une sphère de l'ordre du mm^3 d'un mélange de deutérium et de tritium solide. Il se produit une ablation de la périphérie de la sphère et la formation d'une couronne de plasma.

Le faisceau laser pénètre dans le plasma jusqu'à une densité critique $n_c = m\epsilon_0\omega^2/c^2$. Les électrons du milieu qui oscillent dans le champ laser transmettent

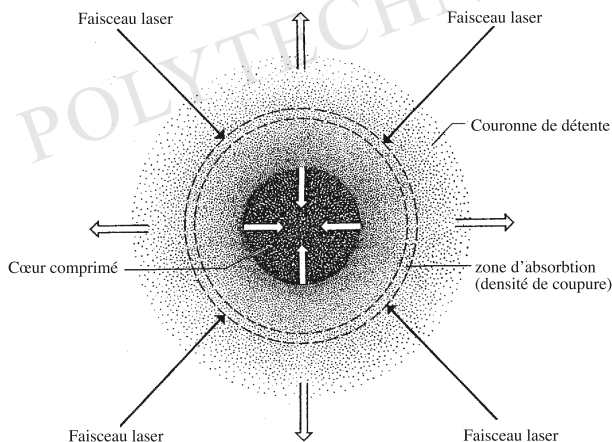


FIG. 8.8 : Schéma de fusion induite par laser. La sphère de $d-t$ interagit avec les faisceaux lasers et se vaporise superficiellement. Par réaction, la couronne comprime le cœur central.

de l'énergie au plasma par collisions avec les ions. Cette énergie se transporte vers les zones froides du centre de la cible grâce à la conduction thermique, aux électrons rapides et au rayonnement X et UV. Simultanément à la création du front d'ablation et à sa détente vers l'extérieur, il se produit, par réaction, une onde de choc qui comprime et chauffe la partie centrale de la sphère de deutérium-tritium, qu'on appelle le cœur.

Soumis à cette implosion, le cœur est comprimé d'un facteur de mille à dix mille, soit des densités de 10^{31} m^{-3} , et il est porté à des températures de l'ordre de 10 keV. Dans ces conditions la fusion des noyaux de deutérium et de tritium se produit abondamment. Le cœur brûle pendant un temps de l'ordre de 10^{-11} s , sa cohésion étant maintenue par inertie, puis il explose sous l'effet de l'énergie thermonucléaire libérée.

L'énergie laser sert principalement à comprimer le mélange deutérium-tritium, l'énergie nécessaire à son chauffage étant, en majeure partie, prélevée sur l'énergie de fusion libérée. Il en résulte une réduction de l'énergie laser à investir pour faire brûler la cible.

3.1 Historique

La fusion par confinement inertiel a longtemps été classifiée. Ses applications militaires, notamment en vue de la réalisation en laboratoire d'explosions thermonucléaires miniaturées, constituent indiscutablement un atout financier pour son développement.



FIG. 8.9 : Installation de fusion induite par laser.

En 1972, aux états-Unis, le Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) déclassifiait le principe de la fusion par confinement inertiel. A Ann Arbor, le laboratoire KMS (du nom du fondateur, K.M. Siegel) fut le premier, vers 1973, à faire état de l'implosion de « microballons » en verre contenant du deutérium-tritium gazeux, expérience reprise ensuite par d'autres laboratoires. Le laser Nova de 100 kJ du LLNL parvint à produire 10^{13} neutrons par impulsion.

Ces expériences ont entraîné un développement intense des diagnostics et de la simulation de l'implosion sur ordinateur : observation du rayonnement X et des neutrons émis par la cible, spectroscopie de traceurs contenus dans le deutérium-tritium, tels que l'argon et le néon, image des particules α produites par les réactions de fusion. Ces diagnostics, par recoupement et confrontation avec les résultats des codes numériques, permettent de valider diverses hypothèses, notamment le fait que l'émission neutronique est d'origine thermonucléaire.

Problèmes techniques

Un problème important concerne l'uniformité de l'irradiation de la cible pour réaliser une implosion la plus sphérique possible. Plusieurs méthodes sont en compétition.

1. L'attaque directe au moyen de plusieurs faisceaux se recouvrant les uns les autres.
2. L'attaque indirecte qui consiste à envoyer les faisceaux laser à l'intérieur d'une cavité faite d'un matériau de numéro atomique élevé et à utiliser le rayonnement X thermique résultant de cette interaction. Ce rayonnement X irradie plus uniformément la bille placée au centre de la cavité. Avec de l'or, on a pu atteindre des taux de conversion du rayonnement laser en rayonnement X de 80%.
3. Une autre approche consiste à substituer aux faisceaux laser des faisceaux d'électrons ou d'ions de 1 MeV. Les dispositifs qui les produisent ont un très bon rendement énergétique. Cependant la focalisation des faisceaux pose des problèmes. La réalisation d'un accélérateur d'ions lourds (par exemple, l'uranium) de 10 GeV, délivrant 1 MJ en 10 ns est en cours d'étude.

Projets

Deux projets d'importance sont en cours.

Le projet NIF, aux Etats-Unis, comporte 192 faisceaux, il délivre une énergie de 1,8 MJ dans chaque impulsion de 1 ns. Sa mise en marche est prévue pour 2003, avec un coût prévu est de 1200 millions de dollars.

Le projet Laser Mégajoule, LMJ, en France, comportera 240 faisceaux laser. Il délivrera 1,8 MJ en 18 ns. Sa mise en service est prévue pour 2010, son coût 6500 MF.

4 Bibliographie

1. *La Fusion Nucléaire*, Jean Adam, Belin, collection Sciences d'avenir, 1993
2. *Feux follets et champignons nucléaires*, G. Charpak et Richard L. Garwin, Editions Odile Jacob, Paris, 1997.
3. *Dossier « La Fusion Nucléaire »*, La Recherche, numéro 299, Juin 1997.
4. *La fusion thermonucléaire inertielle par laser*, Collection du Commissariat à l'Énergie atomique, édité par R. Dautray et J.P. Watteau, Eyrolles.
5. Sites Web :
<www.iter.org>, <www-cad.cea.fr>, <www-dsm.cea.fr>, <www.jet.uk>

Chapitre 9

Eléments d'astrophysique nucléaire.

*Astres et désastres, comiquement, se
sont toujours fait face en leur disproportion.*
René Char.

(Ce texte a été élaboré avec la participation de Simona Cristea, X(96))

Parce qu'elle permet un calcul quantitatif précis de l'énergie de l'univers, de ses composants et de son histoire, la physique nucléaire a largement contribué à faire basculer l'astronomie dans l'astrophysique. L'essentiel de ce qui nous préoccupera dans ce chapitre concerne la nucléosynthèse stellaire et le fonctionnement des étoiles. Nous le faisons précéder d'un résumé qualitatif des idées actuelles sur l'évolution de l'univers depuis le Big bang. Un exposé beaucoup plus complet se trouve dans *Cosmologie*, J. Rich 2001.

1 Modèles cosmologiques

1.1 Le Big bang

Si Emmanuel Kant fut l'un des premiers à avoir suggéré que les étoiles n'appartiennent pas à un nuage unique et fini, comme le pensait Newton, c'est la relativité générale développée par Albert Einstein qui, en 1915, permit d'aborder la question

sous un nouvel angle. Einstein supposa que les étoiles étaient distribuées de manière uniforme et immobile au sein de l'univers. Pour rendre compte de cette description, il dut ajouter dans sa théorie un terme, la « constante cosmologique ». Pendant les années 20, le mathématicien russe Alexandre Friedmann montra que cette addition ne s'impose pas : les équations d'Einstein admettent des solutions qui décrivent une géométrie plausible évoluant avec le temps.

A la même époque, Vesto Slipher réalisa une étude spectroscopique de 41 galaxies, dont 36 présentaient un décalage vers la partie rouge du spectre. Ce phénomène fut interprété comme effet Doppler (le décalage des fréquences se produit vers le rouge lorsque la source s'éloigne de l'observateur, et vers le bleu dans le cas contraire).

En 1929, Edwin Hubble établit une relation linéaire entre les distances des galaxies à la Terre et leurs vitesses radiales, « la loi de Hubble ». L'univers n'apparaissait donc pas statique, mais se trouvait dans une phase d'expansion. Restait à déterminer s'il avait connu un début ou non. Si l'on admet que l'univers est en expansion, on est conduit à supposer qu'à un certain instant dans le passé, la séparation entre les galaxies était très faible voire nulle. La seule façon d'éviter une telle conclusion est d'introduire une force supplémentaire qui agisse de façon répulsive, ce à quoi servait précisément la constante cosmologique. Si, en revanche, on pense que l'univers a pu avoir un début, on est amené à se représenter ce début comme une gigantesque explosion (d'où le nom de Big bang). Cette explosion est représentée comme une singularité dans laquelle la densité et la température sont infinies (ou du moins suffisamment élevées pour que l'on ne sache pas ce que deviennent les lois de la physique ; c'est le cas en deçà de 10^{-43} s après le Big Bang, lorsque la gravitation est directement confrontée à la physique quantique).

La matière telle que nous la connaissons est née dans les trois premières minutes qui ont suivi le Big bang¹, au cours d'un processus appelé nucléosynthèse primordiale. Les neutrinos sont déjà découplés du reste de l'univers. (On peut considérer les particules comme « gelées » ou découplées, c'est à dire sans aucune interaction avec les autres particules présentes dans l'univers, quand l'intervalle de temps entre deux interactions est plus grand que l'âge de l'univers). Quant aux photons, ils interagissent principalement avec les électrons. La fréquence de ces interactions est telle que les photons ne peuvent pas se propager librement. L'univers est alors en équilibre thermique et forme un corps noir.

Après 400 000 ans, les électrons se lient aux noyaux. Les interactions avec les photons sont alors beaucoup plus rares et ces derniers sont désormais libres. Cette phase est appelée découplage des photons. Ceux-ci sont aujourd'hui détectés dans le rayonnement fossile d'une température de 3 K.

La phase suivante est celle de la formation des galaxies. Le modèle du Big Bang

¹La nucléosynthèse primordiale, ainsi que les autres aspects de la cosmologie, sont traités dans *Cosmologie* par Jim Rich, Cours de l'Ecole polytechnique, 2001.

nous donne ainsi l'image d'un Univers en expansion, celle-ci étant gouvernée par la matière et l'énergie qu'il contient via la gravitation. En outre, en retraçant l'histoire thermique de l'univers, ce modèle prédit l'abondance primordiale des éléments légers comme l'hydrogène, le deutérium et l'hélium. Ces prédictions sont en bon accord avec les mesures.

L'argument observationnel probablement le plus décisif en faveur du Big Bang réside dans l'observation du rayonnement cosmologique fossile à 3 K par Penzias et Wilson en 1965.

1.2 La masse cachée de l'univers

Les mesures de vitesses de rotation des étoiles autour du centre de leur galaxie hôte ont soulevé un point d'interrogation depuis une cinquantaine d'années. Si la masse totale des galaxies n'était due qu'à sa partie visible (c'est-à-dire lumineuse) alors les vitesses des rotation des étoiles autour du noyau de ces galaxies devraient diminuer au fur et à mesure qu'on s'en éloigne. Or, on observe que ces vitesses restent à peu près constantes de l'ordre de 250 à 300 km/s au fur et à mesure qu'on s'éloigne du centre. Par conséquent, la masse de la galaxie ne se réduit pas à sa partie visible.

Ainsi, pour rendre compte de la dynamique tant des galaxies, que des amas et des super-amas de galaxies on doit admettre qu'une fraction de 90% à 95% de la masse de l'univers est invisible. On l'appelle la « masse cachée » de l'univers, ou encore la « matière noire ».

Une partie de cette masse est supposée contenue dans les trous noirs. Mais les estimations sur leur nombre et leur masse donne des contributions trop faibles.

Une autre source de masse invisible repose sur les corps baryoniques massifs et compacts (de la matière ordinaire), dénommés MACHOs en anglais. Cette catégorie inclut les naines brunes, qui peuvent se trouver dans un immense halo sphérique baignant la galaxie. Pour ce qui est de la matière noire les résultats des études sur les MACHOs sont (partiellement) décevantes : on a certes détecté des candidats possibles, mais ces astres ne peuvent représenter au mieux qu'une faible fraction de la masse manquante.

Une importante découverte récente² (collaboration SuperKamiokande au Japon, mai 1998) concerne la masse des neutrinos. Ces particules non baryoniques étaient d'excellents candidats pour la matière noire. Il a été prouvé qu'ils possèdent une masse non nulle mais, elle semble trop faible pour résoudre le problème de la matière noire (il faudrait une masse de l'ordre de quelques eV/c² ; on trouve quelques meV/c²).

Les théories supersymétriques des particules prédisent l'existence de particules non

²F. Fukada et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998).

baryoniques, qui pourraient être la masse manquante. Ces WIMPS³ auraient été créés aux tout premiers instants de l'univers et, comme ils interagissent très faiblement, on suppose que le découplage de la matière noire a eu lieu avant le découplage des photons. Entre ces deux découplages, les fluctuations de densité de la matière noire ont pu croître jusqu'à atteindre un niveau de 10^{-3} alors que celles de baryons (qui eux sont toujours en interactions avec les photons) restent faibles, de l'ordre 10^{-5} . Lorsque les photons se découplent, les baryons deviennent libres. Ils vont être sensibles aux champs gravitationnels engendrés par les inhomogénéités de matière noire, qui agissent comme des pièges à baryons. Les fluctuations ne vont cesser ensuite de s'amplifier pour mener à des inhomogénéités macroscopiques : les galaxies. Les (hypothétiques) wimps règlent ainsi un double problème : celui de la matière noire et celui de la formation des galaxies.

Enfin, aussi bien la théorie que l'observation se penchent sur la signification de la constante cosmologique. De fait, celle-ci peut être interprétée comme une énergie due aux fluctuations quantiques du vide. Il se pourrait ainsi que l'énergie du vide forme une part appréciable de l'univers⁴!

1.3 Un Univers plat ?

Un autre problème du modèle du Big Bang est celui de l'horizon. Dans l'univers, des zones distantes ne sont connectées de manière causale que si elles ont pu échanger de l'information. La distance la plus grande dans le passé, qui influe sur le présent s'appelle l'horizon.

Au moment du découplage entre matière et rayonnement (dont la photographie nous est donnée par le rayonnement de fond cosmologique), cet horizon avait une taille réduite par rapport à aujourd'hui. Celle-ci correspond, vue d'ici et maintenant à un écart angulaire de quelques degrés sur la voûte céleste. On s'attend donc à ce que des régions du ciel, séparées de quelques degrés, ne soient pas entrées en relation causale au moment de l'émission du rayonnement de fond cosmologique. Or, la température de ce rayonnement (observé par le satellite COBE depuis 1991) est excessivement homogène sur tout le ciel, ce qui indique que la densité et la température des zones émettrices étaient identiques bien au delà de l'horizon. Comment expliquer que des régions qui ne sont jamais entrées en contact causal aient la même densité ?

La réponse à cette question se trouve dans le modèle de l'inflation que l'on doit à A. Guth en 1980. On se place dans les premiers instants de l'univers. La densité de l'univers inflationnaire aurait été dominée à grande échelle par un champ caractéristique de l'univers primordial, l'inflaton. L'univers serait alors entré dans une phase d'expansion accélérée conduisant à une dilatation gigantesque (un facteur de 10^{40}). Puis, la température ayant suffisamment baissé, l'inflation aurait cessé de dominer

³Weakly Interacting Massive Particles

⁴Voir *Cosmologie* par Jim Rich, Cours de l'Ecole polytechnique, 2001.

l'univers et l'expansion habituelle aurait pris le relais. A l'issue de l'inflation, on se retrouve en présence de fluctuations macroscopiques de densité à grande échelle, qui vont former les galaxies.

Ces scénarios, ne sont que deux exemples parmi plusieurs tentant d'expliquer la formation des structures. Un fort espoir réside cependant dans le satellite américain MAP (lancé en 2001) et surtout dans le satellite européen PLANCK (lancement prévu vers 2007). Ils mesureront très précisément les fluctuations du rayonnement à 3 K. On déterminera avec ces données les paramètres cosmologiques (courbure, constante cosmologique, densité d'énergie totale, proportion de baryons) avec une précision sans précédent, de l'ordre du %.

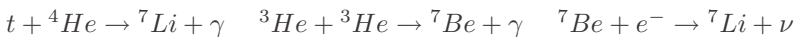
1.4 Nucléosynthèse primordiale et matière baryonique

La nucléosynthèse primordiale des éléments légers (H , D , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ et ${}^7\text{Li}$) constitue, à côté de l'expansion de l'univers et du rayonnement cosmologique fossile, l'un des piliers de la théorie du big-bang. Les proportions relatives des éléments légers couvrant 9 ordres de grandeurs (${}^4\text{He}/H = 0.1$, ${}^7\text{Li}/H = 10^{-10}$) sont en effet expliquées de manière cohérente dans le cadre du modèle cosmologique standard et de nul autre, ce qui donne à ce dernier une prééminence incontestable. Le deutérium est formé dans la réaction $n + p \rightarrow d + \gamma$. L'hélium 3, ainsi que le tritium instable, sont fabriqués dans les réactions



La diminution rapide de la température dans l'univers primordial explique qu'il subsiste une fraction de d . L'hélium 4 est formé par des réactions du type : $d + t \rightarrow {}^4\text{He} + n$, ou ${}^3\text{He} + n \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$.

L'absence d'un élément stable $A = 5$ bloque la suite des réactions sauf pour, en proportion plus faible,



Le statut observationnel des quatre éléments d'intérêt cosmologique est le suivant.

- L'abondance du lithium est mesurée dans l'atmosphère des étoiles les plus vieilles de la Galaxie (étoiles pauvres en métaux du halo galactique) et est relativement bien déterminée : ${}^7\text{Li}/H = (1.6 \pm 0.3) \cdot 10^{-10}$. Le ${}^7\text{Li}$ étant détruit à basse température, il convient de s'assurer que le rapport ${}^7\text{Li}/H$ observé dans l'atmosphère des étoiles du halo galactique n'a pas été notablement altéré.
- L'abondance de ${}^4\text{He}$ croît continuellement au fil de l'évolution galactique car cet élément est produit dans les étoiles par les réactions $d + t \rightarrow {}^4\text{He} + n$ et ${}^3\text{He} + n \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$. La mesure de son abondance dans les milieux astrophysiques variés ne fournit donc qu'une limite supérieure de la valeur primordiale.

- De par sa fragilité nucléaire, le deutérium est irrémédiablement détruit dans les étoiles de toutes masses par les réactions $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$, et $d + n \rightarrow t + \gamma$. Cela simplifie l'estimation de son évolution galactique. Son abondance a été mesurée dans le milieu interstellaire local ($D/H = 1.6 \cdot 10^{-5}$). Son abondance protosolaire ($D/H = 2.6 \cdot 10^{-5}$) a été déduite des quantités mesurées dans le vent solaire et les météorites. Mais la mesure qui se rapproche le plus de l'abondance primordiale est sans conteste celle de l'absorption UV de nuages d'hydrogène et d'hélium lointains éclairés par des quasars de décalage vers le rouge élevé.

La détermination précise de l'abondance du deutérium est un des importants problèmes observationnels actuels.

- Le cas de ${}^3\text{He}$ est complexe car certaines étoiles le produisent et d'autres le détruisent, ce qui rend la détermination de son abondance hautement tributaire des modélisations stellaires et galactiques. De plus le rapport ${}^3\text{He}/H$ ne peut, dans l'état actuel, être mesuré que dans des objets de faible métallicité.

L'information cosmologique que recèle l'abondance de ces isotopes concerne :

1. La densité baryonique de l'univers à laquelle le D est particulièrement sensible. Le paramètre pertinent est η (densité de baryons/densité de photons), car il se conserve au cours de l'expansion.
2. Le nombre de degrés de liberté relativistes, que l'on identifie avec le nombre de familles comportant des neutrinos légers N_ν (auquel le rapport ${}^4\text{He}/H$ est particulièrement sensible) et que l'on met en regard avec le nombre d'espèces différentes de neutrinos déduit de la désintégration du Z_0 observée au LEP à Genève (CERN). Les calculs, établis à partir d'un ensemble de réactions faibles et nucléaires les plus récentes, impliquent que le nombre de neutrinos doit être compris entre 2 et 4, en parfait accord avec les mesures de largeur du Z_0 : $N_\nu = 3$.

La densité baryonique actuelle rapportée à la densité critique

$$\rho_0 = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \quad (9.1)$$

obtenue à partir de η , de H_0 et de la température du rayonnement cosmologique, est de $\Omega_b = 0.007$ et peut être comparée :

- à la prédiction de l'inflation : $\Omega = 1$ où Ω désigne la densité totale de matière-énergie (matière baryonique + non baryonique + vide/constante cosmologique),
- à la densité de matière lumineuse déduite de l'observation des galaxies proches de toutes morphologies et du gaz intra-amas ($\Omega_L = 5 \cdot 10^{-3}$),
- à la densité totale de matière (baryonique plus non baryonique), déduite des courbes de rotation des galaxies $\Omega_H = 5 \cdot 10^{-2}$,
- à la densité totale de matière (baryonique et non baryonique) dans les amas de galaxies déterminée à partir de l'émission X et de l'effet de lentille gravitationnelle des amas ($\omega_a = 0.1$ à 0.3),

- à la densité de matière baryonique neutre répartie dans les nuages (Lyman-Alpha) prégalactiques qui laissent leur signature sur le spectre des quasars lointains ($\Omega_{He} = 2.6 \cdot 10^{-3}$).

De toutes ces comparaisons on espère déduire les proportions de matière baryonique et non baryonique à diverses échelles. Dans tous les cas, la densité de matière baryonique est très inférieure à la densité critique ($\Omega_b \ll 1$). Il en résulte, si l'on en croit la théorie de l'inflation, que la majeure partie de la matière dans l'univers est sous une forme non baryonique.

2 La physique du Soleil

Le Soleil, est une étoile banale, semblable à 80% des 200 milliards d'étoiles qui peuplent notre galaxie, la Voie Lactée. Mais c'est une étoile incomparable car c'est la nôtre. Le Soleil nous apporte l'énergie, la vie. C'est la seule étoile que nous pouvons étudier en détail dans toutes les gammes du rayonnement. C'est aussi un objet de référence pour l'étude des autres étoiles.

Le Soleil a une masse $m_{\odot} = 2 \cdot 10^{30}$ kg, un âge $t \sim 5 \cdot 10^9$ ans, et une luminosité $L_{\odot} \sim 4 \cdot 10^{23}$ kW.

Dans le stade actuel de son évolution, sa température interne est de $1,5 \cdot 10^7$ K, ce qui permet le déclenchement de la réaction fondamentale de fusion :



Fondamentale, mais extraordinaire peu probable ! C'est en effet une *interaction faible* totalement indétectable en laboratoire.

En omettant le facteur d'effet tunnel, l'ordre de grandeur de cette section efficace d'interaction faible est

$$\sigma \sim \left(\frac{G_F}{(\hbar c)^3} \right)^2 (\hbar c)^2 E^2 \sim 10^{-47} \text{ cm}^2$$

où $E = 0,42$ MeV est l'énergie disponible dans l'état final. Le taux de production de deutérium est donc très faible, mais on trouve là le germe de réactions ultérieures, beaucoup plus rapides, qui vont, globalement, mener à la fusion :



source de l'énergie solaire.

On pourra apprécier l'importance pour notre existence des interactions faibles et du neutrino. Sans ce dernier, le Soleil ne brillerait pas, nous n'existerions pas. Dans la fusion terrestre, l'emploi des réactifs d et t , où les neutrons sont déjà formés, permet de court-circuiter les interactions faibles et de travailler avec des sections efficaces, donc des taux, raisonnables.

2.1 Structure du Soleil

Le Soleil est composé de 71% d'hydrogène, de 27% hélium et d'autres éléments simples en proportions minimales : carbone, azote, oxygène, néon, magnésium, silicium, soufre, fer...

C'est dans le cœur du Soleil, où règne une température de 10 à 15 millions de degrés, que se déroulent les réactions thermonucléaires qui fournissent l'énergie rayonnée par le Soleil. Les réactions de fusion de l'hydrogène en hélium sont la source de cette énergie.

L'énergie produite au cœur du Soleil doit ensuite parcourir la zone radiative où elle est véhiculée par rayonnement sans cesse absorbé, émis, réabsorbé, réémis, etc. Ce processus s'effectuant dans toutes les directions, ce cheminement peut être très long. Les neutrinos produits au cœur du Soleil, dont la charge est nulle et dont la masse est infime, traversent les différentes couches sans interagir, à une vitesse proche de celle de la lumière et nous parviennent en 8 minutes. Au contraire, les photons, qui interagissent constamment avec les électrons et noyaux du plasma, mettent approximativement un million d'années à sortir du Soleil. On calcule sans peine (voir le chapitre 3 § 3.4) que le libre parcours moyen des photons dans le Soleil est de l'ordre de $\lambda \sim 1,7$ cm dans la zone convective et 100 fois moins dans le cœur. Dans un mouvement brownien, un photon met un temps moyen de l'ordre de $\tau \sim (R/\lambda)^2(\lambda/c)$ à sortir d'une région homogène où son libre parcours moyen est λ .

L'observation de la couche de surface, la photosphère, montre qu'elle est couverte d'énormes « grains de riz » changeants, granules d'un diamètre moyen de 1 000 km, qui apparaissent et disparaissent en quelques minutes. Ce sont des bulles de gaz chaud qui « crèvent » à la surface de l'astre à la manière de l'ébullition dans une casserole d'eau chaude. Cela indique la présence sous la photosphère d'une couche entraînée par des mouvements de convection, dus à la différence de température. Les modèles de la structure du Soleil indiquent que cette couche convective s'étend jusqu'à environ un tiers du rayon solaire.

L'atmosphère solaire est constituée dans sa partie la plus profonde, par la photosphère (sur une profondeur de 300 km). C'est la zone la plus froide du Soleil, autour de 4 800 K. Au dessus de la photosphère se trouve la chromosphère, couche de 2000 km qui est plus ou moins transparente dans le spectre visible. La température de la chromosphère augmente jusqu'à sa limite supérieure : la couronne. C'est dans la couronne qu'apparaissent les protubérances et éruptions solaires qui se dispersent très loin, entraînées par les vents solaires. La température y atteint des millions de degrés. Cette augmentation considérable de la température d'une zone chaude située entre deux zones plus froides est pour l'instant toujours inexplicée, et on compte sur le tout nouveau satellite SOHO pour en découvrir plus sur ce phénomène en totale opposition avec les lois de la thermique.

2.2 Naissance du Soleil

Le Soleil est né d'un grand nuage composé principalement d'hydrogène et d'hélium qui s'est progressivement contracté sous sa propre gravitation. Les pressions et températures colossales engendrées au cœur de l'amas ont allumé les réactions thermonucléaires. Les noyaux d'hydrogène ont commencé à fusionner pour donner de l'hélium.

2.3 La régulation thermique miraculeuse d'un système auto-gravitant

Comment expliquer la tranquillité de la combustion thermonucléaire du Soleil (dans sa phase actuelle sa luminosité doit rester pratiquement constante pendant une dizaine de milliards d'années) alors que l'on connaît par ailleurs la brutalité des explosions thermonucléaires ?

Ce phénomène provient de la thermodynamique particulière des systèmes auto gravitants.

Les forces en compétition sont : l'attraction gravitationnelle qui tend à contracter l'objet, la pression du gaz (énergie cinétique) qui s'oppose à cette compression, et la pression de radiation, c'est-à-dire la pression que le rayonnement émis dans l'étoile exerce sur la matière.

Si l'on néglige les effets de la pression de radiation (ce qui est une bonne approximation pour des étoiles pas trop massives comme le Soleil), le théorème du viriel nous dit, ϕ étant l'énergie potentielle gravitationnelle du système ($\sim -GM^2/R$) et E_c son énergie cinétique (ou l'énergie interne du gaz) directement liée à la température, et en notant E_* l'énergie totale de l'étoile :

$$E_* = E_c + \phi = -E_c \quad .$$

Une démonstration de ce théorème, due à Poincaré, est la suivante. Considérons un système autogravitant de N particules dont l'énergie potentielle est

$$\phi = -G^2 \sum_{i=1}^N \sum_{j=i+1}^N \frac{m_i m_j}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|}$$

où G est la constante de Newton. Le moment d'inertie par rapport à l'origine de ce système est $I = \sum (m_i \mathbf{r}_i^2)$. En dérivant deux fois par rapport au temps on a alors

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = \sum_{i=1}^N (m_i \dot{\mathbf{r}}_i^2 + m_i \mathbf{r}_i \cdot \ddot{\mathbf{r}}_i) \quad .$$

Or, la forme du potentiel newtonien et de la force $\mathbf{f} = -\nabla\phi$ qui en dérive, sont telles que $\mathbf{r} \cdot \mathbf{f} = \phi$. On obtient donc, en toute généralité

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = 2E_c + \phi$$

où E_c et ϕ sont respectivement l'énergie cinétique et l'énergie potentielle du système autogravitant (en vérifiant cette relation, on prendra soin d'éviter un double comptage). Si, par conséquent, nous supposons que le système est dans un état tel que $d^2 I/dt^2 = 0$, on a les égalités :

$$2E_c + \phi = 0, \quad E_* = E_c + \phi = -E_c = \phi/2 \quad .$$

La température moyenne $\langle T \rangle$ du système est reliée à l'énergie cinétique par

$$\frac{3}{2} Nk\langle T \rangle = E_c \quad .$$

Le bilan énergétique du système, à tout instant, est qu'il perd par rayonnement une puissance L , sa luminosité, et qu'il est alimenté en énergie par les réactions nucléaires de puissance W . En régime d'équilibre, ces deux termes se compensent exactement $L = W$.

Supposons que, momentanément, W l'emporte par rapport à L : $W > L \Rightarrow \dot{E}_* > 0$, alors en vertu du théorème du viriel $\dot{E}_c < 0$, E_c diminue, c'est-à-dire que la température diminue, entraînant une diminution du taux des réactions nucléaires, ce qui ramène vers la situation d'équilibre $\dot{E}_* = 0$. De même si momentanément $W < L$, $\dot{E}_* < 0$, cela réchauffe l'étoile, augmente le taux des réactions nucléaires et la situation d'équilibre $\dot{E}_* = 0$ se rétablit.

Autrement dit, un système autogravitant possède une régulation automatique du taux de réactions nucléaires en son sein, ce qui assure la « tranquillité » de la combustion (il en irait de même pour une combustion chimique comme $2H \rightarrow H_2 + 4,5 \text{ eV}$). On dit aussi qu'un système autogravitant a une chaleur spécifique « négative » : si son énergie augmente sa température diminue et inversement.

Ce phénomène est fondamental. Il assure que la température et la luminosité du Soleil restent constantes pendant toute la phase de combustion de l'hydrogène.

2.4 Réactions nucléaires

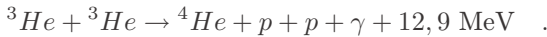
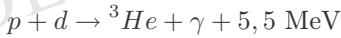
Une fois déclenchée, la réaction fondamentale :



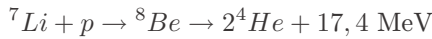
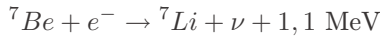
est le germe de réactions ultérieures, beaucoup plus rapides.

On distingue une série de cycles, reliés les uns aux autres, certains étant des cycles catalytiques.

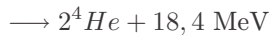
– Cycle PP I (60%) :



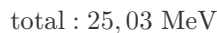
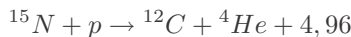
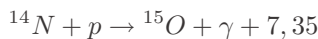
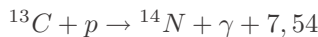
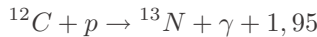
– Cycle PP II (24%) l'hélium 3 produit ci-dessus est utilisé :



– Cycle PP III (1%) (variante du précédent) :

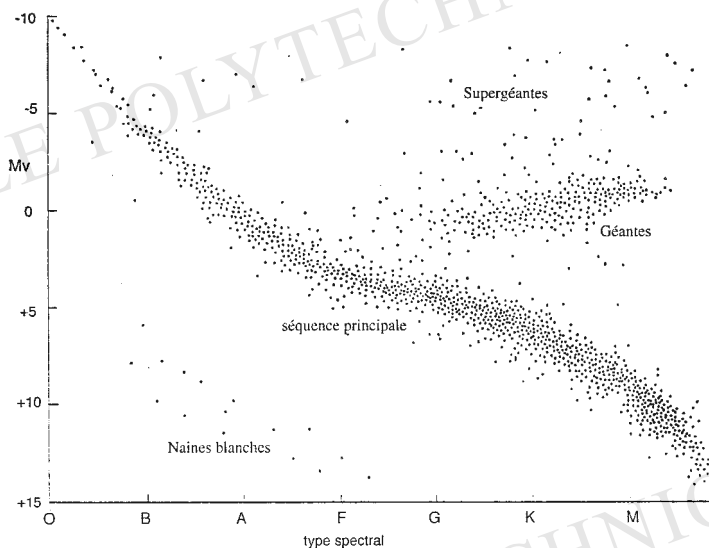


– Cycle CNO de Bethe (15%) – Catalyse par C, N et O :



3 Astrophysique nucléaire

La vie des étoiles est un terrain privilégié d'application de la physique nucléaire. C'est grâce aux réactions thermonucléaires de fusion que le Soleil rayonne depuis 4,6 milliards d'années des puissances fabuleuses L_{\odot} (actuellement $3,9 \times 10^{26} \text{ W}$) sans avoir beaucoup changé d'aspect. La couleur du rayonnement émis par les étoiles nous renseigne sur leurs températures de surface T_e .

FIG. 9.1 : *Diagramme de Hertzsprung-Russel.*

3.1 Classification des étoiles

Le diagramme puissance rayonnée L en fonction de la température T_e permet de classer les étoiles en plusieurs types.

- S.P. : étoiles de la séquence principale,
- G.R. : géantes rouges,
- N.B. : naines blanches.

1. Les étoiles de la série principale sont aussi encore appelées des naines ; le Soleil appartient à cette classe, il est à peu près au milieu et il avancera le long de cette série au fur et à mesure de son évolution.
2. Les étoiles géantes apparaissent à partir du type spectral FO.
3. les étoiles supergéantes ont une magnitude absolue comprise entre (-5) et (-7). (La magnitude correspond à l'opposé du logarithme de la luminosité des étoiles. La détermination des distances stellaires s'obtient en estimant la magnitude absolue des étoiles et en mesurant leur magnitude apparente.)

Ces différents types correspondent en fait à plusieurs étapes de la vie d'une étoile, au cours de laquelle a lieu le phénomène de synthèse des noyaux atomiques : la nucléosynthèse.

A la suite du Big Bang, seuls les éléments les plus légers (hydrogène et hélium) existent en abondance notable. Ces deux éléments constituent 98% de la masse de notre galaxie. Les éléments les plus lourds sont ensuite fabriqués dans les étoiles.

Une étoile naît lorsqu'une importante masse de gaz se contracte sous l'effet de la gravitation. Au fur et à mesure que cette contraction prend place, le cœur en formation s'échauffe et la pression y augmente. A partir d'un certain stade, la fusion thermonucléaire de l'hydrogène se déclenche dans le cœur, l'étoile est alors sur la séquence principale.

Le Soleil est actuellement à ce stade de sa vie. La température au centre est de $T = 1,5 \times 10^7$ K de sorte que peuvent s'y produire les réactions de fusion que nous avons décrites ci-dessus et qui aboutissent à la formation de l'Hélium 4 en libérant une énergie totale de 27,6 MeV. Le rayon du Soleil étant $R_{\odot} = 6,9 \times 10^5$ km, ces réactions n'ont lieu que dans le cœur, de rayon $0,3 R_{\odot}$. Cette phase de la vie d'une étoile est relativement longue; pour le Soleil, on estime que sa durée totale sera de 10^{10} ans.

3.2 La fin de la combustion actuelle du Soleil; Naines blanches

Lorsque l'hydrogène a été presque complètement brûlé, la pression thermique due à l'énergie de fusion ne suffit plus à assurer l'équilibre de l'astre. La pression de gravitation provoque alors un effondrement du cœur sur lui-même, ce qui augmente la température jusqu'à $T = 2 \times 10^8$ K.

Au cours de cette transition, les couches externes chaudes de l'étoile sont expulsées, il se produit ce qu'on appelle le flash de l'hélium. Après cette explosion, l'étoile apparaît comme une « géante rouge » (due à la bulle incandescente des restes non-brûlés d'hydrogène et d'hélium). Au cœur de l'étoile, la fusion de l'hélium donne naissance à des noyaux plus lourds : ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne , ^{24}Mg . Cette phase de la vie de l'étoile est beaucoup plus courte que la première; elle dure environ 10^5 ans.

Le mécanisme de fusion de l'hélium est subtil, puisqu'il n'existe pas d'isotopes stables $A = 5$ ou $A = 8$. Il s'agit d'une réaction à trois corps, globalement $3^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C}$, dont le taux est rendu appréciable grâce à l'existence d'une résonance du carbone 12 très près du seuil. Le noyau ^8Be est instable, avec une durée de vie de 10^{-16} s. Cependant, dans les conditions de densité et de température considérées ($T \simeq 10^8$ K, soit environ 10 keV d'énergie d'agitation thermique, et $\rho \simeq 10^5$ g.cm $^{-3}$), il se produit un équilibre qui permet le maintien d'une certaine abondance de ^8Be ($^8\text{Be}/^4\text{He} \simeq 10^{-9}$). Cette petite quantité permet de passer au carbone. La réaction $^4\text{He} + ^8\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$, en effet, un comportement résonant à très basse énergie. Sa section efficace passe par un maximum très piqué, de même que celle de la réaction couplée $^4\text{He} + ^8\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$. C'est ainsi que se fait la fusion de l'hélium en carbone. Le « flash » de l'hélium provient de ce qu'une section efficace résonante varie rapidement avec l'énergie, donc avec la température; en conséquence, cette réaction de fusion se produit violemment lorsque la température du milieu passe par la valeur résonante. Ce flash dure une centaine d'années.

Le mécanisme de fusion de l'hélium en carbone a longtemps été un mystère. C'est dans les années 50 que le célèbre astrophysicien Fred Hoyle (disparu pendant l'été 2001) « devina » la solution et inventa, ce faisant, le « principe anthropique ».

Ce principe, et le raisonnement de Hoyle, sont les suivants. Nous sommes constitués en grande partie de carbone et d'oxygène. La fusion de l'hélium est indispensable à la production de ces éléments dont nous sommes constitués. Or, dit Hoyle, cette fusion n'est possible *que* s'il existe une résonance du carbone 12 à basse énergie (basse énergie dans une échelle nucléaire : il faut que cette énergie soit atteinte par agitation thermique, $T \simeq 10^8$ K, soit environ 10 keV). Donc cet état résonant doit exister. Cette prédiction frappa les esprits lorsqu'elle fut vérifiée expérimentalement peu après. Hoyle avait prévu l'existence d'un état nucléaire par la logique de l'existence de l'homme (en l'occurrence).

A l'issue de cette nouvelle combustion, pour des étoiles d'une masse voisine de celle du Soleil ou plus faible, les choses en restent là. Le système tend à s'effondrer sous sa propre gravitation. Cependant, la pression quantique du gaz des électrons dégénérés varie comme $\rho^{5/3}$ pour des électrons non-relativistes et $\rho^{4/3}$ pour des électrons ultra-relativistes, où ρ est la densité. On pourra vérifier que la pression gravitationnelle est, elle, proportionnelle à $\rho^{4/3}$.

Si les électrons sont non-relativistes, le principe de Pauli bloque imparablement la pression gravitationnelle par cette pression quantique et s'oppose à un nouvel effondrement. Le système forme alors une « naine blanche » d'environ une masse solaire pour un rayon de quelques milliers de kilomètres. La pression du gaz d'électrons *dégénérés* maintient l'astre en équilibre, celui-ci n'évolue plus à cause de la mécanique quantique ! Il est devenu un astre mort dont le seul destin est de perdre sa chaleur par rayonnement.

3.3 Processus explosifs

Cependant, lorsque la masse est plus importante, les électrons deviennent relativistes. Les deux termes en compétition se comportent tous deux comme $\rho^{4/3}$. Il existe donc une masse limite, appelée « Masse de Chandrasekhar » ($M_{Ch} \simeq 1,44 m_{\odot}$) au delà de laquelle la pression gravitationnelle l'emporte sur la pression du gaz de Fermi des électrons. Le système s'effondre alors, allumant les réactions de fusion ultérieures.

Supernovae de type II

Dans les étoiles massives, $M \gtrsim 10 M_{\odot}$, à la suite de ce stade se produit un nouvel effondrement du cœur, jusqu'à ce que la température soit de $T \simeq 8 \times 10^8$ K (la densité est alors 10^5 g cm⁻³). La fusion du carbone de l'oxygène et du néon permet

la formation du silicium. La durée de cette fusion est beaucoup plus brève, de l'ordre de quelques années.

Ce stade est suivi par un nouvel effondrement, la température du cœur monte à $3,5 \cdot 10^9$ K, et la fusion du silicium dans les éléments du groupe du fer se produit en un temps très bref, de l'ordre d'un jour.

Arrivé à ce stade, la fusion thermonucléaire ne peut se poursuivre davantage, le noyau de fer étant le plus solidement lié de tous. L'étoile massive a alors une structure en « pelure d'oignon » : un cœur de fer d'une masse de 1 à $2 M_{\odot}$ est entouré de couches concentriques d'éléments de plus en plus légers : silicium, calcium, magnésium, néon, oxygène, carbone, hélium, hydrogène.

Le cœur de Fer s'effondre sur lui-même, les protons des atomes constitutifs du Fer capturent les électrons, se transformant ainsi en neutrons et émettant des neutrinos.

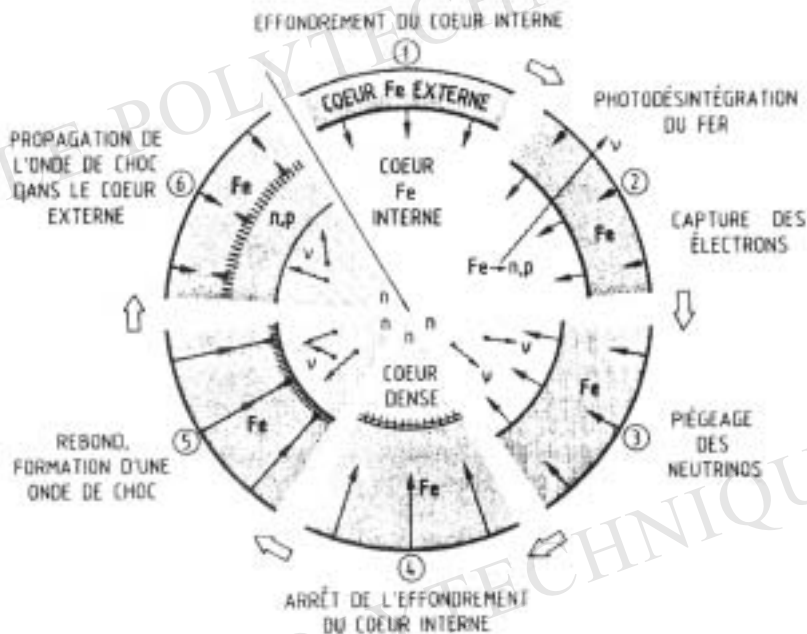
Le cœur atteint la densité nucléaire. A cette densité, la matière nucléaire résiste fortement à la compression et bloque l'effondrement, ce qui provoque la formation d'une onde de choc à sa périphérie.

La propagation de l'onde de choc dans les couches supérieures de l'étoile provoque l'explosion spectaculaire de celle-ci dans une *supernova*. L'énergie cinétique énorme de la matière éjectée est de 10^{44} J, et l'énergie lumineuse, donc visible, de l'événement exceptionnel, seulement 1% de cette valeur.

La particularité des SN_{II} provient de l'évolution du cœur de Fer après le choc. Ce cœur effondré se transforme en étoile à neutrons (possiblement en un trou noir si la masse est trop grande) ce qui libère une énergie gravitationnelle considérable : $GM_{\odot}^2/R \sim 10^{46}$ J, en quelques secondes. Cette énergie est emportée principalement par des *neutrinos* des 6 espèces, produits thermiquement par paires dans le refroidissement du cœur (une fraction de l'ordre du % se retrouve dans l'énergie cinétique des fragments, et encore moins sous forme lumineuse). Une SN_{II} est donc avant tout une « bombe gravitationnelle » dont l'essentiel de l'énergie est emportée par des neutrinos.

Les matériaux expulsés au cours des explosions sont des éléments plus lourds qui vont enrichir l'univers, composé lui en majorité d'éléments légers (de l'hydrogène et de l'hélium). C'est ce qu'exprime Hubert Reeves dans sa célèbre phrase : « *Nous ne sommes que des poussières d'étoiles, chaque élément qui nous compose contient du carbone ou de l'oxygène, (et d'autres éléments encore) qui ont tous un jour, été synthétisés dans une étoile, qui mourant de mille feux, répandit la semence nécessaire à notre naissance.* »

Les supernovas sont des événements rares. En l'an 1054, les astronomes Chinois ont observé une supernova qui était visible même en plein jour. Elle a laissé derrière elle, dans la constellation du Taureau, la célèbre nébuleuse du Crabe, au sein de

FIG. 9.2: *Effondrement du Cœur de fer.*

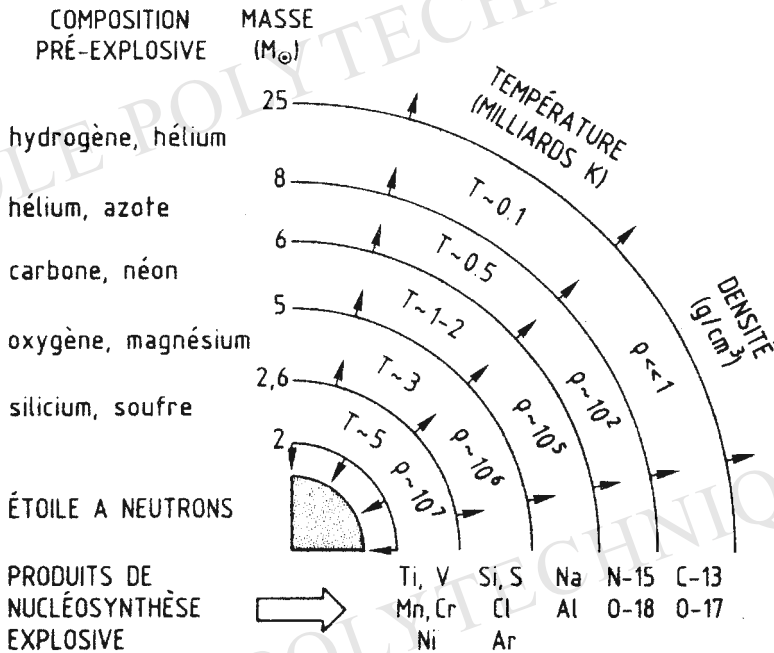
laquelle on a découvert un pulsar, reste du cœur lui-même. Il a fallu attendre presque un millénaire pour observer à l'œil nu, en février 1987, une nouvelle supernova de ce type, baptisée SN1987A, dans le grand nuage de Magellan, galaxie satellite de la nôtre, à environ 150 000 années-lumière.

La détection de ces neutrinos sur la Terre lors de l'explosion de SN1987A a constitué une confirmation éclatante de la théorie des supernovae. Elle a ouvert l'ère de l'observation astronomique par neutrinos.

Supernovae de type I

Dans une naine blanche, mentionnée plus haut, un autre type de catastrophe, appelé Supernova de type I, peut se produire si cet astre, composé de carbone et d'oxygène, reçoit un apport extérieur de matière et approche la masse limite de Chandrasekhar ($M_{\text{ch}} \sim 1,44 m_{\odot}$). Cet accrétion de matière peut se produire par exemple dans un système d'étoiles doubles.

En effet, la pression d'un gaz d'électrons dégénérés n'agit pas comme thermostat. L'échange de matière rend l'étoile dangereusement instable, car les réactions nucléaires, ordinairement arrêtées, reprennent au cœur de l'étoile, se propageant vers

FIG. 9.3: *Expulsion des couches externes.*

l'extérieur et forment une gigantesque explosion thermonucléaire.

L'énergie *thermonucléaire* ainsi libérée, de l'ordre de 10^{44} J, détruit complètement la naine blanche dont la matière est dispersée dans le milieu interstellaire.

Les deux dernières supernova de type I vues à l'œil nu dans notre galaxie datent du 6 novembre 1572 et du 9 octobre 1603. Elles furent étudiées respectivement par les célèbres astronomes Tycho Brahé et Johannes Kepler, le second ayant été l'élève du premier! (Kepler est né en 1571, Tycho Brahé est mort en 1601). Ces événements ont tout juste précédé la naissance de l'astronomie moderne en Europe, puisque Galilée fabriqua sa première lunette en 1609! ⁵.

3.4 Taille d'équilibre d'une naine blanche

Notre Soleil, de diamètre cent fois supérieur à celui de la Terre, est une étoile peu dense (densité 1.41 contre 5.5 pour les planètes telluriques comme la Terre et Vénus). Les naines blanches sont des étoiles de brillance anormale pour leur couleur. Ce sont

⁵On ne peut pas toujours avoir la chance de son côté.

des étoiles très denses : leur masse est de l'ordre de celle du Soleil 10^{30} kg, mais la densité est de l'ordre de 10^{12} kg/m³.

Par la mécanique quantique, on peut assez facilement estimer le rayon d'équilibre R de telles étoiles en fonction de leur masse totale M , et de montrer que M ne peut dépasser une certaine valeur.

La température de ces étoiles, très brillantes, est élevée ($T_0 = 6 \cdot 10^8$, $kT_0 = 5 \cdot 10^4$ eV). La matière est totalement ionisée en leur sein. Comme l'ensemble est neutre, en première approximation on peut négliger les interactions coulombiennes entre particules. La gravitation l'emporte sur ces forces. On supposera également que les électrons et les protons constituent deux gaz de fermions sans interactions. Sachant que la densité électronique $n = N/V$ vaut 10^{38} m⁻³ et que l'énergie d'une particule de masse m et d'impulsion p $E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$, on peut calculer à température nulle, l'impulsion de Fermi p_F des électrons. On constate qu'ils sont relativistes. L'approximation de température nulle est justifiée car l'énergie de Fermi de gaz d'électrons est beaucoup plus grande que kT .

Comme nous allons le voir, au-delà d'une masse critique, dite masse de Chandrasekhar, la pression des électrons dégénérés ne peut plus lutter contre la gravitation, une catastrophe gravitationnelle s'ensuit qui mène à l'explosion d'une supernova.

Les naines blanches ont une masse de l'ordre de m_\odot et une taille de l'ordre de celle de la Terre, soit $0,01 R_\odot$ et une densité $\sim 10^6$ fois la densité usuelle.

Nous souhaitons retrouver ces ordres de grandeur.

Soit N noyaux de masse AM et de charge Z , entourés de NZ électrons. L'énergie potentielle est dominée par l'attraction gravitationnelle de ces noyaux. L'énergie cinétique est celle des électrons qui peuvent devenir relativistes. Le hamiltonien a la forme

$$H = \sum_{i=1}^{NZ} \sqrt{p_i^2 c^2 + m^2 c^4} - \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^N \frac{G M^2 A^2}{r_{jk}}$$

soit

$$\langle H \rangle = (NZ) \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} - \frac{N^2 G M^2 A^2}{2 R}$$

Il s'agit de minimiser cette expression en tenant compte de {Heisenberg et Pauli} ⁶

$$pR \sim (NZ)^{1/3} \hbar$$

L'énergie par électron est alors

$$E/NZ = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} - (N/N_c)^{2/3} p_c$$

⁶ Voir J-L. Basdevant et J. Dalibard, *Mécanique Quantique* chapitre 16, 2001

où le nombre critique N_c , et la masse critique $M_c = N_c AM$ sont définis par

$$N_c = (2/\alpha_G)^{3/2} Z^2/A^3 = N_0 Z^2/A^3 \quad M_c = N_c AM = M_0 (Z/A)^2$$

avec $N_0 = 6 \cdot 10^{57}$, $M_0 = 10^{31}$ kg = $5m_\odot$.

Le minimum de E/NZ s'obtient pour une valeur de p telle que

$$\frac{p c}{\sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}} = \left(\frac{N}{N_c} \right)^{2/3}$$

On remarque que cette équation n'admet de solution que si $N < N_c$, ou encore pour une masse $M_* = NMA$ inférieure à une masse critique, la masse de Chandrasekhar

$$M_* < M_0 (Z/A)^2 = M_{\text{ch}} \quad .$$

Pour $Z/A = 1/2$ (C, O), $M_{\text{ch}} \sim 1,25 m_\odot$, pour le fer ($Z = 26$, $A = 56$), $M_{\text{ch}} \sim 1,2 m_\odot$ (ce résultat est très proche du résultat exact $1,44 m_\odot$).

Pour des masses supérieures à la masse de Chandrasekhar, la pression des électrons ne peut résister à la pression gravitationnelle, le système est instable et subit un nouvel effondrement gravitationnel.

Pour $N < N_c$, l'équilibre donne

$$E/NZ = m c^2 \sqrt{1 - (N/N_c)^{4/3}}$$

$$R = (NZ)^{1/3} \hbar/p = \frac{\hbar}{m c} \left(\frac{2}{\alpha_G} \right)^{1/2} \left(\frac{M_0}{M_*} \right)^{1/3} \left(\frac{Z}{A} \right)^{5/3} \sqrt{1 - (N/N_c)^{4/3}}$$

Les naines blanches les plus massives correspondent à des électrons ultra relativistes, elles ont toutes la même masse M_{ch} .

Pour $N \ll N_c$ on a la relation rayon-masse

$$R = 12\,000 \text{ km } (Z/A)^{5/3} (m_\odot/M_*)^{1/3}$$

soit un rayon de 3 500 km pour $Z/A = 1/2$ et $M_* = m_\odot$, excellent ordre de grandeur.

3.5 Étoiles à neutrons

Les étoiles à neutrons sont des objets beaucoup plus compacts que les naines blanches. La taille de ces objets est de l'ordre de 10 km, la masse de l'ordre de $1,4 m_\odot$, la densité de l'ordre de 10^{14} à 10^{15} g/cm³.

En effet, de plus grandes densités, il devient énergétiquement favorable que les protons capturent les électrons suivant la réaction bêta $p + e^- \rightarrow n + \nu$. Les neutrinos s'échappent de l'étoile qui peut former une étoile à neutrons.

Les étoiles à neutrons (pulsars) découvertes il y a une trentaine d'années sont de gigantesques noyaux (au sens de la physique nucléaire) formés de neutrons (électriquement neutres), liés par la force gravitationnelle et « empilés » les uns contre les autres à des distances nucléaires ~ 1 fermi.

Considérons un hamiltonien où nous tenons compte de la *cinématique relativiste* des neutrons et de la *seule* attraction gravitationnelle

$$H = \sum_{i=1}^N \sqrt{p_i^2 c^2 + M^2 c^4} - 1/2 \sum_{i \neq j} G M^2 / r_{ij}$$

Comme précédemment on a $\langle H \rangle = N \sqrt{p^2 c^2 + M^2 c^4} - (N^2/2)GM^2/R$. Il s'agit de minimiser cette expression en tenant compte de $pR \sim N^{1/3}\hbar$ et de calculer l'énergie par particule $E/N = \sqrt{p^2 c^2 + M^2 c^4} - (N/2)(\hbar c/R)\alpha_G$.

Le minimum s'obtient aisément, pour une valeur de p satisfaisant

$$pc/\sqrt{p^2 c^2 + M^2 c^4} = N^{2/3}\alpha_G/2 = (N/N_1)^{2/3}$$

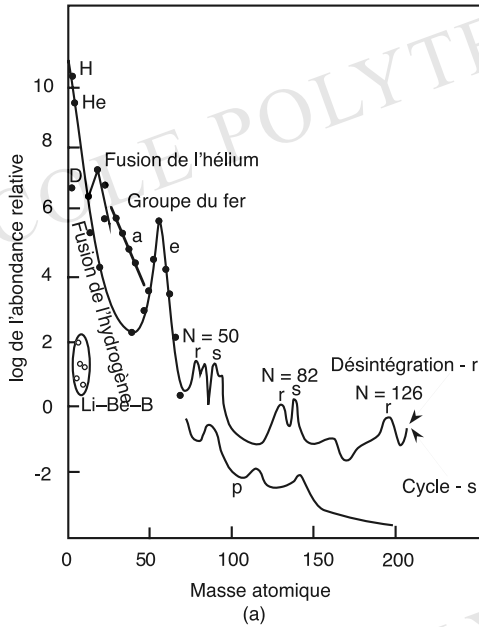
où nous avons posé $N_1 = (2/\alpha_G)^{3/2} \simeq 6 \cdot 10^{57}$. D'où les résultats $E_{\min}/N = Mc^2 \sqrt{1 - (N/N_1)^{4/3}}$

$$R = N^{1/3}\hbar/p = N_1^{1/3}(\hbar/Mc)(N_1/N)^{1/3} \sqrt{1 - (N/N_1)^{4/3}}$$

Au delà d'un nombre de neutrons de l'ordre de $N_1 \sim 6 \cdot 10^{57}$, une *catastrophe* se produit : la non-saturation (ou l'additivité) des forces gravitationnelles provoque une énergie de liaison *supérieure* en valeur absolue à l'énergie de masse des particules. Si, dans son évolution compliquée que nous ne décrivons pas (neutronisation de la matière lors de l'absorption des électrons par les protons pour donner des neutrons et émettre des neutrinos), le système peut perdre de l'énergie (en rayonnant des neutrinos), il risque de tomber dans cet état fondamental « catastrophique » où une nouvelle physique s'applique. Il deviendrait alors un trou noir.

Il existe donc une limite supérieure au nombre de neutrons, donc à la masse, d'une étoile à neutrons. La masse de N_1 neutrons est $M_1 = N_1 M \sim 10^{31}$ kg $\simeq 5m_\odot$, et, puisque $\hbar/Mc \sim 2 \cdot 10^{-6}$ Å, on a $R_1 = N_1^{1/3}\hbar/Mc \sim 4$ km. La masse $M_E = E/c^2 = M_1(N/N_1)\sqrt{1 - (N/N_1)^{4/3}}$ de l'étoile a un maximum pour $(N/N_1)^{4/3} = 3/5$, la valeur correspondante et le rayon associé sont alors $M_E \sim 2,2m_\odot$, et $R_E \sim 3$ km, soit des ordres de grandeur très réalistes.

On peut raffiner ce modèle très simple et obtenir des valeurs encore plus précises ($3m_\odot$, la théorie a été faite par Landau, Oppenheimer et Volkov).



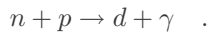
Eléments		Abondance en nombre de masse
Hydrogène	H	$7,1 \cdot 10^{-1}$
	D	10^{-4}
Hélium	^4He	$2,7 \cdot 10^{-1}$
	^3He	$6 \cdot 10^{-5}$
Li, Be, B		10^{-5}
C, N, O, Ne		$2 \cdot 10^{-2}$
Groupe de silicium (sodium à titane)		$2 \cdot 10^{-3}$
Groupe du fer		$2 \cdot 10^{-4}$
Groupe des éléments (63 à 100)		10^{-5}
Eléments lourds		10^{-7}

FIG. 9.4: Abondance relative des éléments dans l'univers.

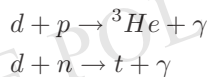
4 Nucléosynthèse

Le problème de la nucléosynthèse consiste à déterminer, à partir des réactions nucléaires, l'abondance des éléments dans l'univers reproduite en Fig. 8.4. Il s'agit d'un jeu hasard-nécessité gouverné par les facteurs : température, densité, temps et stabilité des noyaux.

La *nucléosynthèse primordiale*, dans les 3 premières minutes de l'univers explique la formation du deutérium, de la majeure partie de l'hélium, et d'une partie du ^7Li . Protons et neutrons sont formés, l'énergie des photons n'est plus suffisante pour dissocier le deutérium qui est formé par



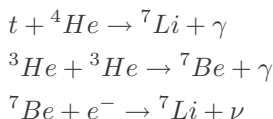
La faible abondance du deutérium vient de ce qu'il est consommé dans les réactions rapides



(ce qui explique, en outre, qu'il n'est pas formé dans les étoiles). La diminution rapide de la température dans l'univers primordial explique qu'il subsiste une fraction de d .

L'hélium 4 est formé par des réactions du type déjà évoqué : $d + t \rightarrow {}^4\text{He} + n$, ou ${}^3\text{He} + n \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$.

L'absence d'un élément stable $A = 5$ bloque la suite des réactions sauf, en proportion plus faible,



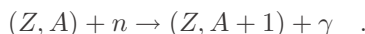
Le calcul de l'abondance du deutérium, du lithium et de l'hélium constitue un des succès de la théorie du Big Bang.

Les éléments légers Li-Be-B, en beaucoup plus faible abondance, sont formés par un mécanisme tout autre d'interaction de rayons cosmiques avec les nuages interstellaires.

La *nucléosynthèse stellaire* explique la formation des éléments lourds jusqu'au pic du fer, par des réactions de fusion thermonucléaire (suivies d'éventuelle absorption de neutrons) :

- fusion de l'hydrogène en hélium ;
- fusion de l'hélium en carbone et oxygène ;
- puis fusion de C et O pour donner Na, Mg, Si, P, S ;
- fusion du silicium en fer.

Les éléments plus lourds que le pic du fer ne peuvent être synthétisés par fusion. Leur formation s'explique par des processus de *capture de neutrons*. Dans le cœur de grosses étoiles ou dans des explosions de supernovae, de hauts flux de neutrons sont produits. Cela provoque des réactions de capture radiative du type



Si $(Z, A + 1)$ est stable, il peut à son tour absorber un neutron pour donner $(Z, A + 2)$, s'il est instable par radioactivité β , il se transforme en $(Z + 1, A + 1)$.

Suivant l'intensité du flux de neutrons, on distingue deux types de processus :

- les processus « s » (slow) dans lesquels le flux de neutrons est relativement faible, le temps moyen de collision est plus long que les périodes β et des noyaux relativement symétriques en neutrons et protons sont formés ;

- les processus « r » (rapides) où, au contraire, le flux de neutrons est intense, et se forment des noyaux avec un grand excès de neutrons (qui par la suite subissent des désintégrations β). Les processus « r » nécessitent des flux de neutrons qui ne se produisent que dans les phases explosives des étoiles. Seuls ces processus permettent de synthétiser les éléments au-dessus du plomb 208, noyau doublement magique qui bloque les processus s : un noyau à nombre magique de neutrons est particulièrement stable et absorbe difficilement un neutron supplémentaire.

Les processus r , qui se produisent dans les supernovae, sont seuls responsables de la présence d'éléments comme l'uranium et le thorium.

Les éléments « p », enfin, particulièrement riches en protons (une vingtaine d'éléments de ^{74}Se à ^{196}Hg) sont produits par interactions de protons rapides avec des éléments « r » ou « s » plus lourds.

5 Bibliographie

1. *La Fusion Nucléaire*, Jean Adam, Belin, collection Sciences d'avenir, 1993.
2. *Feux follets et champignons nucléaires*, G. Charpak et Richard L. Garwin, Editions Odile Jacob, Paris, 1997.
3. Dossier « *La Fusion Nucléaire* », La Recherche, numéro 299, Juin 1997.
4. *An Introduction to nuclear Astro-physics* J. Audouze et S. Vauclair, Reidel Publishing Company (1980);
l'Astrophysique Nucléaire, Presses Universitaires de France, Collection Que sais-je? No 1473 (1981).
5. *Les trois premières minutes de l'univers* : S. Weinberg, Edit. Seuil.
6. *The Cosmic Onion*, F.E. Close, Heinemann Educational Books, Londres (1983).
7. *The Superworld I, II, III, The Subnuclear Series*, Edited by Antonino Zichichi, Plenum Publishing Corporation.
8. *Particules et lois de la physique* ; Richard Feynman, Steven Weinberg.
9. *Science et Vie* ; n°. 205 décembre 1998
10. *A brief history of time* ; Stephen Hawking
11. CEA Service d'Astrophysique <<http://dphs10.saclay.cea.fr/Phys>>
12. NASA <<http://www.hq.nasa.gov>>

Dossier :

Données sur l'énergie

*L'énergie même dans les mauvaises passions excite toujours
en nous l'étonnement et une sorte d'admiration.*

Prosper Mérimée

1 Quelques caractéristiques de l'énergie

1.1 Ordres de grandeur

1. L'énergie de gravitation n'est appréciable que si des masses considérables sont en jeu. Un kg d'eau tombant de 100 m ne fournit que 981 J, de sorte qu'il faut faire chuter 3,67 tonnes d'eau de 100 m pour libérer seulement 1 kWh. Les centrales hydroélectriques sont peu efficaces de ce point de vue. Les énergies mécaniques apparaissant dans notre vie courante ont aussi des ordres de grandeur très faibles. L'énergie cinétique d'une voiture de 1 tonne roulant à 100 km/h n'est que de 0,1 kWh.
2. Dans la catégorie intermédiaire figurent les énergies calorifiques, électrique, radiative et chimique, qui pour leurs usages courants se mesurent en nombres de l'ordre du kWh par kg de matière. Il faut fournir 0,1 kWh pour faire fondre 1 kg de glace, 0,7 kWh pour vaporiser 1 kg d'eau à 100 degrés. Les appareils électroménagers consomment une puissance électrique située entre 0,1 et 5 kW. La combustion de 1 kg de pétrole ou de gaz fournit environ 12 kWh. L'organisme humain élabore de l'énergie biochimique, qui provient des aliments digérés et de l'air respiré. Il l'utilise pour maintenir sa température à 37 degrés et exercer ses activités ; la puissance correspondante est de 100 W au repos, de 500 W en pleine activité.

3. L'énergie nucléaire est de loin l'énergie la plus concentrée, puisque 1 kg d'uranium naturel fournit une énergie de 100 000 kWh dans une centrale électrique courante, alors que 1 kg de charbon fournit en brûlant 8 kWh. C'est pourquoi on ne manipule que d'assez faibles masses de combustibles nucléaires pour la production d'électricité. Une centrale électronucléaire d'une puissance de 1000 MW électriques consomme par an 27 tonnes d'uranium enrichi, alors qu'une centrale thermique de même puissance consomme par an 1 500 000 tonnes de pétrole. En fait on ne sait extraire industriellement qu'une faible part de l'énergie nucléaire emmagasinée dans la matière. Dans le soleil, 1 kg d'hydrogène produit, par réactions nucléaires le transformant en hélium, 180 millions de kWh. De la sorte, une masse de seulement 1 mg équivaut à 25 000 kWh ; dans une centrale nucléaire, la transformation de 1 kg d'uranium naturel en d'autres éléments, diminue l'énergie nucléaire du combustible de 100 000 kWh, et donc sa masse de 4 mg.

1.2 Dégradation

En raison du principe de Carnot, la chaleur apparaît souvent comme une perte lorsqu'on manie les autres formes d'énergie (sauf si l'on a en vue le chauffage domestique ou industriel direct). Afin d'exploiter l'énergie nucléaire ou l'énergie chimique dans une centrale électrique ou une automobile, on commence par produire de la chaleur par réaction nucléaire ou chimique ; seule une partie de cette chaleur peut ensuite être reconvertie en énergie électrique ou énergie mécanique. La situation la plus favorable est celle de la conversion directe d'énergie mécanique en énergie électrique, et vice-versa. Même dans ce cas, il est difficile en pratique d'éviter de détourner une part de ces énergies nobles vers de la chaleur. Si l'arbre d'un moteur entraîne celui d'un alternateur, le premier transforme de l'énergie électrique en énergie mécanique, qui est reconvertie par le second en énergie électrique. Bien entendu, il y a toujours des pertes, par effet joule dans les bobinages, ou par frottement.

1.3 Stockage

L'énergie ne se prête au stockage en quantité appréciable que sous certaines de ses formes. Sa mise en réserve et sa récupération impliquent donc des transformations, et par suite des dissipations. L'énergie électrique peut être emmagasinée dans des accumulateurs, sous forme d'énergie chimique. Mais la décharge d'un accumulateur fournit moins d'énergie électrique que sa charge n'en a coûté, car les réactions électrochimiques s'accompagnent d'un fort dégagement de chaleur. De plus les accumulateurs sont coûteux et lourds, puisqu'ils n'emmagasinent que 0,1 kWh par kg, ce qui est la principale entrave au développement de la voiture électrique.

Nos besoins en puissance électrique varient avec l'heure ; ils croissent rapidement

le soir. Les centrales nucléaires ont du mal à suivre ces changements. Etant donnée la faiblesse des pertes de chaleur dans les échanges électromagnétiques, on a imaginé d'utiliser les barrages, non seulement comme source d'énergie hydroélectrique, mais aussi comme réservoirs d'énergie. En heures creuse, l'eau est pompée du bas du barrage vers la retenue par emploi d'énergie électronucléaire. En heures de pointe, cette eau redescend, actionne les turbines de l'usine et on récupère de l'électricité. Puisque cette forme de stockage passe par de l'énergie mécanique, elle nécessite de brasser de fortes masses d'eau, plusieurs tonnes par kWh emmagasiné.

Les carburants chimiques ou nucléaires emmagasinent efficacement l'énergie, mais on ne sait la récupérer que sous forme de chaleur.

1.4 Transport de l'énergie

La relative facilité de stocker et aussi de transporter sur de grandes distances le charbon, le pétrole et le gaz a été l'un des facteurs primordiaux du développement de l'industrie depuis deux siècles. L'essor des transports, de l'aviation, de l'automobile repose sur la possibilité d'emporter avec soi assez de carburant pour parcourir plusieurs centaines ou milliers de kilomètres. Mais l'électricité est la seule forme d'énergie susceptible d'être à la fois transformée en quasi-totalité en n'importe laquelle des autres, et d'être transportée au loin en grande quantité à un coût relativement faible. Les pertes de chaleur dans les lignes à haute tension et les transformateurs atteignent 8%.

1.5 Réserves

On distingue les énergies fossiles des énergies renouvelables. Les premières reposent sur l'exploitation des minéraux formés durant l'histoire de la Terre et n'existant qu'en quantités limitées. En tenant compte de l'évolution des consommations et de l'espoir de découvrir de nouveaux gisements, on peut estimer les réserves mondiales à quelques dizaines d'années pour le pétrole et pour le gaz, à quelques centaines d'années pour le charbon et pour le nucléaire de fission (si la technique des surgénérateurs est maîtrisée), à beaucoup plus pour le nucléaire de fusion.

Les énergies renouvelables sont celles qui nous parviennent directement ou indirectement du Soleil, qui nous envoie en permanence son rayonnement. Il s'agit des énergies solaire, hydraulique, éolienne et aussi de l'énergie chimique qui s'accumule dans les végétaux utilisables comme combustibles (bois, déchets, alcool). La puissance totale que l'on peut tirer de ces énergies est cependant limitée : il ne faut évidemment pas brûler les forêts à un rythme plus rapide que celui de leur croissance si l'on souhaite préserver leur caractère « renouvelable ».

1.6 Nuisances

La manipulation de toutes les formes d'énergie produit sur notre environnement a des effets plus ou moins néfastes qu'il importe de savoir apprécier au cas par cas. Certains résidus de combustion du charbon, du pétrole de l'essence, ou même du gaz s'il brûle mal, sont nocifs. Le principal gaz dégagé, le dioxyde de carbone, s'accumule dans l'atmosphère, ce qui risque d'influer sur le climat. Les réactions nucléaires génèrent des déchets radioactifs, qu'il est essentiel de traiter ou d'éliminer. Les centrales hydroélectriques noient des vallées. Les éoliennes sont bruyantes et n'assurent pas une production continue; de plus, elles occupent beaucoup d'espace pour assez peu de puissance. Les photopiles solaires ont le même défaut. La transformation d'énergie solaire en électricité est toutefois bien adaptée à l'alimentation d'habitations isolées ou au fonctionnement de petits appareils portables comme les calculatrices, ou des systèmes isolés comme les balises maritimes. La fabrication des photopiles, encore très coûteuse, fait d'importants progrès.

La dégradation de l'énergie entraîne une conséquence commune à toutes les énergies renouvelables, la pollution thermique. La majeure partie des énergies fossiles que nous utilisons se transforme, au bout du compte, en chaleur. Même si la pollution thermique est trop faible pour influencer le climat, elle peut avoir des effets locaux. Une centrale thermique ou nucléaire refroidie par l'eau d'une rivière augmente de façon appréciable la température de cette eau en aval et peut ainsi modifier son équilibre écologique. D'importantes économies pourraient être réalisées en récupérant cette chaleur perdue. La moitié de l'énergie que nous utilisons est en effet destinée au chauffage domestique ou industriel, réalisé à l'aide de charbon, de gaz, de fioul ou d'électricité. Ce type de consommation pourrait être réduit par un meilleur emploi de la chaleur issue des centrales. En fait, la consommation moyenne d'énergie par habitant reflète non seulement un niveau de vie, mais aussi un niveau de gaspillage. Cet exemple illustre un point essentiel : la multiplicité des sources d'énergie répond à la diversité des usages, et une approche globale aux problèmes énergétiques est indispensable.

2 Consommation d'énergie

2.1 Unités

$$1 \text{ cal} = 4,18 \text{ J}, \quad 1 \text{ eV} = 1,610^{-19} \text{ J} = 23 \text{ kcal/mole}$$

$$0,5 \text{ MeV} = 10^{-31} \text{ kg} \cdot c^2 \text{ (énergie de masse de l'électron).}$$

$$1 \text{ Tep (tonne équivalent pétrole)} = 12000 \text{ kWh} = 42 \text{ Gigajoules.}$$

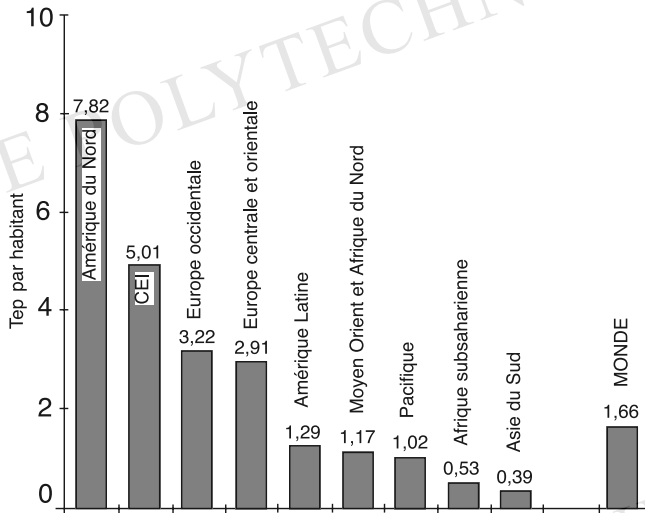


FIG. 1 : Demande d'énergie par habitant en 1990 par région géographique.

2.2 Ordres de grandeur

L'organisme humain consomme à peu près 2000 kcal par jour. Monter de trois cents mètres représente un travail mécanique de $200 \text{ kJ} = 50 \text{ kcal}$, c'est-à-dire très peu par rapport aux 2000 kcal consommés par jour.

A l'exception de l'énergie nucléaire, les autres sources d'énergie sont le résultat de transformations naturelle de l'énergie solaire recueillie sur la terre.

La Terre absorbe l'énergie solaire à raison de 235 W/m^2 en moyenne. Par bon ensoleillement, ce chiffre monte à 1 kW/m^2 . L'énergie solaire totale absorbée par la Terre et réémise sous forme d'infrarouge principalement, est de 10^{17} W . Dans ce processus, chaque photon visible ($E \sim 2 \text{ eV}$) est transformé en une vingtaine de photons infra-rouges ($E \sim 0,1 \text{ eV}$). L'accroissement correspondant de l'entropie du rayonnement permet, entre autres, à la vie d'exister et de se perpétuer. L'énergie consommée par les habitants de la Terre est de 10^{13} W .

La consommation d'énergie par habitant est en France de 5 kW , aux Etats Unis de 10 kW et en Afrique et Amérique du Sud de $0,5 \text{ kW}$. La France consomme 60 % de son énergie à travers les carburants et 40 % sous forme d'électricité. L'électricité provient pour trois quarts du nucléaire et pour 15 % de l'hydraulique. Les besoins viennent de l'industrie (30 %), du secteur résidentiel et tertiaire (40 %) et des transport (25 %).

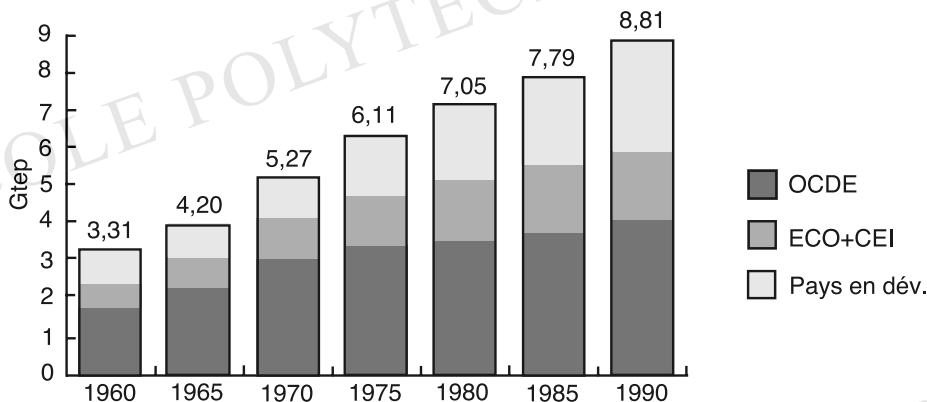


FIG. 2 : Demande d'énergie primaire par groupe économique de pays.

3 Les besoins en énergie

La consommation annuelle d'énergie par habitant est très variable selon les pays (voir figure (1)). Il y a un facteur vingt entre la consommation moyenne d'un habitant de l'Amérique du Nord et celle d'un Africain. L'évolution au cours de 30 dernières années est montrée sur la figure (2).

La consommation suivant les types d'énergie est montrée sur la figure (3) avec son extrapolation jusqu'à 2020. On notera la part croissante de l'électricité au fur et à mesure du développement économique (4).

L'évolution de la population jusqu'à 2020 et même jusqu'à 2100 est montrée sur la figure (5). Bien entendu, l'extrapolation de 2020 à 2100 est plus hasardeuse. Supposons que nous nous fixions pour objectif que d'ici à 2100 tous les habitants de la terre aient une consommation voisine de celle des habitants de la France aujourd'hui (3 Tép/an). En supposant l'hypothèse moyenne de 12 milliards d'habitants en 2100, cela conduirait à une consommation totale de 36 GTép/an en 2100 (3 Gtep en 1960, 8 Gtep en 1990, 14 GTép en 2020 et 36 GTép en 2100). Ce scénario correspond à un total cumulé de 1990 à 2100 de environ 2500 GTép. Si on maintient ce scénario sans un effort massif d'économies d'énergie et sans changer les méthodes d'extraction de l'énergie, cela reviendra à brûler environ 2000 gigatonnes de carbone. L'atmosphère contient environ 750 gigatonnes de carbone sous forme de CO₂. La teneur en CO₂ risquerait ainsi de quadrupler d'ici à 2100 et de doubler d'ici à 2050. A quoi pourrait-on s'attendre, en cas de doublement du CO₂ dans l'atmosphère ?

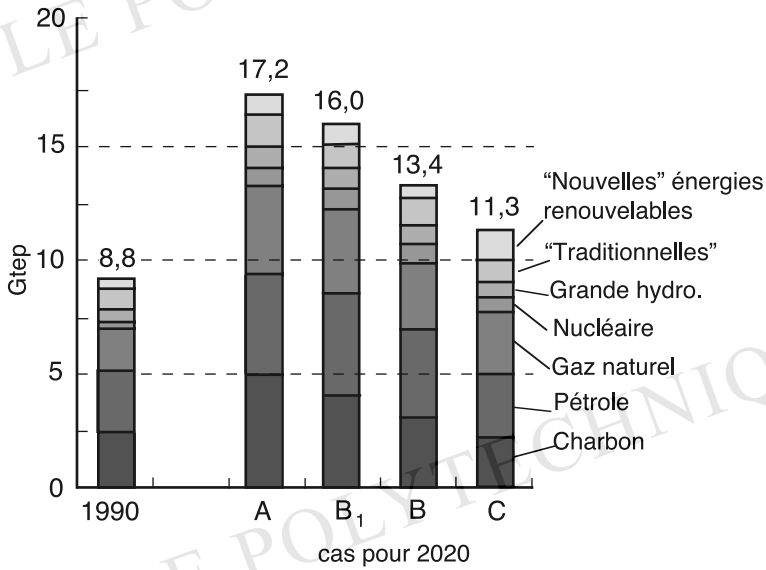


FIG. 3 : Structure des approvisionnements en énergie primaire.

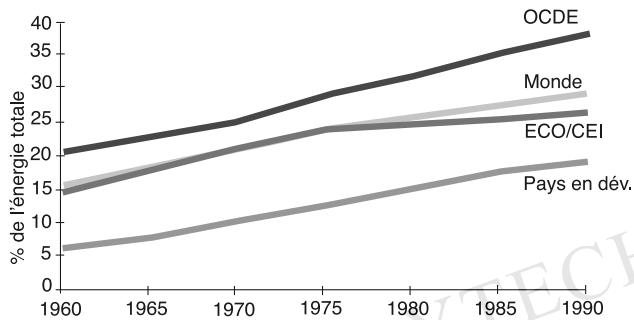


FIG. 4 : Part de la consommation d'électricité en pourcentage de la consommation totale d'énergie.

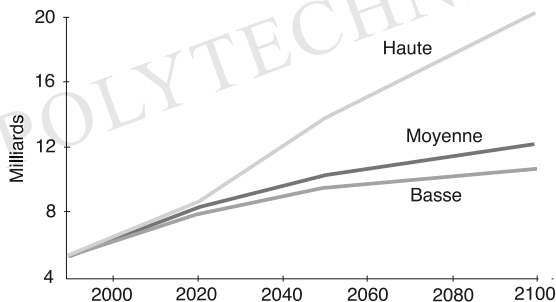


FIG. 5: Estimation de la population jusqu'en 2020 (Sources : Nations Unies et Banque mondiale).

4 Notions sur l'effet de serre

4.1 La Terre : un système radiatif

La terre reçoit de l'énergie du soleil. Or, sa température moyenne est à peu près stable, l'équilibre énergétique est donc instauré. Pour cela, il est nécessaire que notre planète se comporte comme un système radiatif et réémette dans l'espace l'énergie absorbée. On peut alors considérer qu'elle équivaut à un corps noir de température de surface T_S (voir figure 6). Calculons T_S .

Le soleil émet de la lumière visible avec une luminosité totale de $L = 3.8 \cdot 10^{26} W$ de manière isotrope. Au niveau de la Terre, l'énergie recue est donc de :

$$E = \frac{L}{4\pi d^2} = 1344 W/m^2 \quad (2)$$

La rotondité de la Terre fait que la Terre reçoit en fait $E_T = E/4 = 336 W/m^2$.

L'albédo de la Terre (taux de réflexion) étant en moyenne de 0,3, la quantité d'énergie réellement absorbée est $I_T = 235 W/m^2$.

Pour être dans un état stationnaire, la Terre doit donc rémettre cette énergie dans l'espace. En admettant qu'elle se comporte comme un corps noir de température T_S , on a

$$I_T = \sigma T_S^4 \quad \text{soit} \quad T_S = 254 K \quad . \quad (3)$$

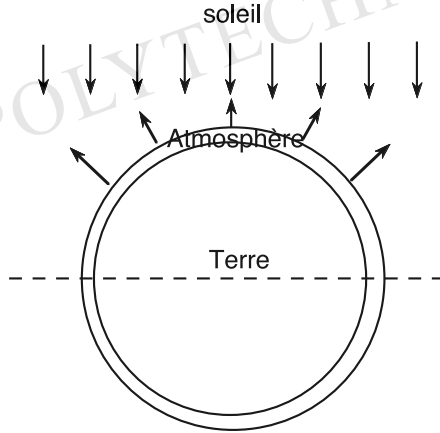


FIG. 6 : Schéma de l'absorption d'énergie par l'atmosphère.

4.2 Manifestation de l'effet de serre

Un corps noir à $254K$ émet principalement des radiations entre 4 et $100\mu m$. Or, la vapeur d'eau, le dioxyde de carbone, le méthane, l'ozone et d'autres gaz absorbent des radiations dans cette plage de longueur d'ondes, alors qu'ils n'ont presque pas d'effet dans la plage $0,2 - 4\mu m$, plage d'émission du soleil (corps noir à $6000K$).

Il en résulte que le rayonnement émis par le soleil atteint la Terre, est réémis par celle-ci dans la plage $4 - 100\mu m$ et est en partie absorbé par les gaz de l'atmosphère. Comme nous allons le voir, cela provoque un réchauffement supplémentaire de la surface de la Terre. En l'absence d'atmosphère ou de gaz absorbant dans l'atmosphère, la température de la surface de la Terre serait de $254K$. Or cette température est en moyenne de $288K$. On peut ainsi chiffrer l'effet de serre de l'atmosphère à $34K$. On s'attend qualitativement à ce qu'en doublant la quantité de CO_2 dans l'atmosphère, cet effet de serre augmente et que la température à la surface de la Terre augmente.

Le but de l'étude qui suit est de modéliser le comportement radiatif de l'atmosphère, et de déterminer l'épaisseur efficace de celle-ci (dans un sens que nous définirons), connaissant la température effective au sol.

Pour cela, nous ignorerons les phénomènes convectifs (qu'il faudrait introduire après cette première étude) et nous considérerons une atmosphère de composition chimique (en pourcentages) uniforme.

4.3 Modélisation naïve de l'effet de serre

Supposons que le mode principal d'évacuation de la chaleur dans l'atmosphère est le rayonnement. Soit λ le libre parcours moyen d'un photon dans l'atmosphère exprimé en masse de la colonne d'air d'épaisseur un libre parcours moyen et une section unité, c'est à dire en kg/cm^2 . Rappelons que la hauteur totale de l'atmosphère de la même manière est environ $1 \text{ kg}/\text{cm}^2$. Nous supposons aussi une atmosphère homogène en vapeur d'eau, CO_2 etc...

Divisons l'atmosphère en couches concentriques d'épaisseur λ (l'épaisseur physique est λ/ρ). Une couche n rayonne par unité de surface une puissance σT_n^4 vers la couche $n - 1$ et vers la couche $n + 1$. L'état stationnaire se traduit par

$$2\sigma T_n^4 = \sigma T_{n-1}^4 + \sigma T_{n+1}^4 \quad (4)$$

les variations de courbure étant négligeables. Les conditions aux limites sont :

$$T_0 = 0 \quad (5)$$

$$T_s = T_1 \quad (6)$$

$$2\sigma T_s^4 = \sigma T_2^4 \quad (7)$$

Si e est l'épaisseur de l'atmosphère, la température du sol de la Terre, T_T est :

$$T_T^4 = \frac{e}{\lambda} T_S^4 \quad (8)$$

Avec $T_S = 254\text{K}$ et $T_T = 288\text{K}$, on trouve $\frac{e}{\lambda} = 1.6$. C'est l'épaisseur efficace de l'atmosphère, épaisseur en termes de libre parcours moyen des photons. En doublant la quantité de CO_2 dans l'atmosphère, on s'attend à augmenter l'épaisseur efficace. L'effet sur la température de la Terre va se traduire par une augmentation de température :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{1}{4} \frac{\Delta(e/\lambda)}{(e/\lambda)} \quad (9)$$

La transmission de la chaleur émise par la Terre (corps noir à 288K) est montrée sur la figure 7 en fonction de la longueur d'onde et du corps absorbant. Le spectre d'émission est également montré. La transmission est donnée par $e^{-e/\lambda}$. Elle est le produit des transmissions partielles dues à chacun des corps absorbants. Intervient alors l'épaisseur partielle (pression partielle) et le libre parcours moyen du corps considéré. On voit que le dioxyde de carbone absorbe la lumière dans une plage relativement étroite de longueur d'onde par rapport à l'ensemble du spectre émis. Comment un doublement du CO_2 va-t-il affecter la transmission totale ? A chaque longueur d'onde correspondent des transmissions partielles. Le doublement de la quantité de CO_2 élève la transmission partielle au carré et n'affecte ainsi que les ailes de la courbe en transmission en fonction de la longueur d'onde (voir figure 8).

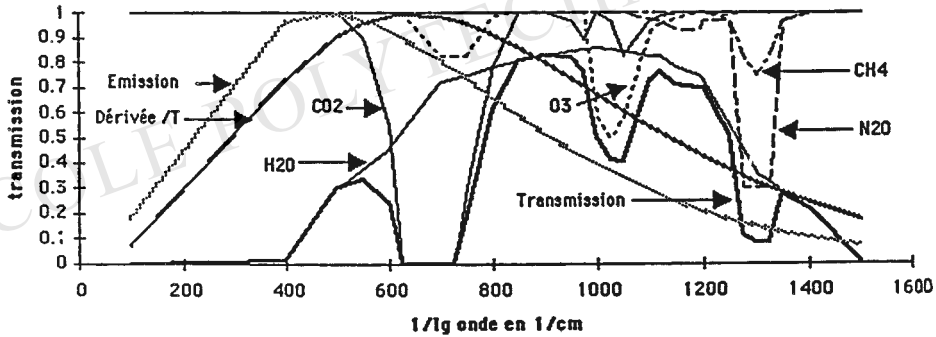


FIG. 7: Transmission dans l'Atmosphère.

En tenant compte de l'absorption de la vapeur d'eau, de l'ozone, du méthane et de N_2O , l'effet est d'environ 6%, se traduisant par une augmentation de la température au sol d'environ 1,5%, soit quatre degrés. L'épaisseur moyenne de l'atmosphère en termes de libre parcours moyen (épaisseur efficace) passerait de 1.4 à 1.5 (en se basant sur la figure 7 et 8). Il est à remarquer que ces chiffres sont un peu bas par rapport à la valeur de 1.6 déduite de la température au sol. Cela provient de la simplicité du modèle et des nombreuses simplifications que nous avons faites.

4.4 Discussion

En fait, de même que les infra-rouges sont en partie absorbés par les gaz, les rayons solaires n'atteignent pas tous la surface de la Terre, à cause de la vapeur d'eau et de l'ozone notamment, même si ces effets sont moins importants. La conséquence en est un réchauffement de l'atmosphère par le haut, alors que les infra-rouges la chauffent par le bas. Il y a donc une inversion du gradient de température qui apparaît à haute altitude.

Bien sûr un modèle plus réaliste devrait tenir compte aussi de la convection dans l'atmosphère et devrait être traité à trois dimensions.

Enfin les échanges avec l'océan et avec la biosphère (forêts) jouent un rôle important dans le cycle du CO_2 et doivent être modélisés avec leurs constantes de temps propres. L'océan contient en effet quelques 38 000 Gigatonnes de carbone. Toutefois, c'est ce type de raisonnement naïf (atmosphère radiative) que nous avons développé précédemment qui permet de prendre conscience du problème, et motive les chercheurs à s'appliquer à développer une approche plus globale et plus réaliste. Les résultats actuels de ces travaux semblent converger vers une augmentation de la température d'environ trois degrés au moment du doublement du CO_2 dans l'atmosphère.

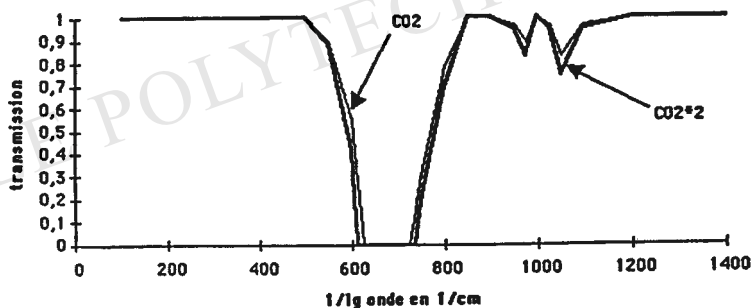


FIG. 8 : Transmission dans l'Atmosphère.

5 Les ressources en énergie

Les ressources en énergie prouvées et les ressources probables sont indiquées sur la figure 9. En utilisant principalement les ressources fossiles, comme c'est le cas aujourd'hui, on s'appuierait sur l'abondance des ressources en charbon. Le scénario présenté en section 2 qui conduirait à une population de douze milliards d'habitants consommant une quantité d'énergie comparable à celle que consomment les français aujourd'hui impliquerait l'utilisation de plus de 2000 Gigatonnes de charbon. Les gisements potentiels de charbon le permettent en effet. Toutefois, on peut penser que les conséquences sur l'environnement seraient désastreuses (effet de serre, pluies acides, fumées...).

Les réserves de combustibles pour produire de l'énergie (exprimées en quads, 1 quad = $1,055 \times 10^{18}$ joules) sont portées sur cette figure en distinguant les réserves prouvées, les réserves dites additionnelles (avec de très bonnes probabilités) et les réserves plus hypothétiques. On y voit l'importance du charbon, valable pour plusieurs siècles, le pétrole sans doute utilisable bien après l'an 2000. D'autres sources de combustibles, schistes bitumineux et sables à goudron sont indiquées. Si l'on utilise que les 0,7 % d' ^{235}U de l'uranium, on obtient la très modique réserve indiquée. C'est en utilisant aussi les 99,3 % d' ^{238}U , à condition de pouvoir les transformer en ^{239}Pu dans les surgénérateurs (*breeders*) que l'énergie nucléaire approche les réserves du charbon. (Doc. extrait de *Science*, 256, 15 mai 1992.) Le recours massif aux économies d'énergie et à d'autres types de ressources énergétiques que les combustibles fossiles paraît très souhaitable à l'échéance d'un demi-siècle. On doit s'y préparer dès aujourd'hui. Ce recours est déjà bien entamé dans les pays développés à travers l'énergie hydraulique et l'énergie nucléaire de fission de ^{235}U . Pour le futur, on peut espérer tirer de l'énergie de la fission de ^{238}U beaucoup plus abondant grâce aux réacteurs à neutrons rapides, de la fission du Thorium, de la fusion du Deuterium et peut-être même de l'Hélium 3 et, enfin, convertir l'énergie solaire en électricité de manière compétitive.

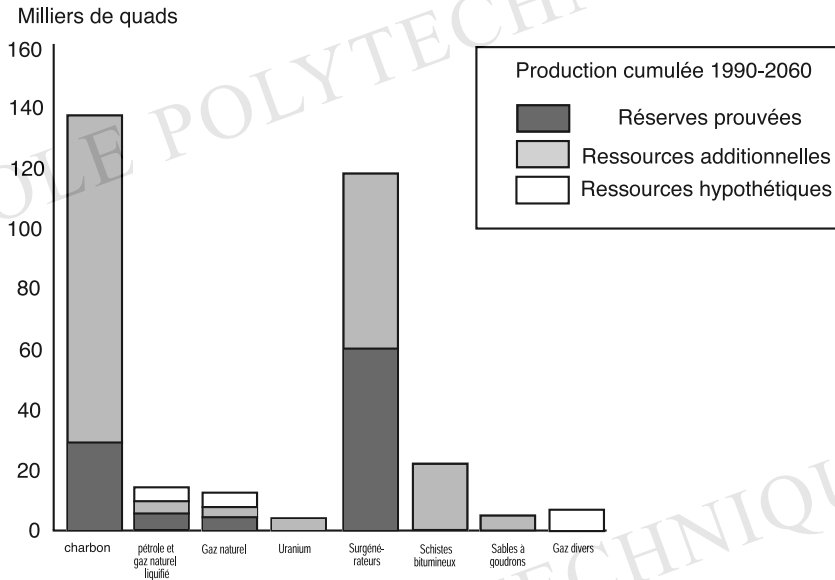


FIG. 9 : Réserves de combustibles.

Le recours à l'énergie nucléaire présente plusieurs types d'avantages.

- La technologie des réacteurs de fission à neutrons thermiques, est maîtrisée et semble rentable.

- Elle accroît l'indépendance énergétique de pays dépourvus de pétrole comme la France.

- L'énergie nucléaire est abondante ; elle est comparable au charbon si on parvient à maîtriser la technologie des réacteurs à neutrons rapides et même plus abondante si on utilise le thorium. Pour la fusion du deutérium, le réservoir d'énergie est immense (bien supérieur au charbon).

- L'énergie nucléaire ne contribue pas directement à l'effet de serre.

- La maîtrise des technologies nucléaire est intéressante pour d'autres applications.

Toutefois, les inconvénients du nucléaire sont bien connus (plus que ses avantages) :

- risque d'accident nucléaire avec contamination radioactive,

- déchets radioactifs,

- risque de dissémination des armements nucléaires par détournement du nucléaire

civil.

Conclusion

L'énergie nucléaire de fusion est le moteur de l'évolution des étoiles, comme le soleil. C'est un des rêves de l'homme, de pouvoir utiliser cette réserve d'énergie quasiment inépuisable que constituerait la fusion contrôlée des éléments légers en éléments plus lourds. Cette forme d'énergie qui pourrait être « propre » n'est pas encore maîtrisée.

En attendant, la seule forme d'énergie nucléaire domestiquée est l'énergie de fission. Si on parvient à maîtriser le cycle du combustible, les déchets et si on parvient à utiliser le thorium ou l'uranium 238, cette forme d'énergie pourrait éviter un recours trop massif au charbon, et donc les risques d'effet de serre et de pollution qui en découlent, en attendant de maîtriser l'énergie nucléaire de fusion ou de faire un recours plus systématique à l'énergie solaire.

6 Bibliographie

1. *L'énergie pour le monde de demain*, Conseil Mondial de l'Energie - Edition Technip.
2. *Conceptual Design of a Fast Neutron Operated Energy Amplifier*, C. Rubbia, CERN/AT/95-44.
3. *Les réacteurs à eau pressurisée*, Collection CEA.

Dossier :

Des faibles doses

aux grandes exagérations

Rédigé par Michel Fünfschilling et Rosine Spadone, X(99)

SOMMAIRE

1. Effets biologiques des rayonnements ionisants et problématique des faibles doses
 - (a) Quelques rappels sur les unités utilisées
 - (b) Historique des normes de la CIPR
 - (c) Effets des rayonnements ionisants
 - (d) Effets des faibles doses
2. Y a-t-il un risque si l'on mange des champignons radioactifs ?
 - (a) Les champignons, des aspirateurs à radioéléments
 - (b) Une sensibilité différente à la radioactivité.
3. Risques biologiques liés à l'utilisation d'uranium appauvri
 - (a) Présentation
 - (b) La vision de la presse
 - (c) Etude de la toxicité radiologique
 - (d) Etude de la toxicité chimique
4. Une opinion sur Tchernobyl ?
 - (a) La désinformation initiale.
 - (b) Des ressemblances et des dissemblances troublantes.
 - (c) Estimation de doses pour un Français.
5. Bibliographie
6. Annexes

1 Effets biologiques des rayonnements ionisants et problématique des faibles doses

1.1 Quelques rappels sur les unités utilisées

1. **Activité** Becquerel (Bq), Curie (Ci), $1 \text{ Bq} = 27 \text{ picocuries}$.
Nombre de désintégrations par seconde au sein d'une matière radioactive.
2. **Dose absorbée** Gray (Gy), Rad (rad), $1 \text{ Gy} = 1 \text{ joule/kg} = 100 \text{ rad}$.
Quantité d'énergie communiquée à la matière par unité de masse.
3. **Equivalent de dose** Sievert (Sv), Rem $1 \text{ Sv} = 100 \text{ rem}$.
Grandeur utilisée en radioprotection pour tenir compte de la différence d'effets biologiques des divers rayonnements.
4. **Débit de dose absorbée** Gray par heure, Rad par heure $1 \text{ Gy/h} = 100 \text{ rad/h}$.
Quantité d'énergie transmise à la matière irradiée par unité de masse et par unité de temps.
5. **Débit d'équivalent de dose** Sievert par heure, Rem par heure $1 \text{ Sv/h} = 100 \text{ rem/h}$.
Grandeur utilisée en radioprotection pour tenir compte de la différence d'effet biologique des divers rayonnements par unité de temps.

Quelques explications sur le calcul des Sieverts.

Lorsque l'on se place au niveau des effets stochastiques (faibles doses), la probabilité d'apparition d'un événement dépend non seulement de la dose absorbée, mais aussi du rayonnement et de l'énergie de ce dernier. On définit ainsi la notion de *dose équivalente* HT (en Sv) qui est simplement une pondération de la dose par un facteur WR. Par exemple, la pondération pour des électrons, des muons ou des photons d'énergie quelconque sera 1. par contre pour une particule alpha, ou un noyau lourd, ce sera 20. Enfin pour les neutrons cela variera en fonction de l'énergie.

Pour être plus précis, il faut parler de *dose efficace*. Le principe est le même que celui de la dose équivalente, on multiplie toujours par un facteur de pondération mais celui-ci va varier en fonction des différents tissus humains. A titre d'exemple, ce facteur sera de 0,01 pour la peau ou les os, de 0,12 pour les poumons et l'estomac, et de 0,2 pour les gonades. Cette dose efficace s'exprime également en Sievert.

Des modifications récentes sur ces facteurs de pondération.

Il est intéressant de noter que ces facteurs de pondération énergétique, radiatif, et tissulaire sont modifiés au fur et à mesure que l'on connaît mieux les effets des faibles doses.

Ainsi entre la publication numéro 26 de 1977 et celle numéro 60 de 1990 du CIPR (commission internationale de protection radiologique), on remarque que

- les facteurs de pondération pour les neutrons ont quasiment doublé,
- les facteurs de pondération tissulaires pour les gonades, les seins ($/3$), et les os ont diminué,
- à l'inverse celui pour la thyroïde a sensiblement augmenté.

1.2 Historique des normes de la CIPR

Pour les travailleurs :

- 1927 : 550 mSv par an (limite donnée avant la création de la CIPR)
- 1934 : 440 mSv par an
- 1949 : 150 mSv par an
- 1956 : 50 mSv par an
- 1990 : 20 mSv par an.

Pour le public :

- 1959 : 5 mSv par an
- 1990 : 1 mSv par an.

Cette dose maximale admissible a donc suivi une évolution forte au cours du siècle passé. Il est intéressant de noter que cette évolution est à associer à une application du principe de précaution de façon toujours plus stricte.

En 1927, c'est en divisant par dix la dose pour laquelle on obtenait des effets observables (érythèmes sur la peau) que l'on fixe la première limite. En 1934, lors de la création de la CIPR, on a donné une nouvelle norme, sans véritable changement, puisqu'elle fixait une limite d'exposition journalière correspondant à cette dose annuelle rapportée au nombre de jours de travail de ces personnels, en diminuant ce chiffre de 2,5 mSv par jour à 2 mSv par jour. En 1949, cette dose fut encore diminuée, et ce en prévision du développement du nucléaire, et non pas pour des raisons biologiques.

En 1956, des expériences effectuées sur une drosophile montrèrent une forte modification du génome sous l'effet des radiations. Par extrapolation à l'homme, il fut décidé d'abaisser la DMA à 50 mSv. Aucune de ces modifications n'a été observée chez un mammifère. A ce point, qui correspond à la réglementation française actuelle, puisque la France n'a pas appliqué la dernière recommandation de la CIPR, l'exposition d'un professionnel est 20 fois supérieure à l'irradiation due à la radioactivité naturelle (estimée à 2,27 mSv / an par le rapport « Les différentes contributions à la pollution radioactive dans le monde »).

Les dernières normes sont à nouveau le reflet du principe de précaution. Le polycopié de Mr Métivier explique : « Pour extrapoler les observations de ces populations [autour de Nagasaki et Hiroshima] qui ont reçu leur dose en un temps très court (fort

débit de dose) au cas des travailleurs et populations qui ne reçoivent que des faibles doses à débit faibles, on utilise un coefficient qui s'appelle le DDREF, Dose and Dose Rate Effectiveness Factor. La CIPR a choisi par prudence un facteur de réduction de 2 à l'intérieur d'une fourchette, allant de 2 à 10, proposée dans les rapports UNSCEAR (United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation) et BEIR (Biological Effects of Ionizing Radiation) ».

1.3 Effets des rayonnements ionisants

Les effets des rayonnements ionisants à forte dose sont maintenant bien connus.

Ces rayonnements, constitués de photons, neutrons, particules alpha ou bêta, pénètrent dans la matière et lui communiquent leur énergie sur une longueur de pénétration plus ou moins longue selon le type de rayonnement. Cette énergie libérée est responsable de l'excitation voire de l'ionisation des molécules qui peuvent provoquer des ruptures de liaisons.

Les conséquences biologiques sont essentiellement dues à l'altération des molécules d'ADN, par effet direct des rayonnements ionisants ou par effet indirect des radicaux libres formés par la radiolyse des molécules d'eau.

Il existe des mécanismes enzymatiques de réparation des chaînes d'ADN endommagées, qui peuvent permettre la restauration des gènes de la cellule et sa survie normale. Cependant ces mécanismes ne parviennent pas à réparer les dommages causés à la molécule d'ADN si ceux-ci sont trop importants ou si la cellule se divise avant que la réparation ait pu être menée à bien, léguant des erreurs génétiques aux deux cellules filles. Alors, une réparation fidèle étant impossible, la cellule se suicide. Cette mort programmée, appelée apoptose, permet d'éliminer de l'organisme les cellules pouvant être porteuses d'erreurs génétiques. Cependant certaines de ces cellules, qui cumulent des mutations au niveau de différents gènes empêchant le processus d'apoptose, peuvent survivre. Si le système immunitaire n'élimine pas ces cellules, leur multiplication provoque l'apparition d'un cancer.

Les effets de ces modifications moléculaires peuvent être de deux types selon l'importance de la dose reçue :

Effets déterministes :

Ils sont liés à la mort massive de certaines cellules en cas de forte irradiation.

Ces effets surviennent systématiquement au-dessus d'une dose seuil qui varie entre 0.5 et 20 Sv, d'où la qualification de « déterministes ». Leur expression somatique est le plus souvent rapide, elle varie entre quelques jours et quelques semaines et dépend essentiellement de la rapidité de renouvellement des tissus concernés.

Par exemple les premiers signes de destruction des cellules responsables de la synthèse des cellules sanguines (lymphocytes, granulocytes, plaquettes, hématies) apparaissent à partir de 1 Gy, une dose supérieure à 5 Gy provoque la mort des cellules de la peau, qui se traduit par des brûlures et la perte des cheveux et des poils, et les cellules intestinales sont détruites au-dessus de la valeur seuil de 7 Gy.

Ces effets sont réversibles s'il reste suffisamment de cellules pour régénérer le tissu ou si des traitements appropriés permettent cette régénération.

Effets stochastiques :

Il s'agit de pathologies survenant aléatoirement chez certains individus d'une population irradiée, qui sont la conséquence de la persistance des mutations de l'ADN. La gravité de ces manifestations -cancers, leucémies, anomalies génétiques- est indépendante de la dose reçue, seule la probabilité d'être atteint en dépend.

1.4 Effets des faibles doses

Les faibles doses sont définies comme les doses pour lesquelles aucun effet, biologique ou pour la santé, ne peut être observé. Ce niveau dépend des moyens diagnostiques dont on dispose pour identifier les lésions dues au rayonnement, des conditions de l'exposition, le seuil limite étant plus bas pour des expositions aiguës, de la sensibilité de l'organisme et des organes irradiés. Ainsi, si pour un adulte, des doses inférieures à 200mSv en irradiation aiguë font partie des faibles doses, on peut observer chez l'enfant des cancers de la thyroïde dès que la dose délivrée à cet organe dépasse 100mSv, et certaines études montrent qu'il pourrait y avoir un risque chez le fœtus dès 10 à 20 mSv. Aujourd'hui la principale source de renseignements pour la radioprotection reste l'épidémiologie, et particulièrement l'étude des survivants d'Hiroshima et de Nagasaki, car les mécanismes de mutagenèse et cancérogénèse sont encore insuffisamment connus pour autoriser une description générale des effets biologiques en fonction des doses, débit de doses et de l'association à d'autres agents. L'abord direct des effets des faibles doses est donc particulièrement difficile, étant donné qu'il est impossible de distinguer un cancer radio-induit d'un cancer du à d'autres causes, naturelles, physiques ou chimiques (exposition aux UV, consommation de tabac par exemple), qui sont des paramètres non maîtrisables dans les études épidémiologiques menées.

En l'absence de résultats expérimentaux mesurables sur l'homme, on peut extrapoler les relations dose-effet obtenues sur des animaux, *in vitro* ou à fortes doses, pour des doses plus faibles selon des modèles linéaires ou plus raffinés tels que des modèles linéaires quadratiques. Cette relation dose-effet linéaire sans seuil revient à considérer l'initiation des mutations par le rayonnement comme l'étape prépondérante, c'est-à-dire qu'un événement radiatif unique peut entraîner l'apparition d'une cellule maligne.

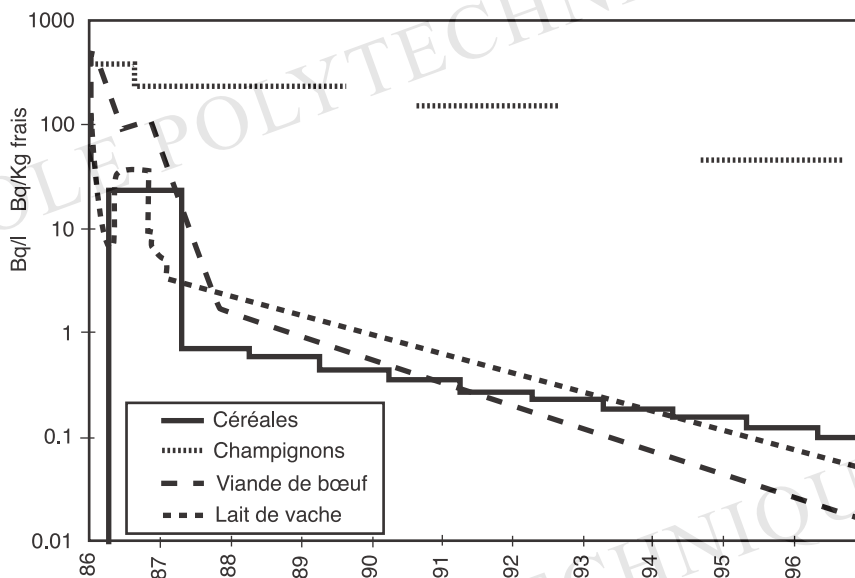


FIG. 1 : Radioactivité de divers aliments

D'autres chercheurs, tout en reconnaissant que cette extrapolation linéaire sans seuil est un outil pratique pour la radioprotection, ne la considèrent cependant pas comme une réalité biologique, étant donné la complexité des mécanismes de réparation de l'ADN et l'atténuation des effets avec la diminution du débit de dose. En attendant qu'une synthèse des mécanismes mis en jeu aux faibles doses permette la quantification des effets résultants, l'Unsclear (United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation) propose de maintenir l'hypothèse d'une extrapolation linéaire sans seuil, avec une réserve sur la relation dose-effet, très incertaine en dessous de 100 mSv.

2 Y a-t-il un risque si l'on mange des champignons radioactifs ?

2.1 Les champignons, des aspirateurs à radioéléments.

Le champignon possède un réseau souterrain de filaments à peine plus épais qu'un cheveu : le mycélium. Ce mycélium puise sa nourriture dans la litière en décomposition du sol. Si, au départ, les feuilles des arbres sont contaminées, à la fin du cycle, le césium 137 est absorbé par le mycélium. Et comme un mycélium peut vivre plusieurs années, le taux de contamination a tendance à baisser très lentement.

Lorsqu'on ingère des champignons contenant du césium 137, ce césium va passer de l'intestin dans le sang, en suivant les mêmes circuits que le potassium, qui est lui-même un élément que l'on retrouve à l'intérieur des cellules. Le césium se répartit dans l'ensemble du corps avant de commencer à être éliminé par voie urinaire et par les selles. 50% de l'élimination se fait en l'espace de deux à trois mois, en effet notre organisme ne fixe pas le césium.

2.2 Une sensibilité différente à la radioactivité.

Après la catastrophe de Tchernobyl, la radioactivité des aliments et notamment celle des champignons ont commencé à préoccuper le public et la communauté scientifique. C'est là que l'on a remarqué cette étonnante sensibilité des champignons à la radioactivité, comme on peut le voir sur la figure (1).

Mais des études menées sur 12 ans par la CRII-RAD montrent que tous les champignons ne sont pas égaux face à l'assimilation des radioéléments. On a pu ainsi classer les champignons en différentes catégories selon leur capacité à concentrer le césium. Cette liste est donnée en annexe .

Ainsi, un bolet à chair jaune qui pousserait sur un sol contenant 10 000 Bq/m², comme dans certaines forêts des Vosges ou du Jura, pourrait présenter une teneur théorique en césium de 5000 Bq/kg frais. A l'inverse, un « mousseron » ou une « armillaire couleur de miel » qui pousserait sur un sol contenant 5000 Bq/kg de césium et pourtant situé à proximité de la forêt précédente, présenterait une contamination de 50 Bq/kg.

Il n'est donc pas impossible de trouver des champignons avec une teneur radioactive élevée. Une étude menée à Genève sur les produit du marché montre des taux de radioactivité allant d'une dizaine de Bq/kg pour des champignons (chanterelles donc sensibles à la radioactivité) du Canada ou du Portugal, à près de 500 Bq/kg pour des champignons des pays de l'est. Certaines incohérences ont même permis de déceler des erreurs dans la provenance des produits.

Ce sujet est fortement polémique puisqu'il nous touche d'assez près. Par exemple, en faisant le marché dans la banlieue parisienne, nous avons remarqué que plus de la moitié des champignons vendus provenaient de pays de l'Est (Lituanie, Bulgarie, Pologne...).

Encore récemment des relevés montrent des anomalies importantes. On a ainsi trouvé en Allemagne des champignons ayant une radioactivité de 1000 à 1500 Bq/kg. (Article du Figaro du 2 septembre 2001). La norme française interdit la vente de champignons ayant une radioactivité supérieure à 600 Bq/kg. Il est assez important de remarquer que les doses engagées sont extrêmement faibles et que le seuil légal n'est qu'exceptionnellement dépassé en dehors d'un rayon de 200 km autour de la

centrale de Tchernobyl.

Quant aux quantités de champignons qu'il faudrait manger pour que cela ait des conséquences néfastes pour la santé, il est très difficile de l'évaluer. En effet aucune source ne concorde véritablement.

Dans le livre *Ce fameux Nuage...*, Mr Jacquemin se fondant sur des données de la CRII RAD, prétend qu'un amateur de champignons qui consommerait dans l'année 4 kg de Petit-gris recevrait un équivalent de dose supérieur à 1 mSv. Cependant il semblerait que ce résultat soit une extrapolation effectuée à partir d'un champignon particulièrement radioactif prélevé dans le Mercantour.

A l'inverse les brochures données aux pharmaciens donneraient plutôt le chiffre de 400 kg de chanterelles, pour atteindre cette dose.

L'IPSN, quant à lui se borne à dire que ce genre de cas ponctuels n'est pas prise en compte dans l'évaluation de la dose moyenne reçue. Elle prend plutôt en compte la contamination provenant des autres aliments, en mentionnant tout de même, que 400g de champignons peuvent (dans le cas d'espèces précises) apporter une dose équivalente à 400 kg d'autres produits frais.

Au final, le risque semble minime, l'estimation des doses reçues difficile et contestable, même si la curiosité et l'anxiété naturelle du public a suscité beaucoup de recherches.

3 Risques biologiques liés à l'utilisation d'uranium appauvri

L'utilisation par les Américains de têtes d'obus en uranium appauvri durant la guerre du Golfe a été au cœur des débats concernant le fameux « syndrome du Golfe ». La polémique a repris lors des bombardements sur le Kosovo où de telles armes ont à nouveau été employées.

Au-delà des polémiques journalistiques, peut-on objectivement évaluer les risques liés à l'utilisation de l'uranium appauvri ?

3.1 Présentation

L'uranium appauvri contient une forte proportion de ^{238}U et moins de ^{235}U et ^{234}U que l'uranium naturel. Il est ainsi moins radioactif que l'uranium naturel, la période de ^{238}U étant plus longue que celle de ^{235}U et beaucoup plus longue que celle de ^{234}U .

Il existe trois types d'uranium appauvri, tous constitués essentiellement de ^{238}U , mais dont la teneur en autres isotopes varie selon le mode d'obtention.

L'uranium appauvri de type 1 est issu des opérations d'enrichissement de l'uranium naturel, contenant 0.7% de ^{235}U , qui permettent d'obtenir d'une part de l'uranium dit « enrichi », contenant 3.5% de ^{235}U , qui sert de combustible aux centrales à eau sous pression, et d'autre part de l'uranium appauvri, qui ne contient plus que 0.25% de ^{235}U et 0.003% de ^{234}U .

L'uranium appauvri de type 2 est obtenu lors des opérations d'enrichissement de l'uranium issu du retraitement du combustible utilisé des réacteurs à eau sous pression. Cet uranium appauvri contient alors 0.3% de ^{235}U et 0.1% de ^{236}U .

Enfin, l'uranium appauvri de type 3 est obtenu lors de l'enrichissement des déchets retraités des réacteurs de type « uranium naturel-graphite-gaz ». Il contient 0.63% de ^{235}U , 0.01% de ^{236}U et 0.01% de ^{234}U .

L'uranium appauvri apparaît donc comme un déchet de l'industrie nucléaire et on comprend qu'il soit plus avantageux de l'utiliser que d'autres métaux lourds, tels que le plomb ou le tungstène. Ces métaux très denses sont en effet utilisés pour la réalisation de quilles de bateaux, de contrepoids pour les ailes d'avion, de boucliers de protection radiologique et de munitions telles que les obus flèches.

3.2 La vision de la presse

Il existe des sites Internet sur les « syndromes du Golfe » et « des Balkans », censés centraliser les témoignages des victimes de la « maladie du Golfe ».

Plusieurs causes sont évoquées pour expliquer ces « syndromes » (agents toxiques de combat, fumée des puits de pétrole en flammes, pesticides, pyridostigmine et virgyl), mais l'exposition à l'uranium appauvri reste celle la plus souvent évoquée.

Aucune étude des pathologies affectant les vétérans de ces deux guerres n'a apporté de résultat significatif. Seuls sont rapportés des nombres non significatifs de cancers, leucémies, malformations congénitales des enfants conçus après le retour ou fausses couches, problèmes rénaux et musculaires, au milieu d'une multitude d'autres symptômes, qui vont de l'insomnie à la prise de poids ou la perte de dents.

Deux articles sont parus dans le Monde Diplomatique à propos de l'utilisation de l'uranium appauvri : *Ces armes si peu conventionnelles* en juin 1999 et *Loi du silence sur l'uranium appauvri* en février 2001.

Dans le premier article, Christine Abdelkrim-Delanne accuse les militaires américains de récupérer les déchets des centrales nucléaires pour faire des obus antichars efficaces à bon marché. Elle cite une étude réalisée auprès de 251 familles de vété-

rans dans le Mississippi dont 67% ont eu des enfants mal formés et affirme que les médecins irakiens « continuent de constater un nombre anormalement élevé de leucémies chez les enfants, de tumeurs et de cancers chez les adultes et de malformations monstrueuses ».

Dans le deuxième article, Robert James Parsons affirme que l'aide mémoire publié par l'Organisation Mondiale de la Santé en janvier 2001 sur la question de l'uranium appauvri est « en flagrante contradiction avec les connaissances scientifiques actuelles » et tente de démontrer que l'OMS est sous la coupe du « lobby nucléaire ». Il critique les normes en vigueur en matière d'exposition aux rayonnements ionisants, affirmant qu'elles ne se fondent que sur les conséquences constatées lors des explosions d'Hiroshima et de Nagasaki, sur une population non représentative et sur des durées trop courtes, « sans attendre le développement de cancers qui mettent des décennies à apparaître » Il rappelle la révision des normes de la CIPR de 1990 qui réduit d'un facteur 5 la dose permise pour expliquer que « c'est sur des doses cinq fois plus élevées que celles acceptées par le reste du monde que les Américains prétendent que leurs soldats ont reçus des doses « sûres » pendant la Guerre du Golfe »

3.3 Etude de la toxicité radiologique

L'accusation « d'utiliser des déchets nucléaires » pour fabriquer des têtes d'obus a été lancée suite à des études ayant mis en évidence des traces de ^{236}U dans les urines d'anciens combattants (0.0048%) et dans les munitions utilisées au Kosovo (0.0028%). L'uranium appauvri de type 1 n'en contenant pas, c'est de l'uranium appauvri de type 2 ou 3 qui avait du être utilisé. Il est vrai que l'activité de l'uranium appauvri dépend beaucoup de son mode d'obtention : par exemple, l'uranium appauvri a une activité qui est supérieure de 40% à celle de l'uranium naturel, à cause de sa teneur en ^{234}U de 0.01%. Cependant, il convient de remarquer que la contribution à la radioactivité des traces d' ^{236}U détectées, au plus égale à 0.12Bq/mg, est négligeable devant les 14.8Bq/mg de la totalité de l'uranium. Ainsi, dans son aide mémoire sur l'uranium appauvri, l'OMS fait remarquer que « l'augmentation de la dose de rayonnement absorbée par l'organisme humain » due aux traces de radioisotopes de l'uranium ou d'autres radionucléides comme du plutonium, de l'américium, du neptunium et technétium 99, « ne dépasse pas 1% ».

L'étude citée par Christine Abdelkrim-Delanne à propos des 67% d'enfants mal formés semble peu crédible étant donné qu'elle ne mentionne même pas le nombre d'enfants nés dans ces 251 familles, qui dans tous les cas ne doit pas être statistiquement significatif. (N'y en aurait-il eu que trois, dont deux mal formés ?)

Cependant, cette étude et l'augmentation cas de leucémies qui seraient constatés par les médecins irakiens prétend soulever le problème de la toxicité radiologique de l'uranium appauvri.

En réalité, mis à part les isotopes 232 et 233 qui peuvent exercer une toxicité radioactive du fait de leur période radioactive plus courte que celle des autres isotopes, la toxicité radiologique de l'uranium est tout à fait négligeable devant sa toxicité chimique.

Toutes les études menées s'accordent en effet à dire que le risque radiologique n'apparaîtrait que pour des quantités d'uranium incorporées telles que les effets toxiques chimiques sur les reins seraient réels.

Un calcul simple le montre : la dose mortelle d'uranium par ingestion est de 2 mg/kg ce qui donne, pour un homme, environ 140 mg. Pour une telle dose, et en admettant que l'uranium reste dans le corps, on trouve que la dose engagée du fait de la radioactivité de l'uranium serait de l'ordre de 20mSv/an, égale à la dose autorisée par la CIPR pour les professionnels.

Même en cas d'incorporation d'uranium appauvri dans l'organisme, l'apparition de leucémies ou de cancers osseux, rénaux ou pulmonaires n'a jamais pu être montrée, que ce soit lors de recherches ou d'études menées sur des populations exposées à cet élément, comme les mineurs travaillant dans des mines d'uranium. L'uranium naturel, qu'aucune étude n'a réussi à différencier de l'uranium appauvri sur le plan des effets radiologiques, n'est d'ailleurs pas classé comme cancérigène par des organismes tels que l'EPA (Environmental Protection Agency) ou le CIRC (Centre international de recherche sur le cancer de l'OMS).

Les cas rapportés de cancers, leucémies et malformations ne peuvent donc pas être des conséquences de la toxicité radiologique de l'uranium, d'autant plus qu'ils ont souvent des délais d'apparition beaucoup trop courts pour que ces maladies puissent être expliquées par la toxicité radiologique de l'uranium, qui ne se manifeste qu'après deux ans pour les leucémies et après plus de cinq à dix ans pour les autres types de cancers.

Ainsi, Le seul témoignage présenté sur le site consacré au syndrome des Balkans est celui du frère d'un soldat parti en mission en Bosnie en 1997. Il raconte que « très rapidement, les premiers symptômes de fatigue sont apparus. La fatigue est devenue de plus en plus intense. En juin 1998, il a commencé à souffrir énormément de douleur dans les côtes, dans le bas du dos... » et les médecins ont alors diagnostiqué sa leucémie. Le délai d'apparition exclue donc tout lien possible avec une quelconque contamination radiologique lors de sa mission. Ce témoignage est poignant, qui ne serait pas ému du récit de la mort d'un jeune père emporté par une leucémie ? Mais l'utiliser pour étayer des idées fausses n'en est pas moins impardonnable.

Enfin, les accusations portant sur les normes d'exposition aux radiations semblent peu crédibles lors que l'on connaît l'historique de leur établissement, l'ampleur des études menées auprès des survivants d'Hiroshima et Nagasaki et les réductions successives qui ont pour unique justification le principe de précaution.

Les critiques de Robert James Parsons sur l'aide-mémoire de l'OMS semblent quant à elles très peu fondées. Si ce journaliste avait pris la peine de lire la monographie de plus de deux cents pages publiée par l'OMS sur le problème de l'uranium appauvri, il aurait peut-être évité d'affirmer que l'OMS « prétend traiter de l'essentiel du sujet » « en quatre pages » dans son aide-mémoire qui n'est qu'un résumé, certes très synthétique, de cette imposante monographie, dans lequel je n'ai trouvé aucune donnée qui soit « en flagrante contradiction avec les connaissances scientifiques actuelles ».

3.4 Etude de la toxicité chimique.

La toxicité chimique de l'uranium dépend des caractéristiques périphériques de l'atome et elle est donc indépendante de l'isotope.

L'uranium peut entrer dans l'organisme par inhalation, ingestion ou contamination cutanée.

L'uranium soluble est transféré rapidement aux différents organes par le sang, les organes qui retiennent le plus d'uranium sous forme soluble étant les reins et les os. La majeure partie de l'uranium plasmatique est excrétée rapidement dans l'urine, ce qui fait des mesures urinaires un moyen efficace de détection d'une contamination à l'uranium.

Le rein est l'organe le plus sensible : Une exposition de l'ordre du milligramme au niveau des reins donne lieu à une néphrite voire à une insuffisance rénale. Le seuil de toxicité rénale a été fixé par l'American Nuclear Society à 3 microgrammes par gramme de rein, ce qui correspond pour les composés les plus solubles d'uranium à l'inhalation de 30 mg.

De plus, l'uranium sous forme insoluble peut être toxique au niveau du poumon où l'accumulation de particules d'uranium provoque des lésions.

La taille des particules est le facteur déterminant le temps de séjour des particules inhalées dans le poumon. En effet, seules les plus petites peuvent atteindre le poumon profond, les grosses particules (plus de 10 micromètres de diamètre) étant bloquées dans la partie haute de l'arbre respiratoire puis transportées vers le tube digestif et éliminées dans les selles. Dans le cas des poussières créées lors de l'impact d'armes en uranium, des études sur les conditions particulières d'exposition seraient utiles, car les aérosols ainsi créés peuvent être différents des aérosols industriels qui ont déjà été étudiés.

Ainsi, l'intoxication chimique par l'uranium constitue un risque réel et pourrait expliquer certains des symptômes des vétérans de la Guerre du Golfe.

En effet, en cas d'intoxication aiguë par ingestion, on observe des vomissements, des diarrhées, une irritation du tube digestif, et une faiblesse musculaire. Cependant, dans le cas, une néphrite aiguë se développe au bout de quelques jours, or aucune néphrite aiguë n'a été rapportée parmi les victimes du Golfe ou des Balkans.

Les symptômes d'une intoxication chronique présentent des analogies avec certains des symptômes décrits pour le syndrome du Golfe : fatigue, maladresse, perte de coordination des mouvements, accidents du nerf optique pouvant conduire à la cécité, très fréquentes néphrites, avec dégénérescence du foie et des reins. Dans le cas du Golfe il ne semble pas qu'on ait observé de troubles rénaux, ce qui jette un doute sur l'attribution des autres troubles à l'uranium appauvri : on s'attendrait à observer un grand nombre de néphrites. Toutefois il semble que les militaires ayant conservé des éclats d'Uranium dans le corps, qui présentent des excréctions urinaires d'Uranium élevées, présentent des performances neurocognitives dégradées sans que ceci soit accompagné de signes pathologiques rénaux.

Les dangers liés à l'exposition à l'uranium appauvri sont donc uniquement liés à la toxicité chimique en tant que métal lourd, semblable à celle du plomb, et non à sa propriété de radioactivité qui fait si peur au public lors qu'elle est mentionnée dans les médias.

Une mission de l'UNEP United Nation Environmental Program a été effectuée en novembre 2000, sur 11 sites du Kosovo contaminés à l'Uranium appauvri, afin d'en déterminer les dangers potentiels. Ses conclusions rapportent que seule une zone de quelques mètres autour du point d'impact est contaminée par l'uranium appauvri. Il n'y a pas de risque significatif de contamination des plantes, de l'eau ou de l'air à partir de ces zones. Le seul risque significatif serait celui lié à l'ingestion de terre contaminée (géophagie des enfants) qui pourrait entraîner une absorption d'uranium dans des proportions légèrement supérieures aux normes liées à sa toxicité chimique. Le ramassage de tête d'obus peut contaminer les mains mais l'absorption resterait négligeable. Si une tête d'obus reste en contact rapproché durant plusieurs semaines avec le corps humain, les doses permises radiologiques peuvent être atteintes mais des conséquences néfastes sur la santé sont très improbables. La dégradation chimique des obus enfouis dans le sol peut entraîner une contamination des nappes phréatiques en augmentant leurs sources d'uranium d'un facteur 10 à 100. La dose maximale de 2 micro grammes par litre préconisée par l'OMS pourrait alors être franchie, mais cette valeur limite, qui est extrêmement faible, est actuellement remise en question.

Ce rapport est très prudent et précise qu'il faudra encore attendre quelques années avant de pouvoir affirmer que les conséquences de l'utilisation de munitions à l'uranium appauvri sont non significatives. Cependant les chiffres donnés sont plutôt rassurants. Par exemple, si on considère qu'un obus contamine 1 mètre cube de terre, la concentration en uranium qui peut monter à 115 mg/kg sera encore moins de la moitié de la concentration naturelle du schiste sur lequel vit une partie de la population suédoise.

4 Une opinion sur Tchernobyl ?

Il y a maintenant plus de 15 ans que cet accident survenu lors d'une expérience visant à améliorer la sûreté des centrales n'a cessé de générer analyses, critiques et polémique.

Notre but sera de montrer les problèmes évidents d'information qu'a suscités cet accident. Il n'est pas évident d'avoir une opinion saine et objective, tant les ouvrages disponibles sont disparates, et antagonistes. Nous essaieront de dénoncer les travers de chacun, en retenant notre opinion pour la conclusion.

4.1 La désinformation initiale.

L'accident dans la centrale de Tchernobyl est survenu le 26 avril 1986. Cependant le gouvernement de l'ex union soviétique, ne reconnaîtra l'événement que 48 heures plus tard. Dans ce laps de temps le nuage radioactif a déjà atteint l'Europe, de la Scandinavie à la Méditerranée. Les populations locales ne sont pas plus au courant. On a commencé à les évacuer quelques 36 heures après la catastrophe, le temps pour elles d'être largement irradiées, le temps pour le pouvoir central de prendre une décision politiquement acceptable.

Les délais de mise en place proviennent entre autres du fait qu'aucun accident n'avait été sérieusement envisagé auparavant, et donc qu'aucun plan d'évacuation, aucune commission spéciale n'étaient opérationnelles. Les décisions prises à la hâte ont donc nécessairement dénoté un manque de recul, et de rapidité.

Néanmoins le problème de la communication reste particulièrement fondamental. En effet, il a nécessairement ralenti le processus décisionnel dans tous les autres pays, et, qui plus est, a servi de ferment aux exagérations et aux paniques.

Ainsi plusieurs pays notamment la Suède et la Norvège, ont découvert un excès important de radioactivité sur leur territoires avant d'en connaître l'origine. (Le directeur de la centrale de Formarsk en Suède a même fait évacuer les bâtiments de la centrale, craignant à une fuite dans l'enceinte.)

En France l'information ne circule guère mieux. Si le public est au courant de l'incident, les seules idées du danger possible qu'il possède proviennent du SCPRI (Service central de protection contre les rayonnements ionisants). Et ce dernier ne joue pas de transparence. Les messages apaisants se succèdent : « L'accident nucléaire de la centrale de Tchernobyl en URSS n'a pas entraîné d'élévation significative de la radioactivité sur le territoire. »

D'autres pour la plupart mensongères suggèrent que la France est « miraculée », comme le titre Libération. Alors que la plupart des pays européens prennent des

mesures drastiques (plus de consommation de légumes, de lait ; les cheptels ne doivent plus paître, certains sont même abattus, il est déconseillé aux enfants de jouer en plein air, interdit aux paysans d'utiliser les pâturages) la France ne prend aucune mesure, et les Français naïfs ne songent même pas à se protéger, ils moquent la psychose allemande.

4.2 Des ressemblances et des dissemblances troublantes.

« Ne pas développer de façons excessives les mesures de sécurité dans les installations nucléaires afin qu'elles ne provoquent pas une anxiété injustifiée. [...] d'inciter les savants à mieux saisir la portée exacte et les conséquences de leurs déclarations » Tel était le mot d'ordre avant l'accident de Tchernobyl. (Annales des Mines 1974)

Aujourd'hui, les voix sont plus variées (créations de commissions indépendantes.), mais il est néanmoins intéressant de regarder quelques uns des concepts, et des éléments enseignés aux médecins militaires français.

Les chiffres avancés sur le nombre de victimes sont ceux donnés par les autorités soviétiques :

- dans les suites immédiates de l'accident : 31 morts, 134 personnes ayant des signes cliniques d'irradiation importante ;

- parmi les 600 000 liquidateurs la dose reçue est « de l'ordre de la dose maximale annuelle fixée pour les professionnels (soit 50 mSv) » Les 200 000 personnes les plus exposées ont reçu « 100mSv environ », et « Hormis un pilote d'hélicoptère mort en 1990 d'aplasie médullaire secondaire à l'irradiation reçue lors des opérations d'étouffement de l'incendie du cœur du réacteur, aucun décès lié à l'irradiation n'a été rapportée chez ces liquidateurs » ;

- pour les populations déplacées : « ces patients ne sont nullement imaginaires, ils sont les victimes bien réelles du phénomène parfaitement connu de névrose traumatique ». Et leurs troubles ont leur origine dans l'exode précipité.

Concernant les cancers induits, « le nombre maximal serait de 300 à 400 cancers supplémentaires pour les 70 années à venir, à rapporter aux 30000 cancers attendus naturellement dans cette population. Ce mode de calcul pessimiste est déjà démenti par les faits, puisque aucune leucémie supplémentaire n'est apparue dans la cohorte des personnes irradiées suivies depuis l'accident. »

Les conclusions du rapport « Tchernobyl, 10 ans déjà Impact radiologique et sanitaire » de l'AEN sont les mêmes concernant le nombre de victimes : « Au total 31 personnes sont décédées par suites de l'accident, et de l'ordre de 140 personnes ont souffert, à des degrés divers d'un syndrome d'irradiation et d'atteintes à la santé. Aucune personne du public n'a subi ce type d'effets ».

Mais après les chiffres divergent. Pour les travailleurs de l'usine, soit 400 personnes, ont reçues des doses de l'ordre du Sv, aucune mesure n'étant possible car les dosimètres ont été surexposés. Des liquidateurs, on dit qu'ils « ont été soumis dans un premier temps à la limite annuelle de 250mSv, soit 5 fois plus que ce que déclare le polycopié du Val-de-Grâce !

Quand à la population vivant dans les environs les doses reçues sont tout de même importantes, contrairement à ce que laisse entendre le document précédent. Dans le tableau (4.2) on trouve les doses dues à l'exposition totale (externe et interne pendant la période 1986-1989.

Dose à l'organisme entier (mSv)	Nombres de personnes
5-20	88 000
20-50	132 000
50-100	44 000
100-150	6 900
150-200-	1500
>200	670
total	273 000

TAB. 9.1 : Irradiation de populations vivant dans les environs de Tchernobyl

La norme à l'époque (la recommandation du CPIR de 1956 limite à 50 mSv par an la dose admissible pour un travailleur. Pour le public, la dose est encore moindre (5 mSv).

Concernant le nombre de cancers supplémentaires, contrairement à ce qu'il est sous entendu dans le polycopié sus-cité, il est estimé à 670 dans les groupes exposés recensés par le Registre. « Ceci représente une hausse de 3,4 % du nombre prévu de décès par cancer du à d'autres causes. » L'argument selon lequel il n'y a pas de cas de leucémies supplémentaire (qui est vrai) donc toutes les autres estimations (notamment celle du nombre de cancers) n'ont aucune valeur ni aucune réalité semble pour le moins déplacée lorsque l'on voit les chiffres du taux par million de cancer de la thyroïde chez l'enfant (tableau 4.2) :

zone	1981-1985	1986-1990	1991-1994
Bélarus	0,3 (3 cas)	4	30,6 (286 cas)
Ukraine	0,5	1,1	3,4

TAB. 9.2 : Taux de cancer de la Thyroïde chez l'enfant

Plusieurs autres allégations auraient pu être relevées, et même si le document émanant du Val de Grâce semble réfléchi, argumenté, et fourni en chiffre, et le plus souvent fondés, le ton et parfois même les conclusions ne sont pas d'une objectivité irréprochable. Le premier document se place d'ailleurs immédiatement dans une position de prosélytisme plutôt que d'information : « Il est nécessaire que chaque médecin militaire soit capable de donner sur ce sujet » l'avis éclairé « qu'on est en droit d'attendre de lui. » Si l'avis éclairé est guidé par la seule voix qui s'exprime au long du document, il n'éclaire qu'une direction. Celle déjà suggérée par les annales des mines de 1974...

4.3 Estimation de doses pour un Français.

Cette dose dépend fortement de l'exposition de la personne aux retombées et bien plus de son temps de présence à l'extérieur et de son alimentation. Etant donné que l'on ne dispose d'aucune donnée de mesure exacte, il s'agit ici de simulation numérique qui entre comme données la contamination du sol, l'alimentation typique de la personne, ainsi que son temps d'exposition (on distingue dans un premier temps rural et urbain, adulte et enfant.)

On constate de grande disparités, à titre d'exemple, dans le tableau (4.3) nous prendrons les doses équivalentes pour la thyroïde.

Ville	Adulte		Enfant de 5 ans	
	urbain	rural	urbain	rural
La Hague	15	25	46	74
Dijon	53	85	160	260
Cadarache	70	112	210	340
Verdun	183	290	550	880

TAB. 9.3 : Doses reçues en France

Une dose équivalente de 20 mSv engagée à la thyroïde correspond à une dose efficace au corps entier de 1mSv (CIPR).

Pour se placer dans la zone la plus touchée : l'Est de la France, la dose efficace relative aux années 1987-1996 s'établit en moyenne entre 300 et 750 μ Sv. Pour les 50 années 1997- 2046, cette dose est estimée entre 700 et 1500 μ Sv dans la même zone, ce qui est en accord avec les estimations allemandes.

On remarque d'emblée que ces moyennes sont nettement en dessous de la norme qui est de 2mSv par an. En conséquence, il est difficile, voire impossible de discerner l'influence de ces doses sur la santé des Français.

Les doses maximales reçues suivent un certain nombre de scénarios plus ou moins réalistes.

Sur la base de la mesure de l'iode 131 dans du lait de brebis prélevé en Corse, à la mi-mai (4400 Bq.l-1) et début juin 1986 (150 Bq.l-1), le scénario d'un enfant d'une dizaine d'années qui aurait consommé 20 cl de ce lait chaque jour a été imaginé. L'activité en iode 131 de la thyroïde qui découlerait d'une telle consommation est plus élevée que toutes celles qui ont été mesurées et la dose équivalente à cet organe serait de 70 mSv.

Finalement on peut conclure qu'en France, les doses estimées pour les jeunes enfants (et a fortiori pour les adultes) ne semblent pas devoir conduire à un excès de risque observable.

5 Bibliographie

1. *Clefs*, CEA numéro43, printemps 2000 « Les rayonnements, l'ADN et la cellule » : synthèse de l'essentiel des connaissances actuelles sur les dommages de l'ADN dus aux rayonnements et leurs conséquences à court et long terme.
2. *Clefs*, CEA numéro34, hiver 1996-1997 « Radioactivité » : présentation très générale du phénomène de la radioactivité. Un article résume les effets biologiques des rayonnements ionisants.
3. La Recherche : *Quand un cancer est il d'origine radioactive ?* Ce document montre qu'avec les quelques études sur Hiroshima, Tchernobyl, et les avancées techniques, on peut dire quels types de cancers sont aggravés, voir suscités par une irradiation. Le but de cet article est également de dénoncer la polémique sur les leucémies de La Hague, et toutes les autres escroqueries intellectuelles que la presse, et les groupes de pression propagent .
4. *Les différentes contributions à la pollution radioactive dans le monde.* (Rapport X 96)
Etude des radiations naturelles et dues à l'homme avec à chaque fois une estimation de la dose reçue, dans le cas précis des faibles doses. Enfin une présentation rapide des effets de la pollution radioactive
5. *Informations utiles du CEA*
Présentation des avantages du nucléaire sur les autres sources d'énergies. Quelques rappels sur les différents rayonnements, leurs pouvoir de pénétration, et l'exposition des Français à ceux-ci . Enfin, une analyse de la radioactivité naturelle en France, et de la radioactivité naturelle d'un certain nombre de produits alimentaires. Présentation des structures de défense contre le risque nucléaire en France.
6. Polycopié DEA *Radioéléments Radionucléotides Radiochimie*, Henri Métivier.
Ce cours présente les sources d'irradiations, les voies par lesquelles les radioéléments pénètrent dans l'organisme, et les effets qu'elles produisent, ainsi que les

normes qui les réglementent. Les cas de l'Iode et du Plutonium sont traitées de façon plus détaillées.

7. *Ce fameux nuage de Tchernobyl*, Jean-Michel Jacquemin.
Livre à caractère polémique sur l'accident de Tchernobyl. Outre une description précise des événements avant et après l'explosion du réacteur, il se focalise sur le mensonge des autorités françaises, puis sur les doses reçues par les Français en fonction de leur région. Enfin, il analyse les effets sur les populations, en fonction de leur exposition.
8. *Tchernobyl, dix ans déjà Rapport de l'AEN (Agence pour l'énergie nucléaire)*
A la demande de l'OCDE, cet organisme a écrit ce rapport sur l'impact radiologique et sanitaire de l'accident de Tchernobyl. Il établit les origines de l'accident, détermine les rejets de radionucléotides qui ont eu lieu ; afin d'estimer les doses reçues par les différentes populations, selon leur éloignement géographique de la centrale.
9. *Les retombées en France de l'Accident de Tchernobyl. IPSN (Institut de Protection et de Sûreté Nucléaire)*. Ce livre commence par rappeler les atteintes causées par les irradiations sur l'homme et ses cultures. Par la suite les dépôts de radioactivités sur le territoire français sont recensés, afin de pouvoir établir par une simulation numérique, les doses reçues par une personne vivant sur le territoire français.
10. *L'accident de Tchernobyl du 25 avril 1986 (Rapport X98)*
Ce rapport décrit la façon dont l'accident de Tchernobyl s'est déroulé, décrit la situation actuelle de la centrale de Tchernobyl, et finit par analyser les conséquences sanitaires de l'accident, à la fois pour les habitants les plus proches, et pour les Français.
11. *Armes nucléaires et radiations ionisantes* Polycopié de l'école d'application Val-de-Grâce, par Y.S Cordoliani. Ce polycopié destiné aux élèves médecins militaires fournit une analyse des symptômes que présente une personne irradiée. Il retrace également les précautions à prendre en cas de risque nucléaire. Il s'attache à donner une connaissance des normes, des effets du nucléaire, et des risques, afin de donner au futur médecin les moyens d'informer le public qui s'adresserait à lui.
12. Sites web :
<http://balkans.unep.ch/du/reports/uranium.pdf> :
rapport sur la contamination à l'uranium appauvri au Kosovo de l'UNEP.
<http://isnwww.in2p3.fr/reacteurs-hybrides/french/Energie.html> :
Article sur l'utilisation d'uranium appauvri dans les armes.
<http://www.cea.fr/actualite/articles.asp?id=229> :
Deux rapports du CEA sur les propriétés de l'uranium et de l'uranium appauvri.
www.who.int/inf-fs/fr/am257.html :
aide-mémoire de l'OMS sur l'uranium appauvri.

6 Annexes.

6.1 Article du Figaro

Source : Le Figaro numéro 17 748, 1er et 2 septembre 2001

TCHERNOBYL

Des champignons allemands encore radioactifs

Des champignons présentant des taux de radioactivité artificielle élevés, quinze ans après la catastrophe de Tchernobyl, ont été découverts dans la région de Munich, selon le quotidien *Süddeutsche Zeitung* d'hier qui cite une étude de l'institut d'environnement de Munich. Les bolets marron, en particulier, présentent une concentration en césium 137 de 1000 à 1500 becquerels par kilogramme alors que la valeur limite pour la commercialisation est de 600 Bq/Kg. Le césium 137, radioélément produit lors d'une réaction nucléaire est une trace caractéristique de la catastrophe du réacteur ukrainien du 26 avril 1986. Le césium 137 met trente ans pour perdre la moitié de sa radioactivité.

6.2 Etude sur les champignons radioactifs

Source :CII RAD

1. Champignons faiblement contaminés :

Chez ces espèces, la contamination en césium 137 n'est pas mesurable ou reste inférieure à 60 becquerels par kilo (Bq/kg) de matière fraîche. Elles poussent, pour la plupart, dans les prés, les clairières et les pâturages, sols où le césium se trouve généralement moins concentré et moins disponible.

vspace2mm <10 Bq/kg

- Armillaire couleur miel - *Armillaria mellea* (toxique pour certains auteurs)
- Coprin chevelu - *Coprinus comatus*
- Coprin noir d'encre - *Coprinus atramentarius* (toxique en association avec le vin)
- Rosé des prés ou Agaric champêtre - *Agaricus campestris*
- Champignon de Paris ou Agaric cultivé - *Agaricus bisporus*
- Agaric des forêts ou Psallote des forêts - *Agaricus silvaticus*
- Agaric à grandes spores - *Agaricus macrosporus*

vspace2mm <60 Bq/kg

- Marasme des Oréades ou faux Mousseron - *Marasmius oreades*

- Morille comestible - *Morchella esculenta*
- Morille conique - *Morchella conica*
- Coulemelle - *Macrolepiota procera*
- Cèpe d'été ou réticulé - *Boletus aestivalis*

2. Champignons moyennement contaminés :

Chez ces espèces, le césium est généralement mesurable mais les taux restent modérés, de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de Bq/kg de matière fraîche :

vspace2mm **de 65 à 350 Bq/kg**

- Lactaire sanguin - *Lactarius sanguifluus*
- Russule charbonnière - *Russula cyanoxantha*
- Bolet orangé - *Leccinum aurantiacum*
- Bolet rude - *Leccinum scabrum*
- Bolet à pied rouge - *Boletus erythropus*
- Bolet tête de nègre - *Boletus aereus*
- Amanite épaisse - *Amanita spissa*
- Clitocybe nébuleux - *Clitocybe nebularis*
- Trompette des morts - *Craterellus cornucopioides*
- Cèpe de Bordeaux ou Bolet comestible - *Boletus edulis*
- Amanite rougissante - *Amanita rubescens*
- Bolet des bouviers - *Suillus*

Chez certaines espèces, les contaminations peuvent être plus marquées, avec des maxima atteignant 400 à 1000 Bq/kg de matière fraîche :

vspace2mm **de 400 à 1000 Bq/kg**

- Bolet moucheté ou Cèpe tacheté - *Suillus variegatus*
- Lactaire délicieux - *Lactarius deliciosus*
- Clitocybe laqué - *Laccaria laccata*
- Russule blanc-ocre - *Russula ochroleuca*
- Girolle ou Chanterelle commune - *Cantharella cibarius*

3. Champignons fortement contaminés :

Les espèces qui ont une forte capacité de concentration du césium se caractérisent par des maxima dépassant les 1000 Bq/kg de matière fraîche :

vspace2mm **de 1000 à 3000 Bq/kg**

- Chanterelle jaunissante - *Cantharellus lutescens*
- Pholiote ou Rozite ridée - *Rozites caperatus*

- Pied de mouton - *Hydnum repandum*
- Pied bleu - *Lepista nuda*
- Russule blanc-noir - *Russula albonigra*
- Chanterelle en tube - *Cantharellus tubaeformis*
- Tricholome équestre ou Canari - *Tricholoma flavovirens*
- Grisette ou Coucoumelle grise - *Amanita vaginita*
- Bolet bai ou Cèpe des châtaigniers - *Xerocomus badius*
- Bolet à chair jaune - *Xerocomus chrysenteron*
- Bolet jaune ou Nonnette voilée - *Suillus luteus*
- Laqué améthyste ou Violet - *Laccaria amethystea*
- Petit-gris - *Tricholome terreum*

6.3 Articles du monde diplomatique

Source : Le monde diplomatique, Juin 1999

par Christine Abdelkrim-Delanne

Ces armes si peu conventionnelles

Utilisées pour la première fois durant la guerre du Golfe, particulièrement par les Etats-Unis et le Royaume-Uni, des munitions - balles, obus, missiles, bombes - fabriquées avec de l'uranium appauvri ont été employées par l'OTAN en Yougoslavie. Outre leurs effets immédiats, elles ont des conséquences dramatiques sur leurs victimes - et leurs utilisateurs - du fait de la contamination radioactive qu'elles engendrent.

LE 30 mars 1999, l'OTAN a annoncé l'entrée en action en Yougoslavie des avions américains A-10, les fameux *tankbusters* ou « tueurs de chars », puis l'arrivée en Albanie des hélicoptères Apache affublés du même qualificatif. « Tueur de chars » : une expression ludique de jeu vidéo. En réalité, on omet de dire que la redoutable efficacité de ces nouveaux armements tient à la nature de leurs munitions, fabriquées avec de l'uranium appauvri (UA). Le 21 avril, M. Giuseppe Marani, l'un des porte-parole de l'OTAN, a confirmé au quotidien japonais *Mainichi* leur utilisation en Yougoslavie.

L'uranium appauvri, ou U-238, est le déchet du phénomène d'enrichissement de l'uranium naturel permettant d'obtenir de l'uranium U-235 fissile, utilisé à des fins militaires (armes et sous-marins nucléaires) ou civiles (centrales nucléaires, aviation). C'est le métal le plus dense, le plus lourd. Projeté à une vitesse de 1 200 mètres/seconde (Mach 5), il perce les blindages des chars et peut transpercer une plaque de béton sous trois mètres de terre. Il est donc beaucoup plus efficace que le

tungstène utilisé jusqu'alors. En outre, il ne coûte rien (c'est, littéralement, un déchet de l'industrie nucléaire), contrairement au tungstène, qu'il faut importer, et son utilisation pour l'armement permet de résoudre en partie l'insurmontable problème du stockage des déchets nucléaires - en 1991, le budget fédéral américain prévoyait, pour les dix prochaines années, l'acquisition de 130 000 tonnes d'UA pour les « *réserves de défense nationale* » (cette quantité a été augmentée depuis).

Dès 1979, un mémorandum du ministère américain de la défense en prônait l'utilisation. Le caractère radioactif et hautement toxique de ces armes fut alors, et depuis, intentionnellement négligé. Pourtant, la même année, M. Leonard A. Dietz, alors chercheur au Knolls Atomic Power Laboratory à Schenectady (Etat de New York), découvrait des vapeurs d'UA dans des filtres à air de contrôle de pollution, dont trois à 42 kilomètres de ce site. Cette contamination provenait du National Lead Industries Plant (NL) de Colonie, situé à 16 kilomètres à l'est du laboratoire, à la limite de la ville d'Albany. Or NL fabriquait des pénétrateurs en uranium appauvri pour les obus et des contrepoids d'ailerons pour les avions civils. Sans relation avec ces observations, en 1980, l'Etat de New York ordonnait à NL de cesser sa production pour dépassement des doses radioactives réglementaires dans l'environnement. Le site fut fermé et décontaminé.

M. Leonard A. Dietz analysa 26 particules contenant de l'uranium extraites des filtres. Quatre contenaient de l'uranium appauvri pur. Les 22 autres, de l'uranium enrichi associé. « *Les quatre particules d'UA, explique-t-il, atteignaient quasiment la dose limite inhalable. Inhalable signifie que les particules passeront par les voies respiratoires supérieures jusqu'aux poumons pour y former des dépôts dans diverses zones intérieures, où un grand nombre resteront pendant plusieurs années, pouvant entraîner un haut niveau de radiation des tissus. C'est un foyer radioactif dans le poumon.* » De fait, dans plusieurs sites de fabrication d'armes UA aux Etats-Unis, des grèves ont été menées par les ouvriers des *dirty plants* (« usines sales ») qui fabriquaient ces armes, pour faire reconnaître certains cancers comme maladies professionnelles et obtenir de meilleures conditions de travail.

Utilisé dans l'armement, l'uranium appauvri libère des particules radioactives en percutant la cible, ainsi que des poussières contenant des éléments toxico-chimiques de type métaux lourds. Il est pyrophorique et produit des vapeurs qui s'enflamment à très haute température.

Les effets contaminants de ces armes pour l'environnement et les populations environnantes ont longtemps été niés par les autorités militaires. Pourtant, l'armée américaine publiait, dès le 28 septembre 1990, un épais bulletin technique donnant les consignes en cas d'accident concernant du matériel UA : « *Aucun équipement ou matériel impliqué dans l'accident/incident ne doit quitter le site tant qu'il n'a pas été contrôlé par le personnel chargé de la protection radioactive et décontaminé selon les règles.* » Ce guide précise également que, « *en brûlant, les explosifs se mélangent, volent, s'égouttent, se diffusent dans le sol environnant ou les débris. Après l'extinc-*

tion du feu, ces explosifs ne sont inoffensifs que s'ils ont complètement brûlé. Ceux qui n'ont pas complètement brûlé représentent un risque explosif extrême. En refroidissant, comme le métal, ils prennent des formes bizarres. Ils peuvent avoir intégré des impuretés qui les rendent encore plus dangereux qu'ils n'étaient auparavant ».

En mars 1991, un char chargé d'armes UA fut enterré dans la décharge nucléaire de Barnwell, en Caroline du Sud, tandis que trois autres chars étaient enfouis en Arabie saoudite et en Allemagne (5). Huit jours après la fin de la guerre du Golfe, un mémorandum sur l'UA, émanant du commandement de l'armée, donnait les premières instructions aux soldats sur la façon de traiter les « *véhicules contaminés par la radioactivité* ».

C'est avec l'affaire des « *tirs amis* » que les Etats-Unis ont été obligés de reconnaître publiquement l'utilisation d'armements UA lors de la guerre du Golfe. Pendant les opérations « Bouclier du désert » et « Tempête du désert », 29 véhicules américains ont été contaminés par de l'UA sur le champ de bataille. Vingt et un d'entre eux (6 chars Abrams et 15 véhicules de combat Bradley) ont été transpercés par ces munitions. Au total, 15 soldats furent tués et plus de soixante blessés par des tirs de munitions UA. L'Irak ne possédant pas ce type d'armement, il a bien fallu se rendre à l'évidence : il s'agissait d'erreurs de tirs entre troupes américaines. L' *Army Times* (journal officiel de l'armée américaine) du 26 juillet 1993 rendait publique la liste détaillée des dommages consécutifs à ces « *tirs amis* », sans préciser le nombre de morts survenues plus tard.

Cinq ans après la guerre, 30 des soldats victimes de ces « *dommages collatéraux* » ont été contrôlés par le Depleted Uranium Program (Programme uranium appauvri) au MD VA Medical Center de Baltimore. Quinze présentaient encore un haut niveau de radioactivité dans leurs urines. Le professeur Leonard A. Dietz, qui, depuis, a réalisé une étude sur les effets contaminants de l'UA chez les vétérans de la guerre du Golfe, note que, « *si l'on détecte la présence d'UA si longtemps après, même à un niveau bas, cela indique que vous aviez une forte dose cinq ans avant* ». Mais il ajoute que « *l'armée américaine et l'administration des vétérans ont refusé d'établir le lien entre les pathologies développées et la toxicité- radioactivité provenant des particules inhalées et ingérées. Elles ont refusé de contrôler le plus grand nombre de soldats* ».

Des effets dévastateurs

POURTANT, il est acquis qu'une partie des pathologies répertoriées sous le terme de « *syndrome de la guerre du Golfe* » est bien due à la présence d'UA. Mme Sara Flounders, l'une des responsables du Centre international d'action (International Action Center) créé par l'ancien ministre américain de la justice, M. Ramsey Clark, très engagé contre la guerre du Golfe et pour la levée de l'embargo à l'encontre de l'Irak, rapporte que l'administration des vétérans a mené une étude auprès de 251 familles de vétérans dans le Mississippi. Depuis la guerre, 67 % d'entre eux ont eu des enfants présentant de graves malformations.

Augmentation de certains cancers, malformations congénitales inconnues jusqu'alors, les mêmes phénomènes sont constatés en Irak dans des proportions alarmantes. Il est difficile d'évaluer exactement la quantité de munitions UA déversées sur ce pays, au Koweït et en Arabie saoudite. Selon l'armée américaine, plus de 14 000 tirs américains dont 7 000 durant l'entraînement avant la guerre dans le désert en Arabie saoudite et 3 000 perdues dans l'incendie d'une réserve de l'US Army à Doha, au Koweït. Il faut ajouter les tirs britanniques et probablement d'autres.

Un rapport secret de l'Atomic Energy Authority (agence britannique à l'énergie atomique), révélé en novembre 1991, indique qu'au moins 40 tonnes d'UA ont été laissées dans le désert par les armées alliées. Il note la présence de suffisamment d'uranium au Koweït et en Irak pour causer « 500 000 morts potentielles ». Neuf ans après la fin du conflit, les médecins irakiens continuent de constater un nombre anormalement élevé de leucémies chez les enfants, de tumeurs et cancers chez les adultes et de naissances ou avortements de fœtus présentant des malformations monstrueuses.

Deux symposiums internationaux (1994 et 1998) se sont tenus à Bagdad sur cette question, en présence de spécialistes étrangers et de vétérans de la guerre du Golfe. En décembre 1998, les participants ont souligné la nécessité d'engager, avec l'aide internationale, une étude épidémiologique approfondie permettant de mieux déterminer les liens de cause à effet. Ils ont posé aussi la question, insoluble pour l'instant, du repérage des zones touchées, notamment au sud, et de leur décontamination. « *L'interdiction de ces armes nous concerne tous, soulignait le docteur Sami El Aradji, l'un des responsables de la Société irakienne pour l'environnement et la protection, rencontré à Bagdad en mars dernier, car hier c'était l'Irak, mais ensuite ?* » Ensuite, c'est aujourd'hui la Yougoslavie. »

Christine Abdelkrim-Delanne

Source : Le monde diplomatique, février 2001

Loi du silence sur l'uranium appauvri, par Robert James Parson.

Depuis que les munitions à l'uranium appauvri (UA) ont été testées par les Etats-Unis contre l'Irak, décès et maladies inexplicables se multiplient chez les combattants ayant servi dans le Golfe, mais aussi en Bosnie et au Kosovo. A des degrés divers, les agences des Nations unies ont imposé une chape de silence sur la dangerosité radiologique et chimique de cette arme. N'a-t-il pas fallu attendre janvier 2001 pour que l'Organisation mondiale de la santé « envisage » d'enquêter sur les effets de l'UA sur les populations du Golfe ?

Annoncé, reporté plusieurs fois, puis resurgi sous la pression des agences internationales d'aide humanitaire présentes au Kosovo, le projet d'élaboration d'un rapport sur l'uranium appauvri (UA) par l'Organisation mondiale de la santé (OMS) n'a tou-

jours pas abouti. Après l'éclatement de l'affaire dite du « syndrome des Balkans », l'OMS s'est contentée de publier en janvier 2001 un aide-mémoire qui, en quatre pages, prétend traiter de l'essentiel du sujet. Cherchant surtout à calmer le jeu et à rassurer le public, les informations y sont vagues et souvent en flagrante contradiction avec les connaissances scientifiques actuelles. Si radiation il y a, affirme le texte, elle se situe en dessous du seuil acceptable : « La science fait apparaître comme improbable la détection d'une augmentation du risque de leucémie chez les militaires dans les Balkans en relation avec l'exposition à l'uranium appauvri. »

Plus haute instance mondiale dans le domaine de la santé, comment l'OMS at-elle pu produire un tel document ? Elle y recommande, par exemple, comme « raisonnables » des « opérations de dépollution » aussi invraisemblables que celle consistant à récupérer des milliers de milliards de particules radioactives invisibles répandues sur des centaines de kilomètres carrés de territoire et mélangées avec des centaines de milliers de tonnes de terre !

En fait, un accord passé avec l'Agence internationale de l'énergie atomique (AIEA) en 1959 interdit à l'OMS de traiter des questions de radiation et de santé publique sans l'aval de celle-ci. Aval qui n'est pratiquement jamais donné. Dans les années 1950, aux Etats-Unis, pour justifier les budgets faramineux destinés à l'arsenal nucléaire, le gouvernement Eisenhower joua sur les retombées civiles de la recherche militaire. Il fit naître, en 1954, le programme « Atomes pour la paix », promettant à l'opinion une électricité, non seulement « propre », mais trop abondante pour qu'il vaille la peine de la facturer.

Bien des membres de la communauté scientifique, peu ou pas impliqués dans les recherches militaires, rappelèrent alors les travaux qui valurent à Herman Joseph Muller de recevoir un prix Nobel en 1946. Il avait découvert le caractère mutagène terrifiant de la radiation ionisante. C'est précisément cette radiation que les centrales nucléaires prévues par « Atomes pour la paix » allaient introduire au sein de la population civile. Le docteur John W. Gofman, chef du groupe plutonium ayant isolé le premier milligramme de plutonium en 1942, ne cessait pour sa part de marteler : « *D'après toute norme raisonnable basée sur des épreuves scientifiques, il n'existe aucune dose sûre.* » Face à de telles réticences, les Etats-Unis poussèrent en 1956 à fonder l'AIEA, organisation du système de l'ONU dont le mandat revient tout simplement à promouvoir l'industrie nucléaire. En 1957, l'OMS a organisé une conférence internationale sur les effets de la radiation sur la mutation génétique, dont les prémisses de base, issues des expériences de Muller, se reflètent dans les monographies présentées à la conférence et ensuite publiées. Pourtant, en 1959, le débat est clos. L'OMS accepte l'accord avec l'AIEA, selon lequel « *chaque fois que l'une des parties se propose d'entreprendre un programme ou une activité dans un domaine qui présente ou peut présenter un intérêt pour l'autre partie, la première consulte la seconde en vue de régler la question d'un commun accord.* » C'est cette obligation de « commun accord » qui permettra à l'AIEA d'empêcher presque tous les efforts de l'OMS dans le domaine des rapports entre santé publique et radiation.

C'est ainsi que, lorsque l'OMS se propose de publier un aide-mémoire sur l'uranium appauvri, le projet n'aboutit pas. L'étude générique, qui traîne encore, devait se limiter à l'UA, « *contaminant chimique en tant que métal lourd* ». Il faudra que l'uranium appauvri fasse la « une » de la presse internationale pour que l'OMS annonce que l'étude sera étendue à la radiation.

Le travail supplémentaire sera assuré par des experts en provenance d'organisations telles que le Nuclear Radiation Protection Board du Royaume-Uni (instance vivement critiquée par les anciens combattants britanniques atteints du syndrome de la guerre du Golfe) et, bien sûr..., l'AIEA. Les organisations d'aide humanitaire présentes à Kosovo, telles le Haut-Commissariat pour les réfugiés, le Programme alimentaire mondial, l'Office des Nations unies pour la coordination des affaires humanitaires, l'Organisation des migrations internationales, qui, en vertu de leur appartenance au système onusien, sont obligées de se référer à l'OMS pour toute question de santé publique, attendent toujours.

Les normes qui, actuellement, établissent la dose de radiation « supportable » sans danger par l'organisme humain ont été fixées à partir d'études faites par l'Atomic Bomb Casualty Commission du Pentagone sur les survivants de Nagasaki et de Hiroshima, études dont un objectif important, sinon le principal, fut de déterminer l'efficacité de la bombe en tant qu'arme de guerre. Ces études (dont les détails ne furent publiés qu'en 1965) commencèrent en 1950, moment où bon nombre de victimes qui avaient initialement survécu étaient déjà mortes des suites des bombardements. Le groupe étudié comprenait surtout des sportifs jeunes en relativement bonne forme. Les personnes particulièrement vulnérables aux effets néfastes de la radiation - les enfants, les femmes et les vieux - n'y figurent pas.

Ces études des survivants furent rapidement terminées, sans attendre le développement de cancers qui mettent des décennies à apparaître. De plus, elles furent menées par des physiciens sans formation en biologie. A l'époque, ceux-ci ignoraient encore l'existence - sans parler du fonctionnement - de l'ADN, et ne distinguaient pas entre les effets d'une seule explosion vive et intense et ceux d'une radiation de source interne, lente et constante, comme celle émise par les particules d'UA (qui pénètrent dans le corps par voie d'inhalation, d'ingestion, ou de blessures sur la peau).

Le lobby nucléaire a toujours prétendu que les effets de la radiation faible sont trop infimes pour être étudiés. On a donc extrapolé à partir des effets observés après une irradiation à forte dose (Hiroshima et Nagasaki), suivant cette logique : si 1 000 survivants étaient malades après l'exposition à une dose 100 (chiffre arbitraire), 500 seraient malades exposés à une dose 50 et un seul dans le cas d'une dose 0,5. Donc, en dessous de cette exposition, personne n'est affecté !

Doutes sur les normes actuelles

OR une étude sur les enfants nés de mères ayant subi des radiographies pendant

leur grossesse, de la chercheuse anglaise Alice Walker, a mis en évidence le danger de la radiation à faible dose pour l'organisme humain. Dans les années 1970, elle arriva aux mêmes conclusions pour les employés de l'usine de fabrication d'armes nucléaires de Hanford aux Etats-Unis. En 1998, toujours vaillante malgré ses quatre-vingt-onze ans, elle a publié, avec George W. Kneale, une réévaluation approfondie des enquêtes faites sur les survivants de 1945, montrant de façon irréfutable les erreurs présentes dans les études ayant servi de base à l'établissement des normes actuelles. Ce sont ces normes qui permettent à l'aide-mémoire de l'OMS de parler de « *dose journalière acceptable* » applicable aux personnes exposées à l'UA. Allant dans le même sens, le docteur Chris Busby, chercheur anglais auteur de nombreux ouvrages sur les effets de la radiation faible (travaux contestés par l'establishment nucléaire), a expliqué le mécanisme par lequel une radiation faible interne et chronique détruit de façon systématique l'ADN des cellules pour produire des mutations à la base des cancers.

Les normes internationales ont été revues à la baisse par l'International Commission for Radiation Protection - agence chargée d'élaborer ces normes, qui sont ensuite appliquées par l'AIEA - à plusieurs reprises, plus récemment en 1965, 1986 et 1990. La révision de 1990 a réduit dans un rapport de 5 à 1 la dose permise. Les Etats-Unis n'ont toujours pas accepté cette révision. C'est donc sur des doses cinq fois plus élevées que celles acceptées par le reste du monde qu'ils prétendent que leurs soldats ont subi des doses « sûres » pendant la guerre du Golfe.

L'instance la plus haute en la matière aux Etats-Unis est l'Atomic Energy Commission (AEC), agence civile, mais en réalité dirigée par le haut commandement militaire qui, ainsi, contrôle le développement de toute technologie nucléaire. Toutes les sources principales de la radiation ionisante sont ainsi tombées sous le contrôle de personnes et d'institutions qui n'ont aucun intérêt à en explorer la dangerosité. Les quatre autorités scientifiques les plus éminentes ayant travaillé pour l'AEC sont MM. John Gofman, Karl Z. Morgan, Thomas Mancuse et Mme Alice Stewart. Chacun à son tour fut renvoyé pour avoir présenté des résultats d'études démontrant que l'exposition à la radiation faible provoque le cancer. L'aide-mémoire de l'OMS s'inscrit donc dans un historique de dénégation générale, dont l'affaire de l'UA en Yougoslavie n'est que l'épisode le plus récent.

Pendant la guerre du Kosovo, en mai 1999, l'ONU a organisé un voyage de représentants de toutes les agences impliquées dans le conflit afin d'en dresser une évaluation préliminaire. Chacune a rédigé un rapport qui, par la suite, a été partagé avec les autres agences. Le Programme des Nations unies pour l'environnement (PNUE) y a participé, mais son rapport a été supprimé. Rendu public le 18 juin 1999, grâce à une fuite, dans deux quotidiens de Suisse romande, le *Courrier* et la *Liberté*, le document issu de la plume de M. Bakary Kante, conseiller du directeur général du PNUE Klaus Toepfer, tirait le signal d'alarme sur la pollution engendrée par les bombardements et signalait spécifiquement l'UA. Un autre rapport sur la pollution, commandité par la Commission européenne et publié en juin, peu après la fin de la guerre, s'est donné la peine d'identifier ses sources (experts sur le terrain et ailleurs, ouvrages, monogra-

phies spécialisées, etc.) mais ne mentionne quasiment pas l'uranium appauvri. Sur une liste sommaire des types de pollution figure l'indication unique : « UA », suivie de la mention « en Yougoslavie - prétendu ». On pourrait supposer que ce groupe de travail ignorait l'existence du document de Kante. Pourtant, plusieurs paragraphes de son rapport le reproduisent mot à mot, et la liste de quelque 80 sites bombardés est identique à celle constituée par M. Kante.

Peu après, le PNUE constitue un groupe de travail, le Balkans Task Force (BTF), pour dresser un bilan complet. A sa tête M. Toepfer nomme M. Pekka Haavisto, ancien ministre de l'environnement de Finlande. Celui-ci est catégorique : l'UA fait partie du tableau global de la pollution et il ne faut pas l'écarter de l'enquête ; si on lui interdit de l'étudier comme pollution radioactive, il l'étudiera comme pollution chimique (*voir encadré*).

Où sont les sites contaminés ?

Le rapport du BTF enfin prêt, son lancement à Genève est annoncé pour le 8 octobre 1999. Un journaliste qui se rend au bureau du PNUE à Genève, siège du BTF, à la recherche anticipée d'une copie, est accueilli par M. Robert Bisset, porte-parole et bras droit de M. Toepfer, qui lui interdit tout contact avec l'équipe de M. Haavisto. On apprend finalement que ce dernier, contrairement au plan prévu, donnera une conférence de presse, le 11 octobre à New York. Les journalistes qui suivent de près la question de l'UA au Kosovo, tous basés à Genève, se voient ainsi ôter la possibilité d'interroger le responsable du rapport.

Retravaillée par M. Bisset, la partie finale du rapport est réduite de 72 pages à 2, comme en témoigne son texte boiteux (plus tard, les parties manquantes paraîtront sur le site Internet du PNUE). Ses conclusions et recommandations parlent d'empêcher tout accès aux sites contaminés, tout en déclarant que ceux-ci... ne peuvent être repérés. L'experte canadienne Rosalie Bertell avait conseillé au BTF de prendre des échantillons sur les filtres d'air des véhicules au Kosovo, sur les chars blindés touchés, et sur des sites probablement atteints par des armes à l'UA : aucun échantillon conforme à ses conseils ne sera recueilli lors de la seule mission menée sur le terrain.

Pendant tout ce temps, Genève assiste à un défilé de personnalités directement impliquées dans la question. Envoyé spécial aux Balkans du Haut-Commissariat pour les réfugiés, M. Dennis McNamara parle du retour de ces derniers sur des sites « *d'environnement sûr* ». Mais par « sûr », il entend « militairement sûr » et insiste au cours d'une conférence de presse tenue au Palais des nations le 12 juillet 2000 : « *L'OTAN assure que l'UA ne pose pas de problème.* » Sous-secrétaire d'Etat des Etats-Unis pour la population, les réfugiés et la migration, venue à Genève vanter devant le Conseil économique et social de l'ONU la réussite de la « guerre humanitaire », Mme Julia Taft avoue, elle, pendant une autre conférence de presse (Palais des nations, 14 juillet 1999), qu'elle ne sait pas ce qu'est l'UA. Interrogé par nos soins, M. David Kyd, porte-parole de l'AIEA, prétend que le mandat de son agence ne permet aucunement à celle-ci d'enquêter sur l'uranium appauvri et assure que l'UA est de toute façon

inoffensif. Le docteur Keith Baverstock de l'Office régional pour l'Europe de l'OMS débite la même litanie sur l'absence totale de danger, tout en ajoutant que « *l'UA pourrait causer des problèmes dans une situation de bataille* » ! Enfin, devenu envoyé spécial aux Balkans du secrétaire général de l'ONU, l'ancien premier ministre suédois Carl Bildt tranche : l'affaire de l'UA est une « non-affaire ».

En mars 2000, le Military Toxics Project, ONG antinucléaire américaine, annonce qu'une carte des cibles touchées par l'uranium appauvri au Kosovo aurait été remise par l'OTAN au PNUE en janvier, information confirmée par une source du ministère des affaires étrangères des Pays-Bas. Craignant un tollé général, M. Toepfer convoque une réunion de crise à Genève, le 20 mars 2000, pour arrêter une stratégie. Il est trop tard. Le matin même, le *Courrier*, dernier journal indépendant de Suisse romande, publie la carte.

Le lendemain, M. Haavisto tient une conférence de presse pour la rendre publique. S'il se veut rassurant, il renvoie cependant aux recommandations du rapport d'octobre : il convient d'empêcher l'accès aux endroits contaminés - tout en indiquant que la carte disponible n'est pas assez précise pour identifier ceux-ci. Un communiqué de presse signale l'étude de l'OMS éternellement en préparation et une autre commanditée par le BTF auprès de la Royal Society du Royaume-Uni (dont on n'a plus parlé depuis).

La carte, censée révéler les 28 sites touchés par des projectiles flèches [en anglais : *penetrators*] antichars de 30 mm lâchés par des avions A-10, pose pourtant des questions. Les cibles sont concentrées près de la frontière albanaise (zones d'occupation italienne et allemande), où Tito, craignant l'irréductibilité du dirigeant albanais Enver Hoxha, avait fait construire d'importantes installations militaires souterraines en béton. Selon M. Jacques Langendorf, analyste militaire suisse ayant visité les lieux du temps de Tito, les projectiles flèches de 30 mm auraient peu d'effet contre ce béton, mais des missiles Cruise armés d'UA pourraient s'avérer efficaces. Et, selon l'analyste britannique Dennis Flaherty, un des buts de la guerre aurait été de tester de tels missiles équipés d'une nouvelle technologie (appelée Broach), qui permet de tirer jusqu'à dix projectiles flèches à la fois, en vue d'une pénétration plus efficace de bunkers souterrains. Après des demandes insistantes du secrétaire général de l'ONU, M. Kofi Annan, une nouvelle carte a été remise à M. Toepfer, en juillet 2000, par l'OTAN. Elle comporte 112 cibles accompagnées d'une liste de munitions censées y avoir été lâchées (une vingtaine de sites portent la mention « *inconnu* » en face du type de munitions - invraisemblable vu les systèmes de contrôle informatique dont disposent et l'OTAN et le Pentagone) et aurait été cachée à M. Haavisto jusqu'en septembre. En la découvrant, ce dernier aurait voulu mettre immédiatement sur pied une mission d'enquête au Kosovo. M. Toepfer aurait interdit une telle démarche avant les élections du 24 octobre 2000, craignant, en cas de révélations inquiétantes... des exodes massifs, comme pendant la guerre.

Quoi qu'il en soit, le Haut-Commissariat pour les réfugiés, las d'attendre l'OMS,

a mis sur pied ses propres consignes pour son personnel : aucune femme enceinte ne sera envoyée au Kosovo, toute personne pressentie pour cette zone doit avoir l'option d'un autre poste ailleurs, et tout fonctionnaire envoyé au Kosovo doit voir figurer dans son dossier une indication de « service sur le terrain », pour faciliter la recherche de compensation en cas de maladie provoquée par... la contamination. Selon M. Frederick Barton, haut-commissaire adjoint pour les réfugiés, les efforts du HCR pour signaler le danger de contamination aux populations civiles se sont heurtés à une résistance formidable tant de la part des chefs politiques albanais que de la part de l'administration de l'OTAN et de l'Unmik (Mission des Nations unies au Kosovo).

Pour la docteure Rosalie Bertell, la « non-affaire » de l'uranium appauvri s'inscrit en droite ligne dans une longue histoire qui se joue encore et semble loin de se terminer. Une « non-affaire » à suivre.

Robert James Parsons

Dossier :

La prolifération nucléaire

Rédigé par Jean-Baptiste Avrillier et Frédéric Morlaye, X(96)

1 Fonctionnement et fabrication d'une arme nucléaire

1.1 Les différents types d'armes

Les armes à fission

Il existe deux techniques d'armes à fission.

La première est la méthode dite du tube-canon, encore appelée bombe à rapprochement schématisée en figure 1. Deux masses sous-critiques d'uranium 235 sont placées à chaque extrémité d'un tube. A l'aide d'un explosif conventionnel mis à feu en temps voulu, on projette les deux masses l'une contre l'autre de manière à obtenir une masse sur-critique. C'est ainsi que fonctionna la bombe d'Hiroshima. Cette technique a l'avantage de ne nécessiter aucun essai préalable, ce qui est intéressant pour des pays cherchant à se doter d'une arme simple et bon marché. Son gros inconvénient est d'être irréalisable dans le cas du plutonium en raison de la présence de l'isotope 240 dont la fission spontanée peut perturber la réaction en chaîne (c'est également vrai pour l'isotope 239, mais dans une moindre mesure). La puissance d'une telle bombe est donc limitée.

La seconde technique est la méthode par « implosion » est schématisée en fig. 2.

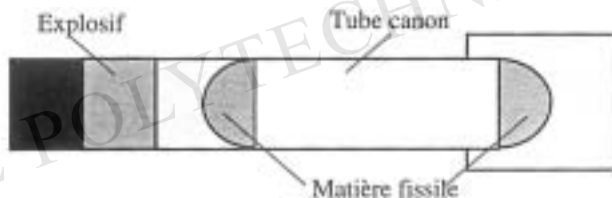


FIG. 1 : Schéma d'une bombe à rapprochement.

Elle consiste à entourer une sphère de plutonium de densité sous-critique (par exemple une sphère creuse) d'explosifs très puissants que l'on met à feu simultanément.

Ainsi celle-ci est transformée par cette compression soudaine en une sphère pleine sur-critique. Cette bombe est plus rapide, plus efficace en termes d'énergie produite par masse, et nécessite donc une moins grande quantité de matière fissile. C'est la principale technique utilisée actuellement.

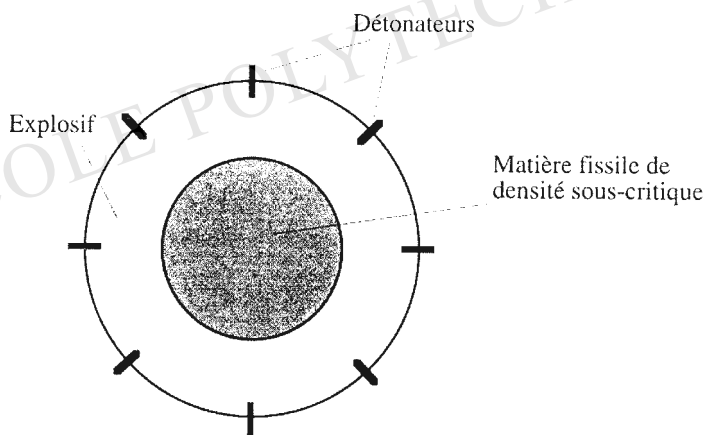
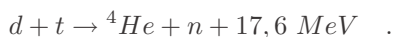


FIG. 2 : Méthode par implosion.

Les armes à fusion

D'une grande simplicité théorique, le principe de la fusion pose de très importantes difficultés de réalisation. La réaction de fusion utilise l'énergie libérée par le processus de fusion du deutérium et du tritium selon la réaction :



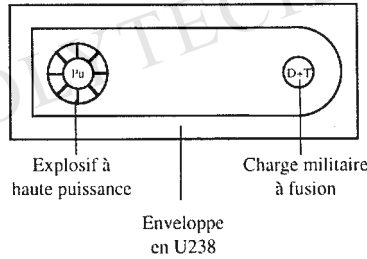


FIG. 3 : Schéma d'une arme thermonucléaire.

En fait, comme ces deux éléments sont gazeux à température ambiante, et devraient donc être fortement refroidis pour être utilisables, et que le tritium s'altère assez rapidement, on leur préfère le deutériure de lithium (Li D), contenant du lithium 6 qui, sous l'impact d'un neutron produit par une fusion $d+d$, fissionne pour produire un tritium, ce qui accélère la réaction thermonucléaire.

La difficulté vient de ce que le démarrage d'une réaction de fusion exige simultanément une forte densité du mélange à faire fusionner, inaccessible par les moyens mécaniques classiques, et une température d'environ 50 millions de degrés. C'est donc l'explosion d'une bombe à fission installée à l'intérieur du compartiment contenant le deutérium et le tritium qui permet d'obtenir les températures requises. Le schéma du dispositif est représenté en figure 3. L'énergie est apportée par la fission d'une petite masse de plutonium. Elle est transmise sous forme de rayons X mous se propageant suivant un processus de marche au hasard : la construction d'une telle bombe nécessite donc une maîtrise des calculs de diffusion et d'écoulement d'un fluide compressible. De plus, le matériau thermonucléaire est mis à feu par la fission d'un bouchon explosif inséré. Enfin, les neutrons thermonucléaires peuvent être récupérés pour fissionner un élément adjacent d'uranium naturel ou enrichi, ce qui peut apporter jusqu'à 50% de l'énergie totale.

C'est bien entendu l'arme de choix : elle est sûre, légère et consomme moins de matériau fissile. Elle peut être de puissance très variable, allant couramment de 20 kt (à peu près comme Hiroshima) à 500 kt, le record à ce jour étant de 60 Mt.

Il existe un deuxième type d'armes utilisant la fusion : ce sont les armes dites à fission exaltée. Il est en effet possible, en incorporant une faible quantité de combustible thermonucléaire à proximité immédiate d'une masse de fission (par exemple à l'intérieur de la sphère de plutonium), de produire un effet d'exaltation car la fusion des noyaux émet une grande quantité de neutrons libres qui augmentent la quantité de fissions donc l'énergie dégagée. Ces armes sont généralement un prélude à l'arme thermonucléaire. Extrêmement féconde, cette voie n'est praticable que si l'on est en mesure de tâtonner grâce à un nombre relativement élevé d'essais.

Enfin, la grande quantité de neutrons émise par la fusion du deutérium et du tritium peut être utilisée pour réaliser une bombe à neutrons, dont l'objectif est de dégager non pas une forte énergie mais une grande quantité de neutrons. Une telle arme permet donc d'éliminer les êtres vivants sans altérer les infrastructures. Mais son efficacité réelle est limitée car 3m d'eau ou un souterrain permettent d'arrêter le flux de neutrons.

La bombe radioactive

Cette arme est composée d'un explosif conventionnel couplé à un produit radioactif fortement contaminant tel que de l'uranium faiblement enrichi ou fortement enrichi, du plutonium séparé de déchets d'une centrale, des combustibles irradiés, du cobalt médical, des déchets vitrifiés, du césium 137, du cobalt 60, du strontium, etc. L'explosion d'une telle bombe disperserait ce produit dans l'air, l'eau, la nourriture, rendant la décontamination quasiment impossible et la zone touchée longtemps inhabitable (plusieurs dizaines d'années selon les normes actuelles). Cette arme est très attractive pour les groupuscules terroristes car elle ne nécessite aucune technologie et ses composants sont en vente libre. Cependant, elle reste très dangereuse à manipuler et pose de sérieux problèmes de transport.

1.2 Moyens nécessaire à leur réalisation

La matière fissile

Le combustible le plus simple est l'uranium hautement enrichi (UHE), contenant plus de 90% d'uranium 235. Il en faut 25 kg pour réaliser une arme nucléaire, sachant que la masse critique de l'uranium 235 à l'état métallique est de 22,8 kg. Il apparaît cependant que de l'uranium avec plus de 20% d'U235 soit militairement utilisable.

Le plutonium 239 est un combustible plus élaboré. Sa masse critique est nettement inférieure (5,6 kg) et il suffit officiellement de 8 kg de plutonium pur pour fabriquer une arme nucléaire. En fait, 4 kg de plutonium et une technologie avancée suffisent pour une bombe de faible puissance. Bien que le plutonium dit de qualité militaire doive contenir plus de 99% de plutonium 239, il semble que le plutonium obtenu par séparation des déchets d'une centrale nucléaire soit utilisable : ainsi 7 kg de celui-ci suffisent. Son gros défaut est de contenir du plutonium 240 qui, du fait d'un fort taux de fissions spontanées productrices de neutrons, peut amorcer la réaction et provoquer une explosion incontrôlée produisant une puissance beaucoup plus faible (jusqu'à 20 fois moins que la bombe de Nagasaki). Ces fissions spontanées, également présentes dans l'isotope 239, provoquent de plus un dégagement de chaleur, ce qui peut poser un problème avec les explosifs tout proches.

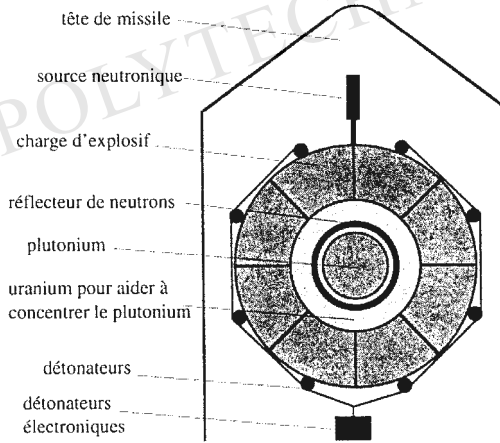


FIG. 4 : Éléments d'une arme nucléaire rudimentaire.

Enfin, l'uranium 233, provenant (indirectement) de l'absorption d'un neutron par le thorium 232, peut théoriquement être utilisé comme combustible fissile : 8 kg suffisent à fabriquer une arme nucléaire, et il possède l'avantage sur le plutonium de ne pas présenter de fission spontanée. Cependant, il est généralement accompagné d'uranium 232 en faible proportion (autour de 1%), qui se transforme après 6 désintégrations α en thallium 208, fort émetteur de rayons γ . Ainsi, après 2 ans, un échantillon standard d'uranium 233 émet une dose létale de rayonnement en 20 minutes à 1 mètre de distance. En plus de le rendre très dangereux à manipuler, cela le rend très fortement détectable, à moins de disposer d'un très fort blindage.

Moyens techniques et financiers

La réalisation d'une bombe à « implosion » (voir figure 4) nécessite, outre la matière fissile, certains matériels bien spécifiques. Le plus important est l'équipement électronique de synchronisation de la mise à feu. En effet, outre la quantité de combustible disponible, c'est bien le dispositif de déclenchement qui joue le rôle décisif pour l'efficacité réelle d'une arme nucléaire : si la synchronisation n'est pas assez précise, l'explosif fera « long feu » et l'explosion sera très peu rentable. On doit donc recourir à des horloges électroniques sophistiquées pour obtenir une chronométrie fiable.

Les autres équipements nécessaires sont : les explosifs chimiques provoquant la condensation, disponibles dans les poudreries militaires conventionnelles ; un générateur de neutrons, à base de deutérium et de tritium, provoquant la détonation à l'instant voulu, en vente libre du fait de son utilisation dans les forages pétroliers ; le réflecteur de neutrons, en uranium 238 ou le plus souvent en béryllium, pour focaliser l'onde de choc et les neutrons, lui aussi en vente libre ; enfin, le circuit de sécurité et

de contrôle et les matériaux composites de l'architecture, facilement disponibles. Il ne manque plus ensuite que le vecteur de la bombe.

De plus, la réalisation d'une telle arme nécessite une certaine technologie, en matière de détonique, de calcul des structures, de calcul de fission et de métallurgie en milieu protégé. Cependant, ce savoir-faire se trouve dans la littérature non classifiée, et est facilement accessible aux pays industriels.

Ainsi, en 1976, des experts estimaient que quelques ingénieurs isolés, disposant d'informations non classifiées et de 6,96 kg de plutonium pouvaient fabriquer une bombe rudimentaire d'une puissance trois fois inférieure à Hiroshima. Aujourd'hui, avec 200 millions de dollars, on peut fabriquer une charge nucléaire de première génération, de type « tube-canon », sans essais nécessaires, à condition de disposer de la matière fissile et de ne rien dissimuler : en effet, le coût principal vient de la dissimulation de cette entreprise, ce qui peut la rendre 10 à 50 fois plus chère.

2 Les moyens de la prolifération – matières fissiles

2.1 Obtention des matières fissiles

L'uranium 235

L'uranium 235 de qualité militaire est obtenu par enrichissement de l'uranium naturel dans des usines de séparation isotopique spécialement conçues à cette fin. Les procédés d'enrichissement sont les mêmes que ceux utilisés pour obtenir l'uranium enrichi à 3% utilisé dans les réacteurs à eau pressurisée.

Tous les procédés d'enrichissement de l'uranium reposent sur la différence de masse entre les noyaux des deux isotopes de l'uranium (235 et 238).

1. Diffusion gazeuse

C'est la méthode la plus courante pour obtenir de l'uranium faiblement enrichi utilisable dans les réacteurs civils. L'uranium, sous forme d'hexafluorure (UF_6), est envoyé dans un récipient cylindrique vertical appelé diffuseur. Une membrane très fine sépare le diffuseur en deux compartiments, et laisse passer de façon privilégiée les molécules les plus légères, qui sont aussi les plus rapides. L'opération doit être répétée un grand nombre de fois et l'usine comporte des milliers d'étages successifs. Celle d'EURODIF de Tricastin compte ainsi 1400 étages à l'intérieur desquels circule l'hexafluorure d'uranium.

2. Centrifugation gazeuse

Cette méthode est basée sur la séparation des éléments suivant leur masse grâce à la force centrifuge. C'est une méthode très utilisée qui se satisfait d'unités de

production de petite taille et qui consomme peu d'énergie. En outre, l'amélioration de la résistance des bols grâce à l'utilisation de matériaux composites autorise des vitesses extrêmement élevées. Cette voie a été explorée par l'Iraq.

3. Séparation électromagnétique ou « calutron » (California University Cyclotron)

Les ions, déviés par un champ magnétique intense, suivent des trajectoires différentes suivant qu'ils sont légers ou lourds. Cette méthode a été utilisée pour la fabrication de la première bombe à uranium hautement enrichi, mais présente de nombreux inconvénients : grosse consommatrice d'électricité, génératrice de perturbations gênantes, elle requiert d'énormes installations chimiques. L'Iraq l'utilise actuellement.

4. Séparation aérodynamique

Variante de la méthode précédente, elle recourt à l'écorçage de jets gazeux d'hexafluorure d'uranium convenablement orientés. Nommé « procédé Becker » en Allemagne et au Brésil, utilisé en Afrique du sud.

5. Enrichissement par échange chimique

Fondé sur le principe d'un échange d'ions de valence différente, ce procédé est utilisé par la France et par le Japon.

6. Enrichissement par laser

Étudié à Livermore (USA) et à Saclay, ce procédé repose sur un principe simple : l'exploitation des différences de configuration électronique des atomes d'uranium 235 et 238. Cette technique demande un très haut niveau de recherche.

Le plutonium

1. Le plutonium de qualité militaire

Le plutonium utilisable est l'isotope 239. Pour un usage militaire, le plutonium doit contenir moins de 7% d'isotopes Pu 240 et 242. Ces isotopes émettent des neutrons de façon spontanée, d'où un risque majeur d'amorce de réaction en chaîne incontrôlée. L'isotope 241 est utilisable mais se transforme en Am 241 très toxique (fort émetteur X et gamma).

Notons enfin que les Etats-Unis ont déclaré avoir expérimenté en 1962 une bombe utilisant du Plutonium civil (moins de 75% de Pu 239, soit un combustible étant resté un an dans un réacteur civil).

2. Les réacteurs

Le plutonium est un sous produit du cycle de combustion de l'uranium dans les réacteurs. Sa création varie suivant les réacteurs des diverses filières, mais on peut exploiter l'exemple d'un réacteur PWR de 1000 MW consommant 20 tonnes d'uranium faiblement enrichi par an. Au bout d'un an, il y aura 200 kg de plutonium dans le réacteur (1% du total), 1/8 étant du ^{241}Pu très radiotoxique (environ 40 fois plus que l'isotope 239). Son extraction des barres d'uranium fait appel à une méthode de dilution chimique appelée PUREX.

Les diverses filières se prêtent de manière inégale à la prolifération : – Réacteurs CANDU : uranium naturel et eau lourde : il est possible de remplacer les barres de combustible sans interrompre l'activité, et donc de prélever le ^{239}Pu avant irradiation neutronique maximale (ex : réacteur de Savannah River aux USA, Cirrus en Inde). – Uranium naturel-graphite-CO₂ : traditionnellement considérée comme la plus proliférante car le combustible n'est pas enrichi. Le réacteur peut être rechargé sans interruption d'activité (ex : réacteur de Yongbyan en Corée du Nord). – Réacteur de recherche : faible puissance et forte concentration en ^{235}U en général - permet surtout des détournements d'uranium 235 (ex : Israël a un réacteur de recherche de 30 MW).

2.2 Les matières fissiles disponibles

La mise en place des accords START 1 et 2, qui visent notamment à réduire des deux tiers les arsenaux américains et (ex-)soviétiques avant 2003 (date qui ne sera pas respectée) entraîne un accroissement considérable des stocks de matières fissiles.

Les matières militaires

1. USA

- 550 tonnes d'uranium hautement enrichi (UHE)
- 112 tonnes de Plutonium militaire dont :
 - 11 tonnes à Hanford,
 - 4,5 tonnes dans l'Idaho,
 - 2,6 tonnes au Los Alamos National Laboratory au Nouveau Mexique,
 - 12,9 tonnes à l'usine de Rocky Flats dans le Colorado,
 - 2,1 tonnes à Savannah River en Caroline du Sud,
 - 24 tonnes à l'usine Pantex au Texas,
 - 44,9 tonnes dans les armes.

2. Russie

- 720 tonnes d'UHE,
- 125 tonnes de Plutonium.

3. Monde (totalité)

- 1500 tonnes d'UHE,
- 265 tonnes de Plutonium dont :
 - 6,5 tonnes en France,
 - 11 tonnes au Royaume Uni,
 - 4 tonnes en Chine,...

Le désarmement des Grandes Puissances libérera dans les 20 prochaines années

200 tonnes de Plutonium et 1000 tonnes d'UHE, soit l'équivalent de 4 ans de consommation mondiale de matières nucléaires. D'après la Rand Corporation, le Plutonium et l'UHE des armes démantelées d'ici à 2003 permettraient de fabriquer 104 900 bombes primitives.

Les matières civiles

Les combustibles irradiés extraits des centrales après utilisation sont riches en radioéléments et en isotopes utilisables militairement. Notons cependant que le plutonium civil est d'utilisation malaisée. La concentration en isotopes 240, 242, 244 obtenus après irradiation neutronique prolongée dans un réacteur civil est importante et la séparation des isotopes du plutonium est très difficile, à l'inverse de l'uranium : la radiotoxicité du plutonium demande en effet des précautions excessivement importantes.

La récupération de l'uranium est chose plus aisée, dans des usines du type de celle de la Cogema à La Hague même si cela demande un haut niveau technologique.

Il y a actuellement 100 000 tonnes d'uranium hautement enrichi dans les combustibles irradiés, et environ 640 tonnes de plutonium (on en prévoit 2 400 tonnes en 2005). Les stocks de plutonium dans les combustibles irradiés s'accroissent de 140 tonnes par an environ.

2.3 Non prolifération et pays du seuil

La lutte contre la prolifération nucléaire est devenue une nécessité dès 1946 pour les Etats-Unis. L'accession de puissances locales à l'indépendance au cours des années 50 et 60 (Inde, Pakistan, Iran, Iraq, Syrie,...) et la bipolarisation du monde ont favorisé les désirs et les tentatives de nombreux pays de maîtriser l'atome à des fins militaires.

La lutte contre la prolifération

En 1956 a été créé l'AIEA - Agence Internationale pour l'Énergie Atomique - à l'instigation des États-Unis et de l'URSS afin de contrôler les filières nucléaires civiles et les industries nucléaires utilisables à des fins militaires. Cette agence, efficace dans sa gestion, manque à la fois de moyens - nombre d'inspecteurs dérisoires - et de pouvoir de contrainte - les inspections doivent être autorisées et prévues longtemps à l'avance. Devant l'afflux de nouveaux arrivants dans le Club nucléaire (Grande-Bretagne en 1958, France en 1960, Chine en 1964, Inde et Pakistan en 1998), les tensions dans certains pays pour se doter d'armes nucléaires ont poussé les États-Unis et l'URSS à geler la situation en 1968 au travers du Traité de non prolifération. Cinq membres

étaient reconnus puissances nucléaires et le traité, ratifié aujourd'hui par plus de 170 pays (à l'exception notable d'Israël, de l'Inde et du Pakistan) ouvrait la voie à une coopération plus accrue en matière de nucléaire civil en échange d'un abandon de la partie militaire. Globalement, le Traité a été suivi et des pays s'étant un jour doté de l'arme l'ont officiellement abandonné (Afrique du Sud, controverse au sujet de la Corée du Nord). Certains pays ont cependant poursuivi clandestinement un programme, ou se sont dotés d'un arsenal, n'étant pas partie pris au Traité, prolongé indéfiniment en 1995 (cas d'Israël, de l'Inde et du Pakistan).

Les pays du seuil

On appelle pays du seuil les pays ayant la technologie pour développer des armes nucléaires et ne le faisant pas pour des raisons politiques et les pays poursuivant des recherches les autorisant à court ou moyen terme à se doter de telles armes.

En voici quelques exemples avec des indices sur le développement de leurs travaux et de leur industrie nucléaire :

– **Israël**

- 2 réacteurs de recherche (fournis par la France et la Norvège)
- 1 centre d'enrichissement de l'uranium
- 2 usines de retraitement
- n'a pas ratifié le TNP mais est membre de l'AIEA : on estime son arsenal à une centaine d'armes.

– **Iran**

- achat de 2 centrales à la Russie et coopération avec la Chine.

– **Corée du Nord**

- réacteur graphite - gaz soviétique de 5 MW à Yongbyan avec un centre de retraitement (8 kg de plutonium par an possible)
- des laboratoires radiochimiques pour l'extraction du plutonium
- retirée du TNP en 1993

– **Iraq**

- adhérent au TNP depuis 1969
- avant la guerre du Golfe, la capacité d'enrichissement d'uranium naturel s'élevait à 15 kg d'UHE par an avec la technique du calutron
- l'Iraq a consacré entre 7 et 10 milliards de dollars au projet clandestin Petrochemical 3 qui visait à fabriquer des armes nucléaires.

– **Inde et Pakistan**

- essais de l'été 1998
- tous deux non signataires du TNP
- tous deux disposent d'un arsenal de quelques têtes.

3 Le recyclage des armes démantelées

3.1 L'Uranium hautement enrichi

L'élimination de l'UHE est possible et ne pose guère de problèmes. Il peut tout d'abord être utilisé comme combustible dans les sous-marins et les brise-glace nucléaires, ou alimenter les réacteurs de recherche. Mais la filière principale consiste à diluer l'UHE dans l'uranium naturel pour produire de l'UFE consommable en centrale électrique.

Les Américains le font déjà avec leur propre UHE. Si les Russes les imitaient, la quantité d'UFE obtenue ainsi permettrait de couvrir les besoins mondiaux des centrales de la prochaine décennie. Mais les Russes n'ont pas les moyens de financer une telle transformation. Or les 640 tonnes d'UHE dégagées par le démantèlement des 10 prochaines années représentent 9 milliards de dollars au prix actuel du marché de 14 000 dollars le kg, et bien plus au marché noir où le prix peut atteindre 500 000 dollars le kg. C'est pourquoi les Etats-Unis se sont engagés à leur en racheter 500 tonnes à 24 000 dollars le kg. Leur purification (élimination des traces de plutonium ou d'autres éléments radioactifs) et dilution prendra 20 ans, à raison de 10 tonnes d'UHE transformées chaque année en 310 tonnes d'UFE (ce rythme pouvant être multiplié par trois dans 5 ans). Celui-ci sera transféré aux Etats-Unis et utilisé dans les centrales nucléaires civiles américaines à un prix de revient inférieur à celui du marché. Tout cela doit bien sûr être effectué dans des conditions de sécurité optimales.

3.2 Le Plutonium

Le plutonium militaire ne peut être utilisé directement sous forme de MOX (en le mélangeant avec de l'UFE) car il contient 1% de plutonium 241, qui se transforme par désintégration β en américium 241, néfaste dans les centrales civiles. Il faut donc le débarrasser préalablement de cet américium, qu'on entreposera en stockage profond. On peut ensuite transformer en MOX le plutonium purifié et le brûler dans les réacteurs à eau légère.

Cette transformation du plutonium militaire russe en MOX permettrait de récupérer l'équivalent de 200 millions de tonnes de pétrole, fournissant assez de combustible pour alimenter pendant 5 ans les réacteurs américains.

Cependant l'usage du MOX se heurte à de nombreux obstacles. Tout d'abord le MOX multiplie les risques de prolifération, car il nécessite des transports en grandes quantités entre usines de fabrication et centrales nucléaires, propices à un détournement de faibles doses à des fins militaires. Par ailleurs, l'énergie ainsi produite serait hors de prix : le coût de cette utilisation civile du plutonium militaire serait, selon des estimations américaines concordantes, de 18 000 dollars par kg, alors qu'il est de 7 600

dollars par kg pour le plutonium civil, déjà non compétitif : celui-ci ne serait rentable que si le prix de l'uranium naturel atteignait 200 dollars le kg, ce qui n'arrivera pas avant 50 ans. De surcroît, il faudrait le stocker longtemps - coût supplémentaire - en raison de la faible capacité de consommation de MOX des réacteurs actuels. Enfin, le MOX pose un sérieux problème de retraitement du combustible irradié, deux fois plus radiotoxique que les déchets ordinaires, intoxiquant les centrales et n'étant pas retraitable, donc à stocker.

Il semble donc plus rationnel, plus économique et moins risqué de mêler le plutonium militaire à des déchets ensuite stockés. Ce procédé, dont le coût s'élèverait à 1 000 dollars par kg, permet d'obtenir des déchets stockables et sûrs.

Certains suggèrent de laisser le plutonium dans les armes le plus longtemps possible, car c'est le système de stockage le moins dangereux et le moins coûteux. Cette solution est cependant difficilement défendable d'un point de vue géopolitique. D'autres imaginent de le faire exploser dans de gigantesques armes souterraines, ou bien de le satelliser ou de l'envoyer très loin dans l'espace, ou encore de le transformer en produit inerte dans un accélérateur de particules de 2 km de long, mais toutes ces idées sont aujourd'hui irréalisables à l'échelle industrielle. Enfin, à l'avenir, certains proposent de l'irradier dans des réacteurs de type Rubbia pour augmenter la proportion des isotopes supérieurs, le rendant ainsi militairement inutilisable. Reste alors à stocker le produit ainsi obtenu...

4 Cadre juridique de la lutte contre la prolifération

4.1 Le traité de non prolifération

Élaboré en 1968, il est entré en application en 1970 pour une période de 25 ans et a été prolongé indéfiniment en 1995 après de vives controverses et l'hostilité de pays comme l'Inde et l'Iran. Ce traité crée un clivage entre les pays dotés d'armes nucléaires et tous les autres pays qui sont exclus de ce club. En 1967, les pays disposant d'armes nucléaires étaient les États-Unis, l'URSS, la Grande Bretagne, la France et la Chine. ce traité fut négocié entre les USA et l'URSS pour contenir les désirs de nombreuses puissances régionales d'accéder à l'atome militaire.

Le traité stipule que les pays qui ne disposent pas de l'arme nucléaire y renoncent, en échange de quoi leur sera assurée une protection de la part des pays nucléaires et leur sera favorisé l'accès au nucléaire civil. Globalement, le traité a été efficace, même s'il fut souvent complété par des accords bilatéraux, puisqu'à l'aube du 21^e siècle, seuls trois pays supplémentaires se sont dotés d'arsenaux nucléaires : l'Inde, le Pakistan et Israël. Encore faut-il noter que ces pays ne sont pas signataires du TNP.

4.2 Les accords bilatéraux de désarmement

Les balbutiements des discussions de désarmement remontent au début des années 60. Mais il a fallu attendre les accords SALT (Strategic Arms Limitation Talks) et le traité ABM (Anti Ballistic Missiles) de 1972 pour enregistrer une véritable volonté de limiter ou réduire les armements stratégiques. Le bond le plus spectaculaire fut réalisé en 1987 avec le traité dit « double option zéro » qui éliminait les armes à courte et moyenne portée (< 5000 km) de l'espace européen. Ensuite, les accords START 1 et 2 (Strategic Arms Reduction Talks) des années 91 et 93 prévoyait une diminution des deux tiers des arsenaux américains et soviétiques, ne laissant que 3000 armes environ aux américains et aux russes, unique héritiers de l'arsenal soviétique.

4.3 L'agence internationale à l'énergie atomique

Agence créée en 1956 et placée sous l'égide de l'ONU, elle a pour tâche d'inspecter les sites nucléaires et de contrôler les transferts de matières fissiles et de technologies. Efficace, elle souffre cependant d'un manque de moyens et doit avoir l'autorisation des pays concernés pour effectuer des inspections, ce qui rend son action aléatoire pour les pays qui développent un programme clandestin.

4.4 Traités divers relatifs aux essais nucléaires et aux zones dénucléarisées

Plusieurs traités locaux ont établi des zones dénucléarisées. Citons par exemple le traité de Rarotonga faisant du Pacifique sud une zone exempte d'armes nucléaires. Des traités similaires ont été signés en Afrique, en Amérique du Sud, en Europe orientale. Toutefois, ces traités n'engagent guère ceux qui les signent et restent des déclarations d'intentions.

Depuis 1996, le traité d'interdiction totale des essais nucléaires termine un cycle de limitation ou de moratoire des essais débuté en 1963 par les États-Unis et l'URSS (interdiction des essais aériens à l'époque). Ce traité n'a cependant pas été signé par plusieurs pays qui continuent leurs programmes d'expérimentation, tels la Chine, l'Inde, le Pakistan.

Bibliographie

1. *L'économie de l'apocalypse*, Jacques Attali.
2. *La prolifération nucléaire*, François Géré, Collection Que sais-je ?

3. *Feux follets et champignons nucléaires*, Georges Charpak et Richard Garwin, Éditions Odile Jacob, 1997.
4. *Ramsès 98*, Institut français des relations internationales.
5. *Relations internationales*, P. Moreau Defarges.

Index

- Accords START, 326
- Activité, 156
- Amplitude de diffusion, 104
- Angle de Cabibbo, 144
- Angle de Weinberg, 148
- Antineutrino, 42
- Approximation de Born, 105
- Armes à fission, 319
- Armes à fusion, 320
- Atomes muoniques, 57

- Barrière de fission, 189
- Baryons, 139
- Becquerel, 12, 165
- Bethe-Weizsäcker, 67
- Big bang, 249
- Bosons de Higgs, 150
- Break-even, 239
- Bremsstrahlung, 164

- Cœur dur, 47
- Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, 145
- CANDU, 211
- Capture radiative, 194
- Carbone 14, 169
- Chromosphère, 256
- Coefficients d'Einstein, 127
- Coeur du Soleil, 261
- Confinement Inertiel, 244
- Confinement magnétique, 241
- Conservation de l'énergie-impulsion, 39
- Conservation du moment cinétique, 40
- Constante cosmologique, 250
- Constante de Fermi, 107, 131
- Contrôle des réacteurs, 213
- Couleur, 141

- Couple fertile-fissile, 217
- Couronne solaire, 256
- Critère de Lawson, 239
- Curie, 11
- Cycle du combustible, 225
- Cycles catalytiques, 259

- Déchets radioactifs, 187
- Désintégration alpha, 85
- Désintégrations, 123
- Désintégrations β , 83
- Désintégrations faibles, 131
- Désintégrations radiatives, 126
- Datation, 169
- Densité critique, 254
- Deutérium, 54, 253
- Différence de masse neutron-proton, 55
- Diffusion Rutherford, 96
- Diffusion cohérente, 111
- Distribution de charge, 112
- Divergence, 214
- Durée de vie, 84, 155

- Eau lourde, 211
- Effet Compton, 165
- Effet de serre, 280
- Electrons dégénérés, 262
- Emission spontanée, 129
- Energie d'asymétrie, 73
- Energie de fission, 186
- Energie de liaison, 35
- Energie de séparation, 76
- Energie du vide, 252
- Energie solaire, 255
- Energie thermonucléaire, 235
- Enrichissement, 227

- EPR, 214
Equation de Fourier, 203
Equation de Lorentz, 200
Equation de transport, 198
Equation du télégraphiste, 202
Espace des phases, 125
Etats asymptotiques, 100
Etats excités des noyaux, 44
Etoiles à neutrons, 267
- Facteur de forme, 108
Faibles doses, 179, 287
Faisceaux d'ions, 164
Fermi, 13, 207
Fission, 185
Fission asymétrique, 187
Fission induite, 190
Fission spontanée, 189
Flash de l'hélium, 261
Fluide caloporteur, 210
Forces nucléaires, 45
Formule de masse, 67
Fragments, 187
Fusion, 185, 233
Fusion thermonucléaire, 207
- Géantes rouges, 260
Gammagraphie, 168
Gamow, 235
Gaz de Fermi, 71
Glashow–Weinberg–Salam, 148
Goutte liquide, 67
Gray, 165
- Hadrons, 53
Hofstadter, 114
Hormésis, 182
Hypercharge, 53
Hypercharge faible, 148
- Ignition, 245
Indépendance de charge, 50
Inflation, 252
Interaction faible, 234
Interaction ponctuelle, 106
Interactions faibles, 31
- Interactions fondamentales, 123
Isobares, 30
Isospin, 50
Isospin faible, 147
Isotones, 30
Isotopes, 30
ITER, 240
- JET, 242
Joliot-Curie, 13
- Klein-Gordon, 49
- Largeur du Z_0 , 150
Largeur naturelle, 123
Laser Mégajoule, 248
Leptons, 41, 138
Libre parcours moyen, 98
Loi de Fick, 204
Lois de conservation, 37
- Mécanisme de Glashow, Iliopoulos et Maiani, 150
Mésons, 139
MACHOs, 251
Masse cachée, 251
Masse critique, 204
Matériaux fertiles, 192
Matériaux fissiles, 192
Matière noire, 251
Modérateur, 196, 210
Modèle de Fermi, 71
Modèle de Gamow, 87
Modèle de Lorentz, 200
Modèle des quarks, 139
Modèle en couches, 78
Modèle standard, 123
Muon, 58, 135
- Naine blanche, 265
Naines blanches, 261
Neutrinos, 41, 150, 250, 254, 263
Neutron, 131
Neutrons, 188
Neutrons prompts, 214
Neutrons rapides, 198, 216

- Neutrons thermiques, 197
Niels Bohr, 12
Nombre baryonique, 41
Nombre leptonique, 41
Nombres magiques, 74
Nombres quantiques additifs, 40
Noyaux, 29
Noyaux déformés, 57
Noyaux exotiques, 34
Noyaux miroirs, 50
Noyaux superlourds, 81
Nucléons, 29
Nucléosynthèse, 269
Nucléosynthèse primordiale, 253, 269
Nucléosynthèse stellaire, 270
- Période, 155
Photofission, 190
Photons, 165
Pic de Gamow, 237
Piles nucléaires, 185
Plasma, 238
Plutonium, 329
Potentiel de Yukawa, 47
Potentiel moyen, 61
Potentiels de Yukawa, 105
Pouvoir de ralentissement, 162, 196
Pression quantique, 262
Principe anthropique, 262
Principe de Pauli, 53, 63
Probabilités de transition, 99
Processus « r », 270
Processus « s », 270
Produits de fission, 186
Projet INCA, 231
Projet Rubbia, 224
Prolifération, 327
Prolifération nucléaire, 319
PWR, 208
- Quarks, 55, 56, 138, 139
Quarks et Leptons, 138
- Réacteur hybride, 224
Réacteurs nucléaires, 207
Réactions en chaîne, 193
Réactions thermonucléaires, 235
Régime diffusif, 201
Régime balistique, 201
Résonances, 117
Résonances géantes, 45
Radio-carcinogénèse, 176
Radioactivité, 15, 155, 185
Radioactivité α , 85, 86
Radioactivité β , 134
Radioactivité γ , 129
Radioactivité bêta, 83
Radiotoxicité, 167
Rayon critique, 206
Rayonnement cosmologique fossile, 251
Rayonnements ionisants, 157, 171
Rayons « bêta », 23
Rayons nucléaires, 32
REP, 208
Ressources en énergie, 284
Retraitement, 229
Rutherford, 12
- Séquence principale, 260
Saturation, 46
Saturation des forces nucléaires, 35
Saveur, 140
Saxon-Woods, 62
Section efficace, 93
Section efficace élastique, 97
Section efficace de Rutherford, 106
Section efficace résonante, 117
Section efficace totale, 98
Sections efficaces, 104
Sections efficaces inélastiques, 97
Sievert, 165
Soleil, 255
Spallation, 220
Spectres d'excitation, 44
Stockage, 229
Structure en couches, 74
Supernova SN1987A, 94
Supernovae, 21, 262, 264
Systèmes Borroméens, 81
Taux de branchement, 123

Taux de désintégration, 124
Taux de réaction par paires, 237
Théorème du viriel, 257
Tokamaks, 241
Transport des neutrons, 198
Trous noirs, 251

Unification Electro-Faible, 146
Uranium enrichi, 197

Vallée de stabilité, 90

Wigner et Weisskopf (méthode), 117
WIMPS, 252

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Achevé d'imprimer en janvier 2002. Dépôt légal : 1^{er} trimestre 2002

ISBN 2 - 7302 - 0901 - 8. Imprimé en France