

CRN/PN 83-22

THESE

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE 3^{ème} CYCLE

Spécialité: Physique Nucléaire Théorique

par

Saoud HASSANI

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA COMPETITION FISSION-EVAPORATION
DE PARTICULES DANS LA FISSION NUCLEAIRE CONSIDEREE COMME UN
PROCESSUS DE DIFFUSION**



Institut National
de Physique Nucléaire
et de Physique
des Particules

Université
Louis Pasteur
de Strasbourg

THESE

CRN/PN 83-22

présentée

A L' U.E.R. DES SCIENCES DE LA MATIERE
DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE 3^{ème} CYCLE

Spécialité: Physique Nucléaire Théorique

par

Saoud HASSANI

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA COMPETITION FISSION-EVAPORATION
DE PARTICULES DANS LA FISSION NUCLEAIRE CONSIDEREE COMME UN
PROCESSUS DE DIFFUSION**

Soutenu le 17 Novembre 1983 devant la Commission d'Examen:

MM. G. MONSONEGO

J. P. COFFIN

M. LEFORT

J. RICHERT

Président

Examineurs

LISTE DES PROFESSEURS, MAITRES DE CONFÉRENCES
DIRECTEURS ET MAITRES DE RECHERCHE C.N.R.S. ET I.N.S.E.R.M.

Président	Professeur	H.DURANTON
Vice-Présidents	Professeur	C.GODBILLON
	Professeur	P.POINDRON
	M.de Rech.	A.CORET
Présidents honoraires	Professeurs	G.OURISSON - P.KARLI - F.MARCOUX
Secrétaire Général	Monsieur	G.KIEHL

U.E.R. DES SCIENCES MÉDICALES

U.E.R. des Sciences Médicales	:	Directeur	Jean-Marie MANTZ
U.E.R. des Sciences Biomédicales	:	Directeur	Jean SCHWARTZ

Daysen honoraires : J.CALLOT J.CLAVERET F.ISCH M.DORNER.

Professeurs honoraires : A.BASSET J.CALLOT J.CLAVERET E.FORSTER G.OREIMER Ch.GROS A.JUNG T.KAMMERER P.MANDEL H.METZGER P.MULLER A.ROHMER F.ROHMER E.SCHNEEGANS J.SERON J.STAHL J.VEDRINE P.VINTEMBERGER J.WARTER G.WICKLER.

Professeurs :

MADLOFF NAPRODDI C.ARON L.ASCH A.BATZINGCHLAGER F.GEYER F.BLOCH R.BOCKEL C.BOLLACK A.BRINI A.BRONNER F.BUCHHEIT P.BUCK G.BURKHARD P.CHAMBON J.CHAMBON M.CHAMPY M.CHARDON M.COLLARD C.CONRAUX P.DELLEBACH M.DORNER R.ESTINGER M.FABRE L.FANCKER M.GANDAR P.GAUTHER-LAFAYE J.GERHARD	Chirurgie générale Anatomie et Organogénèse Histologie Rhumatologie Anatomie Pathologique Clin.de Pédiatrie et Pédiatrie Radiologie Pharmacologie Hépatologie, Gastro-entérologie Urologie Ophtalmologie Cin. Ophthalmo-Neurologie Neurologie Cin. Chirurgicale des Enfants Cin. et Prophylaxie de la Tuberculose Biochimie Physiologie biologique Stomatologie Médecine Légale et Médecine Sociale Cin. Neurologique Oto-Rhino-Laryngologie Oncol. et Obstétrique Cin. Médicale B Psychiatrie Infantile Histologie Cin. Médicale B Cardiologie Cin. Gynéc. et Obstétrique Anesthésiologie Ophthalmologie	J.GRÉNIER E.DROSSHANS P.HABREY J.HERR L.HOLLÉNDER J.LIMBS A.MILLER F.ISCH L.ISRAËL W.JAHN J.JUIF P.KARLI S.KELLER F.KEMPF L.KEMPF T.T.KIEN J.KIEVY A.KIRN J.S.KORITKE M.KREMER D.KURTZ G.LANG J.L.VILLAUUREIX V.LÉ GAL J.M.LEVY J.M.MANTE J.MARCOUX J.MARSCAUX Ch.MARX	Chirurgie générale Cin.Dermatol. et Syphiligraphique Physiologie Méd. et Chir. Expérim. et Comparée Chirurgie Digestive et Générale Pharmacologie Médecine Interne Réducation fonctionnelle Psychiatrie d'Adultes Néphrologie Pédiatrie et Pédiatrie Neurophysiologie Cin. Gynéc. et Obstétrique Radiologie Orthopédie et Traumatologie Parasitologie Fathol. et Clin. Sémol. Chir. Virologie Anatomie Normale Sémiol. et Pathologie tropicale Neurologie Oncol. et Traumatologie Hygiène Anatomie pathologique Pédiatrie, Génétique médicale Régénération médicale Médecine du travail Histologie Physiologie	S.MAYER J.MEHL G.METTLIN B.METZ R.MIRCK G.MORAND F.OBERLING E.PHILIPPE (det.) R.FINAUD P.FREVILLE P.PRETS E.PROEDEL J.V.BUCH Y.RUMPLER A.SACREZ G.SAVA G.SCHWAF E.SCHIVINGT J.SCHWARTZ L.SINGER F.STEPHAN D.STORCK G.VINCENDON R.VOETLIN A.WACKENHEIM P.WALTER J.P.WEILL D.WILLARD J.P.WITZ	Hématologie Médecine du travail Physiologie biologique Chirurgie appliquée Bactériol. Virol. Immunol. gén. Chirurgie thoracique Maladies du sang Anatomie pathologique Gynécologie et Obstétrique Endocrinol. Métabol. et Nutrit. Chir. Gén. - Hép. L.Pasteur - Colmar Epidémiologie Pédiatrie Biologie médicale Embryol. et Morphol. expérim. Cardiologie Physiologie Cin.Chir.Orthop. et Traumatol.d'Adultes Pharmacol. et Médecine Expérimentale Clinique chirurgicale A Clinique Psychiatrique d'Adultes Fathol.Gén. et Endocrinologie Clinique Médicale A Biochimie Thérapeutique Radiologie Chirurgie thoracique Dastro-Embol. et Hydat.theréo. Pédiatrie, Génétique Médicale Chirurgie thoracique
---	--	--	--	---	--

Professeurs Convoqués : F.DEFUDIS (Biologie) A.PETROVIC (Physiologie).

Maitres de Conférences Agrégés :

S.BABIN P.BANEISS P.BOUJAT C.BRENCHWACHER P.BROUHA J.CINGULBRE J.CORNETTI J.P.DUPLYRON J.BEISEMANN J.FLAMANT J.GEBIERT R.ESTINGER E.MEID D.LACK A.JAGER	Orthopédie et Traumatologie Médecine Interne Radiologie Cardiologie Médecine Interne Urologie Physiologie biologique Anesthésiologie Chirurgie cardio-vasculaire Ophthalmologie Pédiatrie, Génétique médicale Embryologie Dermato-Vénérologie Chirurgie générale Régénération médicale	M.JESEL P.KERR R.KELTING J.KEMPF G.KLOTZ F.KUNTZMANN J.M.LANG D.MAITROT J.L.MANDEL J.MARSCAUX J.MARR J.MASSER C.MEYER M.SCHUTER O.GEBERT J.C OTTENI	Réducation fonctionnelle Orthopédie et Traumatologie Endocrines Biochimie Oto-Rhino-Laryngologie Médecine Interne J.M.LANG Neurochirurgie Ophtalmologie Chirurgie générale Biochimie Chirurgie Générale médicale Chirurgie générale Sémiologie Virologie Anesthésiologie	M.PATRIS D.PAULI J.RITTER R.MANDOS P.SALVAGE G.SCHNEBER G.SCHLIEDER J.SCHLIENGER H.SICK C.STOLL J.TEMPE J.TONGID M.WALTER J.P.WARTER A.WILK	Psychiatrie d'Adultes Physiologie Gynécologie et Obstétrique Histologie Chirurgie Infantile Physiologie Gynécologie et Obstétrique Médecine Interne Anatomie et Organogénèse Pédiatrie, Génétique médicale Régénération médicale Radiologie Neurologie Stomatologie
---	--	--	---	---	--

Maitres de Conférences Associés : R.BANDLER (Physiologie).

Maitres de Conférences Convoqués : A.MALAN (Physiologie respiratoire) J.J.VOGT (Thermophysiology).

Directeurs de recherche : M.JACOB* (Biochimie) A.PETROVIC* (Physiologie).

Maitres de recherche :

A.MAUBERTIN* D.AUBIN* A.FEEL* L.FREYSS* M.GANDER* G.GOMBOS* + C.N.R.S.	Virologie Neurochimie Neurochimie Neurochimie Neurologie biomédicale Neurochimie	K.HAFFENSTENGER* D.LEICHERD* R.BEHL* R.RECHTMANN* C.SCHNEIDER* C.STOCK-DEMANNE*	Endocrinologie Chimie organique Neurochimie Biophys. des rayonnements Neurochimie Physiologie	J.STEVENIN* J.WELLY* N.VIRMAUX-COLIN* J.VOGT* A.W.SIMAN*	Biologie moléculaire et cellulaire Neurochimie Neurochimie Thermophysiology Neurochimie
--	---	--	--	--	---

+ C.N.R.S. + I.N.S.E.R.M.

U.E.R. DES SCIENCES EXACTES

Mathématiques
Sciences Physiques et Chimiques
Sciences de la Matière
Sciences de la Vie et de la Terre
Sciences du Comportement et de l'Environnement
Ecole d'Application des Hauts Polymères
Ecole Nationale Supérieure de Chimie
Observatoire
Physique du Globe
École Nationale Supérieure de Physique

Directeur **Gérard SCHIFFMANN**
 Henri BENOIT
 Directeur **Jean José FRIED**
 Geneviève LEBEUVERIER
 Directeur **Bruno WILL**
 Morand LAMBLA
 Directeur **Marc DAIRE**
 Directeur **Alphonse FLORSCH**
 Roland SCHLICH
 Directeur **Gilbert SUTTER**

Docteurs honoraires P. LACHOUTE J. L. VIVIAN G. MILLOT.

Professeurs honoraires J. IHENEN Mme MARINI JOYE H. CARTAN C. CHABAUTY A. CHRETIEN J. DENY Mlle A. GAGNIEU Mlle S. GILLET S. GORDEZETZKY R. HOGART J. POLY P. LACROIXE R. LECOLAZET G. LEMÉE P. LHERITIER A. LICHTNEROWICZ A. MAILLARD G. MILLOT L. NEEL J. PARIROD A. ROCHÉ R. ROHMER J. P. ROTHE L. SACKMANN CH. SADRON H. SAUCIER Y. SUTJINSKY V. VILLAT J. L. VIVIAN E. WOLFF.

Maître de conférence honoraire : R. WEIL.

Professeurs :

J. P. ADOLF Chimie moléculaire
 R. ARMBRUSTER Mathématiques
 P. ARTZNER Mathématiques
 V. AVANISSIAN Analyse supérieure
 G. BARBANCON Physique mathématique
 F. BECKER Physique mathématique
 M. BERTOUT Biologie
 G. BELLARD Biologie
 C. BENEZRA Biochimie macromol.
 P. BENVENISTE Physiologie végétale
 D. BENOIT Méth. math. de la physique
 C. BERNIERE Chimie physique
 J. BONJIN Géophysique interne
 Y. BOULANGER Biochimie
 J. F. BOUOT Mécanismes
 J. BROUSSARD Chimie macromoléculaire
 R. BROUILLARD Chimie atom. et Chimie analyt.
 C. BURCCORAT Minéralogie
 M. BURRIGE Mécanique des Fluides
 M. CARA Géophysique interne
 R. CERF Physique générale
 P. CHARTEYR Physique
 P. CHEVALIER Chimie
 A. CHUSS Physique nucléaire
 M. DAIRE Chim. phys. inquant. Sc. des Mat.
 H. DARDANNE Chimie atom. et Phys. du Solide
 E. DANIEL Physique expérimentale
 M. DANIELE Biophysique
 J. DEHAND Chimie générale
 A. DELUZARCHE Chimie
 J. DEMENCK Chimie organique
 J. F. DUFORD Inform. fondam. et appl. (I.U.T.I.)
 C. CHAMBERLIN Géologie
 J. DEHOND Géologie
 H. DURANTON Biologie
 J. P. EBERHART Biologie
 F. EBERMANN Minéralogie
 V. ERESMANN Biochimie
 V. ERN Physique
 J. F. RAU Mathématiques
 F. FERRELIN Chimie
 P. FEI TZ Physiologie animale

X. FERNIQUE Mécanismes
 M. FINN Chimie macromoléculaire
 J. G. FISCHER Chimie
 D. FOATA Mathématiques
 F. FOLLENMIUS Zoologie
 J. J. FRIED Mécanique des Fluides
 D. FROELICH Chim. gén. Chim. physique
 A. F. FUCHS Mécanique rationnelle
 J. C. GAIL Géologie
 A. G. GILMANN Géologie
 F. GAUTIER Phys. qu.
 R. GERARD Mathématiques
 D. GILLESBERG Mathématiques
 C. GIDDILLIEN Mathématiques
 A. G. POLYZONE phys. du sol. et météorologie
 M. GROSS Botanique
 M. GROSS Physique
 M. GROSS Chimie physique
 Y. GUEZENNEC Géophysique interne
 L. HIRTH Microbiologie
 A. JASCHKE Astronomie
 G. JONARD Virologie
 J. P. JOUANOLOU Mathématiques
 F. JUNDT Chim. phys. et chim. théor. phys.
 T. JUTEAU Minéralogie
 C. KEDINGER Biochimie
 G. KERNEMANN Chimie appl. et Génie chim.
 R. KIRSCH Zoologie
 F. LACROIXE Biologie végétale
 J. C. LAFON Informatique appliquée
 A. M. LAMBERT Biologie
 M. LAMBLA Chimie générale
 G. LEBEUVERIER Microbiologie
 J. LEBLANC Chimie et Chim. appl. maté.
 J. LEITE-LOPES Phys. nuclé. et particules
 P. LEMOINE Chimie
 M. LEROY Zoologie et Ecologie
 J. C. LIONS Immunologie
 F. LLODI Géologie
 D. MAGNAC Physique
 J. MARINET Mathématiques
 P. MAILLET Physiologie animale
 A. MICHAUD Zoologie

Mathématiques
 Chimie macromoléculaire
 Chimie
 Mathématiques
 Zoologie
 Mécanique des Fluides
 Chim. gén. Chim. physique
 Mécanique rationnelle
 Géologie
 Phys. qu.
 Mathématiques
 Mathématiques
 Mathématiques
 phys. du sol. et météorologie
 Botanique
 Physique
 Chimie physique
 Géophysique interne
 Microbiologie
 Astronomie
 Virologie
 Mathématiques
 Chim. phys. et chim. théor. phys.
 Minéralogie
 Biochimie
 Chimie appl. et Génie chim.
 Zoologie
 Biologie végétale
 Informatique appliquée
 Biologie
 Chimie générale
 Microbiologie
 Chimie et Chim. appl. maté.
 Phys. nuclé. et particules
 Chimie
 Zoologie et Ecologie
 Immunologie
 Géologie
 Physique
 Mathématiques
 Physiologie animale
 Zoologie

M. MIGNOTTE Informatique
 P. MIRABEL Chimie
 G. MONSONGO Physique théorique
 B. MORIN Mathématiques
 P. NAKONDOULOS Probabilités et statistiques
 J. OSBORN Chimie
 E. OSTÉANT Elect. et Electrotechnique
 G. OURSSON (old.) Chimie
 J. M. FAULUS Chimie générale
 J. P. RAMES Mathématiques générales
 G. REEB Topologie
 Ph. RICHARD Physiologie animale
 J. RIEHL Chimie (I.U.T.I.)
 P. RIZMELIN Chimie (I.U.T.I.)
 Ch. ROBERT Physique
 Ph. ROPART Psycho-Physiologie
 J. ROUX Botanique
 F. SAUVAUGE Chimie ind. et Chim. phys. (I.U.T.I.)
 F. SCHALLER Biologie générale
 G. SCHIFFMANN Mathématiques
 A. SCHMITT Physique
 P. SCHMITT Psycho. physiol. et physiol. du comp.
 J. P. SCHWING Chimie physique
 M. J. SCHWING Chimie physique
 F. JUNDT Chim. phys. et chim. théor. phys.
 M. SIESKIND Physique
 G. SOLLADIE Chimie organique
 F. SOMMER Chimie analytique
 J. SUTTER Physique électronique
 Ch. TANIELIAN Chimie (I.U.T.I.)
 Y. TARDY Biologie
 J. TERRISSE Chimie
 M. THIESSER Chimie animale
 M. VIAUD Mécanismes
 J. WOLFF Chimie théorique
 J. H. WEIL Biochimie
 G. WEILL Physique
 Ch. WEISS Chimie
 P. L. WENDEJ Physique
 R. WELLS Psycho-Physiologie
 E. WINTER Chimie
 G. WIPPLER Physicochim. des Hauts Polymères
 J. WUCHER Chimie
 R. WURTZ Biochimie

Professeur émérite : G. MILLOT Géologie Paléontologie.

Professeur adjoint : J. S. H. H. F. Biologie

Professeurs Associés :

M. R. CHURCHILL Chimie
 B. COLE Chimie
 M. E. CONSTANTIN Chimie

P. H. J. V. F. R. O. T. - Physiologie végétale.

P. H. J. V. F. R. O. T. - Physiologie végétale.

Professeurs conventionnels : P. REY Chimie P. BOURVOY Physiol. expérim.

P. H. J. V. F. R. O. T. - Physiologie végétale.

P. H. J. V. F. R. O. T. - Physiologie végétale.

Astronomes adjoints : A. FLORSCH - A. F. RZNEAU

P. H. J. V. F. R. O. T. - Physiologie végétale.

P. H. J. V. F. R. O. T. - Physiologie végétale.

Astronome adjoint associé : M. JASCHKE - Astronomie

P. H. J. V. F. R. O. T. - Physiologie végétale.

P. H. J. V. F. R. O. T. - Physiologie végétale.

Physiciens adjoints (Physique du Globe) : P. HOANG TRONG - Géophysique int.

P. H. J. V. F. R. O. T. - Physiologie végétale.

P. H. J. V. F. R. O. T. - Physiologie végétale.

Directeurs de Recherche C.N.R.S. :

F. ALBRECHT Chimie
 F. BIELLMANN Chimie
 P. BOUVOY Physiologie expérimentale
 P. DE JOURS Chimie organique
 M. FRANCK-NEUMANN Chimie organique
 A. KNIPFER Phys. nuclé. et corpusculaire

A. K. GOVACS Physicochim. macromoléculaire
 J. MARCHAL Physicochim. macromoléculaire
 P. A. MEYER Mathématiques
 A. J. MEYER Mathématiques
 A. P. DE Biologie cellulaire
 P. REY Physicochim. macromoléculaire
 R. SCHLICH Géophysique marine

Physicochim. macromoléculaire
 Physicochim. macromoléculaire
 Mathématiques
 Mathématiques
 Biologie cellulaire
 Physicochim. macromoléculaire
 Géophysique marine

A. SKOULOS Physicochim. macromoléculaire
 M. VAN RENWORTLE Virologie
 R. VARDOLU Physicochim. macromoléculaire
 A. VAILLARD Chimie moléculaire
 R. ZANA Physicochim. macromoléculaire
 A. ZUKER Physique théorique

Maîtres de Recherche C.N.R.S. :

J. CH. ABBE Physicochim. macromoléculaire et chim. générale
 E. ASLANIDES Phys. nuclé. et corpusculaire
 F. BECK Chimie et corpusculaire
 G. BECK Biochimie
 R. BERTINI Physiologie végétale
 M. BERNHOMME Physicochim. macromoléculaire
 H. BOUARD Chimie
 P. BRANAUSTEIN Chimie
 M. CADEVILLE Physique des Solides
 H. BLOUT Physicochim. macromoléculaire
 S. CANDAU Physique
 M. CHAMPADE Physicochim. macromoléculaire
 J. CHEVALIER Physique mathématique
 J. P. COFFIN Physicochim. et corpusculaire
 A. COFFIN Physicochim. et corpusculaire
 M. CROISSIAUX Physicochim. et corpusculaire
 D. COYER Physicochim. et corpusculaire
 G. DOUBINGER Géologie
 F. DOURSI Physiologie végétale
 S. E. KOMOS Physicochim. macromoléculaire
 B. FRANCOIS Physicochim. macromoléculaire
 E. HANITA Physicochim. macromoléculaire
 J. M. FRIED Physicochim. et corpusculaire
 Y. GALLOT Physicochim. macromoléculaire
 J. P. GERBER Physicochim. et corpusculaire
 B. GODE Physicochim. macromoléculaire
 Ph. GRAMAIN Physicochim. macromoléculaire
 J. B. GRUIN Physique

J. HERTZ Physicochim. macromoléculaire
 J. HOFER Biologie animale
 G. JENNER Chimie
 G. KAUFMANN Chimie
 G. KITTIE Biochimie
 J. P. KINZINGER Chimie
 F. K. KRAUCK Physicochim. et corpusculaire
 D. LANG Chimie de coordination
 J. LANG Physicochim. macromoléculaire
 P. LAURENT Physicochim. et corpusculaire
 A. LEJEUNE Physicochim. et corpusculaire
 C. I. I. H. Y. Physicochim. et corpusculaire
 F. L. E. L. I. C. K. R. Chimie
 B. L. I. D. Physicochim. macromoléculaire
 B. L. I. U. Chimie organique
 G. M. I. E. Chimie
 A. MALAN Physiologie végétale
 E. MARILLAS Physicochim. et corpusculaire
 P. M. H. O. N. Physicochim. et corpusculaire
 O. M. O. R. A. S. Chimie
 P. M. S. Y. Physicochim. et corpusculaire
 G. M. I. N. C. H. Y. Physique
 P. M. S. Y. Physicochim. et corpusculaire
 A. N. I. C. O. L. L. I. V. V. Virologie végétale
 H. P. A. D. O. T. Géologie
 M. P. A. T. Physicochim. et corpusculaire
 P. I. P. I. E. R. Physicochim. et corpusculaire
 C. I. V. N. C. K. Biologie et Ecologie

Physicochim. macromoléculaire
 Biologie animale
 Chimie
 Chimie
 Biochimie
 Chimie
 Physicochim. et corpusculaire
 Chimie de coordination
 Physicochim. macromoléculaire
 Physicochim. et corpusculaire
 Physicochim. et corpusculaire
 Chimie
 Physicochim. macromoléculaire
 Chimie organique
 Chimie
 Physiologie végétale
 Physicochim. et corpusculaire
 Physicochim. et corpusculaire
 Chimie
 Physicochim. et corpusculaire
 Physicochim. et corpusculaire
 Chimie
 Physicochim. et corpusculaire
 Physicochim. et corpusculaire
 Virologie végétale
 Géologie
 Physicochim. et corpusculaire
 Physicochim. et corpusculaire
 Biologie et Ecologie

P. POIX Chimie
 J. P. OUFET Biophysique
 Ch. REES Chimie
 P. R. E. M. Y. Biochimie
 J. RINGEISEN Physique
 J. P. ROTH (in D. Inst. des Rech.) Physicochim. macromoléculaire
 F. SCHRANTZ Physicochim. macromoléculaire
 F. SCHERBLING Physicochim. et corpusculaire
 F. SCHUBER Chimie organique
 N. SCHULZ Physicochim. et corpusculaire
 C. SCHWAR Physique
 B. SELTZER Physicochim. et corpusculaire
 P. SIFFERT Physicochim. et corpusculaire
 G. SUTTER Biologie
 M. E. STOECKEL Biologie
 C. STRAZZELLE Physicochim. macromoléculaire
 M. SUTTER Chimie
 J. C. THIERRY Physicochim. atom. et ionique
 K. TRAUER Physicochim. et corpusculaire
 P. WAGNER Physicochim. et corpusculaire
 G. WALTER Physicochim. et corpusculaire
 Ch. WEBER Zoologie
 J. P. WENIGER Biologie cellulaire
 R. WOLFF Chimie
 J. P. ZIEGLER (in R. Inst. des Rech.) Physique
 F. ZILIOLO Mécanique des Fluides

Chimie
 Biophysique
 Chimie
 Biochimie
 Physique
 Physicochim. macromoléculaire
 Physicochim. macromoléculaire
 Physicochim. et corpusculaire
 Chimie organique
 Physicochim. et corpusculaire
 Physicochim. et corpusculaire
 Biologie
 Physicochim. et corpusculaire
 Physicochim. macromoléculaire
 Chimie
 Physicochim. atom. et ionique
 Physicochim. et corpusculaire
 Physicochim. et corpusculaire
 Zoologie
 Biologie cellulaire
 Chimie
 Physique
 Mécanique des Fluides

U.E.R. D'ODONTOLOGIE

Directeur Robert FRANK

Professeurs :

M.DOCO DENTISTE opératoire
R.FRANK Biologie et Matière fondamentale

P.KLEWANSKY
J.LITZLER

Parodontologie
Prothèse

Professeurs de premier grade :

E.ALLEMANN DENTISTE opératoire
M.BASTIAN Prothèse
C.BOLENDER Orthopédie dento-faciale
A.COMTE DENTISTE opératoire

R.HAAG
J.L.LACOSTE
M.LANGER
M.LEIZE

Pathol. et Thérapeutique dentaires
Orthopédie dento-faciale
Prothèse
Prothèse

P.NICOLAS
J.J.ROTH
A.SCHLENGER
J.SOMMERMATER

Pathol. et Thérapeutique dentaires
Parodontologie
Prothèse
Fiduciarité

Professeurs de deuxième grade :

W.BACON Orthopédie dento-faciale
P.CAHEN Biologie et Matière fondamentale
J.P.CHARLIER Orthopédie dento-faciale

B.KAESS
H.TENENBAUM

Pathol. et Thérapeutique dentaires
Parodontologie

Maître de recherche I.N.S.E.R.M. : A.BELCOURT (Odontologie).

U.E.R. DES SCIENCES PHARMACEUTIQUES

Directeur Alexis GAIRARD

Doyens honoraires : P.DUQUENOIS M.HASSELLMANN - G.DIRHEIMER P.METAIS.

Professeurs honoraires : P.CORDIER - J.P.EBEL - G.GAZET du CHATELIER M.HASSELLMANN - P.JAEGER

Professeurs :

R.ANTON Pharmacognosie
S.CRIEBNER Biologie
G.DIRHEIMER Toxicologie
G.FERRARD Biochimie
A.GAIRARD Physiologie
D.GERARD Physique et Biophysique
C.HASSELLMANN (del.) Chimie analytique
L.JUNG Pharmacie chimique
J.C.KOFFEL Pharmacie chimique

H.LAÏTI
Y.LANDRY
C.LAPP
F.LAUGEL
G.LAUSTRIAT
A.LIGNIER
J.MALGRAS
C.MATHIS
P.METAIS

Mathématiques
Pharmacologie
Chimie générale et minérale
Chimie analytique
Physique
Toxicologie
Immunologie
Pharmacie générique
Biochimie

B.PESSION
P.POINDRON
J.SCHREIBER
A.STAHL
A.TAMM
J.C.STOCLET
O.VIDON
C.G.WERMUTH

Parastologie
Virologie
Chimie organique
Biochimie pharmaceutique
Pharmacie générique
Pharmacodynamie
Bactériologie
Chimie organique

Chargé de cours : M.KRISTENSEN (Hygiène, Nutrition et Diététique)

Professeur associé : J.TYZYK (Biophysique).

Professeur conventionnel : B.ROTH SCHECHTER (Pharmacodynamie)

Maître de recherche : I.N.S.E.R.M. - J.BIETH (Enzymologie)

U.E.R. DES SCIENCES HUMAINES

U.E.R. de Géographie

U.E.R. des Sciences du Comportement et de l'Environnement :

Directeur Pierre LIMOUZIN

Directeur Philippe ROPARTZ

Professeurs honoraires : E.JULLIARD R.RAYNAL

Professeurs :

J.M.AVENARO Géographie
A.LIEURY Psychologie expérimentale
P.LIMOUZIN Géographie

P.MICHEL
A.MOLES
H.MOIN
H.REYMOND

Géographie
Psychologie sociale
Géographie
Géographie

R.SCHWAB
A.TABOURNET-KFILLER
M.TARDY
J.TRICART

Géographie
Psychologie
Psychopédagogie
Géographie

Directeur de recherche : C.N.R.S. - S.RIMBERT (Géographie)

U.E.R. DES SCIENCES ÉCONOMIQUES

Directeur Patrick COHENDET

Doyens honoraires : P.CHAMLEY - J.P.FITOUSSI R.DOS SANTOS FERREIRA J.L.GAFFARD.

Professeur honoraires : P.CHAMLEY

Professeurs :

P.ARYZNER Mathématiques
F.BILDER Sciences Économiques
A.CHABERT Sciences Économiques

R.DOS SANTOS FERREIRA
G.KEDDING

Sciences Économiques
Sciences Économiques

J.J.OBRECHT
P.PONCET

Sciences de Gestion
Sciences de Gestion

Professeur invité : P.CHAMLEY (Sciences Économiques).

Professeur conventionnel : R.AMICH (Etudes européennes).

Chargé de conférences : R.RODES - A.LOSSER.

«.. وقل رب زدني علما.»

قرآن

ذکر لروح امی
الی ابی
الی اخوتی و اخواتی.

REMERCIEMENTS

Je remercie Monsieur A. ZUKER, Directeur du laboratoire de Physique Nucléaire Théorique (Centre de Recherches Nucléaires, Strasbourg) de m'y avoir reçu et pour toutes les facilités que j'ai pu y trouver ;

Je remercie Monsieur le Professeur G. MONSONÉGO (Université Louis Pasteur, Strasbourg) de m'avoir fait l'honneur d'accepter de présider le jury de cette thèse ;

Mes remerciements à Monsieur le Professeur M. LEFORT (Institut de Physique Nucléaire, Orsay) et à Messieurs J.P. COFFIN et J. RICHERT (Maîtres de Recherche au C.N.R.S.) d'avoir accepté de juger ce travail ;

Je ne saurais assez remercier Monsieur Pierre GRANGÉ de m'avoir initié à la recherche et de m'avoir fait profiter de sa grande expérience en la matière ; tout au long de ce travail, j'ai pu apprécier sa compétence et sa rigueur dans les discussions ;

Je remercie Monsieur le Professeur H.A. WEIDENMULLER (Institut Max-Planck, Heidelberg) pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour les discussions suggestives que nous avons eues avec lui ;

Mesdames J. LE GUEN et D. RAUFFER se sont toujours acquittées des tâches de secrétariat avec compétence et rapidité, je les remercie infiniment ;

Je remercie tous ceux qui m'ont été d'une façon ou d'une autre d'une quelconque aide.

I - INTRODUCTION

Une méthode pour étudier le noyau atomique est de le perturber puis de voir sa façon de réagir. La mesure de différentes quantités caractéristiques de la réaction permet ainsi d'appréhender ce qui s'est passé.

La fission nucléaire induite est une application de cette méthode, mais elle est probablement un des phénomènes le plus complexe de la physique nucléaire. Son étude a progressé récemment grâce à une meilleure connaissance du noyau atomique (effets de couche sur la barrière de fission,...) et grâce à l'évolution des théories de transport [We80] décrivant les réactions très inélastiques et appliquées par la suite à la fission elle-même [Da76, Gr79, Sc83].

Depuis longtemps, on a observé que le processus de fission s'accompagne de l'émission de particules et en particulier de neutrons. On a donc été amené à considérer que lors de la désexcitation d'un noyau composé la voie de fission est en compétition avec d'autres voies comme l'émission de particules légères. La mesure de leurs multiplicités a donc été envisagée à différentes énergies d'excitation du noyau composé. Ce type de mesure permet d'étudier indirectement le comportement de la probabilité de fission à différentes énergies d'excitation et d'émettre quelques hypothèses sur les effets de couches, de forme,... à considérer.

Le modèle usuel pour le calcul des multiplicités de particules et de la probabilité de fission est le modèle statistique. Il est basé sur la relative probabilité qu'a le système de se désintégrer d'un état à un autre. Les largeurs dans les différentes voies sont obtenues à partir de considérations d'espace de phase disponible lors de la désexcitation. Ce modèle tient compte en principe de tous les paramètres définissant le système (déformations, effets de couche,...).

C'est ainsi qu'à basse énergie les propriétés de désintégration par fission pour les actinides sont bien comprises en termes de surface d'énergie potentielle [B80]. Par contre, à haute énergie et à grand moment angulaire la fission semble être moins bien comprise et les multiplicités mesurées de particules

ne peuvent être reproduites dans le cadre du modèle statistique. Un exemple récent est fourni par [Ho83]. Ici le modèle statistique donne 1.5 à 2 neutrons de préfission alors qu'expérimentalement on mesure 5.6 pour le système ^{185}Ir à des énergies d'excitation de 200 à 300 MeV.

Pour discuter qualitativement des différentes hypothèses pouvant conduire à interpréter ce désaccord, il est commode de décomposer une réaction entre ions lourds de la façon suivante :

- i) le projectile et la cible forment un système dinucléaire ;
- ii) le noyau composé est formé ;
- iii) ce système passe par le point selle, atteint le point de scission où la rupture a lieu ;
- iv) les deux fragments sont accélérés dans le champ Coulombien jusqu'à atteindre leurs valeurs asymptotiques en énergie cinétique.

Expérimentalement, seules les particules provenant des étapes i) et iv) peuvent être identifiées séparément par des considérations cinématiques et spectrales, alors que celles provenant des étapes ii) et iii) sont indistinctement observées. Le modèle statistique ne considère lui que les particules émises dans la phase ii) comme étant de préfission, et on pourrait penser que les désaccords entre les résultats expérimentaux et théoriques sont dus à cette différence d'identification.

Cependant, le système ne peut émettre dans chacune de ces phases (ii) et iii)) que si le temps de vie correspondant est comparable à celui de la particule émise. Dans le cas des neutrons, ces considérations sur les temps de vie respectifs permettent d'avancer l'hypothèse que l'étape ii) est celle où les neutrons ont le plus de probabilité d'être émis (cf. section VI.2). Dans [BG81] les auteurs discutent le désaccord entre les calculs de modèles statistiques et les mesures expérimentales dans trois régions différentes : pour les actinides à 20 MeV d'énergie d'excitation [Ch68, Fr75], pour le noyau ^{170}Yb à 135-170 MeV d'énergie d'excitation [Ga81] et pour ^{210}Po à 100 MeV [Ch70]. Dans ces trois séries de mesure le rapport largeurs de fission sur neutrons après augmentation tend à diminuer d'une façon non reproduite par les modèles

statistiques courants. Ce qui pousse à supposer un mécanisme commun aux trois régions.

Une des hypothèses émises pour expliquer cette déficience du modèle statistique ne le remet pas en cause puisqu'elle suggère de mieux prendre en compte les densités de niveaux (notamment meilleur traitement de la déformation, effets de couche,...). Une autre hypothèse serait que le temps de transit du point selle au point de scission est plus important qu'on le croyait [Ch70]. Cependant, on ne peut pas expliquer sur cette base et de façon totalement convaincante l'écart important au niveau des multiplicités (1.5 devant 5.6 neutrons) d'autant plus que le désaccord existe pour plusieurs systèmes. Une troisième hypothèse serait que les bases du modèle statistique sont bien justifiées pour rendre compte de l'émission de particules mais ne le sont plus pour le traitement de la fission. En particulier, le comportement de la largeur de fission à haute énergie pourrait différer de celui extrapolé à partir du comportement à basse énergie en augmentant moins vite [Gr80]. La probabilité d'émission de particules pourrait être plus importante que dans le cas du modèle statistique. Cette observation, qui permet qualitativement d'interpréter l'augmentation du taux d'émission de particules simplement par une réduction du taux de fission ne dit rien cependant quant aux mécanismes susceptibles de modifier ce taux. Pour les envisager, il convient de réexaminer dans ses hypothèses la description de la fission proposée par Bohr et Wheeler [BW39] et qui est à la base du modèle statistique. Dans cette description la largeur de fission Γ_f est obtenue à partir de la connaissance des densités de niveaux au point de selle et au point de formation du noyau composé. Ces densités de niveaux sont calculées en supposant établi un équilibre statistique pour les variables collectives de la fission. Cette hypothèse d'équilibre statistique serait justifiée si le temps d'équilibration des variables collectives de la fission était beaucoup plus petit que le temps nécessaire pour émettre les particules. Or les informations expérimentales disponibles montrent qu'à des énergies d'excitation supérieures à 80-100 MeV cette condition n'est pas remplie. Il convient donc d'envisager d'autres descriptions de la fission qui à basse énergie rejoignent le modèle statistique usuel et qui puissent tenir compte du processus dynamique

d'équilibration du système collectif.

Une des descriptions possibles est de considérer la fission comme un phénomène de diffusion [Kr40]. La variable de fission suit alors un mouvement Brownien dans un milieu visqueux. Le flux par-dessus la barrière sera le résultat d'une compétition entre la force de dérive et celle de diffusion et tient compte donc des trajectoires qui reviennent dans la poche : le flux final sera plus petit que celui obtenu par Bohr-Wheeler qui exclut cette possibilité. (Une relation existe néanmoins entre les deux approches, cf. section V).

Dans ce travail, nous avons donc envisagé la fission comme un processus de diffusion dans la variable collective essentielle.

Reprenant les idées de Kramers, [Gr83] les ont développées pour obtenir à partir du taux d'échappement par-dessus la barrière une largeur de fission dépendante du temps et qui tient compte du processus dynamique d'équilibration du système collectif. Elle nous permet de traiter simplement la désexcitation en chaîne d'un noyau composé par les voies de fission et d'émission de neutrons, de calculer les multiplicités de ces derniers et donc, par comparaison avec les résultats du modèle statistique usuel, d'étudier les effets de la dynamique dans le processus d'émission de particules.

Tout d'abord, nous présenterons succinctement dans la section II le phénomène de la fission et nous rappellerons celui de la diffusion dans la section III. Dans la section IV nous exposerons plus en détail l'ancienne approche de Kramers. Elle consiste à considérer la désexcitation du noyau composé dans la voie de fission comme un processus d'échappement par diffusion au-dessus d'une barrière de potentiel. L'extension temporelle du formalisme sera ensuite développée. Les bases du modèle statistique usuel feront l'objet de la section V et reliées à l'approche de la section précédente. La section VI contiendra l'approche du calcul des multiplicités de neutrons sur la base de la section IV et les résultats obtenus. Nous essayerons enfin de dégager quelques conclusions et quelques perspectives suggérées par cette étude.

II - LE PHENOMENE DE FISSION

Bien que découverte depuis 1938 [HS39], la fission nucléaire est un processus qui est loin d'être compris complètement.

Il est vrai qu'on est en face d'un phénomène collectif très violent dans lequel le noyau subit une série de grandes vibrations jusqu'à devenir très déformé. A ce stade il se scinde en deux fragments (principalement) de masses comparables qui se séparent dans le champ Coulombien qui règne entre eux au point de scission.

L'aspect statique de la fission est assez bien compris depuis les travaux de V.M. Strutinsky [St67,68] qui a introduit quantitativement une correction de couche dans l'énergie potentielle donnée par le modèle de la goutte liquide. Par contre l'aspect dynamique du mécanisme est encore très mal connu. La raison principale est qu'il s'agit d'un système à un nombre de degrés de liberté considérable qu'il est difficile de suivre individuellement au cours du réarrangement cataclysmique d'un noyau unique en deux noyaux.

Des simplifications sont alors nécessaires. Une simplification essentielle consiste à voir le mouvement collectif de la fission comme se faisant le long d'un chemin uni-(bi)dimensionnel à travers une surface d'énergie multidimensionnelle. Des hypothèses sont indispensables pour extraire un nombre restreint de variables collectives dont la prise en compte serait suffisante pour décrire le processus.

Parmi les travaux sur la fission dynamique, ceux de Nix et Swiatecki [NS65, Ni69] sont les plus complets. Ces calculs étudient en détail les caractéristiques statiques et dynamiques de la fission d'une goutte liquide idéale (non visqueuse et irrotationnelle) qui a la taille et la charge d'un noyau réel. Ils appliquent leur méthode aux noyaux plus légers que le Radium.

Le processus de fission peut être divisé en plusieurs phases dont deux importantes sont :

1°) La phase d'évolution du noyau composé vers le point de scission. L'évolution du système en fission depuis la formation de l'état initial (noyau composé ou NC) jusqu'au point de scission est gouvernée par des aspects statiques tout autant que dynamiques du processus. Cette phase est importante dans la détermination des caractéristiques finales de la fission. Les aspects statiques sont liés à l'énergie potentielle du système au repos en fonction de la déformation $V(\{\delta\})$, où $\{\delta\}$ est un ensemble de paramètres de déformation.

Comme le noyau passe par de nombreuses formes différentes, une grande variété de paramétrisation est nécessaire pour suivre complètement le système dans ses différentes phases. A titre d'exemple, dans le cas d'une petite déformation, la forme du noyau peut être représentée par un développement en harmoniques sphériques ; pour de grandes déformations au voisinage du point de scission, une paramétrisation à deux centres est plus adaptée. La description actuelle de la surface d'énergie potentielle $V(\{\delta\})$ est donnée par le modèle hybride de Strutinsky (cf. fig. 1).

Il a permis d'expliquer les déformations non nulles des fondamentaux de certains noyaux et les isomères de fission.

La dynamique contenue dans cette phase joue macroscopiquement par deux effets, l'inertie et la viscosité, qui seront exposés à la section IV.2.

Au cours de cette phase où de grandes déformations du noyau ont lieu, il se produit un transfert important d'énergie entre ces modes d'excitation intrinsèques et collectifs. En fonction de l'énergie d'excitation du système des émissions de particules peuvent avoir lieu. Elles emportent alors une fraction de l'énergie, d'où un réarrangement du système tout entier engendrant une nouvelle surface d'énergie potentielle en fonction des déformations encore possibles. C'est l'interconnection entre les différents modes d'excitation qui rend le traitement dynamique difficile. Le seul traitement des variables collectives selon la dynamique d'un système classique est donc forcément limité, néanmoins, une formulation en termes d'équations de transport permet de tenir compte des transferts d'énergie entre les différents modes.

2°) Phase : point de scission - produits primaires.

Dans cette phase qui commence au point de scission, les fragments primaires sont générés très allongés en raison de l'attraction nucléaire et se séparent sous l'effet de la force de Coulomb. Très excités, ces fragments donnent lieu à des émissions de particules qui sont cinématiquement bien identifiées.

Les observations expérimentales effectuées à l'issue de cette phase et concernant les fragments de fission portent en principe des indications sur le processus dynamique de la phase précédente. Cependant, ce sont des quantités asymptotiques qui sont mesurées et leurs relations avec les quantités d'intérêt au point de scission ne sont pas toujours parfaitement définies. En mesurant, par exemple, les énergies cinétiques des produits de fission on obtiendrait à première vue des informations sur le rôle de la friction nucléaire dans la dynamique du point de selle au point de scission. Si cette friction est faible (modèle adiabatique), l'énergie potentielle que le système récupère en évoluant le long de cette descente se retrouvera principalement sous forme cinétique dans le degré de liberté correspondant à l'élongation (énergie cinétique de prescission), les fragments auront donc des énergies cinétiques importantes. Dans le cas d'une friction importante, on aura le contraire, l'énergie ira dans tous les degrés de liberté du noyau.

Expérimentalement, on mesure l'énergie cinétique des fragments à grande séparation et pour une fragmentation donnée ; cette énergie cinétique est une somme d'une énergie cinétique de prescission citée ci-dessus, d'une énergie de Coulomb dont la valeur dépend fortement de la configuration du système au point de scission et d'une énergie de recul. Or c'est la connaissance de ces quantités séparément qui peut être d'un quelconque secours pour l'obtention d'informations sur la dynamique du point de selle au point de scission.

Nous avons déjà mentionné que l'émission de particules peut avoir lieu pendant toute la phase d'évolution du noyau composé depuis sa formation jusqu'à la scission. Ces particules emportent avec elles certaines quantités d'énergie et

de moment angulaire et sont des témoins de l'évolution dynamique du système. L'analyse des données expérimentales relatives à ces particules, et en premier lieu leur multiplicité apparaît comme une source d'information tout aussi importante que celles reliées aux quantités asymptotiques après scission.

III - LE PHENOMENE DE DIFFUSION

R. Brown (1828), en mettant des grains de Pollen dans l'eau, observa que ces grains étaient animés d'un mouvement désordonné.

Au début du XX^e siècle, Einstein montra que ce mouvement est dû à l'incessant bombardement de la particule par les molécules du milieu où elle se trouve, et mena son analyse en se basant sur l'étude de la marche aléatoire.

Smoluchowski arriva aux mêmes résultats en introduisant des fonctions de probabilité.

L'approche dite de Langevin consiste à considérer que le mouvement de la particule brownienne est régi par l'équation de Newton en présence d'une force aléatoire. Cette dernière a pour origine, d'une part la division du système initial en deux sous-systèmes dont un seul est " intéressant ", l'autre n'entrant que comme un " bain de chaleur ", et, d'autre part la forme non précisée de l'interaction entre ces deux sous-systèmes.

La validité d'une telle séparation suppose que certaines conditions sur les échelles de temps des différents degrés de liberté des deux sous-systèmes soient remplies.

Soient les trois temps suivants :

τ : durée pour un changement appréciable de la fonction de distribution des variables collectives,

τ_0 : durée d'une collision,

τ_1 : temps séparant deux collisions successives.

Il faut que :

$\tau_1 \gg \tau_0$ pour pouvoir avoir un bain de chaleur et définir une température ;

$\tau \gg \tau_1$ pour pouvoir distinguer entre les degrés de liberté collective et intrinsèque (bain de chaleur), suivre l'évolution de la variable collective au sein d'un système équilibré, pour développer la fonction de distribution et obtenir les équations de la théorie de diffusion.

Supposant ces conditions réalisées, nous allons dériver maintenant ces équations

que nous appliquerons par la suite à la fission nucléaire.

Equation de Fokker-Planck

La théorie du mouvement Brownien décrit l'évolution d'une particule qui subit l'effet d'une force conservative, d'une force dissipative et d'une force aléatoire qui n'est connue que par sa distribution.

L'équation du mouvement de la particule devient alors :

$$\dot{\vec{p}} = -\vec{\gamma}\vec{p} + \vec{F}(\vec{r}) + \vec{A}(t) \quad (1)$$

γ est le tenseur de friction qui est à l'origine de la dissipation d'énergie et du moment angulaire. Il peut contenir un terme croisé qui couple ces deux dissipations.

$\vec{F}(\vec{r}) = -\vec{\nabla}_r V(r)$ est une force conservative

$\vec{A}(t)$ est une force de Langevin qui n'est connue que par ses propriétés stochastiques, c'est-à-dire : valeur moyenne $\langle \vec{A}(t) \rangle$, dispersion $\langle A_i(t) A_j(t) \rangle, \dots$

Les forces de friction représentées par le tenseur γ décrivent le flot irréversible de l'énergie du mouvement collectif vers les excitations intrinsèques.

Les fluctuations thermiques du bain de chaleur (degrés de liberté internes) sont à l'origine du couplage entre le mouvement collectif et le bain, et de l'échange aléatoire de l'énergie.

Si à l'instant t le système est au point (\vec{r}, \vec{p}) , le caractère aléatoire de la force de Langevin ne permet pas de prédire le point qu'atteindra le système à l'instant $t+\Delta t$, mais seulement la probabilité d'être en ce point de l'espace de phase à $t+\Delta t$.

Soit donc $P(\vec{r}, \vec{p}; t)$ la probabilité de trouver le système en \vec{r}, \vec{p} à l'instant t , et soit $W(\vec{r}, \vec{p}, \Delta \vec{r}, \Delta \vec{p})$ une probabilité de transition faisant passer le système du point (\vec{r}, \vec{p}) au point $(\vec{r}+\Delta \vec{r}, \vec{p}+\Delta \vec{p})$ pendant le laps de temps Δt .

Si on suppose un processus Markovien, c'est-à-dire que le passage d'un point de l'espace de phase à un autre est indépendant des transitions précédentes, on peut alors écrire :

$$P(\vec{r}, \vec{p}; t + \Delta t) = \iint P(\vec{r} - \Delta \vec{r}, \vec{p} - \Delta \vec{p}; t) W(\vec{r} - \Delta \vec{r}, \vec{p} - \Delta \vec{p}, \Delta \vec{r}, \Delta \vec{p}) d\Delta \vec{r} d\Delta \vec{p} \quad (2)$$

Pour le cas particulier du mouvement Brownien, les incréments $\Delta \vec{r}$ et $\Delta \vec{p}$ sont données par l'équation (1)

$$\Delta \vec{r} = \vec{p} \Delta t \quad (\text{unité masse} = 1) \quad (3a)$$

$$\begin{aligned} \Delta \vec{p} &= -(\gamma \vec{p} - \vec{F}) \Delta t + \int \vec{A}(\xi) d\xi \\ &= -(\gamma \vec{p} - \vec{F}) \Delta t + \vec{B}(\Delta t) \end{aligned} \quad (3b)$$

En accord avec l'équation (3a), la probabilité de transition peut être écrite :

$$W(\vec{r}, \vec{p}; \Delta \vec{r}, \Delta \vec{p}) = W(\vec{r}, \vec{p}; \Delta \vec{p}) \delta(\Delta \vec{r} - \vec{p} \Delta t) \quad (4)$$

c'est-à-dire que la probabilité de transition dans l'espace de phase se réduit à une probabilité de transition dans l'espace des vitesses.

L'intégration sur $\Delta \vec{r}$ dans (2) donne

$$P(\vec{r}, \vec{p}; t + \Delta t) = \int P(\vec{r} - \vec{p} \Delta t, \vec{p} - \Delta \vec{p}; t) W(\vec{r} - \vec{p} \Delta t, \vec{p} - \Delta \vec{p}; \Delta \vec{p}) d\Delta \vec{p} \quad (5)$$

On peut faire le changement de variables suivant

$$\vec{r} \longrightarrow \vec{r} + \vec{p} \Delta t$$

$$P(\vec{r} + \vec{p} \Delta t, \vec{p}; t + \Delta t) = \int P(\vec{r}, \vec{p} - \Delta \vec{p}; t) W(\vec{r}, \vec{p} - \Delta \vec{p}; \Delta \vec{p}) d\Delta \vec{p} \quad (5a)$$

On développe les différentes fonctions en série de Taylor

$$\begin{aligned}
 P(\vec{r}+\vec{p}\Delta t, \vec{p}, t+\Delta t) &= P(\vec{r}, \vec{p}; t) + \vec{p}\Delta t \frac{\partial}{\partial \vec{r}} P(\vec{r}, \vec{p}; t) + \\
 &+ \Delta t \frac{\partial}{\partial t} P(\vec{r}, \vec{p}; t) + O(\Delta t^2) \\
 P(\vec{r}, \vec{p}-\Delta\vec{p}; t)W(\vec{r}, \vec{p}-\Delta\vec{p}; \Delta\vec{p}) &= \{P(\vec{r}, \vec{p}; t) - \Delta\vec{p} \frac{\partial}{\partial \vec{p}} P(\vec{r}, \vec{p}; t) \\
 &+ \frac{1}{2} \sum_{ij} \Delta p_i \Delta p_j \frac{\partial^2}{\partial p_i \partial p_j} P(\vec{r}, \vec{p}; t) - \dots\} \{W(\vec{r}, \vec{p}; \Delta\vec{p}) \\
 &- \Delta\vec{p} \frac{\partial}{\partial \vec{p}} W(\vec{r}, \vec{p}; \Delta\vec{p}) + \frac{1}{2} \sum_{ij} \Delta p_i \Delta p_j \frac{\partial^2}{\partial p_i \partial p_j} W(\vec{r}, \vec{p}; \Delta\vec{p}) - \dots\} \\
 P(\vec{r}, \vec{p}-\Delta\vec{p}; t)W(\vec{r}, \vec{p}-\Delta\vec{p}; \Delta\vec{p}) &= P(\vec{r}, \vec{p}; t)W(\vec{r}, \vec{p}; \Delta\vec{p}) - \Delta\vec{p} P \frac{\partial}{\partial \vec{p}} W \\
 &- \Delta\vec{p} W \frac{\partial}{\partial \vec{p}} P + \frac{1}{2} \sum_{ij} \Delta p_i \Delta p_j P \frac{\partial^2 W}{\partial p_i \partial p_j} + \frac{1}{2} \sum_{ij} \Delta p_i \Delta p_j W \frac{\partial^2 P}{\partial p_i \partial p_j} \\
 &+ \sum_{ij} \Delta p_i \Delta p_j \frac{\partial P}{\partial p_i} \frac{\partial W}{\partial p_j} + O(\Delta p^3) \\
 P(\vec{r}, \vec{p}-\Delta\vec{p}; t)W(\vec{r}, \vec{p}-\Delta\vec{p}; \Delta\vec{p}) &= PW - \sum_i \Delta p_i \frac{\partial}{\partial p_i} (PW) \\
 &+ \frac{1}{2} \sum_{ij} \Delta p_i \Delta p_j \frac{\partial^2}{\partial p_i \partial p_j} (PW) + O(\Delta p^3)
 \end{aligned}$$

En égalant les développements des deux membres de l'équation (5a) :

$$\begin{aligned}
 P(\vec{r}, \vec{p}; t) + \Delta t \frac{\partial}{\partial t} P(\vec{r}, \vec{p}; t) + \Delta t \vec{p} \frac{\partial}{\partial \vec{r}} P(\vec{r}, \vec{p}; t) + O(\Delta t^2) &= \\
 = P(\vec{r}, \vec{p}; t) \int d\Delta\vec{p} W(\vec{r}, \vec{p}; \Delta\vec{p}) - \sum_i \int \Delta p_i \frac{\partial}{\partial p_i} (PW) d\Delta\vec{p} & \quad (6) \\
 + \frac{1}{2} \sum_{ij} \int \Delta p_i \Delta p_j \frac{\partial^2}{\partial p_i \partial p_j} (PW) d\Delta\vec{p} + \int O(\Delta p^3) d\Delta\vec{p} &
 \end{aligned}$$

L'intégrale du premier terme du deuxième membre vaut 1. On définit les quantités

$$\langle \Delta p_i \rangle = \int \Delta p_i W(\vec{r}, \vec{p}; \Delta p) d\Delta p$$

$$\langle \Delta p_i \Delta p_j \rangle = \int \Delta p_i \Delta p_j W(\vec{r}, \vec{p}; \Delta p) d\Delta p$$

L'équation (6) s'écrit alors

$$\begin{aligned} \Delta t \frac{\partial P(\vec{r}, \vec{p}; t)}{\partial t} + \Delta t \vec{p} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}} P(\vec{r}, \vec{p}; t) + O(\Delta t^2) = \\ = - \sum_i \frac{\partial}{\partial p_i} (P(\vec{r}, \vec{p}; t) \langle \Delta p_i \rangle) + \frac{1}{2} \sum_{i,j} \frac{\partial^2}{\partial p_i \partial p_j} P(\vec{r}, \vec{p}; t) \cdot \\ \cdot \langle \Delta p_i \Delta p_j \rangle + O(\Delta p^3) \end{aligned} \quad (6a)$$

Comme la force aléatoire ne dépend pas de \vec{p} , les variations stochastiques ne dépendent pas de \vec{p} .

L'équation (6a) est l'équation de Fokker-Planck dans sa forme générale.

Pour les valeurs moyennes $\langle \rangle$, il faut connaître les propriétés stochastiques de $\vec{B}(\Delta t)$;

On les suppose de la forme suivante :

$$\langle B_i(\Delta t) \rangle = 0, \quad \langle B_i(\Delta t) B_j(\Delta t) \rangle = 2\epsilon \delta_{ij} \Delta t \quad (7)$$

d'où, avec (3b) :

$$\langle \Delta p_i \rangle = \int \Delta p_i W d\Delta p = -(\gamma p_i - F_i) \Delta t \quad (8a)$$

$$\langle \Delta p_i \Delta p_j \rangle = \int \Delta p_i \Delta p_j W d\Delta p = 2\epsilon \Delta t \delta_{ij} + O(\Delta t^2) \quad (8b)$$

L'équation (6a) devient, après avoir négligé les termes infinitésimaux et après le passage à la limite $\Delta t \rightarrow 0$

$$\begin{aligned} \frac{\partial P(\vec{r}, \vec{p}; t)}{\partial t} + \vec{p} \frac{\partial}{\partial \vec{r}} P(\vec{r}, \vec{p}; t) + \vec{F} \frac{\partial}{\partial \vec{p}} P(\vec{r}, \vec{p}; t) = \\ = \frac{\partial}{\partial \vec{p}} (\gamma \vec{p} P(\vec{r}, \vec{p}; t)) + \frac{\partial^2}{\partial \vec{p}^2} (\epsilon P(\vec{r}, \vec{p}; t)) \end{aligned} \quad (9)$$

Cette équation est appelée équation de Kramers-Chandrasekhar, elle généralise l'équation de Liouville qui exprimait la conservation de probabilité dans l'espace de phase et donnait les trajectoires classiques du système. Avec γ et ϵ différents de zéro exprimant la présence d'interactions de la variable considérée avec le bain de chaleur, on aura des trajectoires qui vont se peupler et d'autres se dépeupler.

Dans l'équation (9) on n'a pas un terme de dérivée seconde par rapport à la position, et cette équation ne semble pas décrire de diffusion pour la position; en fait, elle existe et est la seule qui subsiste dans la limite où le mouvement de la particule Brownienne est sur-amorti.

Une solution stationnaire de l'équation (9) peut être écrite sous la forme $\exp[-H(\vec{r}, \vec{p})/T]$ qui est une distribution de Maxwell-Boltzmann, $H(\vec{r}, \vec{p})$ est l'Hamiltonien du système et T une température du bain où le système est plongé. En mettant cette forme dans l'équation (9) et en identifiant les différentes puissances on trouve :

$$\epsilon = \gamma T$$

relation liant les deux coefficients γ et ϵ et appelée relation d'Einstein. Elle est un cas particulier du théorème de fluctuation-dissipation (toute dissipation a pour cause une fluctuation) dans le cas du couplage faible.

IV - LA FISSION CONSIDEREE COMME UN PHENOMENE
DE DIFFUSION

1- Introduction

Comme on l'a vu, la fission nucléaire considérée comme un problème essentiellement macroscopique consiste pour le noyau composé à surmonter une barrière de potentiel avant de s'engager sur le chemin de la scission. Au cours de cette évolution des échanges énergétiques ont lieu entre les différents degrés de liberté du système et l'on est dans un cas typique où une description en terme d'équation de diffusion doit pouvoir s'appliquer. En effet, le temps d'équilibration τ_{sp} des excitations individuelles peut être estimé à environ 10^{-23} s [We80], tandis que celui des variables collectives dominantes τ_{coll} est autour de quelques unités de 10^{-21} s [We80]. On est donc bien dans le cas de deux sous-systèmes, le système intrinsèque jouant ici le rôle d'un bain de chaleur. Cet aspect du problème a été en fait bien reconnu dans le traitement initial de Bohr et Wheeler [BW39] et explicité par Kramers. Bohr et Wheeler justifient l'hypothèse selon laquelle le problème de la fission peut être traité de façon classique et la probabilité de fission est calculée par la méthode de transition. L'apparence quantique du résultat de Bohr-Wheeler est due au fait que l'état d'excitation du noyau est décrit en termes de densité d'états. La description finale est en fait purement classique car une approximation classique est retenue pour ces densités de niveaux.

Nous développons ici le traitement de la fission en tant que processus de diffusion et nous ferons dans la section suivante le lien entre les deux descriptions.

La théorie de la diffusion appliquée à la fission nucléaire considère le mécanisme de fission comme un processus de diffusion dans les variables collectives du noyau composé vers la région de scission correspondant aux produits de la réaction. Pour évaluer le taux d'échappement du système du point d'équilibre vers la vallée de fission, on applique l'équation de diffusion dérivée précé-

demment après un choix des variables collectives et une détermination du potentiel associé. Les coefficients de cette équation peuvent être obtenus à partir de considérations microscopiques ou phénoménologiques qui tiennent compte de la nature nucléaire du système.

Ces coefficients sont l'inertie, la friction et le coefficient de diffusion, ce dernier pouvant être lié à la friction par la relation d'Einstein $\epsilon = \gamma T / \mu$.

L'inertie et la friction dépendent de l'interaction présente dans le système ; leur forme explicite peut être déterminée sur la base d'un modèle donné.

Dans la suite l'inertie sera prise égale à la masse réduite du système en fission et la friction comme un paramètre unidimensionnel. Leur relation avec la dynamique est donnée dans le paragraphe suivant .

2- L'inertie et la friction nucléaires.

La dynamique joue un rôle important dans le mécanisme de fission et elle est conditionnée par deux quantités : l'inertie et la friction.

. En étudiant le mouvement du noyau vers le point de scission, le modèle doit spécifier la masse effective du système

$$E(\{\alpha\}) = \frac{1}{2} \sum_{i,j} B_{ij}(\{\alpha\}) \dot{\alpha}_i \dot{\alpha}_j \quad \dot{\alpha} = \frac{d\alpha}{dt}$$

E représente l'énergie cinétique dans les variables macroscopiques $\{\alpha\}$ qui décrivent le système ; B_{ij} est le tenseur de masse (inertie) qui varie fortement avec la déformation $\{\alpha\}$ comme le font les effets de couche.

. La présence de la viscosité dans le mouvement du système en fission est due au couplage des degrés de liberté collectifs et intrinsèques. Ce couplage induit des excitations dans le noyau et gouverne le partage de l'énergie disponible entre l'énergie cinétique dans le mode de fission et l'énergie d'excitation.

Macroscopiquement la friction est introduite dans les équations du mouvement par la fonction de dissipation de Rayleigh

$$F = \frac{1}{2} \sum_{i,j} \gamma_{ij}(\{\alpha\}) \dot{\alpha}_i \dot{\alpha}_j$$

γ_{ij} est le tenseur de friction à la déformation $\{\alpha\}$.

La friction joue un rôle important tout au long de l'évolution du noyau composé et, en particulier, dans la descente du point selle au point de scission ; c'est durant cette partie du processus que la fonction de dissipation est la plus importante puisqu'elle contient des dérivées premières des paramètres de déformation.

3- Echappement par-dessus une barrière.

Dérivation de Kramers [Kr40]

Classiquement, le système est défini par la donnée de l'ensemble de ses points \vec{r} , de leurs moments conjugués \vec{p} et de leur densité. Soit $P(\vec{r}, \vec{p}; t)$ la distribution de ces points dans l'espace des phases ; elle vérifie l'équation de Fokker-Planck (ou Liouville généralisé)

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{p}{\mu} \vec{v}_r - \vec{v}_r \cdot \nabla_p \right) P(\vec{r}, \vec{p}; t) = \\ = \vec{v}_p \cdot (\gamma_p P(\vec{r}, \vec{p}; t)) + \frac{1}{2} \vec{v}_p^2 (D_p P(\vec{r}, \vec{p}; t)) \end{aligned} \quad (1')$$

Cette équation régit la diffusion des points (\vec{r}, \vec{p}) de l'espace de phase causée par une force aléatoire type mouvement Brownien.

Considérons le cas unidimensionnel suivant :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + K \frac{\partial}{\partial u} \right) P(x, u; t) = \frac{\partial}{\partial u} (\gamma u P(x, u; t)) + \frac{\partial^2}{\partial u^2} (\epsilon P(x, u; t)) \quad (1)$$

où on a posé :

$$\frac{p}{\mu} \approx u, \quad -\nabla V = K, \quad \frac{1}{2} D_p = \epsilon, \quad r = x$$

et soit un ensemble de particules confiné dans une poche de potentiel de la forme indiquée sur la figure 2b.

Initialement, le système est en équilibre en A et la densité de particules en B est très faible.

Prenons une distribution P de la forme suivante :

$$P = C \exp[-(\mu^2 + 2mV)/2T] \quad C = \text{const} \quad (2)$$

C'est une solution stationnaire de l'équation (1) mais qui ne peut pas être la solution d'équilibre pour toute valeur de x ; sinon, il n'y aurait pas de diffusion à travers C.

On cherche une solution stationnaire de la forme :

$$P = C \cdot F(x, u) \cdot \exp[-m(u^2 + 2V(x))/2T] \quad (3)$$

$$\text{où } F(x, u) \approx 1 \quad x \sim 0 \quad \text{et} \quad F(x, u) \rightarrow 0 \quad \text{quand } x \gg x_c \quad (3a)$$

de façon à reproduire les conditions initiales d'équilibre dans la poche A. Près du point $x = x_c$, on prend pour potentiel

$$V \approx Q - \frac{1}{2} \omega_c^2 (x - x_c)^2 \quad (4)$$

d'où

$$P = C F(x, u) \exp[-m(u^2 + 2Q - \omega_c^2 (x - x_c)^2)/2T]$$

Au voisinage de $x = x_c$, on suppose des conditions stationnaires et l'équation (1) devient alors :

$$u \frac{\partial P}{\partial x} + \omega_c^2 X \frac{\partial P}{\partial u} = \gamma u \frac{\partial P}{\partial u} + \gamma P + \varepsilon \frac{\partial^2 P}{\partial u^2} \quad (5)$$

où $X = x - x_c$.

(3) devient alors

$$P = C \exp\left[-\frac{mQ}{T}\right] F(X, u) \exp\left[-m(u^2 - \omega_c^2 X^2)/2T\right] \quad (6)$$

Ce qui donne

$$u \frac{\partial F}{\partial X} + \omega_c^2 X \frac{\partial F}{\partial u} = \varepsilon \frac{\partial^2 F}{\partial u^2} - \gamma u \frac{\partial F}{\partial u} \quad (7)$$

Cette équation n'est valable qu'autour de C, c'est-à-dire $X \sim 0$.

Les conditions (3a) deviennent

$$F(X, u) \sim 1 \quad \text{quand } X \rightarrow -\infty, \quad F(X, u) \sim 0 \quad \text{quand } X \rightarrow +\infty \quad (3b)$$

On suppose maintenant que la dépendance de F en X et u se fait suivant une fonction linéaire en u et en X

$$F \equiv F(u-aX) = F(\xi) \quad a = \text{const} \quad (8)$$

en mettant dans (7), on obtient :

$$-[(a-\gamma)u - \omega_c^2 X] \frac{dF}{d\xi} = \varepsilon \frac{d^2 F}{d\xi^2}$$

Cette équation ne doit pas dépendre de u et X séparément mais seulement de leur combinaison $\xi = u-aX$, d'où a doit vérifier :

$$\frac{\omega_c^2}{a-\gamma} = a \quad \text{donc} \quad a = \gamma/2 \pm (\gamma^2/4 + \omega_c^2)^{1/2}$$

$$-(a-\gamma)\xi \frac{dF}{d\xi} = \varepsilon \frac{d^2 F}{d\xi^2} \quad (9)$$

$$\text{d'où } F = F_0 \int_{\xi}^{\xi} \exp[-(a-\gamma)\xi'^2/2\varepsilon] d\xi' \quad (10)$$

valable si $X \sim 0$

En prenant pour a la racine positive

$$a = \gamma/2 + (\gamma^2/4 + \omega_c^2)^{1/2} \quad (8a)$$

On a alors

$$a-\gamma = (\gamma^2/4 + \omega_c^2)^{1/2} - \gamma/2 > 0$$

en choisissant

$$F_0 = \left(\frac{a-\gamma}{2\pi\epsilon} \right)^{1/2}$$

(10) devient

$$F = \left(\frac{a-\gamma}{2\pi\epsilon} \right)^{1/2} \int_{-\infty}^{\xi} \exp[-(a-\gamma)\xi'^2/2\epsilon] d\xi' \quad (11)$$

De (8), (3b) et (8a) on a :

$$F \sim 1 \text{ quand } \xi \rightarrow +\infty, \quad F \sim 0 \text{ quand } \xi \rightarrow -\infty \quad (8b)$$

D'où près de C on a la distribution P

$$P = C \left[(a-\gamma)/2\pi\epsilon \right]^{1/2} \exp\left[-\frac{mQ}{T}\right] \exp(-m(u^2 - \omega_c^2 x^2)/2T) \cdot \int_{-\infty}^{\xi} \exp[-(a-\gamma)\xi'^2/2\epsilon] d\xi' \quad (12)$$

ou encore

$$P = C \exp\left[-\frac{mQ}{T}\right] \exp(-m(u^2 - \omega_c^2 x^2)/2T) \cdot \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left[\left(\frac{a-\gamma}{2\epsilon} \right)^{1/2} \xi \right] \right]$$

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt \text{ est la fonction erreur}$$

$$\xi = u - aX$$

Au voisinage de A la distribution est :

$$P = C \exp[-m(u^2 + \omega_A^2 x^2)/2T] \quad (13)$$

où on a approché le potentiel par

$$V(x) \approx \frac{1}{2} \omega_A^2 x^2 \quad \omega_A = \text{const} \quad x \sim 0$$

Le nombre de particules au voisinage de A est

$$\begin{aligned} n_A &\approx C \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-m(u^2 + \omega_A^2 x^2)/2T] dx du \\ n_A &\approx C \left(\frac{2\pi T}{m\omega_A} \right) \end{aligned} \quad (14)$$

Le courant de diffusion à travers C est donné par :

$$\begin{aligned} j &= \int_{-\infty}^{+\infty} P(X=0, u) u du \quad (15) \\ j &= C \left[\frac{a-\gamma}{2\pi\epsilon} \right]^{1/2} e^{-mQ/T} \int_{-\infty}^{+\infty} u du \exp(-mu^2/2T) \cdot \\ &\quad \cdot \int_{-\infty}^u \exp[-(a-\gamma)\xi^2/2\epsilon] d\xi \end{aligned}$$

en intégrant par parties et en considérant la relation d'Einstein $\epsilon = \gamma T/m$, on trouve

$$j = C \left(\frac{T}{m} \right) \left(\frac{a-\gamma}{m} \right)^{1/2} e^{-mQ/T} \quad (16)$$

Le taux d'échappement de la région A à travers C est :

$$p = \frac{j}{n_A} = \frac{\omega_A}{2\pi} \left(\frac{a-\gamma}{a} \right)^{1/2} e^{-mQ/T}$$

$$p = \frac{\omega_A}{2\pi\omega_c} \left((\gamma^2/4 + \omega_c^2)^{1/2} - \gamma/2 \right) e^{-mQ/T} \quad (17)$$

Deux cas sont à envisager :

i) Viscosité grande $\gamma \gg 2\omega_c$

L'effet de la force Brownienne sur la vitesse est plus important que celui de $K = -\partial V/\partial x$

$$p = \frac{\omega_A \omega_c}{2\pi\gamma} e^{-mQ/T} \quad (18)$$

ii) Viscosité faible $\gamma \rightarrow 0$

La force Brownienne n'induit que de petites vibrations sur l'énergie durant un temps caractéristique du mouvement

$$p = \frac{\omega_A}{2\pi} e^{-mQ/T} \quad (\text{méthode de l'état de transition}) \quad (19)$$

La relation entre cette dernière expression et celle de Bohr-Wheeler sera discutée dans la section IV.3.

4- Extension temporelle de la dérivation précédente [Gr83]

Soit l'équation de Fokker-Planck suivante

$$\frac{\partial P(x, p; t)}{\partial t} + p \frac{\partial P}{\partial x} - K(x) \frac{\partial P}{\partial p} = \gamma \frac{\partial}{\partial p} (pP) + \epsilon \frac{\partial^2 P}{\partial p^2} \quad (20)$$

$$K(x) = + \frac{1}{\mu} \frac{\partial V(x)}{\partial x}, \quad \epsilon = \gamma T/\mu$$

On peut montrer qu'avec un potentiel de la forme

$$V(x) = \frac{1}{2} \omega_1^2 x^2 \quad (21)$$

La solution de (20) s'écrit [Ch43]

$$P_1(x,p;t) = C \exp \left\{ - \frac{1}{2(1-\rho^2)} \left[\frac{p^2}{\sigma_p^2} + \frac{2V(x)}{\sigma_x^2 \mu \omega_1^2} - \frac{2\rho p}{\sigma_p \sigma_x \omega_1^2} \frac{\partial V}{\partial x} \right] \right\} \quad (22)$$

où $\sigma_p(t)$, $\sigma_x(t)$ sont les variances dépendantes du temps des deux variables p et x et $\rho(t)$ est la fonction de corrélation ; leurs expressions sont données dans l'appendice A.

La résolution numérique de l'équation (20) avec un potentiel plus général

$$V(x) = \mu g x^2 (x-c)(x-b) \quad (23)$$

montre que les variances ne s'éloignent pas trop des valeurs analytiques fig. 3 d'un oscillateur harmonique. Ceci permet [Gr83] d'étendre la procédure de Kramers et d'écrire la solution cherchée sous la forme suivante :

$$P(x,p;t) = C F(x,p;t) P_0(x,p;t) \quad (24)$$

où P_0 est supposée résoudre l'équation (20) dans la première poche du potentiel et jusqu'au voisinage du point selle

$$P_0(x,p;t) = C \exp \left\{ - \frac{1}{2(1-\rho^2)} \left[\frac{p^2}{\sigma_p^2} + \frac{2V(x)}{\sigma_x^2 \mu \omega_1^2} - \frac{2\rho p}{\sigma_p \sigma_x \mu \omega_1^2} \frac{\partial V}{\partial x} \right] \right\} \quad (25)$$

où σ_p , σ_x et ρ sont les quantités apparaissant en (22) mais définies à partir de l'approximation quadratique du potentiel $V(x)$ dans sa première poche.

En mettant la forme (24) dans l'équation (20) et en se restreignant au voisinage de $x \sim 0$ où $V(x)$ y est approché par un oscillateur harmonique ω_0 et en supposant que la dépendance en p et x de F est de la forme :

$$F(x,p;t) \equiv F(\xi) \equiv F(p-a(t)x) \quad (26)$$

La solution est alors :

$$F(x,p;t) = F_0 \left(\frac{a+\gamma}{\epsilon} - \frac{2}{\sigma_p^2 (1-\rho^2)} \right)^{1/2} \cdot \int_{-\infty}^{P-a(t)x} d\xi \exp \left\{ -\frac{1}{2} \xi^2 \left[\frac{a+\gamma}{\epsilon} - \frac{2}{\sigma_p^2 (1-\rho^2)} \right] \right\} \quad (27)$$

où a est solution de :

$$\frac{da}{dt} + a \left(a + \gamma - \frac{2\epsilon}{\sigma_p^2 (1-\rho^2)} \right) - \omega_0^2 - \frac{2\epsilon\rho}{\sigma_p \sigma_x (1-\rho^2)} \frac{\omega_0^2}{\omega_1^2} = 0 \quad (28)$$

et $F_0 = (2\pi)^{-1/2}$

$F(x,p;t)$ doit être telle que $F(-\infty,p;t) \approx 1$, $F(+\infty,p;t) \approx 0$ (29)

puisque la distribution est initialement dans la poche $(x-x_1)$.

Ces conditions aux limites sont vérifiées si on a :

$$a + \gamma - \frac{2\epsilon}{\sigma_p^2 (1-\rho^2)} > 0$$

Cette forme analytique (24) est utilisée pour évaluer analytiquement le taux de fission au point selle (appendice B et fig. 4) et ne reproduit les résultats du calcul numérique direct que pour des valeurs de la friction $\gamma < 2\omega_1$, où ω_1 est la fréquence dans l'approximation quadratique du potentiel dans la première poche. Ces valeurs de γ correspondent à un mouvement sous-critique dans la poche.

La figure 5 montre une projection de la densité de probabilité $P(x,p;t)$ calculée numériquement pour une friction de $\gamma = 0.5 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$, une température de 4 MeV et à l'instant $t = 9.8 \times 10^{-21} \text{ s}$, donc après que le flux soit devenu quasistationnaire au point selle ($x=0$ sur la figure).

Le mécanisme de diffusion qui se produit peut être résumé comme suit : dans le plan (x,p) le système est initialement au point $(-3.4 \text{ fm}, 0)$ avec une distribution de Maxwell-Boltzmann. Quand le temps augmente la distribution évolue de façon telle que $\langle p \rangle \approx 0$ alors que la variance σ_p^2 augmente (la distribution s'étale en p) ; pendant ce temps le système quitte la poche, $\langle x \rangle$ augmente vers les valeurs positives et la variance σ_x^2 fait de même.

Sur la figure 6 pour une température $T=1 \text{ MeV}$, $\langle x \rangle$ augmente puis devient presque constant au bout d'un temps caractéristique de l'équilibration dans le premier puits ; pour une température $T=4 \text{ MeV}$ de l'ordre de la hauteur de la barrière de fission, $\langle x \rangle$ se déplace pratiquement à vitesse constante vers les valeurs plus grandes de x que dans le cas $T=1 \text{ MeV}$. Quand la température croît, le flux par-dessus la barrière augmente, et il existe une valeur de la friction qui donne le flux maximum.

La figure 7 montre la probabilité de fission de première chance P_f avec $\alpha = P_f / (1 - P_f)$, la courbe TT est obtenue à partir de la formule de Bohr-Wheeler que nous dérivons dans le chapitre suivant, les courbes pleines montrent l'effet de la friction mais sans dépendance temporelle qui est incluse dans les courbes en tirets.

Nous rappelons que le coefficient γ est en fait un rapport de la friction nucléaire à l'inertie du système. Nous utilisons le terme de friction pour le coefficient γ en supposant l'inertie constante et donnée par la masse réduite du système.

V - COMPETITION FISSION-EVAPORATION

1- Les voies de réactions

Dans la théorie des réactions nucléaires, une voie est définie relativement aux nombres quantiques de la fonction d'onde asymptotique du système. Une voie d'entrée est alors spécifiée par l'état des projectiles avant la collision et la voie de sortie par l'état des produits de la réaction. Par exemple, pour une collision élastique, la voie de sortie est identique à la voie d'entrée, et pour une fission spontanée il n'y a pas du tout de voie d'entrée. Dans le cas de la fission, une voie de sortie peut être définie comme étant une division du noyau fissionnant en une paire de fragments dans des états quantiques bien définis.

Pour un noyau à une énergie d'excitation donnée, le nombre de paires de fragments qu'il peut donner est considérable et chaque fragment peut être dans un des nombreux états excités disponibles. Le nombre de voies ouvertes à la désexcitation d'un noyau excité est donc très grand, ce qui peut justifier l'utilisation d'hypothèses statistiques.

2- Les largeurs de désexcitation

Le système NC (noyau composé) est créé dans un état excité α à la suite de la réaction nucléaire. Comme ces états excités ne sont pas stationnaires, le noyau n'y restera qu'un certain temps τ_{α}^a qui est lié à la largeur du niveau d'énergie de l'état où se trouve le système par la relation

$$\Gamma_a(\alpha) = \hbar / \tau_{\alpha}^a$$

où a désigne les différentes voies de désexcitation f : fission, n : neutron, ... $\Gamma_a(\alpha)$ est une quantité liée à la configuration des états du système et au spectre d'énergie. Pour la déterminer on doit spécifier la densité de niveaux et le potentiel nucléaire. Une dérivation rigoureuse des largeurs $\Gamma_a(\alpha)$ à partir

du théorème de réciprocité peut être trouvée dans les références [Th68, Le76]. Nous en donnerons ici une dérivation simplifiée. Si on suppose un spectre où les niveaux d'énergie sont également espacés de D , la fonction d'onde du système décrira la même configuration au bout d'un temps $P=2\pi\hbar/D$; ceci est une relation qui lie la périodicité du mouvement nucléaire à l'espacement des niveaux. Dans cette approximation simple P est aussi le temps qu'il faut pour qu'une particule entrant dans le noyau se trouve de nouveau dans la même configuration prête à le quitter. Mais à cause du changement de potentiel à la surface, la particule peut être réfléchie, d'où

$$P = T(\alpha)\tau_{\alpha}$$

τ_{α} est le temps d'émission de la particule, $T(\alpha)$ est le coefficient de transmission vers l'extérieur calculé à partir de l'équation de Schrödinger avec un potentiel nucléaire.

Les largeurs deviennent pour une voie " a " donnée

$$\Gamma_a(\alpha) = \frac{D}{2\pi} T_a(\alpha)$$

Dans le cas général on doit avoir

$$\Gamma_a(E) = \frac{1}{2\pi\rho(E)} N_a(E)$$

$N_a(E)$ est le nombre de voies ouvertes à l'énergie E conduisant au canal a et est donné par

$$N_a(E) = \sum_{\substack{\text{niveaux} \\ \text{d'énergie } K \\ \text{du mode } a}} T_a(E, K)$$

Des approximations simples donnent pour $a=f, n$

$$\Gamma_f(E) = \frac{N_f(E)}{2\pi\rho(E)} = \frac{1}{2\pi\rho(E)} \sum_{\{K\}} T_f(E,K)$$

$$\Gamma_f(E) = \frac{1}{2\pi\rho(E)} \int_0^{E-B_f} \rho_f(E-B_f-K) dK$$

K est l'énergie cinétique qui correspond au degré de liberté de la fission.

$$\Gamma_n(E) = \frac{N_n(E)}{2\pi\rho(E)} = \frac{1}{2\pi\rho(E)} \sum_{\{\epsilon\}} \sum_{\ell} (2\ell+1) T_n^{\ell}(E,\epsilon)$$

$$\Gamma_n(E) = \frac{1}{2\pi\rho(E)} 2m r_o^2 A^{2/3} g \int_0^{E-B_n} \epsilon \rho_n(E-B_n-\epsilon) d\epsilon$$

ϵ est l'énergie cinétique du neutron émis, $r_o = 1.3$ fm, A est le nombre de masse, $g=2$ est la dégénérescence.

Par définition la densité de niveau est donnée par la transformée de Laplace inverse de la fonction de partition. Evaluée par la méthode du col [BM69], cette transformée de Laplace inverse conduit à une expression " semi-classique " de $\rho(E)$ qui s'écrit (pour un seul type de particule)

$$\rho_i(E) \propto \frac{1}{E} \exp 2[\sqrt{a_i E}]$$

$a_i = a_f$, a_n sont les paramètres de densité de niveaux à la surface de Fermi respectivement pour la configuration du point selle et de la configuration d'équilibre du noyau résiduel $a = \frac{\pi^2}{6} g(\epsilon_F)$, où $g(\epsilon)$ est la densité de niveaux une-particule et ϵ_F l'énergie du niveau de Fermi. Ce paramètre contient toute l'information nucléaire et est en principe fonction de l'énergie, du moment angulaire, de la déformation et des effets de couche. Une valeur empirique de ce paramètre est $A/11$ à $A/8$.

B_n , B_f sont respectivement l'énergie de liaison du dernier neutron et la hauteur du potentiel à la déformation du point selle.

Dans le cas où on tient compte du moment angulaire mis dans le noyau composé,

résultat d'une collision entre ions lourds, les largeurs deviennent

$$\Gamma_f(E, I) \propto \int_0^{(E-E_{\text{selle}}(I))} \rho_f(E-E_{\text{selle}}(I)-K, I) dK$$

$$\Gamma_n(E, I) \propto \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{J=|I-\ell|}^{J=I+\ell} \int_0^{(E-E_{yr}(J)-B_n)} \rho_n(E-B_n-E, J) T_n^{\ell}(\epsilon) d\epsilon$$

où $E_{\text{selle}}(I)$ est l'énergie potentielle à la déformation du point selle en présence de moment angulaire. $E_{yr}(I)$ est l'énergie du fondamental en présence du moment angulaire.

Dans ce cas, la densité de niveaux s'écrit

$$\rho(E, J) = \rho(E) A \sum_{K=-J}^J \exp \left[\frac{-J(J+1)}{2\sigma^2} - K^2 \left(\frac{1}{2\sigma^2} - \frac{1}{2\sigma^2} \right) \right]$$

Cette expression dépend de la forme du noyau ; dans le cas d'un noyau sphérique $K=0$ et $A=(2J+1)/\sigma^3$, dans le cas d'une symétrie axiale $\bar{\sigma}=\sigma_{11}$ et $A=1/\sigma_{11}$, et dans le cas d'une symétrie triaxiale $A=1$. Le paramètre σ vaut $\left(\frac{A}{h^2} \right)^{1/2}$ où J est le moment d'inertie par rapport à l'axe considéré.

Ces formes de noyaux sont très importantes pour la fission et peuvent modifier considérablement les largeurs Γ_f .

3- Compétition entre les modes de désexcitation

Un état excité d'un noyau a une largeur de niveau qui varie suivant le mode désexcitation : plus cette largeur est grande et plus il y a de voies ouvertes dans l'espace de phase conduisant à une désexcitation plus probable suivant ce mode.

Donc, une fois que le noyau composé est formé, la compétition entre les possibilités de fission et d'émission de neutrons sera déterminée par les grandeurs relatives des largeurs Γ_f et Γ_n .

L'émission de neutron ne peut avoir lieu qu'au-dessus d'un certain seuil d'énergie d'excitation qui doit être supérieur à l'énergie de séparation du neutron dans le noyau composé. Pour la fission il n'y a pas de seuil bien défini, parce que la probabilité de désexcitation dans cette voie est gouvernée par la dynamique de pénétration de la barrière de potentiel qui fait qu'on peut avoir fission pour une énergie d'excitation en-dessous de la barrière.

Parmi les variables collectives qui jouent un grand rôle dans la compétition neutron-fission, la déformation est la plus importante. Cette compétition contient d'importantes informations sur le changement de la forme nucléaire au-dessus de la ligne yrast (les états yrast sont les fondamentaux du noyau ayant un moment angulaire).

La figure 8 tirée de la référence [Ga76] montre deux calculs microscopiques supposant deux symétries différentes pour la configuration du premier point selle du ^{237}Np pour de basses énergies, cette augmentation est due aux additionnels niveaux de rotation de cette forme.

Le degré de liberté rotationnel qu'il faut inclure dans la densité de niveaux pour tenir compte du moment angulaire mis dans le système dans une réaction entre ions lourds a des effets directs sur le rapport Γ_n/Γ_f à basse énergie d'excitation.

Pour un noyau sans moment angulaire, la barrière de fission est notée B_f (figure 9). Pour une valeur quelconque du moment angulaire, l'énergie de rotation pour une forme sphérique est plus grande que pour une forme non sphérique à cause du moment d'inertie plus petit de la sphère. L'énergie de rotation présente à la déformation du point selle est donc moins importante que celle à la déformation d'équilibre et la barrière effective pour la fission est diminuée relativement au seuil de l'émission de neutron ; d'où une compétition plus favorable à la fission quand le moment angulaire augmente. La présence du moment angulaire fera que le système tournant aura tendance à s'aplatir par rapport à l'axe de rotation, et dans le cas de grands moments angulaires un changement de forme peut se produire (la symétrie axiale de la goutte liquide est détruite).

4- Relation avec la section IV-3.

Dans ce paragraphe, nous allons discuter le lien entre la largeur de fission calculée sur la base du modèle statistique (section V.2) et le taux de fission calculé dans le modèle de diffusion (section IV.3).

Les deux méthodes partent d'une même hypothèse qui est un équilibre du système un peu avant le point selle.

Pour discuter le concept d'état quasistationnaire supposé par Kramers, on considère de nouveau le potentiel de la figure 2b. Au point A le système est dans un état lié, le point B correspond à un autre état avec une énergie moindre. Si tout le système est en équilibre thermodynamique, la densité serait proportionnelle à $\exp[-H/T]$ et aucun flux ne passerait de A vers B. Par contre, si au moment initial le système est plus présent en A qu'en B, alors un processus de diffusion tendrait à établir l'équilibre. Si la barrière de potentiel est grande par rapport à la température, le processus sera lent et on peut considérer donc le processus de diffusion comme stationnaire. Le flux à travers C sera constant dans le temps dès le début, ce qui fait que même quand la distribution en A (ou en B) n'est pas d'équilibre, le processus de diffusion fait qu'elle le sera bien avant qu'aucune particule n'ait passé le point C.

Dans le cas d'une friction nulle le modèle de diffusion donne un taux de fuite de :

$$\frac{\omega}{2\pi} \exp(-E_f/T)$$

ω est la fréquence du potentiel de la poche, E_f est la hauteur du potentiel au point selle et T est la température du système.

La formule de Bohr-Wheeler est obtenue dans la méthode d'état de transition [BW39]. Elle suppose que pour fissionner le système doit passer par des états bien définis (dits de transition) et discernables de ceux dans la poche.

Dans le cadre de la section V.2, cette formule peut être obtenue avec une densité de niveaux d'un modèle à température constante ou avec une densité de niveaux de la forme $\rho(E) = \rho(0)\exp(2\sqrt{aE})$ dans le cas où l'énergie d'excitation est supérieure à la barrière du potentiel.

Cette formule est la même que celle donnée par la méthode de l'état de transition pour calculer les vitesses de réactions. Cette méthode considère les particules près de A en parfait équilibre thermodynamique avec celles près de B, donc aussi au point C. On calcule alors le nombre de particules qui passent par unité de temps de A vers B (le même que celui de B vers A) et on trouve $\text{Texp}\{-E_i/T\}$ avec une distribution de Boltzmann. Pour retrouver le résultat donné à l'équation 19 section IV.3 il suffit de diviser par le nombre de particules près de A et qui vaut $2\pi T/\omega$ [Kr40].

La référence [St73] traite aussi de cette différence des facteurs préexponentiels des deux formules (Bohr-Wheeler et Kramers avec une friction nulle) et l'attribue aux états collectifs de l'état initial non pris en compte dans le traitement de Bohr-Wheeler.

VI - MULTIPLICITES DE NEUTRONS

1- Formalisme

Pour obtenir la multiplicité de neutrons produits en compétition avec la fission à partir d'un noyau excité par une réaction nucléaire (réaction induite ou collision entre ions lourds), nous supposons le scénario de la figure 2a :

A chaque étape de la désexcitation on obtient un noyau composé ayant une température T . La désintégration du noyau composé se fait par deux voies : une de fission représentée par la flèche curvée sortant du plan (A, E^*) jusqu'à on obtient un système formé par les produits de fission, et une voie d'émission de neutrons représentée par la séquence en diagonale qui fait passer le système de l'état $NC(A, E^*)$ à un autre état $NC(A', E^{*'})$, où :

$$A' = A - N(s) \quad \text{et} \quad E^{*'} = E^* - E(s)$$

$N(s)$ est le nombre de neutrons émis de $NC(A, E^*)$ pour atteindre $NC(A', E^{*'})$, $E(s)$ est la perte d'énergie d'excitation qui en résulte.

Dans ce scénario, nous supposons que seules les voies de désexcitation par émission de neutrons et par fission sont possibles (les particules légères chargées et les radiations γ sont négligées).

Nous supposons que l'émission d'un neutron se fait chaque fois que c'est énergétiquement possible. A chaque étape de la chaîne de désintégration, nous supposons le concept de noyau composé valable, ce qui permet de définir une température et de considérer chaque fois la probabilité de fission comme étant de première chance, les étapes antérieures entrant par la balance d'énergie, par le nombre de masse et toutes les quantités et tous les paramètres qui dépendent du noyau de la chaîne.

Partant d'un noyau composé $NC(A, E^*)$ au temps $t=0$, la probabilité à un instant

ultérieur t de le trouver dans l'état du noyau composé $NC(A', E^{*i})$ est régie par le système d'équations différentielles suivant :

$$\frac{dP_i(t)}{dt} = \Gamma_{ni-1} P_{i-1}(t) - (\Gamma_{ni} + \Gamma_{fi}) P_i(t) \quad (1)$$

C'est un système d'équations maîtresses avec un terme de gain dû aux noyaux en amont de la chaîne qui peuplent NC_i , en émettant des neutrons, et un terme de perte qui correspond à la dépopulation de cet état soit par voie de fission, soit par voie d'émission de neutrons.

Au temps $t=0$ on a donc $P_1(0) = 1$ et $\Gamma_{no} = 0$.

Le nombre maximum de neutrons qu'un noyau initial peut émettre est donné par la balance d'énergie à chaque étape $E^{*i} = E^{*i-1} - E(s)$. Une fois que le dernier neutron de la chaîne est émis, l'énergie d'excitation du noyau résiduel est inférieure à l'énergie de séparation du dernier neutron de ce dernier noyau. C'est ce nombre maximum de neutrons qui définit le nombre d'étapes de la désintégration et par conséquent le nombre d'équations dans le système (1).

Le noyau ne pouvant plus émettre de neutrons, il fissionne avec une probabilité de 1 ; si sm est le nombre d'équations du système (1), n doit avoir alors

$$\Gamma_{n sm} = 0.$$

Quelle que soit l'énergie d'excitation, ce modèle de désexcitation suppose l'existence préalable d'un noyau composé. Même à haute énergie d'excitation (> 200 MeV) il y a des indications expérimentales [So83] qui appuient cette hypothèse.

Le système d'équations (1) devient :

$$\frac{dP_i(t)}{dt} = \Gamma_{ni-1} P_{i-1}(t) - (\Gamma_{ni} + \Gamma_{fi}) P_i(t) \quad (1')$$

$$i = 1, sm \quad \Gamma_{no} = \Gamma_{n sm} = 0$$

La dernière étape est une fission tant que le B_n du noyau correspondant est supérieur à B_f ; si c'est le contraire, on peut garder la même formulation du

système d'équations mais en calculant les largeurs de fission Γ_f avec un facteur permettant la pénétrabilité de la barrière de fission.

Les largeurs de fission et d'émission de neutrons de l'étape s sont calculées à l'énergie d'excitation E_s^* et avec les paramètres du noyau NC_s .

La balance d'énergie est prise égale à :

$$E_s^* = E_{s-1}^* - B_{ns-1} - KE_{s-1}$$

KE_s est l'énergie emportée par le neutron émis. C'est la somme d'une énergie cinétique, d'une énergie rotationnelle parce que le neutron est émis à la surface du noyau et d'une énergie de spin [A282].

Dans ce qui suit on prend simplement :

$$KE_s = 2T_s$$

où T_s est la température du NC_s .

La résolution du système (1') donne la probabilité $P_s(t)$ pour le noyau initial d'être à l'étape s au temps t , le courant associé est $j_s(t) = \Gamma_{fs} P_s(t)$.

La probabilité pour le noyau initial d'être à l'étape s à n'importe quel moment, après avoir émis $(s-1)$ neutrons, est donc

$$P_s(E_s^*) = \int_0^{+\infty} \Gamma_{fs} P_s(t) dt \quad (2)$$

Γ_{fs} ne dépendant pas du temps, la résolution du système (1') est directe et donne :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_1(t) = P_1(o) \exp[-(\Gamma_{n1} + \Gamma_{f1})t] \\ P_s(t) = P_1(o) \left(\prod_{i=1}^{s-1} \Gamma_{ni} \right) \cdot \sum_{i=1}^s \frac{\exp[-(\Gamma_{ni} + \Gamma_{fi})t]}{\prod_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^s (\Gamma_{nj} + \Gamma_{fj} - \Gamma_{ni} - \Gamma_{fi})} \\ s=2, sm, \quad P_1(o)=1, \quad \Gamma_{n sm}=0 \end{array} \right.$$

La probabilité d'émettre (s-1) neutrons est alors

$$P_s(E^*) = \int_0^{+\infty} \Gamma_{fs} P_s(t) dt$$

$$P_s(E^*) = \Gamma_{fs} \left\{ \prod_{i=1}^{s-1} \Gamma_{ni} \right\} \left\{ \prod_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^s (\Gamma_{nj} + \Gamma_{fj} - \Gamma_{ni} - \Gamma_{fi}) \right\}^{-1}$$

qu'on peut mettre sous la forme :

$$\begin{cases} P_s(E^*) = \frac{\Gamma_{fs}}{\Gamma_{fs} + \Gamma_{ns}} \prod_{i=1}^{s-1} \frac{\Gamma_{ni}}{\Gamma_{ni} + \Gamma_{fi}} \\ P_{sm}(E^*) = \prod_{i=1}^{sm-1} \frac{\Gamma_{ni}}{\Gamma_{ni} + \Gamma_{fi}} \end{cases} \quad (3)$$

Le rapport $\Gamma_n / (\Gamma_n + \Gamma_f)$ étant la probabilité relative d'émettre le neutron, cette dernière forme de $P_s(E^*)$ montre bien le résultat en termes de probabilités successives.

Comme le noyau NC était présent à l'état initial avec une probabilité de 1, il est bien vérifié que :

$$\sum_{s=1}^{sm} P_s(E^*) = 1$$

La multiplicité en neutrons pour une énergie d'excitation initiale E^* est

$$\langle \nu \rangle = \sum_{s=1}^{sm} (s-1) P_s(E^*) \quad (4)$$

où $P_s(E^*)$ défini dans l'équation (2) est en fait une écriture abrégée pour $P_s(E_1^*, E_2^*, \dots, E_s^*)$.

Sur la base du modèle de diffusion, la largeur de fission dépend du temps. C'est seulement pour un temps suffisamment grand qu'elle atteint la valeur

donnée par le modèle statistique. Pendant l'étape initiale de l'évolution en temps décrite par le système d'équation (1'), la désintégration par voie de fission est donc réduite par rapport à la situation stationnaire du modèle statistique.

La façon précise dont la multiplicité $\langle \nu \rangle$ des neutrons émis dépend de la friction nucléaire à différentes énergies d'excitation est l'objet principal de ce travail [RCC-1]. En principe, pour chaque noyau composé de la chaîne, une équation de transport est résolue pour obtenir le taux de fission. C'est l'avantage essentiel de l'application dépendante du temps de la section IV.4 que de permettre d'éviter cette étape.

Pour inclure l'effet de la dynamique, on résout donc le système (1') avec, au lieu de Γ_f , la largeur de fission dépendante du temps $\lambda_f(t)$.

La multiplicité de neutrons est toujours donnée par l'équation (4), où $P_s(E^*)$ est devenu

$$P_s(E^*) = \int_0^{+\infty} \lambda_{fs}(t) P_s(t) dt \quad ,$$

que nous écrivons

$$P_s(E^*) = \int_0^{t_m} \lambda_{fs}(t) P_s(t < t_m) dt + \int_{t_m}^{+\infty} \Gamma_{fs} P_s(t > t_m) dt$$

On a considéré qu'il existe un temps t_m pour lequel $\lambda_{fs}(t)$ n'est plus différent de façon significative de sa valeur asymptotique Γ_{fs} :

$$\lambda_{f,s}(t > t_m) \simeq \Gamma_{f,s}$$

On peut alors exprimer $P_s(t > t_m)$ en fonction de $P_s(t < t_m)$.

Le calcul donne

$$\begin{aligned}
 P_s(E^*) = & \int_0^{tm} \lambda_{fs}(t) P_s(t < tm) dt + \\
 & + \frac{\Gamma_{fs}}{\Gamma_{fs} + \Gamma_{ns}} \cdot \left\{ \exp \left[- \int_0^{tm} (\Gamma_{ns} + \lambda_{fs}(t')) dt' \right] I(s-1) + \right. \\
 & \left. + \sum_{i=1}^{s-1} \prod_{j=i}^{s-1} \frac{\Gamma_{nj}}{\Gamma_{nj} + \Gamma_{fj}} \cdot \exp \left[- \int_0^{tm} (\Gamma_{ni} + \lambda_{fi}(t')) dt' \right] I(i-1) \right\}
 \end{aligned}$$

avec

$$I(i) = \int_0^{tm} \Gamma_{ni} \exp \left[\int_0^{t'} (\Gamma_{ni+1} + \lambda_{fi+1}(t)) dt \right] P_i(t' < tm) dt'$$

$$I(0) = 1$$

La résolution du système (1') et les intégrales de 0 à tm sont faites numériquement.

2- Résultats et discussion

Nous avons vu qu'en extrapolant vers une friction nucléaire nulle, la formule de Kramers (cf. section IV.3) donnant la largeur de fission on obtient la valeur déduite par la méthode de l'état de transition. Celle-ci rejoint essentiellement la formule de Bohr-Wheeler dès que l'énergie d'excitation E^* est plus grande que la hauteur de la barrière de fission B_f . Les différences apparaissent à basse énergie et sont dues à la dépendance en énergie de l'intégrale $\int \rho(E) dE$ apparaissant dans l'expression de Bohr-Wheeler.

Pour pouvoir comparer les multiplicités calculées à partir des largeurs de fission de Bohr-Wheeler avec celles obtenues à partir du formalisme dépendant du temps, nous avons donc multiplié toutes les largeurs de fission dépendantes du temps (équation (6) de l'appendice B) par un facteur dépendant de l'énergie

$\frac{T}{\omega_1} H(T)$, où $H(T)$ diffère de l'unité seulement à basse énergie d'excitation.

Le long de la chaîne de désexcitation, les énergies de liaison du dernier neutron B_n sont prises approximativement comme une différence entre les énergies de liaisons tirées de [WG71] des isotopes successifs du noyau considéré ; le changement de la barrière de fission le long de la chaîne est celui donné par le modèle de la goutte liquide normalisé de façon à avoir la valeur expérimentale en début de chaîne.

Le calcul des multiplicités est fait pour le système ^{248}Cf avec une barrière initiale de 4 MeV en fission induite et pour ^{168}Yb correspondant à la fission d'un noyau formé dans une collision entre ions lourds, d'où une réduction de sa barrière jusqu'à 1.6 MeV due au moment angulaire mis en jeu.

Ces calculs sont faits pour un flux quasistationnaire qui s'établit au bout d'un temps τ au point selle. Ce temps est celui au bout duquel l'expression (6) de l'appendice B atteint 90 % de sa valeur quasistationnaire. Le facteur gouvernant cette évolution asymptotique est le terme exponentiel qui peut être approximé par :

$$\exp\left[-B_f/T(1-e^{-\gamma t})\right],$$

d'où le temps τ est égal à :

$$\tau \approx \gamma^{-1} \ln(10B_f/T) \quad (5)$$

Physiquement, c'est au point de scission que le flux doit être considéré. On peut tenir compte approximativement de cela en prenant la valeur du flux au point de scission comme étant celle au point selle à un temps ultérieur $\bar{\tau}$. Translater le flux du point de selle au point de scission d'un temps $\bar{\tau}$ revient à changer dans l'argument de l'exponentielle de l'expression (6) de l'appendice B dans la variance $\sigma_x(t)$ et la fonction de corrélation $\rho(t)$, γ^{-1} par

$$\gamma^{-1} + \bar{\tau} / \ln(10B_f/T).$$

$\bar{\tau}$ est une évaluation du temps que mettrait le système pour voyager du point selle au point de scission. Dans le cas du noyau $A=248$ et $\gamma=1.5 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$, $\bar{\tau}$ dépend faiblement de l'énergie d'excitation le long de la chaîne et vaut [HF83] $\bar{\tau} \approx 2.0 \times 10^{-21} \text{ s}$, qui est un temps plutôt petit pour permettre une substantielle émission de particules.

Les figures 10a et 10b montrent les multiplicités de neutrons en fonction de l'énergie d'excitation pour les deux systèmes $A=248$ et $A=168$, pour différentes valeurs du paramètre γ en unité de 10^{21} s^{-1} avec et sans le régime transitoire. La courbe indiquée MS est celle qui résulte de l'équation (3), donc sans friction et sans dépendance en temps de la largeur de fission.

Ces courbes montrent :

- i) Dans l'intervalle des valeurs de γ étudié qui est en fait, le domaine où $\lambda_f(t)$ est approximée analytiquement (régime sous-critique $\gamma < 2\omega_1$), on observe une importante augmentation des multiplicités de neutron par rapport à celles sans régime transitoire. Comme les largeurs de fission et d'émission de neutron sont calculées d'une façon simple, c'est cette relative augmentation qui a une signification et qui est due à des effets liés au comportement temporel du taux de fission plus qu'à l'espace de phase disponible.

Pour une énergie d'excitation de 40-80 MeV les multiplicités en fonction de la friction peuvent être comprises qualitativement à partir de l'équation (5). Dans cet intervalle d'énergie les premières étapes de la chaîne sont importantes. La plus grande valeur du paramètre γ correspond à la plus petite valeur de τ donc à une situation très proche de celle sans régime transitoire (cf. figure 10a). A plus grande énergie d'excitation, cet effet de régime transitoire affecte plus d'étapes dans la chaîne d'où cette augmentation des multiplicités. Quand l'énergie d'excitation augmente encore, suivant l'équation (5) τ diminue, d'où un nivellement des multiplicités vers une énergie qui dépend de γ et du noyau initial.

- ii) L'effet additionnel de $\bar{\tau}$ est montré figure 11. La valeur obtenue, soit $\bar{\tau} \approx 2.0 \times 10^{-21}$ s est petite pour permettre une importante émission de neutron. A 150 MeV d'énergie d'excitation où le régime transitoire est important on trouve $\Gamma_n = 0.4$ MeV d'où $\hbar/\Gamma_n \approx 1.7 \times 10^{-21}$ s. L'augmentation des multiplicités (~ 80 %) viendrait donc de la phase d'évolution du système jusqu'au point selle. Cela peut se comprendre par la relative population des noyaux dans la poche initiale par rapport à celle qui a passé la barrière.
- iii) Les différences non négligeables entre les courbes pour différentes valeurs de γ , montrent que les multiplicités sont sensibles à ce coefficient tel qu'il entre dans le modèle de diffusion. Le comportement de ces multiplicités en fonction de l'énergie d'excitation pourrait donc conduire à une étude expérimentale de la friction nucléaire et éventuellement à sa dépendance en température.

VII - CONCLUSION

Le modèle statistique utilisé dans les calculs de multiplicités de particules en se restreignant à des considérations d'espace de phase pour rendre compte de la compétition entre les différents modes de désexcitation échoue à reproduire les résultats expérimentaux concernant le nombre de particules légères émises à haute énergie.

Nous avons essayé de montrer assez clairement que la compétition fission-évaporation peut être déterminée principalement par la dynamique de la réaction plus que par l'espace de phase.

Cette dynamique, avec un couplage faible entre les degrés de liberté collectifs et intrinsèques, pendant un temps suffisamment long permet à l'émission de particules de ne pas être vraiment en compétition avec la fission. Ceci a pour effet d'augmenter la probabilité d'émettre des particules au détriment de la fission de première chance, et de pouvoir rendre compte de la valeur élevée du nombre de neutrons de préfission mesuré.

Cet effet de la dynamique dont l'introduction donne la tendance expérimentale est trop important pour qu'il soit reproduit par des raffinements au modèle statistique standard concernant notamment, une prise en compte du temps de transition du point selle au point de scission (ce temps est d'ailleurs assez mal connu ; pour le système ^{236}U [Ho82] il oscille entre 2×10^{-21} s et 10^{-20} s), ou un meilleur traitement de la déformation.

Dans [A&82] des calculs de pénétrabilités $T\ell$ et de moments d'inertie en tenant compte des déformations (les $T\ell$ sont en général calculées avec des potentiels déduits d'interactions entre noyaux dans leur état fondamental) ont été faits, mais alors les sections efficaces de fission ne sont plus reproduites (trop faibles).

Les calculs de la section VI montrent que l'effet d'un retard à l'établissement d'un taux de fission stationnaire au point selle n'est pas négligeable et permet de comprendre la grande multiplicité en neutrons mesurée. La modification concernant la largeur de fission, on aura donc les mêmes augmentations relatives pour les autres modes de désexcitation (p, α, \dots) du noyau composé en compétition avec la fission.

Cette tendance à l'accord entre les multiplicités de particules calculées et celles mesurées ajoute au crédit de la formulation de la fission en termes de diffusion et permettrait, par l'étude de l'effet de la viscosité nucléaire sur les propriétés de fission, de compléter sa connaissance expérimentale.

Dans le modèle étudié (section IV) [Gr83] des simplifications d'ordre numérique et physique ont été introduites : les premières pour obtenir des expressions analytiques et pouvoir ainsi arriver plus facilement aux comparaisons nécessaires ; dans un calcul plus réaliste ces simplifications n'auront plus lieu d'être et le calcul numérique direct doit être effectué ; les secondes concernent les paramètres qui entrent dans le modèle tels que : la température de la barrière de fission qui affecterait seulement les valeurs absolues de toutes les multiplicités, ou la dépendance en température de la friction, qui, elle affecterait les valeurs relatives des courbes.

Une autre restriction, d'ordre technique, est la limitation à un mouvement sous-critique ($\gamma < 2\omega_1$). Pour une valeur de $\hbar\omega_1 = 1$ MeV, cela restreint les valeurs de la friction à $\gamma < 3 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$. Les résultats des références [Ga81, So83] semblent exiger une valeur de τ plus grande que celle obtenue dans [Gr83] et donc, dans le cadre du modèle de diffusion, des valeurs de γ en dehors de la limite ci-dessus. Dans beaucoup de réactions entre ions lourds, le mouvement sur-critique semble être plus approprié. Dans [We83] le modèle de diffusion est étendu à des cas de grande friction. Il est montré que seul le régime transitoire peut subsister sans qu'un régime quasi-stationnaire soit jamais atteint. Tout traitement excluant les aspects dynamiques même à grande viscosité [Mo82] ne peut donc être justifié.

APPENDICE A

Dans cet appendice, nous donnons les expressions des variances $\sigma_x^2(t)$ et $\sigma_p^2(t)$ de la variable collective x et de sa conjuguée pour un oscillateur harmonique de fréquence ω_1 .

$$\begin{aligned} \sigma_x^2(t) = & \frac{\varepsilon}{\gamma} \frac{1}{\omega_1^2} \left\{ 1 - \exp(-\gamma t) \left[1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{\gamma^2}{\beta^2} \cdot \frac{1}{4} (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t))^2 \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{4} \frac{\gamma}{\beta} (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t)) (\exp(-\beta t) + \exp(\beta t)) \right] \right\} + \\ & + \frac{\exp(-\gamma t)}{\beta^2} \left[\sigma_{p0}^2 \frac{1}{(2i)^2} (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t))^2 + \sigma_{x0}^2 \cdot \right. \\ & \cdot \left. \left(\frac{1}{4} \gamma^2 \frac{1}{4} (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t))^2 + \gamma \beta \frac{1}{4} (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t)) \right) \right. \\ & \left. \cdot (\exp(-\beta t) + \exp(\beta t)) + \beta^2 \frac{1}{4} (\exp(-\beta t) + \exp(\beta t))^2 \right] \\ \sigma_p^2(t) = & \frac{\varepsilon}{\gamma} \left\{ 1 - \exp(-\gamma t) \left[1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{\gamma^2}{\beta^2} \cdot \frac{1}{4} (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t))^2 \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{4} \cdot \frac{-\gamma}{\beta} (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t)) (\exp(-\beta t) + \exp(\beta t)) \right] \right\} + \\ & + \frac{\exp(-\gamma t)}{\beta^2} \left[\sigma_{p0}^2 \frac{1}{(2i)^2} (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t))^2 + \sigma_{x0}^2 \cdot \right. \\ & \cdot \left. \left(\frac{1}{4} \gamma^2 \frac{1}{4} (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t))^2 - \gamma \beta \frac{1}{4} (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t)) \right) \right. \\ & \left. \cdot (\exp(-\beta t) + \exp(\beta t)) + \beta^2 \frac{1}{4} (\exp(-\beta t) + \exp(\beta t))^2 \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{xp}^2(t) = & \frac{\varepsilon}{\beta^2} \exp(-\gamma t) \frac{1}{4} (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t))^2 + \\ & - \frac{\exp(-\gamma t)}{\beta^2} \left\{ \sigma_{xo}^2 \omega_1^2 \left[\frac{1}{2} \gamma \frac{1}{4} (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t))^2 + \right. \right. \\ & \left. \left. \beta \cdot \frac{1}{4} (\exp(-\beta t) + \exp(\beta t)) (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t)) \right] + \sigma_{po}^2 \cdot \right. \\ & \left. \cdot \left[\frac{1}{2} \gamma \frac{1}{4} (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t))^2 - \beta \frac{1}{4} (\exp(-\beta t) + \exp(\beta t)) (\exp(-\beta t) - \exp(\beta t)) \right] \right\} \\ \rho^2(t) = & \sigma_{xp}^2(t) / (\sigma_x^2(t) \sigma_p^2(t)) \end{aligned}$$

Avec

$$\beta = (\gamma^2/4 - \omega_1^2)^{1/2} \quad \gamma : \text{coefficient de friction}$$

$$\omega_1 = g^{1/2} \left[12x_1^2 - 6x_1(c-b) - 2cb \right]^{1/2}$$

g , c et b sont les paramètres qui entrent dans l'expression du potentiel donnée à la formule (23) de la section IV.

x_1 est le point qui correspond à la poche initiale du potentiel.

$$\varepsilon = \frac{\gamma T}{\mu} c$$

μ est la masse réduite du système, T la température et c est une constante de dimensionnalité.

σ_{xo}^2 , σ_{po}^2 sont les variances initiales calculées dans le premier puits.

APPENDICE B

Dans cet appendice nous calculons le taux de fission $\lambda_f(t)$ sur la base de la section IV.4.

$$\lambda_f(t) = \frac{J(t)}{N(t)} \quad (1)$$

$J(t)$ est le courant au point selle $x=0$;

$N(t)$ est la normalisation qui donne le nombre de particules initialement trapées dans la poche centrée à x_1 .

$$J(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} p dp \, P(x=0, p; t) \quad (2)$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} p dp \, C \, F(0, p; t) \, P_0(0, p; t)$$

$$= C \, P_0 \left(\frac{a+\gamma}{\epsilon} - \frac{2}{\sigma_p^2(1-\rho^2)} \right)^{1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} p dp \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi$$

$$\cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2} \xi^2 \left(\frac{a+\gamma}{\epsilon} - \frac{2}{\sigma_p^2(1-\rho^2)} \right) \right\} \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2(1-\rho^2)} \left[\frac{p^2}{\sigma_p^2} + \frac{2U_0}{\sigma_x^2 \mu \omega_1^2} \right] \right\}$$

A partir de l'équation (24) section IV, où on a posé :

$$V(x) \approx U_0 - \frac{1}{2} \mu \omega_0^2 x^2 \quad x \sim 0$$

Après une intégration par parties :

$$\begin{aligned}
 J(t) &= C F_0 \left(\frac{a+\gamma}{\varepsilon} - \frac{2}{\sigma_p^2(1-\rho^2)} \right)^{1/2} (1-\rho^2) \sigma_p^2 \exp \left[- \frac{2U_0}{2(1-\rho^2) \sigma_x^2 \mu \omega_1^2} \right] \\
 &\cdot \int_{-\infty}^{+\infty} dp \exp \left\{ - \frac{1}{2} p^2 \left(\frac{a+\gamma}{\varepsilon} - \frac{2}{(1-\rho^2) \sigma_p^2} \right) \right\} \exp \left\{ - \frac{1}{2 \sigma_p^2 (1-\rho^2)} p^2 \right\} \\
 J(t) &= C \sigma_p^2 (1-\rho^2) \left[\frac{(a+\gamma) \sigma_p^2 (1-\rho^2) - 2\varepsilon}{(a+\gamma) \sigma_p^2 (1-\rho^2) - \varepsilon} \right]^{1/2} \exp \left[- \frac{2U_0}{2(1-\rho^2) \sigma_x^2 \mu \omega_1^2} \right] \quad (3)
 \end{aligned}$$

$$N(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dp \int_{-\infty}^0 dx P(x, p; t) \quad (4)$$

Pour évaluer $N(t)$ le potentiel est approché dans la poche par un oscillateur harmonique :

$$V(x) \approx U_1 + \frac{1}{2} \mu \omega_1^2 (x - x_1)^2 \quad x \sim x_1$$

La fonction $F(x, p; t)$ de l'équation (24) section IV vérifie l'équation (29), d'où :

$$F(x, p; t) \approx 1 \quad x \sim x_1$$

A partir de l'équation (22) section IV

$$N(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dp \int_{-\infty}^0 dx P_1(x, p; t)$$

$$\begin{aligned}
 N(t) &= \int_{-\infty}^0 dx \, C \exp \left\{ - \frac{2U_1 + \mu\omega_1^2(x-x_1)^2}{2(1-\rho^2)\sigma_x^2\mu\omega_1^2} \right\} \cdot \\
 &\cdot \int_{-\infty}^{+\infty} dp \exp \left\{ - \frac{1}{2(1-\rho^2)} \left[\frac{p^2}{\sigma_p^2} - \frac{2\mu\rho p\omega_1^2(x-x_1)}{\sigma_p\sigma_x\mu\omega_1^2} \right] \right\} \\
 &= C(2\pi(1-\rho^2)\sigma_p^2)^{1/2} \exp \left\{ - \frac{2U_1}{2(1-\rho^2)\sigma_x^2\mu\omega_1^2} \right\} \cdot \\
 &\cdot \int_{-\infty}^0 dx \exp \left\{ - (x-x_1)^2 \frac{1}{2\sigma_x^2} \right\} \\
 N(t) &= C(2\pi(1-\rho^2)\sigma_p^2)^{1/2} (2\sigma_x^2)^{1/2} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{X_1}{2\sigma_x} \right) \exp \left\{ - \frac{2U_1}{2(1-\rho^2)\sigma_x^2\mu\omega_1^2} \right\}
 \end{aligned}$$

$$\operatorname{erfc} = 1 - \operatorname{erf}$$

Dans le cas étudié $X_1/2\sigma_x$ est grand négatif, $\operatorname{erfc}(-\infty) = 2$

$$N(t) = C((1-\rho^2)\sigma_x^2\sigma_p^2)^{1/2} (2\pi) \exp \left\{ - \left(\frac{U_1}{(1-\rho^2)\sigma_x^2\mu\omega_1^2} \right) \right\} \quad (5)$$

De (1), (3) et (5), on a :

$$\begin{aligned}
 \lambda_{\bar{f}}(t) &= \left[2\pi(1-\rho^2)^{1/2} \sigma_x\sigma_p \right]^{-1} \sigma_p^2(1-\rho^2) \cdot \\
 &\cdot \left[\frac{(a+\gamma)\sigma_p^2(1-\rho^2)-2\varepsilon}{(a+\gamma)\sigma_p^2(1-\rho^2)-\varepsilon} \right]^{1/2} \exp \left\{ - \frac{B_{\bar{f}}}{(1-\rho^2)\sigma_x^2\mu\omega_1^2} \right\} \quad (6)
 \end{aligned}$$

$$\text{où } B_f = U_0 - U_1$$

γ est le coefficient de friction, σ_x, σ_p, ρ et ϵ sont donnés dans l'appendice A, a est solution de l'équation (28) section IV.

LEGENDES DES FIGURES

- Fig. 1 : Une coupe de la surface d'énergie potentielle dans le modèle hybride de Strutinsky qui introduit des structures sur la barrière de fission en ajoutant des corrections de couches.
En encart la forme du point selle qui est un minimum pour les autres degrés de liberté collectifs normaux au chemin de fission considéré (fig. tirée de [Mi81]).
- Fig. 2a : Schéma de désexcitation d'un noyau composé par neutrons et fission dans le plan (A, E^*) .
- Fig. 2b : Forme du potentiel utilisé dans la section IV.
- Fig. 3 : Les variances σ_p^2 et σ_x^2 de la vitesse et de la position en fonction du temps (en 10^{-21} s), les courbes continues correspondent aux résultats analytiques avec un oscillateur harmonique en x_1 , les courbes discontinues sont obtenues numériquement avec le potentiel total.
- Fig. 4 : Le taux de désexcitation par fission à $T=4$ MeV et pour ^{248}Cf ; en tirets la courbe numérique, en points-tirets la courbe correspondant à l'expression analytique (éq. (6), Appendice B). La ligne horizontale est la valeur asymptotique.
- Fig. 5 : une projection à $t=9.8 \times 10^{-21}$ s de la densité de probabilité.
- Fig. 6 : La valeur moyenne $\langle x \rangle$ (en fm) en fonction du temps (en 10^{-21} s) pour le système ^{248}Cf .
- Fig. 7 : La quantité α (voir texte, section IV) en fonction de l'énergie d'excitation pour ^{226}Ra .

- Fig. 8 : Probabilité de fission pour ^{237}Np comparée aux calculs microscopiques du modèle statistique. La courbe du haut suppose le premier point selle de forme axialement asymétrique et la courbe du bas une forme de symétrie axiale (de [Ga76]).
- Fig. 9 : Energie de déformation plus énergie de rotation en fonction de la déformation et du moment angulaire. Quand le moment angulaire augmente, la barrière de fission diminue ainsi que la déformation du point selle (la distance FB diminue).
- Fig. 10a : Les multiplicités de neutron en fonction de l'énergie d'excitation pour différentes valeurs de la friction (en unité de 10^{21} s^{-1}). Les courbes obtenues avec l'effet du régime transitoire sont marquées de la lettre T. La courbe MS correspond au modèle statistique.
- Fig. 10b : La même chose que la figure 10a pour ^{168}Yb .
- Fig. 11 : Les multiplicités de neutron pour une valeur de la friction de $1.5 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ avec et sans régime transitoire comparées à la courbe obtenue avec un flux retardé de $2.0 \times 10^{-21} \text{ s}$ (courbe en points).

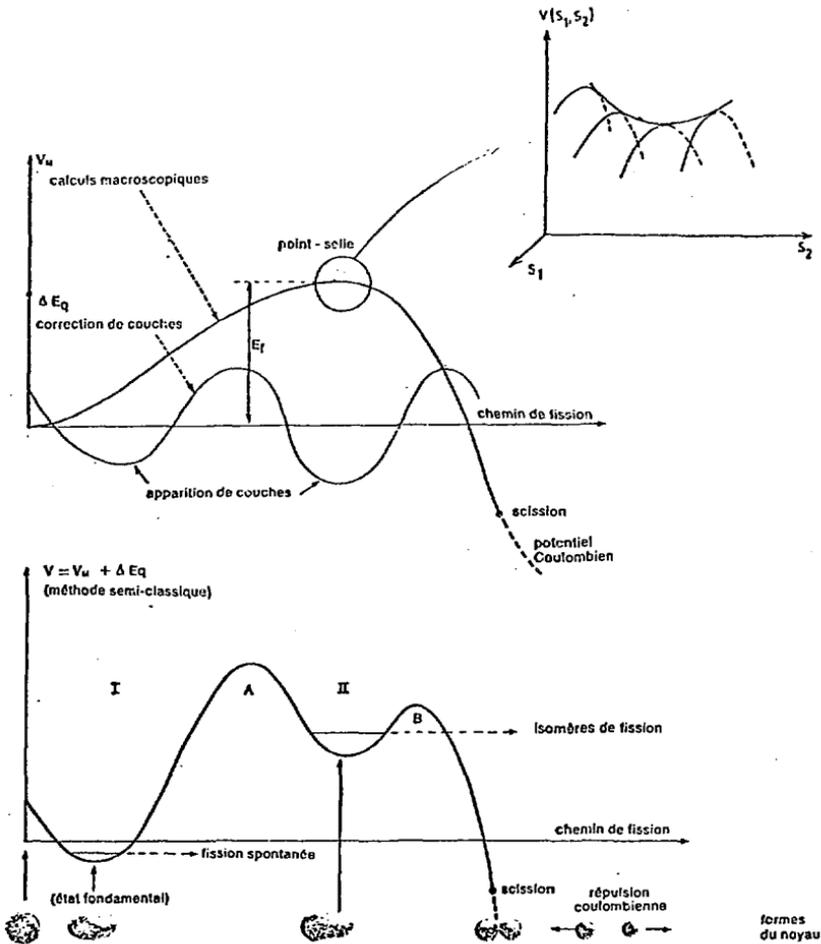


Fig. 1

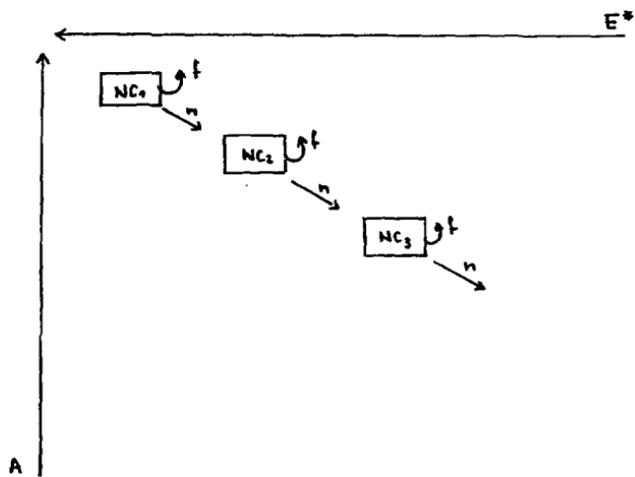


Fig. 2a

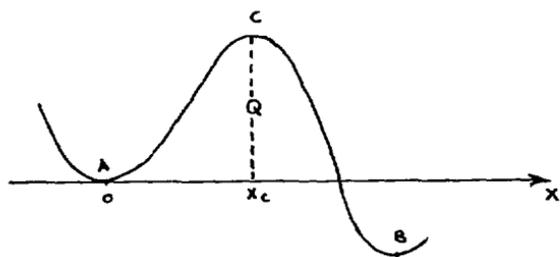
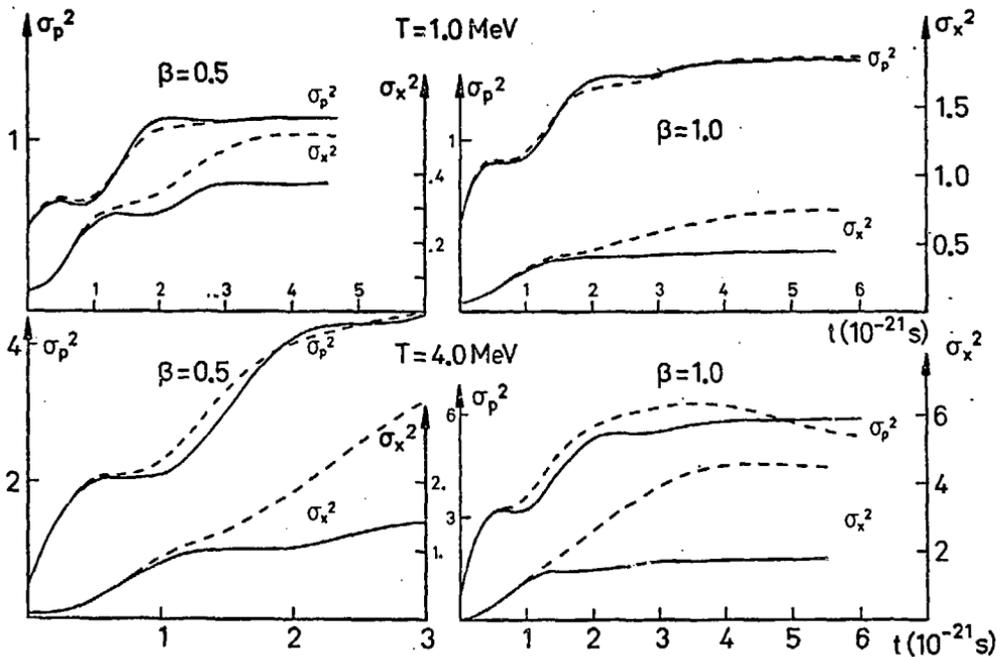


Fig. 2b

Fig. 3



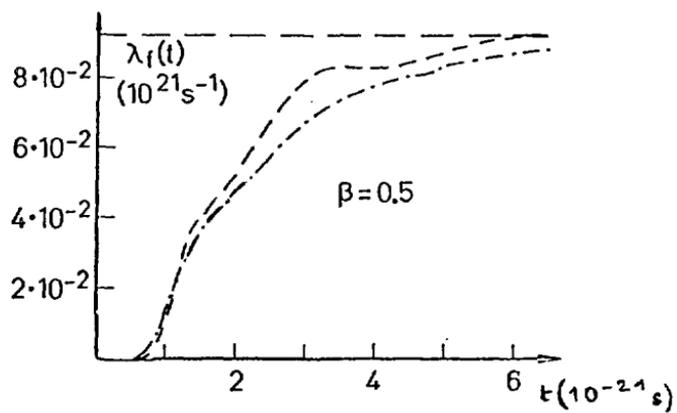


Fig. 4

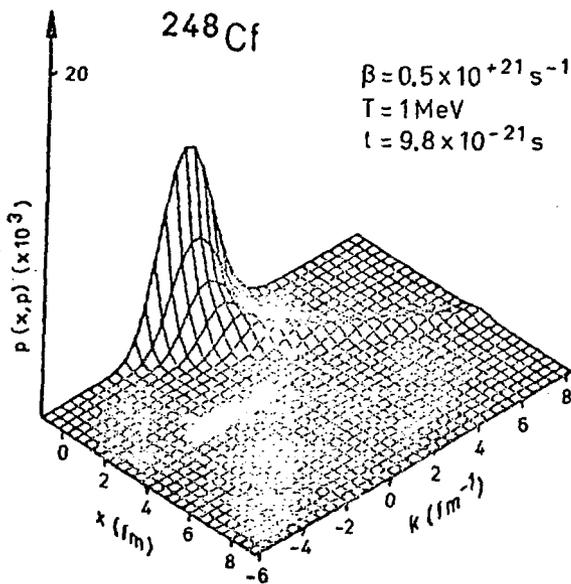


Fig. 5

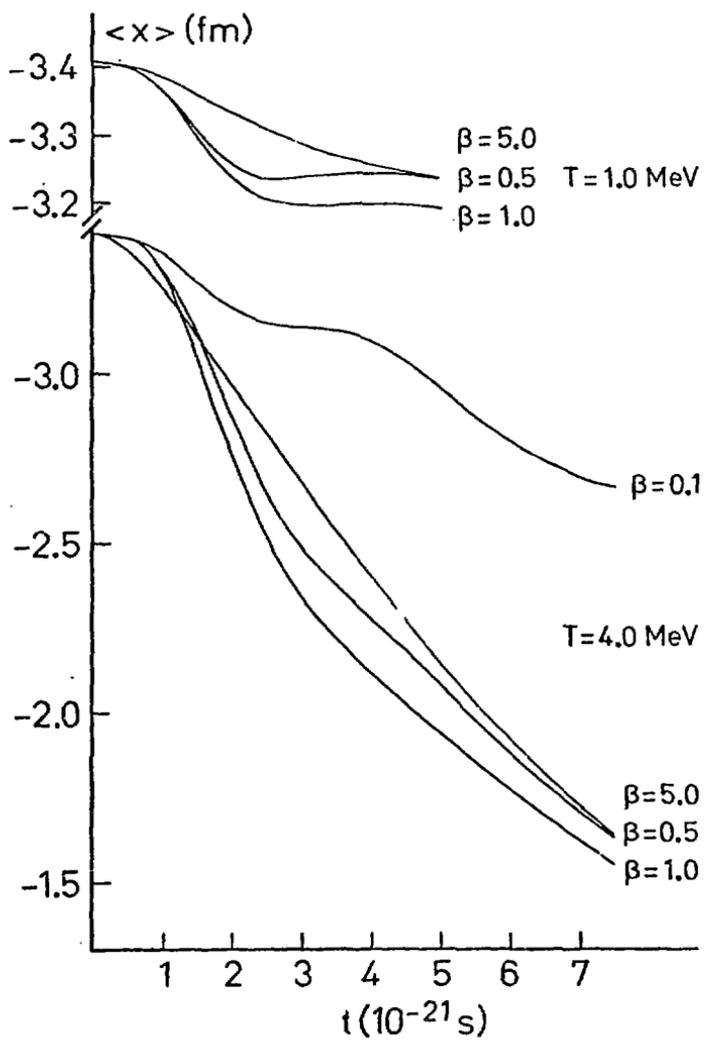


Fig. 6

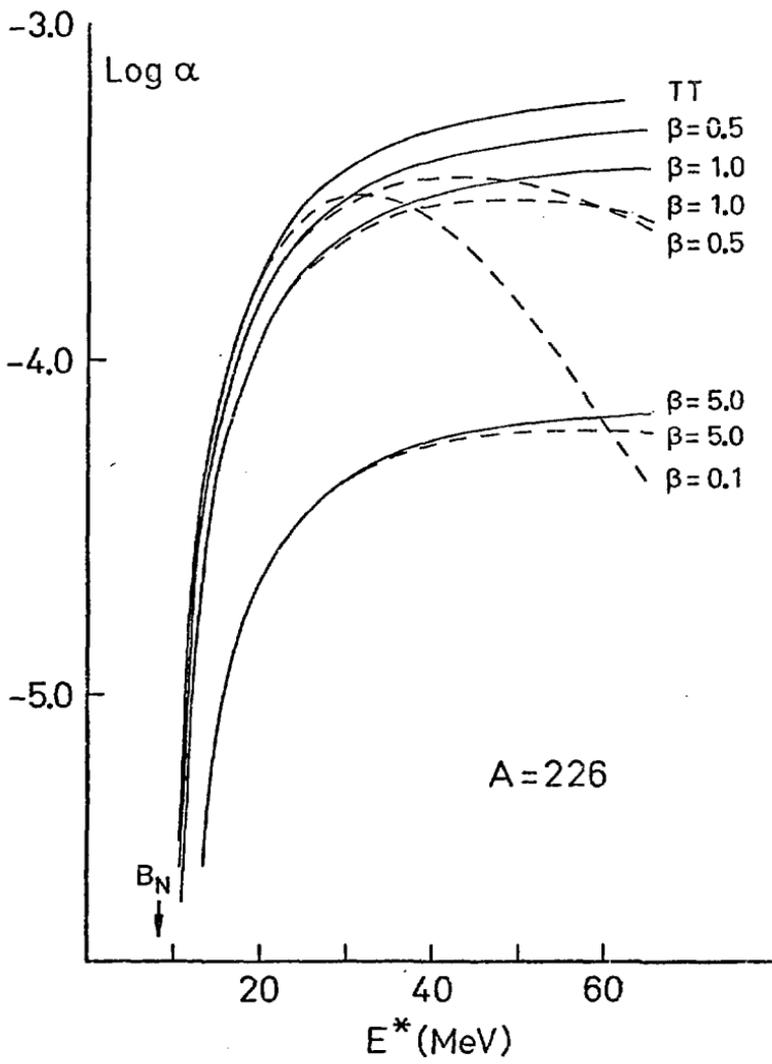


Fig. 7

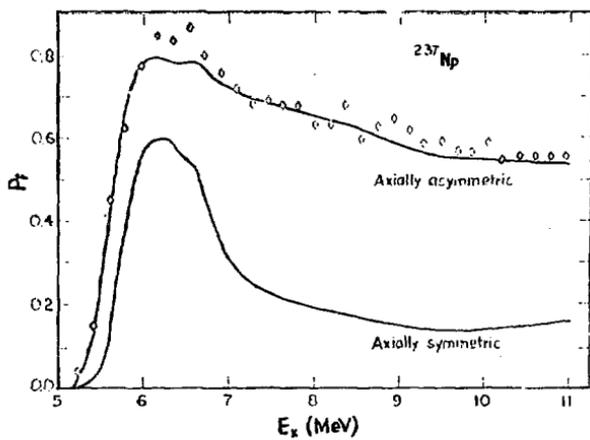


Fig. 8

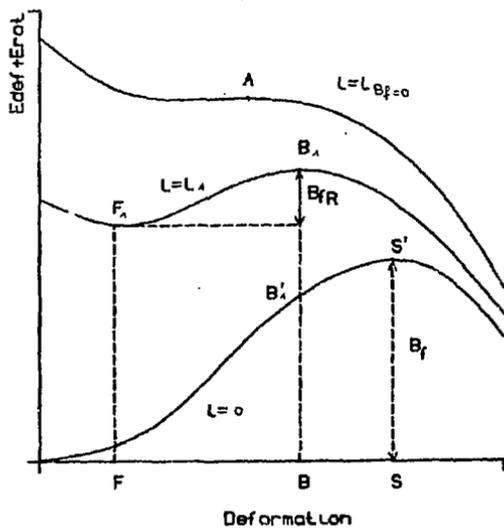


Fig. 9

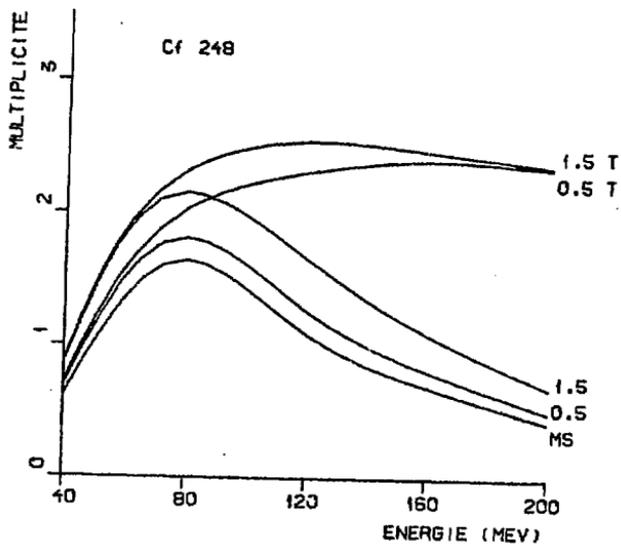


Fig. 10a

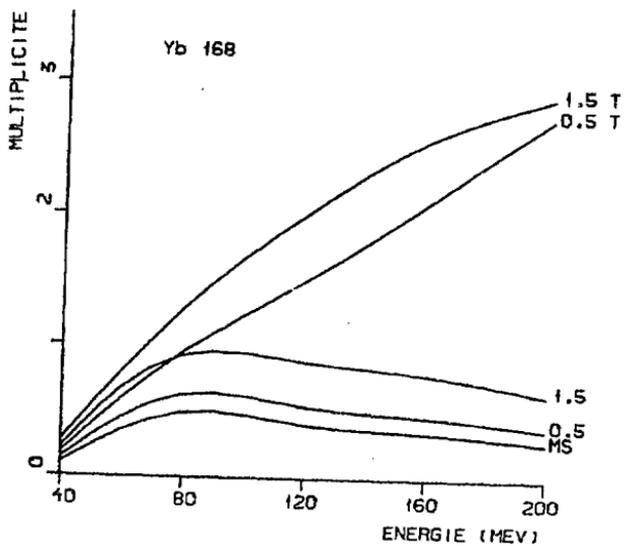


Fig. 10b

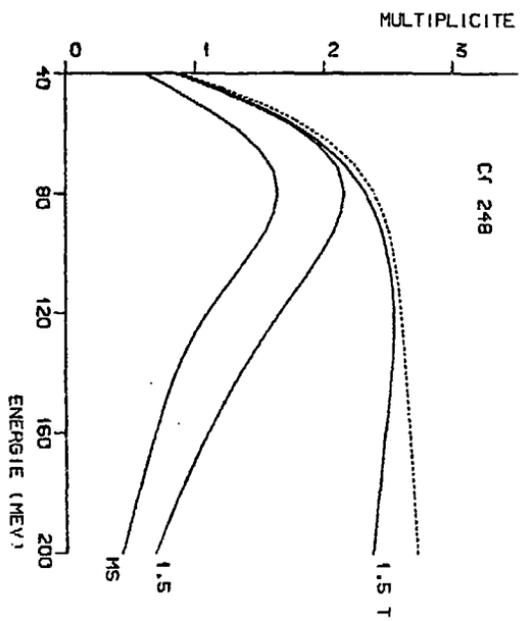


Fig. 11

REFERENCES

- [A&82] J.M. ALEXANDER, D. GUERREAU and L. VAZ, Z. Phys. A305 (1982) 313.
- [B80] H.C. BRITT, Physics and Chemistry of fission, 1979, (IAEA, Vienna, 1980) Vol. II, p. 3.
- [BG81] H.C. BRITT and GAVRON, in Proc. of intern. Symp. on Nuclear Fission and related collective Phenomena, Bad Honnef (1981), Lecture Notes in Physics 158, 24 ; Springer 1982.
- [BM69] A. BOHR, B.R. MOTTELSON, Nuclear Structure, Vol. I, W.A. Benjamin, Inc. 1969.
- [BW39] N. BOHR, J.A. WHEELER, Phys. Rev. 36 (1939) 426.
- [BW52] J.M. BLATT, V.F. WEISSKOPF, Theoretical Nuclear Physics, John Wiley and sons, Inc. 1958.
- [Ch43] S. CHANDRASEKHAR, Rev. Mod. Phys. 15 (1943) 1.
- [Ch68] E. CHEIFETZ, Z. FRAENKEL, Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 39.
- [Ch70] E. CHEIFETZ, Z. FRAENKEL, J. GALIN, M. LEFORT, J. PETER and X. TARRAGO, Phys. Rev. C2 (1970) 256.
- [DA76] K.T.R. DAVIES, A.J. SIERK, J.R. NIX, Phys. Rev. C13 (1976) 2385.
- [Fr75] Z. FRAENKEL, I. MAYK, J.P. UNIK, A.J. GORSKI and W.D. LOVELAND, Phys. Rev. C12 (1975) 1809.
- [Ga76] A. GAVRON, H.C. BRITT, E. KONECNY, J. WEBER, J.B. WILHELMY, Phys. Rev. C13 (1976) 2374.
- [Ga81,82] A. GAVRON et al., Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1255 ; 48 (1982) 835.
- [Gr79] P. GRANGE, H.C. PAULI, H.A. WEIDENMULLER, Phys. Lett. 88B (1979) 9.
- [Gr80,83] P. GRANGE, H.A. WEIDENMULLER, Phys. Lett. 96B (1980) 26 ;
P. GRANGE, Li JUN-QUING and H.A. WEIDENMULLER, Phys. Rev. C27 (1983) 2063.
- [Gu82] D. GUERREAU in : Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire 1982, p. 287.
- [Ho82] E. HOLUB et al., preprint Berlin 82/9R.
- [Ho83] E. HOLUB et al., Phys. Rev. C28 (1983) 252.
- [HG83] S. HASSANI et P. GRANGE, soumis à Phys. Lett. B

- [HF83] H. HOFMANN, J.R. NIX, Phys. Lett. 122B (1983) 117.
- [HS39] O. HAHN, F. STRASSMANN, Naturwissenschaften 27 (1939) 11 ; 27 (1939) 89.
- [Kr40] H.A. KRAMERS, Physica 7 (1940) 284.
- [Le76] M. LEFORT, Nuclear Spectroscopy and Nuclear reactions with heavy Ions, Proceedings Varenna 1974, North-Holland 1976, p. 139.
- [Mi81] A. MICHAUDON, in : Neutron physics and Nuclear Data in Science and Technology, Vol. 1 (1981) ed. A. Michaudon.
- [Mo82] L.G. MORETTO, in : Proceedings of the International School of Physics " Enrico Fermi " - Nuclear Structure and Heavy Ions Dynamics, Varenna, 1982.
- [Ni69] J.R. NIX, Nucl. Phys. A130 (1969) 241.
- [Ns65] J.R. NIX, W.J. SWIATECKI, Nucl. Phys. 71 (1965) 1.
- [PF82] M. PLOSZAJCZAK, M.E. FABER, Phys. Rev. C25 (1982) 1538.
- [Sc83] F. SCHEUTER, H. HOFMANN, Nucl. Phys. A394 (1983) 477.
- [So83] S. SONG, M.F. RIVET, R. BIMBOT, B. BORDERIE, I. FOREST, J. GALIN, D. GARDES, B. GATTY, M. LEFORT, H. OESCHLER, B. TAMAIN and X. TARRAGO, Phys. Lett. 130B (1983) 14.
- [St67] V.M. STRUTINSKY, Nucl. Phys. A95 (1967) 420.
- [St68] V.M. STRUTINSKY, Nucl. Phys. A122 (1968) 1.
- [St73] V.M. STRUTINSKY, Phys. Lett. 47B (1973) 121.
- [Th68] T.D. THOMAS, Ann. Rev. Nucl. Sci. 18 (1968) 343.
- [VH73] R. VANDENBOSCH, J.R. HUIZENGA, Nuclear fission, Academic Press 1973.
- [We80] H.A. WEIDENMULLER, Progress in Particle and Nuclear Physics, Pergamon, Oxford, 1980, Vol. 3, p. 49.
- [We83] H.A. WEIDENMULLER, Zhang Jing-Shang, Preprint MPI H-1983-V25.
- [WG71] A.H. WAPSTRA, N.B. GOVE, Nucl. Data, A9 (1971) 265.

**Imprimé
au Centre de
Recherches Nucléaires
Strasbourg
1984**

Résumé

La fission nucléaire est traitée comme un processus de diffusion dans l'espace des phases correspondant à la variable collective essentielle de la fission. La solution de l'équation Fokker-Planck à deux dimensions est utilisée pour obtenir un taux de fuite par dessus la barrière du potentiel collectif. Ce taux de fuite par dessus la barrière présente un régime transitoire dont la valeur asymptotique est identifiée à la largeur de fission donnée par le modèle statistique usuel. Cette largeur de fission dépendante du temps est incluse dans un formalisme schématique de désexcitation du noyau composé pour calculer les multiplicités de neutrons de pré-fission. Une dépendance sensible des multiplicités en fonction de la friction est obtenue ainsi qu'une augmentation des multiplicités par rapport au modèle statistique standard tendant vers un accord avec les résultats expérimentaux à haute énergie.

Mots clés : Fission nucléaire ; dynamique et friction nucléaires ; compétition fission-évaporation ; modèle statistique.

Processus de diffusion ; équation de Fokker-Planck ; équation maîtresse.

Abstract

Nuclear fission is treated as a diffusion process in phase space corresponding to the essential collective variable of fission. The solution of the two-dimensional Fokker-Planck equation is used to obtain an escape rate over the collective potential barrier. This escape rate over the barrier presents a transient regime, the asymptotic value of which is identified to the fission width given by the usual statistical model. This time dependent fission width is included in a schematic formalism for the deexcitation of the compound nucleus to calculate the multiplicities of pre-fission neutrons. A sensitive dependence of the multiplicities on the friction and an enhancement of the multiplicities with respect to the standard statistical model at high energy are obtained.

Key words : Nuclear fission ; nuclear dynamics and friction ; fission evaporation competition ; statistical model

Diffusion process ; Fokker-Planck equation ; master equation.