

m 46

Max Camenzind

Les noyaux actifs de galaxies

Galaxies de Seyfert,
QSO, quasars,
lacertides
et radiogalaxies



Springer

Lecture Notes in Physics

New Series m: Monographs

Editorial Board

H. Araki, Kyoto, Japan
E. Brézin, Paris, France
J. Ehlers, Potsdam, Germany
U. Frisch, Nice, France
K. Hepp, Zürich, Switzerland
R. L. Jaffe, Cambridge, MA, USA
R. Kippenhahn, Göttingen, Germany
H. A. Weidenmüller, Heidelberg, Germany
J. Wess, München, Germany
J. Zittartz, Köln, Germany

Managing Editor

W. Beiglböck
Assisted by Mrs. Sabine Lehr
c/o Springer-Verlag, Physics Editorial Department II
Tiergartenstrasse 17, D-69121 Heidelberg, Germany

Springer

Berlin
Heidelberg
New York
Barcelona
Budapest
Hong Kong
London
Milan
Paris
Santa Clara
Singapore
Tokyo

The Editorial Policy for Monographs

The series Lecture Notes in Physics reports new developments in physical research and teaching - quickly, informally, and at a high level. The type of material considered for publication in the New Series m includes monographs presenting original research or new angles in a classical field. The timeliness of a manuscript is more important than its form, which may be preliminary or tentative. Manuscripts should be reasonably self-contained. They will often present not only results of the author(s) but also related work by other people and will provide sufficient motivation, examples, and applications.

The manuscripts or a detailed description thereof should be submitted either to one of the series editors or to the managing editor. The proposal is then carefully refereed. A final decision concerning publication can often only be made on the basis of the complete manuscript, but otherwise the editors will try to make a preliminary decision as definite as they can on the basis of the available information.

Manuscripts should be no less than 100 and preferably no more than 400 pages in length. Final manuscripts should preferably be in English, or possibly in French or German. They should include a table of contents and an informative introduction accessible also to readers not particularly familiar with the topic treated. Authors are free to use the material in other publications. However, if extensive use is made elsewhere, the publisher should be informed. Authors receive jointly 50 complimentary copies of their book. They are entitled to purchase further copies of their book at a reduced rate. As a rule no reprints of individual contributions can be supplied. No royalty is paid on Lecture Notes in Physics volumes. Commitment to publish is made by letter of interest rather than by signing a formal contract. Springer-Verlag secures the copyright for each volume.

The Production Process

The books are hardbound, and quality paper appropriate to the needs of the author(s) is used. Publication time is about ten weeks. More than twenty years of experience guarantee authors the best possible service. To reach the goal of rapid publication at a low price the technique of photographic reproduction from a camera-ready manuscript was chosen. This process shifts the main responsibility for the technical quality considerably from the publisher to the author. We therefore urge all authors to observe very carefully our guidelines for the preparation of camera-ready manuscripts, which we will supply on request. This applies especially to the quality of figures and halftones submitted for publication. Figures should be submitted as originals or glossy prints, as very often Xerox copies are not suitable for reproduction. For the same reason, any writing within figures should not be smaller than 2.5 mm. It might be useful to look at some of the volumes already published or, especially if some atypical text is planned, to write to the Physics Editorial Department of Springer-Verlag direct. This avoids mistakes and time-consuming correspondence during the production period.

As a special service, we offer free of charge L^AT_EX and T_EX macro packages to format the text according to Springer-Verlag's quality requirements. We strongly recommend authors to make use of this offer, as the result will be a book of considerably improved technical quality.

Manuscripts not meeting the technical standard of the series will have to be returned for improvement.

For further information please contact Springer-Verlag, Physics Editorial Department II, Tiergartenstrasse 17, D-69121 Heidelberg, Germany.

Max Camenzind

Les noyaux actifs de galaxies

Galaxies de Seyfert, QSO, quasars,
lacs et radiogalaxies

Traduit de l'allemand par Agnès Boucher



Springer

Auteur

Max Camenzind
Landessternwarte Königstuhl
D-69117 Heidelberg, Allemagne

Traducteur

Agnès Boucher
Landessternwarte Königstuhl
D-69117 Heidelberg, Allemagne

Cataloging-in-Publication Data applied for.

Die Deutsche Bibliothek - CIP-Einheitsaufnahme**Camenzind, Max:**

Les noyaux actifs de galaxies : galaxies de Seyfert, QSO, quasars, lacertides et radiogalaxies / Max Camenzind. Trad. de l'allemand par Agnès Boucher. - Berlin ; Heidelberg ; New York ; Barcelona ; Budapest ; Hong Kong ; London ; Milan ; Paris ; Santa Clara ; Singapore ; Tokyo : Springer, 1997
(Lecture notes in physics : N.s. M, Monographs ; 46)
ISBN 3-540-62869-X Gb.

ISSN 0940-7677 (Lecture Notes in Physics. New Series m: Monographs)

ISBN 3-540-62869-X Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York

This work is subject to copyright. All rights are reserved, whether the whole or part of the material is concerned, specifically the rights of translation, reprinting, re-use of illustrations, recitation, broadcasting, reproduction on microfilms or in any other way, and storage in data banks. Duplication of this publication or parts thereof is permitted only under the provisions of the German Copyright Law of September 9, 1965, in its current version, and permission for use must always be obtained from Springer-Verlag. Violations are liable for prosecution under the German Copyright Law.

© Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1997
Printed in Germany

The use of general descriptive names, registered names, trademarks, etc. in this publication does not imply, even in the absence of a specific statement, that such names are exempt from the relevant protective laws and regulations and therefore free for general use.

Typesetting: Camera-ready by Agnès Boucher
Cover design: *design & production* GmbH, Heidelberg
SPIN: 10550853 55/3144-543210 - Printed on acid-free paper

Préface

Cet ouvrage de la série des “Lecture Notes in Physics” est issu d’un cours portant sur les noyaux actifs de galaxies (NAG), que j’ai dispensé pour la première fois à l’Université de Heidelberg en 1990/91. Ce cours vise à fournir aux étudiants une introduction à ce vaste domaine que couvrent les NAG, ainsi qu’à leur donner les moyens d’approfondir par eux-mêmes. Il n’a pas la prétention d’être exhaustif, ni d’être une revue du sujet. Un certain nombre de problèmes ont été développés sous une perspective historique, dans le but de faire apparaître les tours et les détours de la recherche dans ce domaine.

Rendues fréquemment caduques par la mise en service de nouveaux instruments, les observations restent en général moins longtemps valables que les bases de la théorie. Ce fait s’applique tout particulièrement aux noyaux actifs, pour lesquels le télescope spatial a fourni des résultats inespérés. Si par exemple l’existence des trous noirs supermassifs faisait dans les années 80 l’objet de controverses encore assez vives, les récentes observations ont fourni des arguments de poids en faveur de leur présence dans le centre des galaxies. En outre, l’astronomie spatiale a également permis ces dernières années d’élargir le champ d’observation au domaine de l’émission des quasars dans les hautes énergies. Ces évolutions supposent évidemment une révision permanente de ce genre d’ouvrage. Cependant, il s’agit ici de savoir faire la part des choses, car dans cinq ans la situation sera déjà tout autre.

C’est à partir de ces quelques réflexions qu’a été conçu le plan de ce cours. La première partie présente quelques observations de base sous un aspect historique, en guise d’introduction à la classe des noyaux actifs de galaxies. Nul doute aujourd’hui que ces objets sont à considérer comme les régions centrales des galaxies, dont le deuxième chapitre donne une vue d’ensemble. Ce domaine en particulier a connu au cours de ces dix dernières années une évolution spectaculaire, qui a atteint son point culminant avec les observations fournies par le télescope spatial principalement dans les régions centrales des galaxies elliptiques et S0. Dans bon nombre de ces galaxies de notre proche environnement, le centre abrite des trous noirs supermassifs. Le troisième chapitre fournit une introduction à l’astrophysique des trous noirs. On ne peut comprendre les propriétés fondamentales de ces objets sans étudier correctement le transport des photons ou l’évolution temporelle du champ magnétique à proximité d’un trou noir en rotation. Dans l’entourage

immédiat de ceux-ci, se trouvent les disques d'accrétion, susceptibles d'expliquer le rayonnement thermique du continuum. Malgré des recherches intensives dans ce domaine, il n'a pas été possible de concilier la théorie et les principales observations. Pour y parvenir, il faut donc faire naître de nouvelles idées et l'on s'oriente actuellement vers des modèles, où les disques d'accrétion sont prédominés par l'advection. Au-delà des disques d'accrétion se situent les régions à raies d'émission des noyaux actifs. Ce sujet a intentionnellement fait l'objet d'un chapitre réduit, étant donné qu'il s'agit d'un vaste domaine, pour lequel il existe de très bonnes revues. De plus, on n'a pas pu jusqu'à présent aboutir à un consensus quant à la nature de ces régions. En revanche, celle des noyaux actifs produisant des jets à grande échelle est plus claire. Les galaxies mères des quasars et des radiogalaxies sont vraisemblablement des galaxies elliptiques lumineuses, comme M 87 dans l'amas de Virgo et Cygnus A. Les cœurs de ces galaxies sont relativement simples, de sorte que la formation des jets comme vents de disques collimatés magnétiquement semble d'ores et déjà constituer une théorie bien établie. Le dernier chapitre se consacre en profondeur à ce sujet, qui fait d'ailleurs partie des domaines favoris de l'auteur.

La traduction de ce cours vers le français relève de l'initiative de Madame Agnès Boucher. Je voudrais ici la remercier vivement pour son dévouement lors de ces dernières années. Un certain nombre de collègues de l'Observatoire de Heidelberg ont apporté leur contribution à l'approfondissement de certaines questions relatives à la physique des noyaux actifs de galaxies: I. Appenzeller, S. Appl, R. Bender, O. Dreissigacker, P. Englmaier, J. Ferreira, M. Haehnelt, J. Heidt, R. Khanna, H. Lesch, et S. Wagner, ainsi que K. Meisenheimer et H.-J. Röser de l'Institut Max Planck d'Astronomie de Heidelberg.

Heidelberg, juin 1996

Max Camenzind

Remerciements

Je remercie Monsieur Max Camenzind pour sa patience et le temps qu'il m'a accordé durant cette traduction.

Une importante partie de cet ouvrage a été réalisée à l'Observatoire de Heidelberg. Que ses membres trouvent ici l'expression de ma reconnaissance pour leur gentillesse et leur obligeance. Je remercie Jochen Peitz pour son soutien tout au long de cette tâche et la mise à jour qu'il a effectuée au quatrième chapitre de ce cours, Stefan Appl, Jonathan Ferreira, Andreas Kaufer, Reinhold Kneer, Martin Kümmel, et Gernot Paatz pour leur sollicitude et l'aide qu'ils m'ont apportée tant pour des questions de fond que de forme. Mes remerciements s'adressent également au Professeur Immo Appenzeller, à Monika Darr, Oliver Dreissigacker, Christian Fendt, Christoph Gummersbach, Ramon Khanna, Gerhard Klare, Claus Möllenhoff, Otmar Stahl, Markus Thiele, et Erich Wälde pour leur contribution directe ou indirecte à l'aboutissement de ce travail.

Enfin, je tiens à témoigner ma reconnaissance à Madame Hélène Sol de l'Observatoire de Meudon pour ses conseils et ses encouragements, à Monsieur Jacques Roland de l'Institut d'Astrophysique de Paris pour ses corrections, et à Madame Katja Hansen-Matyssek pour son dévouement.

Heidelberg, décembre 1996

Agnès Boucher

Table des matières

Bibliographie	XIII
Signification des sigles	XV
1. La famille des noyaux actifs de galaxies	1
1.1. Evolution historique et état actuel de la recherche	1
1.2. Classification des noyaux actifs	6
1.2.1. Les sources thermiques : les galaxies de Seyfert et les QSO	9
1.2.2. Les sources non-thermiques : les blazars	12
1.2.3. Comparaison des spectres	12
1.3. Les galaxies passives	16
Références	17
2. Les noyaux actifs de galaxies	19
2.1. Le modèle standard des galaxies actives	19
2.2. Les galaxies-hôtes	21
2.3. Effondrement des amas stellaires compacts	21
2.3.1. Instabilité relativiste des amas stellaires	24
2.3.2. Evolution d'un amas d'étoiles à neutrons jusqu'à l'effondrement	30
2.4. Stabilité et effondrement des rotateurs supermassifs	36
2.4.1. Les étoiles supermassives	37
2.4.2. Stabilité d'objets supermassifs statiques	39
2.4.3. Objets supermassifs en rotation rapide	42
2.5. Mise en évidence de masses compactes au centre de galaxies	44
2.5.1. La galaxie M87	44
2.5.2. Les galaxies M31 et M32	49
2.5.3. Les premiers résultats du télescope de Hubble	50
2.6. Le centre de la Voie lactée	51
Littérature sur les noyaux actifs	56
Références	56
3. Les trous noirs en rotation	59

3.1.	La solution de Kerr et ses observateurs	62
3.2.	Forces gravitationnelles et effet Lense-Thirring	66
3.2.1.	Force gravitationnelle	66
3.2.2.	Force gravitomagnétique	67
3.2.3.	Développement asymptotique	68
3.2.4.	Interaction gravitationnelle d'un trou noir en rotation avec un anneau de gaz	71
3.3.	Energie rotationnelle et lois de la dynamique des trous noirs	75
3.3.1.	Gravité de surface et vitesse de rotation des trous noirs	75
3.3.2.	Première loi de la dynamique des trous noirs	76
3.3.3.	Deuxième et troisième lois de la dynamique des trous noirs	79
3.3.4.	Evolution des trous noirs de Kerr	82
3.4.	Mécanique céleste dans le champ gravitationnel des trous noirs en rotation	84
3.5.	Equations de Maxwell dans le champ gravitationnel du trou noir	90
3.6.	La magnétosphère des trous noirs	91
3.7.	Le mécanisme de Blandford-Znajek	95
3A	Annexe : un modèle macroscopique	98
	Références	100
4.	Les disques d'accrétion des trous noirs supermassifs	103
4.1.	Les disques d'accrétion standard	103
4.1.1.	Conservation de la masse	103
4.1.2.	Equation d'Euler et tenseur des contraintes	104
4.1.3.	Conservation du moment cinétique	105
4.1.4.	Impulsion radiale	105
4.1.5.	Structure verticale du disque	106
4.1.6.	Equation d'énergie	106
4.1.7.	Rayonnement	107
4.1.8.	Disques α	109
4.1.9.	Transport d'énergie vertical	110
4.1.10.	Structure radiale de l'intérieur du disque	111
4.1.11.	Récapitulation des équations d'accrétion stationnaires à 1D	113
4.1.12.	Bord extérieur du disque	114
4.1.13.	De la stabilité des solutions	115
4.2.	Les disques d'accrétion au delà du modèle standard	117
4.3.	L'excès de rayonnement UV et les spectres des disques d'accrétion	122
4.4.	Emission des poussières des disques à l'échelle du parsec ...	131

4.5. Les champs magnétiques des disques d'accrétion	135
4.6. Emissions X et γ des galaxies de Seyfert et des QSO	139
Références	148
5. Les raies d'émission des noyaux actifs de galaxies	151
5.1. Modèle standard de photoionisation	152
5.2. Variabilité et modification des modèles des BLR	157
5.3. Masses des noyaux actifs	159
5.4. Tore de gaz et NLR étendues	160
Références	161
6. Les jets des noyaux actifs de galaxies	163
6.1. Les radiogalaxies et l'hypothèse de Blandford & Rees	164
6.1.1. Classification des radiogalaxies	167
6.1.2. Les mécanismes de production des jets	171
6.2. Modèles des doubles sources classiques	174
6.3. Quelques propriétés des radiosources étendues	179
6.4. Structure du jet nucléaire et variabilité des radiosources compactes	183
6.5. Rayonnement des jets relativistes	188
6.5.1. Transformation de Lorentz de l'émission	189
6.5.2. Transformation de la puissance rayonnée et de l'émissivité	191
6.5.3. Transformation de l'intensité spécifique	193
6.5.4. Transformation de l'équation de transfert du rayonnement	194
6.5.5. Rayonnement synchrotron des jets	195
6.5.6. Auto-absorption dans les radiosources compactes ...	197
6.5.7. Température de brillance des radiosources compactes	201
6.5.8. Rayonnement Compton inverse des jets et limitation de la température de brillance par rayonnement synchrotron	202
6.6. Rayonnement γ des quasars et des lacertides	204
6.7. Théorie unifiée des radiogalaxies et des quasars	209
Références	211
Index	215

Bibliographie

Ouvrages généraux :

- Blandford, R.D., Netzer, H., Woltjer, L. : 1990, **Active Galactic Nuclei**, eds. T.J.-L. Courvoisier & M. Mayor, Saa-Fees Advanced Course **20**, Springer-Verlag, Heidelberg
- Duschl, W.J., Wagner, S.J. : 1992, **Physics of Active Galactic Nuclei**, Springer-Verlag, Heidelberg
- Frank, J., King, A.R., Raine, D.J. : 1992, **Accretion Power in Astrophysics**, Cambridge University Press, Cambridge
- Holt, S.S., Neff, S.G., Urry, C.M. : 1992, **Testing the AGN Paradigm**, American Institute of Physics, New York
- Kafatos, M. : 1988, **Supermassive Black Holes**, Cambridge University Press, Cambridge
- Miller, J.S. : 1985, **Astrophysics of Active Galaxies and Quasistellar Objects**, University Science Books, Mill Valley
- Miller, H.R., Wiita, P.J. : 1988, **Active Galactic Nuclei**, Springer-Verlag, Berlin
- Osterbrock, D.E. : 1990, **Active Galactic Nuclei**, *Rep. Progr. Phys.*, **54**,1, 579 – 633
- Osterbrock, D.E., Miller, J.S. : 1989, **Active Galactic Nuclei**, IAU Symposium **134**, Kluwer, Dordrecht
- Rees, M.J. : 1984, **Black Hole Models for Active Galactic Nuclei**, *ARA&A* **22**, 471 – 506
- Robson, I. : 1996, **Active Galactic Nuclei**, Wiley, Chichester
- Weedman, D.W. : 1986, **Quasar Astronomy**, Cambridge University Press, Cambridge

Objets particuliers :

- Begelman, M.C., Blandford, R.D., Rees, M.J. : 1984, **Theory of Extragalactic Radio Sources**, *Rev. Mod. Phys.* **56**, 255 – 351
- Maraschi, L. : 1989, **BL Lac Objects**, *Lecture Notes in Physics* **334**, Springer-Verlag, Heidelberg
- Meisenheimer, K., Röser, H.-J. : 1989, **Hot Spots in Extragalactic Radio Sources**, *Lecture Notes in Physics* **327**, Springer-Verlag, Heidelberg

XIV Bibliographie

- Röser, H.-J., Meisenheimer, K. : 1993, **Jets in Extragalactic Radio Sources**, Lecture Notes in Physics **421**, Springer-Verlag, Heidelberg
- Zensus, J.A., Pearson, T.J. : 1987, **Superluminal Radio Sources**, Cambridge University Press, Cambridge
- Zensus, J.A., Pearson, T.J. : 1990, **Parsec-scale Radio Jets**, Cambridge University Press, Cambridge

Théorie du rayonnement :

- Rybicki, G.B., Lightman, A.P. : 1979, **Radiative Processes in Astrophysics**, Wiley, New York

Signification des sigles

Revue :

A&A	Astronomy and Astrophysics
A&AR	Astronomy and Astrophysics Review (the)
A&AS	Astronomy and Astrophysics Supplement Series (the)
AJ	Astronomical Journal (the)
ApJ	Astrophysical Journal (the)
ApJL	Astrophysical Journal Letters (the)
ApJS	Astrophysical Journal Supplement Series (the)
ARA&A	Annual Review of Astronomy and Astrophysics
Astr. Zh.	Astronomiceskij Zhurnal
BAAS	Bulletin of the American Astronomical Society
Helv. Phys. Act. ..	Helvetica Physica Acta
Lect. Not. in Phys.	Lecture Notes in Physics, Springer-Verlag
MNRAS	Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
Nat.	Nature
Sci.	Science
AGN	Active Galactic Nuclei
ART-P	Astronomisches Röntgenteleskop – Positionsempfindlich (télescope X astronomique – sensible � la position)
ASCA	Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics (Japan)
AXAF	Advanced X-Ray Astrophysics Facility (NASA)
BAL	Broad Absorption Line
BATSE	Burst And Transient Source Experiment (CGRO)

XVI Signification des sigles

BLR	Broad-Line Region
BLRG	Broad-Line Radio-Galaxy
BQS	Bright Quasar Survey
CCD	Charge-Coupled Device
CED	Continuum Energy Distribution
CGRO	Compton Gamma-Ray Observatory
COMPTEL	Imaging Compton Telescope (CGRO)
COS	Cosmic Ray Satellite (NASA)
EGRET	Energetic Gamma-Ray Experiment (CGRO)
ENLR	Extended Narrow Line Region
ESA	European Space Agency (siège à Paris)
ESO	European Southern Observatory (siège à Garching, Allemagne)
EUV	Extreme UltraViolet
EXOSAT	European X-Ray Observatory SATellite
FIDO	FIDucial Observer
FIR	Far InfraRed
FSRQ	Flat-Spectrum Radio Quasar
FWHM	Full Width at Half Maximum intensity
FWZI	Full Width at Zero Intensity
GBHC	Galactic Black Hole Candidate
GINGA	Voie lactée en japonais
GRB	Gamma-Ray Burst
GRO	Gamma-Ray Observatory
HEAO	High Energy Astronomical Observatory (NASA)
HEOS	High Eccentricity Earth-Orbiting Satellite (ESA)
HERCULES	High Energy Radiation Cameras Using Light Emitting Showers
HEXE	High Energy X-Experiment, Tübingen, Allemagne
HIM	Hot Intercloud Medium
HMXB	High Mass X-Binary System
HPQSR	Highly Polarized Quasi-Stellar Radiosource
IAU	International Astronomical Union
IGM	InterGalactic Medium
IRAS	Infra-Red Astronomy Satellite (NL, UK, NASA)
IRTF	Infra-Red Telescope Facility (NASA)
ISM	InterStellar Medium
ISO	Infrared Space Observatory (ESA)
IUE	International Ultraviolet Explorer (ESA, NASA)

JCMT	James Clerk Maxwell Telescope
LBQS	Large Bright Quasar Survey
LDW	Line-Driven Winds
LINER	Low Ionization Nuclear Emission Region
LMXB	Low Mass X-Binary system
LPQ	Low Polarized Quasar
LTE	Local Thermal Equilibrium
MHD	MagnetoHydroDynamics
MISO	Milano-SOuthampton telescope
MLT	Mixing Length Theory
NAG	Noyau Actif de Galaxie
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NLR	Narrow Line Region
NRAO	National Radio-Astronomy Observatory, Socorro, USA
NLXG	Narrow Line X-Ray Galaxy
OSSE	Oriented Scintillation Spectrometer Experiment (CGRO)
OVV	Optically Violently Variable objects
PAG	Precursor Active Galaxy
PDS	Power Density Spectra
PG	Palomar Green
QSO	Quasi-Stellar Object
QSS	Quasi-Stellar Source
RASS	ROSAT All Sky Survey
REB	Relativistic Electron Beam
ROSAT	ROentgenSATellit (satellite X)
SAS	Small Astronomy Satellite
SED	Spectral Energy Distribution
SIGMA	Système d'Imagerie Gamma à Masque Aléatoire
SMBH	SuperMassive Black Hole
SSC	Synchrotron Self Compton
SSRQ	Steep-Spectrum Radio Quasar
UHURU	liberté en swahili (satellite U.S. lancé près de la côte du Kenya)
VLA	Very Large Array
VLBI	Very Long Baseline Interferometry

XVIII Signification des sigles

VLT	Very Large Telescope (ESO)
WAT	Wide-Angle Tail
ZAMO	Zero Angular Momentum Observer

1. La famille des noyaux actifs de galaxies

1.1. Evolution historique et état actuel de la recherche

Jouant un rôle particulier dans l'évolution et la structure des galaxies, les centres galactiques se caractérisent souvent par une activité intense non-stellaire, capable de dépasser de très loin dans certains objets le rayonnement de la galaxie tout entière. Pour prendre un exemple extrême, dans un quasar, une région de quelques parsecs de diamètre seulement dégage une quantité d'énergie amplement supérieure à celle émise par la totalité des étoiles de la galaxie-mère. Les théories actuelles n'envisagent comme source d'énergie que l'énergie gravitationnelle, permettant de convertir jusqu'à 20 % de l'énergie de repos de la matière en rayonnement.

C'est la spectroscopie qui la première a permis de mettre en lumière l'existence de phénomènes particuliers au sein des galaxies. L'étude proprement dite des noyaux actifs de galaxies (NAG ou AGN) commença avec Fath en 1909 qui, en analysant par spectroscopie les galaxies spirales les plus lumineuses, ne trouva en général que des raies d'absorption. Il les imputa à la lumière des étoiles de la galaxie. Seul le spectre de NGC 1068 révéla en plus 6 raies d'émission : $[O\ II]\lambda\ 3727$, $[Ne\ III]\lambda\ 3869$, $H\beta$, $[O\ III]\lambda\ 4363$, 4959, 5007. En 1917, Slipher réussit à améliorer la qualité des spectres de NGC 1068 et NGC 4151. Ces fortes raies d'émission ne se rencontraient d'habitude que dans les nébuleuses planétaires. En 1926, Hubble découvrit à son tour ces mêmes raies dans les galaxies NGC 1068, 4051 et 4151. Etant donné leur proximité, ces galaxies font toujours l'objet d'intenses recherches. Elles sont des exemples classiques de galaxies actives connues aujourd'hui sous le nom de *galaxies de Seyfert*, nommées d'après Carl Seyfert, qui découvrit en 1943 qu'une faible partie de l'ensemble des galaxies spirales se caractérisait par de larges raies d'émission. Elles possèdent en outre des noyaux légèrement plus lumineux que les galaxies spirales normales et présentent des raies d'émission fortement excitées avec des largeurs correspondant à des vitesses de Doppler internes atteignant jusqu'à 9 000 km/s. Cette émission de raies constitue un très bon instrument de diagnostic, mais ne renferme pas la totalité de l'énergie produite par le noyau.

Les progrès de la radioastronomie ont permis par la suite dans les années 50 de découvrir une nouvelle classe d'objets. En 1954, Baade et Minkowski (1954) ont assimilé l'origine de la source radio la plus puissante, Cygnus A

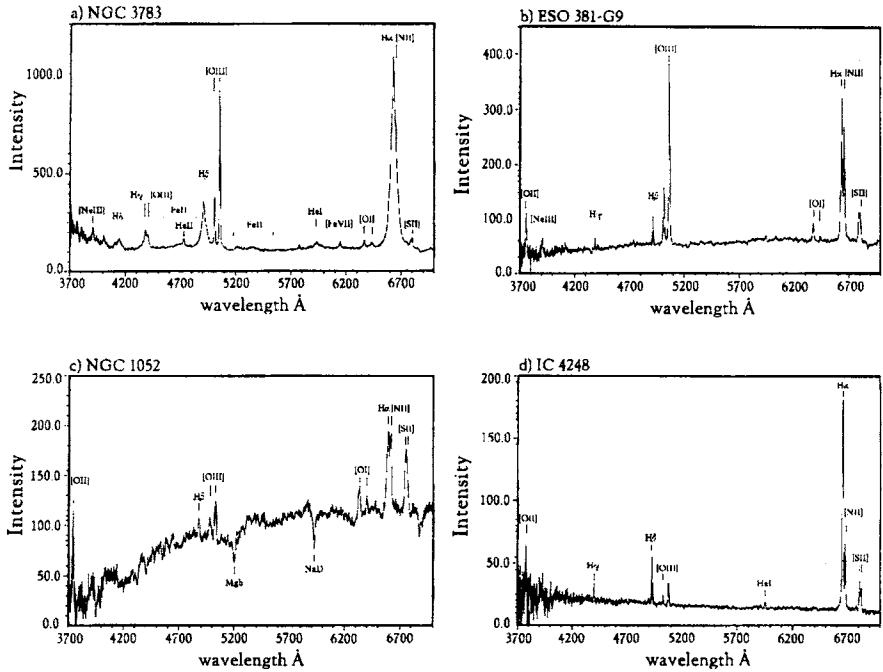


Fig. 1.1 Spectres optiques de galaxies à raies d'émission : a) Galaxie de Seyfert 1 NGC 3783; b) Galaxie de Seyfert 2 ESO 381-G9; c) Liner NGC 1052 (= Low Ionization Nuclear Emission Region); d) Galaxie à bouffées stellaires IC 4248 (starburst-galaxy) (d'après Fricke & Kollatschny, 1989).

(3C 405), à une galaxie cD de décalage vers le rouge $z = 0,057$. Son spectre de raies d'émission ressemble effectivement de très près à celui des galaxies de Seyfert. C'est précisément grâce à l'étude de leur spectre de raies d'émission qu'on a pu identifier une grande partie des radiogalaxies. Restait néanmoins un certain nombre d'objets qui s'apparentaient dans le domaine optique à des étoiles. Ils se caractérisaient par un fort continuum, une absence de raies d'absorption, mais montraient de très larges raies d'émission qui ne purent être reconnues dans un premier temps. On les appela de façon générale sources radio stellaires (1960). C'est en 1963 que Maarten Schmidt (1963) résolut l'énigme. Il associa les raies d'émission de la source radio 3C 273 à un décalage vers le rouge $z = 0,158$, qui paraissait exotique pour l'époque. La voie était alors ouverte, et Greenstein et Matthews purent ainsi à leur tour identifier les raies d'émission de la source 3C 48 ($z = 0,367$). Ce décalage était supérieur à celui de toutes les galaxies connues. L'interprétation de Hubble du décalage vers le rouge dans l'univers en expansion permet de connaître la distance de la source à partir de z :

$$d(z) = z c / H_0 = 6 \text{ Gpc } z (H_0 / 50 \text{ km/s/Mpc}), \quad (1.1)$$

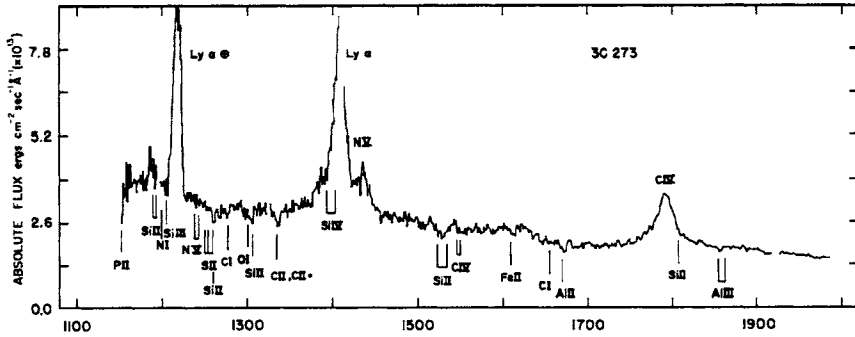


Fig.1.2 Spectre UV du quasar 3C 273 avec raies d'émission et quelques raies d'absorption de galaxie (IUE) (York *et al.*, 1983).

H_0 étant la constante de Hubble. Cette relation ne s'applique cependant que pour de faibles décalages ($z < 0,1$). Pour des distances importantes, la courbure de l'espace doit être prise en compte. On a alors :

$$d(z) = \frac{c}{H_0} \frac{2}{\Omega^2} \left(\Omega z + (\Omega - 2) \left(\sqrt{1 + \Omega z} - 1 \right) \right), \quad (1.2)$$

où $\Omega = \rho/\rho_{\text{crit}} \simeq 1,0$ est le paramètre de densité de l'univers. Les galaxies se trouvent en général à des distances moyennes de 1 Mpc (sauf dans les amas), tandis que les quasars sont éloignés de plusieurs centaines de Mpc. Ces objets devaient être très lumineux dans le domaine optique et devraient donc être même visibles pour des décalages encore plus élevés. Puisque ce ne sont pas des étoiles, on leur a donné le nom de *sources quasi-stellaires* ou *quasars*. Ils forment aujourd'hui une autre classe de noyaux actifs de galaxies. Il s'agit également de centres galactiques très lumineux, que les plaques photographiques ne pouvaient pas révéler, mais qui peuvent aujourd'hui être mis en évidence par la technique du transfert de charge (CCD) jusqu'à un certain décalage vers le rouge.

Les quasars étant des objets optiquement très lumineux, on entreprit de rechercher ces derniers à l'aide de télescopes optiques. On les baptisa dans un premier temps *objets quasi-stellaires* ou *QSO*, car la plupart de ces objets découverts en optique ne présentaient pas d'émission radio. S'apparentant aux étoiles et situés à des distances cosmologiques, les QSO ont les propriétés suivantes :

- (1) image optique quasi-stellaire et forte luminosité,
- (2) excès bleu et UV du spectre,
- (3) larges raies d'émission fortement décalées vers le rouge,
- (4) en partie variables avec le temps.

Aujourd'hui, les QSO sont aussi fréquemment appelés quasars. Grâce à de nombreuses études systématiques, on connaît actuellement quelques milliers de quasars et de QSO jusqu'à un décalage vers le rouge de $z \simeq 5,0$. Néanmoins, la distribution de ce décalage montre une nette coupure à $z \simeq 3,5$: sur 8.000 QSO et quasars connus, une quarantaine seulement sont tels que $z > 4,0$. Ce sont les objets les plus éloignés de l'univers. En 1968, une nouvelle classe de galaxies actives fut introduite : *les lacertides* (objets de type BL Lacertae). Ils ont un lien de parenté avec les quasars, présentent un continuum bleu, extrêmement polarisé, sans fortes raies d'émission et avec une importante variabilité temporelle. Le prototype de ces objets, découvert il y a longtemps dans le domaine optique (depuis 1929), est BL Lac. Actuellement, on en connaît plus d'une centaine, mais ils ne sont pas tous identifiés optiquement par leur décalage vers le rouge. Ils sont un sous-groupe des *blazars*.

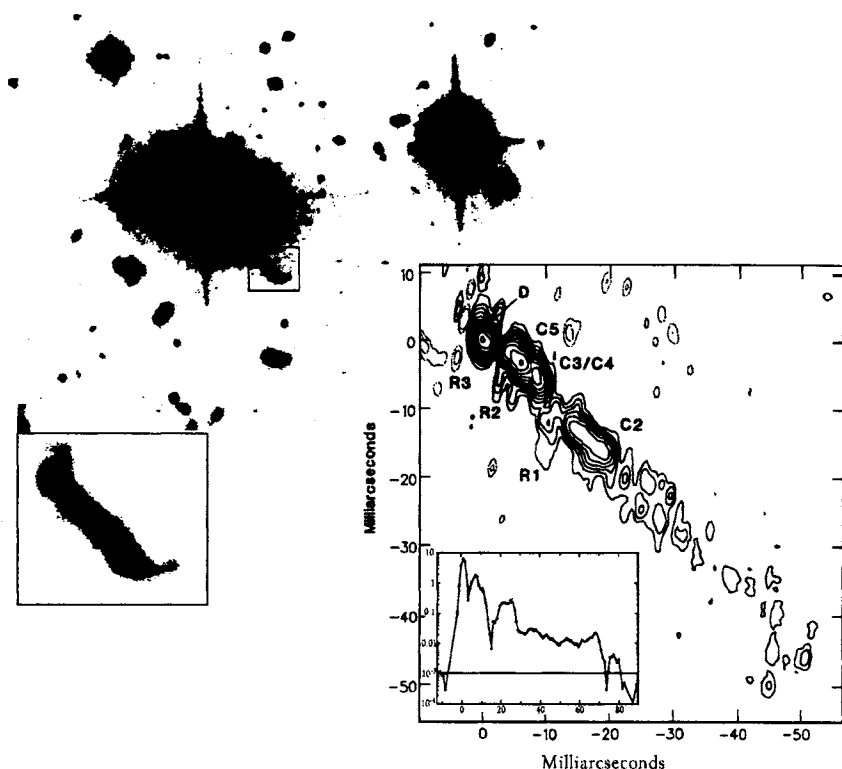


Fig. 1.3 Galaxie et jet du quasar 3C 273 (Röser & Meisenheimer, 1991), et carte VLBI à 5 GHz (Zensus *et al.*, 1988).

Dans les années 70, le développement de la radio-interférométrie à bases intercontinentales¹ a révélé un nouveau phénomène chez les quasars : l'expansion superluminique². Au centre des quasars 3C 273 et 3C 120, des nodules d'émission s'éloignent du quasar proprement dit à une vitesse apparemment superluminique. Se manifestant lors de mouvements fortement relativistes, ce phénomène suggère donc que le déplacement dans les jets de ces sources est relativiste. Ces observations montrent en outre que les jets vus jusqu'alors à l'échelle de la seconde d'arc existent déjà à l'échelle de fractions de millisecondes d'arc (cf. jet de 3C 273).

Tableau 1.1 Domaines d'observation des satellites dans l'étude des NAG.

Satellite	Durée d'obs.	Domaine d'énergie	Domaine d'observation
IUE	26.1.1978 -	1150 - 3200 Å	"bump" UV, BLR en UV
IRAS	1983	12; 25; 60; 100 μm	IR lointain
UHURU	1971 - 73		3C 273 en domaine X
HEAO I	1977 - 79	2 - 40; 15 - 100 keV	exploration globale du ciel
EINSTEIN	1978 - 80	0,4 - 4,5 keV	distribution spectrale
EXOSAT	1983 - 86		spectres, variabilité
GINGA	1987 -		spectres, raies Fe
ROSAT	1990 -	0,1 - 2,5 keV	expl. glob. ciel, 25000 AGN
HST	1990 -	IR - UV	centres galactiques, UV
GRANAT	1991 -	1 keV - 3 MeV	spectres
/Sigma			
CGRO	5.4.1991 -	100 keV - 50 GeV	spectres gamma
ASCA	1993 -	1 keV - 10 keV	spectroscopie, imagerie
ISO	11.1995	IR lointain	spectres IR lointain

L'astronomie spatiale a joué un rôle essentiel dans l'étude des NAG au cours des 20 dernières années. A ce titre, le satellite en UV, l'International Ultraviolet Explorer (IUE) est sûrement l'exemple le plus illustre : c'est lui qui a établi l'existence de l'excès de rayonnement UV et c'est lui qui a mis en évidence certaines propriétés spectroscopiques des raies UV.

L'astronomie X, qui a connu une évolution fulgurante depuis la découverte de la première source X cosmique (Sco X-1) en 1962, nous a appris que tous les types de NAG sont de puissants émetteurs X, comme l'a révélé l'observatoire Einstein de la NASA (1978 - 1980) dans le domaine 0,4 - 4,5 keV. Quant au satellite X de l'ESA, EXOSAT (1983 - 1986), il a principalement permis d'effectuer des observations de vérification sur les galaxies de Seyfert et les quasars lumineux. Certains objets ont également été étudiés à l'aide de ballons, comme dans le cas de l'expérience HEXE

¹ abrégée VLBI pour very long baseline interferometry.

² NdT : superluminal motion en anglais.

(High Energy X-Ray Experiment) de l'Université de Tübingen en Allemagne et de l'Institut Max-Planck de recherche extraterrestre de Garching, près de Munich, sensible jusqu'à 120 keV.

Les premiers résultats laissèrent entendre que les galaxies de Seyfert présentent toujours un spectre en loi de puissance d'indice $\alpha_X = 0,7 \pm 0,2$ ($S_E \propto E^{-\alpha_X}$), mais on n'a pas pu clairement établir jusqu'à quels domaines d'énergie se poursuit ce spectre. La luminosité X est considérable et tout à fait comparable à celle du domaine visible. De récentes études plus précises effectuées avec le satellite japonais GINGA ont cependant indiqué que le spectre dans le registre du keV était bien plus compliqué qu'on ne le supposait à l'origine et qu'étaient présentes de larges raies de fluorescence du fer. En outre, des observations avec EXOSAT et GINGA ont montré que quelques galaxies de Seyfert se caractérisaient par une très forte variabilité temporelle dans leur émission X.

Contrairement aux objets astronomiques classiques, les noyaux actifs émettent en bandes larges et couvrent la quasi-totalité du spectre électromagnétique depuis l'émission radio des grandes ondes (100 MHz) jusqu'à l'ultraviolet et la gamme des X. Ce n'est qu'à partir du domaine gamma ($E > 1$ MeV) qu'on peut s'attendre à un lent déclin de l'émission. Cette *émission en bande large* caractéristique constitue aujourd'hui le point de départ d'une classification nouvelle des NAG, présentée ci-dessous. Puisque l'émission X constitue à l'évidence un bon indicateur de l'activité des centres galactiques, c'est le satellite X allemand ROSAT, lancé en été 90 (domaine d'énergie 0,1 – 2,5 keV), qui a été chargé de repérer en mode "survey" près de 50 000 de ces mêmes centres galactiques qui devront par la suite être identifiés. Par là s'ouvre la possibilité d'étudier la distribution cosmologique de ces objets et de mesurer les fonctions de luminosité de différents types de NAG. On pourra ensuite également par le biais d'observations ponctuelles s'attacher aux variations et aux structures morphologiques (jets). Les noyaux actifs les plus lumineux pourront de surcroît être examinés dans le domaine gamma grâce au satellite international GRO (Gamma-Ray Observatory), lancé à la fin de 1991, ce qui permettra entre autres de déterminer l'énergie réellement atteinte par les spectres X des NAG.

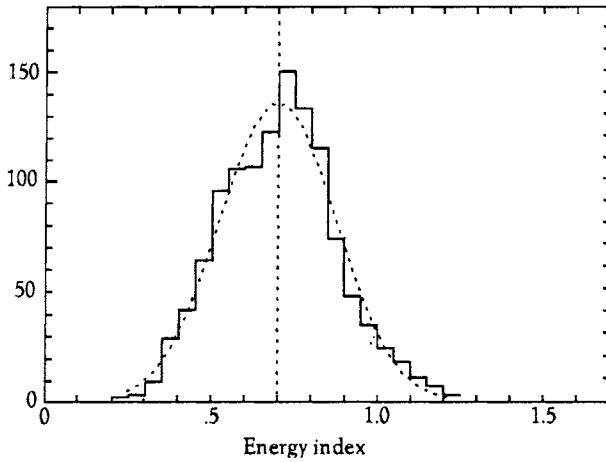
1.2. Classification des noyaux actifs

Les noyaux actifs de galaxies constituent un sous-ensemble de toutes les galaxies. Sur la totalité de celles-ci, seuls 1 à 3 % environ possèdent des propriétés spectrales particulières qui ne peuvent s'expliquer par la somme de la lumière émise par les étoiles contenues dans la galaxie. Le tableau 1.2 donne la densité spatiale moyenne des NAG.

La luminosité absolue L_N de la source centrale non-stellaire d'une galaxie constitue le premier critère physique de différenciation des NAG. Elle s'étend

Tableau 1.2 Densité spatiale moyenne locale de différents objets cosmologiques.

Objets	Magnitude	Densité [Gpc^{-3}]
Galaxies spirales	$M_V < -20$	5×10^6
	$M_V < -22$	3×10^5
Galaxies spirales lumineuses	$M_V < -23$	3×10^3
Galaxies elliptiques	$M_V < -20$	1×10^6
S0 inclus	$M_V < -22$	1×10^5
Galaxies elliptiques lumineuses	$M_V < -23$	10^4
Amas riches en galaxies		3×10^3
Radiogalaxies	$P_{1,4 \text{ GHz}} > 10^{23,5} \text{ W/Hz}$	3×10^3
Radiogalaxies	$P_{1,4 \text{ GHz}} > 10^{25} \text{ W/Hz}$	10
Quasars	$P_{1,4 \text{ GHz}} > 10^{25} \text{ W/Hz}$	3
QSO silencieux en radio	$M_V < -23$	100
	$M_V < -25$	1
Seyfert 1	$M_V < -20$	4×10^4
Seyfert 2	$M_V < -20$	1×10^5
Lacertides	$P_{1,4 \text{ GHz}} > 10^{23,5} \text{ W/Hz}$	80
Galaxies IRAS lumineuses	$L_{\text{IR}} > 10^{12} L_{\odot}$	300

**Fig.1.4** Distribution de l'indice spectral en domaine X des galaxies de Seyfert (Turner & Pounds, 1989).

de 10^{41} à 10^{48} ergs/s environ. A l'intérieur des différentes plages d'éclat, les objets sont de nouveau classés selon l'origine *thermique* ou *non-thermique* de leur luminosité centrale. C'est pour cette raison que les NAG sont aujourd'hui

répertoriés en sources thermiques et non-thermiques (Bregman, 1990). Il y a encore quelques années, une classification judicieuse n'était pas possible puisque la quasi-totalité des gammes spectrales étaient associées à des phénomènes non-thermiques.

Tableau 1.3 Classification actuelle des noyaux actifs (Bregman, 1990).

Luminosité nucléaire L_N en ergs/s	Sources thermiques (raies d'émission)	Sources de jets non-thermiques
10^{48}		3C 273
.	QSO	quasars
.	(> 5.000)	sources radio FR II
4×10^{45}		lacertides
10^{45}	galaxies de Seyfert	
.	(> 1.000)	
.	type 1	radiogalaxies FR I
.	type 2	
10^{41}	LINERS	
10^{40}	G A L A X I E S	P A S S I V E S

Les quasars et les QSO sont des objets très lumineux, mais également très rares. Sur un échantillon de 100 000 galaxies spirales, on ne compte qu'un unique QSO. Les galaxies de Seyfert se rencontrent plus fréquemment (du moins pour de faibles décalages vers le rouge) mais en contrepartie, leur luminosité intrinsèque est faible. Néanmoins, les QSO et les galaxies de Seyfert ont sans doute les mêmes galaxies-hôtes (galaxies spirales) et sont donc situés aux extrémités opposées d'une distribution continue de luminosité. La transition entre les deux en magnitude bolométrique absolue a lieu à $M_B = -23$, ce qui correspond à une luminosité de $L_B \simeq 10^{12} L_\odot \simeq 10^{45,6}$ ergs/s ($10^{38,6}$ W), intégrée sur le domaine couvrant l'UV, le visible et l'IR, autrement dit pour $0,1 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 100 \mu\text{m}$, ou encore à une luminosité totale $L_{\text{NAG}} \simeq 5 \times 10^{12} L_\odot \simeq 2 \times 10^{46}$ ergs/s (2×10^{39} W) pour l'ensemble des gammes spectrales. Au moins une partie de ce rayonnement provient d'une zone d'un diamètre inférieur à environ 1 parsec. La production d'énergie y dépasse largement la quantité d'énergie engendrée par les étoiles dans cette région. L'hypothèse prévaut aujourd'hui que l'origine de cette énergie est d'ordre gravitationnel et que ce sont des objets effondrés qui se trouvent au centre de la galaxie.

1.2.1. Les sources thermiques : les galaxies de Seyfert et les QSO

Les galaxies de Seyfert et les QSO présentent des spectres globaux semblables, une distribution continue d'énergie depuis l'IR lointain à l'UV, avec toutefois des valeurs nettement plus faibles dans le domaine radio. Cela signifie qu'il doit se produire une cassure spectrale entre $100\ \mu\text{m}$ et le registre millimétrique. De récentes observations la montrent d'ailleurs très abrupte. La partie IR du spectre est en général convexe et contient jusqu'au tiers de l'éclat bolométrique de la source. Bon nombre des spectres en bande large révèlent un minimum local aux environs de $1\ \mu\text{m}$, particulièrement prononcé dans le cas des QSO lumineux. Il est vraisemblablement plus faible pour les QSO peu lumineux en raison du continuum intense de la galaxie, d'un maximum situé aux alentours de $1,5\ \mu\text{m}$. Pour les longueurs d'onde plus courtes, les spectres remontent pour atteindre un maximum dans l'UV.

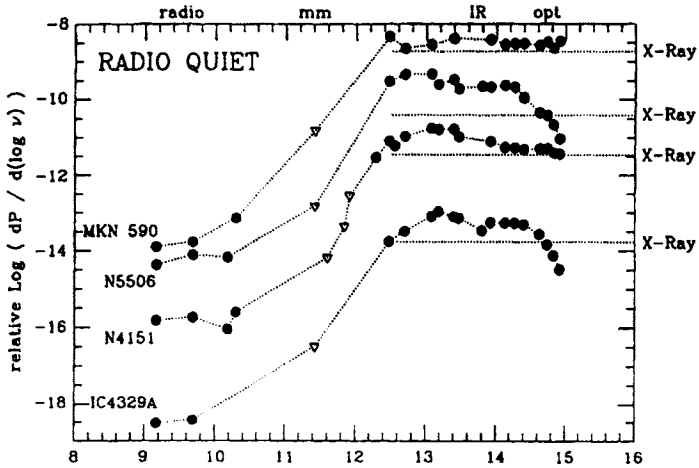


Fig. 1.5 Spectres caractéristiques en bande large de galaxies de Seyfert (Lawrence, 1989).

La comparaison de ces spectres à celui de la zone centrale de la Voie lactée (sur 500 parsecs) dégage des différences notables mais également des similitudes. Le spectre submm/IR de notre galaxie est décrit par une composante de poussière froide (23 K) et par une chaude (180 K). Dans la gamme de l'infrarouge proche, c'est le rayonnement de corps noir de la distribution des étoiles (4000 K) qui prédomine. Quant au domaine radio, on peut y observer une branche synchrotron avec un spectre caractéristique en loi de puissance. Le spectre IR lointain présente une coupure très abrupte au-delà de $100\ \mu\text{m}$, due à l'absorption free-free. En revanche, le spectre d'une galaxie de Seyfert ou d'un QSO a au moins deux composantes supplémen-

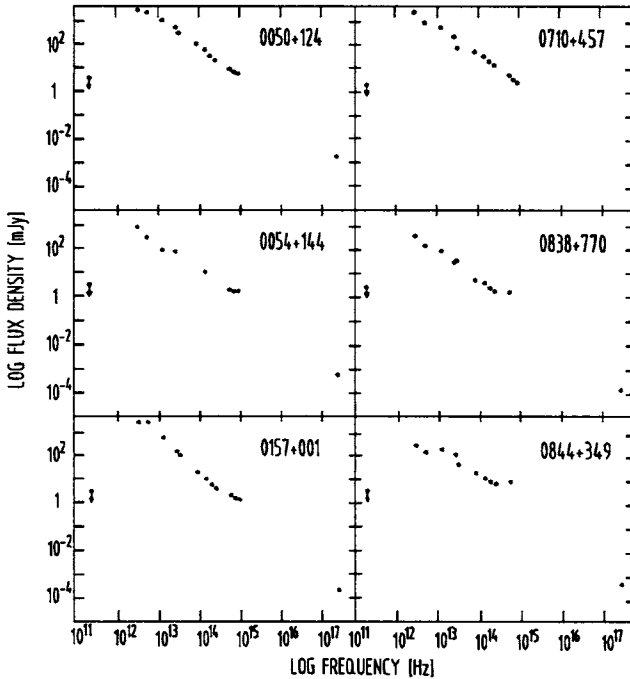


Fig. 1.6 Spectres caractéristiques de QSO lumineux (Chini, Kreysa & Biermann, 1989).

res : un excès de rayonnement UV d'origine non-stellaire et une distribution de poussière plus complexe et plus marquée. C'est pourquoi on interprète aujourd'hui le continuum FIR-UV de ces noyaux actifs galactiques comme une superposition de l'émission de poussière froide et chaude (jusqu'à des températures de 1500 K), une composante stellaire et une UV non-stellaire d'origine thermique elle aussi. D'où le nom de sources thermiques. Dans la gamme des hautes énergies, le continuum du QSO peut être de nouveau observé au-dessus de 0,3 keV environ. A cette énergie, notre galaxie redevient transparente. Pour des énergies $E > 1$ keV, les spectres peuvent être correctement décrits par des lois de puissance. En ce qui concerne les énergies plus basses, quelques sources montrent un *excès X mou* (Mrk 335 et NGC 5548), souvent considéré comme la prolongation de l'excès de rayonnement ultraviolet.

Les *liners* (Low Ionization Nuclear Emission Regions) sont des galaxies à raies d'émission de faible luminosité nucléaire. Les raies [O I] et [O III] ont des intensités sensiblement comparables. Ces galaxies sont les NAG les plus pauvres en énergie.

Il existe une classe de galaxies à raies d'émission, dont l'émission des raies est due non pas au spectre du noyau mais à la photoionisation d'étoiles OB.

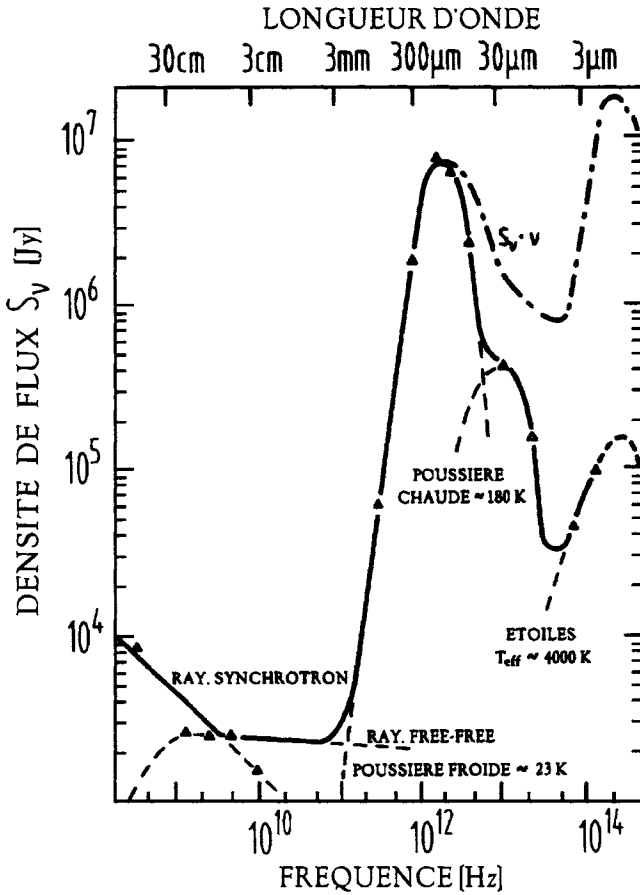


Fig.1.7 Spectres radio et infrarouge de la zone centrale de la Voie lactée d'un diamètre de 500 parsecs (d'après Cox & Laureijs, 1989). Le spectre submm/IR est représenté par une composante de poussière froide (~ 23 K) et par une chaude (~ 180 K), le rayonnement des étoiles en infrarouge proche est rendu par un rayonnement de corps noir d'une température de 4000 K environ (d'après Mezger, 1990).

Dans ces galaxies à bouffées stellaires (= starburst-galaxies), où se forment un nombre extrêmement élevé de jeunes étoiles massives en l'espace de temps très courts, les luminosités atteignent jusqu'à 10^{44} ergs/s.

Elles sont en outre lumineuses en infrarouge lointain, en raison d'une émission de poussières produite par des régions de formation d'étoiles (galaxies FIR). Mais il est vrai, ces spectres peuvent aussi se mêler à ceux d'une émission supplémentaire en provenance de la région centrale (de Seyfert). Dès lors, on peut se demander s'il y a évolution d'une galaxie à forte éclosion d'étoiles vers un noyau actif ou si c'est uniquement le noyau actif qui s'appauvrit en gaz.

1.2.2. Les sources non-thermiques : les blazars

Les objets qui, contrairement aux galaxies de Seyfert et aux QSO sont de forts émetteurs radio, présentent souvent aussi des spectres plats dans le domaine IR lointain-UV. Cela suggère que ce rayonnement a une origine non-thermique. Un noyau actif de galaxie est défini comme *blazar*, lorsque sont satisfaites les propriétés suivantes :

- (1) Continuum IR-UV plat d'un noyau stellaire,
- (2) importante polarisation optique ($p > 3\%$),
- (3) rapides variations optiques dans le temps ($\Delta t < \text{jours}$),
- (4) fort continuum radio variable.

Les objets aux raies d'émission faibles font partie des lacertides. Les raies d'émission des OVV (Optically Violent Variables) sont comparables à celles des objets silencieux en radio, sauf dans le cas d'excès de rayonnement.

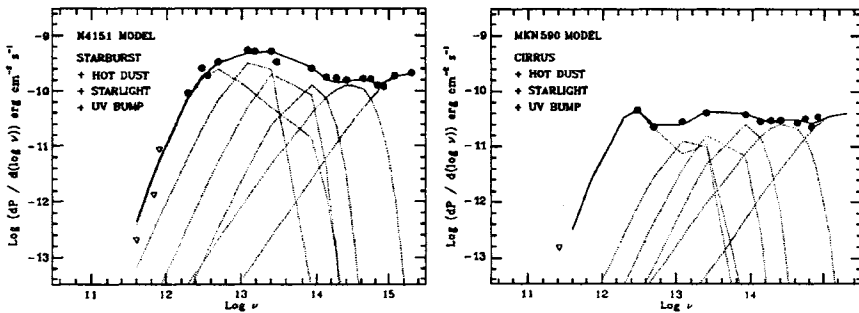


Fig. 1.8 Superposition de spectres de NAG par diverses composantes (Lawrence, 1989).

Un spectre en bande large caractéristique d'un blazar montre un spectre radio plat ($-0,5 \leq \alpha \leq 0,5$ pour $S_\nu \propto \nu^\alpha$). Dans le diagramme νS_ν , le spectre croît de façon continue du domaine radio à celui millimétrique et demeure plat dans le domaine infrarouge, où se trouve le maximum de la distribution spectrale. La bande X ne renferme en général que 10 % environ de l'énergie totale, le spectre X est habituellement plus pentu que dans les sources thermiques et plus fortement variable.

1.2.3. Comparaison des spectres

Les observations par satellite dans les gammes IR, UV et X associées à de nouvelles techniques millimétriques permettent aujourd'hui d'étudier les spectres en bande large de noyaux actifs dans le registre des fréquences de 10^9 à 10^{18} Hz (à l'exception du domaine X-UV). Réalisée sur 109 quasars de

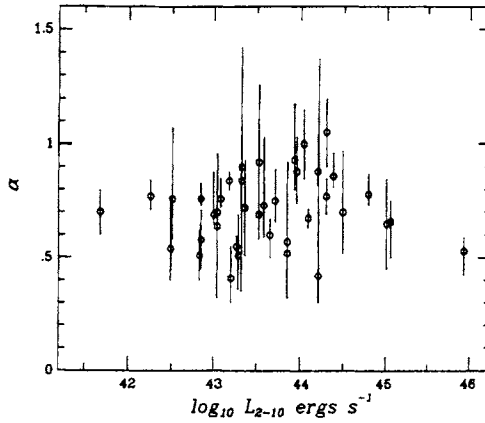


Fig. 1.9 Indice spectral en fonction de la luminosité X dans le domaine 2 – 10 keV (Turner & Pounds, 1989).

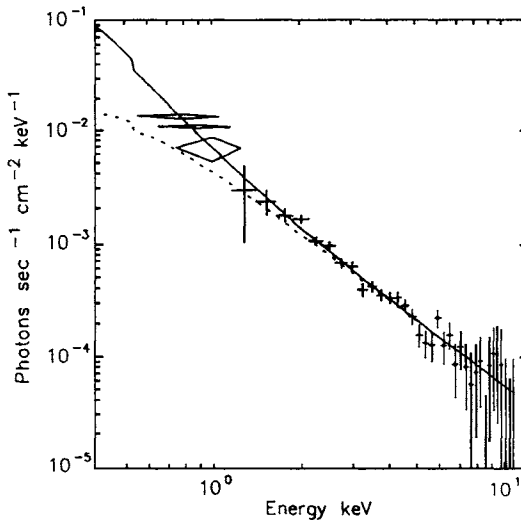


Fig. 1.10 Spectre X entre 0,5 et 10 keV de Mrk 335. Les données d'EXOSAT dans la gamme des basses énergies montrent un accroissement en deçà de 1,0 keV (Turner & Pounds, 1989).

l'échantillon du Palomar-Green sélectionnés optiquement, une telle étude a fourni les principaux résultats suivants :

- (1) le continuum FIR – X mou des quasars a 2 larges maxima.
- (1a) On observe un excès de rayonnement IR $\simeq 2 \mu\text{m} - 1 \text{ mm}$ ($10^{11,5} - 10^{14,2} \text{ Hz}$),

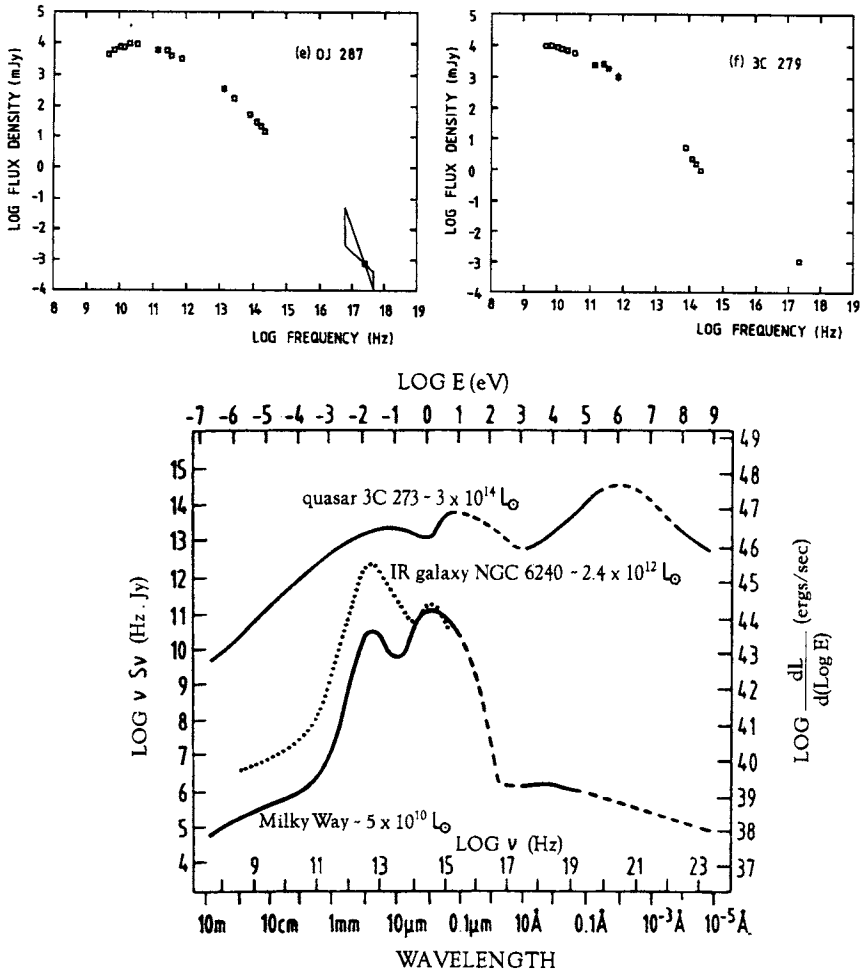


Fig. 1.11 Spectres en bande large de blazars (Brown *et al.*, 1989) comparés à ceux de la Voie lactée, de la galaxie IR NGC 6240 et du quasar 3C 273 (Clavel, 1993).

- (1b) et un excès de rayonnement UV $\simeq 10 \text{ nm} - 0,3 \mu\text{m}$ ($10^{15,5} - 10^{16,5} \text{ Hz}$). Il n'existe pas de corrélation entre L_{IR} et L_{UV} .
- (2) Tous les quasars de l'échantillon émettent une part considérable (en général 30 %) de l'énergie entre 1,5 et 100 μm environ. La majeure partie de la luminosité réside dans l'excès de rayonnement UV.
- (3) La distribution de νS_ν (6 cm)/ νS_ν (1 μm) est bimodale (fig. 1.14).
- (4) On trouve un minimum dans le graphique νS_ν à $\simeq 1 \mu\text{m}$ (température de sublimation de la poussière $\simeq 2000 \text{ K}$).

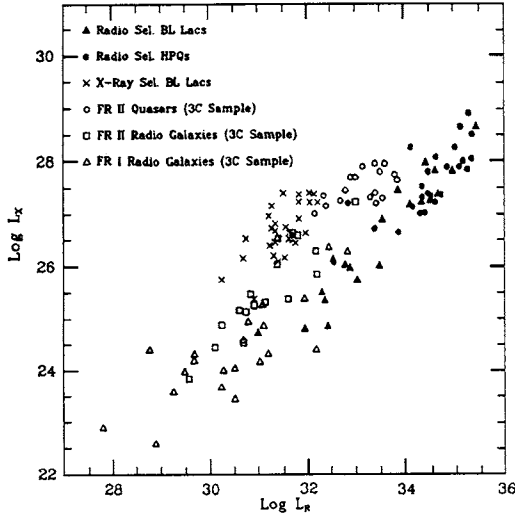


Fig.1.12 Distribution des blazars dans le diagramme L_R/L_X (d'après Maraschi, Celotti & Ghisellini, 1992).

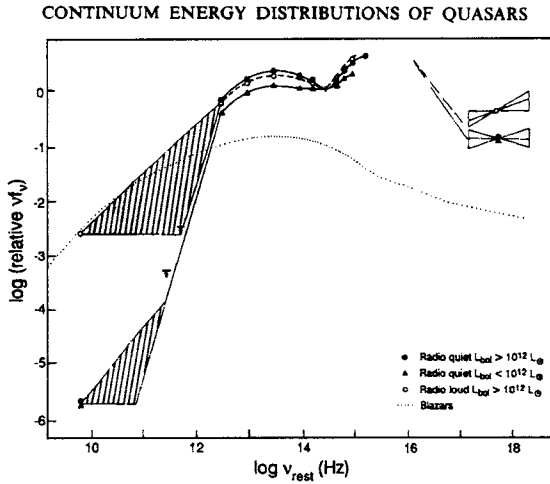


Fig.1.13 Spectres caractéristiques de continuum des QSO silencieux en radio, des quasars et des blazars du domaine radio jusqu'en X. Les quasars possèdent au moins 4 composantes d'émission : radio ($10^9 - 10^{11,5}$ Hz), submm/IR ($10^{12} - 10^{14,5}$ Hz), IR jusqu'en X mou ($10^{14,5} - 10^{17}$ Hz), rayonnement X ($\geq 10^{17}$ Hz). Dans le cas des blazars, il n'est pas possible de distinguer ces différentes composantes (spectre en pointillés) (Sanders *et al.*, 1989).

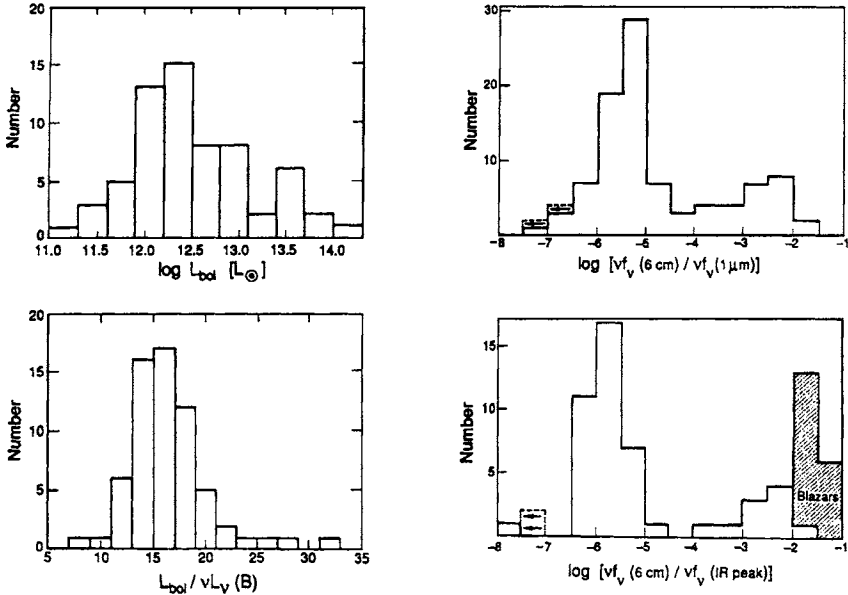


Fig. 1.14 Distribution des quasars du Palomar-Green en L_{bol} (Sanders *et al.*, 1989).

1.3. Galaxies passives

En principe, tout noyau de galaxie peut être le siège d'une faible activité. Reste qu'il n'est pas aisé de mettre en évidence l'activité non-stellaire d'une galaxie pour une luminosité inférieure à 10^{41} ergs/s. La superposition de l'émission X d'une cinquantaine de systèmes binaires X à faible masse³ au centre d'une galaxie suffirait en effet à produire une luminosité X avoisinant 10^{40} ergs/s. De plus, les raies d'émission concernées ne se différencieraient pas tellement d'autres processus, puisque la largeur de celles-ci est manifestement liée à la luminosité du noyau. Pour cette raison, il est communément admis que des objets effondrés sommeillent dans bon nombre de galaxies spirales et elliptiques sans produire d'intenses rayonnements. Ces objets portent aujourd'hui le nom de *galaxies passives*.

³ NdT : on utilise l'abréviation LMXB pour Low Mass X-Binary System.

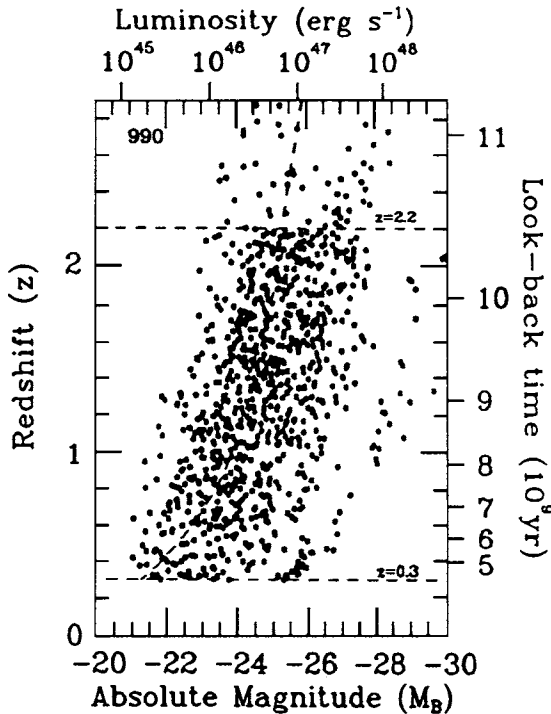


Fig.1.15 Distribution de QSO en fonction du décalage vers le rouge et de la luminosité. Pour les valeurs faibles du décalage, on ne trouve que peu de quasars. Leur magnitude absolue s'accroît avec l'augmentation du décalage vers le rouge (Boyle, 1991).

Références

- Baade, W. & Minkowski, R. : 1954, ApJ **119**, 221
Boyle, B.J. : 1991, Annals of the New York Academy of Sciences, Vol. **647**, p. 14
Bregman, J.N. : 1990, A&AR **2**, 125
Brown, L.M.J. *et al.* : 1989, ApJ **340**, 129
Chini, R., Kreysa, E. & Biermann, P.L. : 1989, A&A **219**, 87
Clavel, J. : 1993, Ecole d'Eté
Cox, P. & Laureijs, R. : 1989, IAU Symp. **136**, ed. M. Morris, Kluwer, Dordrecht, p. 121
Fricke, K.J. & Kollatschny, W. : 1989, A&AS **77**, 75
Lawrence, A. : 1989, in *Active Galactic Nuclei*, IAU Symp. **134**, eds. D.E. Osterbrock & J.S. Miller, Kluwer, Dordrecht, p. 393
Maraschi, L., Celotti, A. & Ghisellini, G. : 1992, in *Physics of Active Galactic Nuclei*, eds. W.J. Duschl & S.J. Wagner, Springer-Verlag, Heidelberg, p. 605

Mezger, P.G.: 1990, *Sterne und Weltraum* **29**, 215

Röser, H.-J. & Meisenheimer, K. : 1991, *A&A* **252**, 458

Sanders, D.B. *et al.* : 1989, *ApJ* **347**, 29

Schmidt, M. : 1963, *Nat.* **197**, 1040

Turner, T.J. & Pounds, K.A. : 1989, *MNRAS* **240**, 833

York, D.G. *et al.* : 1983, *ApJ* **274**, 136

Zensus, J.A. *et al.* : 1988, *Nat.* **334**, 410

2. Les noyaux actifs de galaxies

2.1. Le modèle standard des galaxies actives

Le modèle standard actuel des galaxies actives repose sur l'existence d'un trou noir supermassif d'une masse $M_H \simeq 10^6 - 10^9 M_\odot$ sis au centre de la galaxie-mère. Etant toujours doté d'un moment cinétique, le gaz d'une galaxie afflue vers le trou noir en formant un disque. Le rayon intérieur de ces disques est donné par le rayon de Schwarzschild (généralement 1 UA) :

$$R_S = 2GM_H/c^2 = 3,0 \times 10^{13} \text{ cm } M_H/(10^8 M_\odot). \quad (2.1)$$

On en déduit un temps minimal caractéristique de variabilité du rayonnement

$$t_{\min} = R_S/c = 1000 \text{ sec } M_H/(10^8 M_\odot). \quad (2.2)$$

Lotis dans un amas stellaire central d'une masse $\geq 10^{10} M_\odot$, les disques d'accrétion képlériens s'étendent jusque dans un rayon de $1000 R_S$ environ (0,01 année-lumière) pour céder ensuite la place à une zone de turbulence (où l'autogravitation devient importante). Sur l'intervalle allant de quelques parsecs à quelques centaines de parsecs, on trouve un disque de gaz turbulent, constitué de nuages moléculaires, dont les vitesses de rotation atteignent ordinairement entre 100 et 200 km/s. Celui-ci est fortement boursoufflé à une distance de quelques parsecs et porte le nom de tore moléculaire. A cet endroit, les vitesses turbulentes deviennent comparables aux vitesses de rotation ($v_T \leq 0,5 v_{\text{rot}}$). Il renferme jusqu'à $10^{10} M_\odot$ de gaz dans le cas des sources thermiques. Essentiellement conçu par des chercheurs du Caltech (Sanders, Phinney, Neugebauer, Soifer & Matthews, 1989), ce modèle porte souvent le nom de "*modèle du Caltech*".

La température du gaz décroît généralement de l'intérieur vers l'extérieur, la partie centrale du disque d'accrétion atteignant des températures de surface comprises entre 30 000 et 100 000 K (rayonnement en X-UV). Le rayonnement X est également émis à proximité du trou central. Les rayonnements X et UV réchauffent la poussière de la partie extérieure du disque de gaz jusqu'à une température de 1500 K. Ce gaz moléculaire alimente en même temps la partie intérieure du disque d'accrétion, de façon à assurer l'activité du noyau pendant $10^8 - 10^9$ ans. Ce disque intérieur est à l'origine des jets émis perpendiculairement à celui-ci. Ces derniers

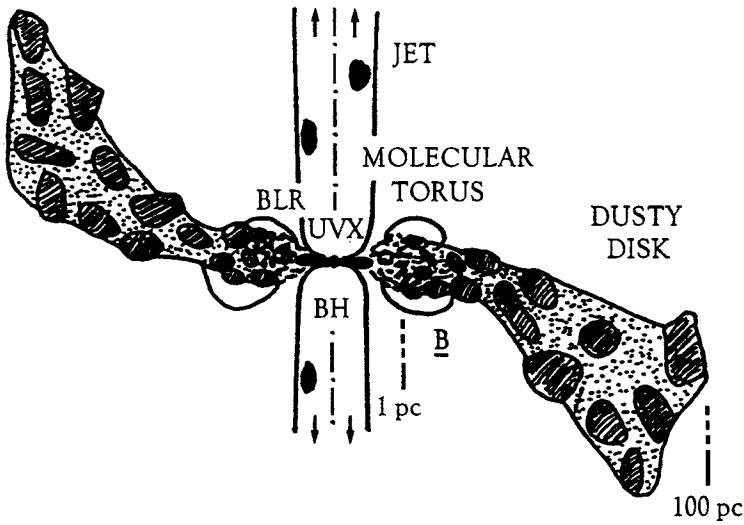


Fig. 2.1 Représentation schématique d'un AGN d'après le modèle du Caltech. BH : trou noir; UVX : émission du disque en X-UV (Camenzind, 1990).

sont vraisemblablement présents dans toutes les catégories de noyaux actifs, mais leur contribution énergétique ne prédomine que dans les sources non-thermiques.

Tout noyau actif est déterminé par les paramètres suivants :

- (1) la masse M_N et le rayon du noyau r_c de l'amas nucléaire d'étoiles,
- (2) la masse M_H du trou noir,
- (3) le moment cinétique J_H du trou noir,
- (4) le taux d'accrétion $\dot{M}$ du disque képlérien,
- (5) l'inclinaison Θ de la ligne de visée par rapport au disque,
- (6) la masse M_{gaz} du disque moléculaire,
- (7) le champ magnétique B_D du tore moléculaire (en milligauss).

Ces paramètres ne sont pas tous obligatoirement indépendants. La masse M_{gaz} et le taux d'accrétion $\dot{M}$, par exemple, peuvent être exprimés l'un en fonction de l'autre. $\dot{M}$ détermine la luminosité L_N du NAG :

$$L_N = 5 \times 10^{45} \text{ ergs/s } \epsilon_{H,-1} \dot{M} / (M_\odot \text{ an}^{-1}) \simeq 1,2 \times 10^{12} L_\odot \dot{M} / (M_\odot \text{ an}^{-1}), \quad (2.3)$$

où ϵ représente l'efficacité d'accrétion, c'est-à-dire le taux de conversion du rayonnement en énergie. Une galaxie de Seyfert d'une luminosité importante $L_N \simeq 10^{12} L_\odot$ consomme précisément $1 M_\odot$ par an, tandis que les quasars engloutissent annuellement jusqu'à $100 M_\odot$. La luminosité thermique maximale des disques d'accrétion découle de la luminosité d'Eddington L_{ED} , qui

s'obtient en écrivant que la force avec laquelle les électrons sont repoussés par la pression de rayonnement est égale à la force d'attraction gravitationnelle exercée sur les protons :

$$L_{\text{ED}} = \frac{4\pi G M_H m_p c}{\sigma_T} \simeq 1,3 \times 10^{46} M_{H,8} \text{ ergs/s.} \quad (2.4)$$

La partie compacte centrale des quasars et des QSO renferme par conséquent $10^8 M_\odot$ au minimum, celle des galaxies de Seyfert éventuellement moins. En considérant le taux d'accrétion, on obtient un âge typique des quasars :

$$t_{\text{QSO}} \simeq M_H / \dot{M} \simeq 10^8 M_{H,8} / \dot{M} \text{ ans.} \quad (2.5)$$

Les différents éléments de ce modèle, et plus particulièrement la formation des hypothétiques trous noirs vont être étudiés ci-dessous.

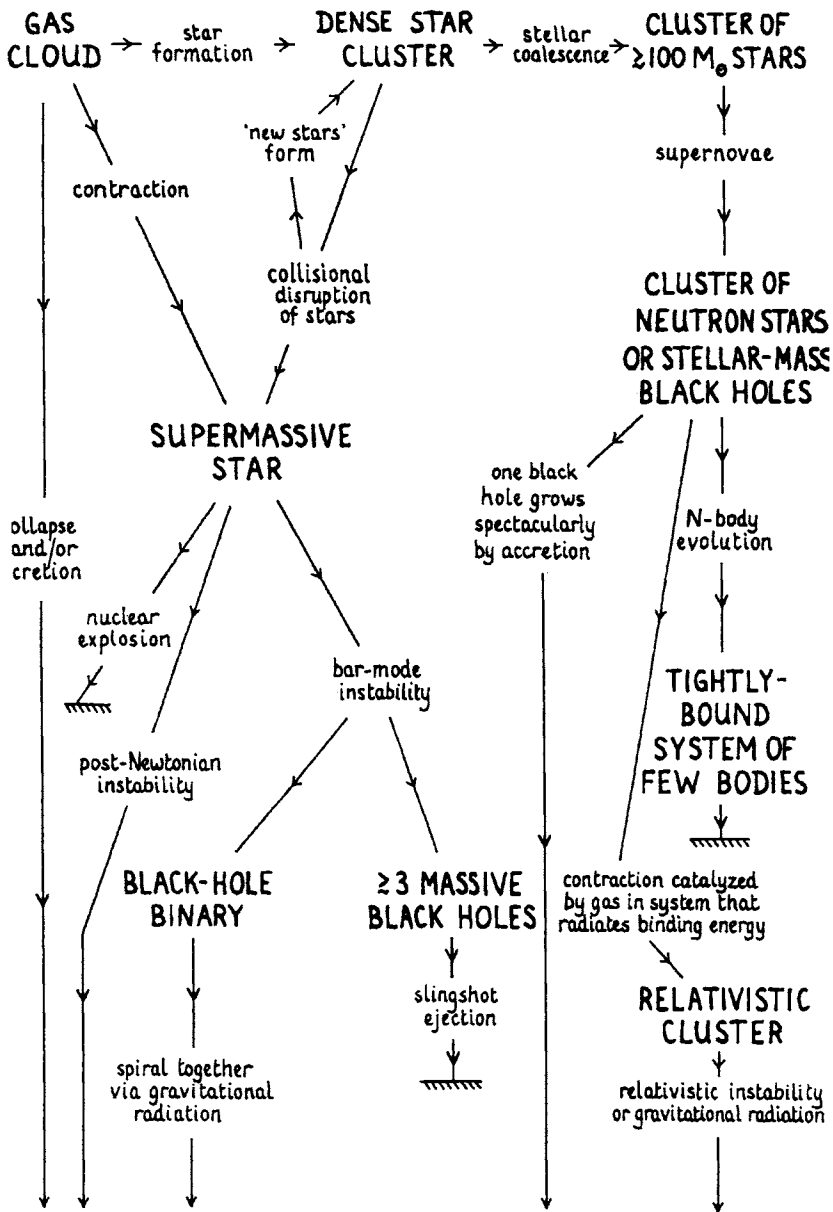
2.2. Les galaxies-hôtes

La façon dont se présente le noyau actif peut dépendre essentiellement de la structure de la galaxie-mère. Les sources thermiques sont de toute évidence associées la plupart du temps à des galaxies spirales, les sources avec des jets à des galaxies elliptiques. Ces dernières renferment normalement beaucoup moins de gaz que les premières, mais elles peuvent comporter des anneaux de poussière (comme Cen A et Cyg A par exemple).

2.3. Effondrement des amas stellaires compacts

Le modèle standard des AGN part du principe qu'au centre d'une galaxie s'est formé un trou noir supermassif d'une masse minimale de $10^6 M_\odot$. Si cette hypothèse est exacte, il se pose alors une question : comment et à quelles conditions un trou noir supermassif peut-il se former ? Rees (1984) a envisagé les diverses évolutions possibles aboutissant à la naissance d'un trou noir (fig. 2.2.). Il n'est pas improbable que d'importantes masses de gaz s'accumulent dans les centres galactiques, pouvant ainsi engendrer par différentes voies des trous noirs supermassifs.

Ces nuages de gaz peuvent s'effondrer directement et commencer par donner lieu à des étoiles supermassives. Puisqu'ils bénéficient à proximité des centres galactiques d'un moment cinétique considérable, ces objets se caractérisent par une rotation rapide, mais ne restent épargnés par l'instabilité relativiste que jusqu'à un certain degré de compacité. C'est cette même instabilité qui entraîne la formation de trous noirs stellaires lors de l'effondrement d'étoiles massives en supernova. Toutefois, il apparaît bien plus probable que de tels nuages massifs se fragmentent, conduisant, à la manière des nuages



massive black hole

Fig. 2.2 Evolutions possibles menant à la formation d'un trou noir supermassif dans les centres galactiques (Rees, 1984).

moléculaires, à la naissance d'étoiles. Le résultat est alors un amas d'étoiles très dense, bien plus dense qu'un amas globulaire normal. Il se forment alors par fusion en son centre des étoiles massives qui finissent très rapidement en étoiles à neutrons ou en trous noirs stellaires. A ce stade, on s'attend à la présence d'une multitude de supernovæ, comme l'a suggéré Colgate dans les années 60. Cet amas d'étoiles à neutrons de $1,4 M_{\odot}$ et de trous noirs stellaires se transforme ensuite en un amas stellaire relativiste, susceptible de devenir lui-même instable et de s'effondrer en trou noir massif. Les conditions de cet effondrement vont être traitées ci-après de façon plus détaillée.

En comparant les amas globulaires, les amas stellaires centraux des galaxies et les régions centrales des galaxies elliptiques, on remarque que les amas centraux sont en général plus massifs et aussi plus denses que les premiers (fig. 2.3.). Les noyaux des galaxies elliptiques renferment une masse encore plus importante, sans pour autant présenter une densité aussi élevée. Les amas stellaires centraux se trouvent dans la quasi-totalité des galaxies proches, dans la Voie lactée, M31, M33, M81 et M32 (leur observation relève du télescope de Hubble).

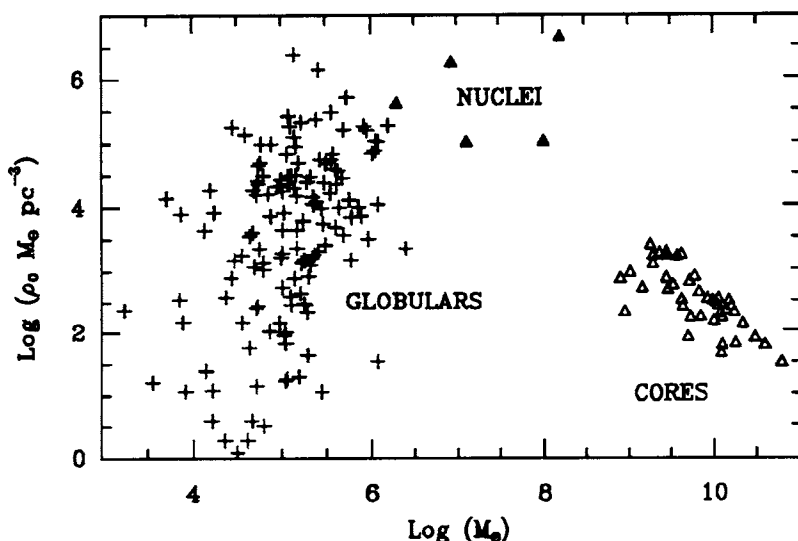


Fig. 2.3 Densité centrale des amas globulaires, des noyaux de galaxies elliptiques et des amas stellaires centraux de galaxies proches en fonction de leur masse (Lauer, 1989).

2.3.1. Instabilité relativiste des amas stellaires

Différents processus ont été suggérés pour expliquer la formation de trous noirs supermassifs dans les amas stellaires nucléaires denses. La proposition la plus importante émane de Zeldovich & Podurets (1965), qui ont montré dès 1965 que des trous noirs massifs pouvaient se former dans un amas stellaire relativiste sous l'effet de l'instabilité dynamique relativiste, en alléguant que l'effondrement du noyau (catastrophe gravothermique) et les collisions d'étoiles portent l'amas à une densité centrale et donc un décalage gravitationnel vers le rouge sans cesse croissants. Lorsque le décalage est suffisamment élevé, l'amas est soumis à une *instabilité relativiste* et s'effondre en trou noir en l'espace d'un temps caractéristique appelé temps dynamique et défini par $t_{\text{dyn}} = GM/c^3$. Différentes simulations numériques ont depuis assis l'existence de la catastrophe gravothermique des amas stellaires : du fait des collisions binaires distantes, un amas ouvert se mue en effet en un système très condensé en l'espace de son temps de relaxation (cf. 2.3.2). Le groupe de S. Shapiro a par ailleurs vérifié numériquement l'effondrement gravitationnel des amas stellaires très denses. Un amas relativiste à symétrie sphérique se décrit par la métrique de Schwarzschild :

$$ds^2 = e^{2\Phi(t,r)} c^2 dt^2 - e^{2\Lambda(t,r)} dr^2 - R^2(t,r) (d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) = g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta. \quad (2.6)$$

Pour $r > R_N$ (rayon de l'amas), l'état d'équilibre est rendu par la solution de Schwarzschild ($R = r$) :

$$\exp(2\Phi(r)) = 1 - \frac{2GM}{c^2 r}, \quad \exp(2\Lambda(r)) = \exp(-2\Phi(r)). \quad (2.7)$$

Même dans le cas des champs de gravitation *statiques*, l'effet du décalage gravitationnel vers le rouge se manifeste de façon très importante. La fréquence d'un émetteur est exactement égale à l'inverse du temps propre $d\tau_{\text{ém}}$ mesuré dans le repère de l'émetteur :

$$\nu_{\text{ém.}} = \frac{1}{d\tau_{\text{ém.}}} = \frac{c}{\sqrt{g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta}_{\text{ém.}}} . \quad (2.8)$$

Pour des émetteurs et récepteurs statiques définis par $dx^0 = c dt$, on a :

$$\frac{\nu_{\text{rec.}}}{\nu_{\text{ém.}}} = \frac{(\sqrt{g_{00}} dx^0)_{\text{ém.}}}{(\sqrt{g_{00}} dx^0)_{\text{det}}} = \frac{\sqrt{g_{00}}_{\text{ém.}}}{\sqrt{g_{00}}_{\text{rec.}}} \mapsto 0, \quad r_{\text{ém.}} \mapsto R_S. \quad (2.9)$$

Dans un espace-temps statique, les lignes d'univers de deux photons voisins sont décalées de dx^0 en chaque point. On a alors dans un champ gravitationnel de faible intensité :

$$\sqrt{g_{00}} = e^{\Phi(r)} \simeq 1 + \Phi(r) = 1 + \Phi_N(r)/c^2, \quad (2.10)$$

et donc

$$\frac{\nu_{\text{réc.}}}{\nu_{\text{ém.}}} \simeq \frac{(1 + \Phi_N/c^2)_{\text{ém.}}}{(1 + \Phi_N/c^2)_{\text{réc.}}}, \quad (2.11)$$

ou

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_{\text{ém.}}} \simeq -\frac{\Delta\Phi_N}{c^2}. \quad (2.12)$$

Cela montre qu'en approximation newtonienne la composante g_{00} du tenseur métrique est déterminée par le potentiel.

Le cas des collisions excepté, les étoiles se déplacent sur les géodésiques de la métrique :

$$\frac{p^\alpha}{m_* c} = \frac{dx^\alpha}{d\tau}, \quad \frac{dp^\alpha}{d\tau} + \frac{1}{m_* c} \Gamma_{\beta\gamma}^\alpha p^\beta p^\gamma = 0, \quad (2.13)$$

où les coefficients Γ représentent les symboles de Christoffel de la métrique définis par :

$$\Gamma_{\beta\gamma}^\alpha = \frac{1}{2} g^{\alpha\rho} (g_{\rho\beta,\gamma} + g_{\rho\gamma,\beta} - g_{\beta\gamma,\rho}). \quad (2.14)$$

Comme dans la théorie newtonienne, les étoiles sont prédéfinies par leur distribution de l'espace des phases $N(x^\alpha, p^\alpha)$ ($\alpha = 0, 1, 2, 3$), x^α étant les coordonnées spatiales, et p^α les impulsions relatives à la coquille de masse $m_* c = \sqrt{p_\alpha p^\alpha}$, où m_* est l'énergie de repos de l'étoile. On choisit de définir la fonction de distribution $N(x, p)$ telle que dN représente le nombre d'étoiles parcourant un volume d'espace donné dV_x en x et ayant l'élément de volume dV_p dans l'espace des impulsions. dV_x et dV_p doivent être invariants de Lorentz, de sorte que $N(x, p)$ le sera aussi. Pour un observateur de ligne d'univers $u^\alpha = (1, 0, 0, 0)$, on a :

$$dV_x = \eta_{\alpha\beta\gamma\delta} u^\alpha dx^\beta dx^\gamma dx^\delta = \sqrt{-g} dx^1 dx^2 dx^3, \quad (2.15)$$

où η est le tenseur totalement antisymétrique avec $\eta_{0123} = \sqrt{-g}$. De la même manière, on obtient pour le volume de l'espace des impulsions :

$$dV_p = \eta_{\alpha\beta\gamma\delta} d_0 p^\alpha d_1 p^\beta d_2 p^\gamma d_3 p^\delta = \sqrt{-g} dp^0 dp^1 dp^2 dp^3. \quad (2.16)$$

On en tire un volume de l'espace des impulsions invariant sur la coquille de masse :

$$\pi_m = 2 H(p_0) \delta(p^2 - m_*^2 c^2) dV_p, \quad (2.17)$$

ou encore avec $H(p_0) \delta(p^2 - m_*^2 c^2) = 1/(2p_0) \delta(p_0 - \sqrt{p^2 + m_*^2 c^2})$ (H étant la fonction marche), puisque 3 composantes seulement sont indépendantes :

$$\pi_m = \frac{\sqrt{-g}}{p_0} dp^1 dp^2 dp^3 \mapsto \frac{d^3 p}{E} \quad (2.18)$$

en coordonnées localement orthonormées. D'après le théorème de Liouville,

$$(u^\alpha p_\alpha) dV_x \pi_m \quad (2.19)$$

est un volume de l'espace des phases invariant pour une hypersurface dans un espace des phases à 7 dimensions (par exemple $t = \text{const}$).

La fonction de distribution de l'espace des phases vaut donc

$$N(x, p) = \frac{dN}{u^\alpha p_\alpha dV_x dV_p}, \quad (2.20)$$

et

$$N^\alpha(x) = c \int \pi_m p^\alpha N(x, p) \mapsto c \int \frac{d^3 p}{p_0} p^\alpha N(x, p). \quad (2.21)$$

La densité spatiale et le vecteur du flux des particules sont respectivement donnés par :

$$n(t, \mathbf{x}) = \int N d^3 p, \quad \text{et} \quad \mathbf{j}(t, \mathbf{x}) = \int \frac{c \mathbf{p}}{p_0} N d^3 p. \quad (2.22)$$

Le tenseur énergie-impulsion est déterminé par le 2^{ème} moment de la distribution :

$$T^{\alpha\beta} = c \int \frac{N}{m_* c} p^\alpha p^\beta \pi_m \quad (2.23)$$

Les deux fonctions $\Phi(r)$ et $\Lambda(r)$ de la métrique de Schwarzschild découlent des équations d'Einstein :

$$G_\beta^\alpha = \frac{8\pi G}{c^4} T_\beta^\alpha, \quad G_\beta^\alpha = R_\beta^\alpha - \frac{1}{2} g_\beta^\alpha R, \quad (2.24)$$

et l'opérateur de Liouville garantit la validité des deux lois de conservation

$$N_{;\alpha}^\alpha = 0, \quad T_{;\beta}^{\alpha\beta} = 0. \quad (2.25)$$

La fonction de distribution N satisfait à l'équation de Boltzmann

$$\frac{dN}{d\tau} = \frac{dx^\alpha}{d\tau} \frac{\partial N}{\partial x^\alpha} + \frac{dp^\alpha}{d\tau} \frac{\partial N}{\partial p^\alpha} = \frac{p^\alpha}{m} \frac{\partial N}{\partial x^\alpha} - \frac{1}{2m_* c} \frac{\partial g^{\beta\gamma}}{\partial x^\alpha} p_\beta p_\gamma \frac{\partial N}{\partial p_\alpha} = \left(\frac{\partial N}{\partial t} \right)_c, \quad (2.26)$$

où τ est le temps propre le long de la trajectoire de l'étoile. N est conservée le long de la trajectoire d'une étoile dans l'espace des phases, hormis dans le cas des collisions. Le champ vectoriel L défini par

$$L = p^\alpha \frac{\partial}{\partial x^\alpha} - \Gamma_{\beta\gamma}^\alpha p^\beta p^\gamma \frac{\partial}{\partial p^\alpha}$$

est l'opérateur de Liouville sur l'espace des phases à 7D.

A la limite newtonnienne

$$\begin{aligned} \frac{p^\alpha}{m_* c} &= u^\alpha \simeq (c, \mathbf{v}) \\ g^{00} &= e^{-2\Phi} \simeq 1 - 2\Phi/c^2, \quad g_{rr} = -1, \end{aligned}$$

on retrouve à partir de (2.26) au degré le plus faible en $\mathbf{v}$ la forme connue de l'équation de Boltzmann, avec $N(x, p) = f(t, \mathbf{x}, \mathbf{v})$:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f - \nabla \Phi_N \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \text{terme de collision}$$

Cette équation est l'équation fondamentale de la dynamique stellaire.

Comme dans la théorie newtonienne, une distribution d'équilibre à symétrie sphérique ne peut dépendre que de la masse m_* , de l'énergie E et du moment cinétique J :

$$N(x, p) = F(m_*, E, J), \quad (2.27)$$

avec

$$E = p_0 \quad , \quad J = \sqrt{p_\theta^2 + p_\phi^2 / \sin^2 \theta}. \quad (2.28)$$

Les équations d'Einstein revêtent ainsi exactement la même forme que pour les étoiles parfaitement sphériques (étoiles à neutrons)

$$e^{-2\Lambda(r)} = 1 - \frac{2G m(r)}{c^2 r} \quad (2.29)$$

$$m(r) = \frac{4\pi}{c^2} \int_0^r r'^2 \rho dr' \quad (2.30)$$

$$\frac{d\Phi}{dr} = \frac{G(m(r) + 4\pi r^3 P_r)}{c^2 r(r - 2Gm/c^2)} \quad (2.30)$$

où

$$\rho(r) = T_0^0 = \int \frac{F}{m_* c} p_0 p^0 dV_p, \quad (2.31)$$

$$\text{et } P_r(r) = -T_r^r = - \int \frac{F}{m_* c} p_r p^r dV_p, \quad (2.32)$$

ρ étant la densité d'énergie de masse et P_r la pression du système. $m(r)$ représente l'énergie de masse totale comprise à l'intérieur du rayon r et comprend l'effet de l'énergie de liaison, puisqu'on a pour le volume propre :

$$dV = \sqrt{-g_{rr}} 4\pi r^2 dr = 4\pi r^2 \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2Gm(r)}{c^2 r}}} dr. \quad (2.33)$$

Pour une forme donnée de $F(m, E, J)$, la résolution de ces équations détermine la structure de l'amas stellaire. Lorsque la fonction de distribution ne dépend pas du moment cinétique, on peut encore réduire le problème. En effet, pour $F = F(m, E)$, la fonction est isotrope, c'est-à-dire $P_r = P_\perp = P$. Φ et P satisfont alors aux équations TOV (Tolman-Oppenheimer-Volkoff) :

$$e^{-2A(r)} = 1 - \frac{2Gm(r)}{c^2 r} \quad (2.34)$$

$$m(r) = \frac{4\pi}{c^2} \int_0^r r'^2 \rho dr' \quad (2.35)$$

$$\frac{d\Phi}{dr} = \frac{G(m(r) + 4\pi r^3 P_r)}{c^2 r(r - 2Gm/c^2)} \quad (2.36)$$

$$(\rho + P/c^2) \frac{d\Phi}{dr} = -\frac{dP}{dr} \quad (2.37)$$

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{G(\rho + P/c^2)(m + 4\pi r^3 P/c^2)}{c^2 r^2 (1 - 2Gm/c^2 r)}. \quad (2.38)$$

Ces équations déterminent également la structure d'une étoile à neutrons. C'est pourquoi à toute fonction d'équilibre d'un amas stellaire correspond une sphère de gaz relativiste ayant les mêmes distributions en ρ , P , m et Φ . Inversement, à une sphère de gaz déterminée, autrement dit pour des solutions données aux équations ci-dessus, on peut trouver une fonction de distribution $F(m, E)$. Celle-ci peut alors néanmoins prendre des valeurs négatives.

La fonction de distribution la plus simple s'obtient dans le cas des amas stellaires *isothermes*

$$F(m, E) = K \exp(-E/T) \delta(m_* - m_0) H(m_* c^2 \sqrt{\beta} - E), \quad (2.39)$$

où T désigne la "température" (énergie cinétique moyenne) de l'amas, et m_0 la masse des étoiles. La fonction marche H garantit l'absence d'étoiles pour $r > R_N$. $\beta = \exp(2\Phi(r = R))$. L'énergie locale d'une étoile vaut $E \exp(-\Phi(r))$. Zeldovich et Podurets sont parvenus à des solutions pour ces distributions de Boltzmann tronquées avec

$$\sqrt{\beta} = 1 - \epsilon T/mc^2. \quad (2.40)$$

Ces solutions dépendent en général de 4 paramètres : K , T , m_0 , et $E_{\max}$, où K représente le nombre d'étoiles N_0 . Les paramètres $T/m_0 c^2$ et $E_{\max}$ sont d'une importance majeure. Il s'avère commode de mesurer la profondeur du potentiel gravitationnel par le décalage vers le rouge z_c des photons s'échappant du centre de l'amas. De manière générale, on a pour les photons

$$\frac{\nu_1}{\nu_2} = \sqrt{\frac{g_{00}(r_2)}{g_{00}(r_1)}}. \quad (2.41)$$

Ceux qui quittent le centre pour l'infini subissent donc le décalage suivant :

$$z_c = \Delta\lambda/\lambda = \frac{1}{\sqrt{g_{00}(r=0)}} - 1 \simeq \Phi(r=0) = \Phi_c. \quad (2.42)$$

Cette dernière relation vaut en approximation newtonienne, d'où l'utilisation de z_c au lieu du paramètre $T/m_0 c^2$. La stabilité de l'amas dépend de l'évolution de l'énergie de liaison

$$E_B = M_0 - M, \quad (2.43)$$

où $M = m(r = R_N)c^2$ représente l'énergie de masse totale, qui s'avère être inférieure à l'énergie de repos M_0 en raison d'effets de liaison gravitationnels.

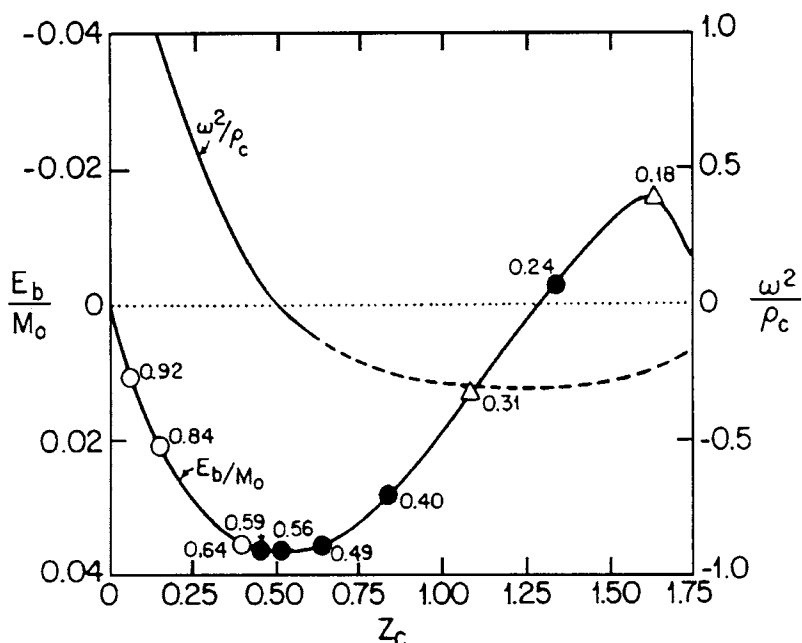


Fig. 2.4 Evolution de l'énergie de liaison et apparition d'instabilités radiales pour des amas stellaires isothermes avec une coupure $\epsilon = 0,5$ (Ipser, 1969). Le décalage gravitationnel vers le rouge z_c constitue ici le paramètre fondamental. La courbe de l'énergie de liaison est paramétrée par $T/m_0 c^2$ (Shapiro & Teukolsky, 1985b).

Les amas stellaires isothermes compacts deviennent l'objet de perturbations radiales lorsque $z_c > 0,5$ (fig. 2.4). L'instabilité intervient toujours là où l'énergie de liaison atteint un maximum. Ce phénomène est certes bien connu dans les modèles fluides (étoiles à neutrons), mais il n'a pu être démontré de façon générale pour les systèmes non collisionnels.

L'existence de cette instabilité a été confirmée par des simulations numériques. Shapiro & Teukolsky (1985a) ont conçu un code pour des particules en auto-interaction dans le cadre de la théorie de la relativité générale. Partant de positions et de vitesses initiales données, on détermine un champ gravitationnel à symétrie sphérique et la distribution de la matière pour chaque étape. Les particules peuvent aussi atteindre la vitesse de la lumière et le champ de gravitation entraîner la formation d'un trou noir. Les auteurs ont pu montrer que l'instabilité se manifeste là où ω^2 est négatif pour des oscillations radiales (Shapiro & Teukolsky, 1985b). La géométrie de

l'effondrement est représentée en figure 2.5. Il s'agit d'un diagramme d'espace-temps, la coordonnée r_S de Schwarzschild étant exprimée en GM/c^2 , et le temps t en $GM/c^3 = 5 \text{ sec } M/10^6 M_\odot$. Les différentes trajectoires reproduisent l'évolution avec le temps des coquilles de masse. La ligne discontinue caractérise le cours de l'horizon des événements. Au bout de 272 unités de temps, la quasi-totalité de la matière a disparu dans l'horizon.

2.3.2. Evolution d'un amas d'étoiles à neutrons jusqu'à l'effondrement

On considère un amas d'étoiles de densité stellaire $> 10^8 \text{ pc}^{-3}$ situé au centre d'une galaxie. La rapidité de son évolution peut alors conduire par suite de collisions à la formation d'un objet supermassif, qui s'effondrera en trou noir massif sous l'effet de l'instabilité post-newtonienne. Un nuage de gaz en rotation se trouvant au centre de la galaxie devrait probablement suivre une voie semblable. Là aussi, il se formerait dans un premier temps un objet supermassif en rotation. Ce cas sera étudié dans le prochain chapitre.

Le phénomène physique prédominant repose sur la formation de systèmes binaires compacts en raison de la dissipation d'énergie par ondes gravitationnelles. Une évolution catastrophique donne ainsi naissance à des trous noirs massifs qui se développent⁴ en avalant d'autres étoiles.

Le noyau d'un amas stellaire newtonien constitué d'étoiles compactes (étoiles à neutrons ou trous noirs) possède une énergie de liaison (en vertu du théorème du viriel)

$$E_c \simeq \frac{1}{2} N_c m_c v_c^2 \simeq \frac{1}{4} \frac{G(N_c m_c)^2}{r_c}, \quad (2.44)$$

où v_c est la dispersion centrale des vitesses à 3 dimensions et r_c le rayon du noyau donné par

$$r_c = \sqrt{\frac{3v_c^2}{4\pi G \rho_c}} = \sqrt{\frac{9\sigma^2}{4\pi G \rho_c}}, \quad (2.45)$$

ou

$$r_c \simeq 0,2 \text{ pc } N_{c,8} v_{c,3}^{-2} m_c. \quad (2.46)$$

La densité centrale vaut donc :

$$n_c \simeq \frac{N_c}{4\pi r_c^3/3} \simeq 2 \times 10^9 \text{ pc}^{-3} N_{c,8}^{-2} v_{c,3}^6 m_c^{-3}, \quad (2.47)$$

où $N_{c,8} = N_c/10^8$, $v_{c,3} = v_c/10^3 \text{ km/s}$ et m_c est exprimée en $M_\odot$.

L'évolution dans le temps d'un amas stellaire en autogravitation est relativement bien connue (voir Spitzer, 1987). Le phénomène le plus important

⁴ NdT : appelés "seed black holes" en anglais

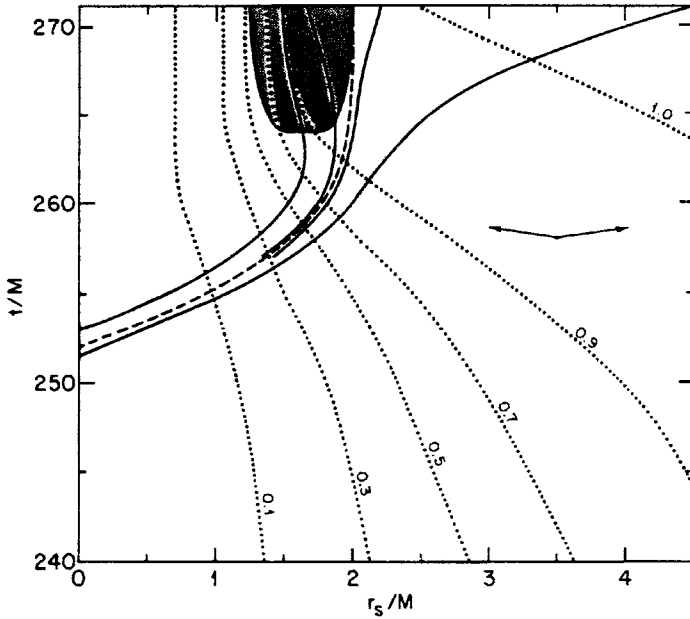


Fig. 2.5 Diagramme d'espace-temps de l'effondrement d'un amas stellaire isotherme. Les lignes en gras signalent les paires de rayons lumineux émis à partir du même rayon à des instants différents. La ligne discontinue indique l'évolution de l'horizon, les lignes pointillées représentent l'évolution des coquilles de masse au cours du temps (Shapiro & Teukolsky, 1985b).

provient des collisions d'un paramètre d'impact élevé, qui éjectent en permanence des étoiles vers le halo. Il s'ensuit alors une structure noyau-halo. Le noyau se contracte, puisque l'énergie de liaison se répartit sur un nombre d'étoiles sans cesse décroissant. Le processus se trouve donc accéléré, et l'amas se contracte en un temps fini jusqu'à ce que la masse de son noyau soit réduite, et la densité élevée. Le temps caractéristique de ce phénomène est appelé temps de relaxation du noyau (Spitzer & Hart, 1971)

$$t_r \simeq v_c^3 / \left(\sqrt{3/2} 4\pi G^2 m_c^2 n_c \log(0,4N_c) \right), \quad (2.48)$$

$$\simeq 0,8 \times 10^8 \text{ ans } N_{c,8} v_{c,3}^{-3} m_c \Lambda_8^{-1}.$$

où $\Lambda_8 = \log(0,4N_c) / \log(0,4 \times 10^8)$. Il représente le temps en l'espace duquel un écart par rapport à une distribution maxwellienne est relaxée (cf. les plasmas). Soit $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ la distribution de l'espace des phases des étoiles. Le terme de collision de l'équation de Boltzmann vaut :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c = \frac{f}{t_R}, \quad (2.49)$$

avec $t_R \simeq t_r$. Le temps de relaxation peut être obtenu par le raisonnement suivant : soit b le paramètre d'impact. Alors l'impulsion communiquée Δp est approximativement égale au produit de la force ($\simeq Gm_*/b^2$) par le temps de collision ($\simeq b/v$), c'est-à-dire à $\Delta p \simeq Gm_*/bv$. L'angle de déviation est donc $\Delta\theta \simeq Gm_*/bv^2$. Le temps moyen nécessaire pour obtenir une déviation de $\pi/2$ vaut alors $\simeq 1/(n(r)\pi b^2 v)$, où $n(r)$ est la densité stellaire locale. Mais, les déviations d'angles plus faibles étant beaucoup plus fréquentes, le temps requis pour une déviation totale de $\pi/2$ est inférieur d'un facteur logarithmique à celui exigé par une seule déviation de $\pi/2$. Le temps dynamique correspondant t_d est largement inférieur :

$$t_d = r_c/v_c \simeq 200 \text{ ans } N_{c,8} v_{c,3}^{-3} m_c. \quad (2.50)$$

Autre temps remarquable : le temps t_{coll} de collisions directes binaires avec capture

$$t_{\text{coll}} \simeq \frac{1}{n_c \sigma_c v_\infty} \simeq 6 \times 10^{13} \text{ ans } N_{c,8}^2 v_{c,3}^{-5} m_c, \quad (2.51)$$

$v_\infty = \sqrt{2} v_c$ et σ_c désignant respectivement la vitesse asymptotique caractéristique et la section efficace de collision binaire. Les objets compacts d'un rayon $< 2R_S$ possédant un moment cinétique spécifique critique $j_c = 4Gm_c/c$ de capture, il suit :

$$\sigma_c \simeq \pi j_c^2/v_\infty^2 = 16 \pi (Gm_c)^2/v_\infty^2 c^2. \quad (2.52)$$

Cette section ne vaut strictement que pour les trous noirs, car les étoiles à neutrons ont en général un rayon de $3 R_S$ environ.

L'amas compact d'étoiles connaît alors une évolution plus ou moins homologue (Lightman & Shapiro, 1978), c'est-à-dire que les grandeurs physiques ne dépendent que du rayon sans dimension $r_* = r/r_c(t)$.

$$\begin{aligned} n(r, t) &= n_c(t) n_*(r_*), \\ v_c^2(r, t) &= v_c^2(t) v_*^2(r_*), \\ N_c(r, t) &= N_c(t) N_*(r_*). \end{aligned} \quad (2.53)$$

L'évolution des grandeurs caractéristiques est alors déterminée par :

$$\dot{E}_c/E_c = (-\alpha_1/t_r) + (1/t_{\text{coll}}), \quad (2.54)$$

$$\dot{N}_c/N_c = (-\alpha_2/t_r) - (1/t_{\text{coll}}), \quad (2.55)$$

$$\dot{m}_c/m_c = 1/t_{\text{coll}}. \quad (2.56)$$

Le premier terme décrit l'évolution due à la relaxation (évolution vers un état de liaison plus importante), le second celle due aux collisions directes (perte de masse du noyau). Les constantes α_1 et α_2 vont être ajustées au moyen des calculs de Fokker-Planck sur l'effondrement avancé du noyau sans collisions ("ère de la masse ponctuelle", Cohn, 1980)

$$n_c \propto r_c^{-\beta} \propto (t_{\text{coll}} - t)^{-1,18}, \quad \beta = 2,23 \quad (2.57)$$

$$\dot{n}_c/n_c = \xi/t_r, \quad \xi = 3,6 \times 10^{-3}, \quad (2.58)$$

$$v_c \propto n_c^\gamma, \quad \gamma = 0,10. \quad (2.59)$$

En comparant les deux systèmes d'équations, on déduit les relations suivantes pour les paramètres ($t_{\text{coll}} \mapsto \infty$) :

$$\gamma = 1 - 2/\beta \quad (2.60)$$

$$\alpha_1 = (5 - 2\beta) \xi / \beta = 8,72 \times 10^{-4} \quad (2.61)$$

$$\alpha_2 = (3 - \beta) \xi / \beta = 1,24 \times 10^{-3} \quad (2.62)$$

$$\tau = ((1 - 3\gamma/2) \xi)^{-1} t_r = 330 t_r. \quad (2.63)$$

τ représente le temps au bout duquel $N_c \mapsto 0$, c'est-à-dire le temps au bout duquel se produit un effondrement total. Il dépend seulement du temps instantané de relaxation.

Il est plus avantageux d'utiliser à la place de l'énergie E_c le décalage vers le rouge z_c ou le potentiel de gravitation $\Phi(0)$ donné par :

$$z_c \simeq \Phi_c \simeq 14 v_c^2 / 3c^2 \simeq 5 \times 10^{-5} v_{c,3}^2. \quad (2.64)$$

L'équation (2.54) peut alors s'écrire

$$\dot{z}_c/z_c = ((\alpha_2 - \alpha_1)/t_r) + 1/t_{\text{coll}}. \quad (2.65)$$

Les 3 équations en z_c , N_c et m_c mènent ainsi à la relation

$$\frac{dz_c}{z_c} = -(1 - \alpha) \frac{dN_c}{N_c} + \alpha \frac{dm_c}{m_c} \quad (2.66)$$

et vont être résolues avec les hypothèses suivantes :

- (i) $\tau \leq H^{-1} = 2 \times 10^{10}$ ans
- (ii) $N_c(z_{\text{crit}}) \geq 1$.

De (2.66), on tire la loi d'échelle :

$$N_c \propto (m_c^\alpha / z_c)^{1/(1-\alpha)} = m_c^{2,35} z_c^{-3,35}, \quad (2.67)$$

où $\alpha = \alpha_1/\alpha_2 = 0,701$. Dans la phase de la masse ponctuelle correspondant à $z_c < z_{\text{coll}}$, la masse m_c est constante, et donc :

$$N_c \propto z_c^{-3,35}. \quad (2.68)$$

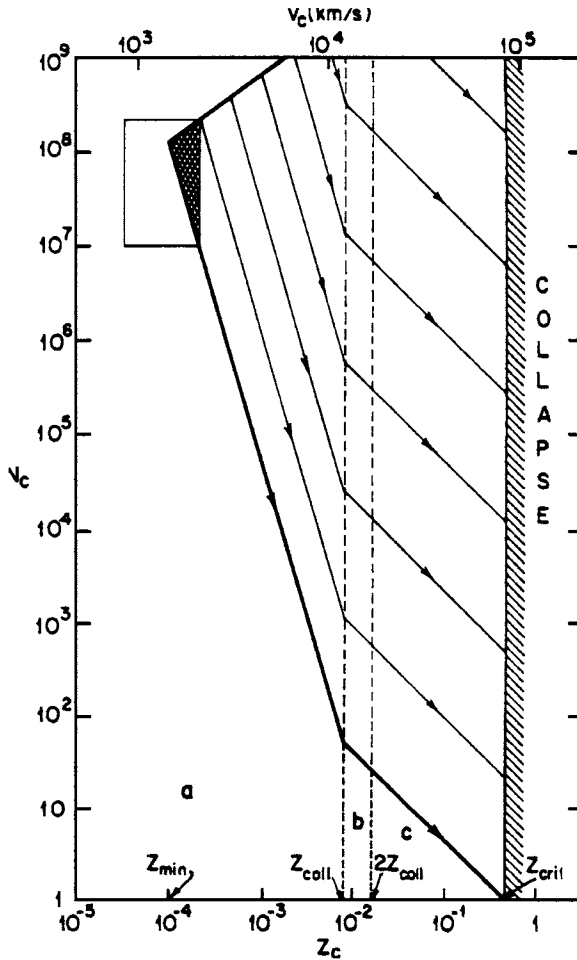


Fig.2.6 Evolution dynamique d'un amas stellaire dense dans le plan $N_c - z_c$, composé d'étoiles à neutrons de $1,4 M_\odot$. L'évolution se décompose en 3 phases :

(a) : dans cette phase appelée effondrement gravothermique, le noyau évolue sous l'effet des diffusions binaires jusqu'à atteindre un décalage gravitationnel vers le rouge $z_{\text{coll}} = 8 \times 10^{-3}$.

(b) : les étoiles à neutrons entrent en collision et s'effondrent en trous noirs de $2,8 M_\odot$.

(c) : dans cette dernière phase, ces derniers entrent eux aussi en collision, et portent le cœur à un décalage vers le rouge $z_{\text{crit}} = 0,5$. A ce stade, l'ensemble de l'amas est soumis à l'instabilité relativiste et s'effondre en un trou noir supermassif en l'espace de quelques périodes de rotation.

Le rectangle donne la position probable des valeurs initiales des paramètres. Seule une faible partie (en hachures) franchit toutes les étapes de cette évolution dans le temps de Hubble (Shapiro & Teukolsky, 1985c).

Durant la période où prédominent les collisions, c'est-à-dire lorsque $z_c > z_{\text{coll}}$, m_c croît, avec $m_c \propto z_c$, car $N_c m_c$ reste constant. Par conséquent :

$$N_c \propto z_c^{-1}. \quad (2.69)$$

z_{coll} s'obtient en posant l'égalité des deux termes dans l'équation en $\dot{N}_c$ (2.55), lorsque l'on fait intervenir les expressions respectives des temps caractéristiques. Alors : $v_{c,\text{coll}} \simeq 0,04$, soit $z_{\text{coll}} \simeq 8 \times 10^{-3}$. Un noyau composé de trous noirs stellaires se forme en l'espace de $2z_{\text{coll}}$. Lorsque l'égalité $z_c = z_{\text{crit}} = 0,5$ est réalisée, l'effondrement conduit à la formation d'un trou noir massif. A cet instant-là, l'amas possède une structure noyau-halo très prononcée : la majeure partie de la masse gît dans les étoiles du halo qui décrivent des trajectoires très excentriques. Son évolution est fixée par les 2 paramètres N_c et z_c .

De la figure 2.6 se dégagent les résultats suivants :

- (1) Il existe une dispersion minimale des vitesses $v_{c,\text{min}}$, en-deçà de laquelle l'amas compact n'atteint pas l'état relativiste dans le temps de Hubble.

$$v_{c,\text{min}} \simeq 10^3 m_c^\delta \text{ km/s}, \quad \text{où } \delta = (1 - \alpha)/(7 - 3\alpha) = 0,61. \quad (2.70)$$

- (2) L'effondrement requiert de fait $10^7 \leq N_c \leq 10^9$ étoiles compactes.

L'évolution homologue ébauchée ci-dessus ne rend pas tout à fait exactement compte de l'évolution réelle de l'amas. Une différence fondamentale sépare un amas d'étoiles compactes d'un amas d'étoiles ordinaires : la formation d'étoiles binaires qui se produit dans un amas normal au cours des frôlements d'étoiles sous l'action des forces de marée et de la dissipation d'énergie. Pour ce, les étoiles doivent avoir un paramètre d'impact de quelques rayons stellaires. Un phénomène semblable a lieu dans les amas d'étoiles compactes, mais la dissipation d'énergie s'y effectue par rayonnement d'ondes gravitationnelles. Ce raisonnement permet d'aboutir à la distance péricentrique maximale de capture :

$$r_{p,\text{max}} \simeq 190 \text{ km} \left(\frac{\mu}{0,7 M_\odot} \right)^{2/7} \left(\frac{M}{2,8 M_\odot} \right)^{5/7} \left(\frac{V_{\text{rel}}}{10^3 \text{ km/s}} \right)^{-4/7},$$

μ étant la masse réduite, et M la masse totale. Pour des étoiles à neutrons de $1,4 M_\odot$ et de vitesses relatives de l'ordre de 1000 km/s, on obtient un paramètre d'impact de 190 km, l'équivalent d'à peu près 20 rayons d'étoiles à neutrons. Les étoiles dont le paramètre est plus élevé, ne forment pas de système lié, mais accusent toujours une perte d'énergie par rayonnement d'ondes gravitationnelles (rayonnement de freinage gravitationnel).

Dans un amas stellaire normal, des étoiles binaires serrées peuvent apporter de l'énergie cinétique à l'amas par diffusion élastique d'étoiles simples. Ce processus appelé chauffage binaire⁵ a la capacité de retarder l'effondrement de l'amas, voire de l'inverser. Dans un amas d'objets compacts, ce phénomène est en revanche très atténué, puisque les systèmes binaires très serrés s'effondrent rapidement en vertu du rayonnement gravitationnel avant d'interagir avec les étoiles simples. Quinlan & Shapiro (1989) ont déterminé l'évolution d'un amas compact à l'aide de simulations numériques basées sur l'équation de Fokker-Planck. Ce mode de calcul tient compte de la fusion, du rayonnement de freinage gravitationnel et du chauffage binaire. Nous n'entrerons pas ici plus avant dans les méthodes employées.

2.4. Stabilité et effondrement des rotateurs supermassifs

En 1963, Hoyle et Fowler ont avancé une première hypothèse expliquant l'origine de l'énergie des sources radio étendues dans les galaxies elliptiques. Ils ont tout naturellement pensé à la *production d'énergie nucléaire* des étoiles supermassives de masse $10^5 < M < 10^8 M_\odot$, qui pourraient se condenser dans les noyaux galactiques. Dans le cas où près de la moitié de l'hydrogène fusionne en hélium, il se dégagerait la quantité d'énergie suivante :

$$Q_N \simeq \frac{1}{2} \times 7 \times 10^{-3} M c^2 \simeq 6 \times 10^{59} M_8 \text{ ergs} . \quad (2.71)$$

Pour autant qu'elle soit possible, la fusion de $10^9 M_\odot$ suffirait certes à rendre compte de l'énergie observée dans les lobes radio, mais non de l'énergie totale rayonnée par les QSO

$$Q_{\text{QSO}} \simeq L_N \times t_{\text{QSO}} \simeq 3 \times 10^{61} \text{ ergs } L_{N,46} t_{Q,8} . \quad (2.72)$$

En outre, le séjour d'un tel objet supermassif sur la séquence principale ne serait que de courte durée

$$t_N \simeq Q_N / L_{\text{ED}} \simeq 3 \times 10^{13} \text{ sec} \simeq 1 \times 10^6 \text{ ans} , \quad (2.73)$$

indépendamment de la masse de l'objet, – durée trop faible d'un facteur de 10 à 100. Cette période pourrait néanmoins représenter une première étape dans l'évolution du centre galactique. A l'époque, on ne comprenait pas non plus comment cette énergie thermique pouvait être convertie en énergie synchrotron observée dans les lobes radio.

La découverte des quasars la même année donna toutefois un coup de fouet au développement de la théorie, et la stabilité des étoiles supermassives

⁵ NdT : binary heating en anglais

devint l'objet d'un certain nombre d'études (Chandrasekhar, 1964; Fowler, 1964). Il en ressortit que les objets supermassifs statiques sont instables et qu'ils doivent s'effondrer rapidement. En 1966, Fowler (1966) découvrit que la rotation avait un pouvoir stabilisateur.

On suppose au départ que de grands nuages moléculaires peuvent s'accumuler dans le puits de potentiel du bulbe pour se condenser ensuite en un objet supermassif. On en trouve d'ailleurs même dans la région centrale de notre galaxie avec des masses atteignant jusqu'à $10^6 M_\odot$. A une distance de quelques parsecs du centre, on observe des vitesses de rotation de l'ordre de 100 à 300 km/s, ce qui correspond à un moment cinétique spécifique

$$j_C = R^2 \Omega_C = R v_{\text{rot}} \simeq 1 \times 10^{27} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \frac{R}{10 \text{ pc}} \frac{v_{\text{rot}}}{300 \text{ km/s}}. \quad (2.74)$$

Ces nuages ne peuvent pas s'effondrer purement et simplement, même s'ils sont gravitationnellement instables, puisque le moment cinétique spécifique maximal d'un trou noir en rotation

$$j_H = \sqrt{GM_H R_S/2} = GM_H/c = 5 \times 10^{23} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} M_{H,8} \quad (2.75)$$

est inférieur de plusieurs ordres de grandeur à celui des nuages. Pour cette raison, il est vraisemblable que ces nuages supermassifs forment en un premier temps une structure supermassive en rotation rapide. Ils peuvent alors commencer à s'effondrer lorsque leur moment cinétique peut être évacué par des vents par exemple. Une partie du gaz peut à cette occasion se fragmenter en étoiles. Ce phénomène ressemble beaucoup à la formation des protoétoiles dans des nuages moléculaires moins importants. En effet, dans ce cas aussi, il se développe une structure en forme de disque en rotation rapide, avec un condensat central qui engendre la protoétoile. Les condensats des disques supermassifs sont d'abord des objets stables en rotation rapide avant de s'effondrer en trou noir en rotation rapide.

2.4.1. Les étoiles supermassives

Considérons un nuage sphérique totalement ionisé. Cet objet est essentiellement déterminé par la pression du rayonnement

$$P_r = \frac{1}{3} a T^4, \quad \epsilon_r = a T^4. \quad (2.76a)$$

La pression et la densité d'énergie totale du gaz sont :

$$P_g = 2nk_B T, \quad \epsilon_g = n m_p c^2 + 3nk_B T. \quad (2.76b)$$

De la première loi de la thermodynamique, on tire alors l'entropie baryonique

$$s_r = \frac{4}{3}, \frac{aT^3}{n} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{P_g}{P_r} = \frac{8}{s_r/k_B}, \quad (2.77)$$

et de là la température

$$T = \left(\frac{3\rho s_r}{4m_p a} \right)^{1/3}, \quad (2.78)$$

ce qui donne finalement pour l'équation d'état

$$P = P_r = K \rho^{4/3}, \quad \text{où} \quad K = \frac{1}{3} a \left(\frac{3s_r}{4m_p a} \right)^{4/3}. \quad (2.79)$$

L'objet en question est donc un polytrophe d'indice $n = 3$. L'énergie totale vaut ainsi :

$$E = E_{\text{int}} + E_{\text{grav}} = k_1 K M \rho_c^{1/3} - k_2 G M^{5/3} \rho_c^{1/3}, \quad (2.80)$$

avec $k_1 = 1,75579$ et $k_2 = 0,639001$ (cf. théorie des polytropes). La configuration d'équilibre découle de la condition $\partial E / \partial \rho_c = 0$, autrement dit

$$\frac{s_r}{k_B} = \frac{4m_p a}{3k_B} \left(\frac{3k_2 G}{k_1 a} \right)^{3/4} M^{1/2} = 0,942 \times 10^3 \sqrt{M_6}. \quad (2.81)$$

La température s'obtient alors à partir de (2.78) :

$$T = 1,98 \times 10^8 \text{ K} \left(\frac{\rho}{\text{g cm}^{-3}} \right)^{1/3} M_6^{1/6}. \quad (2.82)$$

Ces nuages ont une entropie spécifique très élevée, c'est-à-dire $\beta \ll 1$. Leur température dépend uniquement de la densité centrale, leur masse uniquement de l'entropie spécifique, et non de la densité centrale, autrement dit $M = M(s_r)$. A l'instar du cas des naines blanches, la question de la stabilité des polytropes d'indice $n = 3$ ne peut donc pas être tranchée par la théorie newtonienne.

Par ailleurs, on a pour les polytropes :

$$R = \sqrt{\frac{K}{\pi G}} \rho_c^{-1/3} \xi_1, \quad M = 4\pi a^3 \rho_c \xi_1^2 |\Theta'(\xi_1)|, \quad (2.83)$$

ou

$$\rho_c = A_3 \frac{3M}{4\pi R^3}, \quad P_c = K \rho_c^{4/3} = W_3 G M^2 / R^4, \quad (2.84)$$

avec $A_3 = 54,18$ et $W_3 = 11,05$. On en déduit alors la relation masse-rayon

$$R = (3W_3 G/a)^{1/4} M^{1/2} / T_c, \quad (2.85)$$

à supposer qu'on connaisse un mécanisme de production d'énergie.

Dans le cas de la fusion CNO où

$$\epsilon_{\text{CNO}} = 3 \times 10^{-91} \text{ ergs/g/s } X X_{\text{CNO}} T_c^{13} \rho_c, \quad (2.86)$$

$X = 0,7$ correspondant à l'abondance de H, et $X_{\text{CNO}} = Z/3$ à l'abondance de CNO, l'objet rayonne avec une luminosité équivalente à la limite d'Eddington L_{ED} . Il s'ensuit le bilan énergétique

$$\epsilon_{\text{CNO}} M = \epsilon_1 X \frac{Z}{3} \rho_c M T_c^{13} = \frac{4\pi c G M m_p}{\sigma_T}, \quad (2.87)$$

et de là la température centrale :

$$T_c^{13} = \frac{4\pi c G M m_p}{\sigma_T} \frac{3}{\epsilon_1 X Z \rho_c}.$$

Cette dernière est alors déterminée par les expressions de ρ_c et du rayon :

$$T_c = 3 \times 10^7 \text{ K } Z_0^{-1/16} (M/M_\odot)^{1/32}, \quad (2.88)$$

où $Z_0 = Z/Z_{\text{cosm}}$, avec $Z_{\text{cosm}} = 0,03$. On constate que T_c ne dépend quasiment pas de la masse. Donc, en connaissant la température centrale, on aboutit aussi à la relation masse-rayon suivante :

$$R = 1,8 \times 10^{11} \text{ cm } Z_0^{1/16} (M/M_\odot)^{15/32}, \quad R = 2,98 \times 10^{15} \text{ cm } Z_0^{1/16} M_9^{15/32}. \quad (2.89)$$

Ces objets supermassifs alimentés par la fusion CNO ont un rayon déjà très proche de l'horizon

$$R \simeq 10 R_S M_9^{-17/32}, \quad (2.90)$$

et se révèlent d'autant plus compacts qu'ils sont plus massifs. Dans le cas d'une rotation rapide, ils se trouvent en outre un peu aplatis, de sorte que leur rayon effectif devient $R_* \simeq 1,5 R$. Leur température effective de surface s'élèvera alors à :

$$T_* = \left(\frac{L_{\text{ED}}}{4\pi\sigma R_*^2} \right)^{1/4} \simeq 5,4 \times 10^4 \text{ K } Z_0^{-1/32} M_9^{1/64}. \quad (2.91)$$

Elle est elle aussi quasiment indépendante de la masse. Ces températures ne diffèrent d'ailleurs pas beaucoup de celles observées.

2.4.2. Stabilité d'objets supermassifs statiques

Comme cela a déjà été mentionné, la théorie newtonienne ne permet pas de se prononcer sur la stabilité de ces objets. C'est pourquoi il faut utiliser l'énergie relativiste

$$E = M - m_B c^2 N, \quad (2.92)$$

avec

$$\begin{aligned} M &= \int_0^R 4\pi \rho r^2 dr, \quad \rho = \rho_0 (c^2 + \Pi) \\ \text{et } N &= \int_0^R 4\pi n r^2 \left(1 - \frac{2Gm(r)}{c^2 r} \right)^{-1/2} dr = \int \rho_0 dV, \end{aligned} \quad (2.93)$$

où $\Pi = (\epsilon_r + \epsilon_g)/\rho_0 = aT^4\rho_0 + 3kT/m_p$ est l'énergie interne spécifique et $\rho_0 = m_p n$. Il s'agit par conséquent de trouver un extremum à l'expression suivante (par la suite, on supposera $G = 1 = c$) :

$$E = \int_0^R \left(\rho \left(1 - \frac{2m(r)}{r} \right)^{1/2} - \rho_0 \right) dV. \quad (2.94)$$

On se limitera ici à l'approximation post-newtonienne en allant jusqu'à l'ordre $(m(r)/r)^2$ compris (cf. Shapiro & Teukolsky) :

$$E_{\text{PN}} = \int_0^R \rho_0 \left(\Pi - \frac{m(r)}{r} - \Pi \frac{m(r)}{r} - \frac{1}{2} \left(\frac{m(r)}{r} \right)^2 \right) dV. \quad (2.95)$$

L'énergie se décompose en 4 termes :

$$E_{\text{PN}} = E_{\text{int}} + E_{\text{grav}} + \Delta E_{\text{int}} + \Delta E_{\text{grav}}, \quad (2.96)$$

où ΔE_{int} représente la composante du plasma participant à l'énergie interne, et

$$\begin{aligned} E_{\text{int}} + \Delta E_{\text{int}} &= \int \Pi dm \\ E_{\text{grav}} &= -G \int \frac{m}{r} dm \end{aligned} \quad (2.97)$$

$$\Delta E_{\text{grav}} = I_1 + I_2 + I_3 + I_4 + I_5,$$

avec

$$\begin{aligned} I_1 &= - \int_0^M \Pi \frac{m}{r} dm, \quad I_2 = - \frac{1}{2} \int_0^M (m/r)^2 dm \\ I_3 &= - \int_0^M \frac{dm}{r} \int_0^m \Pi dm, \quad I_4 = \int_0^M \frac{dm}{r} \int_0^m (m/r) dm \\ I_5 &= - \int_0^M \frac{m dm}{r^4} \int_0^r m r dr. \end{aligned} \quad (2.98)$$

Quant aux équations d'état polytropes, on a :

$$\Delta E_{\text{grav}} = 2 \frac{5 + 2n - n^2}{n(5 - n)} I_1 + 3 \frac{n - 1}{5 - n} I_2 \quad (2.99)$$

ou

$$E_{\text{int}} = \int_0^M n (P/\rho_0) dm = k_1 K \rho_c^{1/n} M \quad (2.100)$$

$$E_{\text{grav}} = -k_2 G \rho_c^{1/3} M^{5/3} \quad (2.101)$$

$$\Delta E_{\text{grav}} = -k_4 M^{7/3} \rho_c^{2/3}, \quad k_4 = 0,9183. \quad (2.102)$$

Le plasma concourt ici aussi à l'énergie interne (la température doit être exprimée par le biais de l'entropie) :

$$\Pi = 3K \rho_0^{1/3} + \lambda \rho_0^{1/3} + \mu \rho_0^{1/3} \ln \rho_0. \quad (2.103)$$

On en déduit les équilibres post-newtoniens

$$E_{\text{PN}} = A M \rho_c^{1/3} - B M^{5/3} \rho_c^{1/3} + C M \rho_c^{1/3} \ln \rho_c - D M^{7/3} \rho_c^{2/3}, \quad (2.104)$$

où

$$\begin{aligned} A &= k_1 \left(K + \frac{\lambda}{3} + \tau \right) \quad , \quad \tau = \frac{\mu}{M k_1} \int \theta \ln \theta^3 dm \\ B &= k_2 G \\ C &= \frac{k_1 \mu}{3} \quad , \quad \lambda = \lambda(s) \quad , \quad \mu = \mu(s) \\ D &= \frac{k_4 G}{c^2} \quad , \quad k_4 = 0,9183. \end{aligned} \quad (2.105)$$

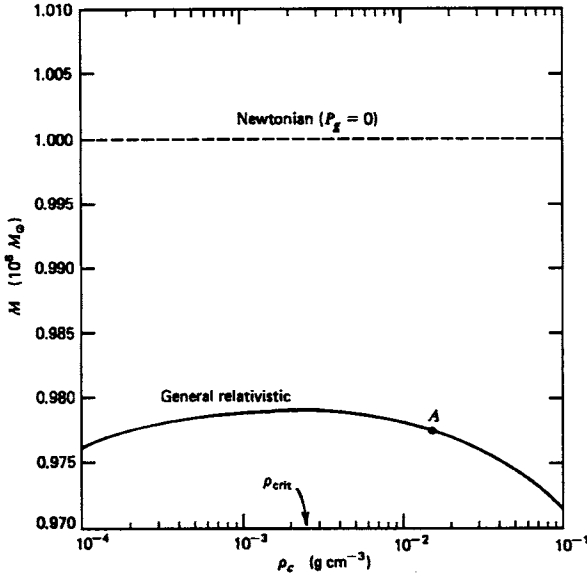


Fig. 2.7 Equilibres d'étoiles supermassives à entropie constante, $\beta = 8,494 \times 10^{-3}$. La courbe en traits pleins représente les solutions relativistes. Lorsque $\rho_c < \rho_{\text{crit}}$, l'action stabilisatrice de la pression du gaz domine l'effet inverse dû aux termes non-linéaires de la gravitation. Ce n'est plus le cas pour $\rho_c > \rho_{\text{crit}}$ (point A par exemple) (Shapiro & Teukolsky, 1983).

Les courbes d'équilibre $M = M(\rho_c, s)$ pour une entropie s fixée résultent donc de la condition suivante (fig. 2.7) :

$$\left(\frac{\partial E}{\partial \rho_c} \right)_{M,s} = 0. \quad (2.106)$$

Tandis que la solution newtonienne est marginalement stable vis-à-vis des oscillations radiales, la courbe relativiste $M = M(\rho_c, s)$ atteint son maximum pour ρ_{crit} . Lorsque $\rho_c < \rho_{\text{crit}}$, la pression du gaz exerce une action stabilisatrice envers l'instabilité relativiste. C'est pourquoi lorsqu'ils s'effondrent à des densités élevées, les objets supermassifs deviennent instables et continuent de s'effondrer. L'instabilité intervient là où $\partial^2 E / \partial \rho_c^2 = 0$, autrement dit où $dM/d\rho_c = 0$, c'est-à-dire :

$$-\frac{2}{9} \left(AM - BM^{5/3} + CM \ln \rho_c \right) \rho_c^{-5/3} - \frac{1}{3} CM \rho_c^{-5/3} + \frac{2}{9} DM^{7/3} \rho_c^{-4/3} = 0. \quad (2.107)$$

En ajoutant cette relation à la condition d'équilibre (2.106), on obtient

$$\rho_{\text{crit}} = \left(\frac{3C}{2D} \right)^3 \frac{1}{M^4}, \quad (2.108)$$

soit

$$\rho_{\text{crit}} = 1,99 \times 10^{-3} \text{ g cm}^{-3} M_6^{-7/2}. \quad (2.109)$$

L'énergie correspondante est indépendante de la masse :

$$E_{\text{crit}} = -D M^{7/3} \rho_{\text{crit}}^{2/3} = -3,58 \times 10^{54} \text{ ergs}. \quad (2.110)$$

La relation de ρ_{crit} permet également d'obtenir le degré de compacité de l'objet au début de l'instabilité :

$$\left(\frac{R_S}{R} \right)_{\text{crit}} = 1,26 \times 10^{-3} M_6^{-1/2}. \quad (2.111)$$

L'objet est encore entièrement décrit par la théorie newtonienne à ce stade. Cela montre également qu'au cours de la fusion CNO une étoile présente des densités nettement supérieures à la densité critique et qu'elle est donc instable.

2.4.3. Objets supermassifs en rotation rapide

L'énergie rotationnelle

$$E_{\text{rot}} = \frac{1}{2} \int \rho_0 v^2 dV = \frac{1}{2} \int \frac{j^2}{R^2} dm \quad (2.112)$$

possède un pouvoir stabilisateur. En effet, tant que $\Omega(r, \theta) = \Omega(r)$, on a :

$$E_{\text{rot}} = \frac{1}{3} \int r^2 \Omega^2(r) dm = \frac{1}{2} k^2 M R^2 < \Omega^2 >, \quad (2.113)$$

avec $k^2 = 0,075$ pour $n = 3$. De la même manière, on obtient pour le moment cinétique :

$$J = \int \Omega r^2 \sin^2 \theta dm = \frac{2}{3} \int \Omega r^2 dm = k^2 M R^2 < \Omega > . \quad (2.114)$$

On peut alors écrire :

$$E_{\text{rot}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\kappa}{k} \right)^2 \frac{J^2}{M R^2} \propto \frac{1}{R^2} \propto \rho_c^{2/3} , \quad (2.115)$$

où $\kappa^2 = < \Omega^2 > / < \Omega >^2$. Or, comme $E_{\text{rot}} \propto 1/R^2$ pour un moment cinétique J fixé, l'énergie de rotation dépend de ρ_c de la même façon que la correction post-newtonienne ΔE_{grav} , mais avec le signe opposé. C'est pourquoi l'énergie rotationnelle a une action stabilisatrice.

Le paramètre du moment cinétique spécifique

$$a = j/(GM/c) \quad , \quad j = J/M \quad (2.116)$$

permet d'aboutir de manière simple à la condition d'effondrement. On a :

$$j = k^2 R^2 < \Omega > = k^2 R^2 \frac{< \Omega >}{\Omega_*} \sqrt{\frac{GM}{R^3}} ,$$

ou

$$j = \frac{k^2 < \Omega >}{\sqrt{2} \Omega_*} \sqrt{\frac{R}{R_S}} R_{Sc} \quad , \quad a = \frac{2k^2 < \Omega >}{\sqrt{2} \Omega_*} \sqrt{\frac{R}{R_S}} . \quad (2.116)$$

Le moment cinétique spécifique doit vérifier $a < 1$, sans quoi les forces centrifuges prédominent lors de l'effondrement en trou noir (pour un trou noir de Kerr, on a toujours : $a_H < 1$; $a_\odot \simeq 0,2 \simeq a_{\text{pulsar-ms}}$). Par conséquent, les rotateurs supermassifs sont maintenus stabilisés par le moment cinétique, tant que

$$a > 1 : \quad R/R_S > 88,8 (\Omega_*/< \Omega >)^2 . \quad (2.117)$$

De l'expression

$$E_{\text{rot}} + \Delta E_{\text{grav}} = -\zeta_3 (1 - (j/j_{\text{crit}})^2) M c^2 (R_S/R)^2 \quad , \quad \zeta_3 = 1,265 (n=3) \quad (2.118)$$

où

$$j_{\text{crit}} = \sqrt{2\zeta_3} \frac{k}{\kappa} (R_S c) \simeq 0,88 (R_S c/2) , \quad (2.119)$$

il s'ensuit que toutes les configurations avec un paramètre du moment cinétique spécifique $a > 0,88$ sont stables. Cela implique d'après (2.90) une limite supérieure pour la masse des rotateurs supermassifs en cours de fusion CNO :

$$M < 1 \times 10^8 M_\odot \left(\frac{\kappa < \Omega >}{\Omega_*} \right)^{64/17} . \quad (2.120)$$

L'énergie rotationnelle de ces objets constituerait alors en sus de l'énergie nucléaire une autre source d'énergie :

$$E_{\text{rot}} = 1,9 \times 10^{-2} \left(\frac{< \Omega >}{\Omega_*} \right)^2 M c^2 \left(\frac{R_S}{R} \right) . \quad (2.121)$$

En raison de la condition de stabilité $R/R_S > 67$, elle est largement inférieure à celle d'un objet effondré, $E_{H,rot} < 0,29 Mc^2$ (voir (3.71)).

Par analogie à l'interprétation des pulsars comme étant des étoiles à neutrons en rotation, Morrison tenta en 1969 d'assimiler les AGN à des pulsars géants appelés "spinars". Ces objets devraient posséder des champs magnétiques intenses ($B_* > \text{kG}$), supposés être responsables de l'émission d'un rayonnement non-thermique. Cependant, les modèles des trous noirs ont totalement relégué au second plan ceux des spinars, d'autant plus que ces derniers ne représentent pas l'état de base d'un objet gravitationnel.

Un objet supermassif à rotation rapide ayant atteint le degré critique de compacité donne obligatoirement lieu à un trou noir. A partir du raisonnement exposé ci-dessus, il découle que le paramètre du moment cinétique spécifique du trou noir résultant doit être $a_H \simeq 0,9$. Au cours de l'effondrement sont également produites des ondes gravitationnelles susceptibles de modifier notablement ce qui a été énoncé sur le moment cinétique (cf. (2.119)).

2.5. Mise en évidence de masses compactes au centre de galaxies

Avec l'introduction en 1978 des dispositifs à transfert de charge (CCD), Sargent *et al.* (1978) ont essayé de montrer que le noyau de M87 devait contenir un trou noir de $5 \times 10^9 M_\odot$. Cette tentative a suggéré à différents groupes de prouver au contraire que rien ne permettait d'imposer cette hypothèse. Quoi qu'il en soit, des modèles récents stipulent une masse centrale moins importante, et de nouvelles données concernant d'autres galaxies proches, notamment M31, M32 et Sombrero, plaident également en ce sens.

Des preuves de l'existence d'amas stellaires centraux se trouvent dans bon nombre de galaxies proches : M31, M32, M81, M87 et Sombrero (NGC 4594). Il s'agit de galaxies elliptiques ou de type S0-b. Elles se caractérisent par une importante luminosité de surface : celle de M31 vaut $L_N = 5,5 \times 10^6 L_\odot$ sur une surface $A = 36 \text{ arcsec}^2$, et celle de M87 est $L_N = 4 \times 10^7 L_\odot$ sur $A \simeq 1 \text{ arcsec}^2$. Ces amas stellaires sont très compacts. Dans le cas de M31, $r_c = 1,8 \text{ pc}$, et $\rho_c = 4 \times 10^6 M_\odot \text{ pc}^{-3}$, dans le cas de M87, le rayon est non résolu : $r_c < 10 \text{ pc}$. Ils représentent vraisemblablement les noyaux de condensation de la formation galactique, leur aspect ayant été remodelé à plusieurs reprises par l'accrétion de gaz et la formation d'étoiles.

2.5.1. La galaxie M87

M87 est la galaxie centrale située au cœur de l'amas de galaxies Virgo et pourrait bien être l'exemple-type d'un quasar vieillissant : son noyau émet un rayonnement radio et X, et montre un jet intense en radio et en optique.

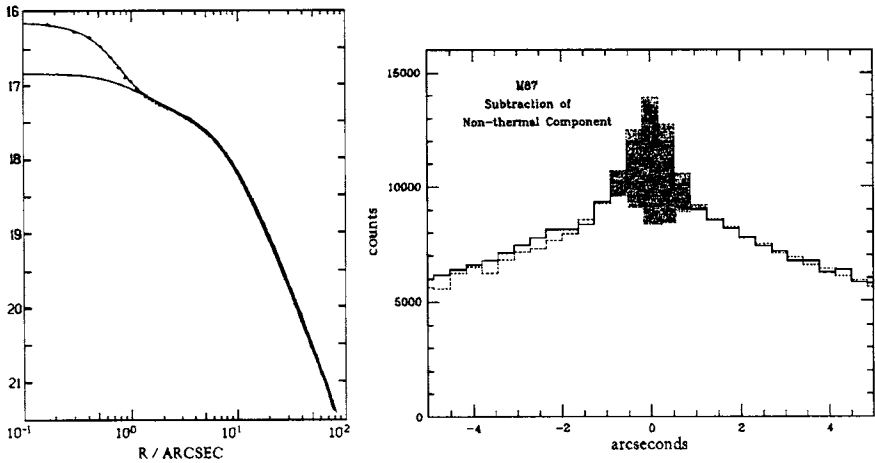


Fig. 2.8 Profils de luminosité de M87. A gauche, profil de luminosité ajusté avec un trou noir. Il est nécessaire d'ajouter un profil (tracé par les points) pour être en accord avec les données en dessous de $r = 1''.5$. L'écart entre le modèle et les données est $\leq 0,02$ mag, conduisant à une masse de trou noir de $3 \times 10^9 M_\odot$ environ. L'échelle d'intensité est $\mu_V \equiv \text{mag arcsec}^{-2}$. A droite, la zone foncée représente la composante non-thermique (Young *et al.*, 1978; Dressler, 1989).

L'argumentation de la présence d'un trou noir supermassif dans cette galaxie se fonde sur deux faits :

- (1) Young *et al.* (1978) établirent en 1978 que la distribution de la luminosité de M87 n'obéissait pas à un modèle de King mais manifestait un pic central. Le fait que la courbe présente un épaulement signifie que la distribution de la densité stellaire se caractérise par une pointe centrale.
- (2) Toujours en 1978, Sargent *et al.* (1978) mirent en évidence que des phénomènes cinétiques prouvaient également l'existence d'une concentration de masse au centre de M87 : la dispersion des vitesses est de $\sigma \simeq 300$ km/s à $r = 10''$ et de 360 km/s à $r = 1''$ ($= 80$ pc).

Ces données ont été expliquées par l'existence d'un trou noir supermassif au centre de M87. En posant une densité stellaire $\rho_* \simeq 10^3 M_\odot \text{pc}^{-3}$ et une dispersion des vitesses $\sigma \simeq 300$ km/s dans l'amas stellaire central, on obtient alors pour le rayon du noyau r_c (modèle isotherme)

$$r_c = \sqrt{\frac{9\sigma^2}{4\pi G\rho_*}} \simeq 100 \text{ pc } \sigma_{300} \rho_{*,3}^{-1/2}. \quad (2.122)$$

D'autre part, la gravité du trou noir est prédominante jusqu'au rayon r_H défini par

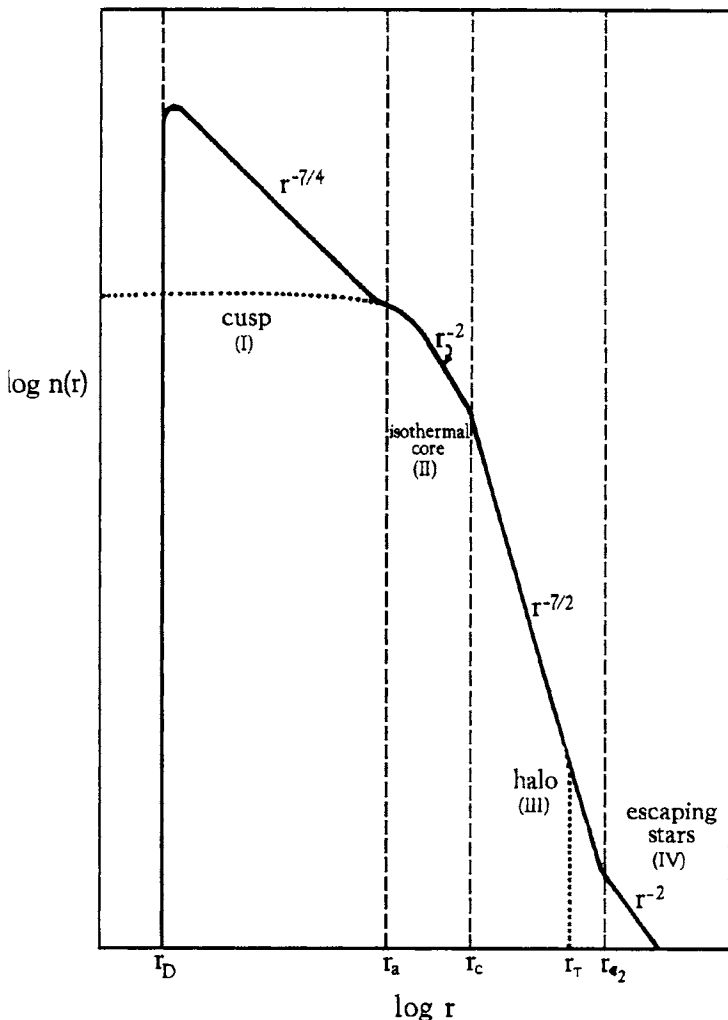


Fig. 2.9 Distribution de la densité stellaire en fonction du rayon r dans un amas sphérique isolé renfermant un trou noir central massif. En l'absence de trou noir, le noyau isotherme s'étend de $r = 0$ jusqu'à r_c , rayon du noyau de l'amas stellaire, et il n'y a pas de surélévation (pointillés en I). En présence du champ de marée galactique, la densité chute brutalement au rayon de Roche r_T du trou noir (pointillés en III) (Shapiro & Lightman, 1976). r_H (voir (2.123)) délimite l'influence du trou noir dans le champ gravitationnel, r_{coll} représente le rayon de capture du trou noir.

$$r_H \simeq \left(\frac{3 M_H}{4 \pi \rho_*} \right)^{1/3} \simeq 100 \text{ pc } M_{H,9}^{1/3} \rho_{*,3}^{-1/3}. \quad (2.123)$$

Si $r_c > r_H$, les étoiles évoluent alors à l'intérieur de r_H dans un potentiel proportionnel à $1/r$, provoquant ainsi un accroissement de la densité (figu-

re 2.9.). Le temps de relaxation t_r

$$t_r \simeq 2 \times 10^9 \text{ ans } \sigma_{300}^3 \rho_{*,3}^{-1} \quad (2.124)$$

doit être nettement inférieur à l'âge de l'amas central, afin qu'un nombre suffisant d'étoiles ait le temps de s'amasser à proximité du trou noir. Les étoiles du centre sont ensuite lentement accrétées par le trou noir, l'énergie de liaison servant à réchauffer les régions extérieures de l'amas. Située entre r et $2r$, celle-ci est égale à $E(r) \simeq 4\pi\rho r^3(-GM_H/2r)$, tandis que l'échange énergétique dû à des collisions binaires vaut $\simeq E(r)/t_r \propto \rho^2 r^{7/2}$ puisque dans un potentiel proportionnel à $1/r$, on a : $\sigma \simeq r^{-1/2}$. Ces considérations s'appliquant à un rayon quelconque, il s'ensuit :

$$n_{\text{pic}} \simeq n_c \left(\frac{r}{r_H} \right)^{-7/4}. \quad (2.125)$$

Le pic central de M87 est en fait bien plus abrupt, mais le raisonnement permet tout de même de rendre compte de la largeur du plateau (ligne horizontale pointillée) de la courbe (fig. 2.9).

Ces estimations montrent en outre que pour des valeurs typiques $M_H \simeq 10^8 M_\odot$, $\sigma \simeq 300 \text{ km/s}$ et $\rho_c \simeq 10^7 M_\odot \text{ pc}^{-3}$, les deux rayons caractéristiques sont tels que $r_c \simeq r_H \simeq 1 \text{ pc}$ et le temps de relaxation au centre tel que $t_{c,r} \simeq 2 \times 10^8 \text{ ans}$. A l'intérieur de ce rayon, la densité stellaire et la dispersion des vitesses devraient rapidement augmenter. Or, le temps local de relaxation croît également en se rapprochant du centre, $t_r \simeq t_{c,r} (r_H/r)^{1/4}$. L'accrétion d'étoiles sur le trou noir s'accomplit donc lentement.

Les observations n'ont pas confirmé le pic de la dispersion des vitesses prévu par les calculs. De récentes données font état d'un plateau atteint à $\sigma = 360 \pm 10 \text{ km/s}$ en l'espace de $1''$, alors que le noyau ne manifeste quasiment pas de rotation. On assigne au pic central de la luminosité une origine non-thermique.

Le rapport masse-luminosité $\alpha(r) = M/L$ en fonction de r est primordial pour établir l'existence éventuelle d'un trou noir. Par analogie à la densité de masse des étoiles, on définit à partir de la luminosité de surface une densité de luminosité $j(r)$ telle que

$$L_S(r) = 4\pi \int_0^r j(r') r'^2 dr' \quad (2.126)$$

représente la luminosité d'une sphère de rayon r . $j(r)$ et la luminosité de surface $I(R)$ sont liées par la relation suivante

$$I(R) = 2 \int_R^\infty \frac{j(r) r dr}{\sqrt{r^2 - R^2}} \quad (2.127)$$

ou inversement

$$j(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^\infty \frac{dI}{dR} \frac{dR}{\sqrt{R^2 - r^2}}. \quad (2.128)$$

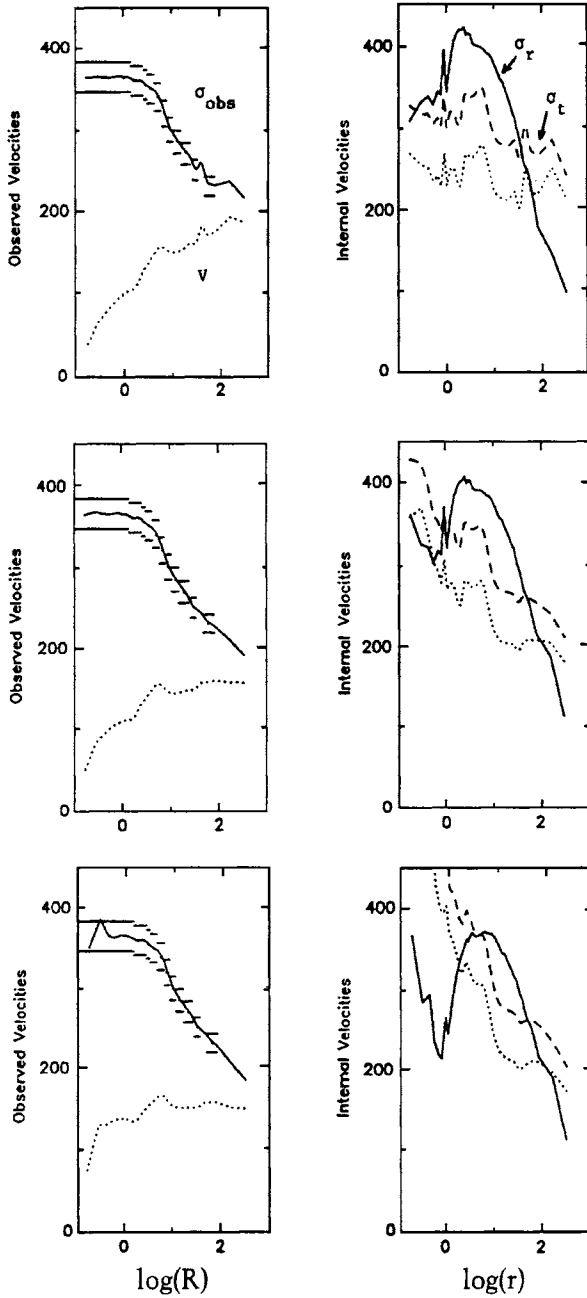


Fig. 2.10 Modèles de M87 (Dressler, 1989). La dispersion des vitesses σ obtenue par les calculs est comparée aux données. V est la rotation maximale possible. En haut : $M/L = \text{const}$, absence de trou noir; au centre : $M_H = 1 \times 10^9 M_\odot$; en bas : $M_H = 3,6 \times 10^9 M_\odot$ (rotation rapide des étoiles non observée).

Une relation semblable vaut pour la dispersion des vitesses dans la ligne de visée (Binney & Tremaine, 1987) :

$$I(R) \sigma_P^2(R) = 2 \int_R^\infty \frac{j(r) \sigma_{rr}^2 r dr}{\sqrt{r^2 - R^2}} \quad (2.129)$$

ou encore

$$j(r) \sigma_{rr}^2(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^\infty \frac{d(I \sigma_P^2(R))}{dR} \frac{dR}{\sqrt{R^2 - r^2}}. \quad (2.130)$$

A l'aide des deux variables $j(r)$ et σ_{rr}^2 , il est possible de déterminer via l'équation de Jeans (Binney & Tremaine, 1987) la distribution de masse $M(r)$

$$M(r) = -\frac{r \sigma_{rr}^2}{G} \left(\left(1 - \frac{\sigma_{\theta\theta}^2}{\sigma_{rr}^2}\right) + \frac{d \ln(n \sigma_{rr}^2)}{d \ln r} \right), \quad m_* n(r) \frac{GM(r)}{r^2} = -\nabla P_r, \quad (2.131)$$

ou

$$M(r) = -\frac{r \sigma_{rr}^2}{G} \left(\left(1 - \frac{\sigma_{\theta\theta}^2}{\sigma_{rr}^2}\right) + \frac{d \ln j}{d \ln r} + \frac{d \ln \sigma_{rr}^2}{d \ln r} \right). \quad (2.132)$$

La présence de matière sombre au centre d'un amas se manifeste par un accroissement du rapport masse-luminosité obtenu par les calculs (fig. 2.10) et défini par :

$$\alpha(r) = \frac{M(r)}{L_S(r)}. \quad (2.133)$$

Un trou noir n'est pas nécessaire pour rendre compte des données de M87. Cependant il est permis d'avoir $M_H \leq 1 \times 10^9 M_\odot$. Un encadrement plus précis exigerait une résolution nettement supérieure (par exemple celle du télescope spatial). Un trou noir de masse $M_H \simeq 3 \times 10^9 M_\odot$ implique un modèle très compliqué plus ou moins dépourvu de signification physique. Pour M87, on a en résumé :

$$M_{\text{tot}}(r < 80'' = 6,5 \text{ kpc}) \simeq 2,5 \times 10^{11} M_\odot.$$

De récentes observations ont révélé la présence d'un disque de gaz avec une vitesse de rotation de 550 km/s environ sur une échelle de 14 pc (Ford *et al.*, 1994). Cela correspond à une masse d'au moins $2 \times 10^9 M_\odot$ à l'intérieur d'un rayon de 14 pc.

2.5.2. Les galaxies M31 et M32

Dans la zone centrale de M31 et M32, la courbe de rotation est déterminée par le bulbe et un disque stellaire. Contrairement à M87, ces galaxies se caractérisent par une rotation rapide dans le centre. Elles ne permettent pas de concevoir des modèles avec $M/L = \text{const}$. Cette dernière supposition conduit aux masses sombres suivantes :

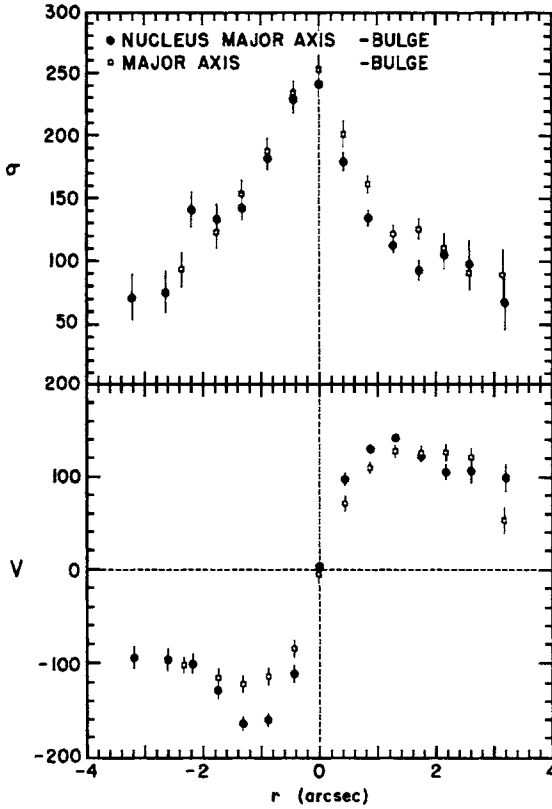


Fig. 2.11 Courbe de rotation et évolution de la dispersion des vitesses de la galaxie M31 (Kormendy, 1988).

$$\text{M31 :} \quad 4 \times 10^7 M_{\odot} < M_D < 6 \times 10^7 M_{\odot}$$

$$\text{M32 :} \quad 7 \times 10^5 M_{\odot} < M_D < 3 \times 10^6 M_{\odot}$$

$$\text{M81 :} \quad M_D < 2 \times 10^7 M_{\odot}$$

(Keel, 1989). Cela équivaut à une densité stellaire $\rho_* > 10^5 M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$, où les étoiles pourraient exister sous forme d'étoiles à neutrons. Là encore, un trou noir central n'est pas indispensable.

2.5.3. Les premiers résultats de Hubble

La photométrie de surface et les observations de cinétique stellaire ont révélé l'existence de masses sombres dans M31, NGC 3115 (le meilleur candidat en 1995) (Kormendy *et al.*, 1996a) M32, NGC 3377 et NGC 4594 ainsi que dans le centre de la Voie lactée, lesquels, à l'exception de NGC 4594, ont tous déjà été étudiés jusqu'en 1995 avec le télescope de Hubble. La figure 2.12a

présente leur profil de luminosité par rapport à celui de l'amas globulaire M15 en référence. La similitude des courbes montre donc que l'analyse des profils de luminosité ne permet pas de signaler les objets renfermant éventuellement un trou noir central. Il faut pour cela procéder à une étude cinétique (figure 2.12b). Cette dernière révèle une corrélation entre la masse du trou noir et le rayon du centre (Kormendy & Richstone, 1995). Dans les noyaux abritant une masse sombre centrale, la dispersion des vitesses est plus importante.

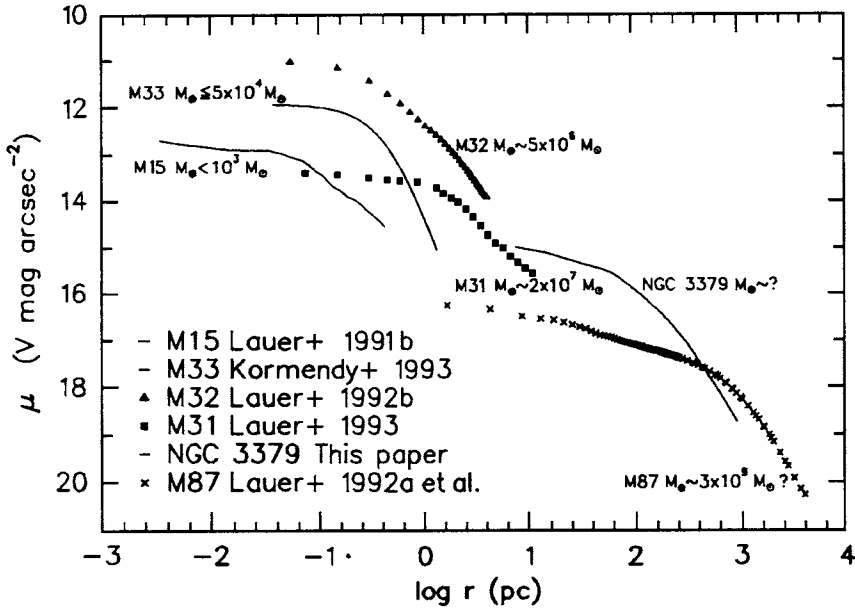


Fig. 2.12a Projection de profils de luminosité moyens de six galaxies (Kormendy, 1994).

2.6. Le centre de la Voie lactée

Au centre de notre galaxie, on peut mesurer les vitesses jusqu'à une distance de 0,1 pc. Pour le centre galactique : $1'' = 0,04$ pc, $1' = 2,3$ pc; alors que pour la galaxie M31 : $1'' = 3,4$ pc. Dans cette région, ce sont les étoiles qui déterminent la distribution de masse. Leur densité numérique s'accroît en direction du centre : les 5 premières années-lumière sont peuplées de quelques millions de géantes de types M et K. De l'étude de la luminosité de surface IR, on déduit $M(R) \propto R^{1,2}$, ce qui signifie pour la vitesse orbitale des nuages que $V(R) \propto R^{0,1}$. Au-delà de 100 pc, la rotation présente les

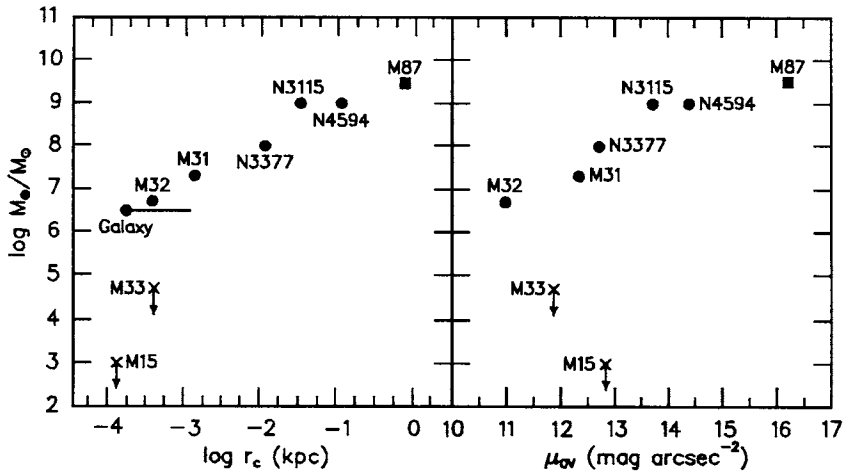


Fig. 2.12b Masse des trous noirs en fonction du rayon r_c du noyau et de la luminosité de surface centrale μ_{0V} . Les cercles pleins symbolisent les objets pour lesquels des observations de dynamique stellaire prouvent l'existence de masses sombres centrales. M87 est un cas peu convaincant (carré plein). Sur le diagramme, la valeur de la masse du trou noir correspond à celle préconisée par Sargent *et al.* (1978) et par Lauer *et al.* (1992a). Les croix représentent des valeurs maximales. Pour la Voie lactée, r_c provient de Genzel (1994), Eckart (1994), Rieke & Rieke (1994), et Allen (1994). (Kormendy, 1994; voir aussi Kormendy *et al.*, 1996b).

caractéristiques d'une rotation HI ($R = 300$ pc : $V_{\text{rot}} = 180$ km/s). S'il se trouve maintenant une masse ponctuelle M_H dans l'amas central, celle-ci est alors prédominante pour de faibles distances au centre, $V_{\text{rot}} \propto R^{-0.5}$. Pour une masse $M_H \simeq 1,5 \times 10^6 M_\odot$, seule une région de 10 années-lumière est capable de renseigner sur l'existence éventuelle d'un trou noir. Un rayon de 5 années-lumière correspond précisément à l'étendue de la région HII centrale Sgr A Ouest. Les informations sur la dynamique du gaz ionisé dans cette zone proviennent d'observations des raies de recombinaison radio (Schwarz, Bregman & van Gorkom, 1989). Le secteur le plus central renferme une masse totale de $2,5 \times 10^6 M_\odot$, mais le gaz ionisé ne suit pas des trajectoires d'équilibre, et des flux radiaux entrent également en jeu (fig. 2.15).

Le centre réel de la Voie lactée coïncide avec la source radio Sgr A. Ce complexe Sgr A se décompose pour l'essentiel en 3 sources : *Sgr A Est*, dont l'émission non-thermique est associée à celle d'un reste de supernova, *Sgr A Ouest*, proche du centre dynamique des étoiles (distribution à $2 \mu\text{m}$), présentant elle un spectre thermique, caractéristique des régions HII, et enfin au sein de celle-ci, la source non-thermique *Sgr A**, qui est étudiée en VLBI. Elle s'étend sur moins de 10^{15} cm et ne montre pas de mouvement propre à la portée des instruments de mesure. Tout près de là se trouve la source infrarouge multiple IRS 16. Le gaz du centre galactique est ionisé, ce qui peut

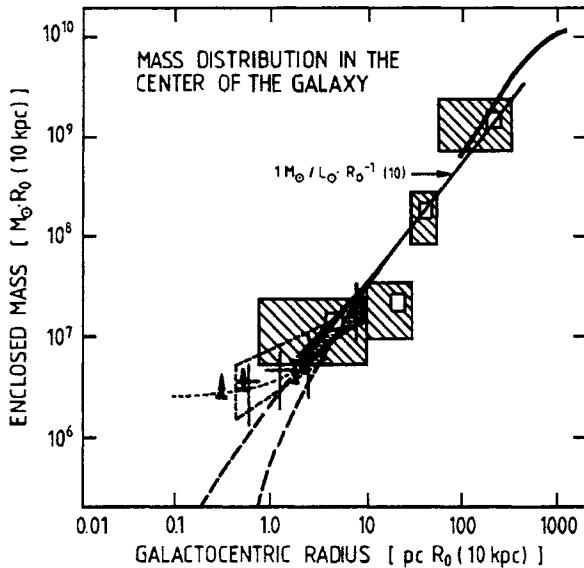


Fig. 2.13 Distribution de la masse dans la zone centrale de notre galaxie. Le trait épais représente la partie interne de la courbe de rotation HI observée, la ligne en traits pleins correspond à la répartition de la masse obtenue à partir de la distribution de la luminosité à $2\ \mu\text{m}$ (Genzel, 1989).

par exemple être réalisé par une quinzaine d'étoiles de type O7. Cette région présente en outre une sorte de structure spirale jusque sur un rayon de 1,7 pc environ. Les vitesses se déduisent de l'observation des raies Ne II à $12\ \mu\text{m}$. On observe également une rotation générale ainsi que des nuages tombant sur le centre.

La structure du gaz dans les 200 premières années-lumière est déterminée par les différents nuages de masses comprises approximativement entre 1 et $3 \times 10^5 M_\odot$. Elle est obtenue à partir de l'étude de l'émission des poussières à 1,3 mm et des niveaux de transition rotationnelle $J = (2-1)$ de ^{13}CO (cf. Mezger, 1990). Même sur les clichés IR à $2,2\ \mu\text{m}$, on peut remarquer un disque de poussière légèrement incliné masquant l'amas stellaire central et gravitant autour du centre. Puis vient un ensemble d'anneaux excentriques de nuages qui décrivent des orbites à peu près circulaires d'un rayon de 150 à 200 années-lumière environ. Le disque circumnucléaire forme ensuite un autre ensemble de nuages qui se rattache sur le plan spatial et cinétique à la région HII Sgr A Ouest en rotation autour de Sgr A* et qu'on peut suivre jusqu'à une distance de 30 années-lumière du centre.

Le champ gravitationnel de la galaxie semble favoriser le déplacement des nuages de masses $M_C \simeq 10^5 M_\odot$ sur des orbites circulaires d'un rayon de 150 années-lumière. Les nuages qui tombent radialement doivent posséder une masse minimale M_C pour ne pas être brisés par les forces de marée. Cette

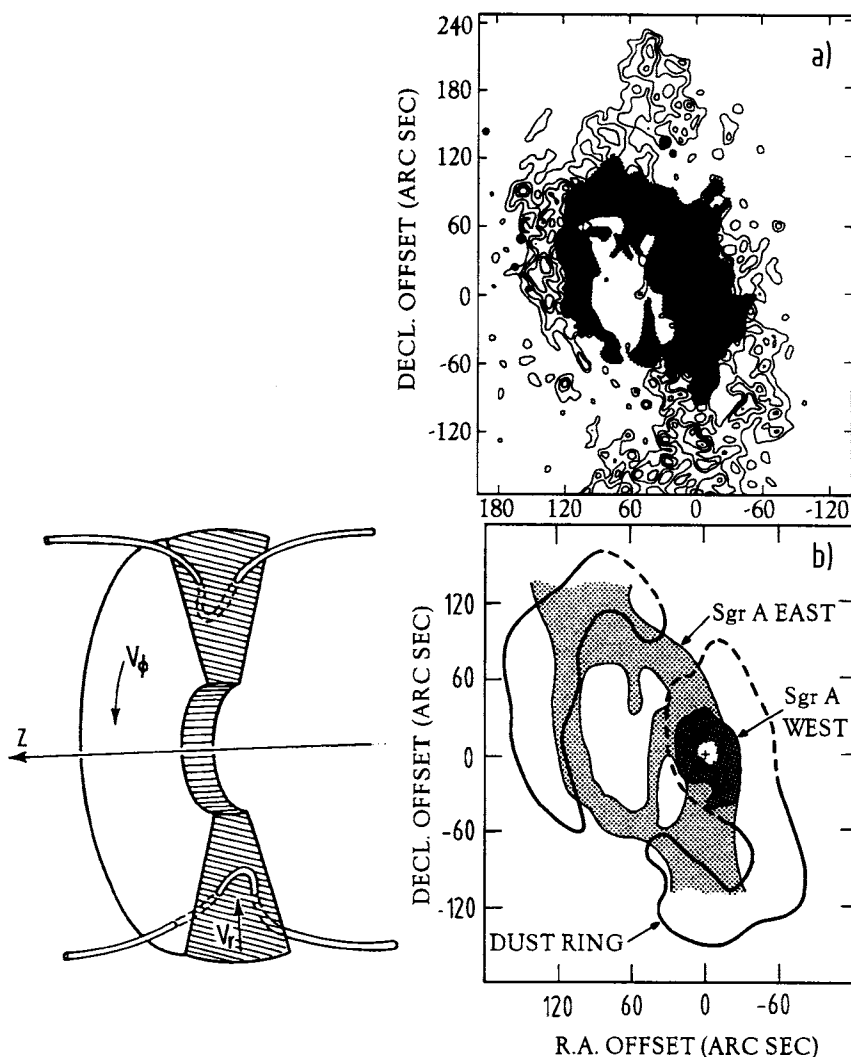


Fig. 2.14 Le complexe Sgr A au centre de la Voie lactée et l'anneau de poussière autour de Sgr A Est.

a) Courbes de niveau du rayonnement de la poussière observé à la longueur d'onde 1,3 mm. La radiosource synchrotron Sgr A Est est représentée en foncé.

b) Schéma du complexe radio Sgr A et de l'anneau de poussière (Mezger *et al.*, 1989).

masse est telle que

$$M_C > M(R) \left(\frac{R_C}{R} \right)^3 \simeq 2 \times 10^5 M_\odot \frac{(R_C/10 \text{ pc})^3}{(R/100 \text{ pc})^3}. \quad (2.134)$$

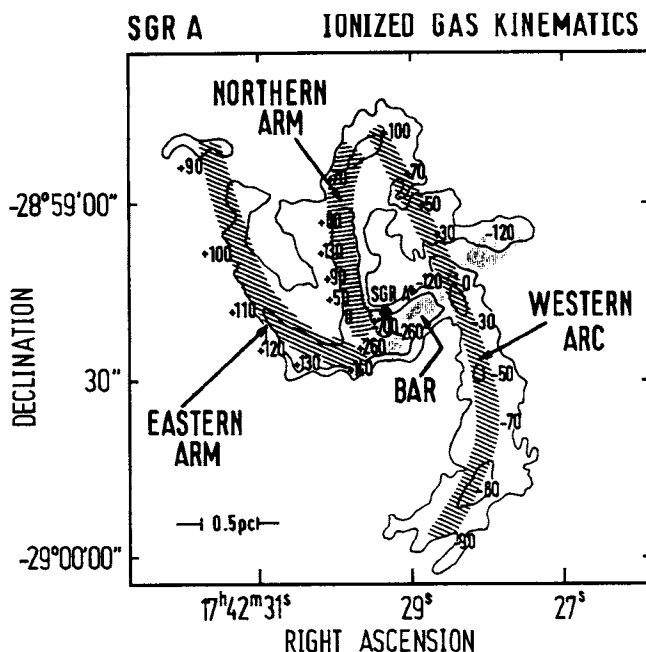


Fig. 2.15 Cinématique du gaz ionisé dans la zone centrale de notre galaxie (Genzel, 1989).

A des rayons inférieurs à 150 années-lumière, il ne peut plus se trouver de nuages avec des masses de cet ordre de grandeur. Ceux qui évoluent à une distance de 200 années-lumière environ sur des orbites stationnaires avant d'être freinés, tombent en spirale vers le centre et sont ensuite "déchiquetés" (streamer). Le disque circumnucléaire se compose donc sans doute de débris de nuages animés de vitesses turbulentes élevées.

La luminosité IR des 150 années-lumière centrales est de $10^8 L_{\odot}$, dont une part considérable est fournie par les géantes de types K et M. Pour assurer l'ionisation de la région HII Sgr A Ouest, il faut 10^{51} photons du continuum Lyman par seconde, ce qui équivaut à la luminosité de 15 des étoiles les plus massives de la classe spectrale O5, soit $L \simeq 10^7 L_{\odot}$. Pour des régions HII de géantes situées dans le disque galactique, il ne s'agit pas là de luminosités inhabituelles. La limite d'Eddington d'un trou noir de $10^6 M_{\odot}$ serait de 10^{44} ergs/s, autrement dit un taux d'accrétion bien moindre suffirait à alimenter le trou noir, par exemple $\dot{M} \simeq 10^{-2} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$. L'apport de cette masse de gaz dans la région centrale ne pose aucune difficulté.

L'existence d'un trou noir dans le centre de notre galaxie n'est nullement établie. Les indices en faveur de cette hypothèse ne sont jusqu'ici pas assez univoques pour être probants. Il existe pratiquement toujours d'autres explications possibles.

Littérature sur les noyaux actifs

M31 :

- Dressler, A. : 1984, ApJ **286**, 97
 Dressler, A. & Richstone, D.O. : 1988, ApJ **324**, 701
 Kormendy, J. : 1988, ApJ **325**, 128
 Lauer, T.R. *et al.* : 1993, AJ **106**, 1436

M32 :

- Tonry, J.L. : 1984, ApJL **223**, L27
 Tonry, J.L. : 1987, ApJ **322**, 632
 Dressler, A. & Richstone, D.O. : 1988, ApJ **324**, 701
 Richstone, D.O., Bower, G. & Dressler, A. : 1990, ApJ **335**, 118
 Lauer, T.R. *et al.* : 1992, AJ **104**, 552

M33 (pas de trou noir)

- Kormendy, J., McClure, R.D. : 1993, ApJ **335**, 40

NGC 4594 (Sombbrero) :

- Kormendy, J. : 1988, ApJ **335**, 40

NGC 3115 (S0) :

- Kormendy, J., Richstone, D.O. : 1992, ApJ **393**, 559
 Kormendy, J. *et al.* : 1996, ApJL **459**, L57

M87 (amas Virgo) :

- Lauer, T.R. *et al.* : 1992, AJ **103**(3), 703

Centre galactique :

- Genzel, R. & Townes, C.H. : 1987, ARA&A **25**, 277
 McGinn, M.T., Sellgren, K. *et al.* : 1989, ApJ **338**, 824
 Sellgren, K., McGinn, M.T. *et al.* : 1990, ApJ **359**, 112
 Kent, S.M. : 1992, ApJ **387**, 181
 Eckart, A., Genzel, R. *et al.* : 1993, ApJL **407**, L77
 Genzel, R., Harris, A.I. : 1994, *Nuclei of Normal Galaxies : Lessons from the Galactic Center*, Kluwer, Dordrecht

Références

- Allen : 1994, in *Nuclei of Normal Galaxies : Lessons from the Galactic Center*, eds. A. Harris & R. Genzel, Kluwer, Dordrecht, p. 293
 Binney, J. & Tremaine, S. : 1987, *Galactic Dynamics*, Princeton University Press, Princeton
 Camenzind, M. : 1990, in *Reviews in Modern Astronomy 3, Accretion and Winds*, ed. G. Klare, Springer-Verlag, Berlin, p. 234
 Chandrasekhar, S. : 1964, Phys. Rev. Lett. **12**, 114 & 437E
 Cohn, H. : 1980, ApJ **242**, 765

- Dressler, A. : 1989, in *Active Galactic Nuclei*, IAU Symp. **134**, eds. D.E. Osterbrock & J.S. Miller, Kluwer, Dordrecht, p. 217
- Eckart, A. *et al.*: 1994, in *Nuclei of Normal Galaxies : Lessons from the Galactic Center*, eds. R. Genzel & A.I. Harris, Kluwer, Dordrecht, p. 305
- Ford, H.C. *et al.* : 1994, ApJL **435**, L27
- Fowler, W.A. : 1964, Rev. Mod. Phys. **36**, 545 & 1104
- Fowler, W.A. : 1966, ApJ **144**, 180
- Genzel, R. : 1989, in *Dynamics of Dense Stellar Systems*, ed. D. Merritt, Cambridge University Press, Cambridge, p. 133
- Genzel, R. *et al.*: 1994, in *Nuclei of Normal Galaxies : Lessons from the Galactic Center*, eds. R. Genzel & A.I. Harris, Kluwer, Dordrecht, p. 327
- Ipsier, J.R. : 1969, ApJ **158**, 17
- Keel, W.C. : 1989, in *Active Galactic Nuclei*, IAU Symp. **134**, eds. D.E. Osterbrock & J.S. Miller, Kluwer, Dordrecht, p. 513
- Kormendy, J. : 1988, ApJ **325**, 128
- Kormendy, J.: 1993, in *The Nearest Active Galaxies*, eds. J.E. Beckman, H. Netzer & L. Colina, Consejo Superior Investigaciones Cientificas, Madrid
- Kormendy, J. : 1994, in *Nuclei of Normal Galaxies: Lessons from the Galactic Center*, eds. R. Genzel & A.I. Harris, Kluwer, Dordrecht, p. 379
- Kormendy, J. *et al.* : 1996a, ApJL **459**, L57
- Kormendy, J. *et al.* : 1996b, in *New Light on Galaxy Evolution*, IAU Symp. **171**, eds. R. Bender & R.L. Davies, Kluwer, p. 105
- Kormendy, J. & Richstone, D. : 1995, ARA&A **33**, 581
- Lauer, T.R. : 1989, in *Dynamics of Dense Stellar Systems*, ed. D. Merritt, Cambridge University Press, Cambridge, p. 3
- Lauer, T.R. *et al.*: 1991b, ApJ **369**, L45
- Lauer, T.R. *et al.*: 1992a, AJ **103**, 703
- Lauer, T.R. *et al.*: 1992b, AJ **104**, 552
- Lauer, T.R. *et al.*: 1993, AJ **106**, 1436
- Lightman & Shapiro, S.L. : 1978, Rev. Mod. Phys. **50**, 437
- Mezger, P.G. *et al.* : 1989, A&A **209**, 337
- Mezger, P.G. : 1990, Sterne und Weltraum **4**, 215
- Quinlan, G.D. & Shapiro, S.L. : 1989, ApJ **343**, 725
- Rees, M.J. : 1984, ARA&A **22**, 471
- Rieke, G.H. & Rieke, M.J. : 1994, in *Nuclei of Normal Galaxies : Lessons from the Galactic Center*, eds. R. Genzel & A.I. Harris, Kluwer, Dordrecht, p. 283
- Sanders, D.B., Phinney, E.S., Neugebauer, G., Soifer, B.T. & Matthews, K. : 1989, ApJ **347**, 29
- Sargent, W.L.W. *et al.* : 1978, ApJ **221**, 731
- Schwarz, U.J., Bregman, J.D. & van Gorkom, J.H. : 1989, A&A **215**, 33
- Shapiro, S.L. & Lightman, A.P. : 1976, Nat. **262**, 743
- Shapiro, S.L. & Teukolsky, S.A. : 1983, *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars, the Physics of Compact Objects*, John Wiley & Sons, p. 503
- Shapiro, S.L. & Teukolsky, S.A. : 1985a, ApJ **298**, 34
- Shapiro, S.L. & Teukolsky, S.A. : 1985b, ApJ **298**, 58

Shapiro, S.L. & Teukolsky, S.A. : 1985c, ApJL **292**, L41

Spitzer, L. : 1987, *Dynamical Evolution of Globular Clusters*, ed. J.P. Ostriker, Princeton University Press, Princeton

Spitzer, L. Jr., & Hart, M.H. : 1971, ApJ **164**, 399

Young, P.J. *et al.* : 1978, ApJ **221**, 721

Zeldovich, Ya.B. & Podurets, M.A. : 1965, Astr. Zh. **42**, N°5, 963

3. Les trous noirs en rotation

Lorsque le rayon d'un objet à symétrie sphérique et statique devient inférieur au rayon de Schwarzschild, l'effondrement de celui-ci conduit alors à la formation d'un trou noir à symétrie sphérique (solution de Schwarzschild), toute dissymétrie étant rayonnée sous forme d'ondes gravitationnelles, le moment cinétique excepté. Ce dernier ne subit pas d'importantes modifications au cours de l'effondrement, de sorte que le trou noir en formation le retrouve quasiment intact. L'effondrement d'un corps macroscopique en outre porteur de champs électromagnétiques à longue portée aboutit à un trou noir déterminé par 3 paramètres seulement (cf. Wheeler : "Black holes have no hair") :

- (1) sa masse M_H ,
- (2) son moment cinétique J_H ,
- (3) et sa charge électrique Q_H .

Toute autre caractéristique de la matière en effondrement telle qu'une distribution asymétrique de la masse, du moment cinétique, de la charge électrique (moments multipolaires) ou encore le nombre baryonique, demeure sans influence sur les propriétés du trou noir résultant de l'effondrement. Etant donné que les ondes gravitationnelles emportent une partie de l'énergie et du moment cinétique, celui-ci et la masse ne sont pas strictement conservés au cours de l'effondrement. La charge électrique des corps astrophysiques est négligeable puisque les effets du plasma créent immédiatement avec l'environnement un courant qui compense alors les charges. C'est pourquoi on considèrera uniquement par la suite des trous noirs avec $Q_H = 0$.

Le rayonnement d'ondes gravitationnelles a pour conséquence que l'effondrement tend rapidement vers un état *stationnaire et à symétrie axiale*. Autrement dit, l'espace-temps qui en résulte présente les 2 symétries suivantes :

- (1) Etat stationnaire, c'est-à-dire qu'il existe un champ de Killing ξ , asymptotiquement du genre temps, $g(\xi, \xi)_\infty = 1$,
- (2) symétrie axiale, c'est-à-dire qu'il existe un champ de Killing m , asymptotiquement du genre espace, $g(m, m)_\infty = -r^2 \sin^2 \theta$, et $g(\xi, m)_\infty = 0$.

A une distance suffisamment importante de la source centrale, l'espace-temps se fond dans celui de Minkowski (il est asymptotiquement plat). L'existence des deux symétries permet désormais de choisir la coordonnée temporelle $t(= x^0)$ telle que $\xi = \partial_t$ et l'angle azimutal $\phi(= x^1)$ tel que $m = \partial_\phi$. Il suffit alors, pour réaliser ces symétries, que les coefficients métriques $g_{\alpha\beta}$ soient indépendants de t et de ϕ :

$$g_{\alpha\beta} = g_{\alpha\beta}(x^2, x^3), \quad (3.1)$$

où x^2 et x^3 sont les autres coordonnées, par exemple les coordonnées sphériques r et θ .

Autre condition : la matière en tant que source gravitationnelle ne doit être animée que d'un mouvement azimutal et non poloïdal, ce qui fait alors disparaître les composantes suivantes de la métrique :

$$g_{t2} = g_{t3} = g_{2\phi} = g_{3\phi} = 0. \quad (3.2)$$

De ce fait, démontrer qu'on peut toujours diagonaliser la métrique de l'espace à 2D (x^2, x^3) ne pose pas de difficultés. Aussi est-il toujours possible d'amener la métrique d'une source gravitationnelle *stationnaire et à symétrie axiale* à la forme ($G = 1 = c$)

$$ds^2 = \alpha^2 dt^2 - R^2 (d\phi - \omega dt)^2 - e^{2\mu_2} (dx^2)^2 - e^{2\mu_3} (dx^3)^2. \quad (3.3)$$

Les coefficients α , ω , R , μ_2 et μ_3 ne sont plus que des fonctions de x^2 et x^3 , μ_2 et μ_3 pouvant en outre être exprimés par une liberté de jauge.

La forme de cette métrique caractérise le découpage de l'espace-temps en une stratification d'espaces à 3D avec $t = \text{const.}$, où $g_{t\phi}$ indique que le temps n'est pas perpendiculaire aux hypersurfaces. C'est le formalisme 3+1 de l'espace-temps (3+1-split). En général, il n'est pas déterminé de façon unique, mais notre temps global t suggère un découpage particulier. En déplaçant les tranches spatiales avec le champ de Killing ξ , on passe d'une tranche à l'autre. Etat stationnaire signifie que toutes ces tranches ont la même forme. Tout espace-temps peut se décomposer en un formalisme 3+1, de sorte que la métrique se présente ainsi :

$$ds^2 = \alpha^2 dt^2 - h_{ik} (dx^i + \beta^i dt) (dx^k + \beta^k dt) \quad , \quad i, k = 1, 2, 3, \quad (3.4)$$

où les coefficients α , β^i et h_{ik} ont la signification suivante :

- (1) $\alpha = (d\tau/dt)$: fonction lapse⁶ ou décalage vers le rouge, heure de la montre sur la tranche spatiale par rapport à l'infini;
- (2) h_{ik} : métrique des hypersurfaces $t = \text{const}$ ("l'espace absolu" est courbé);
- (3) les lignes d'univers de vitesse spatiale $\beta^i = -dx^i/dt$ se situent perpendiculairement aux hypersurfaces, β^i : fonctions shift⁷.

⁶ NdT : se réfère à un laps de temps

⁷ NdT : se réfère à un décalage spatial

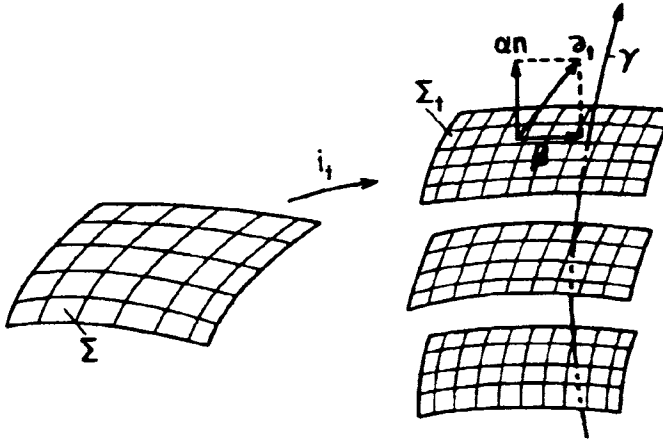


Fig. 3.0 Découpage de l'espace-temps en surfaces du genre espace 3D Σ_t et en temps universel t . Vecteur tangentiel $\partial_t = \alpha n + \beta$, n : normale à l'hypersurface (Durrer & Straumann, 1988).

Les fonctions lapse et shift déterminent géométriquement quel point d'une hypersurface voisine $t = t + \Delta t$ va se situer perpendiculairement au-dessus du point de coordonnées (t, x^k) . On peut ainsi toujours se représenter un espace-temps 4D comme un espace 3D avec une courbure intérieure et un temps absolu. Sur cet espace 3D se trouvent les champs α et β^i décrivant l'inclusion de l'espace 3D dans l'espace-temps 4D. Cette décomposition est par exemple très utile dans le cas des espaces-temps cosmologiques. On peut s'imaginer l'espace parcouru par une multitude d'observateurs, appelés *FIDO* (*fiducial observers*) dont les lignes d'univers sont telles que $dx^i/dt = -\beta^i$, et pouvant se livrer à des expériences en tout point de l'espace. Chaque FIDO a une montre, dont l'heure par rapport à l'infini est déterminée par le décalage vers le rouge α .

Par rapport à un espace-temps statique (celui de Schwarzschild), un espace-temps stationnaire (3.3) présente les différences suivantes :

- (1) dans l'espace-temps statique, les axes du temps sont perpendiculaires aux tranches spatiales; dans l'équation (3.3), le champ de Killing ξ est oblique par rapport aux tranches spatiales;
- (2) de ce fait, dans certaines circonstances, le champ de Killing, ne demeure pas globalement du genre temps; il faut alors choisir des observateurs remarquables de façon plus générale.

3.1. La solution de Kerr et ses observateurs

Les trous noirs représentent les solutions des équations d'Einstein pour un espace-temps asymptotiquement plat avec un *horizon des événements*. Par horizon des événements, on entend une hypersurface nulle à 3D qui distingue les points de l'espace-temps visibles à l'infini de ceux qui ne le sont pas. Autrement dit : un horizon est une surface nulle à 3D qui apparaît comme le bord de la région d'où peuvent s'échapper vers l'infini les particules et les photons. Les propriétés de cette surface peuvent être mathématiquement définies de façon exacte (cf. Hawking & Ellis, 1973). Si les trous noirs présentent un état stationnaire, on peut en outre considérer l'horizon comme une surface à 2D ("aire" du trou noir). Ce dernier cache alors une singularité (dans le tenseur de courbure), où les lois de la physique classique n'ont plus cours. Selon la conjecture de "Censure cosmique", cette singularité n'est jamais "nue". Jusqu'à présent, aucun contre-exemple n'a pu infirmer cette hypothèse.

Si la source centrale est représentée par un trou noir en rotation, c'est-à-dire si elle renferme un horizon des événements, alors la solution de Kerr (respectivement de Kerr-Newman pour les trous noirs à charge électrique) fournit une solution et une seule des coefficients métriques de (3.3) (Kerr, 1963) :

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{\rho}{\Sigma} \sqrt{\Delta} \mapsto 1 \quad , \quad R = \frac{\Sigma}{\rho} \sin \theta \mapsto r \sin \theta \quad , \quad r \mapsto \infty \\ \omega &= \frac{2a_H M_H r}{\Sigma^2} \mapsto 0 \quad , \quad e^{2\mu_r} = \frac{\rho^2}{\Delta} \mapsto 1 \quad , \quad e^{2\mu_\theta} = \rho^2 \mapsto r^2 \end{aligned} \quad (3.5)$$

avec

$$\begin{aligned} \Delta &= r^2 + a_H^2 - 2M_H r \quad , \\ \rho^2 &= r^2 + a_H^2 \cos^2 \theta \quad , \\ \Sigma^2 &= (r^2 + a_H^2)^2 - a_H^2 \Delta \sin^2 \theta \quad . \end{aligned} \quad (3.6)$$

Les coordonnées θ et r sont ici choisies le plus proche possible des coordonnées de Schwarzschild, on les appelle les coordonnées de Boyer-Lindquist. Pour $a_H = 0$, on obtient la solution de Schwarzschild, où M_H est la masse du trou noir. Ce deuxième paramètre a_H mesure le moment cinétique J_H du trou noir en rotation. $2\pi R = 2\pi \sqrt{-g_{\phi\phi}}$ représente la circonférence d'un cercle autour de l'axe de rotation.

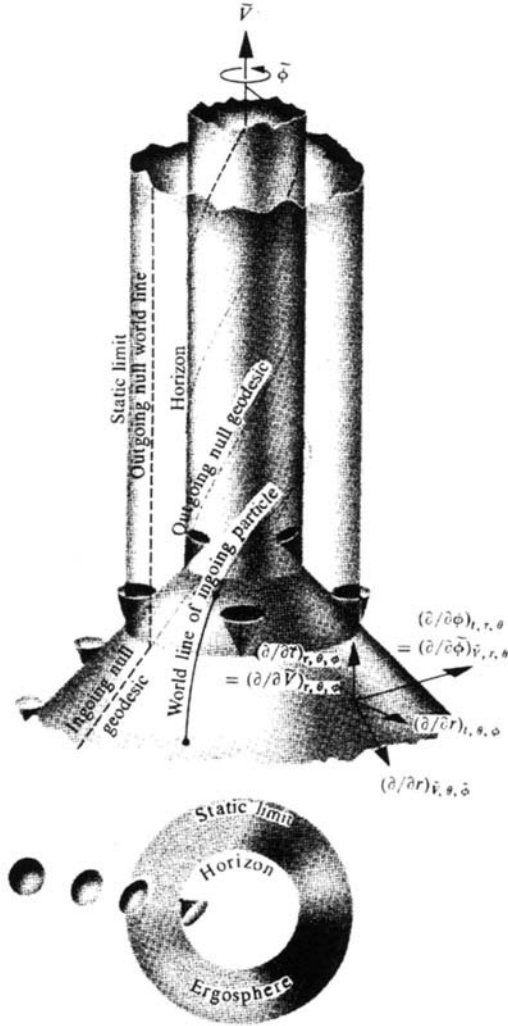
L'*horizon* est une surface 2D de décalage vers le rouge infini, autrement dit

$$\alpha_H = 0 \mapsto \Delta(r_H) = 0, \quad (3.7)$$

ce qui donne pour le rayon de l'horizon :

$$r_H = M_H + \sqrt{M_H^2 - a_H^2}. \quad (3.8)$$

Kerr diagram for equatorial slice
 $(\theta = \pi/2)$ through the spacetime of an
 "extreme Kerr" black hole ($Q = 0, a = M$).



View from above showing the shapes of
 the light cones as a function of radius

Fig. 3.1 Topologie d'ensemble de la solution de Kerr (diagramme d'espace-temps). L'horizon est produit par des géodésiques nulles sortantes en rotation. Toute particule est contrainte à la rotation à proximité de l'horizon (Misner, Thorne & Wheeler, 1973a).

Les solutions ayant un sens physique satisfont donc $|a_H| \leq M_H$, sans quoi il n'existe pas d'horizon. $a_H = M_H$ conduit à la solution de Kerr maximale. En unités physiques, $a_H = \bar{a}_H GM_H/c^2$, $|\bar{a}_H| \leq 1$. On en déduit le moment cinétique spécifique maximal d'un trou noir de Kerr : $j_{\max} = GM_H/c$, et $J_H \leq M_H j_{\max}$.

Contrairement à celle de Schwarzschild, il n'existe dans la solution de Kerr pas d'observateur statique global, ni de champ de Killing statique qui soit globalement du genre temps. Toute superposition des deux champs de Killing ξ et m engendre également un champ de Killing. La surface

$$r = r_E(\theta) = M_H + \sqrt{M_H^2 - a_H^2 \cos^2 \theta} \quad (3.9)$$

marque le passage de la coordonnée t du genre temps au genre espace. C'est la *limite statique*. La région $r_H \leq r \leq r_E$ est désignée sous le nom d'*ergosphère*⁸ (fig. 3.2). À l'équateur, l'ergosphère débute toujours au rayon de Schwarzschild $2M_H$ et prend fin à l'horizon $r = r_H$. Etat stationnaire signifie qu'on peut déplacer de façon identique les hypersurfaces $t = \text{const.}$ Cependant, le champ de Killing correspondant n'est pas globalement du genre temps : à proximité du trou noir, il devient du genre espace.

À l'intérieur de l'ergosphère, tout observateur est systématiquement entraîné par la rotation du trou noir (= *effet d'entraînement des repères*⁹), c'est-à-dire que son champ de vitesses prend la forme :

$$U = U^t(\xi + \Omega m) \quad , \quad \Omega = \frac{U^\phi}{U^t} . \quad (3.10)$$

Ce dernier doit être globalement du genre temps, c'est-à-dire :

$$g_{tt} + 2\Omega g_{t\phi} + \Omega^2 g_{\phi\phi} > 0 ,$$

et par là Ω doit être tel que :

$$\Omega_- \leq \Omega \leq \Omega_+ \quad , \quad \Omega_- = \omega - \frac{\alpha}{R} \quad , \quad \Omega_+ = \omega + \frac{\alpha}{R} . \quad (3.11)$$

Etant donné que $\alpha(r_H) = 0$, tous les observateurs situés au niveau de l'horizon tournent à la vitesse du trou noir Ω_H

$$\Omega_H = \omega(r_H) = \frac{1}{2} \frac{a_H}{M_H} \frac{1}{r_H} = \frac{a_H}{r_H^2 + a_H^2} . \quad (3.12)$$

Il existe un observateur remarquable, le FIDO (= ZAMO = "Zero Angular Momentum Observer") pour lequel $\Omega = \omega$ (Ω étant sa vitesse angulaire par rapport aux étoiles fixes), puisque son moment cinétique est nul :

⁸ vient du mot grec "ergos" = travail : elle peut en effet servir d'intermédiaire pour accélérer les particules, l'énergie nécessaire étant prélevée sur l'énergie rotationnelle du trou noir.

⁹ NdT : frame-dragging effect en anglais

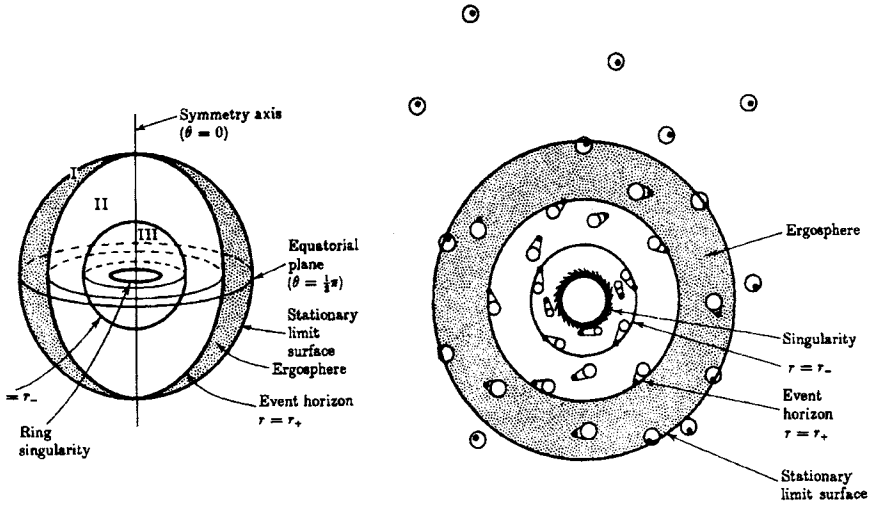


Fig. 3.2 Horizon, limite statique et ergosphère d'un trou noir en rotation (Hawking & Ellis, 1973).

$$U_\phi = g_{\phi\alpha} U^\alpha = g_{\phi\phi} U^\phi + g_{t\phi} U^t = U^t (\omega g_{\phi\phi} + g_{t\phi}) = U^t g_{\phi\phi} \left(\omega + \frac{g_{t\phi}}{g_{\phi\phi}} \right) = 0.$$

Dans notre espace absolu, il est donc possible de créer un repère local de Lorentz à l'aide des 4 vecteurs unitaires (les FIDO de la métrique de Kerr)

$$\begin{aligned} e_0 &= \frac{1}{\alpha} (\partial_t + \omega \partial_\phi) \quad , \quad e_\phi = \frac{1}{R} \partial_\phi \\ e_r &= \frac{\sqrt{\Delta}}{\rho} \partial_r \quad , \quad e_\theta = \frac{1}{\rho} \partial_\theta. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Ceux-ci caractérisent la généralisation des observateurs de Minkowski. Les 3 vecteurs de base spatiaux forment un repère unitaire sur les tranches spatiales.

L'effet d'entraînement des repères apparaît dans toute solution faisant intervenir une rotation, autrement dit même dans le cas des étoiles à neutrons en rotation. Il entraîne à la rotation toutes les particules à proximité d'un objet compact en rotation. Il n'y a que dans la solution de Schwarzschild que les particules peuvent arriver à l'horizon avec une vitesse de rotation nulle. Les cônes de lumière eux aussi sont contraints à la rotation à proximité du trou noir.

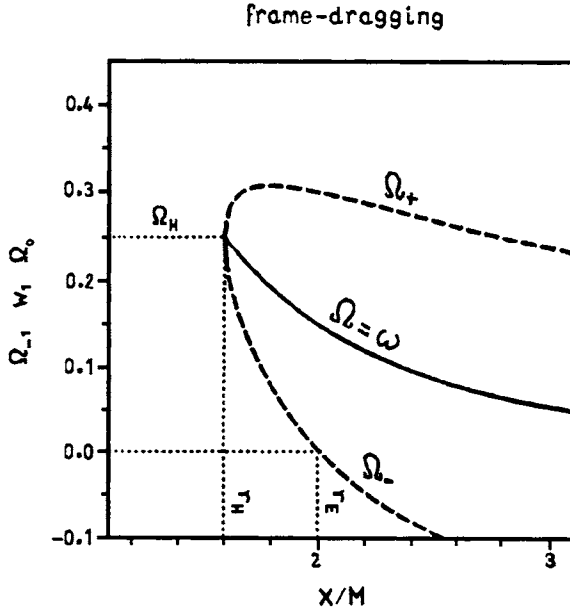


Fig. 3.3 Evolution du paramètre ω d'entraînement des repères et des vitesses de rotation limites $\Omega_{\pm}$ dans le plan équatorial d'un trou noir (Haehnel, 1990).

3.2. Forces gravitationnelles et effet Lense–Thirring

3.2.1. Force gravitationnelle

Le formalisme 3+1 de la géométrie de Kerr permet de décomposer la force gravitationnelle. Considérons à cet effet une particule-test, par exemple une étoile, de vitesse v par rapport au FIDO

$$v^j = \frac{dx^j}{d\tau} = \frac{dt}{d\tau} \left(\left(\frac{dx^j}{dt} \right)_{\infty} - \left(\frac{dx^j}{dt} \right)_{\text{FIDO}} \right) = \frac{1}{\alpha} \left(\left(\frac{dx^j}{dt} \right)_{\infty} + \beta^j \right). \quad (3.14)$$

v est un vecteur 3D, qui reste strictement dans l'espace 3D. On en déduit la quantité de mouvement :

$$p = m \frac{v}{\sqrt{1-v^2}}, \quad v^2 = h_{ik} v^i v^k \quad (3.15)$$

et de là la force

$$\frac{dp}{d\tau} = \frac{dt}{d\tau} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{dx}{dt}_{\infty} \cdot \nabla \right) p = \frac{1}{\alpha} (\partial_t + (\alpha v - \beta) \cdot \nabla) p, \quad (3.16)$$

où $d\tau$ est le temps propre du FIDO. Ce dernier percevra la force comme un changement physique de la quantité de mouvement. Il définira donc la force gravitationnelle dans son repère comme suit :

$$\left(\frac{d\mathbf{p}}{d\tau}\right)_{\text{grav}} = \frac{m}{\sqrt{1-v^2}} \mathbf{g}. \quad (3.17)$$

La gravitation est alors donnée par les gradients de la fonction lapse :

$$\begin{aligned} \mathbf{g} &= -\nabla \ln \alpha \\ &= -\frac{M_H \rho^2 (r^4 - a_H^4) + 2M_H r^2 a_H^2 \Delta \sin^2 \theta}{\rho^3 \Sigma^2 \sqrt{\Delta}} \mathbf{e}_r \\ &\quad + \frac{2M_H r a_H^2 (r^2 + a_H^2)}{\Sigma^2 \rho^3} \cos \theta \sin \theta \mathbf{e}_\theta. \end{aligned} \quad (3.18)$$

Plus particulièrement à l'horizon on a pour $a_H = 0$:

$$\mathbf{g} = -\frac{1}{\alpha} \frac{M_H}{r^2} \partial_r. \quad (3.19)$$

La rotation du trou noir engendre une composante supplémentaire de la force gravitationnelle (le trou noir est aplati).

3.2.2. Force gravitomagnétique

La vitesse locale possédant un terme supplémentaire $\propto \beta^i$, il s'ensuit que la force gravitationnelle en possède un aussi, désigné sous le nom de force gravitomagnétique. ($X_{i|k}$ est la dérivée covariante en espace 3D).

$$\left(\frac{d\mathbf{p}}{d\tau}\right)_{\text{GM}} = \mathbf{H} \cdot \mathbf{p} = \frac{1}{\alpha} \nabla \beta \cdot \mathbf{p}, \quad H_{ij} = \frac{1}{\alpha} \beta_{j|i}. \quad (3.20)$$

On peut par conséquent décrire le mouvement d'une étoile par rapport au FIDO sous la forme :

$$\frac{d\mathbf{p}}{d\tau} = \frac{1}{\alpha} \frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{m}{\sqrt{1-v^2}} \mathbf{g} + \mathbf{H} \cdot \frac{m\mathbf{v}}{\sqrt{1-v^2}}, \quad (3.21)$$

ce qui est parfaitement en analogie avec une accélération de la relativité restreinte (pour parvenir à cette décomposition, il faut considérer la quadri-accélération $m u^\alpha u_{\beta;\alpha} = 0$).

Un FIDO est un observateur physique portant avec lui un ensemble de gyroscopes, et capable de déployer suffisamment de force pour ne pas être entraîné dans le trou noir. Le champ gravitomagnétique $\mathbf{H}$ se couple alors au spin des gyroscopes, produisant une précession du spin $\mathbf{S}$

$$\frac{d\mathbf{S}}{d\tau} = \frac{1}{\alpha} (\partial_t - \beta \cdot \nabla) \mathbf{S} = -\frac{1}{2} \mathbf{H} \wedge \mathbf{S}, \quad (3.22)$$

avec pour champ vectoriel gravitomagnétique $\mathbf{H}$

$$H^j = \epsilon^{jkl} H_{kl} = \epsilon^{jkl} \frac{1}{\alpha} \nabla_k \beta_l, \quad \mathbf{H} = \frac{1}{\alpha} \nabla \wedge \beta, \quad (3.23a)$$

ou

$$\mathbf{H} = -\frac{2a_H M_H}{\rho^5} \left((r^2 - a_H^2 \cos^2 \theta) \sin \theta \mathbf{e}_\theta + \frac{2r(r^2 + a_H^2)}{\sqrt{\Delta}} \cos \theta \mathbf{e}_r \right). \quad (3.23b)$$

Cette précession est connue sous le nom de *précession de Lense-Thirring* (= interaction spin-spin gravitationnelle). $\mathbf{H}$ présente la forme d'un champ dipolaire généralisé.

L'équation (3.21) rend compte de l'influence du champ gravitationnel d'un trou noir en rotation sur le mouvement local d'une masse par rapport à des FIDO. On dispose cependant d'un procédé plus approprié pour étudier les trajectoires des particules-test : les intégrales de mouvement de Carter. Mais il demeure aisément possible de procéder à l'étude locale dans le domaine asymptotique du trou noir de Kerr.

3.2.3. Développement asymptotique

A très grande distance du trou noir, on peut développer toutes les fonctions en $1/r$ et en harmoniques sphériques, et déduire de cette façon les moments multipolaires de la distribution de masse et du moment cinétique. Asymptotiquement, on a :

$$\begin{aligned} x &= r \sin \theta \cos \phi, & y &= r \sin \theta \sin \phi \\ z &= \left(r - \frac{a_H^2}{2r} \right) \cos \theta \\ r' &:= \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \simeq r - \frac{a_H^2 \cos^2 \theta}{2r} \\ \theta' &= \cos^{-1}(z/r') = \theta + \frac{a_H^2 \cos \theta \sin \theta}{2r^2} \\ \phi' &= \tan^{-1}(y/x) = \phi \end{aligned} \quad (3.24)$$

et

$$\alpha^2 = 1 - \frac{2M_H}{r'} + \frac{2M_H a_H^2}{r'^3} \left(\frac{1}{2} + P_2(\cos \theta') \right) + O(1/r^4). \quad (3.25)$$

r', θ', ϕ' sont les coordonnées sphériques cherchées, $P_2 = \frac{1}{2}(3 \cos^2 \theta - 1)$. Il s'ensuit le développement limité de la fonction lapse :

$$\alpha^2 = 1 - \frac{2M_H}{r'} + \frac{\text{dipôle}}{r'^2} - \frac{3 J_{ik} x^i x^k}{r'^5} + \dots \quad (3.26)$$

avec les moments quadrupolaires

$$\begin{aligned} J_{xx} &= J_{yy} = \frac{1}{3} M_H a_H^2 \\ J_{zz} &= -\frac{2}{3} M_H a_H^2, \end{aligned} \quad (3.27)$$

ce qui signifie que la distribution quadrupolaire de masse est uniquement déterminée par la rotation. Le dipôle de masse s'élimine. De la même manière, on obtient un développement limité du vecteur shift :

$$\beta = \frac{2a_H M_H}{r'^3} (ye_x - xe_y) + O(1/r'^4) = -2 \frac{\mathbf{J}_H \wedge \mathbf{x}}{r'^3} + \dots \quad (3.28)$$

Le moment cinétique présente donc les composantes suivantes :

$$J_x = 0 = J_y, \quad J_z = a_H M_H = J_H. \quad (3.29)$$

Le moment quadrupolaire du courant du moment cinétique s'annule.

Ces expressions rendent désormais possible l'étude du mouvement d'une particule, pour $r \gg M_H$, $|v| \ll 1$, et $\alpha \simeq 1$:

$$p^i \simeq m \left(\frac{dx^i}{dt} + \beta^i \right)$$

et donc

$$\frac{dp^i}{dt} \simeq m \left(\frac{d^2 x^i}{dt^2} + \frac{dx^k}{dt} \beta_{|k}^i \right) \simeq m \frac{d^2 x^i}{dt^2} + H_k^i p^k. \quad (3.30)$$

De l'équation du mouvement

$$m \frac{d^2 x^i}{dt^2} \simeq m g^i + m (H_{|k}^i - H_k^i) \frac{dx^k}{dt},$$

il suit

$$m \frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} \simeq m \left(\mathbf{g} + \frac{d\mathbf{x}}{dt} \wedge \mathbf{H} \right), \quad \mathbf{H} \simeq \nabla \wedge \beta. \quad (3.31)$$

La quantité de mouvement mesurée par le FIDO diffère de $m d\mathbf{x}/dt$ en raison du terme supplémentaire β . Par suite, l'accélération comporte également un terme supplémentaire, absent de la théorie newtonienne. Ce terme a la forme d'une *force magnétique*, $m\mathbf{v} \wedge \mathbf{H}$ (cf. force de Lorentz : $\mathbf{E} \mapsto \mathbf{g}$, $\mathbf{B} \mapsto \mathbf{H}$, $\mathbf{q} \mapsto m$, $\mathbf{B} = \nabla \wedge \mathbf{A}$). Pour $r \gg M_H$, on a donc :

$$\begin{aligned} \mathbf{g} &= -\frac{M_H}{r^2} \mathbf{e}_r, \\ \mathbf{H} &= 2 \frac{\mathbf{J}_H - 3(\mathbf{J}_H \cdot \mathbf{e}_r) \mathbf{e}_r}{r^3}, \end{aligned} \quad (3.32)$$

où $\mathbf{g}$ est la force de gravitation newtonienne, $\mathbf{H}$ le champ dipolaire gravitomagnétique produit par le moment cinétique $\mathbf{J}_H$ (J_H : "moment dipolaire gravitomagnétique").

Un phénomène important est la précession gravitomagnétique (cf. (3.22))

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = \frac{1}{2} \mathbf{S} \wedge \mathbf{H} = \Omega_{\text{GM}} \wedge \mathbf{S}, \quad (3.33)$$

qui a pour effet la *précession du spin*

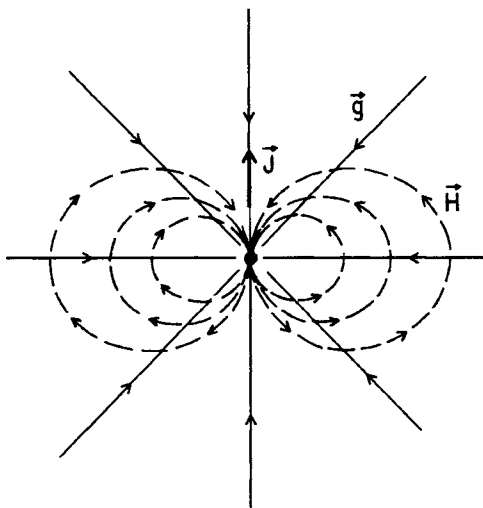


Fig. 3.4 Accélération gravitationnelle $\mathbf{g}$ et champ vectoriel gravitomagnétique $\mathbf{H}$ dans la zone éloignée d'un trou noir en rotation (Thorne, Price & MacDonald, 1986a).

$$\Omega_{\text{GM}} = -\frac{1}{2} \mathbf{H}, \quad (3.34)$$

cette dernière étant causée par le potentiel β du moment cinétique. Si le gyroscope se déplace de surcroît à une vitesse $\mathbf{v}_G$ par rapport aux FIDO, il se manifeste un autre phénomène parallèlement à l'effet Lense-Thirring : la précession géodésique. On a alors :

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = (\Omega_{\text{GM}} + \Omega_{\text{géod}}) \wedge \mathbf{S} \quad , \quad \Omega_{\text{géod}} = \frac{3}{2} \mathbf{v}_G \wedge \mathbf{g}. \quad (3.34b)$$

On peut présenter les équations d'Einstein sous forme d'équations différentielles pour la métrique h en espace 3D, la fonction lapse α et les fonctions shift β (= formalisme d'ADM (Arnowitt, Deser & Misner, 1963)). Sous forme linéarisée, le champ gravitationnel d'une distribution de masse de densité ρ_0 et de champ de vitesses $\mathbf{v}$ est alors uniquement déterminé par les potentiels α et β . Ces derniers satisfont à des équations semblables à celles de Maxwell :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{g} &= -\nabla^2 \alpha = -4\pi G \rho_0 \\ \nabla \wedge \mathbf{g} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{H} &= 0 \quad , \quad \mathbf{H} = \nabla \wedge \beta \\ \nabla \wedge \mathbf{H} &= -\nabla^2 \beta = -16\pi G \rho_0 \mathbf{v}. \end{aligned}$$

La différence réside essentiellement dans un signe négatif, puisque la gravitation est une force d'attraction, ainsi que dans un facteur 4 dans $\nabla \wedge \mathbf{H}$ ($\rho_e \mapsto \rho_0$, $\mathbf{j} \mapsto \rho_0 \mathbf{v}$). La métrique de l'espace absolu ne diverge que de très peu par rapport à celle de l'espace d'Euclide, $\alpha \simeq 1 + \Phi$,

$$h_{ik} \simeq \delta_{ik}(1 - 2\Phi).$$

Les solutions de ces équations fournissent les développements limités de (3.26) et (3.28) avec pour moment cinétique :

$$\mathbf{J} = \int (\mathbf{x} \wedge \rho_0 \mathbf{v}) d^3x.$$

La précession géodésique et celle de Lense-Thirring se manifestent également sur Terre. Des gyroscopes embarqués à bord d'un satellite enregistreraient à chaque révolution autour de la planète une précession géodésique donnée par (expérience de Stanford)

$$| < \Omega_{\text{géod}} > | \simeq \frac{3GM_+^{3/2}}{2r^{5/2}} \simeq 8",4 \text{ an}^{-1} \left(\frac{R_+}{r} \right)^{5/2}$$

$$\frac{\text{précession Lense - Thirring}}{\text{précession géodésique}} \simeq 6,5 \times 10^{-3}$$

Cet effet est certes plus important pour le pulsar binaire PSR 1913+16 :

$$| < \Omega > | \simeq \frac{7}{24} \dot{\omega}_{\text{périastr.}} \quad , \quad \dot{\omega}_{\text{périastr.}} = 4^{\circ},226 \text{ an}^{-1}.$$

3.2.4. Interaction gravitationnelle d'un trou noir en rotation avec un anneau de gaz

Dans la théorie newtonienne, les dérivées secondes du potentiel de gravitation engendrent des forces de marée :

$$\mathcal{E}_{jk} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^j \partial x^k}. \quad (3.35)$$

Φ est donc donné dans un référentiel inertiel local par

$$\Phi = \frac{1}{2} \mathcal{E}_{jk} x^j x^k, \quad (3.36)$$

tandis que l'accélération gravitationnelle par rapport à ce repère se déduit de

$$\frac{d^2 x^i}{dt^2} = -\frac{\partial \Phi}{\partial x^i} = -\mathcal{E}_{ik} x^k. \quad (3.37)$$

Dans la théorie de la relativité générale, les composantes R_{jtkl} du tenseur de courbure sont le pendant de $\mathcal{E}_{jk}$. Les forces de marées conservent le volume, c'est-à-dire que la trace de $\mathcal{E}_{ik}$ s'annule (elles n'entraînent qu'une déformation).

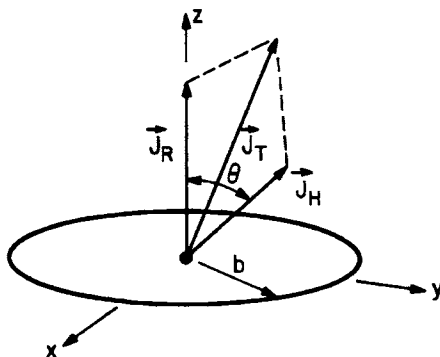


Fig. 3.5 Trou noir en rotation avec tore moléculaire. Aussi bien le trou noir que l'anneau effectuent une précession autour du moment cinétique total J_T (Thorne, Price & MacDonald, 1986b).

Considérons maintenant un trou noir en rotation de masse M_H et de moment cinétique J_H , entouré à une distance suffisamment importante $R \gg M_H$ d'un anneau de gaz massif de masse M_R et de moment orbital J_R (entouré par exemple d'un tore moléculaire à une distance $R \simeq \text{pc}$). Pour des raisons de symétrie, ce trou noir se trouve au repos au centre de l'ensemble du système, si bien que g^R s'annule à l'horizon. L'anneau produit cependant un champ de marée $\mathcal{E}_{ik}^R$, ainsi qu'un champ gravitomagnétique H^R au point $x = 0 = y = z$, l'anneau se trouvant dans le plan $(x - y)$ (voir (3.32)), respectivement donnés par

$$\mathcal{E}_{zz}^R = -\frac{1}{2} \mathcal{E}_{xx}^R = -\frac{1}{2} \mathcal{E}_{yy}^R = \frac{M_R}{R^3} \quad (3.38)$$

$$\text{et } H^R = -\frac{4J_R}{R^3} e_z = -\frac{4M_R \sqrt{GM_H/R^3}}{R} e_z. \quad (3.39)$$

Le moment cinétique d'un anneau képlérien vaut $J_R = M_R \sqrt{GM_H R}$.

De façon générale, on a pour les moments de masse quadrupolaires :

$$I_{ik} = \int \rho_m x^i x^k d^3x, \quad (3.40)$$

et pour les composantes à trace nulle :

$$J_{ik} = I_{ik} - \frac{1}{3} I_{mm} \delta_{ik} . \quad (3.41)$$

Etant donné que la rotation confère au trou noir lui-même un moment quadrupolaire,

$$J_{H,i} = M_H a_H \hat{J}_i \quad , \quad J_{ik} = -M_H a_H^2 \left(\hat{J}_i \hat{J}_k - \frac{1}{3} \delta_{ik} \right) , \quad (3.42)$$

le champ de marée de l'anneau engendre un moment de rotation qui se répercute sur le trou noir

$$N_i^T = \int \epsilon_{ijk} x^j \rho_0 \left(\frac{d^2 x^k}{dt^2} \right)_{\text{grav}} d^3 x = - \int \epsilon_{ij}^{k} x^j \rho_0 \mathcal{E}_{kl} x^l d^3 x = -\epsilon_i^{jk} \mathcal{E}_{kl}^R J_j^{l} , \quad (3.43)$$

provoquant une précession de l'objet :

$$\frac{d\mathbf{J}_H}{dt}^T = \mathbf{N}^T . \quad (3.44)$$

On a

$$\mathbf{N}^T = \Omega_T \wedge \mathbf{J}_H \quad , \quad \Omega_{T,i} = -\mathcal{E}_{ik}^R a_H \hat{J}^k , \quad (3.45)$$

où Ω_T désigne la vitesse angulaire de la précession des marées. Dans le cas présent :

$$\Omega_T = -\frac{3}{2} a_H \mathcal{E}_{zz}^R \cos \theta \mathbf{e}_z = -\frac{3}{2} \frac{a_H M_R}{R^3} \cos \theta \mathbf{e}_z , \quad (3.46)$$

θ représentant l'angle formé par le plan de l'anneau (axe des z) et l'axe de rotation du trou.

Le champ gravitomagnétique de l'anneau entraîne lui aussi une précession

$$\Omega_{\text{GM}} = -\frac{1}{2} \mathbf{H}^R = \frac{2\mathbf{J}_R}{R^3} = \frac{2M_R \sqrt{M_H/R^3}}{R} \mathbf{e}_z . \quad (3.47)$$

Puisque

$$\frac{|\Omega_T|}{|\Omega_{\text{GM}}|} = \frac{3}{4} \frac{a_H}{M_H} \sqrt{\frac{M_H}{R}} \ll 1 , \quad (3.48)$$

celle-ci est bien plus importante que celle engendrée par la combinaison du champ de marée de l'anneau et du moment quadrupolaire du trou noir qui demeure encore très faible même en cas de rotation rapide. En ce qui concerne les trous noirs supermassifs de galaxies, on obtient alors la précession caractéristique suivante :

$$\Omega_{\text{GM}} \simeq \frac{1}{10^6 \text{ ans}} \frac{M_R}{10^7 M_\odot} \left(\frac{10^8 M_\odot}{M_H} \right)^2 \left(\frac{10^4 M_H}{R} \right)^{5/2} . \quad (3.49)$$

Du fait que les jets sont liés au moment cinétique du trou noir, il faut s'attendre à une valeur inférieure à la durée de vie des jets (10^8 ans environ).

Naturellement, le trou noir entraîne également une précession de l'anneau. Puisqu'il y a aussi conservation du moment cinétique total dans la théorie post-newtonienne

$$\frac{d\mathbf{J}_H}{dt} + \frac{d\mathbf{J}_R}{dt} = 0, \quad (3.50)$$

et que

$$\frac{d\mathbf{J}_H}{dt} = \frac{2\mathbf{J}_R}{R^3} \wedge \mathbf{J}_H, \quad \frac{d\mathbf{J}_R}{dt} = \frac{2\mathbf{J}_H}{R^3} \wedge \mathbf{J}_R, \quad (3.51)$$

les moments cinétiques du trou noir et de l'anneau accomplissent une précession autour du moment cinétique total $\mathbf{J}_T = \mathbf{J}_H + \mathbf{J}_R$. Par conséquent :

$$\frac{d\mathbf{J}_H}{dt} = \frac{2\mathbf{J}_T}{R^3} \wedge \mathbf{J}_H, \quad \frac{d\mathbf{J}_R}{dt} = \frac{2\mathbf{J}_T}{R^3} \wedge \mathbf{J}_R. \quad (3.52)$$

Ils sont du même ordre de grandeur :

$$\begin{aligned} \frac{|\mathbf{J}_R|}{|\mathbf{J}_H|} &= \frac{M_R R \sqrt{M_H/R}}{M_H a_H} = \frac{M_H}{a_H} \frac{M_R}{M_H} \sqrt{\frac{R}{M_H}} \\ &\simeq 10 \frac{M_H}{a_H} \frac{M_R}{10^7 M_\odot} \frac{10^8 M_\odot}{M_H} \sqrt{\frac{R}{10^4 M_H}}, \end{aligned} \quad (3.53)$$

le moment cinétique de l'anneau étant supérieur à celui du trou noir malgré une masse inférieure.

Une distribution aplatie d'étoiles (ellipsoïde) peut elle aussi astreindre à la précession le trou noir situé au centre d'un amas stellaire. Si ce dernier ne présente pas de rotation, seule la précession des marées entre en jeu :

$$\mathcal{E}_{xx}^* = -2\pi\rho_* I_x, \quad \mathcal{E}_{yy}^* = -2\pi\rho_* I_y, \quad \mathcal{E}_{zz}^* = -2\pi\rho_* I_z, \quad (3.54)$$

avec

$$I_x + I_y + I_z = 0.$$

Les paramètres I dépendent de la forme de la distribution. Dans le cas d'un amas à symétrie axiale, on retrouve (cf. (3.46)) :

$$\Omega_T = -\frac{3}{2} a_H \mathcal{E}_{zz}^* \cos \theta e_z = 3\pi\rho_* a_H I_z \cos \theta e_z, \quad (3.55)$$

où θ représente l'angle formé par l'axe de symétrie de l'amas et le moment cinétique du trou noir. Cela entraîne une précession du trou noir avec

$$\Omega_T \simeq \pi G^2 c^{-3} M_H (a_H/M_H) I_z \simeq \frac{1}{10^8 \text{ ans}} \frac{\rho_*}{10^8 M_\odot/\text{pc}^3} \frac{M_H}{10^8 M_\odot} \frac{a_H}{M_H} I_z. \quad (3.56)$$

Pour des densités stellaires $\rho_* \ll 10^8 M_\odot/\text{pc}^3$, la durée des précessions devient trop importante.

Lorsque deux galaxies entrent en collision, il peut également se former un système binaire de deux trous noirs. Comme ceux-ci possèdent un moment cinétique, la précession géodésique joue un rôle important dans ce cas. Sa durée peut atteindre $\simeq 10^4$ ans, si deux trous noirs de $10^8 M_\odot$ s'approchent suffisamment l'un de l'autre ($R \leq 10^{17}$ cm) (voir Begelman *et al.*, 1980).

Exercice : Calculer la période orbitale d'un système binaire de deux trous noirs supermassifs de masses M_H et $m < M_H$.

$$P_{\text{orb.}} \simeq 1,6 \text{ an } M_{H,8}^{-1/2} \left(\frac{R}{0,01 \text{ a.l.}} \right)^{3/2}.$$

Cette orbite varie en raison d'une perte d'énergie par rayonnement d'ondes gravitationnelles en l'espace d'un temps donné par

$$t_{\text{RG}} \simeq 3 \times 10^5 \text{ ans } \left(\frac{m}{M_H} \right)^{-1} M_{H,8}^{-1} \left(\frac{R}{0,01 \text{ a.l.}} \right)^4.$$

La période de la précession géodésique vaut :

$$P_{\text{géod.}} \simeq 600 \text{ ans } \left(\frac{M_H}{m} \right) M_{H,8}^{-3/2} \left(\frac{R}{0,01 \text{ a.l.}} \right)^{5/2}.$$

Quels effets peut cela-t-il produire sur la morphologie des jets ?

3.3. Energie rotationnelle et lois de la dynamique des trous noirs

3.3.1. Gravité de surface et vitesse de rotation des trous noirs

A proximité de l'horizon, on peut développer la fonction lapse :

$$\begin{aligned} \alpha(r_H) &= 0 \quad , \quad r_H = M_H + \sqrt{M_H^2 - a_H^2} \\ \alpha_H^2 &= \frac{\rho_H^2}{\Sigma^2} \Delta \simeq \left(1 - \frac{a_H^2 \sin^2 \theta}{2M_H r_H} \right) \left(\frac{r_H - M_H}{M_H r_H} \right) (r - r_H). \end{aligned} \quad (3.57)$$

L'horizon d'un trou noir statique est sphérique. En revanche, en cas de rotation, cet horizon est déformé par les forces centrifuges :

$$\begin{aligned} ds_H^2 &= \rho_H^2 d\theta^2 + R_H^2 d\phi^2 = \gamma_{AB} dx^A dx^B \\ \rho_H^2 &= r_H^2 + a_H^2 \cos^2 \theta = 2M_H r_H - a_H^2 \sin^2 \theta \\ R_H &= \frac{\Sigma_H}{\rho_H} \sin \theta = \frac{2M_H r_H \sin \theta}{\sqrt{r_H^2 + a_H^2 \cos^2 \theta}}. \end{aligned} \quad (3.58)$$

La circonférence à l'équateur vaut :

$$C_H = 2\pi R_H = 4\pi M_H \quad (3.59)$$

et ne dépend pas du moment cinétique J_H . L'aire du trou noir est définie par

$$\begin{aligned} A_H &= \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \sqrt{g_{\theta\theta} g_{\phi\phi}} d\phi d\theta \\ &= 2\pi \int_0^\pi \sqrt{\sin^2 \theta \Sigma^2} d\theta \\ &= 4\pi (r_H^2 + a_H^2) = 8\pi M_H r_H. \end{aligned} \quad (3.60)$$

Un FIDO mesurerait au voisinage du trou noir une force divergente $g_H = -\nabla \ln \alpha \mapsto \infty$. En renormant cette force (sur le temps t), on obtient la *gravité de surface* du trou noir

$$g_H \mapsto \alpha_H g_H = -g_H \mathbf{n} \quad , \quad g_H = c^2 \frac{r_H - M_H}{2M_H r_H}, \quad (3.61)$$

où $\mathbf{n} = \nabla \alpha / |\nabla \alpha| = \mathbf{e}_r$ est la normale à l'horizon.

La gravité de surface g_H et la vitesse de rotation Ω_H d'un trou noir sont constantes à l'horizon (c'est-à-dire indépendantes de l'angle θ). Sa surface se comporte donc comme un corps rigide (loi n°0 de la dynamique des trous noirs).

3.3.2. Première loi de la dynamique des trous noirs

L'énergie de masse totale $M_H c^2$ d'un trou noir se compose de deux termes, tout comme l'énergie d'une étoile en rotation. On considère à cet effet l'aire $A_H = 8\pi M_H r_H$ (3.60). En l'utilisant dans l'expression $A_H = 4\pi (r_H^2 + a_H^2)$, on obtient :

$$A_H = 4\pi (r_H^2 + a_H^2) = 4\pi r_H^2 + 4\pi \frac{J_H^2}{M_H^2} = \frac{A_H^2}{16\pi M_H^2} + 4\pi \frac{J_H^2}{M_H^2}. \quad (3.62)$$

En exprimant cette relation en fonction de M_H , on obtient une masse en fonction de l'aire et du moment cinétique :

$$M_H = M_H(A_H, J_H) = \sqrt{\frac{A_H}{16\pi} + 4\pi \frac{J_H^2}{A_H}}. \quad (3.63a)$$

L'énergie totale se décompose donc en deux termes, le second représentant l'énergie de rotation. On peut montrer que la gravité de surface g_H et la vitesse de rotation du trou noir Ω_H constituent les variables "intensives" correspondant aux variables extensives A_H et J_H :

$$\frac{g_H}{8\pi} = \left(\frac{\partial M_H}{\partial A_H} \right)_{J_H}, \quad \Omega_H = \left(\frac{\partial M_H}{\partial J_H} \right)_{A_H}. \quad (3.64a)$$

La première loi de la dynamique des trous noirs est donc donnée par :

$$dM_H = \frac{g_H}{8\pi} dA_H + \Omega_H dJ_H \quad (3.65a)$$

pour le passage d'un état stationnaire à un autre. L'analogie avec le premier principe de la thermodynamique est établie dans le cas où l'aire A_H du trou noir a la signification d'une entropie et la gravité de surface g_H celle d'une température. Les constantes de proportionnalité ne peuvent être obtenues à partir de la théorie classique.

En 1974, Hawking (1974) montra qu'un trou noir produit effectivement un rayonnement thermique, comme si l'horizon possédait une température T_H

$$T_H = \frac{\hbar}{2\pi k_B c} g_H \simeq 6,17 \times 10^{-8} \text{ K } \frac{M_\odot}{M_H}. \quad (3.66a)$$

On peut donc aussi attribuer aux trous noirs une entropie, qui est proportionnelle à leur aire :

$$S_H = \frac{k_B}{4\hbar} A_H = \frac{k_B}{4} \frac{\text{aire de l'horizon}}{(\text{longueur de Planck} = 1,6 \times 10^{-33} \text{ cm})^2}, \quad (3.66b)$$

(où la longueur de Planck est $L_P = \sqrt{\hbar G/c^3}$), ce qui donne pour un trou noir statique une entropie étonnamment élevée :

$$S_H = \frac{16\pi k_B}{4\hbar} M_H^2 = 1,05 \times 10^{77} k_B (M_H/M_\odot)^2. \quad (3.64)$$

Celle des trous noirs stellaires équivaut à $10^{19} S_\odot$, soit $\simeq 10^{58} k_B$. Quant aux trous noirs supermassifs, leur température est si faible que le rayonnement de Hawking ne parvient pas à réduire l'entropie. Mais, en principe, il demeure toujours possible de soustraire à un trou noir son moment cinétique. Son entropie (autrement dit son aire) serait alors la même que celle du trou noir initial (processus réversible). Cela correspond à une masse

$$M_H = \sqrt{\frac{A_H}{16\pi}} = M_{\text{irr}} = \frac{1}{2} \sqrt{r_H^2 + a_H^2}, \quad (3.68)$$

qu'on appelle pour cette raison masse irréductible du trou noir. Masse irréductible, aire et entropie S_H sont autant d'expressions équivalentes pour les trous noirs. On peut donc aussi écrire la première loi sous la forme suivante :

$$dM_H = T_H dS_H + \Omega_H dJ_H, \quad (3.65b)$$

où la température T_H et la vitesse de rotation Ω_H désignent maintenant les variables "intensives" :

$$T_H = \left(\frac{\partial M_H}{\partial S_H} \right)_{J_H}, \quad \Omega_H = \left(\frac{\partial M_H}{\partial J_H} \right)_{S_H}. \quad (3.64b)$$

On obtient alors pour l'énergie totale :

$$M_H = M_H(S_H, J_H) = \sqrt{\frac{\hbar}{4\pi k_B} S_H + \frac{\pi k_B}{\hbar} \frac{J_H^2}{S_H}}. \quad (3.63b)$$

Il est à remarquer que l'énergie totale $M_H c^2$ n'est pas homogène du 1^{er} degré dans les variables extensives, mais du degré 1/2. Par conséquent, le théorème d'Euler appliqué sur des fonctions homogènes (formule de Smarr, 1973a; 1973b) donne pour la masse d'un trou noir :

$$M_H = \frac{g_H}{4\pi} A_H + 2 \Omega_H J_H = 2 T_H S_H + 2 \Omega_H J_H. \quad (3.69a)$$

Si de surcroît le trou noir est enclavé au sein de la matière, décrite par le tenseur énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$, on obtient alors pour la masse totale M^∞ et le moment cinétique total J^∞ , mesurés dans le domaine asymptotique :

$$M^\infty = \frac{g_H}{4\pi} A_H + 2 \Omega_H J_H + \int_{\Sigma} (2T_\nu^\mu - T \delta_\nu^\mu) \xi^\nu d\sigma_\mu, \quad (3.69b)$$

$$J^\infty = J_H - \int_{\Sigma} T_\nu^\mu m^\nu d\sigma_\mu. \quad (3.69c)$$

L'intégration s'étend ici sur une hypersurface du genre espace Σ , coupant l'horizon en une surface 2D.

Ces considérations conduisent à l'énergie rotationnelle d'un trou noir

$$E_{\text{rot}} = M_H - M_{\text{irr}} = \sqrt{M_{\text{irr}}^2 + \frac{J_H^2}{4M_{\text{irr}}^2}} - M_{\text{irr}}, \quad (3.70)$$

ou encore

$$E_{\text{rot}} = M_H - \sqrt{\frac{1}{2} M_H \left(M_H + \sqrt{M_H^2 - a_H^2} \right)} \simeq 5 \times 10^{61} \text{ ergs} \left(\frac{a_H}{M_H} \right)^2 M_{H,8}. \quad (3.71)$$

La valeur maximale de cette énergie vaut par suite :

$$E_{\text{rot,max}} = \left(1 - \sqrt{1/2} \right) M_H c^2 = 0,29 M_H c^2, \quad (3.72a)$$

ce qui signifie que 29 % de l'énergie totale d'un trou noir en rotation extrêmement rapide se trouvent dans la rotation. Il n'y a que dans les objets à rotation lente que les énergies s'ajoutent linéairement, avec une énergie rotationnelle

$$E_{\text{rot}} \simeq \frac{1}{2} I_H \Omega_H^2, \quad I_H = M_H r_H^2 = 4 M_H^3. \quad (3.72b)$$

Les trous noirs en rotation rapide recèlent ainsi une quantité d'énergie nettement supérieure à celle des "rotateurs" supermassifs de même masse. Un trou noir dispose donc parallèlement à l'énergie d'accrétion d'une seconde source d'énergie. Si cette énergie peut être libérée durant l'activité du noyau,

cela produit une luminosité comparable à celle engendrée par l'accrétion. Ce phénomène est à rapprocher de la libération de l'énergie rotationnelle d'une étoile à neutrons au stade de pulsar. Cette analogie amène à penser qu'il existe également deux catégories de noyaux actifs. Dans la première, l'énergie est produite par l'accrétion, dans la seconde, par la rotation.

3.3.3. Deuxième et troisième lois de la dynamique des trous noirs

L'analogie entre l'aire A_H et l'entropie S_H amène à penser que l'aire d'un trou noir en rotation ne peut être réduite par aucun processus. C'est d'ailleurs la signification de la masse irréductible. Cela se déduit en fait de l'étude des horizons qui sont fonctions du temps (Carter, 1979). Lorsqu'on renorme sur le temps universel t , le champ de vitesses du FIDO $U_{\text{FIDO}} = \frac{1}{\alpha}(\xi + \omega m)$ devient à l'horizon champ vectoriel du genre lumière. On a :

$$l = \xi + \Omega_H m \quad , \quad l^\mu = \frac{dx^\mu}{dt} \quad , \quad l^\mu l_\mu = 0 \quad , \quad (3.73)$$

où l désigne le champ des générateurs de l'horizon 3D. Il est en tant que tel géodésique (les photons s'échappent à l'horizon). Un horizon non-stationnaire sera lui aussi engendré par ce champ géodésique nul l avec un paramètre t dont la signification s'apparente à celle dans la géométrie de Kerr. La tranche spatiale de l'horizon prend alors l'aspect d'un bulle de savon compacte se déplaçant et se modifiant avec t . Cette bulle S_H ne présente en général pas de symétrie axiale, si bien que l'on a :

$$l = \partial_t + v^A \frac{\partial}{\partial x^A} \quad , \quad A = 2, 3 \quad , \quad \nabla_l l = g_H l \quad . \quad (3.74)$$

Sa métrique est généralement fonction du temps :

$$ds^2_{|S_H} = \gamma_{AB}(t) dx^A dx^B \quad . \quad (3.75)$$

$\gamma = \det \gamma_{AB}$ définit un élément de surface $dS_H = \sqrt{\gamma} dx^2 dx^3$, dont l'expansion et le cisaillement de vitesses sont respectivement décrits par les paramètres

$$\Theta_H = \frac{1}{2} \gamma^{AB} \frac{d\gamma_{AB}}{dt} \quad (3.76)$$

et

$$2\sigma_{AB}^H = \frac{d\gamma_{AB}}{dt} - \Theta_H \gamma_{AB} \quad , \quad \sigma_A^{H,A} = 0 \quad . \quad (3.77)$$

On obtient alors pour l'évolution de la surface avec le temps :

$$\frac{D dS_H}{dt} = \Theta_H dS_H \quad . \quad (3.78)$$

L'expansion et le cisaillement satisfont donc à des identités géométriques (équation de Raychoudhuri)

$$\frac{d\Theta_H}{dt} - g_H \Theta_H = -8\pi D \quad (3.79)$$

$$\text{avec } 8\pi D = \frac{1}{2} \Theta_H^2 + \sigma_{AB}^H \sigma^{H,AB} + R_{\alpha\beta} l^\alpha l^\beta ,$$

$$\frac{d\sigma_{AB}^H}{dt} - (g_H - \Theta_H) \sigma_{AB}^H = +(2\sigma_{AC}^H + \gamma_{AC} \Theta_H) \sigma_B^{H,C} - \mathcal{E}_{AB}^H , \quad (3.80)$$

où $\mathcal{E}_{AB}^H$ représente les forces de marée à l'horizon.

En particulier, l'accroissement des éléments de surface est donné par :

$$\ln \left(\frac{dS_1}{dS_0} \right) = \int_{t_0}^{t_1} \Theta_H dt \quad (3.81)$$

Dans le cas d'une transition entre deux états stationnaires, il suit de (3.79) :

$$\delta(dS_H) = \frac{8\pi}{g_H} dS_H \int_{t_0}^{t_1} \left(\frac{1}{16\pi} \Theta_H^2 + \frac{1}{8\pi} \sigma_{AB}^H \sigma^{H,AB} + \frac{1}{8\pi} R_{\alpha\beta} l^\alpha l^\beta \right) dt . \quad (3.81)$$

De là, on déduit à l'aide de l'équation d'Einstein la variation de l'aire de l'horizon :

$$\delta A_H = \oint \frac{8\pi}{g_H} dS_H \int_{t_0}^{t_1} \left(\frac{1}{16\pi} \Theta_H^2 + \frac{1}{8\pi} \sigma_{AB}^H \sigma^{H,AB} + T_{\alpha\beta} l^\alpha l^\beta \right) dt \geq 0 . \quad (3.82)$$

Le premier terme décrit la dissipation d'énergie des générateurs d'horizon sous l'effet de l'expansion et du cisaillement de vitesses, le second, le flux d'énergie pénétrant dans le trou noir. La deuxième loi de la dynamique des trous noirs s'énonce alors :

Dans un processus d'accrétion classique, de même que pour toute interaction entre matière et rayonnement avec le trou noir, l'aire A_H d'un trou noir ne peut jamais décroître avec le temps.

Cette loi signifie également qu'un horizon stationnaire ne peut connaître ni expansion ni cisaillement.

$$\Theta_H = 0 = \sigma_{AB}^H \sigma^{H,AB} , \quad R_{\alpha\beta} l^\alpha l^\beta = 0 . \quad (3.83)$$

Elle implique en outre que lors d'une éventuelle collision entre deux trous noirs – par exemple au centre d'une galaxie – l'aire du trou noir résultant est toujours plus élevée que la somme des aires des deux trous noirs initiaux. Autrement dit, on a :

$$M_H \left(M_H + \sqrt{M_H^2 - a_H^2} \right) \geq M_1 \left(M_1 + \sqrt{M_1^2 - a_1^2} \right) + M_2 \left(M_2 + \sqrt{M_2^2 - a_2^2} \right) .$$

On en déduit pour l'efficacité de l'énergie gagnée :

$$\epsilon = \frac{M_1 + M_2 - M_H}{M_1 + M_2} < \frac{1}{2}.$$

Dans le cas d'une collision de deux trous noirs statiques de même masse, il résulte : $\epsilon \leq 1 - 1/\sqrt{2} = 0,293$.

La forme explicite de la gravité de surface (3.61) (respectivement de la température) suggère une troisième loi :

Il est impossible d'annuler la gravité de surface g_H en un nombre fini de transformations effectuées sur un état stationnaire; plus le trou noir tourne vite, plus il sera difficile d'atteindre l'état du trou noir de Kerr maximal.

L'analogie entre la thermodynamique et les lois de la dynamique des trous noirs peut donc se résumer comme suit :

loi	thermodynamique	trous noirs
n° 0	$T = \text{const.}$ à l'équilibre thermique	$g_H = \text{const.}$ à l'horizon d'un trou noir stationnaire
n° 1	$dE = TdS + dW$	$dM_H = (g_H/8\pi) dA_H + \Omega_H dJ_H$
n° 2	$\delta S \geq 0$ pour tout processus	$\delta A_H \geq 0$ pour tout processus
n° 3	$T = 0$ irréalisable	$g_H = 0$ irréalisable

L'évolution de l'horizon stationnaire se déduit de l'équation

$$\left(-\frac{d}{dt} + g_H\right) y = 0 \quad , \quad y = (\Theta_H, \sigma^H),$$

où g_H désigne la gravité constante de surface du trou noir. Or, la solution

$$y = \text{const } e^{g_H t}$$

est divergente pour $t \mapsto \infty$. Il s'agit donc de chercher des solutions telles que $y \mapsto 0$ pour $t \mapsto \infty$ ("condition téléologique"), ce qui exige que la croissance exponentielle ait lieu avant la perturbation de l'horizon. A cet effet, on considère la fonction de Green $G(t, t')$, suffisant à la relation suivante :

$$\left(-\frac{d}{dt} + g_H\right) G(t, t') = \delta(t - t')$$

c'est-à-dire

$$\begin{aligned} G(t, t') &= \exp(g_H(t - t')) \text{ pour } t < t' \\ &= 0 \text{ pour } t > t'. \end{aligned}$$

La solution de l'expansion est alors :

$$\Theta_H(t) = \int_t^\infty 8\pi G(t, t') D(t') dt'$$

avec

$$D = \frac{1}{8\pi} \left(\frac{1}{2} \Theta_H^2 + \sigma_{AB}^H \sigma^{H,AB} + R_{\mu\nu} l^\mu l^\nu \right).$$

Cette solution acausale est possible, du fait que l'horizon lui-même n'est pas causal. En approximation quasi-stationnaire (cf. thermodynamique), on part du principe que la durée des perturbations dépasse nettement le temps de relaxation, en l'espace duquel le système regagne l'état d'équilibre. Pour les trous noirs, ce temps de relaxation vaut $\tau_R = 1/g_H$. Il s'ensuit :

$$\ln \left(\frac{dS_1}{dS_0} \right) = \int_{t_0}^{t_1} \Theta dt = \left(\int_{t_0}^{t_1} dt' \int_{t_0}^{t_1} dt + \int_{t_1}^\infty dt' \int_{t_0}^{t_1} dt \right) e^{g_H(t-t')} 8\pi D(t'),$$

ou

$$\ln \left(\frac{dS_1}{dS_0} \right) = \frac{8\pi}{g_H} \int_{t_0}^{t_1} dt (1 - e^{-g_H t}) D + \frac{e^{g_H t_1} - 1}{g_H} \int_{t_1}^\infty dt e^{-g_H t} 8\pi D.$$

En supposant que la durée de la dissipation se limite à une courte période et que $t \gg \tau_R$, on aboutit à

$$\ln \left(\frac{dS_1}{dS_0} \right) = \frac{8\pi}{g_H} \int_{t_0}^{t_1} D(t) dt.$$

3.3.4. Evolution des trous noirs de Kerr

Tous les paramètres caractéristiques d'un trou noir en rotation sont non seulement des variables de la mécanique, mais aussi de la thermodynamique. Dans le cas de l'énergie, l'entropie et le moment cinétique constituent les variables indépendantes, mais on peut tout aussi bien choisir la température et l'entropie, ou encore la vitesse angulaire et le moment cinétique comme variables indépendantes (Okamoto & Kaburaki, 1990). Il est ainsi possible d'étudier les évolutions d'un trou noir dans l'espace des états, notamment lors des processus adiabatiques

$$dS_H = 0 \quad , \quad dM_H = \Omega_H dJ_H, \quad (3.84)$$

ou encore lors de processus présentant un équilibre entre la production d'entropie et l'extraction d'énergie rotationnelle

$$-dM_H = T_H dS_H = -\frac{1}{2} \Omega_H dJ_H. \quad (3.85)$$

Phénomène important en particulier, l'accrétion de gaz augmente continuellement la vitesse de rotation initialement lente d'un trou noir (Bardeen, 1970). Ce processus s'apparente à l'accélération d'une étoile à neutrons sous l'effet de l'accrétion (aboutissant à des pulsars milli-secondes). A condition que le gaz dévie de sa trajectoire marginalement stable (voir 3.4) pour tomber sur le trou noir, toutes les particules emportent un moment cinétique et une énergie interne spécifiques

$$dM_H = E_{\text{in}} dM_0 \quad , \quad dJ_H = L_{\text{in}} dM_0 \quad , \quad r_{\text{in}} = r_{\text{ms}} . \quad (3.86a)$$

On en déduit alors l'évolution du trou noir à partir de l'équation

$$\frac{d(a_H/M_H)}{d \ln M_H} = \frac{1}{M_H} \frac{L_{\text{in}}}{E_{\text{in}}} - 2 \frac{a_H}{M_H} \quad , \quad \frac{dM_H}{dM_0} = E_{\text{in}} \quad , \quad (3.86b)$$

avec $E_{\text{in}} = E_{\text{in}}(M_H, a_H/M_H)$, et $L_{\text{in}} = L_{\text{in}}(M_H, a_H/M_H)$. En intégrant ces dernières équations (Bardeen, Press & Teukolsky, 1972s), on obtient :

$$a_H/M_H = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{M_i}{M_H} \left(4 - \sqrt{18M_i^2/M_H^2 - 2} \right) \quad , \quad a_H(M_i) = 0 \quad , \quad (3.87a)$$

$$M_0 - M_{0i} = 3M_i \left(\sin^{-1}(M_H/3M_i) - \sin^{-1}(1/3) \right) \quad , \quad (3.87b)$$

$$1 \leq M_H/M_i \leq \sqrt{6} \quad ,$$

et plus particulièrement pour $a_H \mapsto 1$

$$M_0 - M_{0i} = 3M_i \left(\sin^{-1}(\sqrt{2/3}) - \sin^{-1}(1/3) \right) + \sqrt{3} \left(M_H - \sqrt{6}M_i \right) \quad ,$$

$$M_H/M_i \geq \sqrt{6} \quad , \quad (3.88)$$

où M_H est la masse totale du trou noir, M_0 la masse accrétée, et M_i, M_{0i} les valeurs initiales respectives. Ces équations signifient qu'un trou noir de Schwarzschild de masse M_i et tel que $a_H = 0$ se transforme en trou noir de Kerr maximal avec $a_H = M_H$ sous l'effet de l'accrétion d'une masse de repos $\Delta M_0 = 1,8464 M_i$ et d'une masse totale $\Delta M = (\sqrt{6} - 1)M_i = 1,4459 M_i$.

Si $M_H = \sqrt{6}M_i$, on a $S_H = 3S_i$, où S_i désigne l'entropie initiale, et par là un accroissement d'entropie $\Delta S = 2S_i$. Il en résulte une expansion du rayon de l'horizon d'un facteur $\sqrt{6}/2 = 1,2247$. Pour la masse irréductible $M_{\text{irr}} = M_H/\sqrt{2} = \sqrt{3} M_i$, on a alors $\Delta M_{\text{irr}} = (\sqrt{3} - 1)M_i = 0,7321 M_i$ et par suite $\Delta E_{\text{rot}} = (\sqrt{6} - \sqrt{3})M_i = 0,7174 M_i$. L'énergie rotationnelle représente donc 29% de la masse totale M_H , tout en provenant à 49 % de la masse accrétée ΔM .

Le fait que l'état de Kerr maximal est réalisé par l'accrétion d'une masse finie semble en contradiction avec la 3^{ème} loi de la dynamique des trous noirs. Cela signifierait en effet qu'un autre processus devrait venir modifier ce résultat. Kip Thorne a mis par exemple en évidence que la capture de photons ne peut aboutir qu'à un état où $a_H \simeq 0,998 M_H$. Mais force est de

constater qu'un trou noir en rotation rapide ne peut plus accréter parce que le cisaillement inverse son signe dans la région la plus centrale. Par ailleurs, il faut également tenir compte des effets magnétiques qui font perdre au trou noir une partie de son moment cinétique (voir 3.7).

Toutefois, ces calculs montrent qu'un trou noir en rotation initialement lente atteindra de toute façon l'état de rotation rapide au cours de son histoire d'accrétion, ne serait-ce qu'avec $a_H < M_H$. Il est donc très vraisemblable qu'un trou noir parvienne à un état d'équilibre pour $a_H \simeq 0,8M_H$. Ainsi, les trous noirs tels qu'ils sont "vus" dans les NAG à forte accrétion (QSO), se caractérisent obligatoirement par une rotation rapide. Ce fait est à prendre en compte notamment pour déterminer les spectres des disques d'accrétion.

3.4. Mécanique céleste dans le champ gravitationnel des trous noirs en rotation

A proximité d'un trou noir supermassif situé au centre d'une galaxie, les étoiles se meuvent sur les géodésiques de la métrique de Kerr. De la même façon, les photons émis par exemple par un disque d'accrétion autour d'un trou noir en rotation se déplacent sur les géodésiques nulles de la métrique de Kerr. Ils subissent un décalage vers le rouge ainsi qu'un décalage Doppler, et leur trajectoire est déviée par les effets de lentille gravitationnelle.

Les équations de mouvement des particules-test dans la géométrie de Kerr sont entièrement intégrables (cf. Misner-Thorne-Wheeler). De façon générale, l'énergie, le moment cinétique et la masse de repos sont des constantes du mouvement dans un espace-temps stationnaire et à symétrie axiale :

$$E = p_\alpha \xi^\alpha = p_t = g_{tt} p^t + g_{t\phi} p^\phi \quad (3.89)$$

$$L_z = -p_\alpha m^\alpha = -p_\phi = -g_{t\phi} p^t - g_{\phi\phi} p^\phi \quad (3.90)$$

$$m^2 = p^2. \quad (3.91)$$

Toutefois, ces 3 constantes ne permettent pas à elles seules en général de calculer complètement l'intégrale des équations. Carter a cependant découvert en 1968 qu'il existe une 4^{ème} constante du mouvement (à partir de la séparabilité de l'équation de Hamilton-Jacobi). Dans les espaces-temps stationnaires et à symétrie axiale, il existe encore en général deux lois de conservation, qui reposent sur l'existence de tenseurs de Killing (Chandra-sekhar, 1983)

$$K = 2\rho^2 (\mathbf{p} \cdot \mathbf{l}) (\mathbf{p} \cdot \mathbf{n}) - r^2 p^2 \quad (3.92)$$

$$K = 2\rho^2 (\mathbf{p} \cdot \mathbf{m}) (\mathbf{p} \cdot \overline{\mathbf{m}}) + a_H^2 p^2 \cos^2 \theta. \quad (3.93)$$

La métrique peut être exprimée en fonction de la tétrade $\mathbf{l}, \mathbf{n}, \mathbf{m}$:

$$g_{\alpha\beta} = l_\alpha n_\beta + l_\beta n_\alpha - m_\alpha \bar{m}_\beta - m_\beta \bar{m}_\alpha. \quad (3.94)$$

Ces vecteurs ont la forme suivante dans la géométrie de Kerr

$$l = \frac{1}{\Delta} (r^2 + a_H^2, \Delta, 0, a_H) \quad (3.95)$$

$$n = \frac{1}{2\rho^2} (r^2 + a_H^2, -\Delta, 0, a_H) \quad (3.96)$$

$$m = \frac{1}{\bar{\rho}\sqrt{2}} (ia_H \sin \theta, 0, 1, i/\sin \theta), \quad (3.97)$$

avec

$$\bar{\rho} = r + ia_H \sin \theta$$

et

$$l \cdot n = 1, \quad m \cdot \bar{m} = -1 \quad (3.98)$$

On obtient alors pour K :

$$K = \frac{1}{\Delta} (p^t - a_H \Delta \sin^2 \theta p^\phi)^2 - \frac{\rho^4}{\Delta} (p^r)^2 - m^2 r^2 \quad (3.99)$$

et

$$K = (a_H \sin \theta p^t - (r^2 + a_H^2) \sin \theta p^\phi)^2 + \rho^4 (p^\theta)^2 + m^2 a_H^2 \cos^2 \theta. \quad (3.100)$$

D'autre part, les expressions de E et L_z permettent d'obtenir les relations suivantes :

$$a_H \sin \theta p^t - (r^2 + a_H^2) \sin \theta p^\phi = a_H E \sin \theta - L_z / \sin \theta \quad (3.101)$$

et

$$\Delta p^t - a_H \Delta \sin^2 \theta p^\phi = (r^2 + a_H^2) E - a_H L_z. \quad (3.102)$$

Les deux expressions de K peuvent donc être réécrites sous les formes suivantes :

$$K = \frac{1}{\Delta} ((r^2 + a_H^2) E - a_H L_z)^2 - \frac{\rho^4}{\Delta} (p^r)^2 - m^2 r^2 \quad (3.103)$$

$$K = (a_H E \sin \theta - L_z / \sin \theta)^2 + \rho^4 (p^\theta)^2 + m^2 a_H^2 \cos^2 \theta. \quad (3.104)$$

En résolvant en fonction des impulsions, on obtient

$$\rho^4 (p^r)^2 = ((r^2 + a_H^2) E - a_H L_z)^2 - \Delta (m^2 r^2 + K) \quad (3.105)$$

$$\rho^4 (p^\theta)^2 = -(a_H E \sin \theta - L_z / \sin \theta)^2 + K - m^2 a_H^2 \cos^2 \theta. \quad (3.106)$$

On utilise souvent au lieu de K le paramètre Q donné par

$$Q = K - (L_z - a_H E)^2. \quad (3.107)$$

On peut alors écrire intégralement les quadri-impulsions des géodésiques :

$$\begin{aligned} \rho^2 \frac{dr}{d\lambda} &= \sqrt{\mathcal{R}} \\ &= \sqrt{(E(r^2 + a_H^2) - L_z a_H)^2 - \Delta(m^2 r^2 + (L_z - a_H E)^2 + Q)} \quad (3.108) \end{aligned}$$

$$\rho^2 \frac{d\theta}{d\lambda} = \sqrt{Q - \cos^2 \theta \left(a_H^2 (m^2 - E^2) + \frac{L_z^2}{\sin^2 \theta} \right)} \quad (3.109)$$

$$\alpha^2 \frac{d\phi}{d\lambda} = \omega E + \frac{L_z}{R^2} \left(1 - \frac{2M_H r}{\rho^2} \right) \quad (3.110)$$

$$\alpha^2 \frac{dt}{d\lambda} = E - \omega L_z. \quad (3.111)$$

avec $\lambda = \tau/m$, τ étant le temps propre. On en déduit également les géodésiques nulles, pour $m \mapsto 0$. La fonction $\mathcal{R}$ peut être ordonnée suivant les puissances de r (polynôme du 4^{ème} degré) :

$$\mathcal{R} = E^2 r^4 + (a_H^2 E^2 - L_z^2 - Q) r^2 - m^2 \Delta r^2 + 2M_H r (Q + (L_z - a_H E)^2) - a_H^2 Q. \quad (3.112)$$

Les racines de $\mathcal{R} = 0$ donnent les points de retour dans la direction radiale. Ces relations permettent entre autre d'étudier le mouvement des particules dans le plan équatorial (orbites képlériennes), avec $p_\theta = 0$ et $Q = 0$:

$$\begin{aligned} r^3 \left(\frac{dr}{d\lambda} \right)^2 &= E^2 (r^3 + a_H^2 r + 2M_H a_H^2) - 4a_H M_H E L_z \\ &\quad - (r - 2M_H) L_z^2 - m^2 \Delta r, \quad (3.113) \end{aligned}$$

$$\frac{d\phi}{d\lambda} = \frac{(r - 2M_H) L_z + 2a_H M_H E}{r \Delta}. \quad (3.114)$$

Dans la géométrie de Schwarzschild ($a_H = 0$), ces équations se simplifient en

$$\left(\frac{dr}{d\lambda} \right)^2 = E^2 - V^2 \quad (3.115)$$

$$\frac{d\phi}{d\lambda} = \frac{L_z}{r^2}, \quad (3.116)$$

avec

$$V^2 = \left(1 - \frac{2M_H}{r} \right) \left(1 + \frac{L_z^2}{r^2} \right). \quad (3.117)$$

La fonction $V(r)$ peut être interprétée comme le *potentiel effectif* du mouvement (fig. 3.6). Contrairement au potentiel de Newton, $V = 0$ a toujours une racine au rayon de Schwarzschild. Les minima du potentiel effectif correspondent aux orbites képlériennes stables, les maxima aux orbites instables. Les différentes courbes sont paramétrées par le moment cinétique spécifique $L_z/(GM_H/c)$. Si celui-ci tombe en deçà du seuil critique de $2\sqrt{3} = 3,464$, il n'existe alors plus d'orbites stables ("last stable orbit"

$r_{\text{ms}} = 6M_H$). La structure du trou noir interdit en effet l'existence d'orbites stables dans son voisinage immédiat.

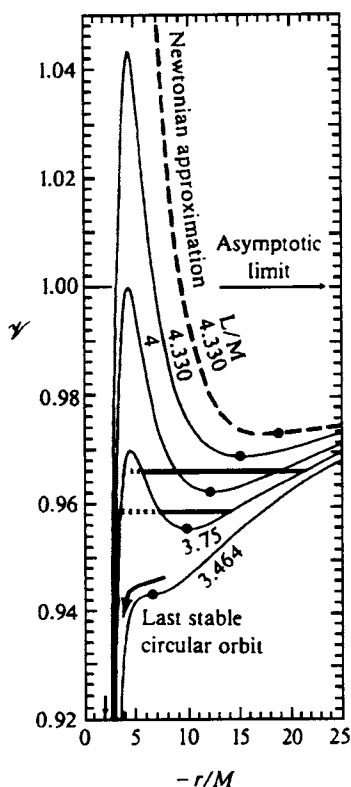


Fig. 3.6 Potentiel effectif d'un trou noir de Schwarzschild pour des trajectoires du genre temps dans le plan équatorial. Les courbes sont paramétrées par le moment cinétique spécifique. Les minima correspondent aux orbites stables, les maxima aux instables (Misner, Thorne & Wheeler, 1973b).

Dans le cas d'un trou noir en rotation, on peut résoudre les équations de l'énergie $\gamma = E/m$ et du moment cinétique spécifique $L = L_z/m$ pour des orbites circulaires

$$\left(\frac{dr}{d\lambda}\right)^2 + W(r) = 0 \quad , \quad W(r) = 0 \quad , \quad \frac{dW(r)}{dr} = 0 \quad ,$$

d'où il suit

$$\gamma = \frac{r^2 - 2M_H r \pm a_H \sqrt{M_H r}}{r \sqrt{r^2 - 3M_H r \pm 2a_H \sqrt{M_H r}}} \quad (3.118)$$

$$L = \pm \frac{\sqrt{M_H r} (r^2 \mp 2a_H \sqrt{M_H r} + a_H^2)}{r \sqrt{r^2 - 3M_H r \pm 2a_H \sqrt{M_H r}}}. \quad (3.119)$$

Le signe supérieur concerne toujours les orbites progrades, celui inférieur les orbites rétrogrades ($a_H \geq 0$). Les trajectoires atteignent la vitesse de la lumière pour $r = r_{\text{ph}}$, avec

$$r_{\text{ph}} = 2M_H \left(1 + \cos \left(\frac{2}{3} \cos^{-1} (\mp a_H/M_H) \right) \right), \quad (3.120)$$

mais elles sont instables.

La dernière orbite stable se déduit de l'étude du potentiel effectif $W(r)$ en posant $d^2W/dr^2 = 0$. On a :

$$r_{\text{ms}}^2 - 6M_H r_{\text{ms}} \pm 8a_H \sqrt{M_H r_{\text{ms}}} - 3a_H^2 = 0,$$

avec pour solution

$$r_{\text{ms}} = M_H \left(3 + Z_2 - \sqrt{(3 - Z_1)(3 + Z_1 + 2Z_2)} \right), \quad (3.121)$$

où

$$Z_1 = 1 + (1 - a_H^2/M_H^2)^{1/3} \left((1 + a_H/M_H)^{1/3} + (1 - a_H/M_H)^{1/3} \right)$$

et $Z_2 = \sqrt{3a_H^2/M_H^2 + Z_1^2}.$ (3.122)

Le troisième rayon remarquable est tel que $E = m$, et caractérise l'orbite marginalement liée :

$$r_{\text{ml}} = \left(\sqrt{M_H} + \sqrt{M_H - a_H} \right)^2. \quad (3.123)$$

Ces trois rayons caractéristiques sont représentés en figure 3.7 en fonction du moment cinétique a_H . Au fur et à mesure que le moment cinétique s'accroît, les orbites se concentrent de plus en plus vers le trou noir. Mais la relation $r_{\text{ms}} > r_{\text{ml}} > r_{\text{ph}}$ est toujours vérifiée. A partir de la définition de la fréquence de rotation

$$\Omega = \frac{d\phi}{dt} = \frac{d\phi}{d\tau} \frac{d\tau}{dt},$$

on détermine la rotation képlérienne

$$\Omega_K = \pm \frac{\sqrt{M_H}}{\sqrt{r^3} \pm \sqrt{M_H a_H}}. \quad (3.124)$$

De l'équation (3.113), on tire l'énergie E :

$$E = \frac{2a_H M_H L_z + \sqrt{L_z^2 r^2 \Delta + m^2 r \Delta + r^3 (dr/d\lambda)^2}}{r^3 + a_H^2 r + 2M_H a_H^2}. \quad (3.125)$$

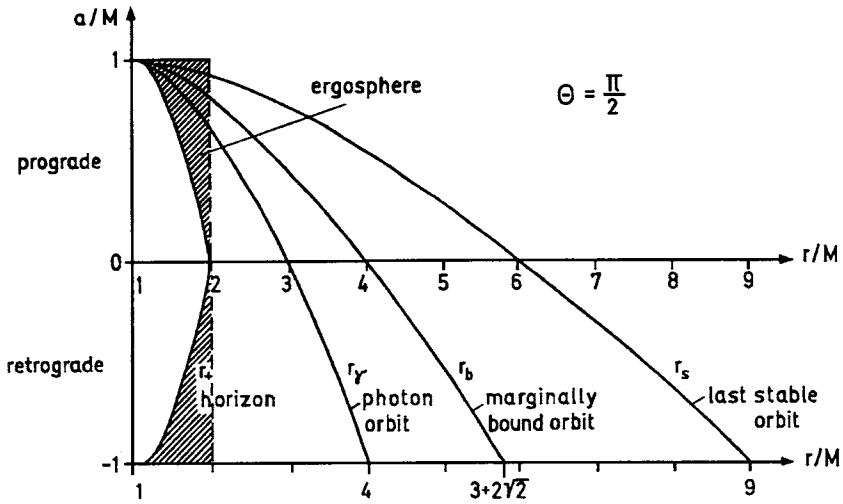


Fig. 3.7 Rayons caractéristiques en fonction du moment cinétique d'un trou noir en rotation (Breuer, 1975).

On a choisi ici la racine positive car elle correspond au sens de progression des cônes de lumière. Si $L_z < 0$, le numérateur peut devenir négatif, et par là l'énergie totale E , ce qui explique pourquoi, à proximité d'un trou noir en rotation, certains mouvements ont une énergie négative. Cela est réalisé lorsque $m \mapsto 0$ (c'est-à-dire pour des mouvements ultra-relativistes) et que $dr/d\lambda \mapsto 0$ (c'est-à-dire pour un mouvement essentiellement azimutal). L'énergie ne peut devenir négative que si et seulement si $r\sqrt{\Delta} < 2a_H M_H$, ce qui est uniquement possible à l'intérieur de l'ergosphère. On peut en effet montrer que de tels mouvements, même pour $\theta < \pi/2$, ne peuvent avoir lieu que dans cette région.

Il existe une classe particulière de géodésiques nulles ($m = 0$) avec pour conditions initiales à l'infini : $d\theta/d\lambda = 0$ et $L_z = a_H E \sin^2 \theta$ ($\mapsto Q = 0$),

$$\frac{dr}{d\lambda} = -E \quad , \quad \frac{d\theta}{d\lambda} = 0 \quad , \quad \frac{d\phi}{d\lambda} = \frac{a_H E}{\Delta} \quad , \quad \frac{dt}{d\lambda} = \frac{(r^2 + a_H^2)E}{\Delta} . \quad (3.126)$$

Les lignes d'univers de ces photons permettent de déterminer les *coordonnées de Kerr* $\tilde{V}$, r , θ et $\tilde{\phi}$ (par analogie aux coordonnées d'Eddington), avec

$$d\tilde{V} = dt + (r^2 + a_H^2) \frac{dr}{\Delta} \quad , \quad d\tilde{\phi} = d\phi + a_H \frac{dr}{\Delta} . \quad (3.127)$$

Exercice : Ce sont les conditions initiales qui déterminent les constantes d'intégration L_z , E et Q . On peut alors résoudre les intégrales des équations

(3.108) – (3.111) et les représenter graphiquement. Etudier en particulier les trajectoires possibles dans le plan équatorial.

Exercice : Le spectre d'un disque d'accrétion autour d'un trou noir est fortement influencé par le décalage Doppler, le décalage vers le rouge et les effets de lentilles gravitationnelles. Tous ces phénomènes peuvent être décrits par une fonction de transfert résultant de la structure des géodésiques nulles (Cunningham, 1975; Viergutz, 1993).

3.5. Equations de Maxwell dans le champ gravitationnel du trou noir

Le formalisme 3+1 (3.4) est tout à fait adapté à la discussion des équations de Maxwell (Durrer & Straumann, 1988). On peut en effet introduire des champs électromagnétiques relatifs aux FIDO, comme dans le cas de l'espace de Minkowski, c'est-à-dire un champ électrique $\mathbf{E}$ et un champ magnétique $\mathbf{B}$ mesurés à partir des FIDO. De la même manière, on décomposera le quadricourant électrique comme suit :

$$\mathbf{j} = \rho_e U_{\text{FIDO}} + \mathbf{j} \quad , \quad \rho_e = j_\mu U_{\text{FIDO}}^\mu . \quad (3.128)$$

Avec ces variables, les équations de Maxwell retrouvent quasiment la forme connue

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi \rho_e \quad (3.129)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.130)$$

$$\nabla \wedge (\alpha \mathbf{E}) = -\frac{1}{c} \left(\frac{\partial}{\partial t} - L_\beta \right) \mathbf{B} \quad (3.131)$$

$$\nabla \wedge (\alpha \mathbf{B}) = \frac{1}{c} \left(\frac{\partial}{\partial t} - L_\beta \right) \mathbf{E} + \frac{4\pi}{c} \alpha \mathbf{j} . \quad (3.132)$$

L_v est la dérivée de Lie en direction de v

$$L_\beta \mathbf{E} = (\beta \cdot \nabla) \mathbf{E} - (\mathbf{E} \cdot \nabla) \beta = (\beta \cdot \nabla) \mathbf{E} - \alpha \mathbf{E} \cdot \mathbf{H} . \quad (3.133)$$

Le dernier terme montre que le champ électromagnétique se couple au champ gravitomagnétique. D'après la loi de conservation des charges :

$$\alpha \frac{d\rho_e}{d\tau} = \left(\frac{\partial}{\partial t} - L_\beta \right) \rho_e = -\nabla \cdot (\alpha \mathbf{j}) . \quad (3.134)$$

Le membre de gauche caractérise la variation de la densité de charge, mesurée par le FIDO et normée sur le temps universel. Il en va de même pour la densité

de courant. De façon analogue, le membre de droite des équations de Maxwell décrit la variation des champs $(\mathbf{E}, \mathbf{B})$, mesurée à partir du FIDO et normée sur le temps universel.

Dans la géométrie de Kerr, β ne possède que la composante $\beta^\phi = -\omega$. D'où les équations stationnaires de Maxwell :

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi \rho_e \quad (3.135)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.136)$$

$$\nabla \wedge (\alpha \mathbf{E}) = \frac{1}{c} (\mathbf{B} \cdot \nabla \omega) R \mathbf{m} \quad (3.137)$$

$$\nabla \wedge (\alpha \mathbf{B}) = -\frac{1}{c} (\mathbf{E} \cdot \nabla \omega) R \mathbf{m} + \frac{4\pi}{c} \alpha \mathbf{j}. \quad (3.138)$$

Les termes supplémentaires $(\mathbf{E} \cdot \nabla \omega)$ et $(\mathbf{B} \cdot \nabla \omega)$ proviennent du cisaillement non négligeable des champs de vitesses du FIDO. Comme la gravité de surface g_H , ces champs, charges et courants sont divergents à l'horizon, mais ils peuvent être aussi normés par un facteur α .

Il s'avère utile de présenter l'équation de Faraday sous forme d'intégrale :

$$\oint_{\partial A(t)} \alpha \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \wedge \mathbf{B} \right) \cdot d\mathbf{l} = -\frac{d}{cdt} \int_{A(t)} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}. \quad (3.139)$$

$A(t)$ représente une surface 2D ne coupant pas l'horizon, $\mathbf{v}$, la vitesse de cette surface par rapport au FIDO.

3.6. La magnétosphère des trous noirs

La matière provenant du disque d'accrétion transporte également des champs magnétiques, de sorte qu'il se forme au cours du temps une magnétosphère autour du trou noir. Toutefois, l'intensité de ces champs magnétiques ne peut s'accroître de façon illimitée parce que la magnétosphère doit se trouver en équilibre de pression avec le disque d'accrétion. Contrairement aux objets supermassifs et aux étoiles à neutrons, ce n'est pas l'objet central qui crée cette magnétosphère, mais le disque d'accrétion lui-même du fait que le plasma du disque possède une conductivité finie (Khanna & Camenzind, 1996).

La rapidité de la rotation du disque façonne la magnétosphère en une structure à symétrie axiale, mais il peut aussi fort bien exister des champs chaotiques (cf. couronne du Soleil). Dans le cas de la symétrie axiale, les champs $\mathbf{E}$ et $\mathbf{B}$ peuvent être représentés comme la somme des composantes toroïdale et poloïdale

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_T + \mathbf{E}_P, \quad \mathbf{B} = \mathbf{B}_T + \mathbf{B}_P. \quad (3.140)$$

Le champ magnétique poloïdal est déterminé de façon unique par sa fonction du flux $\Psi(r, \theta)$

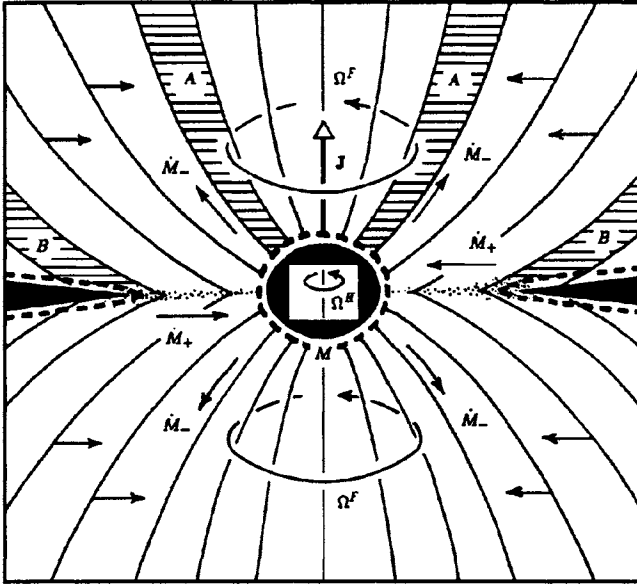


Fig.3.8 Magnétosphère dipolaire autour d'un trou noir en rotation, créée par advection de champs magnétiques dans le disque d'accrétion. La rapidité de la rotation du disque fait aussi tourner les champs magnétiques à une vitesse angulaire Ω^F . Cette rotation engendre d'autre part des champs toroïdaux de sorte que les lignes de champ présentent une structure hélicoïdale (Park & Vishniac, 1988).

$$\Psi = \int_A \mathbf{B}_P \cdot d\mathbf{S} \quad , \quad \mathbf{B}_P = \frac{\nabla \Psi \wedge \mathbf{m}}{2\pi R} . \quad (3.141)$$

Ψ mesure le flux magnétique à travers une surface A de rayon R et située autour de l'axe des z . En outre, la symétrie axiale exigeant que $\mathbf{E}_T = 0$, il résulte de l'équation d'Ampère :

$$2\pi R \alpha \mathbf{B}_T = \int_A 4\pi \alpha \mathbf{j}_P \cdot d\mathbf{S} = -\frac{4\pi}{c} I(A) \quad , \quad \mathbf{B}_T = -\frac{2}{R\alpha c} I(A) \mathbf{e}_\phi . \quad (3.142)$$

$I(A)$ représente le courant total passant à travers la surface A en direction de l'intérieur.

Le plus souvent, ces magnétosphères renferment des plasmas très minces, si bien que les forces électromagnétiques sont nettement plus importantes que les forces d'inertie. Ce cas limite, que l'on appelle *en mouvement libre* ("force-free") ou *sans inertie* ("inertialless"), est donné par

$$\rho_e \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{j} \wedge \mathbf{B} = 0 . \quad (3.143)$$

Comme $\mathbf{E}_T = 0$, il s'ensuit :

$$\mathbf{j}_P \parallel \mathbf{B}_P \quad , \quad I = I(\Psi) . \quad (3.144)$$

D'autre part, la conductivité étant très élevée dans ces plasmas minces, les champs électriques s'annulent dans le référentiel du plasma. Les champs magnétiques tournent par rapport aux étoiles fixes à la vitesse :

$$\mathbf{V}^F = R \Omega^F(\Psi) \mathbf{m}, \quad (3.145)$$

et donc par rapport aux ZAMO à

$$\mathbf{v}^F = \frac{\Omega^F(\Psi) - \omega}{\alpha} R \mathbf{m}. \quad (3.146)$$

On obtient alors pour le champ électrique poloïdal :

$$\mathbf{E}_P = -\frac{1}{c} \mathbf{v}^F \wedge \mathbf{B}_P = -\frac{\Omega^F - \omega}{2\pi\alpha c} \nabla \Psi. \quad (3.147)$$

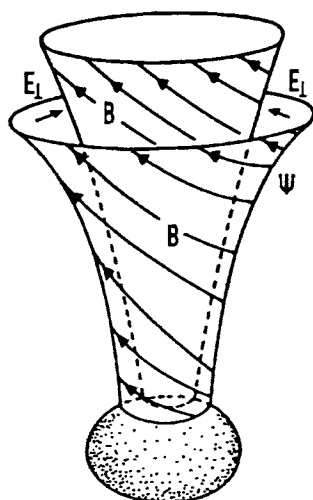


Fig. 3.9 Structure d'une magnétosphère en rotation. Les surfaces magnétiques à symétrie rotationnelle de cette magnétosphère à symétrie axiale porteuse de courant sont en même temps des surfaces équipotentielles électriques où circule un plasma. Les lignes de champ magnétiques se situent sur les surfaces magnétiques en rotation. Le flux du plasma engendre des courants toroïdaux, qui modifient une solution de vide (Camenzind, 1990).

Une magnétosphère en rotation se compose donc d'un ensemble de surfaces magnétiques $\Psi = \text{const}$ imbriquées les unes dans les autres, en rotation à une vitesse angulaire constante Ω^F . Ces surfaces magnétiques sont en même temps des surfaces de potentiel électrique. Les champs électromagnétiques sont déterminés par deux fonctions : $\Psi(r, \theta)$ et la fonction de courant $I(\Psi)$

$$\mathbf{B}_T = -\frac{2}{R\alpha c} I(\Psi) \mathbf{m} \quad , \quad \mathbf{B}_P = \frac{1}{2\pi R} \nabla \Psi \wedge \mathbf{m} \quad (3.148)$$

$$\mathbf{E}_T = 0 \quad , \quad \mathbf{E}_P = -\frac{\Omega^F - \omega}{2\pi\alpha c} \nabla \Psi \quad (3.149)$$

$$\mathbf{j}_T = j_\phi \mathbf{m} \quad , \quad \mathbf{j}_P = -\frac{1}{2\pi R\alpha} \nabla I(\Psi) \wedge \mathbf{m} . \quad (3.150)$$

La composante toroïdale de la densité de courant j_ϕ est définie par la configuration sans inertie (3.143)

$$\rho_e \mathbf{E}_\perp + \frac{1}{c} (\mathbf{j} \wedge \mathbf{B})_\perp = 0 ,$$

ce qui mène, par le biais de l'équation d'Ampère, à l'équation de Grad-Schlüter-Shafranov de la fonction de flux Ψ qui détermine alors de façon unique la structure globale de la magnétosphère de même que les conditions marginales. L'horizon dans la théorie du mouvement libre est ainsi une surface marginale intérieure de laquelle les champs magnétiques doivent émerger perpendiculairement.

Exercice : Montrer que l'équation de Faraday (3.137) $(\mathbf{B}_P \cdot \nabla \omega) R \mathbf{m} = \nabla \wedge (\alpha \mathbf{E}_P)$ implique la condition suivante pour (3.147) (loi d'isorotation de Ferraro) :

$$\nabla \Omega^F \wedge \nabla \Psi = 0 \mapsto \Omega^F = \Omega^F(\Psi) .$$

L'équation de Grad-Schlüter-Shafranov (GSS) dans la métrique de Kerr a été pour la première fois déterminée par Blandford & Znajek (1977) et simplifiée plus tard par Thorne et MacDonald à l'aide du formalisme 3+1 :

$$\tilde{\omega} \nabla \cdot \left(\alpha \left(\frac{1}{\tilde{\omega}} - \frac{1}{\tilde{\omega}_L} \right) \nabla \Psi \right) = \tilde{\omega} \frac{\omega - \Omega^F}{\alpha c^2} |\nabla \Psi|^2 \frac{d\Omega^F}{d\Psi} - \frac{1}{\alpha \tilde{\omega}} \frac{4}{c^2} I \frac{dI}{d\Psi}$$

(MacDonald, 1984). Le terme $\tilde{\omega}_L$ désigne la position des deux *surfaces de lumière*, $\tilde{\omega}_L^2 = (\pm \alpha c / (\Omega^F - \omega))^2$, où la vitesse de rotation des lignes de champ par rapport au ZAMO atteint la vitesse de la lumière (+(-): surface de lumière extérieure (intérieure)).

MacDonald (1984) fut le premier à déterminer numériquement les solutions de l'équation GSS dans le proche voisinage d'un trou noir en rotation.

La figure 3.10 représente la distribution du flux magnétique pour deux solutions globales. Partant du cylindre de lumière intérieur, celles-ci passent par le cylindre de lumière extérieur, et s'étendent jusqu'à un jet collimaté en forme de cylindre à l'asymptote à une distance de 50 rayons gravitationnels du trou noir (Fendt, 1997). L'accrétion et la production du flux magnétique dans le disque d'accrétion ont été simulées par le choix de la condition marginale

inférieure. La distribution du courant ainsi que la forme du bord du jet sont déterminées par la singularité de l'équation GSS sur les surfaces de lumière.

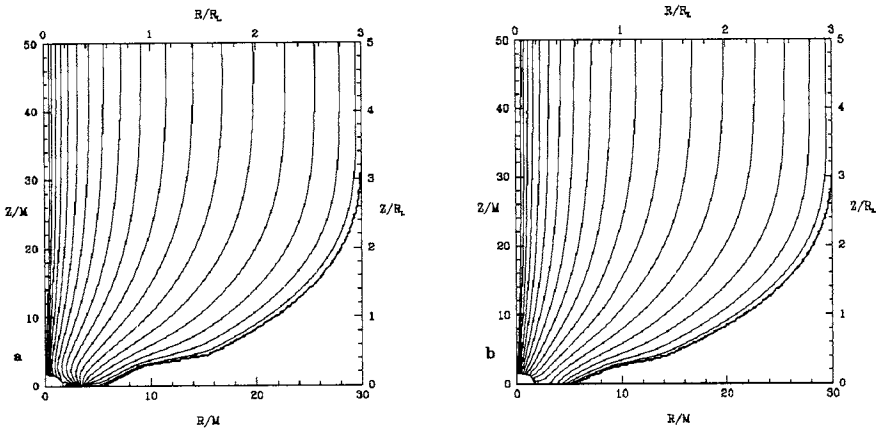


Fig. 3.10 Fonction de flux $\Psi(R, Z)$ magnétique normalisée sur le flux maximal. Contours : 10^{-n^2} , $n = 0; 1,8; 0,1$. Les longueurs sont normées sur le rayon asymptotique de la surface de lumière extérieure R_L , sur le rayon gravitationnel $M = M_H$. Les paramètres sont les suivants : rayon du jet : $3,0R_L$, courant poloïdal maximal $\simeq 10^{18}$ A, flux magnétique maximal : 10^{33} G cm², rayon du cylindre de lumière asymptotique $R_L = 10^{16}$ cm². Paramètre de Kerr $a = 0,8$, vitesse de rotation des lignes de champ $\Omega^F = 0,4\Omega_H$. Différentes distributions de flux magnétique dans la région centrale : flux magnétique du trou noir par rapport au flux maximal $\Psi_H/\Psi_{jet} = 0,01$ (a) (Fendt, 1997), $0,8$ (b) (Fendt, communication privée).

3.7. Le mécanisme de Blandford–Znajek

Les magnétosphères des trous noirs comportent des champs magnétiques reliant la surface du trou noir à des régions asymptotiques, dans lesquelles ils deviennent très faibles. C'est pour cette raison que peuvent se créer des circuits électriques globaux se fermant à l'horizon. Blandford & Znajek (1977) ont remarqué pour la première fois en 1977 que ce genre de magnétosphère pouvait engendrer un processus thermodynamique extrayant de l'énergie rotationnelle d'un trou noir en rotation rapide. Ce processus ressemble très fortement à celui qui freine une étoile à neutrons magnétique chez les pulsars radio. Là aussi, de l'énergie rotationnelle est soustraite de l'étoile à neutrons par le biais d'un circuit électrique global.

La dissipation d'énergie à la surface du trou noir est rendue par le tenseur impulsion-énergie du champ électromagnétique $F_{\alpha\beta}$

$$T_{\alpha\beta} = -\frac{c}{4\pi} \left(F_{\alpha\mu} F_{\beta\nu} g^{\mu\nu} - \frac{1}{4} g_{\alpha\beta} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \right), \quad (3.151)$$

avec

$$\frac{g_H}{8\pi} \frac{dA_H}{dt} = T_H \frac{dS_H}{dt} = \oint T_{\alpha\beta} l^\alpha l^\beta dS_H = -\frac{c}{4\pi} \oint (F_{\alpha\mu} l^\alpha) (F_{\beta\nu} l^\beta) g^{\mu\nu} dS_H, \quad (3.152)$$

puisque $g_{\alpha\beta} l^\alpha l^\beta = 0$. Les champs électriques

$$E_\alpha^H = F_{\alpha\beta} l^\beta = \alpha_H E_\alpha^{\text{FIDO}} = \alpha_H F_{\alpha\nu} U_{\text{FIDO}}^\nu \quad (3.153)$$

représentent ici la limite des champs du FIDO à l'horizon. On obtient alors pour la dissipation d'énergie :

$$T_H \frac{dS_H}{dt} = \frac{c}{4\pi} \oint \mathbf{E}^H \cdot \mathbf{E}^H dS_H \geq 0. \quad (3.154)$$

Comme

$$\mathbf{E}^H = \alpha_H \mathbf{E}_P = -\frac{\alpha}{c} \mathbf{v}^F \wedge \mathbf{B}_P, \quad \alpha \mathbf{v}^F = (\Omega^F - \Omega_H) R \mathbf{m},$$

on peut encore écrire :

$$T_H \frac{dS_H}{dt} = \frac{1}{4\pi c} \oint (\Omega^F - \Omega_H)^2 (B_P R^2) d\psi. \quad (3.155)$$

Le trou noir représentant une surface marginale, le courant poloïdal doit être fermé par le biais des courants de surface

$$\mathbf{j}_H = \frac{I(\Psi)}{2\pi c R_H} \mathbf{e}_\theta. \quad (3.156)$$

Ces derniers font en même temps écran aux champs toroïdaux

$$\mathbf{B}^H = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_H \wedge \mathbf{n}. \quad (3.157)$$

Etant donné que $\mathbf{E}^H$ et $\mathbf{B}^H$ remplissent la condition des ondes incidentes, $\mathbf{B}^H = \mathbf{E}^H \wedge \mathbf{n}$, on a également :

$$\mathbf{j}_H = \frac{1}{R_H} \mathbf{E}^H, \quad R_H = \frac{4\pi}{c} \equiv 120 \pi \text{ ohms} \simeq 377 \text{ ohms}. \quad (3.158)$$

Il s'agit pour ainsi dire de l'impédance d'une surface, à partir de laquelle se propagent les ondes dans le vide (comme pour un conducteur d'ondes). *Parallèlement à une gravité de surface et une vitesse angulaire constantes, un horizon est aussi caractérisé par une impédance constante de 377 ohms.*

Les champs électromagnétiques produisent également une force de Lorentz à l'horizon

$$f_A^{em} = T_{\alpha\beta} l^\alpha e_A^\beta, \quad A = \theta, \phi, \quad (3.159)$$

ou

$$f_A^{em} = -\frac{c}{4\pi} F_{A\alpha} (F_{\nu\beta} l^\beta) g^{\alpha\nu} = -F_{A\alpha} j_H^\alpha, \quad \mathbf{f}_H = \sigma_H \mathbf{E}^H + \frac{1}{c} \mathbf{j}_H \wedge \mathbf{B}_\perp. \quad (3.160)$$

On en déduit un moment de rotation sur le trou noir

$$-\frac{dJ_H}{dt} = \frac{1}{c} \oint (\mathbf{j}_H \wedge \mathbf{B}_P) \cdot R \mathbf{e}_\phi dS_H = \frac{1}{2\pi c} \oint I(\Psi) d\Psi. \quad (3.161)$$

A l'aide de la première loi, on en déduit également la puissance de celui-ci :

$$\begin{aligned} P_H &= \frac{dM_H}{dt} = T_H \frac{dS_H}{dt} + \Omega_H \frac{dJ_H}{dt} \\ &= \frac{1}{2\pi} \oint (\Omega_H - \Omega^F) I(\Psi) d\Psi - \frac{1}{4\pi c} \Omega_H \oint I(\Psi) d\Psi \\ &= \frac{1}{4\pi c} \oint (\Omega_H - \Omega^F)^2 (B_P R^2)_H d\Psi \\ &\quad - \frac{1}{4\pi c} \oint \Omega_H (\Omega_H - \Omega^F) (B_P R^2)_H d\Psi \\ &= -\frac{1}{4\pi c} \oint \Omega^F (\Omega_H - \Omega^F) (B_P R^2)_H d\Psi. \end{aligned} \quad (3.162)$$

Si $\Omega_H < \Omega^F$, le trou noir acquiert de l'énergie, il en perd si $\Omega_H > \Omega^F$. La perte d'énergie atteint son maximum pour $\Omega^F = \Omega_H/2$, d'où

$$P_H = -\frac{1}{16\pi c} \Omega_H^2 \oint (B_P R^2)_H d\Psi \simeq -\frac{1}{16\pi c} \Omega_H^2 (B_P R^2)_H \Delta\Psi. \quad (3.163)$$

Avec $\Delta\Psi \simeq \Psi_H \simeq \pi B_n r_H^2$, $R_H^2 \simeq r_H^2/2$ et $\Omega_H = ca_H/2M_H r_H$, on obtient

$$\begin{aligned} P_H &\simeq -\frac{c}{128} \left(\frac{a_H}{M_H} \right)^2 B_n^2 r_H^2 \\ &\simeq 10^{45} \left(\frac{a_H}{M_H} \right)^2 \left(\frac{B_n}{10^4 \text{ G}} \right)^2 \left(\frac{M_H}{10^9 M_\odot} \right)^2 \text{ ergs s}^{-1}. \end{aligned} \quad (3.164)$$

Cette libération d'énergie suffit à pourvoir les radio galaxies les plus puissantes. Rees et al. (1982) ont pour cette raison suggéré en 1982 que c'est l'énergie rotationnelle des trous noirs qui approvisionne les sources radio extragalactiques avec des jets tandis que les objets silencieux en radio ne renfermeraient que des trous noirs en rotation lente. Cela signifierait que les sources avec des jets d'une part et les QSO et galaxies de Seyfert d'autre part ne connaissent pas la même histoire d'accrétion. Mais ces questions restent ouvertes encore aujourd'hui.

Annexe 3A : Modèle macroscopique

Le raisonnement impliqué dans le mécanisme de Blandford–Znajek peut aussi être obtenu à partir d'un modèle macroscopique de la distribution du courant dans une magnétosphère en rotation (fig. 3.10).

Dans un état stationnaire, il découle de la loi de Faraday (3.139) une force électromotrice le long d'un parcours C

$$f.\acute{e}.m.(C) = \oint_C \alpha \mathbf{E} \cdot d\mathbf{x} = - \oint_C (\beta \wedge \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{x}.$$

La contribution longeant les lignes de champ s'annule, ainsi que la partie se situant dans la région de charge puisque $\beta \propto r^{-2}$. La seule contribution provient donc de l'horizon :

$$f.\acute{e}.m.(C) = \oint_{C_H} (\beta_H \wedge \mathbf{B}_H) \cdot d\mathbf{x}$$

avec

$$\beta_H = -R \Omega_H m.$$

Il s'ensuit

$$\Delta V = f.\acute{e}.m.(C) = \frac{1}{2\pi c} \Omega_H \Delta\Psi,$$

où $\Delta\Psi$ désigne le flux magnétique entre les deux surfaces de flux considérées.

A l'horizon même, il résulte une tension

$$\Delta\Psi = \alpha_H E_\theta \rho_H \Delta\theta = E_H \rho_H \Delta\theta = R_H j_\theta \rho_H \Delta\theta = I R_H \frac{\rho_H \Delta\theta}{2\pi R} = I \Delta R_H,$$

où

$$\Delta R_H = R_H \frac{\Delta\Psi}{4\pi^2 B_H R^2}$$

représente la résistance interne à l'horizon. On peut également déterminer cette chute de tension avec le membre gauche de l'équation de la $f.\acute{e}.m.$:

$$\Delta V_H = \oint_{C_H} \alpha \mathbf{E} \cdot d\mathbf{x} = E_H \Delta x = \frac{1}{2\pi c} (\Omega_H - \Omega^F) \Delta\Psi.$$

De la même manière, on trouve pour la région de charge :

$$\Delta V_{RC} = \frac{1}{2\pi c} \Omega^F \Delta\Psi = I \Delta R_{RC}.$$

Cela permet de calculer le rapport

$$\frac{\Delta V_{RC}}{\Delta V_H} = \frac{\Omega^F}{\Omega_H - \Omega^F} = \frac{\Delta R_{RC}}{\Delta R_H},$$

soit

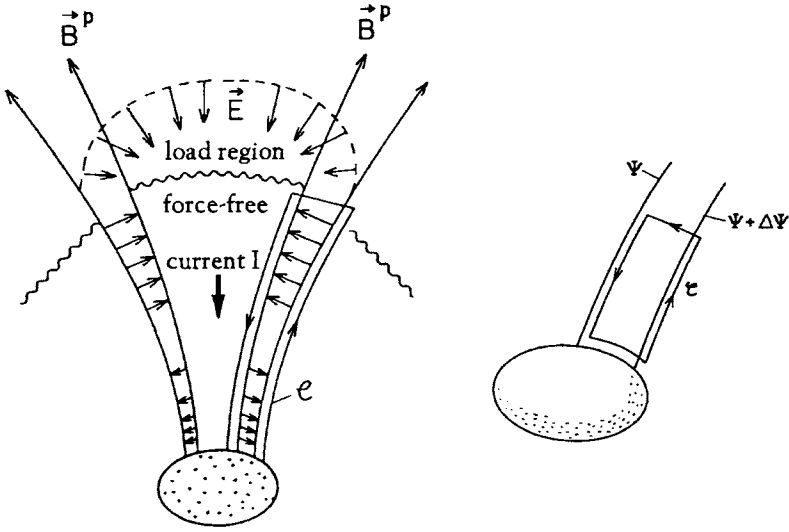


Fig. 3.11 Circuit d'une magnétosphère en rotation avec une région de charge située à l'infini (Straumann, 1992).

$$\Delta R_{RC} = \frac{\Omega^F}{\Omega_H - \Omega^F} \Delta R_H.$$

On en déduit l'intensité du courant

$$I = \frac{\Delta V}{\Delta R_H + \Delta R_{RC}} = \frac{\Delta V}{\Delta R_H} \frac{\Omega_H - \Omega^F}{\Omega_H}.$$

La relation de la résistance interne ΔR_H permet alors d'obtenir l'intensité totale du courant circulant dans la magnétosphère

$$I = \frac{2\pi}{R_H} (\Omega_H - \Omega^F) (R^2 B)_H = \frac{1}{2} (\Omega_H - \Omega^F) (R^2 B)_H.$$

De façon analogue, on a pour la dissipation d'énergie dans la région de charge :

$$\Delta P_H = I^2 \Delta R_{RC} = I \Delta V_{RC} = \frac{1}{4\pi c} \Omega^F (\Omega_H - \Omega^F) (R^2 B)_H \Delta \Psi.$$

Cette expression est équivalente à l'équation (3.162).

Dans une magnétosphère en rotation simultanée avec l'horizon, c'est-à-dire $\Omega^F = \Omega_H$, les courants ne peuvent se maintenir. Cela explique pourquoi il n'y a pas de dissipation non plus. Mais une différence entre la vitesse de rotation du trou noir et celle de la magnétosphère entraîne de puissants courants électriques :

$$I \simeq \frac{1}{8} \left(\frac{a_H}{M_H} \right) \frac{c}{r_H} B_H r_H^2 \simeq 10^{17} \text{ A} \left(\frac{a_H}{M_H} \right) \frac{B_H}{\text{kG}} \frac{M_H}{10^9 M_\odot}.$$

Si $B_H \propto B_{\text{ED}} \propto 1/\sqrt{M_H}$, alors

$$I \propto \left(\frac{a_H}{M_H} \right) \sqrt{M_H}.$$

L'intensité de ces courants est déterminante pour les jets.

Un trou noir en rotation initialement rapide est freiné par ce couplage magnétique. Le temps caractéristique est déterminé par la perte de moment cinétique

$$t_{\text{QSR}} = \frac{J_H}{dJ_H/dt} = \frac{M_H (GM_H/c) \bar{a}_H}{I \Psi_H / 2\pi c}$$

ou

$$t_{\text{QSR}} \simeq \frac{M_H c^2 \bar{a}_H}{B_H^2 r_H^3} \frac{1}{\Omega_H - \Omega^F}.$$

En utilisant $\Omega_H - \Omega^F \simeq (1/2) \Omega_H$, on obtient alors

$$t_{\text{QSR}} \simeq 4 \frac{M_H c^2 r_H}{B_H^2 r_H^3 c},$$

soit

$$t_{\text{QSR}} \simeq 100 \times 10^9 \text{ ans} \left(\frac{B_H}{\text{kG}} \right)^{-2} \left(\frac{M_H}{10^9 M_\odot} \right)^{-1}.$$

Etant donné que $B_H < B_{\text{ED}} \propto 1/\sqrt{M_H}$, ce temps est quasiment indépendant de l'état de rotation et de la masse du trou noir. Par interaction magnétique, les trous noirs en rotation rapide ne peuvent être freinés que sur un temps cosmologique, car même si le champ magnétique vaut 10 kG pour $M_H = 10^9 M_\odot$, $t_{\text{QSR}} \simeq 10^9$ ans.

Références

- Arnowitz, R., Deser, S. & Misner, C.W.: 1963, in *Gravitation, An Introduction to Current Research*, ed. L. Witten, New York
- Bardeen, J.M. : 1970, *Nat.* **226**, 64
- Bardeen, J.M., Press, W.H. & Teukolsky, S.A. : 1972, *ApJ* **178**, 347
- Begelman, M.C. *et al.* : 1980, *Nat.* **287**, 307
- Blandford, R.D. & Znajek, R.L. : 1977, *MNRAS* **179**, 433
- Breuer, R.A. : 1975, *Gravitational Perturbation Theory and Synchrotron Radiation*, Lect. Not. in Phys. **44**, Springer-Verlag, Berlin, p. 23
- Camenzind, M. : 1990, in *Reviews in Modern Astronomy 3, Accretion and Winds*, ed. G. Klare, Springer-Verlag, Berlin, p. 234
- Carter, B. : 1979, in *General Relativity, An Einstein Centenary Survey*, eds. S.W. Hawking & W. Israel, Cambridge University Press, p. 294
- Chandrasekhar, S. : 1983, *Mathematical Theory of Black Holes*, Clarendon Press, Oxford

- Cunningham, C.T. : 1975, ApJ **202**, 788
- Durrer, O.R. & Straumann, N. : 1988, Helv. Phys. Act. **61**, 1027
- Fendt, C., 1997, A&A, sous presse
- Haehnelt, M. : 1990, mémoire de diplôme, Université de Heidelberg, Allemagne
- Hawking, S.W. : 1974, Nat. **248**, 30
- Hawking, S.W. & Ellis, G.F.R. : 1973a, *The Large-Scale Structure of Space-Time*, Cambridge University Press, Cambridge
- Hawking, S.W. & Ellis, G.F.R. : 1973b, *The Large-Scale Structure of Space-Time*, Cambridge University Press, Cambridge, p. 166
- Kerr, R.P. : 1963, Phys. Rev. Lett. **11**, 237
- Khanna, R. & Camenzind, M. : 1996, A&A **307**, 665
- MacDonald, D.A., 1984, MNRAS **211**, 313
- Misner, C.W., Thorne, K.S., & Wheeler, J.A. : 1973a, *Gravitation*, Freeman, San Francisco, p. 881
- Misner, C.W., Thorne, K.S., & Wheeler, J.A. : 1973b, *Gravitation*, Freeman, San Francisco, p. 639
- Okamoto, I. & Kaburaki, O. : 1990, MNRAS **247**, 244
- Park, S.J. & Vishniac, E.T. : 1988, ApJ **332**, 135
- Rees, M.J. *et al.* : 1982, Nat. **295**, 17
- Smarr, L. : 1973a, Phys. Rev. Lett. **30**, 71
- Smarr, L. : 1973b, Phys. Rev. Ser. **D7**, 289
- Straumann, N. : 1992, Proceedings of the Interface of Astrophysics with Nuclear and Particle Physics, Zuoz (CH), ed. M.P. Locher, PSI-Proceedings, Paul-Scherrer-Institut, p. 225
- Thorne, K.S., Price, R.H. & MacDonald, D.A. : 1986a, *Black Holes - The Membrane Paradigm*, Yale University Press, Yale, p. 79
- Thorne, K.S., Price, R.H. & MacDonald, D.A. : 1986b, *Black Holes - The Membrane Paradigm*, Yale University Press, Yale, p. 174
- Viergutz, S. : 1993, Thèse, Université de Heidelberg, Allemagne

4. Les disques d'accrétion des trous noirs supermassifs

La libération d'énergie d'origine gravitationnelle est la seule source d'énergie capable de rendre compte des luminosités extrêmes des noyaux actifs de galaxies. Etant donné que le moment cinétique des nuages moléculaires situés à une distance de plusieurs parsecs du centre et celui d'un trou noir diffèrent de quatre ordres de grandeur, la formation d'un disque d'accrétion est un processus inéluctable. La présence de jets radio à grande échelle semble indiquer l'existence d'un axe de rotation. Pour que de la matière soit accrétée par l'objet compact, il faut que le moment cinétique soit évacué vers l'extérieur, que ce soit par la viscosité turbulente ou par le champ magnétique. Le phénomène d'accrétion convertit de l'énergie potentielle en énergies rotationnelle et thermique, contribuant de ce fait à la luminosité des AGN surtout dans le domaine UV.

4.1. Les disques d'accrétion standard

Les disques d'accrétion standard sont des disques minces, où l'épaisseur H est largement inférieure au rayon R ($H/R \ll 1$), à symétrie axiale ($\partial_\phi = 0$), appelés disques α , où α désigne le paramètre de viscosité, (voir 4.1.8). Dans un disque mince, on peut supposer les vitesses du gaz indépendantes de z . Lorsque l'on intègre suivant z , les équations hydrodynamiques à 2 dimensions se réduisent respectivement à un problème unidimensionnel pour les structures radiale et verticale. Les équations fondamentales sont obtenues à partir des lois de conservation.

4.1.1. Conservation de la masse

L'équation de continuité en coordonnées cylindriques (R, ϕ, z) s'écrit

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R \rho v_R) = 0. \quad (4.1)$$

Après intégration sur la hauteur du disque, elle lie la densité de surface

$$\Sigma = \int_{-H}^H \rho dz \quad (4.2)$$

et le taux d'accrétion

$$\dot{M} = - \int_{-H}^H \rho v_R 2\pi R dz = -2\pi R \Sigma v_R \quad (4.3)$$

suivant l'équation :

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{1}{2\pi R} \frac{\partial \dot{M}}{\partial R}. \quad (4.4)$$

Cela signifie donc que le taux d'accrétion est indépendant du rayon dans le cas d'une accrétion stationnaire.

4.1.2. Equation d'Euler et tenseur des contraintes

Dans l'équation de mouvement du plasma donnée par

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} = -\nabla P - \rho \nabla \Phi + \nabla \cdot \tilde{\mathbf{t}}^{\text{visc}} + \nabla \cdot \tilde{\mathbf{t}}^{\text{em}}, \quad (4.5)$$

interviennent outre les forces de gravitation et de pression, les contraintes visqueuses et la force de Lorentz. Le tenseur des contraintes visqueuses

$$\nabla \cdot \tilde{\mathbf{t}}^{\text{visc}} = \eta \Delta \mathbf{v} + \left(\zeta + \frac{\eta}{3} \right) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}) = \nabla \cdot \tilde{\mathbf{t}}^{\text{cisail.}} + \nabla \cdot \tilde{\mathbf{t}}^{\text{compr}} \quad (4.6)$$

se compose d'un terme qui décrit le transport de la quantité de mouvement perpendiculairement au sens du déplacement (appelé viscosité de cisaillement) et d'un terme dû à la compression du plasma. Les composantes entrant en jeu dans les disques minces ($v_z \simeq \partial_z \simeq 0$) sont (Landau-Lifschitz, 1966) :

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{t}}^{\text{cisail.}} : \quad t_{RR} &= 2\eta \frac{\partial v_R}{\partial R}, \quad t_{\phi\phi} = 2\eta \frac{v_R}{R}, \quad t_{R\phi} = \eta R \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{v_\phi}{R} \right) \\ \tilde{\mathbf{t}}^{\text{compr}} &= \left(\zeta + \frac{\eta}{3} \right) \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R v_R) \tilde{\mathbf{1}}, \quad \eta = \nu \rho. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Dans le cas présent et par la suite, on suppose $|v_R| \ll v_\phi$, hypothèse qu'il faudra vérifier *a posteriori*. C'est donc la composante $t_{R\phi}$ qui apporte la contribution la plus importante au tenseur des contraintes, les autres étant négligeables. Comme le gaz interstellaire possède des champs magnétiques, ceux-ci se retrouvent également dans les disques d'accrétion (voir § 4.5.). La force de Lorentz qui en résulte s'exprime par le biais du tenseur des contraintes de Maxwell se présentant sous la forme suivante dans le cas limite non-relativiste, lorsque l'on suppose $|E| \ll |B|$:

$$\tilde{\mathbf{t}}^{\text{em}} = \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B} \otimes \mathbf{B} - \frac{1}{2} B^2 \tilde{\mathbf{1}}). \quad (4.8)$$

4.1.3. Conservation du moment cinétique

La loi de conservation du moment cinétique s'obtient à partir de la composante azimutale de l'équation d'Euler (4.5)

$$\rho \frac{\partial v_\phi}{\partial t} + \rho \left(v_R \frac{\partial v_\phi}{\partial R} + \frac{v_\phi v_R}{R} \right) = \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left[R^2 \left(t_{R\phi}^{\text{vis}} + t_{R\phi}^{\text{em}} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} t_{Rz}^{\text{em}}. \quad (4.9)$$

Après introduction des contraintes intégrées $W_{R\phi}$ et du moment cinétique spécifique l définis par

$$W_{R\phi} = \int_{-H}^H t_{R\phi} dz \quad \text{et} \quad l = R v_\phi \quad (4.10),$$

et compte tenu de l'équation (4.3), l'intégration sur l'épaisseur du disque conduit à :

$$2\pi R \Sigma \frac{\partial l}{\partial t} = \dot{M} \frac{\partial l}{\partial R} + \frac{\partial}{\partial R} (2\pi R^2 W_{R\phi}) + R^2 B_\phi B_z \Big|_H. \quad (4.11)$$

On en déduit l'équation-bilan du moment cinétique pour un anneau de rayon situé entre R et $R + dR$

$$\frac{\partial}{\partial t} (2\pi R dR \Sigma l) = d(l\dot{M}) + d(2\pi R^2 W_{R\phi}) + R^2 B_\phi B_z \Big|_H dR. \quad (4.12)$$

La variation du moment cinétique se produit conformément à cette équation par un transport de masse, des contraintes visqueuses et magnétiques ainsi que par des champs magnétiques externes implantés dans le disque. Ce dernier processus de modification du moment cinétique s'accompagne d'un courant électrique en provenance du disque. Dans le cas d'une accrétion stationnaire sans champs magnétiques, (4.12) mène à la relation

$$\dot{M} [l(R) - l(R_{\text{int}})] = -2\pi R^2 W_{R\phi}. \quad (4.13)$$

On admet en général que le disque possède un bord intérieur à $R = R_{\text{int.}}$, au niveau duquel les tensions visqueuses disparaissent. Par bord intérieur, on entend le rayon de l'orbite marginalement stable décrite autour d'un trou noir. En réalité, le disque ne prend pas fin à cet endroit, mais il s'y rattache une région où $|v_R| > v_\phi$ (cf. 4.2).

4.1.4. Impulsion radiale

La composante radiale de l'équation d'Euler s'écrit

$$\rho \frac{\partial v_R}{\partial t} + \rho v_R \frac{\partial v_R}{\partial R} - \rho \frac{v_\phi^2}{R} = -\frac{\partial P}{\partial R} + \rho \frac{\partial}{\partial R} \frac{GM}{\sqrt{R^2 + z^2}} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R t_{RR}) - \frac{\partial t_{Rz}}{\partial z} - \frac{t_{\phi\phi}}{R}. \quad (4.14)$$

Après intégration sur la hauteur du disque, en négligeant tous les termes du degré H/R et en supposant $|v_R| \ll v_\phi$, l'équation (4.14) devient

$$\Omega^2 - \Omega_K^2 + \frac{1}{2\pi R\Sigma} B_R B_z \Big|_H = 0, \quad (4.15)$$

où $\Omega_K = \sqrt{GM/R^3}$. En l'absence de champs magnétiques, un disque infiniment mince obéit par conséquent à une loi de rotation képlérienne. Les contraintes des champs magnétiques externes ancrés dans le disque entraînent une modification de la loi du mouvement du plasma, étudiée par Heyvaerts & Priest (1989).

4.1.5. Structure verticale du disque

On renoncera ci-dessous à prendre en compte l'influence du champ magnétique. La structure verticale est alors déterminée par l'équilibre hydrostatique

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \rho \frac{\partial}{\partial z} \frac{GM}{\sqrt{R^2 + z^2}} \simeq -\rho \frac{GM}{R^3} z, \quad (4.16)$$

ce qui mène pour des disques minces à la relation $P/H = \rho GMH/R^3$ ou de façon équivalente à :

$$\frac{c_s^2}{v_\phi^2} = \frac{H^2}{R^2}. \quad (4.17)$$

Autrement dit, le disque tourne à une vitesse supersonique. Cette relation apporte en outre une restriction à la température du disque déterminée par les mécanismes de refroidissement en jeu. (4.17) est aussi à vérifier *a posteriori*.

4.1.6. Equation d'énergie

D'après la première loi de la thermodynamique et en remarquant que $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla$, on a :

$$\rho \frac{d\epsilon}{dt} = -P \nabla \cdot \mathbf{v} - \nabla \cdot \mathbf{q} + \mathcal{T}, \quad (4.18a)$$

ou sous une autre forme :

$$\rho T \frac{ds}{dt} = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \mathcal{T}. \quad (4.18b)$$

Elle décrit les variations de l'énergie interne ϵ sous l'effet d'un travail mécanique, d'un courant de chaleur $\mathbf{q}$ et d'une production de chaleur $\mathcal{T}$ résultant d'une dissipation due aux contraintes visqueuses. La fonction de dissipation s'obtient à partir du produit du tenseur des contraintes t_{ik}^{vis} avec le cisaillement de vitesse $\Theta_{ik} = \frac{1}{2}(\nabla_i v_k + \nabla_k v_i)$:

$$\Upsilon = \text{Tr}(\bar{\mathbf{t}}^{\text{vis}} \cdot \Theta) = t_{R\phi} R \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{v_\phi}{R} \right). \quad (4.19)$$

Dans le cas d'un disque mince, le transport d'énergie s'effectue principalement dans la direction verticale. Dans le cadre de la théorie standard, on admet que l'énergie produite par dissipation est immédiatement rayonnée suivant l'axe des z , c'est-à-dire que l'entropie d'un élément de gaz n'est pas modifiée : $ds/dt = 0$. Il en résulte $\Upsilon = \partial q / \partial z$, et il s'établit un équilibre entre le taux de réchauffement et de refroidissement :

$$Q^+ = \int_{-H}^H \Upsilon dz = W_{R\phi} R \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{v_\phi}{R} \right) = q|_{-H}^H = 2F|_H = Q^-, \quad (4.20)$$

où F représente le flux de rayonnement émis par un côté du disque. Au moyen de la loi de conservation du moment cinétique (4.13), il est possible d'exprimer la fonction de dissipation, et par le biais de la loi de rotation képlérienne $l = \sqrt{GM R}$, on aboutit à une dissipation d'énergie, indépendante de la viscosité

$$Q^- = \frac{3}{4\pi} \frac{GM \dot{M}}{R^3} \left(1 - \sqrt{\frac{R_{\text{int.}}}{R}} \right) = 3 \frac{\dot{M}}{4\pi R^2} \frac{GM}{R} \left(1 - \sqrt{\frac{R_{\text{int.}}}{R}} \right). \quad (4.21)$$

4.1.7. Rayonnement

La luminosité du disque est égale à la puissance rayonnée sur toute la surface du disque :

$$L_D = \int_{R_{\text{int.}}}^{\infty} Q^- 2\pi R dR = \frac{1}{2} \frac{GM \dot{M}}{R_{\text{int.}}} = \frac{1}{2} L_{\text{acc}} = \frac{1}{2} \frac{R_g}{R_{\text{int.}}} \dot{M} c^2, \quad (4.22)$$

où $R_g = GM/c^2$ désigne le rayon gravitationnel. La zone extérieure n'apportant qu'une faible contribution à la luminosité totale, on peut étendre l'intégration à l'infini. Le processus d'accrétion convertit l'énergie au repos du plasma qui tombe sur le disque en luminosité avec un rendement $\epsilon = \frac{1}{2} R_g / R_{\text{int.}}$. Pour un disque newtonien qui s'étend jusqu'à l'orbite marginalement stable autour d'un trou noir de Schwarzschild de bord intérieur $R_{\text{int.}} = 3r_{\text{ms}}$, le rendement s'élève à $\epsilon = \frac{1}{12} = 0,083$. S'il est optiquement épais (à vérifier *a posteriori*), le disque émet localement à la manière d'un corps noir avec une température effective obéissant à la loi de Stefan-Boltzmann

$$\frac{1}{2} Q^- = \sigma T_{\text{eff}}^4. \quad (4.23)$$

D'après l'équation (4.21), on en déduit ainsi que la température est fonction de $R^{-3/4}$:

$$T_{\text{eff}} = \left\{ \frac{3}{8\pi} \frac{GM \dot{M}}{R_{\text{int.}}^3} f \right\}^{1/4} = T_* \left(\frac{R}{R_{\text{int.}}} \right)^{-3/4} f^{1/4}, \quad (4.24)$$

où $f = 1 - \sqrt{R_{\text{int.}}/R}$, où T_* est la température caractéristique définie par

$$T_* = \left(\frac{3GM\dot{M}}{8\pi R_{\text{int.}}^3 \sigma} \right)^{1/4} = (1,4 \times 10^5 \text{ K}) M_8^{-1/4} \dot{m}^{1/4} \left(\frac{3R_s}{R_{\text{int.}}} \right)^{3/4}, \quad (4.25)$$

avec $\dot{m} = 10^{25} M_8 \text{ g s}^{-1} = \dot{M}/\dot{M}_{\text{ED}}$. La partie centrale du disque émet donc essentiellement dans les domaines UV et X mous. Ce résultat ne dépend que dans une faible mesure de la masse centrale et du taux d'accrétion.

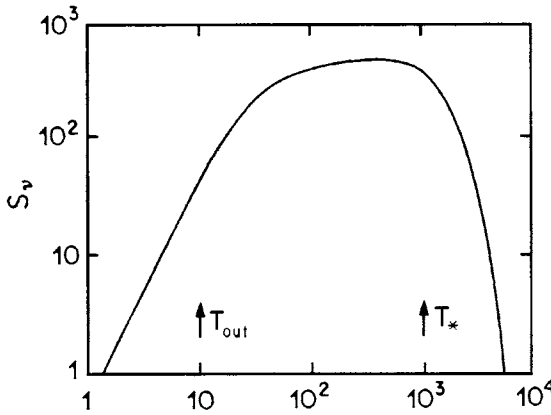


Fig. 4.1 Spectre intégré d'un disque d'accrétion newtonien émettant en tout point un spectre de corps noir local (unités arbitraires). Les fréquences $T_{\text{ext.}}$ et T_* désignent respectivement la température du rayon du disque extérieur et la température caractéristique du disque intérieur (Straumann, 1984).

Le spectre se calcule sous la forme d'une superposition de spectres locaux de corps noir

$$B_\nu(T_{\text{eff}}) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left(e^{h\nu/k_B T_{\text{eff}}} - 1 \right)^{-1}, \quad (4.26)$$

et donc

$$S_\nu \propto \int_{R_{\text{int.}}}^{R_{\text{ext.}}} B_\nu(T_{\text{eff}}(R)) 2\pi R dR. \quad (4.27)$$

Du côté des longueurs d'onde courtes, la forme du spectre est déterminée par la loi de Wien de la partie intérieure chaude du disque, tandis que pour les grandes longueurs d'onde, elle est fournie par la loi de Rayleigh-Jeans de la partie extérieure du disque. Pour la région intermédiaire $k_B T_{\text{ext.}} \ll h\nu \ll k_B T_*$, la relation (4.27) devient après substitution des variables d'intégration $x = h\nu/k_B T_{\text{eff}}$:

$$S_\nu \propto \frac{\nu^3}{x_*^{8/3}} \int_0^{x_{\text{ext.}}} \frac{x^{5/3}}{e^x - 1} dx \propto \nu^{1/3}. \quad (4.28)$$

L'intégrale est indépendante de ν pour $x_{\text{ext.}} \gg 1$. La largeur de la zone $\nu^{1/3}$ est fonction du rapport du rayon extérieur sur le rayon intérieur du disque (voir fig. 4.1).

4.1.8. Disques α

Jusqu'ici, la question du mode de transport du moment cinétique n'a pas encore été abordée. En appelant $\bar{\lambda}$ le libre parcours moyen et $\bar{v}$ la vitesse moyenne, la viscosité moléculaire est donnée par

$$\nu_{\text{mol}} = \frac{\eta_{\text{mol}}}{\rho} = \bar{\lambda} \bar{v}. \quad (4.29)$$

Elle est trop faible de plusieurs ordres de grandeurs pour permettre une véritable accrétion. Une turbulence à grande échelle est en revanche capable de l'engendrer. Faute d'une théorie satisfaisante, Shakura (1972) et Shakura & Sunyaev (1973) ont introduit un paramètre α de viscosité défini par

$$\nu_{\text{turb}} = \lambda_{\text{turb}} v_{\text{turb}} = \alpha c_s H. \quad (4.30)$$

Cette suggestion trouve sa motivation par la théorie de la longueur du mélange, qui interprète la turbulence comme un mouvement désordonné d'hétérogénéités turbulentes d'une vitesse caractéristique v_{turb} , limitée par la vitesse du son, et d'un libre parcours λ_{turb} , limité par la hauteur du disque. A une vitesse supersonique, il se forme des ondes de choc et la turbulence est thermalisée. D'où la restriction : $\alpha < 1$. La relation (4.30) revient à dire que le paramétrage des contraintes visqueuses est proportionnel à la pression qui règne dans le disque :

$$-t_{R\phi} = -\nu_{\text{turb}} \rho R \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{v_\phi}{R} \right) = \frac{3}{2} \nu_{\text{turb}} \rho \Omega_K \simeq \alpha \rho c_s^2 \simeq \alpha P. \quad (4.31)$$

Trois paramétrages trouvent plus spécialement une application. En effet, $t_{R\phi}$ est proportionnel soit à la pression totale P_{tot} , soit à la pression du gaz P_G , soit encore à la moyenne géométrique $\sqrt{P_G P_R}$ de la pression du gaz et de celle du rayonnement. Les relations (4.30/31) ne permettent pas de résoudre mathématiquement le problème de l'accrétion. En particulier, on ne tient pas compte du fait que le paramètre α est fonction des autres paramètres physiques tels que la température, le taux d'accrétion, etc. Ce qui justifie cette approximation, est que beaucoup de propriétés ne dépendent que faiblement de α , permettant ainsi de décrire correctement de nombreux aspects des disques par un modèle global simple.

De façon analogue, il est possible de paramétrer le transport du moment cinétique par des champs magnétiques dans le disque. Les contraintes magnétiques créées par cisaillement ne peuvent croître démesurément, car elles sont limitées par la reconnexion et la poussée magnétique :

$$-t_{R\phi}^{\text{em}} \leq \frac{B^2}{8\pi} \leq P^{\text{therm}}, \quad (4.32)$$

ce qui peut se traduire par $t_{R\phi}^{\text{em}} = -\alpha P$. Ce mode de transport de l'énergie a été étudié par Eardley & Lightman (1976).

A l'aide du paramétrage ainsi défini, on aboutit aux équations de structure en éliminant $W_{R\phi}$ de l'équation du moment cinétique (4.13), et en recourant à l'équation (4.16) de l'équilibre hydrostatique ainsi qu'à une équation d'état.

4.1.9. Transport d'énergie vertical

En plus de la condition de l'équilibre hydrostatique (4.16), pour déterminer la structure verticale et le spectre, il faut procéder avec le transport vertical de façon analogue au cas des atmosphères stellaires. L'approximation du corps noir utilisée au paragraphe 4.1.7 n'a été en fait qu'une simplification. En effet, le corps noir étant l'émetteur le plus efficace, le disque aurait la température la plus basse possible. Or, un modèle plus complet doit prendre en considération la profondeur optique finie, c'est-à-dire les effets de diffusion et d'absorption, ainsi que ceux des abondances chimiques. Le transport d'énergie s'effectue soit par rayonnement, auquel cas

$$F_z = -\frac{4caT^3}{3\kappa\rho} \frac{dT}{dz} \quad \text{si } \nabla_{\text{rad}} < \nabla_{\text{ad}}, \quad (4.33)$$

où $a = 7,56 \cdot 10^{-15} \text{ ergs cm}^{-3} \text{ K}^{-4}$, soit par convection, et alors

$$\nabla = \frac{d(\ln T)}{d(\ln P)} \rightarrow \frac{dT}{dz} \quad \text{si } \nabla_{\text{rad}} > \nabla_{\text{ad}}. \quad (4.34)$$

On ne tiendra pas compte dans la suite de ce dernier cas. Le facteur déterminant dans le transfert d'énergie de rayonnement est l'opacité. Entrent en jeu la diffusion d'électrons libres κ_d et le rayonnement de freinage κ_f

$$\frac{1}{\kappa} \simeq \frac{1}{\kappa_d} + \frac{1}{\kappa_f}, \quad (4.35)$$

avec (Rybicki & Lightman, 1979)

$$\kappa_d = 0,36 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}, \quad (4.36)$$

$$\kappa_f = 0,65 \times 10^{23} Z^2 A^{-1} \bar{g} \rho T^{-7/2} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}. \quad (4.37)$$

La somme de la pression du gaz et de celle du rayonnement fournit la pression totale :

$$P = P_G + P_R = \frac{k}{\mu m_p} \rho T + \frac{1}{3} a T^4. \quad (4.38)$$

Un disque d'accrétion possède en général plusieurs régions où dominent différents processus :

(a) *une région optiquement épaisse dominée par la pression de rayonnement* $P = \frac{1}{3}aT^4$. S'il règne dans la partie interne du disque des températures de 10^5 K, c'est la pression de rayonnement qui prévaut comme dans le cas des étoiles chaudes. De cette équation d'état et de la condition d'équilibre (4.16), on déduit

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{3}{4aT^3} \frac{\rho GM}{R^3} z \quad (4.39)$$

et compte tenu de la relation (4.33)

$$Q^- = \frac{2c}{\kappa} \frac{GM}{R^3} H. \quad (4.40)$$

L'opacité est essentiellement due dans ce cas à la diffusion d'électrons. Cette dernière équation est équivalente à l'approximation locale d'Eddington

$$\frac{1}{c} \int F_\nu \kappa_\nu d\nu = \frac{GM}{R^2} \frac{H}{R}. \quad (4.41)$$

Dans cette région, on tire de (4.40) la hauteur du disque en écrivant que $Q^+ = Q^-$

$$H = \frac{3}{8\pi} \dot{M} \frac{\kappa_d}{c} f = \text{const.} \quad (4.42)$$

(b) *une région optiquement épaisse, dominée par la pression du gaz* $P = \frac{k}{\mu m_p} \rho T$.

$$\text{Montrer que } Q^- = \frac{16 a c T_c^4}{3 \kappa_c \rho_c} \frac{1}{H}.$$

Elle comprend une zone où $\kappa = \kappa_d$, tandis qu'à l'extérieur, on a : $\kappa = \kappa_f$.

(c) *et une région optiquement mince*. Alors $Q^- = \int \epsilon_f dz$, avec le rayonnement de freinage comme processus de rayonnement dominant. Cette région peut exister à l'intérieur du disque dans le cas de taux d'accrétion faibles.

4.1.10. Structure radiale de l'intérieur du disque

La partie centrale du disque essentiellement régie par la pression de rayonnement est la région la plus chaude et émet en UV-X. Elle est accessible à l'observation. On a d'après les équations ci-dessus :

$$F_z(z=H) = \frac{1}{2} Q^- = 1,2 \times 10^{19} \dot{m} M_9^{-1} (R/M_H)^{-3} f \text{ ergs}/(\text{cm}^2 \text{ s}) \quad (4.43)$$

$$H(R) = 3,9 \times 10^{15} \dot{m} M_9 f \text{ cm.} \quad (4.44)$$

La fonction $H(R)$ fixe l'épaisseur – ou la minceur – géométrique du disque :

$$\frac{H}{R} = 26,4 \dot{m} \frac{M_H}{R} f. \quad (4.45)$$

Par conséquent, on a $H < 0,1 R$ pour $\dot{m} < 0,25$, en supposant $a_H = 0$, ou $\dot{m} < 0,033$, si $a_H = M_H$. D'une manière générale, on calcule numériquement la structure verticale en résolvant le système d'équations :

$$\begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial z} &= -\frac{GM}{R^3} \rho z \\ \frac{\partial T}{\partial z} &= -\frac{3\kappa \rho}{4 a c T^3} F_z \\ \frac{\partial F_z}{\partial z} &= t_{R\phi} \frac{R d\Omega}{dR} = \alpha P \frac{-R d\Omega}{dR}, \end{aligned}$$

et en utilisant une équation d'état. Il est toutefois également possible d'obtenir des résultats analytiques satisfaisants par une équation d'état polytrope :

$$P(z) = K \rho^{1+\frac{1}{N}}. \quad (4.46)$$

De la condition de l'équilibre hydrostatique, on déduit alors :

$$\frac{P_c}{\rho_c} = \frac{1}{N+1} \frac{1}{2} \frac{GM}{R} \left(\frac{H}{R} \right)^2. \quad (4.47)$$

Avec

$$\Sigma = 2\rho_c H I(N) \quad \text{et} \quad W(R) = 2P_c H I(N+1), \quad (4.48)$$

où

$$I(N) = \frac{(2^N N!)^2}{(2N+1)!},$$

la loi α

$$W(R) = \frac{\dot{M}}{2\pi R^2 \alpha} (l(R) - l(R_{\text{int.}})) \quad (4.49)$$

permet de déterminer la pression centrale

$$P_c(R) = \frac{1}{I(N+1)} \frac{\dot{M}}{4\pi R^2 \alpha} \left(\frac{H}{R} \right)^{-1} \left(\frac{GM}{R} \right)^{1/2} f, \quad (4.50)$$

la densité centrale

$$\rho_c(R) = \frac{2(N+1)}{I(N+1)} \frac{\dot{M}}{4\pi R^2 \alpha} \left(\frac{GM}{R} \right)^{-1/2} \left(\frac{H}{R} \right)^{-3} f, \quad (4.51)$$

ainsi que la température centrale du disque

$$T_c(R) = \left(\frac{3}{a} P_c \right)^{1/4}. \quad (4.52)$$

L'équation de continuité détermine alors la vitesse radiale de dérive

$$-v_R(R) = \alpha \frac{I(N+1)}{2(N+1)I(N)} v_\phi(R) \left(\frac{H}{R}\right)^2 f^{-1}. \quad (4.53)$$

L'approximation du disque mince $-v_R \ll v_\phi$ se trouve ainsi justifiée par cette relation. A l'aide de $H(R)$, on tire alors la densité et la température de disques tels que $P_R > P_G$:

$$n(R) = 2,4 \times 10^7 \alpha^{-1} \dot{m}^{-2} M_9^{-1} (R/M_H)^{1,5} f^{-2} \text{ cm}^{-3}, \quad (4.54)$$

$$T_c(R) = 2,8 \times 10^5 \alpha^{-1/4} M_9^{-1/4} (R/M_H)^{-3/8} \text{ K}. \quad (4.55)$$

Si $t_{R\phi} = -\alpha P_G$, il suit :

$$n(R) = 2,9 \times 10^{15} \alpha^{-0,8} \dot{m}^{-0,4} M_9^{-0,8} (R/M_H)^{-0,6} \text{ cm}^{-3}$$

$$T_c(R) = 2,9 \times 10^7 \alpha^{-0,2} \dot{m}^{0,4} M_9^{-0,2} (R/M_H)^{-0,9} \text{ K}.$$

Les profils radiaux de R dépendent par conséquent étroitement de la loi de turbulence.

4.1.11. Récapitulation des équations d'accrétion stationnaires à 1D

- Conservation de la masse

$$\dot{M} = -2\pi R \Sigma v_R = \text{const.} \quad (A1)$$

- Conservation du moment cinétique

$$\dot{M} R^2 \Omega + 2\pi R^2 W_{R\phi} = \dot{J} = \dot{M} l_{\text{int.}} \quad (A2)$$

- Equation de l'impulsion radiale

$$v_R \frac{dv_R}{dR} = R(\Omega^2 - \Omega_K^2) - \frac{1}{\Sigma} \frac{dP}{dR} \quad (A3)$$

- Equation d'énergie

$$\dot{M} T \frac{ds}{dR} + W_{R\phi} R \frac{d\Omega}{dR} = 4\pi R F_z + \frac{d}{dR} 4\pi R H F_{Rs} \quad (A4)$$

- Equation d'état

$$p = p(\rho, T) \quad (A5)$$

- Approximation grise (τ : profondeur optique du disque)

$$F_R = \frac{4\pi}{3} \frac{du}{d\tau}$$

$$\frac{d}{dR} \left(R H \frac{du}{dR} \right) = 3 \kappa_{\text{abs}} \rho R (u - B) \quad (A6)$$

$$F_z = \rho T_{\text{eff}}^4 = \rho T_c^4 / f(\tau)$$

- Viscosité turbulente

$$W_{R\phi} = \nu \Sigma R \frac{d\Omega}{dR} \quad , \quad \nu = \alpha c_S H \quad , \quad c_S^2 = \frac{dP}{d\Sigma} \quad (A7)$$

- Conditions marginales

$$R = R_{\text{int.}} : \Omega = \Omega_{\text{int.}}$$

$$R \gg R_{\text{int.}} : \Omega = \Omega_K \quad , \quad T_{\text{eff}} = (4.24) \quad , \quad u = \rho T_c^4 / \pi. \quad (A8)$$

Les disques standard se déduisent de ces équations en supposant $s = \text{const.}$ et $F_R = 0$. Le cas des disques au delà du modèle standard sera traité au paragraphe 4.2.

4.1.12. Bord extérieur du disque

Pour les disques d'accrétion des objets supermassifs, la pression de rayonnement revêt une bien plus grande importance que pour les disques stellaires. A partir des solutions précédentes, on déduit le rapport de pressions suivant :

$$\frac{P_R}{P_G} = 7,3 \times 10^9 \alpha^{1/4} \dot{m}^2 M_9^{1/4} (R/M_H)^{-21/8}. \quad (4.56)$$

Il y a égalité des pressions pour le rayon

$$R_{\text{RG}} = 5700 M_H \alpha^{2/21} \dot{m}^{16/21} M_9^{2/21} \propto \dot{m}^{2/3}. \quad (4.57)$$

Cela explique pourquoi en cas de forte accrétion, c'est la pression de rayonnement qui prévaut dans toute la partie intérieure du disque.

Pour des disques supermassifs, la gravité propre du disque entre également en jeu et

$$Q' = \frac{2\pi G \Sigma}{G M_H H / R^3} \simeq \frac{4\pi \rho_c}{M_H / R^3} \simeq 1,0 \times 10^{-15} \alpha^{-1} \dot{m}^{-2} M_9 (R/M_H)^{4,5}. \quad (4.58)$$

Sans grande importance à proximité du trou noir, elle devient prépondérante pour $R > R_{\text{GP}}$ défini par $Q' = 1$, soit :

$$R_{\text{GP}} \simeq 2150 M_H \alpha^{2/9} \dot{m}^{4/9} M_9^{-2/9}. \quad (4.59)$$

Dans ce cas, le disque devient gravitationnellement instable et il commence à s'y former des agrégats. C'est alors par exemple que peuvent être excitées des ondes spirales transportant aussi du moment cinétique. Les disques d'une luminosité importante restent pratiquement dominés par la pression de rayonnement jusqu'à R_{GP} .

4.1.13. De la stabilité des solutions

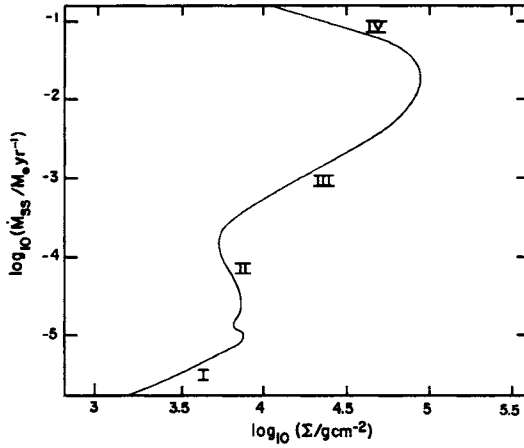


Fig. 4.2 Solution d'équilibre local $\dot{M}(\Sigma)$ pour $M_H = 5 \times 10^8 M_\odot$, $\alpha = 0,15$ et $R = 2,36 \times 10^{15}$ cm (Clarke, 1988).

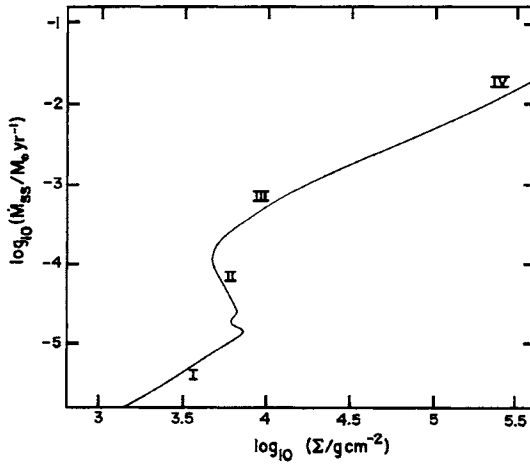


Fig. 4.3 Solution d'équilibre local $\dot{M}(\Sigma)$ pour $M_H = 5 \times 10^8 M_\odot$, $\alpha = 0,15$ et $R = 2,36 \times 10^{15}$ cm dans le cas où $t_{R\phi} = -\alpha P_G$ (Clarke, 1988).

La stabilité locale d'un disque dépend de son opacité, et ce faisant de sa température. La figure 4.2 illustre la relation entre la densité de masse Σ et le taux d'accrétion pour $M_H = 5 \times 10^8 M_\odot$, et $\alpha = 0,15$ (Clarke, 1988). Pour des taux d'accrétion très faibles, le disque n'est pas ionisé, et l'opacité est déterminée par des molécules et de la poussière

(région I). Il demeure néanmoins optiquement épais. Dans la région II, il est partiellement ionisé, l'opacité croît rapidement, Σ diminue ensuite à l'équilibre thermique. En III, le disque est entièrement ionisé et l'opacité alors déterminée par le rayonnement de freinage, est désormais caractérisée par la diffusion d'électrons. La profondeur optique effective est donc telle que

$$\tau_{\text{eff}} = \sqrt{(\kappa_f + \kappa_d)\kappa_f} \Sigma > 1. \quad (4.60)$$

Dans la région IV, la pression de rayonnement gagne de l'importance, les contraintes visqueuses varient comme la puissance 4^{ème} de la température, si bien que Σ décroît à nouveau dans le modèle standard où $t_{R\phi} = -\alpha P$. Cette région présente des instabilités visqueuses et thermiques (cf. littérature). Avec la modification $t_{R\phi} = -\alpha P_G$, elle redevient stable (fig. 4.3). Les figures 4.4 et 4.5 présentent les seuils critiques et les différentes régions dans le plan $(\dot{M}, R)$ pour les disques standard et les disques à viscosité modifiée. La zone hachurée correspond au domaine gravitationnellement instable.

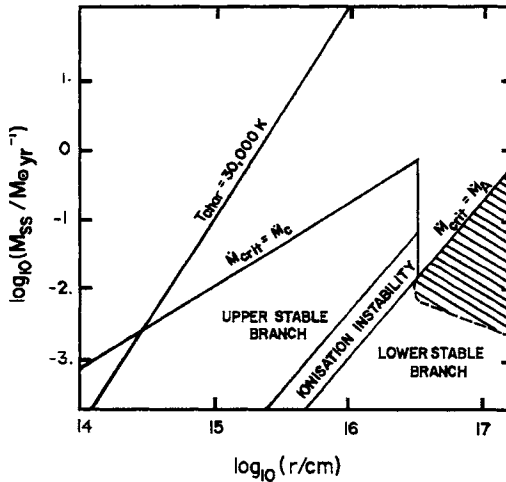


Fig. 4.4 Régions physiques de disques standard pour $M_H = 5 \times 10^8 M_\odot$, et $\alpha = 0,15$. La limite $\dot{M}_{\text{crit}}$ correspond au seuil où intervient l'instabilité lorsque prédomine la pression de rayonnement (Clarke, 1988).

Une instabilité importante des disques d'accrétion est l'*instabilité visqueuse*. Si le disque crée l'équilibre thermique $Q^+ = Q^-$, il est alors possible de déterminer pour une densité de surface donnée $\Sigma(R)$ le taux d'accrétion $\dot{M}$ (voir fig. 4.2 et 4.3). En vertu de la conservation du moment cinétique, on obtient la relation

$$\dot{M} = 3\pi\nu\Sigma f^{-1}(R). \quad (4.61)$$

Lorsque $\dot{M}$ croît, la densité locale peut soit s'adapter (stabilité), soit ne pas s'adapter (instabilité). Le critère de stabilité est donné par

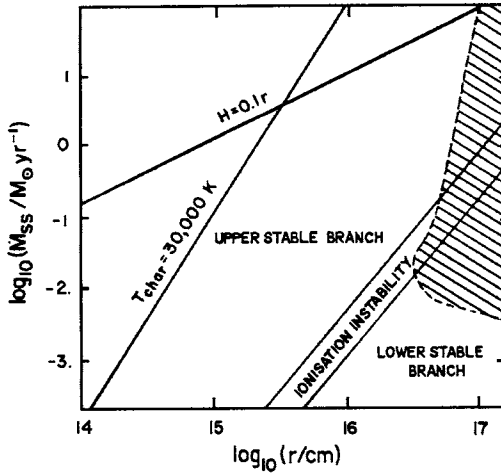


Fig. 4.5 Régions physiques de disques modifiés, avec $M_H = 5 \times 10^8 M_\odot$, et $\alpha = 0,15$ (Clarke, 1988).

$$\frac{d(\nu \Sigma)}{d\Sigma} > 0. \quad (4.62)$$

Si ce critère n'est pas satisfait, l'instabilité visqueuse apparaît. Les perturbations de densité se développent alors en l'espace du temps de dérive $t_{\text{visc.}} \simeq R/v_R \simeq t_K (R/H)^2$, où t_K est le temps de Kepler donné par $t_K = 1/\Omega_K$. Par conséquent, les régions II et IV de la figure 4.2 correspondent à des instabilités visqueuses. Lorsqu'un disque d'accrétion accrete de la masse dans une région instable, celle-ci oscille alors entre les deux branches voisines stables (cycle limite, courbe en S).

4.2. Les disques d'accrétion au delà du modèle standard

Un grand nombre de systèmes d'accrétion présentent des spectres qu'il n'est pas possible d'interpréter exclusivement dans le cadre du modèle des disques standard. Ces sources émettent en général dans les domaines d'énergie X voire γ . Cela signifie que la température de la zone d'émission doit être au moins deux ordres de grandeur supérieure à celle de la région centrale d'un disque standard (4.55).

D'un point de vue théorique, la structure du disque d'accrétion doit se différencier de celle du disque standard dans au moins deux configurations physiquement parlant pertinentes, étant donné que les conditions marginales du bord intérieur ne sont pas compatibles avec les hypothèses du modèle des

disques standard. C'est par exemple le cas de l'accrétion sur une étoile, dont la surface est en rotation subképlérienne, $\Omega_* < \Omega_K(R_*)$. Cette question a été étudiée par Paczyński (1991) et par Popham & Narayan (1991, 1992). Une situation semblable se produit dans le cas de l'accrétion sur un trou noir. Il n'existe alors plus d'orbites képlériennes stables entre le bord intérieur du disque à l'horizon R_H et l'orbite stable marginale R_{ms} (3.121), de sorte que la généralisation relativiste du disque standard newtonien n'est possible qu'au-delà de R_{ms} (Novikov & Thorne, 1973). Au bord intérieur, le plasma accrété est contraint par l'effet de l'entraînement des repères $\Omega_H = \omega(r_H)$ à la rotation, tandis qu'il tombe radialement dans l'horizon à la vitesse de la lumière par rapport au référentiel en rotation, autrement dit supersoniquement.

Dans les deux cas, les conditions au bord intérieur empêchent l'existence d'un disque standard global. Soit la structure se différencie globalement de la solution standard, soit il existe une couche marginale reliant le bord intérieur au disque standard extérieur. Dans la couche marginale, Ω passe de Ω_K à $\Omega(R_{in})$ avec un gradient plus ou moins pentu. Cela a pour effet d'accroître le chauffage visqueux du plasma, donc sa température, ce qui finalement contribue à expliquer les composantes spectrales dures observées dans de nombreux systèmes d'accrétion avec trou noir. Les couches marginales présentent donc un intérêt particulier tant du point de vue de leurs propriétés dynamiques que thermiques. L'existence d'un horizon permet en outre l'advection d'entropie du disque dans le trou noir par le bord intérieur. Le système perd cette entropie, qui n'est plus visible dans le spectre, ce qui équivaut à une diminution du rendement η de l'accrétion (voir plus loin). L'accrétion des trous noirs va faire ci-après l'objet d'une discussion plus détaillée.

La métrique de Kerr (3.5) en coordonnées cylindriques $\{t, \phi, R, z\}$, développée jusqu'à $\mathcal{O}(z/R)^0$ est suffisante pour les équations de structure radiale relativistes en approximation verticalement moyenne (Lasota, 1994)

$$ds^2 = \frac{R^2 \Delta}{A} dt^2 - \frac{A}{R^2} (d\phi - \omega dt)^2 - \frac{R^2}{\Delta} dR^2 - dz^2, \quad (4.63)$$

où $A = (R^2 + a_H^2)^2$, Δ et ω sont définis comme dans (3.6). Le tenseur d'énergie-impulsion d'un liquide visqueux avec flux de rayonnement,

$$T^{\alpha\beta} = \rho u^\alpha u^\beta + p h^{\alpha\beta} + t^{\alpha\beta} + u^\alpha q^\beta + u^\beta q^\alpha, \quad (4.64)$$

et le vecteur de courant de particules $n^\alpha = n u^\alpha$ sont conservés. $h^{\alpha\beta} = u^\alpha u^\beta + g^{\alpha\beta}$ projetée dans l'espace à 3 dimensions perpendiculairement à la quadri-vitesse $u^\alpha = (u^t, \Omega u^t, u^r, u^z)$. Le tenseur de contraintes visqueuses $t^{\alpha\beta}$ est déterminé par le cisaillement $\sigma^{\alpha\beta}$ du champ des vitesses et par la viscosité cinématique ν selon $t^{\alpha\beta} = -2\nu\rho_0\sigma^{\alpha\beta}$. Les variables thermodynamiques telles que la pression isotrope p et la densité totale d'énergie de masse $\rho = \rho_0 + \varepsilon$ (avec ρ_0 comme densité de masse au repos et ε comme densité

intérieure d'énergie) sont définies dans le référentiel local au repos. Le flux de rayonnement dans ce repère est décrit par le vecteur purement spatial q^α . Les équations de structure radiale peuvent donc se formuler de façon analogue à 4.1.11. (p.ex. Peitz & Appl, 1997),

- Conservation de la masse $n^\alpha_{;\alpha} = 0$

$$\dot{M} = -2\pi R u^R \Sigma_0 = \text{const.} \quad (\text{A1}')$$

- Conservation du moment cinétique $(T^{\alpha\beta} m_\beta)_{;\alpha} = 0$,

$$\frac{\dot{M}}{2\pi} (L - L_0) = 2H R t_\phi^R \quad (\text{A2}')$$

- Equation de l'impulsion radiale $h_{R\beta} T^{\alpha\beta}_{;\alpha} = 0$

$$\gamma_{rad}^2 V \frac{dV}{dR} = -\frac{\gamma_{azi}^2 A M_H}{R^4 \Delta} \frac{(\Omega - \Omega_K^+)(\Omega - \Omega_K^-)}{\Omega_K^+ \Omega_K^-} - \frac{1}{\Sigma} \frac{dP}{dR} \quad (\text{A3}')$$

- Equation d'énergie $(T^{\alpha\beta} \xi_\beta)_{;\alpha} = 0$

$$Q^{adv} = Q^+ - Q^-, \quad (\text{A4}')$$

$$Q^{adv} = -\frac{\dot{M}}{2\pi R} T \frac{ds}{dR}, \quad Q^+ = -2\nu \Sigma_0 \sigma_{\alpha\beta} \sigma^{\alpha\beta}.$$

$\Sigma_0 = 2H\rho_0$ et $P = 2Hp$ désignent respectivement la densité de surface de masse au repos et la pression intégrée verticalement. $V = u^R(h^{RR})^{-1/2}$ est la vitesse de dérive radiale par rapport au repère en rotation et $\gamma_{rad} \equiv (1 - V^2)^{-1/2}$ le facteur de Lorentz correspondant. Le facteur de Lorentz azimuthal par rapport au ZAMO est $\gamma_{azi} \equiv (1 - A^2 R^{-4} \Delta^{-1} (\Omega - \omega)^2)^{-1/2}$. La fréquence de rotation des orbites képlériennes progrades et rétrogrades, $\Omega_K^\pm$ est la même que dans (3.124). m^α et ξ^α sont les champs de Killing de la métrique de Kerr, M_H et a_H sont respectivement la masse et le moment cinétique spécifique du trou noir. Le moment cinétique spécifique $L = -\mu u_\phi$ est conservé dans le cas non-visqueux ($\nu = 0$), $\mu = (\rho + p)/\rho_0$ décrivant l'enthalpie spécifique. Les termes de l'équation d'énergie sont comme dans (A4), autrement dit Q^{adv} désigne le taux de refroidissement advectif par suite de la dérive radiale, Q^+ le taux de réchauffement par frottement visqueux et Q^- le taux de refroidissement rayonnant. La hauteur du disque H est estimée comme dans le cas newtonien en supposant l'équilibre hydrostatique vertical, $u^z = 0$, à l'aide de l'équation verticale d'Euler.

À l'horizon, la causalité impose $\nu(R_H) = 0$, accrétion idéale, de sorte qu'il n'est plus possible de paramétrer ν suivant (A7), puisque H est fini. Etant donné que le cisaillement σ_ϕ^R est aussi fini, la contrainte visqueuse s'annule : $t_\phi^R(R_H) = 0$. La valeur propre L_0 décrit alors le moment cinétique spécifique au bord intérieur du disque, accrété par le trou. On peut toujours écrire l'équation d'impulsion radiale sous la forme :

$$\frac{dV}{dr} = \frac{\mathcal{N}}{\mathcal{D}}. \quad (4.65)$$

De $V(R_H) = 1$ et $V(R_{\text{ext}}) < c_S(R_{\text{ext}})$, où c_S est la vitesse du son (cf. (A7)), il s'ensuit $\mathcal{D}(R_H)/\mathcal{D}(R_{\text{ext}}) < 0$. Autrement dit, il existe toujours un point sonique R_S tel que $R_S \equiv R(\mathcal{D} = 0)$ avec $R_H < R_S < R_{\text{ext}}$. **L'accrétion sur un trou noir est donc toujours transsonique.** Le moment cinétique au point sonique est subképlérien.

Il n'existe jusqu'à présent des solutions transsoniques globales au système ébauché ci-dessus qu'avec certaines restrictions, telles que l'équation d'état polytrophe (Peitz & Appl, 1997) ou le cisaillement simplifié σ_ϕ^R (Abramowicz *et al.*, 1996). Dans le cas de l'accrétion sur un trou noir en rotation, le disque au bord intérieur pénètre plus avant dans le potentiel, de sorte qu'il en résulte une augmentation des températures à cet endroit. D'autres propriétés majeures des solutions globales se déduisent à partir des solutions locales d'équilibre thermique de l'équation d'énergie, qui existent aussi grâce à des simplifications importantes. Le rapport de Q^{adv} sur $Q^\pm$, en relation avec la profondeur optique τ dans la direction verticale, liée au taux d'accrétion $\dot{M}$, est d'une importance fondamentale pour les classes de solutions. La solution est dite (localement) *dominée par le refroidissement* si $Q^+ \simeq Q^- \gg Q^{\text{adv}}$, comme c'est le cas du disque standard. Les disques d'une température plus élevée ne sont plus géométriquement minces, de sorte que l'advection joue un rôle prédominant. Dans le cas où $Q^{\text{adv}} \sim Q^+ \gg Q^-$, on parle d'un flux (localement) *dominé par l'advection*. Il y a essentiellement 4 branches d'équilibre thermique, représentées figure 4.7 dans le plan $\dot{M}-\alpha\Sigma$ sur la base d'un modèle local simple (Abramowicz *et al.*, 1995) pour un rayon fixe $R = 5R_G$ et une masse de trou noir $M_H = 10M_\odot$:

- **Modèle I** : solution dominée par le refroidissement, optiquement épaisse, correspondant au disque standard géométriquement mince. Dans *Ia*, la pression du gaz est prédominante par rapport à la pression de rayonnement. La solution *Ib* dominée par la pression de rayonnement se caractérise par une instabilité visqueuse d'après (4.62).
- **Modèle II** : solution dominée par le refroidissement, optiquement mince, correspondant au modèle chaud ($T_e \sim 10^9$ K) à 2 températures de Shapiro, Lightman & Eardley (1976). Elle autorise des spectres durs, mais est thermiquement instable.
- **Modèle III** : solution dominée par l'advection, optiquement épaisse ("slim disk") (Abramowicz *et al.*, 1988).
- **Modèle IV** : solution dominée par l'advection, optiquement mince, correspondant au flux d'accrétion dominé par l'advection (ADAF pour "advection dominated accretion flow"). Les températures sont semblables à *II*. La solution est en revanche thermiquement stable (Narayan & Yi, 1994, 1995a, 1995b; Abramowicz *et al.*, 1995). Elle n'est accessible que pour de faibles taux d'accrétion en deçà de $\dot{M}_{\text{max}} \sim \alpha^2$.

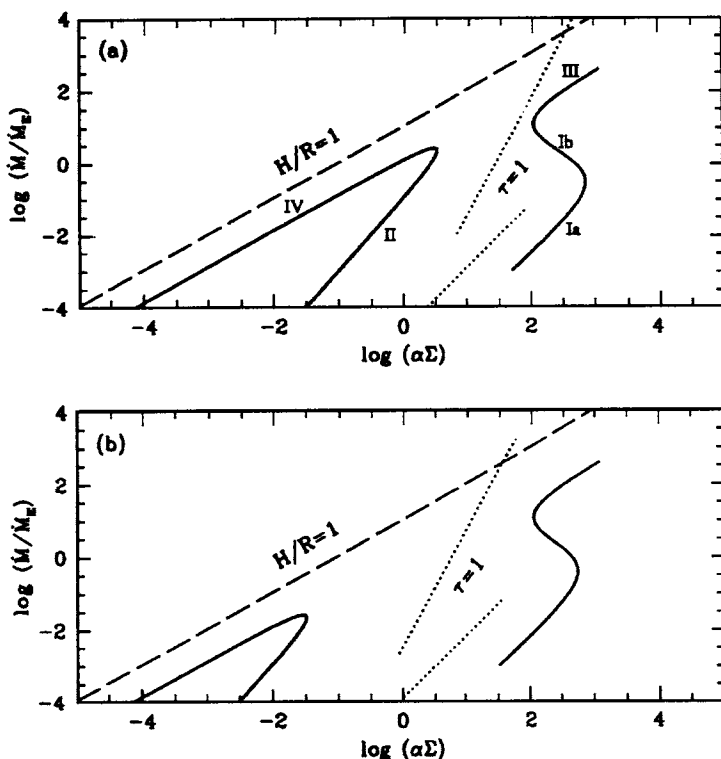


Fig. 4.6 (a) Solutions d'équilibre thermique pour des disques d'accrétion optiquement minces (courbe à droite) et optiquement épais (courbe à gauche). Les segments III et IV représentent les solutions dominées par l'advection. La ligne pointillée correspond à la profondeur optique $\tau = 1$, calculée en supposant que la pression est dominée soit par le rayonnement (en haut), soit par le gaz (en bas). Les paramètres sont $M/M_\odot = 10$, $r = 5$, $\alpha = 0,1$. (b) Même chose qu'en (a), sauf que $\alpha = 0,01$ (Abramowicz *et al.*, 1995).

Une caractéristique remarquable d'un ADAF global est la faible valeur du rendement $L/L_{\text{ED}} \sim 10^{-5} - 10^{-3} \dot{M}/\dot{M}_{\text{ED}}$, ce qui plaide en faveur du modèle pour des systèmes à faible luminosité. Toutefois, une condition nécessaire à l'existence d'un ADAF au bord intérieur du disque est la présence d'un horizon, étant donné que l'entropie ne peut être extraite du disque que par advection par l'horizon. Un modèle à deux zones, postulant un ADAF pour $R_{\text{in}} < R_{\text{tr}}$ et un disque standard pour $R_{\text{tr}} < R_{\text{ext}}$, où le rayon de transition R_{tr} est un paramètre libre, permet d'obtenir des ajustages satisfaisants de spectres. Il n'existe pas encore de solution cohérente pour la zone de transition autour de R_{tr} , où $\tau \simeq 1$. Néanmoins, on peut interpréter le succès des modèles ADAF pour des systèmes d'accrétion à faible luminosité avec des spectres durs comme une confirmation indirecte de l'existence des horizons, et par là des trous noirs.

4.3. L'excès UV et les spectres des disques d'accrétion

Les sources thermiques (galaxies de Seyfert et QSO) émettent la majeure partie de leur rayonnement dans les domaines optique et UVX (excès de rayonnement UV, voir fig. 1.13). Ce rayonnement est aujourd'hui considéré comme annonçant la présence d'un disque d'accrétion. Cependant, la détermination du continuum d'un disque géométriquement mince s'est avérée particulièrement complexe. Différents auteurs ont certes calculé le continuum d'un disque nu, c'est-à-dire sans couronne, mais on n'est pas encore parvenu à des solutions pour des disques avec une atmosphère qui prennent de surcroît en considération tous les effets relativistes. Les résultats ainsi obtenus sont donc à interpréter avec prudence, quoiqu'ils aient au moins le mérite de donner un aperçu du comportement qualitatif des spectres de ces disques.

Shields (1978), Malkan & Sargent (1982) et Malkan (1983) ont expliqué pour la première fois l'excès de rayonnement UV des quasars par une émission thermique de la surface d'un disque d'accrétion. La confirmation de cette idée dépend de la qualité des spectres. Les premiers modèles n'envisageaient qu'une approximation locale du corps noir (Malkan (1983), Bechtold *et al.* (1987), Wandel (1987)), ou une combinaison de spectres stellaires (Sun & Malkan (1987)). Des calculs plus réalistes ont été effectués par Laor & Netzer (1989), (1990); Laor (1990); et Ross *et al.* (1992) (étude newtonienne). Ces derniers ont travaillé avec l'approximation d'Eddington en tenant compte de la diffusion des électrons et de l'opacité due à l'absorption d'ionisation, ainsi que des propriétés relativistes du transfert des photons. Ces modèles ne contiennent pas de couronne supplémentaire et ne considèrent que les disques géométriquement minces, c'est-à-dire tels que $L \leq 0,3 L_{ED}$. Ceux-ci se subdivisent en 50 anneaux (par tranches logarithmiques) d'un rayon R compris entre $R = r_{ms}$ et un rayon où prédomine la gravité propre du disque.

La figure 4.7 présente les spectres caractéristiques d'objets supermassifs en supposant $a_H = 0$. Le spectre des disques relativistes ne varie pas comme $\nu^{1/3}$, mais montre généralement un excès de rayonnement plat, dont la largeur dépend du paramètre $R_{ext.}/r_{ms}$. Puisque les disques des trous noirs en rotation rapide s'approchent plus de l'horizon, les spectres de ces mêmes trous noirs se caractérisent par des températures plus élevées et donc une plus grande dureté. Ils dépendent également du paramètre de turbulence α – une valeur faible de α signifie une densité plus élevée et donc une moindre diffusion d'électrons (le spectre où $\alpha = 0,001$ est très proche d'un spectre de corps noir) – et dans une faible mesure de la loi de viscosité : (a) $t_{R\phi} = -\alpha P_{tot}$; (b) $t_{R\phi} = -\alpha P_G$; (c) $t_{R\phi} = -\alpha \sqrt{P_G P_R}$.

A luminosité constante (10^{46} ergs/s), le taux d'accrétion relatif d'Eddington maximal $\dot{m} = 0,3$ fournit le spectre le plus plat et donc le plus dur (voir fig. 4.8). Les disques avec un faible $\dot{m}$ présentent des températures plus basses ainsi qu'un rayon de gravité propre plus modeste, ce qui donne lieu

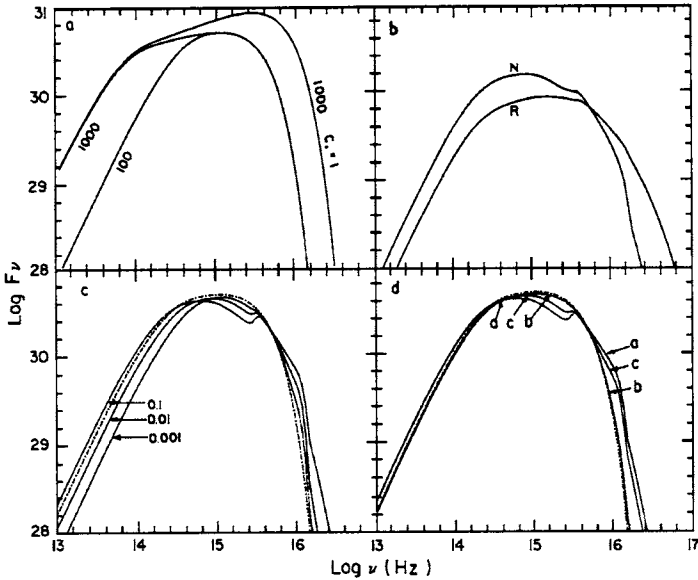


Fig. 4.7 Spectres en fonction de différents paramètres. Les flux sont indiqués en $\text{ergs.s}^{-1}\text{cm}^{-2}$. Dans chaque cas, $M_{H,9} = 0,27$ et $l = 0,3 L_{ED}$ ($L = 10^{46} \text{ ergs s}^{-1}$).
(a) Trou noir statique de face avec émission de corps noir local et pour différents rapports $r_{\text{ext}}/r_{\text{ms}}$. La courbe supérieure représente le cas où $c_1 = 1$. C'est la seule situation où le spectre ressemble à la loi de puissance "classique" $\nu^{1/3}$.
(b) Comparaison d'un trou noir statique (N) et d'un trou noir en rotation (R) pour des disques avec $\theta = 60^\circ$, $\alpha = 0,1$ et la viscosité du cas (a) (pour le premier, $r_{\text{ms}} = 1,23$ alors que pour le second, $r_{\text{ms}} = 6$).
(c) Dépendance de α d'un disque de face autour d'un trou noir statique et de viscosité du cas (a). A titre de comparaison, la courbe en pointillés représente un disque avec une émission de corps noir local.
(d) Comparaison entre différents cas de viscosité pour un disque de face, avec $\alpha = 0,1$ et un trou noir statique. La courbe en pointillés est la même qu'en (c) (Laor & Netzer, 1989).

à un spectre mou et étroit. Pour $\dot{m}$ constant, le disque se refroidit dans sa globalité lorsque la luminosité augmente.

Bien entendu, la forme du spectre d'un disque dépend aussi étroitement de l'angle d'inclinaison. Ainsi, les disques vus de face apparaissent plus chauds. Globalement, on peut assimiler de façon satisfaisante les spectres des quasars entre 1000 et 6000 Å à des spectres tels que $L/L_{ED} \simeq 0,1$. Les spectres d'objets en rotation rapide reproduisent un peu mieux les observations, ce qui est d'ailleurs prévisible au regard de la longue histoire d'accrétion.

Pour pouvoir rendre compte d'un spectre du domaine allant de l'IR aux X mous, il faut en général un minimum de 3 composantes. La *branche infrarouge* est normalement caractérisée par un spectre en loi de puissance d'indice spectral $\alpha_{IR} \simeq 1,5$. Le disque d'accrétion est incapable d'expliquer

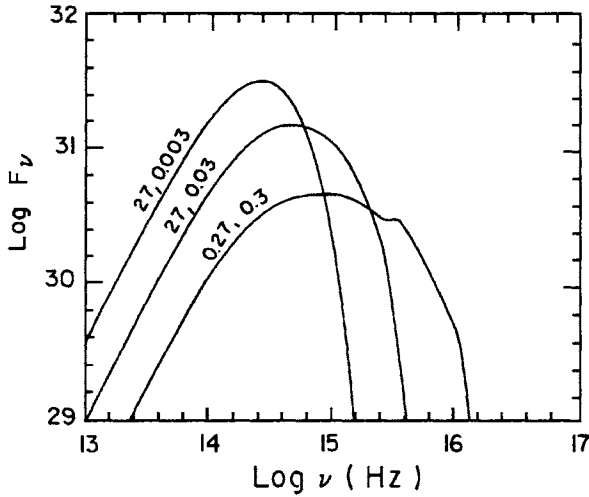


Fig. 4.8 Spectres à luminosité constante $L = 10^{46}$ ergs/s (Laor & Netzer, 1989).

la partie IR. La deuxième composante correspond à l'émission thermique du disque d'intensité comparable pour $1 \mu\text{m}$ environ. La troisième composante, l'émission X, domine le spectre au delà de 1 keV (fig. 4.9).

Le satellite ROSAT a permis de façon très nette de mettre en évidence l'excès de rayonnement UV jusque dans le domaine des X mous (fig. 4.9 et 4.10). On peut essayer de faire coïncider ces données avec une sorte de spectre de disque, $F_\epsilon \propto \epsilon^{0,3} \exp(-\epsilon/\epsilon_{\text{coup.}})$, et un spectre en loi de puissance dans la gamme des X durs (fig. 4.9). Dans l'UV proche, on recourt à un autre spectre en loi de puissance pentu, $F_\epsilon \propto \epsilon^{-2,5}$. Il est remarquable que par ce procédé, l'énergie de coupure $\epsilon_{\text{coup.}}$ ne semble pas dépendre de la luminosité, $\epsilon_{\text{coup.}} \simeq 60 \text{ eV}$, équivalant à une température $T_e \simeq 5 \times 10^5 \text{ K}$. Cette température résulte également du fait que l'excès mou est observé dans toutes les galaxies de Seyfert lumineuses, de même que dans les quasars lumineux (cf. 3C 273 et fig. 4.10).

Bien que la forme de l'excès de rayonnement UV soit en accord avec un spectre obéissant à $\nu^{1/3}$, la présence de la coupure universelle à $\epsilon \simeq 60 \text{ eV}$ pose des difficultés considérables aux modèles de disques d'accrétion. Etant donné que les diverses sources possèdent des masses différentes, on s'attendrait à ce que les masses les plus faibles présentent les températures de disque les plus élevées. Il devrait apparaître une variation d'un facteur 10 au minimum. *L'existence d'un thermostat est actuellement un problème totalement irrésolu dans le cas des disques d'accrétion géométriquement minces.*

La galaxie de Seyfert NGC 4051 présente un spectre UV très pentu (fig. 4.9), vraisemblablement dû à un rougeoiement intérieur. En outre, elle se caractérise par des variations temporelles de son flux X de l'ordre de

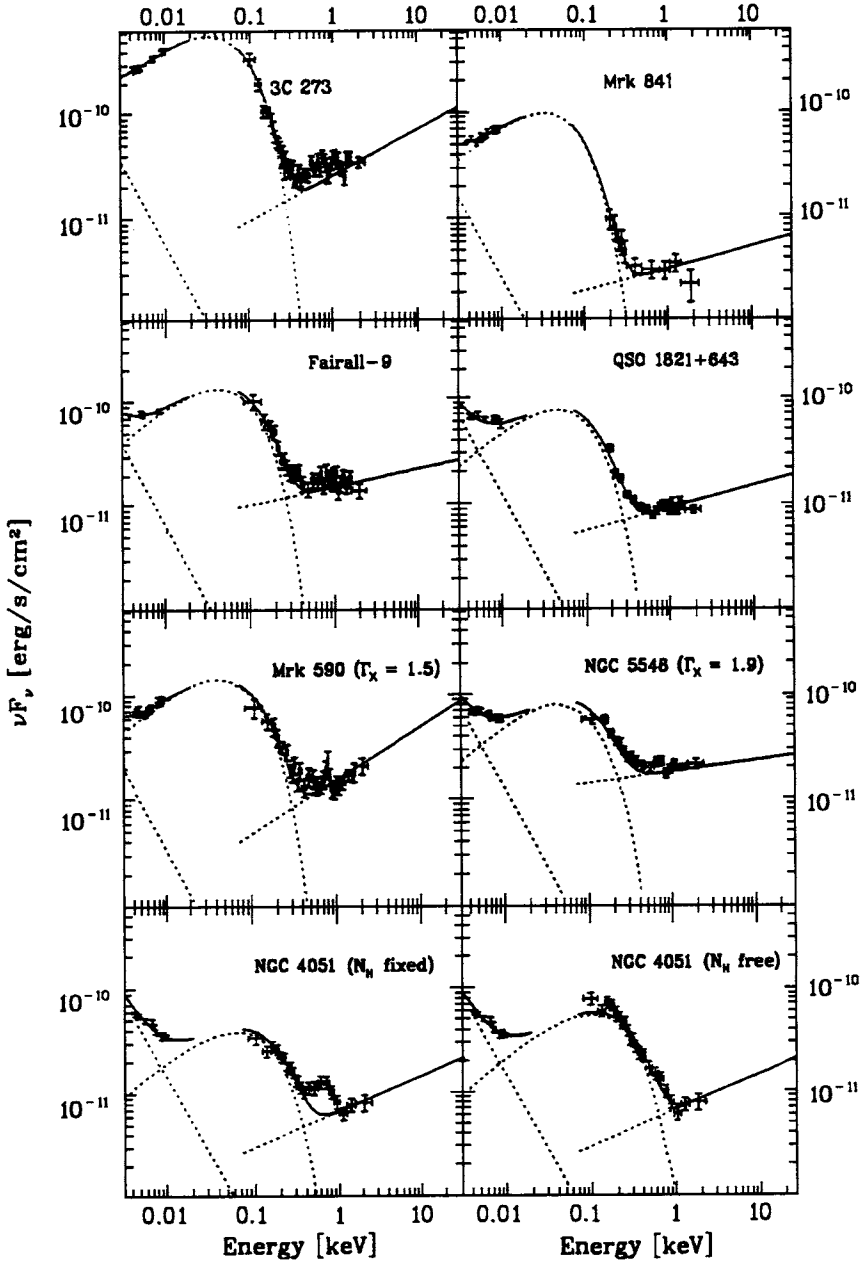


Fig. 4.9 Spectres en bandes larges simultanés de galaxies de Seyfert et de 3C 273 avec les données d'IUE, ROSAT et GINGA (Walter *et al.*, 1994).

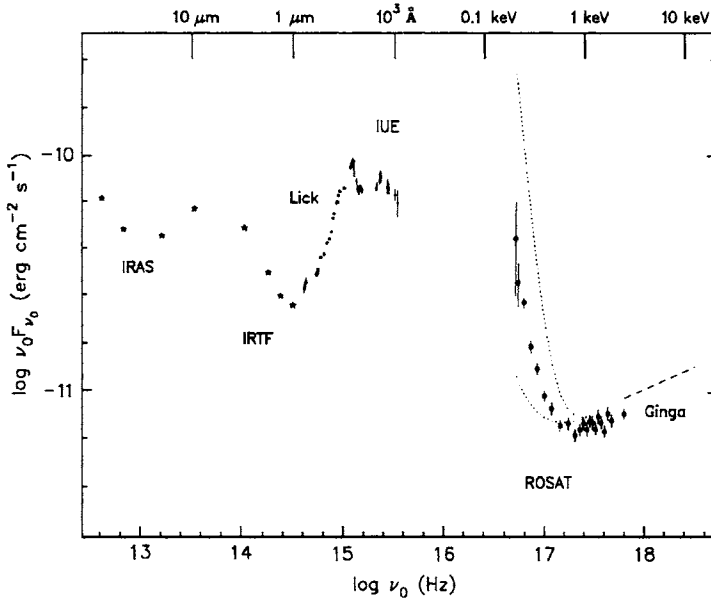


Fig. 4.10 Spectres IR et X du quasar H1821+643. Distribution de l'énergie du continuum représentée dans le référentiel au repos du QSO, avec les données de IUE d'oct.-nov. 1990, du spectre de ROSAT durant le RASS (ROSAT All-Sky Survey) (la contribution de K1 - 16 a été ôtée), le spectre moyen de GINGA d'oct. 1990, le spectre optique obtenu le 20 oct. 1990 à l'Observatoire de Lick, ainsi que les données publiées d'IRAS et d'IRTF. Les données du rayonnement X ont été corrigées pour l'absorption interstellaire (avec $N_H = 4,1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, toutes les autres pour l'extinction interstellaire (avec $E(B - V) = 0,085 \text{ mag}$). Les courbes en pointillés indiquent l'erreur produite par l'éventail des pentes possibles de l'excès en X mou (Kolman *et al*, 1993).

plusieurs heures, variations déjà observées avec EXOSAT. Sa photosphère effective dans le domaine des photons X mous est de 12 heures-lumière. Le fait que le rayonnement optique provient de la région extérieure du disque d'accrétion et que le rayonnement UV émane plutôt de la zone intérieure ne peut amener à penser que les fluctuations des deux gammes du spectre se produisent simultanément. Dans le cas de NGC 5548, le décalage du flux optique par rapport au flux UV ne peut dépasser 4 jours, pour NGC 4151, 3 jours, et pour Fairall 9, vraisemblablement 140 jours. Puisque la vitesse de groupe d'une perturbation dans un disque géométriquement mince est déterminée par la vitesse du son et par conséquent par la hauteur du disque, seule une perturbation cohérente est capable d'engendrer des fluctuations concomitantes dans les gammes optique et ultraviolette. Cela est possible par le biais des champs magnétiques qui relient la zone intérieure et celle extérieure par un rapport causal.

Sun & Malkan (1989) ont aussi tenté en 1989 de déterminer à partir de ces modélisations des spectres globaux les masses et les taux d'accrétion (fig. 4.11).

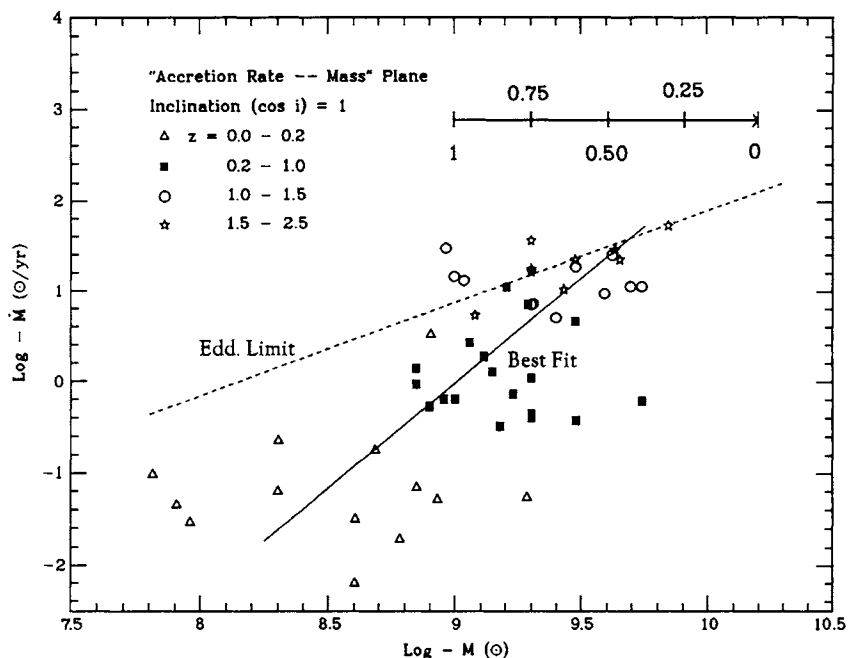


Fig. 4.11 Relation entre les masses et les taux d'accrétion des NAG (Sun & Malkan, 1989).

Au cours de ces dernières années, de larges programmes de prospection ont été réalisés sur les galaxies de Seyfert. Il s'avère que les courbes de lumière dans les gammes optique et ultraviolette présentent une similitude inattendue (fig. 4.12), de même que dans le continuum et les raies d'émission larges. Un décalage temporel y est à peine perceptible entre les variations du continuum optique et du continuum UV ($\Delta t < 2$ jours).

Les perturbations locales dans un disque se développent certes en l'espace du temps dynamique $t_K \simeq 1/\Omega_K \simeq$ jours, mais celles qui affectent la structure globale du disque croissent en l'espace du temps visqueux $t_{\text{visq.}} \simeq R/v_R \gg t_K$. Les galaxies de Seyfert telles que NGC 4151 et NGC 5548 contiennent en leur centre un trou noir supermassif d'une masse $M_H \leq 10^8 M_\odot$. Lorsque le disque émet localement comme un corps noir (ce qui constitue une bonne approximation dans l'UV même, puisque la comptonisation n'intervient pas encore ici), la majeure partie de l'énergie est rayonnée à une longueur d'onde caractéristique donnée par

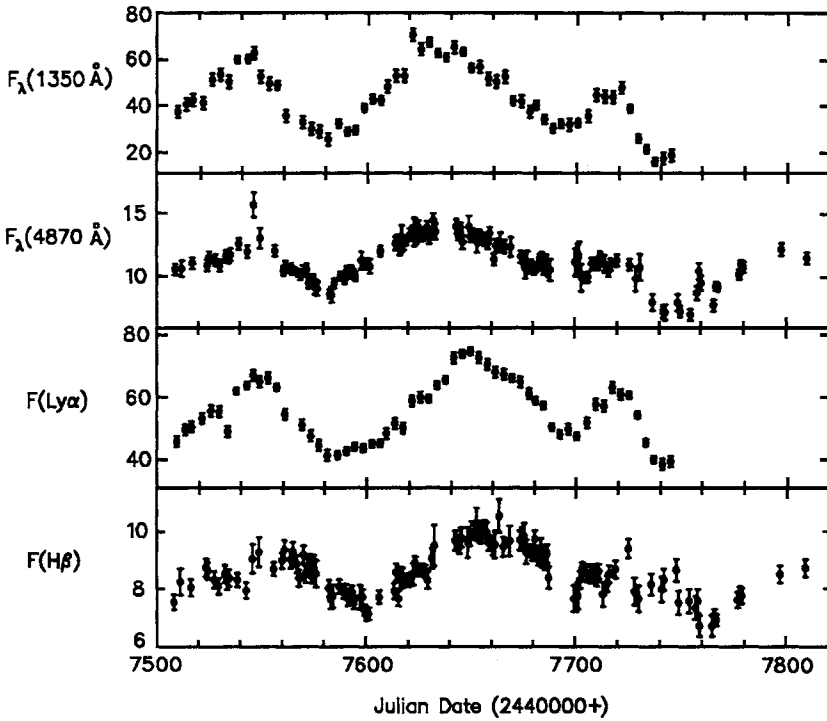


Fig. 4.12 Courbes de lumière de NGC 5548. Sont représentées ici les courbes de lumière du continuum à 1350 Å et 4870 Å, ainsi que les courbes de lumière des raies d'émission de Ly α et H β . Les flux du continuum sont exprimés en 10^{-15} ergs s $^{-1}$ cm $^{-2}$ Å $^{-1}$ et les flux des raies en 10^{-13} ergs s $^{-1}$ cm $^{-2}$ (Peterson *et al.*, 1991).

$$\lambda_{\max} \simeq 100 \text{ Å} \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_{\text{ED}}} \right)^{-1/2} \left(\frac{R}{10 R_S} \right)^{3/4} \left(\frac{L}{10^{44} \text{ ergs}^{-1}} \right)^{1/4}. \quad (4.66)$$

C'est pourquoi le rayonnement UV provient d'une région $\simeq 100 R_S$, le rayonnement optique d'une zone $\simeq 1000 R_S$. De plus, on trouve pour $100 R_S$ un temps dynamique t_K de 0,5 jour environ et un temps visqueux $t_{\text{visq.}}$ d'un an environ, tandis que pour $1000 R_S$, on obtient $t_K \simeq 15$ jours et $t_{\text{visq.}} \simeq 100$ ans ($\alpha = 1$).

Les variations rapides du continuum ne peuvent donc être provoquées par le temps visqueux correspondant, pas plus que l'absence de décalage entre les rayonnements optique et UV. A l'évidence, l'information est échangée entre les deux domaines à la vitesse de la lumière. Ce cas se produit lorsque le disque d'accrétion est chauffé par une source centrale (fig. 4.13; Collin-Souffrin, 1991). Le rayonnement extérieur est absorbé et réémis par le disque à la température locale ("reprocessing"). Dans cette région apparaît alors

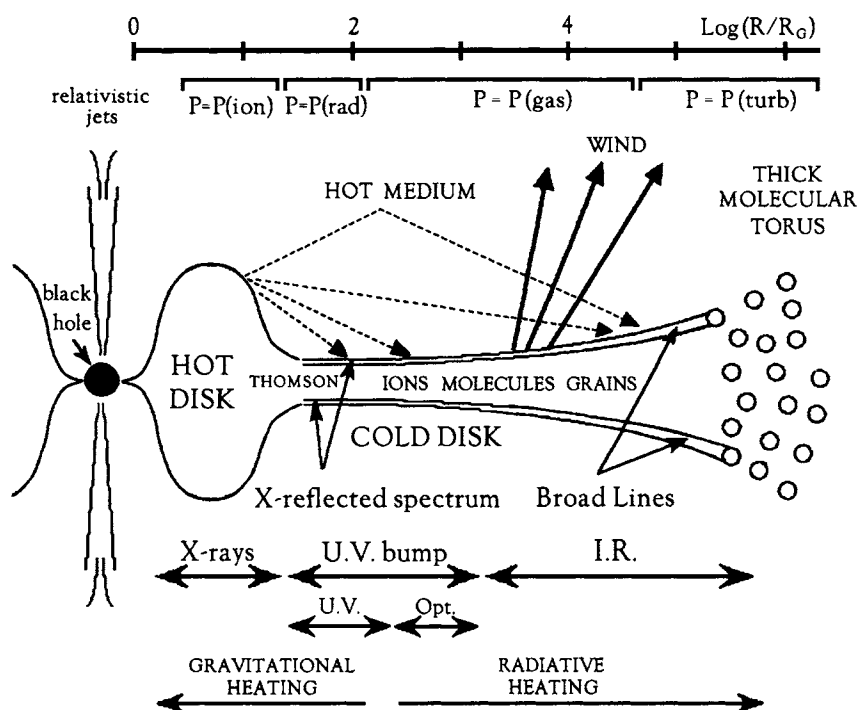


Fig. 4.13 Disques d'accrétion modifiés avec "reprocessing" du rayonnement X (Collin-Souffrin, 1994).

également une partie des raies d'émission larges (par exemple $H\beta$; voir figure 4.12), dont la courbe de lumière varie en même temps que le continuum.

Ce modèle amène à penser que le rayonnement X dur se comporte comme le rayonnement UV, ce qui a été confirmé par des corrélations observées entre les courbes de lumière des 2 gammes spectrales, NGC 4151 et NGC 5548 étant à nouveau les meilleurs exemples (fig. 4.14). Mais il existe aussi des "époques anormales", où le flux UV est très intense alors que le rayonnement X ne l'est pas. Ces variations temporelles ne sont pas faciles à observer dans le cas des quasars, étant donné que les temps respectifs sont de l'ordre des années ($M_H \simeq 10^9 M_\odot$).

Cette interprétation n'est pas sans présenter d'inconvénients. En effet, elle exige une quantité considérable d'énergie dans la branche des X durs du spectre (voir 4.6), quantité qui n'est vraisemblablement pas présente. Cela signifierait alors que le disque est chauffé par rayonnement anisotrope ou par des processus de particules – hypothèse qui laisse sceptiques bon nombre de spécialistes.

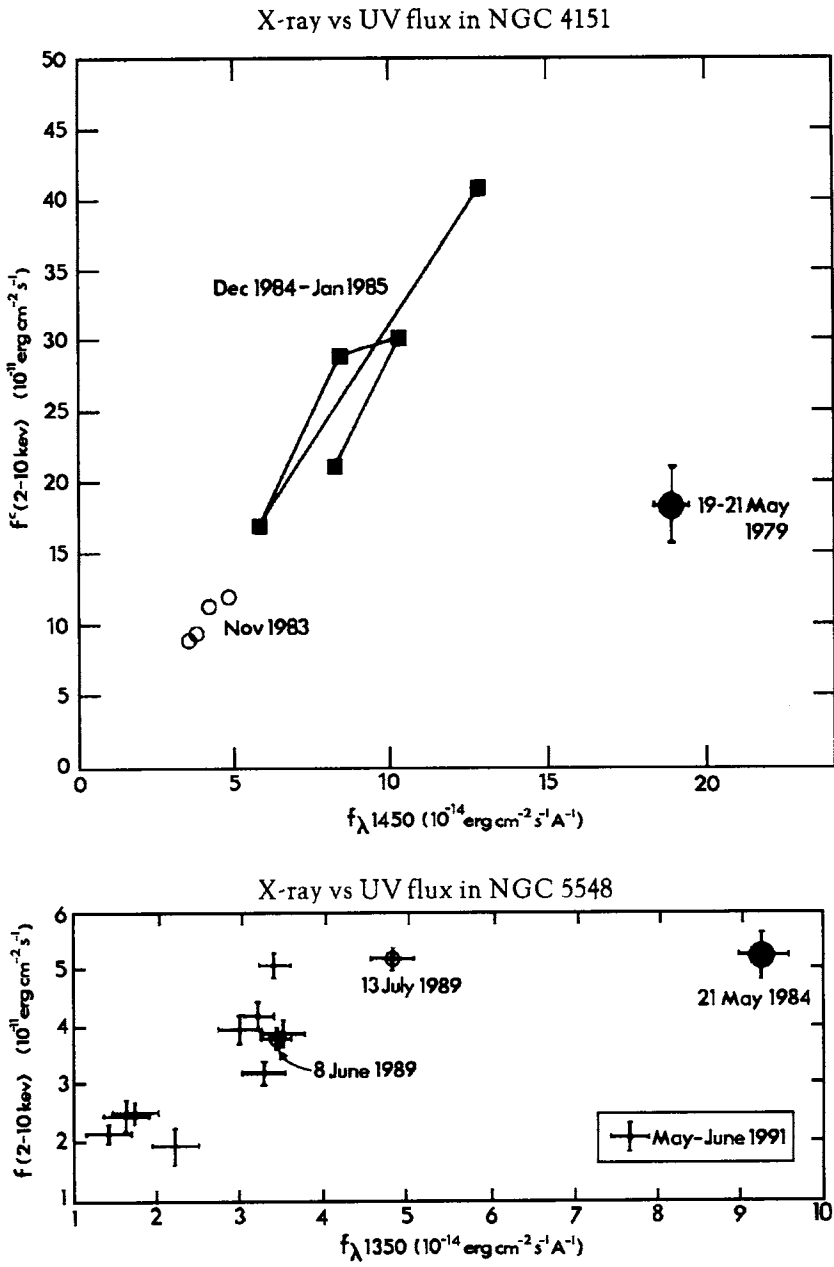


Fig. 4.14 Corrélation des flux UV et X pour NGC 4151 et NGC 5548 (Ulrich, 1994).

4.4. Emission de poussières des disques à l'échelle du parsec

L'origine de l'émission IR et optique des objets silencieux en radio est longtemps restée inexpliquée. Jusque dans les années 80, on attribuait le rayonnement IR à des processus non-thermiques. La distribution spectrale montre dans ce domaine une variation très importante qui peut se motiver pour l'essentiel par 3 composantes (Barvainis, 1990) :

1. spectre de la partie intérieure du disque d'accrétion,
2. continuum IR convexe de poussières chaudes dans l'intérieur du disque galactique, chauffées par le rayonnement UV,
3. lumière d'étoiles de la galaxie-hôte ainsi que poussières froides dans la région extérieure de la galaxie.

On peut rendre compte des spectres IR par une émission de poussières sans faire intervenir une quelconque composante non-thermique de sources silencieuses en radio. Ce modèle explique en même temps les coupures du spectre dans les longueurs d'onde longues et courtes par les températures minimales et maximales des poussières ($10 \text{ K} \leq T \leq 1500 \text{ K}$). A partir de 1500 K, les poussières se subliment.

Ce modèle de l'émission infrarouge des AGN par chauffage des poussières se trouve corroboré par des études de variabilité. Dans le cas de l'objet Fairall 9 (0121 - 509), le rayonnement infrarouge suit les variations des domaines optique et UV avec un retard d'une année environ (Clavel *et al.*, 1989). Dans la pratique, on s'attend à ce que la température maximale de la poussière $\simeq 1500 \text{ K}$ soit atteinte en l'espace de quelques parsecs. D'autre part, ce retard s'accroît avec l'augmentation de la longueur d'onde puisque les poussières présentant des températures plus basses se trouvent plus loin de la source. On en conclut qu'on ne devrait pas observer de variations du tout dans le domaine IR lointain, conclusion confortée par les données d'IRAS. De plus, Sanders *et al.* (1989) n'ont pas trouvé pour le cas des quasars de l'échantillon de Palomar-Green à la longueur d'onde $10,1 \mu\text{m}$ d'indice de variabilité sur une échelle de plusieurs années. S'il s'agissait d'un rayonnement synchrotron, les rayons des sources seraient nettement inférieurs à 1 année-lumière et seraient variables.

Ce même modèle rend en outre compte de la coupure du spectre dans les basses fréquences. Correspondant à un équilibre avec le rayonnement du fond du ciel, la température minimale de la poussière est en principe de $2,7 \times (1 + z) \text{ K}$, ce qui produirait une coupure à environ 1 mm. En réalité, elle est légèrement supérieure à 2,7 K. Les nuages moléculaires les plus froids de notre galaxie possèdent une température de 10 K en raison du chauffage par les rayons cosmiques. Cela équivaut à une longueur d'onde de coupure de $300 \mu\text{m}$, si l'émissivité des grains Q_ν est proportionnelle à ν^2 . Dans la gamme

ENERGY DISTRIBUTIONS OF RADIO-QUIET QUASARS

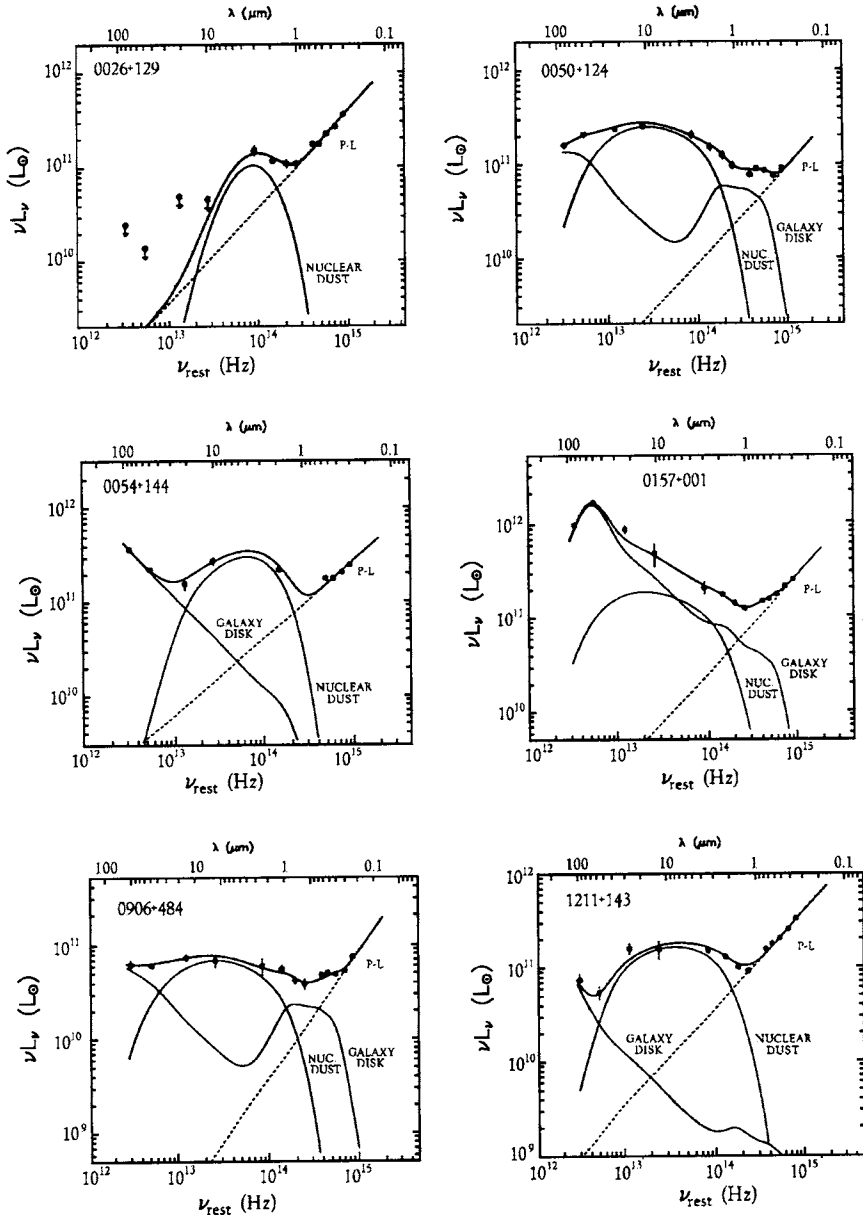


Fig. 4.15 Spectres de NAG par superposition des rayonnements de poussière, de la population stellaire et du disque d'accrétion (Barvainis, 1990).

des grandes longueurs d'onde, on obtient alors une émissivité de pente $\alpha \simeq 4$, donnée par la loi de Rayleigh-Jeans.

Pour les quasars sélectionnés en optique, la luminosité IR représente entre 10 et 50 % de la luminosité bolométrique. Cela signifie que les poussières ne peuvent être réparties dans un disque géométriquement mince mais doivent couvrir un angle solide important de la source UV centrale. Cela est possible avec un disque courbé ou avec une distribution du gaz en forme de tore à l'échelle du parsec. Cette seconde hypothèse est corroborée par l'ombrage de la source centrale des galaxies de Seyfert 2 (cf. tore de poussière de NGC 1068). En outre, grâce à la photométrie IR à haute résolution, il est aujourd'hui possible d'observer directement la distribution des poussières dans les galaxies de Seyfert proches.

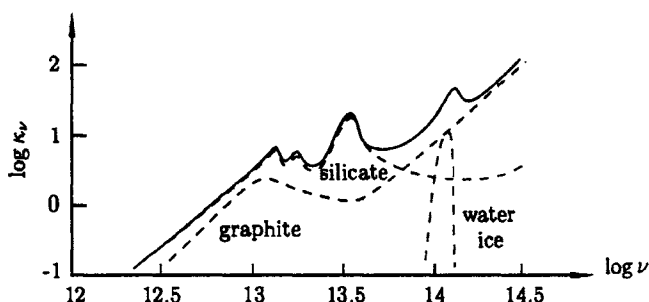


Fig. 4.16 Evolution de l'opacité d'un mélange composé de silicates, de graphite et de grains de poussière enrobés de glace d'eau. Pour les faibles fréquences, κ_ν est proportionnel à ν^2 (Adams & Shu, 1986).

L'équilibre de rayonnement local exige

$$4\pi \int_0^\infty d\nu \kappa_\nu^{\text{abs}} B_\nu(T_p) = \int_0^\infty d\nu \kappa_\nu^{\text{abs}} \oint I_\nu d\Omega, \quad (4.67)$$

où κ_ν représente l'opacité des poussières et I_ν le champ de rayonnement. La courbe d'absorption de la poussière interstellaire (Rowan-Robinson, 1992) s'explique à l'aide d'un modèle de grains de graphite et de silicate. A cela s'ajoutent des grains de poussière enrobés de glace d'eau et le cas échéant de longues molécules organiques (fig. 4.16). Les silicates se subliment à une température de 1500 K environ, le graphite autour de 2000 K. Pour une longueur d'onde $\lambda < 2\pi a$, on a $\kappa_\nu \simeq \pi a^2$, où $a \simeq 0,1\mu$, tandis que pour $\lambda > 2\pi a$, on obtient $\kappa_\nu^{\text{abs}} \simeq \pi a^2 (2\pi a/\lambda) f(\lambda)$. En dehors des pics de résonance, on a $f(\lambda) \simeq \lambda^{1-\alpha}$ avec $1 \leq \alpha \leq 2$.

Du fait que le champ de rayonnement UV émane d'une source centrale, l'équilibre de rayonnement peut encore s'écrire :

$$4\pi \int_0^\infty d\nu \kappa_\nu^{\text{abs}} B_\nu(T_p) = \frac{1}{4\pi r^2} \int_0^\infty d\nu L_\nu \kappa_\nu^{\text{abs}}. \quad (4.68)$$

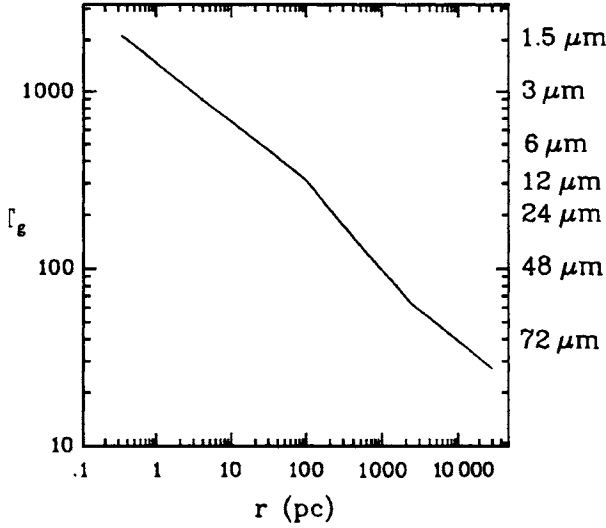


Fig.4.17 Profil de température de la distribution des poussières d'un disque illuminé par le quasar central d'une luminosité $L_{UV} = 10^{46}$ ergs/s. Pour $T > 300$ K et $T < 60$ K, on a $\alpha = 2$, pour le domaine $60 < T < 300$ K, $\alpha = 0$. A droite sont indiquées les longueurs d'onde caractéristiques de l'émission (Phinney, 1989).

Dans le cas des quasars, la majeure partie de l'énergie est absorbée à des fréquences telles que $\kappa_\nu^{\text{abs}} \simeq \text{const.}$ et rayonnée à des longueurs d'onde $\lambda \gg 2\pi a$, où πa^2 représente la section des grains de poussière. On aboutit ainsi à la relation suivante entre la température T_p des poussières et la luminosité totale du quasar :

$$\frac{L}{4\pi r^2} \simeq \sigma T_p^4 \kappa_P^{\text{abs}}(T_p), \quad (4.69)$$

où

$$\kappa_P^{\text{abs}} = \frac{4\pi}{c a T_p^4} \int_0^\infty d\nu \kappa_\nu^{\text{abs}} B_\nu(T_p) \quad (4.70)$$

désigne la moyenne du coefficient d'opacité sur la distribution de Planck.

Puisque $\kappa^{\text{abs}} \propto T_p^\alpha$ (Draine, 1981), on obtient une loi d'échelle de la température des poussières pour un rayon de la source centrale croissant

$$T_p \propto \left(\frac{L}{a r^2} \right)^{1/(4+\alpha)}. \quad (4.71)$$

Pour un rayon donné, les grains de poussière les plus petits ($\simeq 30 \text{ \AA}$) auront donc une température plus élevée d'un facteur 2 que les grains d'un diamètre de $0,3 \mu$ environ. La température des poussières s'abaisse au fur et à mesure que le rayon croît (fig. 4.17). En deçà de 1 parsec, il ne peut plus se trouver de poussière, car le champ de rayonnement est trop énergétique. Le spectre

résultant montre le maximum de $3\ \mu$ caractéristique (fig. 4.18) produit par les particules de graphite dans la région la plus interne.

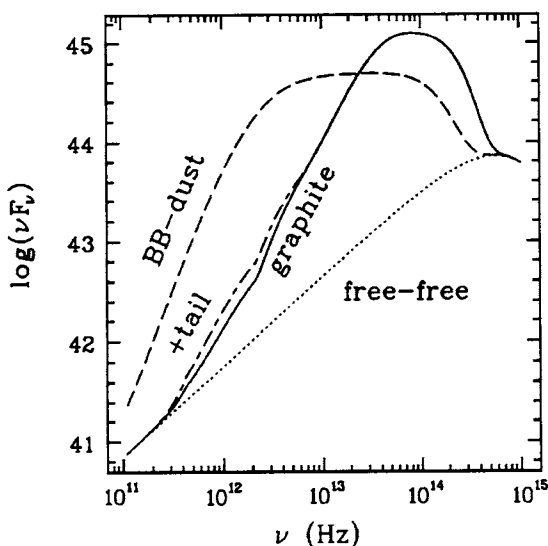


Fig. 4.18 Spectre d'un disque de poussière courbé autour d'un quasar de luminosité $L_{UV} = 10^{46}$ ergs/s (Phinney, 1989).

4.5. Les champs magnétiques des disques d'accrétion

Ces 10 dernières années ont révélé le rôle capital joué par les champs magnétiques dans tous les plasmas cosmiques, quels qu'ils soient (disques galactiques, formation d'étoiles, jets de matière, etc.). Ils constituent d'une part un formidable réservoir d'énergie conduisant dans les phénomènes rapides à des manifestations explosives telles que les sursauts. D'autre part, les champs magnétiques cosmiques subissent souvent une compression au cours de divers processus, de sorte que leur influence devient prépondérante aussi du point de vue dynamique (notamment lors de la formation d'étoiles et du phénomène d'accrétion). C'est alors la diffusion des champs magnétiques qui joue dans ce cas le rôle déterminant (Ferreira & Pelletier, 1995). Le plasma du *tore moléculaire* renferme systématiquement des champs magnétiques amplifiés par effet dynamo jusqu'à ce que soit atteinte *l'équipartition avec la densité d'énergie turbulente*. On a alors :

$$\frac{B^2}{8\pi} \simeq \frac{1}{2} m_p n v_T^2. \quad (4.72)$$

A noter que $v_T < v_{\text{rot}}$. Si $v_T \simeq 50$ km/s pour une densité de gaz $n \simeq 10^{4\pm 1} \text{ cm}^{-3}$, équivalant à une densité de colonne $N_H \simeq 10^{25} \text{ cm}^{-2}$, la valeur caractéristique du champ magnétique dans un tore moléculaire est :

$$B_{\text{tore mol.}} \simeq 10^{-3} \text{ G}, \quad (4.73)$$

d'où le flux magnétique

$$\Psi_{\text{mol}} \simeq B_P \pi R_{\text{mol}}^2 \leq 10^{34} \text{ G cm}^2. \quad (4.74)$$

L'évolution du champ magnétique dans le disque d'accrétion obéit à l'équation d'induction

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \wedge (\mathbf{v} \wedge \mathbf{B} - \eta \nabla \wedge \mathbf{B}), \quad (4.75)$$

qui se déduit en combinant les lois de Faraday

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \wedge \mathbf{E} \quad (4.76)$$

et d'Ohm

$$\mathbf{j} = \sigma \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \wedge \mathbf{B} \right) \quad (4.77)$$

via la loi d'Ampère

$$\nabla \wedge \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}. \quad (4.78)$$

η désigne la *diffusivité magnétique*, qui s'obtient à partir de la conductivité σ du plasma par la relation $\eta = c^2/4\pi\sigma$. A conductivité constante, l'équation d'induction revêt la forme d'une équation de diffusion

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \wedge (\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B}. \quad (4.79)$$

Le rapport du terme de diffusion et du terme de convection est donné par

$$\frac{|\eta \nabla^2 \mathbf{B}|}{|\nabla \wedge (\mathbf{v} \wedge \mathbf{B})|} \simeq \frac{\eta}{v L} = \frac{1}{R_m}, \quad (4.80)$$

ce qui définit la diffusivité en unité sans dimension, R_m étant le nombre de Reynolds magnétique. Il est également commode de procéder à la décomposition suivante :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{B} = (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{v} - (\nabla \cdot \mathbf{v}) \mathbf{B} - \nabla \wedge (\eta \nabla \wedge \mathbf{B}). \quad (4.81)$$

Les trois termes contenant la vitesse décrivent ici l'advection et le cisaillement des champs magnétiques ainsi que la compression exercée par le flux de vitesse $\mathbf{v}$.

Etant donné que les champs de vitesses et les champs magnétiques possèdent aussi en général des composantes turbulentes, on peut déduire une

généralisation de l'équation d'induction pour les champs magnétiques $\mathbf{B}$ moyens :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{B} = (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{v} - (\nabla \cdot \mathbf{v}) \mathbf{B} + \nabla \wedge (\mathcal{E} - \eta_T \nabla \wedge \mathbf{B}). \quad (4.82)$$

Cette équation comporte un terme décrivant l'effet dynamo $\mathcal{E} = \alpha_D \mathbf{B}$, résultant des corrélations entre les mouvements turbulents du plasma et les champs magnétiques turbulents. D'où la généralisation de la loi d'Ohm :

$$\mathbf{j} = \sigma \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} (\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) + \frac{1}{c} \langle \mathbf{v}_T \wedge \mathbf{B}_T \rangle \right). \quad (4.83)$$

Dans cette relation, le terme de corrélation peut s'écrire :

$$\langle \mathbf{v}_T \wedge \mathbf{B}_T \rangle = \alpha_D \mathbf{B} - \beta \nabla \wedge \mathbf{B}, \quad (4.84)$$

η_T représentant ici la diffusivité magnétique totale, régie en général par la composante turbulente. Elle est liée à la viscosité ν_T par le biais du nombre de Prandtl magnétique

$$\eta_T = P_m \nu_T, \quad P_m \simeq 1. \quad (4.85)$$

Non seulement responsables de la viscosité, les phénomènes turbulents agitant le disque d'accrétion sont également à l'origine de la diffusivité magnétique, comme cela est admis depuis longtemps pour les disques galactiques. Puisque l'accrétion engendre aussi des champs magnétiques dans le disque jusqu'à l'équipartition avec la pression de la composante turbulente $\simeq \alpha P$, un disque d'accrétion dispose également de champs magnétiques à longue portée

$$B_D \leq 6 \times 10^3 \sqrt{\frac{\dot{m}}{M_{H,8}}} \sqrt{\frac{0,1}{\epsilon_H}} \sqrt{\left(\frac{H}{R_D}\right)^{-1}} \text{ G}. \quad (4.86)$$

Dans les disques géométriquement minces, ces champs sont essentiellement toroïdaux, ceux poloïdaux valant $B_P \simeq B_D (H/R)^p$. Par conséquent, un disque d'accrétion comporte un *flux magnétique* Ψ_D et un *courant poloïdal* I_D , résultant de la rotation différentielle du disque képlérien. Ils sont respectivement donnés par

$$\Psi_D \leq 10^{34} \sqrt{\dot{m} M_{H,9}^3} \sqrt{\frac{0,1}{\epsilon_H}} \sqrt{\left(\frac{H}{R_D}\right)^p} \text{ G cm}^2 \quad (4.87)$$

et

$$I_D \leq 9 \times 10^{18} \sqrt{\dot{m} M_{H,9}} \sqrt{\frac{0,1}{\epsilon_H}} \sqrt{\left(\frac{H}{R_D}\right)^{-1}} \text{ A}. \quad (4.88)$$

Tels sont les nouveaux éléments essentiels d'un disque d'accrétion magnétisé.

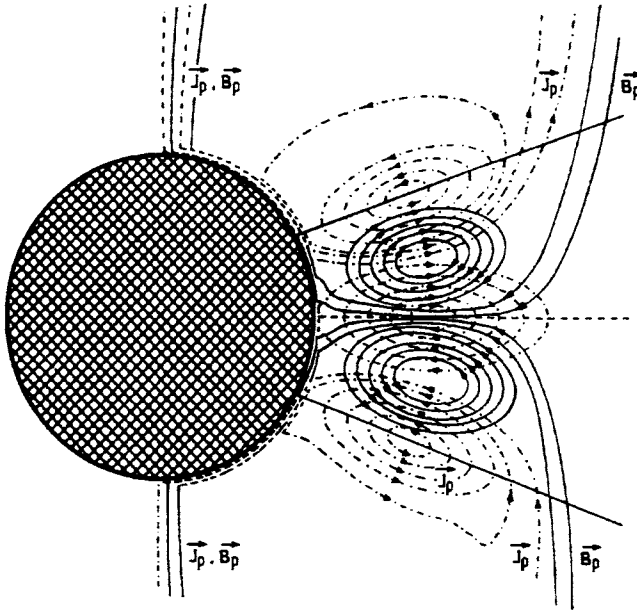


Fig. 4.19 Structure d'un disque d'accrétion magnétisé autour d'un trou noir en rotation. Dans la partie la plus centrale du disque, les champs magnétiques sont simplement entraînés vers le trou noir par la force du flux tandis qu'ils forment une structure quadrupolaire dans le disque pour des rayons supérieurs à r_{ms} . Le plasma diffuse de part et part à travers les lignes de champ. En dehors du disque, les champs magnétiques créent une magnétosphère en rotation qui se ferme à l'horizon du trou noir (Khanna & Camenzind, 1992; voir aussi Khanna & Camenzind, 1996).

L'advection, le cisaillement et la diffusion dans le disque d'accrétion donnent lieu à une magnétosphère autour du trou noir, telle que l'a montrée la discussion du mécanisme de Blandford–Znajek. Celle-ci peut engendrer un vent magnétisé de disque, sorte de vent solaire généralisé, qui extrait du disque non seulement du plasma, mais aussi du moment cinétique. Blandford a suggéré que ces vents “vident” le disque de son moment cinétique, auquel cas une viscosité turbulente ne serait plus du tout nécessaire. Il s'agit principalement de savoir si l'effet dynamo dans le disque est maximal. Aujourd'hui encore, ces questions ne sont pas complètement élucidées.

Un autre sujet d'interrogation concerne la topologie de la structure magnétique du disque. En effet, parallèlement aux champs quadrupolaires (fig. 4.19), il pourrait se former des champs dipolaires (fig. 4.20), qui jouent un rôle important dans la production des jets.

Quoi qu'il en soit, l'existence de champs magnétiques reste une condition *sine qua non* de la production de jets : sous l'effet de la rotation rapide des champs magnétiques et de la pression de la matière interstellaire dans les noyaux galactiques, les vents du disque magnétiques sont collimatés en jets

magnétisés (fig. 4.20). Pour déterminer ces configurations, il faut néanmoins faire appel à la magnétohydrodynamique relativiste puisque le plasma est accéléré à des vitesses proches de c et qu'il est injecté dans le jet à proximité du trou noir.

Les disques d'accrétion magnétisés bénéficient de deux sources d'énergie : d'une part de leur propre luminosité résultant de la dissipation d'énergie dans le disque, et d'autre part d'une *source d'énergie magnétique* provenant du flux du vecteur de Poynting des champs magnétiques en rotation donné par

$$\mathbf{S}_P = \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \wedge \mathbf{B}, \quad (4.89)$$

où

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \mathbf{v} \wedge \mathbf{B} \quad , \quad \sigma \mapsto \infty. \quad (4.90)$$

Par conséquent, le flux du vecteur de Poynting à la surface du disque est :

$$\mathbf{S}_P \simeq -\frac{R\Omega B_\phi}{4\pi} \mathbf{B}_P. \quad (4.91)$$

En intégrant ce flux d'énergie sur la surface du disque, on obtient la puissance magnétique rayonnée par le disque

$$P_m \simeq \frac{c}{2} (-B_\phi)_D \frac{R_D}{R_L} \Psi_D \simeq 10^{46} \text{ ergs s}^{-1} (-B_\phi)_{D,3} \Psi_{D,34}, \quad (4.92)$$

où $R_L = c/\Omega$ est le rayon du cylindre de lumière pour des champs en rotation. Comparable à la puissance d'accrétion P_{acc} , cette puissance est en partie convertie en énergie cinétique du vent magnétique.

4.6. Emissions X et γ des galaxies de Seyfert et des QSO

Des observations de galaxies de Seyfert dans le domaine d'énergie de 10 à 100 keV ont montré que celles-ci produisaient très fréquemment un rayonnement X dur d'une énergie supérieure à 10 keV. Pour certains objets tels que NGC 4151 et MCG 8-11-11, des observations en ballon ont été également effectuées dans le registre du MeV. Comme cela a déjà été mentionné au chapitre 1, le spectre X moyen d'une galaxie de Seyfert peut se décrire par un spectre en loi de puissance d'indice spectral $\alpha_X = 0,7$ (Turner & Pounds, 1990). Les quasars semblent présenter en général un spectre légèrement plus pentu (Williams *et al.* (1993)). En extrapolant ces spectres jusqu'à 1 MeV, on pourrait alors s'attendre à ce que les galaxies de Seyfert les plus lumineuses soient aussi détectables par COMPTEL à bord du satellite Compton CGRO.

Des observations effectuées par OSSE sur CGRO montrent d'ores et déjà que les spectres des galaxies de Seyfert deviennent plus abrupts au delà de

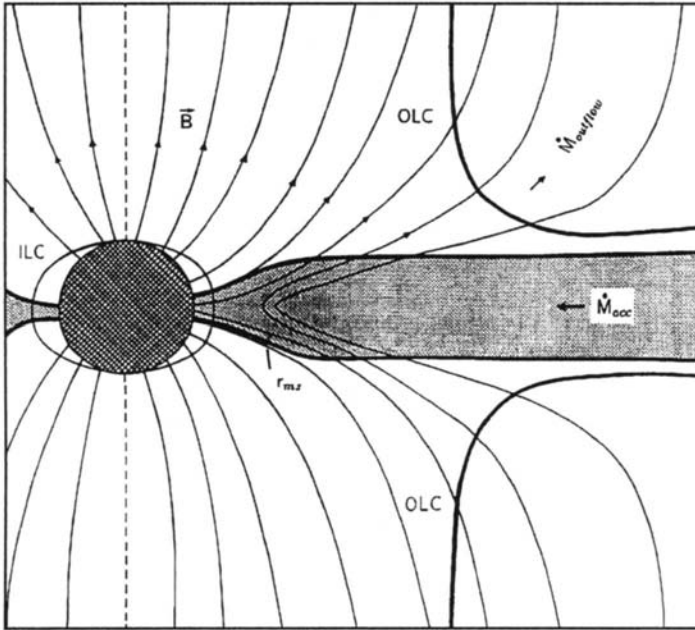


Fig. 4.20 Structure globale des vents magnétisés créés par les magnétosphères en rotation rapide de disques d'accrétion. Ces vents sont collimatés en flux de plasmas ou jets bipolaires au delà de 10 rayons de Schwarzschild environ. Ces jets possèdent à la base des rayons inférieurs à une année-lumière (Camenzind, 1994).

100 keV (fig. 4.21). L'énergie caractéristique de l'interruption du spectre est de 50 keV environ. COMPTEL et EGRET n'ont cependant pas détecté une seule galaxie de Seyfert.

Il est impossible d'expliquer l'origine des rayons X durs des galaxies de Seyfert et des QSO par le rayonnement synchrotron, étant donné que les champs magnétiques ne possèdent pas les intensités en conséquence. Le processus le plus plausible est le rayonnement Compton inverse, où les photons mous (photons UV du disque) sont diffusés en électrons énergétiques. Lorsqu'elle s'emmagine sous forme de champs magnétiques, l'énergie peut alors être libérée par à-coups. L'exemple le plus connu est celui des sursauts stellaires, où une énorme quantité d'énergie est rapidement convertie en accélération de particules et en rayonnement. Des phénomènes similaires peuvent se dérouler au sein de la magnétosphère d'un disque d'accrétion. Les électrons sont alors accélérés un court instant à des énergies comparables à l'énergie magnétique. On peut donc écrire :

$$m_e c^2 \gamma_{\max} n_r \simeq \frac{B^2}{8\pi}, \quad (4.93)$$

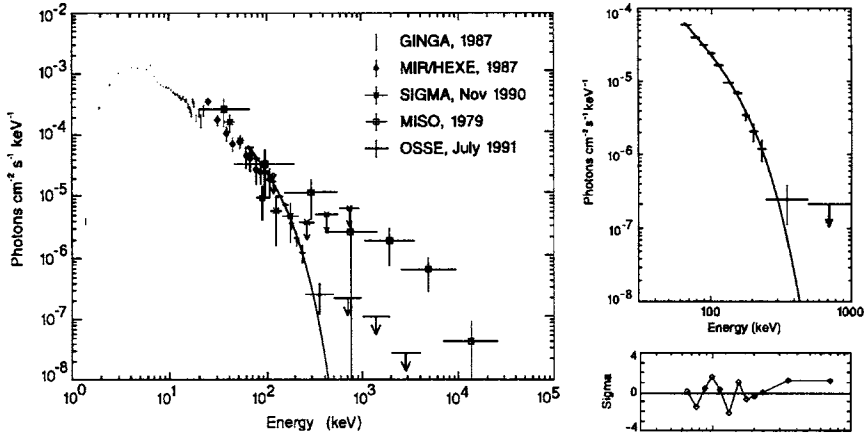


Fig. 4.21 Spectre X dur de la galaxie de Seyfert NGC 4151 (Maisack *et al.*, 1993).

où n_r est la densité des électrons accélérés. Le facteur de Lorentz maximal de ceux-ci est donc :

$$\gamma_{\max} \simeq \frac{B^2}{8\pi m_e c^2 n_r} \simeq \frac{1}{2} \frac{m_p}{m_e} \frac{v_A^2}{c^2} \frac{n}{n_r} \leq 900 \frac{n}{n_r}. \quad (4.94)$$

v_A désigne ici la vitesse d'Alfvén du plasma :

$$v_A^2 = \frac{B^2}{4\pi m_p n}. \quad (4.95)$$

Si les énergies dépassent $\gamma_{\max} m_e c^2$, les particules ne sont alors plus piégées par le champ magnétique et ne peuvent donc plus être accélérées. En pratique, il peut apparaître tout un spectre d'énergies avec une coupure à $\gamma_{\max}$. Etant relativement denses à proximité d'un disque, ces particules peuvent diffuser en outre une partie des photons UV à des énergies encore plus élevées, qui seraient alors émis sous forme de photons X.

Dans le cas où l'électron diffusant possède une énergie suffisante, il en résulte un transfert d'énergie de l'électron vers le photon : c'est *l'effet Compton inverse*. Ce dernier constitue en dehors du rayonnement synchrotron un mécanisme de refroidissement essentiel pour des électrons rapides (rayonnement Compton inverse). Dans le référentiel de l'électron, l'énergie du photon est :

$$\epsilon_1' = \frac{\epsilon'}{1 + \frac{\epsilon'}{m_e c^2} (1 - \cos \chi')}, \quad (4.96)$$

autrement dit

$$\lambda_1' - \lambda' = \lambda_C (1 - \cos \chi') \quad , \quad \lambda_C = \frac{h}{m_e c} = 0,025 \text{ \AA}. \quad (4.97)$$

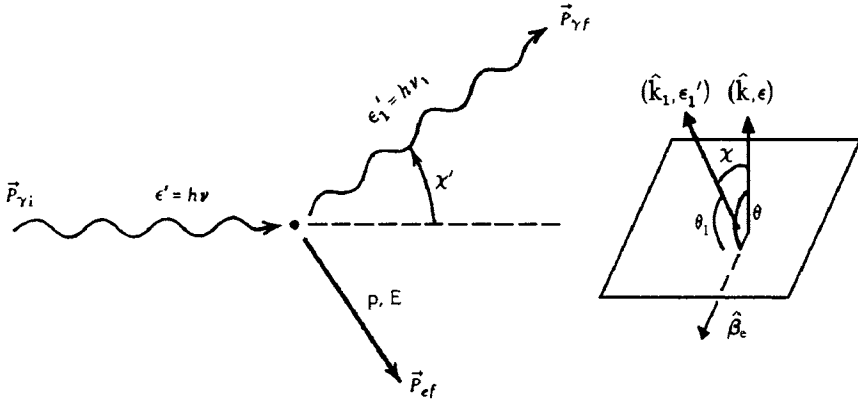


Fig. 4.22 Diffusion Compton dans le référentiel local de l'électron (à gauche), et dans le référentiel du laboratoire (à droite) (d'après Rybicki & Lightman, 1979).

De façon analogue, la formule de Doppler fournit les énergies dans le référentiel du laboratoire

$$\begin{aligned}\epsilon' &= \epsilon \gamma (1 - \beta \mu) \\ \epsilon_1 &= \epsilon'_1 \gamma (1 + \beta \mu'_1),\end{aligned}\quad (4.98)$$

où $\mu = \cos \theta$ et $\mu_1 = \cos \theta_1$. Pour les photons d'énergie $\epsilon' \ll m_e c^2$ ou $\gamma \epsilon \ll m_e c^2$, la diffusion est élastique (limite de Thomson), c'est-à-dire :

$$\epsilon'_1 = \epsilon', \quad (4.99)$$

avec pour section différentielle

$$\frac{d\sigma'_T}{d\Omega'} = \frac{1}{2} r_e^2 (1 + \cos^2 \chi'), \quad (4.100)$$

où r_e est le rayon de l'électron. Pour des photons IR-UV, cette condition est réalisée. En effet :

$$\epsilon \ll \frac{m_e c^2}{\gamma_{\max}} = 50 \text{ eV } \gamma_4^{-1}. \quad (4.101)$$

Mais si les photons avant la diffusion possèdent des énergies supérieures, il faut alors appliquer la formule de Klein-Nishina. Pour des électrons relativistes $\gamma \gg 1$, l'*approximation de collision frontale*¹⁰ pour laquelle $\chi' = \pi$, $\mu' = -1$ dans le référentiel de l'électron fournit de très bons résultats (les photons arrivent face à l'électron dans un angle d'ouverture de $1/\gamma$). On en déduit l'énergie moyenne des photons diffusés dans le référentiel du laboratoire :

$$\langle \epsilon_1 \rangle = \frac{1}{\sigma_T} \int \epsilon_1(\chi') \frac{d\sigma'_T}{d\Omega'} d\Omega', \quad (4.102)$$

¹⁰NdT : head-on approximation en anglais

avec

$$\begin{aligned}\epsilon_1 &= \gamma \epsilon'_1 (1 + \beta \mu'_1) \quad \text{Doppler} \\ &= \gamma \epsilon' (1 + \beta \mu'_1) \quad \text{Thomson} \\ &= \gamma^2 \epsilon (1 - \beta \mu) (1 + \beta \mu'_1) \quad \text{Doppler.}\end{aligned}$$

D'où

$$\langle \epsilon_1 \rangle = \frac{3}{16\pi} \iint d\phi' dy' (1 + (y')^2) \epsilon_1(y') = \gamma^2 \epsilon (1 - \beta \mu). \quad (4.103)$$

L'énergie caractéristique d'un photon diffusé est alors :

$$\epsilon_{\text{CI}} \simeq \gamma^2 \epsilon. \quad (4.104)$$

Le spectre de la diffusion Compton inverse dépend aussi bien du spectre des photons incidents $n_{\text{ph}}(\epsilon, \Omega)$ que de la distribution d'énergie des électrons. Le spectre total est ainsi une superposition de différents spectres. N'est envisagé ici que le cas où les deux distributions sont isotropes (voir Rybicki & Lightman, 1979). L'émissivité par particule est alors donnée par :

$$\eta^{\text{CI}}(\epsilon_1) = 8hc\pi r_e^2 \int d\epsilon n_{\text{ph}}(\epsilon) f_{\text{iso}}(x), \quad (4.105)$$

où

$$x = \frac{\epsilon_1}{4\gamma^2 \epsilon} \quad (4.106)$$

est le transfert d'énergie relatif au cours de la diffusion et où

$$f_{\text{iso}} = x (1 + x + 2x \ln x - 2x^2). \quad (4.107)$$

Cette fonction f_{iso} caractérise le spectre de Thomson Compton inverse d'un électron d'énergie ϵ diffusant un champ de rayonnement monochromatique. L'énergie maximale possible vaut précisément $\epsilon_{1,\text{max}} = 4\gamma^2 \epsilon$. Le spectre atteint son maximum en $x_1 = 0,61$, autrement dit pour $f_{\text{iso}} = 0,16$. L'énergie moyenne du photon diffusé est alors exactement :

$$\langle \epsilon_1 \rangle = \frac{4}{3} \gamma^2 \epsilon \simeq 1 \text{ MeV } \gamma_3^2 (\epsilon/\text{eV}). \quad (4.108)$$

On en déduit l'émissivité spectrale Compton produite par une distribution électronique $N_e(\gamma) = K \gamma^{-p}$, dans le domaine $\gamma_{\text{min}} \leq \gamma \leq \gamma_{\text{max}}$

$$j^{\text{CI}}(\epsilon_1) = \int \eta^{\text{CI}}(\epsilon_1) N_e(\gamma) d\gamma, \quad (4.109)$$

ce qui donne par intégration

$$j^{\text{CI}}(\epsilon_1) = \pi r_e^2 c K A(p) \epsilon_1^{-(p-1)/2} \int d\epsilon \epsilon^{(p-1)/2} n_{\text{ph}}(\epsilon). \quad (4.110)$$

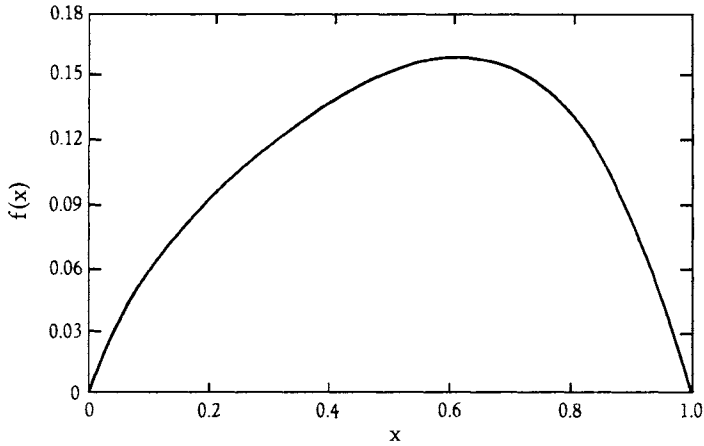


Fig. 4.23 Distribution d'énergie diffusée f_{iso} dans le cas d'une distribution isotrope de photons (Rybicki & Lightman, 1979).

Le spectre de cette distribution d'énergie est aussi un *spectre en loi de puissance* d'indice spectral $\alpha^{CI} = (p - 1)/2$, comme celui du rayonnement synchrotron.

Ce phénomène entraîne un refroidissement des électrons, occasionnant une perte d'énergie donnée par

$$P^{CI} = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 \beta^2 U_{ph}, \quad (4.111)$$

où U_{ph} représente la densité totale d'énergie du champ de photons (dans la limite de Thomson), et $\sigma_T = 8\pi r_e^2/3 = 6,65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ (Rybicki & Lightman, 1979). En remarquant que $U_{ph} \simeq L/4\pi R^2 c$, on déduit de (4.111) le temps caractéristique de refroidissement,

$$t_{\text{refr.}} = \frac{E}{dE/dt} \simeq \frac{R}{c} \frac{10}{\gamma l_{UV}}, \quad (4.112)$$

l désignant le paramètre de compacité :

$$l = \frac{L \sigma_T}{R m_e c^3} = \frac{2\pi}{3} \frac{m_p}{m_e} \frac{L}{L_{ED}} \frac{3R_S}{R}. \quad (4.113)$$

La compacité maximale vaut $l = (2\pi/3)(m_p/m_e) \simeq 3800$. Cela signifie que pour $\gamma l > 10$, les électrons se refroidissent avant de pouvoir s'échapper.

L'évolution du spectre électronique s'obtient à partir du bilan suivant : perte d'électrons sur l'intervalle $d\gamma$

$$\frac{\partial N^-}{\partial t} = -N(\gamma) \dot{\gamma}(\gamma), \quad (4.114)$$

à comparer au gain d'électrons sur le même intervalle $d\gamma$

$$\frac{\partial N^+}{\partial t} = N(\gamma + d\gamma) \dot{\gamma}(\gamma + d\gamma) \simeq \left(N(\gamma) + \frac{\partial N}{\partial \gamma} d\gamma \right) \times \left(\dot{\gamma} + \frac{\partial \dot{\gamma}}{\partial \gamma} d\gamma \right). \quad (4.115)$$

Au degré le moins élevé en $d\gamma$, l'équation du bilan total est donc

$$\frac{\partial N(\gamma)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \gamma} (\dot{\gamma} N(\gamma)) = Q(\gamma), \quad (4.116)$$

où $Q(\gamma)$ est la fonction d'injection de particules relativistes de facteur de Lorentz γ , exprimée en $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ et $\dot{\gamma}$ la fonction de refroidissement (dans le cas du rayonnement Compton inverse $\dot{\gamma} = P^{\text{CI}}/m_e c^2$). Cette dernière équation décrit la conservation du nombre des particules dans l'espace des énergies. Dès lors, les distributions stationnaires doivent vérifier

$$N(\gamma) = \frac{1}{\dot{\gamma}} \int_{\gamma}^{\infty} Q(\gamma) d\gamma. \quad (4.117)$$

Dans le cas d'une injection monoénergétique, on a alors :

$$N(\gamma) \propto \frac{1}{\dot{\gamma}} \propto \gamma^{-2}, \quad (4.118)$$

et le spectre du rayonnement Compton inverse aurait alors un indice spectral de $-0,5$. Néanmoins, cette valeur peut être modifiée par des phénomènes tels que la production de paires.

Si le spectre primaire révèle des énergies supérieures à $m_e c^2$, il peut se former des paires d'électrons-positrons au cours d'interactions photons-photon normales, pour autant que les photons d'énergie $\epsilon > m_e c^2$ interagissent avec des photons X d'énergie $(m_e c^2)^2/\epsilon$. La production de paires exige la condition $\epsilon_1 \epsilon_2 > (m_e c^2)^2$. L'épaisseur optique d'une production de paires vaut

$$\tau_{\gamma\gamma} \simeq n_{\gamma}(\epsilon \simeq m_e c^2) \sigma_T R \simeq \frac{L}{4\pi R^2 c m_e c^2} \sigma_T R. \quad (4.119)$$

Cette production de paires est efficace lorsque $\tau_{\gamma\gamma} > 1$, c'est-à-dire lorsque

$$l_{\gamma\gamma} = \frac{L}{R} \frac{\sigma_T}{m_e c^3} \geq 10. \quad (4.120)$$

C'est pourquoi les deux conditions suivantes doivent être satisfaites afin qu'une source donne lieu à une création de paires :

- (1) la source doit émettre des photons d'énergie $\epsilon > m_e c^2$,
- (2) elle doit être très compacte : $l > 10$.

La figure 4.24 montre l'effet d'une cascade de création de paires dans le cas d'une source monoénergétique de compacité croissante l_i émettant des électrons avec $\gamma = 7,5 \times 10^3$ (valeur exagérée). Plus la source est compacte,

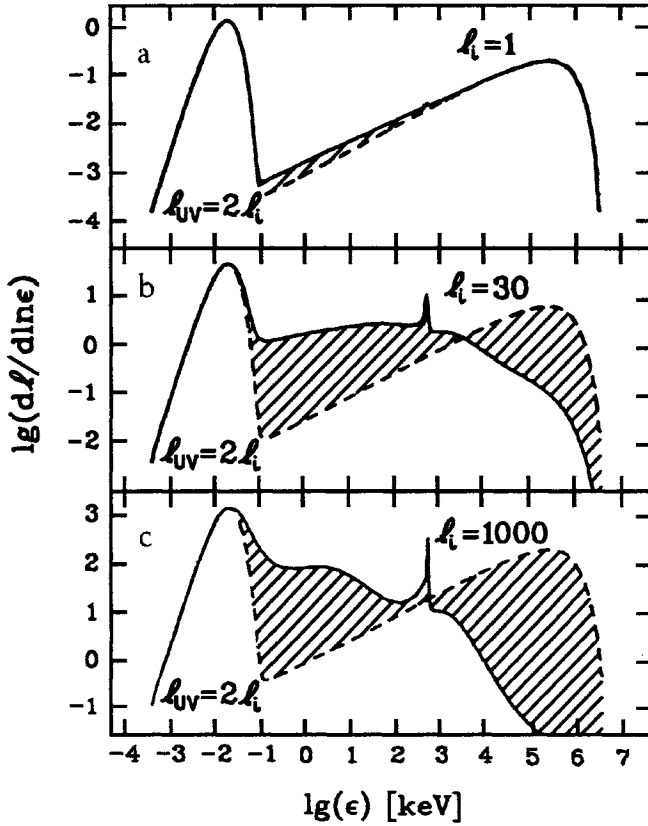


Fig.4.24 Evolution de spectres γ durs avec une compacité croissante. Effets de cascades de production de paires d' $e^+ - e^-$ sur les spectres de plasmas non thermiques pour une compacité croissante (Zdziarski & Svensson, 1989). Les paires monoénergétiques sont injectées à un facteur de Lorentz $\gamma_i = 7,5 \times 10^3$ avec la compacité l_i . Les photons UV de corps noir sont injectés à une énergie $k_B T = 5,1$ eV avec la compacité l_{UV} . Les courbes en traits pleins représentent les spectres avec reprocessing de paires, les courbes en pointillés les spectres sans reprocessing, tels qu'ils apparaîtraient pour le cas $l \ll 1$. L'indice spectral du rayonnement X est alors $\alpha_X = 0,5$ et le spectre s'interrompt dans le domaine des hautes énergies du rayonnement γ au delà de $(4/3) \gamma^2 k_B T$.

(a) La courbe en traits pleins représente le spectre avec reprocessing de paires lorsque celles-ci commencent à jouer un rôle important. La profondeur optique de production de paires $\tau_{\gamma\gamma}$ est approximativement inférieure ou égale à 1 pour le spectre entier. Les paires produites dans le cas optiquement mince adoucissent le spectre du rayonnement X conduisant à $\alpha_X = 0,57$ (2 – 10 keV).

(b) Ce diagramme illustre le cas d'un fort reprocessing de paires non thermiques. La profondeur optique de l'absorption de paires vaut 1 près de l'intersection de la courbe en traits pleins et de celle en pointillés. L'indice spectral est $\alpha_X = 0,85$. La profondeur optique de paires thermiques est encore relativement faible $\tau_{\text{paire}} = 1,6$.

(c) Ce graphique représente le cas où le reprocessing non thermique et la diffusion thermique vers des énergies moindres jouent tous les deux un rôle important. Ici $\tau_{\gamma\gamma} = 1$ à $\epsilon \simeq 500$ keV, $\tau_{\text{paire}} = 13$, et $\alpha_X = 1,3$. Les spectres ont été calculés d'après le modèle de Lightman & Zdziarski (1987). (Svensson, 1992).

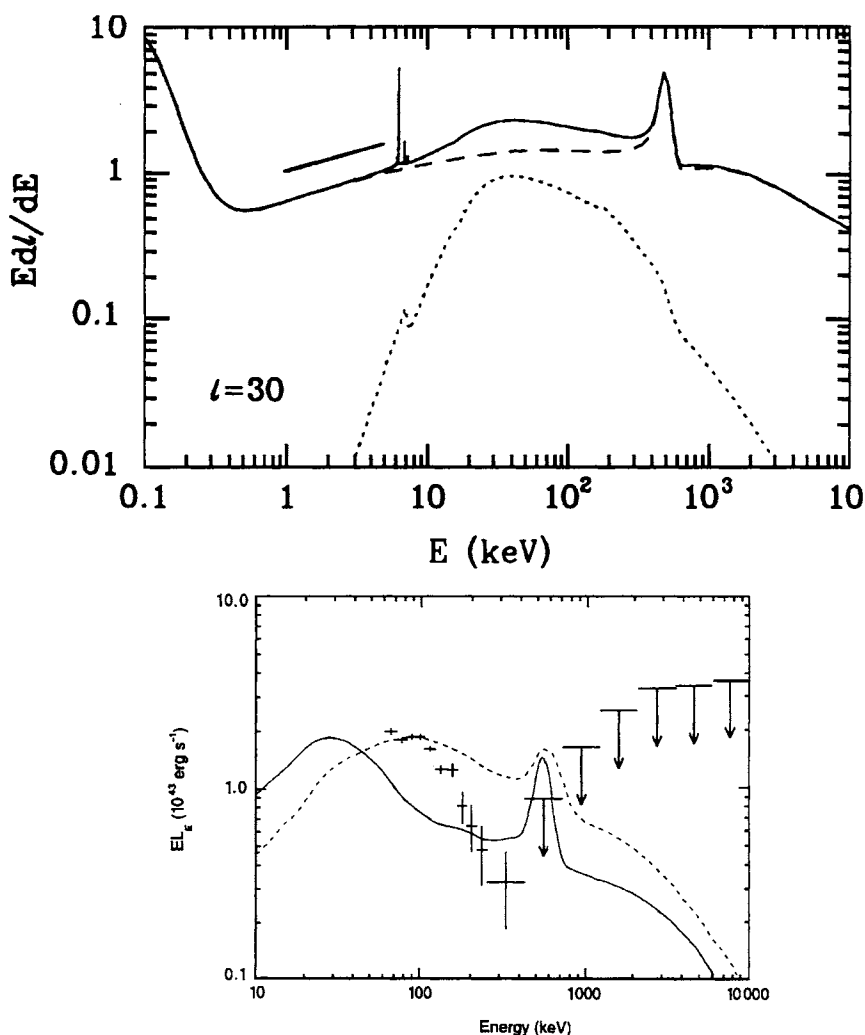


Fig.4.25 Spectres de cascades de production de paires de galaxies de Seyfert (en haut) à comparer avec des observations effectuées sur NGC 4151. En bas, spectre par OSSE par rapport au modèle de paires non thermiques élaboré par Coppi & Zdziarski (1992). Ce spectre est représenté sous forme de luminosité spectrale par intervalle d'énergie de photon logarithmique pour une distance à NGC 4151 supposée de 20 Mpc. La courbe en traits pleins représente le modèle appliqué aux observations effectuées en 1990 par GRANAT (ART-P et SIGMA) indiquant un spectre de rayonnement X caractéristique avec une coupure à 50 keV. La courbe en traits pointillés illustre le modèle appliqué aux observations effectuées en 1987 par GINGA/HEXE en accord avec une loi de puissance simple d'indice spectral 1,5. Aucune tentative n'a été effectuée pour ajuster leur modèle aux données d'OSSE (Zdziarski *et al.*, 1990; Maisack *et al.*, 1993).

plus grand est le nombre de photons γ durs qui produisent des paires, se refroidissant jusqu'à des températures non-relativistes par effet Compton inverse sur des photons UV. En conséquence, le spectre des rayons X s'aplatit de plus en plus.

Les observations de GINGA ont montré que les spectres compris entre 1 et 30 keV des galaxies de Seyfert possédaient au moins 4 composantes :

- (i) un spectre en loi de puissance d'indice spectral $\alpha_X^i \simeq 0,9$;
- (ii) une raie d'émission de fluorescence Fe-K à 6,4 keV;
- (iii) un seuil d'absorption à 7 – 8 keV (seuil Fe-K);
- (iv) un excès aux énergies supérieures à 10 keV, dû à une réflexion sur de la matière froide ($T < 10^6$ K).

L'explication la plus satisfaisante des spectres où $\alpha_X \simeq 0,9$ est fournie par les sources ayant une compacité $30 < l < 300$ (Zdziarski *et al.*, 1990). En effet, dans ces conditions, $\alpha_X^i \simeq 0,9$ est dû à l'effet de saturation par création de paires. Le spectre X dur présente alors une cassure à $\simeq m_e c^2 / \tau_d^2$. Jusqu'ici, on n'a cependant pas observé de tels spectres (fig. 4.25).

Références

- Abramowicz, M.A. *et al.* : 1988, ApJ **332**, 646
 Abramowicz, M.A. *et al.* : 1995, ApJL **438**, L37
 Abramowicz, M.A. *et al.* : 1996, ApJ **471**, 762
 Adams, F.C. & Shu, F.H. : 1986, ApJ **308**, 836
 Barvainis, R. : 1990, ApJ **353**, 419
 Bechtold, J. *et al.* : 1987, ApJ **314**, 699
 Camenzind, M. : 1994, in *Theory of Accretion Disks - 2*, eds. W.J. Duschl *et al.*, Kluwer, Dordrecht, p. 313
 Clarke, C.J. : 1988, MNRAS **235** (4), 881
 Clavel, J. *et al.* : 1989, ApJ **337**, 236
 Collin-Souffrin, S. : 1991, A&A **249**, 344
 Collin-Souffrin, S. : 1994, in *Theory of Accretion Disks - 2*, eds. W.J. Duschl *et al.*, Kluwer, Dordrecht, p. 195
 Coppi, P.S. & Zdziarski, A.A. : 1992, ApJL **398**, L37
 Draine, B.T. : 1981, ApJ **245**, 880
 Duschl, W.J. *et al.* (eds.) : 1994, *Theory of Accretion Disks - 2*, Kluwer, Dordrecht
 Eardley, D.M. & Lightman, A.P. : 1976, ApJ **200**, 187
 Ferreira, J. & Pelletier, G. : 1995, A&A **295**, 807
 Heyvaerts, J.F. & Priest, E.R. : 1989, A&A **216**, 230
 Khanna, R. & Camenzind, M. : 1992, A&A **263**, 401
 Khanna, R. & Camenzind, M. : 1996, A&A **307**, 665

- Kolman, M. *et al* : 1993, *ApJ* **402**, 514
- Landau, L.D. & Lifschitz, E.M. : 1966, *Lehrbuch der theoretischen Physik*, tome VI – *Hydrodynamik*, Akademie-Verlag, Berlin, p. 57
- Laor, A. : 1990, *MNRAS* **246**, 369
- Laor, A. & Netzer, H. : 1989, *MNRAS* **238**, 897
- Laor, A. & Netzer, H. : 1990, *MNRAS* **242**, 560
- Lasota, J.P. : 1994, in *Theory of Accretion Disks - 2*, eds. W.J. Duschl *et al.*, Kluwer, Dordrecht, p. 341
- Lightman, A.P. & Zdziarski, A.A. : 1987, *ApJ* **319**, 643
- Maisack, M. *et al.* : 1993, *ApJL* **407**, L61
- Malkan, M.A. : 1983, *ApJ* **268**, 582
- Malkan, M.A. & Sargent, W.L. : 1982, *ApJ* **254**, 22
- Narayan, R. & Yi, I. : 1994, *ApJL* **428**, L13
- Narayan, R. & Yi, I. : 1995a, *ApJ* **444**, 231
- Narayan, R. & Yi, I. : 1995b, *ApJ* **452**, 710
- Novikov, I.D. & Thorne, K.S. : 1973, in *Black Holes*, eds. DeWitt, C., DeWitt, B.S., Gordon and Breach, New York
- Paczynski, B. : 1991, *ApJ* **370**, 597
- Peitz, J. & Appl, S. : 1997, *MNRAS*, sous presse
- Peterson, B.M. *et al.* : 1991, *ApJ* **368**, 119
- Phinney, E.S. : 1989, in *Theory of Accretion Disks*, eds. F. Meyer *et al.*, Kluwer, Dordrecht, p. 457
- Popham, R. & Narayan, R. : 1991, *ApJ* **370**, 604
- Popham, R. & Narayan, R. : 1992, *ApJ* **394**, 255
- Ross, R.R. *et al.* : 1992, *MNRAS* **258**, 189
- Rowan-Robinson, M. : 1992, *MNRAS* **258**, 787
- Rybicki, G.B., Lightman, A.P. : 1979, *Radiative Processes in Astrophysics*, Wiley, New York
- Sanders, D.B. *et al.* : 1989, *ApJ* **347**, 29
- Shakura, N.I. : 1972, *Astron. Zh.* **49**, 921
- Shakura, N.I. & Sunyaev, R.A. : 1973, *A&A* **24**, 337
- Shapiro, S.L., Lightman, A.P. & Eardley, D.M. : 1976, *ApJ* **204**, 187
- Shields, G.A. : 1978, *Nat.* **272**, 706
- Straumann, N. : 1984, *General Relativity and relativistic Astrophysics*, Springer-Verlag, Berlin, p. 388
- Sun, W.H. & Malkan, M.A. : 1987, in *Astrophysical Jets and their Engines*, ed. W. Kundt, p. 125
- Sun, W.H. & Malkan, M.A. : 1989, *ApJ* **346**, 68
- Svensson, R. : 1992, *Proc. X-Ray Emission from Active Galactic Nuclei and the Cosmic X-Ray Background*, eds. W. Brinkmann & J. Trümper, MPE, Garching bei München
- Turner, T.J. & Pounds, K.A. : 1990, *MNRAS* **240**, 833
- Ulrich, M.-H. D. : 1994, in *Theory of Accretion Disks - 2*, eds. W.J. Duschl *et al.*, Kluwer, Dordrecht, p. 253
- Walter, R. *et al.* : 1994, *A&A* **285**, 119
- Wandel, A. : 1987, *ApJL* **316**, L55

Williams, O.R. *et al.* : 1993, ApJ **389**, 157

Zdziarski, A.A. *et al.* : 1990, ApJL **363**, L1

Zdziarski, A.A. & Svensson, R. : 1989, ApJ **344**, 551

5. Les raies d'émission des noyaux actifs de galaxies

Les raies d'émission larges ou étroites se forment dans différentes régions des noyaux actifs. Les premières sont variables, leur zone d'émission a en général un rayon de 10 à 100 jours-lumière dans les galaxies de Seyfert et de quelques années-lumière pour les quasars lumineux. La densité électronique de ces régions (BLR pour broad line regions), est d'au moins 10^8 cm^{-3} . Le gaz à l'intérieur de cette région doit atteindre en général des vitesses comprises entre 3 000 et 10 000 km/s.¹¹ De densité électronique plus faible (de 10^3 à 10^6 cm^{-3}), les régions à raies d'émission étroites présentent en revanche des vitesses de gaz atteignant 300 à 1000 km/s. Cette zone est beaucoup plus étendue que la première puisqu'on ne constate pas de fluctuations. Les observations ont en partie permis de résoudre ces régions qui révèlent des structures longues de 100 à 300 pc dans les galaxies de Seyfert comme c'est le cas dans le disque galactique central représenté en figure 2.1. Il est également possible de déterminer l'étendue de ces régions (NLR pour narrow line region) à partir de l'intensité d'une raie, par exemple de $H\beta$

$$L(H\beta) = N_e N_p \alpha_{H\beta} h\nu_{H\beta} f V, \quad (5.1)$$

$\alpha_{H\beta}$ étant le coefficient de recombinaison de l'émission de photons, V le volume total des NLR, et $N_e \simeq N_p + 1,5 N_{\text{He}}$. Les galaxies de Seyfert les plus brillantes ont une luminosité $L_{H\beta} \simeq 2 \times 10^8 L_{\odot}$, ce qui équivaut à une masse $M \simeq 7 \times 10^5 M_{\odot} (10^4/N_e)$ et à un rayon

$$R_{\text{NLR}} \simeq 20 \text{ pc } f^{1/3} (10^4/N_e)^{2/3}. \quad (5.2)$$

Pour $f \simeq 0,01$, on obtient $R_{\text{NLR}} \simeq 100 \text{ pc}$. Les raies d'émission larges sont plus intenses, $L_{H\beta} \simeq 10^9 L_{\odot}$, d'où $M \simeq 36 M_{\odot} (10^9/N_e)$ et $R_{\text{BLR}} \simeq 0,015 f^{-1/33} (10^9/N_e)^{2/3} \simeq 0,07 \text{ pc} \simeq 0,2 \text{ année-lumière}$. Il est naturellement impossible de résoudre une région d'aussi petite dimension.

¹¹Le lecteur se reportera au chapitre "AGN Emission Lines" de H. Netzer, dans *Active Galactic Nuclei*, R.D. Blandford, H. Netzer & L. Woltjer, Saas-Fee Advanced Course 20, Springer-Verlag, Berlin, 1990.

5.1. Modèle standard de photoionisation

Dans sa description de la géométrie et des paramètres physiques des régions à raies d'émission, le modèle standard stipule la formation de celles-ci dans des nuages froids ($T_e \simeq 10.000$ K) ou filaments se déplaçant quasiment à leur vitesse du viriel ($V \simeq 3.000$ km/s pour les régions à raies larges) et photoionisés par les rayons UV et X de la source centrale. Mais pour ce, il faut un milieu capable de maintenir la cohésion de ces nuages, sans quoi ils se désintègreraient au bout du temps

$$t_{sc} = R_C / c_S \simeq 2 \times 10^{-12} \text{ an } T_e^{-1/2} R_C, \quad (5.3)$$

où R_C désigne le rayon du nuage en cm et $c_S = \sqrt{2kT_e/m_p}$ la vitesse du son dans les nuages. Etant donné que t_{sc} s'avère largement inférieur au temps dynamique

$$t_{dyn} = R_{BLR} / v_C, \quad (5.4)$$

ces derniers sont confinés ou produits en permanence.

Dans cette optique, Krolik, McKee et Tarter (1981) ont conçu un modèle à 2 phases, où les nuages sont en équilibre de pression avec un milieu ambiant (internuages) chaud (Hot Intercloud Medium). Ce gaz, chauffé et refroidi par les effets Compton, est tel que

$$T_{HIM} \simeq T_{Compton} \simeq h \bar{\nu} / 4k, \quad (5.5)$$

$\bar{\nu}$ étant l'énergie moyenne des photons. Le paramètre d'ionisation U détermine à lui seul l'ionisation et les propriétés thermiques des deux composantes.

La *photoionisation* constitue très probablement le principal processus d'excitation et de chauffage du gaz des BLR et des NLR. L'élaboration du modèle de photoionisation s'opère en deux étapes.

a) Elaboration d'un modèle pour un nuage. Pour ce faire, il faut tenir compte des paramètres suivants :

- distribution du continuum ionisant,
- densité N et densité columnique N_H des nuages,
- composition chimique,
- paramètre d'ionisation U défini par

$$U = \frac{\text{flux de photons ionisants}}{N c} = \frac{Q}{4\pi R^2 N_e c} = \frac{\int_{\nu_0}^{\infty} L_{\nu} d\nu / h\nu}{4\pi R^2 c N_e}. \quad (5.6)$$

N représente la densité de l'hydrogène du nuage, Q le flux de photons ionisants à la distance R de la source centrale.

Ce paramètre s'obtient à partir du taux de photoionisation par unité de volume d'un ion X^i de densité N_X :

$$R_i = N_{X^i} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_{\nu} e^{-\tau_{\nu}} \sigma_{\nu}(X^i)}{4\pi R^2 h\nu} d\nu, \quad (5.7)$$

où ν_0 est la fréquence-seuil d'ionisation, σ_{ν} la section efficace de photoionisation, et τ_{ν} la profondeur optique du nuage. Le rayonnement de recombinaison constitue le processus inverse de photoionisation. Son taux est donné par

$$\alpha(X^{i+1}) N_{X^{i+1}} N_e, \quad (5.8)$$

où N_e désigne la densité électronique, et $\alpha(X^i)$ le coefficient de recombinaison à tous les niveaux possibles. En posant l'égalité des deux taux, on obtient les équilibres d'ionisation. A l'évidence, le degré d'ionisation ne dépend que du rapport du flux de photons ionisants sur la densité du gaz. C'est la raison pour laquelle on a introduit le paramètre d'ionisation U , de dimension 1 et en général de valeur $U \simeq 0,001 - 1$. En principe, il existe un paramètre pour chaque élément et à tout point du nuage. Dans la pratique, on définit U pour l'hydrogène au front ionisé du nuage ($\nu_0 = 1$ rydberg).

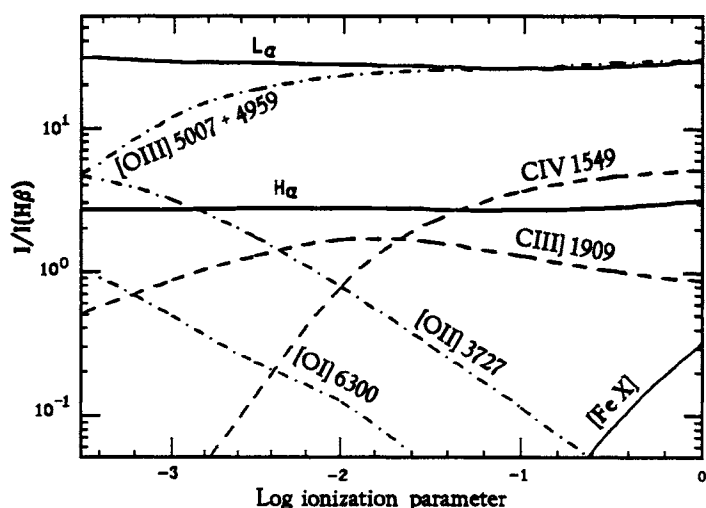


Fig. 5.1 Rapports des raies d'émission étroites par rapport à $H\beta$, en fonction de U . $N = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (Netzer, 1990).

Pour calculer les rapports de raies, il faut faire intervenir des centaines de processus atomiques. On peut cependant s'aider de certains indices pour situer le paramètre le plus pertinent. Ainsi, l'absence de $[OIII]\lambda 5007$ laisse conclure à une densité des BLR entre 10^8 et 10^{11} cm^{-3} et à une abondance d'éléments plus ou moins solaire. Le paramètre essentiel reste néanmoins le paramètre d'ionisation U (fig. 5.1 et 5.3), la meilleure valeur étant jusqu'alors $U \simeq 0,01$, et ce aussi bien pour les galaxies de Seyfert peu lumineuses que pour les quasars lumineux.

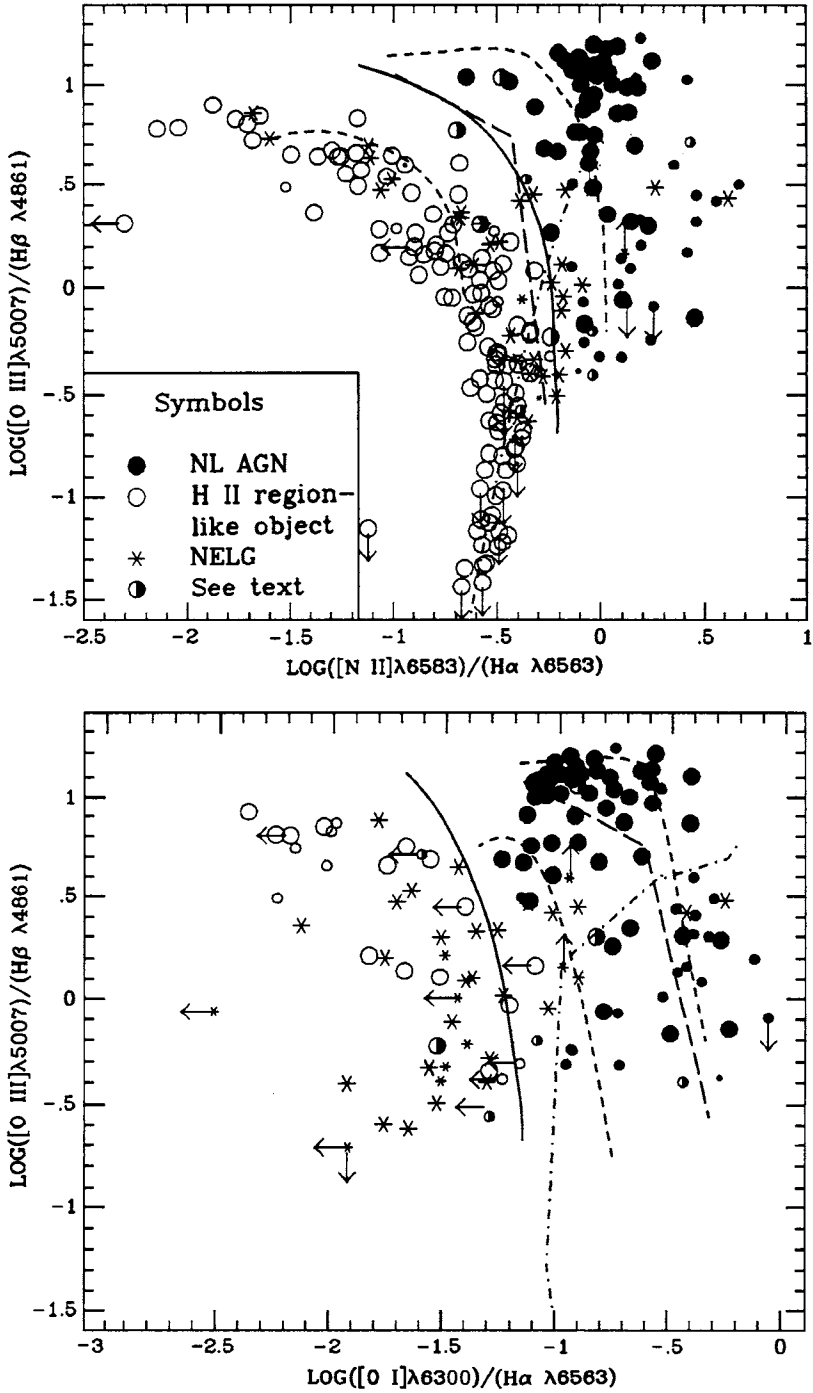


Fig. 5.2 Moyens de sondage de la NLR (Netzer, 1990; d'après Veilleux & Osterbrock, 1987).

Certains rapports de raies se prêtent particulièrement à l'étude des NLR : $[\text{NII}]\lambda 5007/\text{H}\alpha$, $[\text{OI}]\lambda 6300/\text{H}\alpha$ et $([\text{SII}]\lambda 6716 + \lambda 6731)/\text{H}\alpha$ (fig. 5.2). En effet, ces dernières permettent de différencier très nettement les spectres des NAG, les régions HII (ionisées par les étoiles O) et les sursauts stellaires. La courbe en traits pleins marque la limite entre les régions HII et les noyaux actifs, celle en pointillés correspond à une série de modèles partant de $N_e \simeq 10^{-3}\text{cm}^{-3}$ et d'une abondance solaire. Le paramètre d'ionisation U décroît le long de ces courbes, passant de $U = 10^{-1,5}$ en haut à gauche à $U = 10^{-4}$ en bas à droite. Des différences notables séparent donc les régions HII des NAG, car le spectre ionisant de ceux-ci est beaucoup plus dur (rayonnement X).

Les signes diagnostiques des BLR s'avèrent sensiblement plus subtils. C'est ainsi que les largeurs équivalentes des raies d'émission HI sont quasiment égales pour les galaxies de Seyfert 1 et 2, de même que pour les QSO et les radiogalaxies (fig. 5.3).

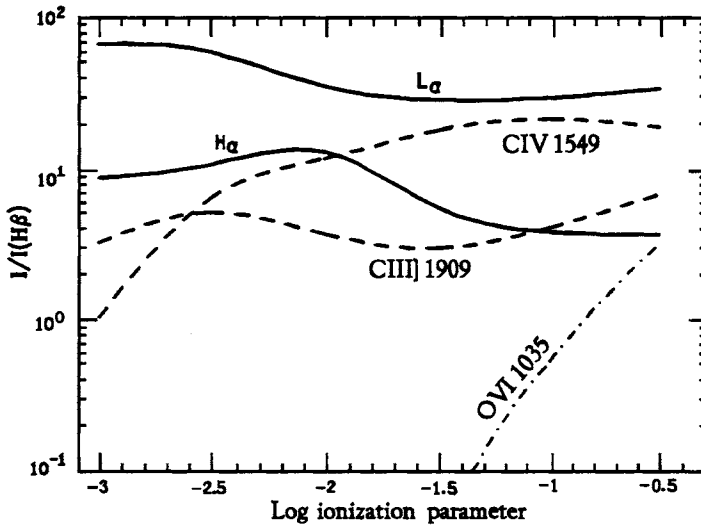


Fig. 5.3 Rapports de raies d'émission larges, relativement à $\text{H}\beta$, en fonction de U . $N = 10^{10}\text{cm}^{-3}$, $N_H = 10^{23}\text{cm}^{-2}$ (Netzer, 1990).

L'intensité de la plupart des raies larges se trouve en forte corrélation avec le continuum, comme le montre la figure 5.4. pour 328 NAG par l'exemple de la raie $\text{Ly}\alpha$ (Netzer, 1990). Cela sert de test à l'exactitude du modèle de photoionisation. La pente de la corrélation n'est pas exactement égale à 1 parce qu'entre autres raisons le facteur de couverture décroît avec l'intensité de la source. Il serait également possible que le continuum ionisant se décale dans la mesure où des objets plus lumineux ont un continuum plus mou (c'est-à-dire que le nombre de photons dans la fourchette 1 - 4 rydbergs

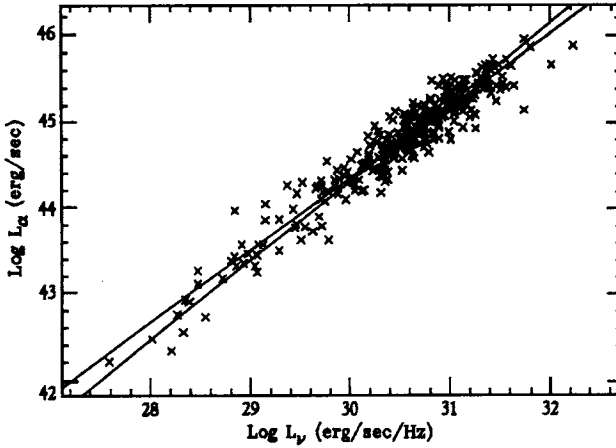


Fig. 5.4 Corrélation de l'intensité Ly α avec le continuum (Netzer, 1990).

serait moins élevé). Les corrélations des rapports de raies avec le continuum fournissent d'autres moyens d'étude des BLR.

Parfaitement en mesure d'ajuster les spectres caractéristiques de noyaux actifs, le modèle standard se heurte à des problèmes pour certaines raies. La photoionisation est en effet incapable de justifier à elle seule les raies FeII intenses de certaines sources, vraisemblablement dues à l'excitation par collision. Une fois U déterminé par l'observation, on peut déduire la distance du nuage à la source centrale :

$$R = \left(\frac{Q}{4\pi N U c} \right)^{1/2} \simeq 3,5 \times 10^{17} \text{ cm } (N_{10} U \bar{\nu})^{-1/2} L_{46}^{1/2}, \quad (5.9)$$

où L_{46} représente la luminosité ionisante en 10^{46} ergs/s et $\bar{\nu}$ l'énergie moyenne des photons ionisants en rydbergs, $\bar{\nu} \simeq 3$. On obtient alors $R(\text{Seyfert}) \simeq 0,1$ pc et $R(\text{quasar}) \simeq 2$ pc. U restant constant pour toutes les sources, il s'ensuit la loi d'échelle $R \propto L^{1/2}$.

b) Seconde étape : on effectue la somme sur tous les nuages en tenant compte de la variation de leur densité et de leur vitesse. Les raies MgII et FeII montrent qu'ils sont optiquement épais et absorbent la totalité du rayonnement ionisant UV. Les distributions de nuages à symétrie sphérique sont les plus aisées à manier. Ces modèles sont définis par la vitesse $v(r)$, l'émissivité $j_C(r)$, la densité numérique $n_C(r)$ et la densité intérieure $N \propto r^{-s}$ des nuages. Ils permettent d'obtenir le flux total des raies en fonction du bord extérieur r_{ext} . La figure 5.5 représente ces flux cumulés de raies pour $s = 2$ et $L = 10^{46}$ ergs/s.

L'origine et la distribution de ces nuages demeurent aujourd'hui encore une énigme. Quelques autres modèles ont été proposés par Rees, Netzer et

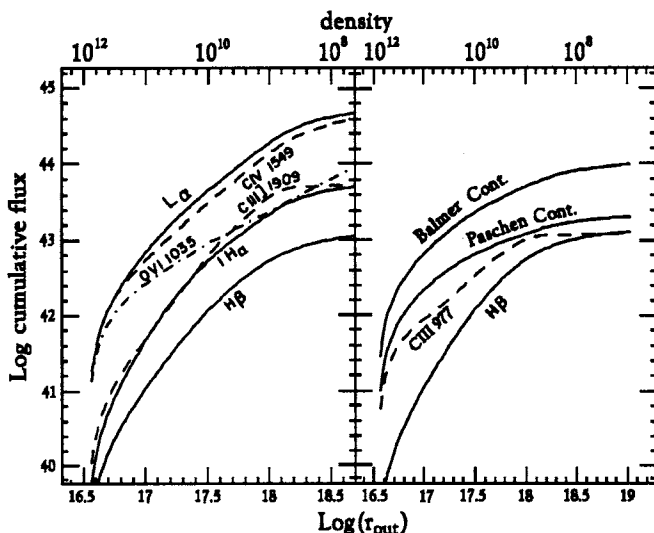


Fig. 5.5 Flux cumulés de raies pour $s = 2$ et $U = 0, 2$ (Netzer, 1990).

Ferland (1989). Il est possible qu'une partie de ces raies provienne du disque d'accrétion lui-même.

5.2. Variabilité et modification des modèles de BLR

Le continuum et les raies varient dans tous les NAG, mais avec des durées qui dépendent étroitement de la luminosité des objets : ce peut être des jours, des mois ou des années. La variabilité des raies d'émission a été établie pour bon nombre de galaxies de Seyfert. D'après le modèle de photoionisation, les fluctuations éventuelles du continuum doivent se répercuter sur les raies (figure 5.7).

L'analyse des décalages respectifs entre l'émission du continuum et celle des raies aboutit en général à des distances moindres que dans le modèle standard. F-9 : 150 jours-lumière; Mrk 279 : 12 ± 3 jours-lumière; NGC 4151 : 6 jours-lumière. Il semble donc que les rayons effectifs des BLR soient inférieurs aux valeurs du modèle standard d'un facteur pouvant atteindre 10, tout du moins pour les galaxies de Seyfert. Les mêmes mesures de précision n'ont pas encore été effectuées pour les quasars.

Comment peut-on expliquer la faible dimension de ces régions à raies larges ? Dans le cadre des modèles de photoionisation, on en déduit soit des densités N plus élevées, soit une ionisation U plus importante, ou encore des continua $\bar{\nu}$ plus durs. En raison des rapports de raies semi-interdites (CIII] λ 1909, ...), des densités supérieures à 10^{11} cm^{-3} ne sont guère envisageables. Une stratification de l'émission reste néanmoins possible, Ly α , H β , CIV 1549

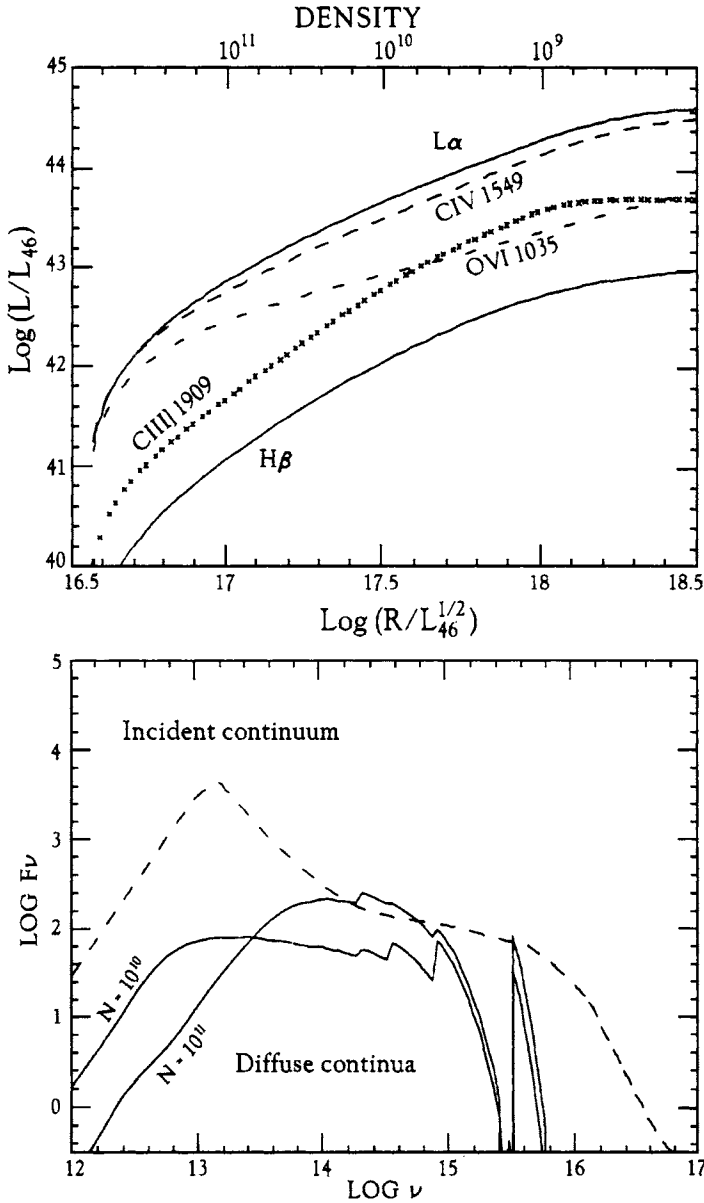


Fig. 5.6 Intensités des raies d'émission en fonction de la distance à la source ionisante. Les rapports de raies sont obtenus en effectuant une coupe verticale à un rayon choisi. Ils représentent les flux intégrés de la frontière intérieure jusqu'à cette distance. La densité de gaz correspondant à chaque rayon est également indiquée. A noter le changement relativement faible des raies ultraviolettes pour tout $R/L_{46}^{1/2} > 10^{17,3}$ cm. En bas : continuum incident (traits pointillés) et continua diffus produits intérieurement représentés pour deux densités caractéristiques. On remarque l'importante augmentation de l'intensité des continua free-free, de Balmer et de Paschen dans le cas de densités élevées (Netzer, 1989).

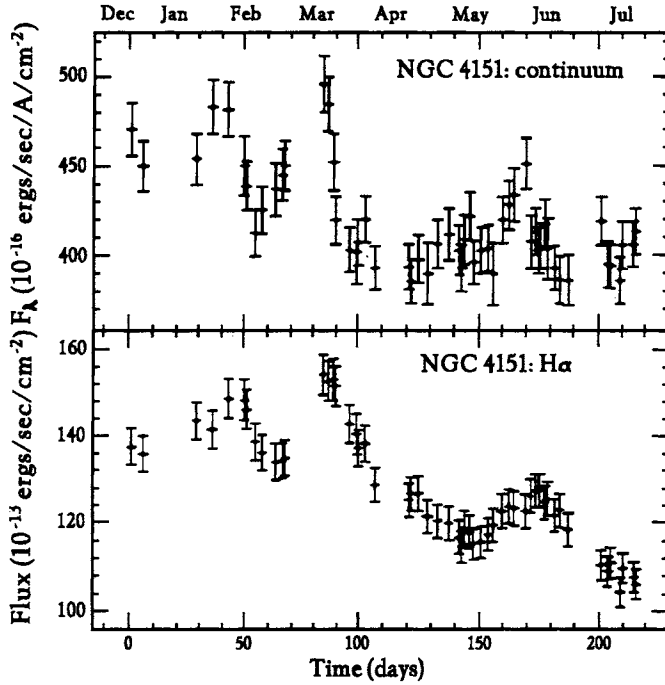


Fig. 5.7 Continuum optique (4730 Å) et courbe de lumière α de NGC 4151 (Maoz *et al.*, 1991).

provenant de l'intérieur de la source (Rees *et al.*, 1989). D'autre part, le paramètre d'ionisation peut être lui aussi supérieur d'un facteur 10, atteignant $U \simeq 0,3$.

5.3. Masses des noyaux actifs

La précision des rayons des BLR peut être utilisée pour estimer les masses des NAG. Pour un mouvement képlérien, on a :

$$M \simeq 7 \times 10^{-10} M_{\odot} v_{3000}^2 R_{\text{BLR}}, \quad (5.10)$$

où v_{3000} est la vitesse képlérienne exprimée en 3000 km/s et

$$R_{\text{BLR}} \simeq 3,5 \times 10^{17} \text{ cm} \left(\frac{L_{46}}{U \dot{\nu}} \right)^{1/2}, \quad (5.11)$$

ce qui conduit alors à la relation

$$M \simeq 2,3 \times 10^8 M_{\odot} \left(\frac{L_{46}}{U N_{10} \bar{\nu}} \right)^{1/2}. \quad (5.12)$$

Pour des mouvements non liés, la masse peut être moins importante. Les observations récentes donnent $U N_{10} \bar{\nu} \simeq 1$, ce qui implique la relation masse-luminosité

$$M \simeq 2,3 \times 10^8 M_{\odot} v_{3000}^2 L_{46}^{1/2}. \quad (5.13)$$

Cela signifierait pour les *galaxies de Seyfert* que

$$L \simeq 0,08 L_{\text{ED}}. \quad (5.14)$$

5.4. Tore de gaz et NLR étendues

Les structures des noyaux actifs ne présentent guère de symétrie sphérique, mais plutôt axiale (disques et jets). En particulier, la distribution de gaz à l'échelle du parsec est également plutôt à symétrie axiale avec une structure interne en forme de tore (tore moléculaire, fig. 5.8). Il existe effectivement peu de galaxies de Seyfert sur la tranche, ce qui peut d'ailleurs s'expliquer par l'extinction.

Les raies interdites de la galaxie de Seyfert 2 NGC 1068 ne sont que faiblement polarisées, le continuum central l'étant beaucoup plus, aux environs de 16%. Le vecteur $\mathbf{E}$ se trouve perpendiculaire à l'axe radio. En outre, en lumière polarisée, des raies d'émission larges deviennent aussi apparentes, caractéristiques d'un spectre de Seyfert 1. Depuis, on a découvert d'autres exemples de spectres "cachés" de Seyfert 1 dans des galaxies de Seyfert 2. Lorsque le disque central des galaxies de Seyfert n'est pas directement visible, on peut néanmoins diffuser sa lumière au-dessus du disque dans notre direction d'observation. Le rayonnement est alors polarisé perpendiculairement à l'axe. La largeur de la raie permet de déterminer une température limite du milieu diffusant : $T < 10^6$ K. Cette diffusion se déroule donc dans un vent chaud, se propageant en direction de l'axe radio avec une profondeur optique $\tau_d \simeq 0,1$. Ce milieu émet une raie FeK, également remarquée par GINGA. Mais on ignore encore si tous les noyaux de Seyfert 2 ne sont que des noyaux de Seyfert 1 "cachés".

A $r > 1$ kpc, NGC 1068 révèle du gaz tournant dans un disque normal avec une courbe plate de rotation. Sur cette distance, différentes condensations évoluent à grande vitesse, et ne se trouvent que le long de l'axe radio (ENLR = extended narrow line region). On a découvert depuis de telles structures dans plusieurs galaxies, ce qui confirme le modèle du tore.

La meilleure explication des profils de vitesse des NLR est fournie par une composante radiale avec une extinction supplémentaire de poussière ("shadowing") des parties décalées vers le rouge. Le champ de vitesse des ENLR suit pour l'essentiel la rotation de la galaxie. Quant à celui des BLR,

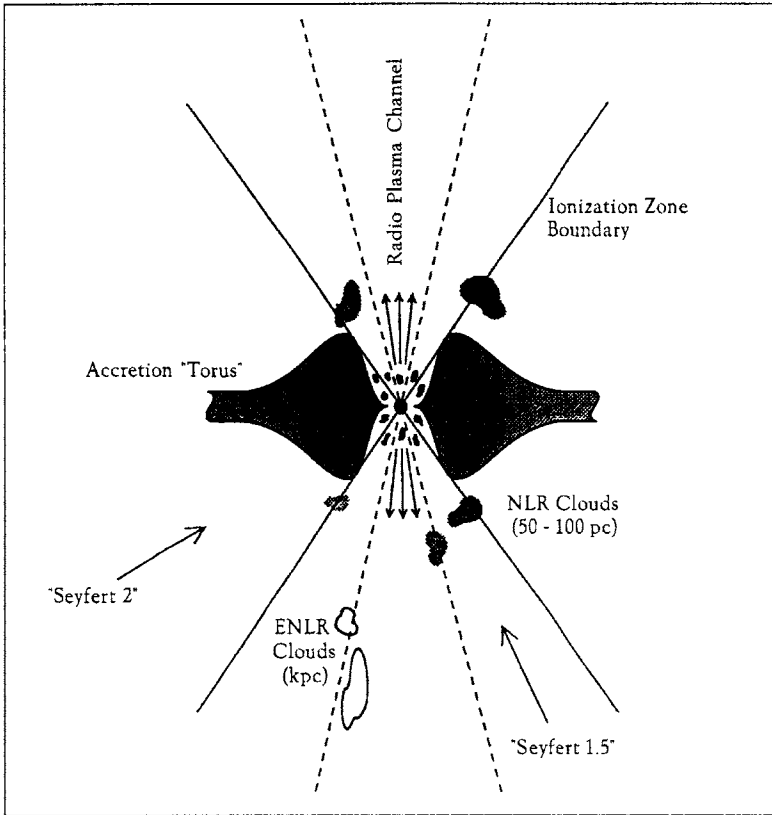


Fig. 5.8 Effet du tore moléculaire sur la BLR et ionisation. Le rayonnement ionisant ne peut s'échapper qu'à l'intérieur d'un cône centré sur l'axe de rotation (Pogge, 1989).

la question reste ouverte. Jusqu'à présent, aucun scénario cohérent n'a réussi à s'imposer. Récemment, on a réétudié la possibilité que les nuages des BLR soient les atmosphères des étoiles de l'amas central (par exemple des géantes rouges). La puissance de l'ionisation produirait un vent s'éloignant de l'atmosphère (Norman & Scoville, 1988; Kazanas, 1989).

Références

- Kazanas, D. : 1989, *ApJ* **347**, 74
 Krolik, J.H., McKee, C.F. & Tarter, C.B. : 1981, *ApJ* **249**, 422
 Maoz, D. *et al.* : 1991, *ApJ* **367**, 493
 Netzer, H. : 1989, *Comm. on Astrophys.* **14**, N°3, 137

Netzer, H. : 1990, in R.D. Blandford, H. Netzer & L. Woltjer, *Active Galactic Nuclei*, eds. T.J.-L. Courvoisier & M. Mayor, Lecture Notes, Saas-Fee Advanced Course 20, Springer-Verlag, Heidelberg, p. 57

Norman, C. & Scoville, N. : 1988, ApJ **332**, 124

Pogge, R.W. : 1989, Extranuclear Activity in Galaxies, eds. E.J. Meurs & R.A. Fosbury, ESO Conference and Workshop Proceedings N° 32, p. 411

Rees, M.J., Netzer, H. & Ferland, G.J. : 1989, ApJ **347**, 640

Veilleux, S. & Osterbrock, D.E. : 1987, ApJS **63**, 295

6. Les jets des noyaux actifs de galaxies

Les quasars et les radiogalaxies sont les radiosources les plus lumineuses. Leur rayonnement, de nature synchrotron, est émis par des électrons relativistes dans un champ magnétique. Il émane souvent de structures allongées qui relient le noyau aux lobes radio, portant aujourd'hui le nom de *jets*. Or, on retrouve dans bon nombre de ces radiogalaxies des traits caractéristiques des noyaux actifs, telles que raies d'émission larges et étroites et rayonnement X (fig. 1.12). On peut donc se demander si les galaxies de Seyfert et les objets quasistellaires contiennent eux aussi des jets. On s'aperçoit alors effectivement que les premières émettent un rayonnement radio beaucoup plus faible et sont pourvues de structures en forme de jets d'une longueur de 100 pc à 1 kpc. Il semble donc que ce soit le même genre de processus qui œuvre dans les galaxies de Seyfert que dans les noyaux des radiogalaxies.

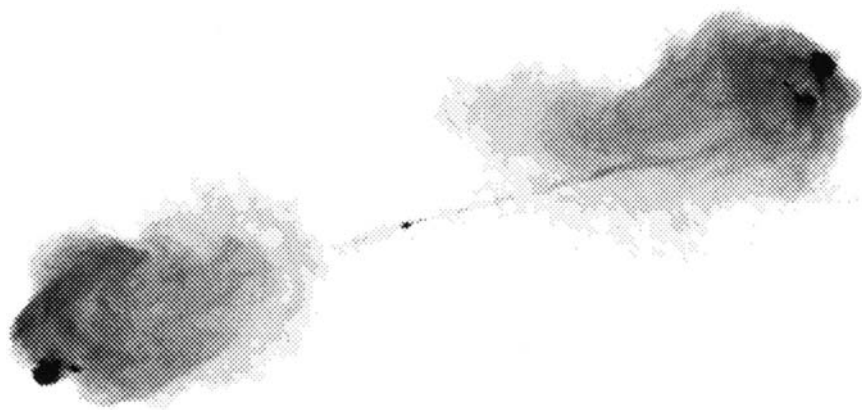


Fig. 6.1 Cygnus A, radiogalaxie classique, présente toutes les structures essentielles observées chez les radiogalaxies : noyau radio, jets, lobes radio et points chauds (source FR II). Il s'agit ici d'une carte VLA à 6 cm (CD-ROM, Perley, Dreher & Cowan).



Fig. 6.2 Contrairement à ceux de Cygnus A, les jets de Hydra A sont marqués. Au départ symétriques, ils se dispersent ensuite dans un rayonnement diffus (source FR I). Les points chauds ne sont pas visibles (carte VLA à 6 cm)(CD-ROM, Taylor & Perley).

La galaxie de Seyfert 2 NGC 1068 par exemple révèle un jet caractéristique ainsi que des lobes radio. Autre exemple : NGC 4151, dont le jet s'étend sur une distance de 100 pc. Une étude systématique a d'ailleurs été réalisée par Edelson (1987). Les galaxies de Seyfert 2 possèdent d'ordinaire un spectre radio d'indice spectral 0,7 entre 6 et 20 cm. Quelques-unes des galaxies de Seyfert 1 ont des spectres plats. En général, les statistiques ne semblent pas montrer de différences entre les propriétés radio des galaxies de Seyfert 1 et 2.

6.1. Les radiogalaxies et l'hypothèse de Blandford & Rees

M87 est le premier objet où a été trouvée une structure s'apparentant à un jet. Curtis (1918) le décrit comme "a curious straight ray... connected with the nucleus"¹². Le terme de jet a été créé par Baade & Minkowski (1954).

¹²NdT : "un curieux rayon rectiligne... relié au noyau."

"NGC 4486 (M87) has a unique peculiarity which has been known for a long time. In the center of the nebula ... is a straight jet, extending from the nucleus in position angle 290° . No possibility exists at this time of forming any hypothesis on the formation of the jet, the physical state of its material, and the mechanism which connects the existence of the jet with the observed radio emission"¹³.

Tableau 6.1 Principales études radio du ciel (Landolt-Börnstein, 1997).

Nom	ν [MHz]	Décl. [$^\circ$]	$S_{\text{Lim.}}$ [Jy]
Gauribidanur	34,5	ciel entier	
8C	38	≥ 60	1
PKS	85	-25 à 25	3
PKS	150	-25 à 25	3
6C	151	≥ 30	0,19
3C	178	- 10 à 70	8
3CR*, 3CRR*	178	-5 à 90	9
4C, 4CR*	178	-7 à 80	2
Texas	365	0 à 70	0,15
MC	408	≥ -62	0,09
5C	408	27 à 54,5	$\geq 0,01$
PKS	408	-90 à 20	1
B2	408	24 à 40,3	0,25
B3	408	37 à 47	0,1
MPIfR/JBNK/PKS	408	ciel entier	3
Dwingeloo	820	-7 à 85	
Green Bank	1400	-5 à 82	0,15
Stockert	1420	≥ -19	0,8
PKSF	2700	-80 à 25	0,2...0,6
Zelenchuk	4000	0 à 14	?
Ratan 600	4000	$5 \pm 20'$	0,075
MPIfR/NRAO	5000	-5 à 90	0,25...0,8
MIT/Green Bank	5000	0 à 35	
MIT/Green Bank II	5000	17 à 39,15	0,041
Green Bank	5000	0 à 75	0,02
MPIfR	5000	45,2 à 51,7	0,017...0,03
Green Bank	5000	≤ -42	0,03

En 1956, Baade mesura la polarisation du rayonnement optique et conforta ainsi l'hypothèse qu'il s'agissait d'un rayonnement synchrotron. En 1949, Bolton *et al.* montrèrent que M87 est aussi une source radio. Auparavant, en 1946, Hey *et al.* découvrirent Cygnus A comme radiosource cosmique

¹³NdT : "NGC 4486 (M87) présente une particularité unique connue depuis longtemps. Au centre de la nébuleuse, se trouve un jet rectiligne, s'étendant du noyau à un angle de position de 290° . Il est à l'heure actuelle tout à fait impossible d'émettre une quelconque hypothèse sur la formation du jet, l'état physique de sa matière, ou le mécanisme liant l'existence du jet et l'émission radio observée."

discrète, dont Baade & Minskowski trouvèrent en 1954 le pendant optique. Il se profila alors à cette époque l'idée qu'une faible fraction des galaxies pourraient produire un rayonnement intense dans le domaine radio.

Les 35 années suivantes ont été marquées par la découverte d'une multitude de radiogalaxies au cours de diverses études du ciel dans la gamme radio.

Tableau 6.2 Etudes de structures de radiogalaxies (Landolt-Börnstein, 1997).

Catalogue	N	ν [GHz]	Sélection (Instrument)
Echant. VLBI S5	13	5	$S_5 \geq 1, \delta \geq 70, b \geq 10, \alpha > -0,5$ (VLBI)
Echant. Caltech I	65	5	$S_5 \geq 1,3, \delta \geq 35, b \geq 10$ (VLBI)
Echant. Caltech II	37	5	$S_{10,7} \geq 5$ (VLBI)
Calibreurs	902	1,4 – 8,4	$S_5 \geq 0,2, 75 \geq \delta, b \geq 2,5$ (VLA)
Sources à émission dominée par les lobes	30	10,7	$S_{0,97} \geq 0,7, m_b \leq 19$ mag, dimension ang. > 10 as (VLBI)
Echant. 3CR-CSS	25	1,6	80 % de S_5 dans la composante pentue ($\alpha > 0,5$ au-dessus de 0,4 GHz) (VLBI/MERLIN)
Echant. B3-VLA	1103	1,4	5 sous-échantillons (VLA)

Les structures de ces galaxies ont fait en partie l'objet d'études (tableau 6.2.).

Toutes les galaxies émettent un rayonnement radio. Lorsqu'on compare les luminosités radio avec les luminosités infrarouges à une longueur d'onde de 60μ , on constate chez les objets peu puissants en rayonnement radio tels que les galaxies de Seyfert et les QSO une corrélation connue depuis longtemps chez les galaxies spirales normales : plus la luminosité infrarouge est importante, plus l'émission radio l'est aussi (fig. 6.3).

Cette relation découle de la formation continue d'étoiles dans les galaxies spirales. La chaleur des jeunes étoiles porte la poussière interstellaire à une température de 50 K environ, qui se met alors à rayonner dans l'infrarouge. Parallèlement, il apparaît davantage de supernovæ, entraînant une accélération des électrons qui émettent alors un rayonnement synchrotron dans le domaine radio. Les galaxies de Seyfert et les quasars faibles en émission radio ne montrent à cet égard aucune différence avec les galaxies spirales non actives et les galaxies S0. Par opposition, les véritables radiogalaxies et les quasars puissants en radio forment un autre groupe, d'une luminosité radio nettement plus importante et en rapport avec la production de jets. Dans cette optique, les noyaux actifs de galaxies se décomposent en deux catégories : d'une part, une majorité silencieuse en radio, avec au plus de faibles jets, et d'autre part, une minorité (15 % environ), dont les jets intenses s'étendent jusque sur une distance de plusieurs centaines de kiloparsecs. Pour être satisfaisante, une théorie des noyaux actifs doit donc être en mesure d'expliquer cette distinction.

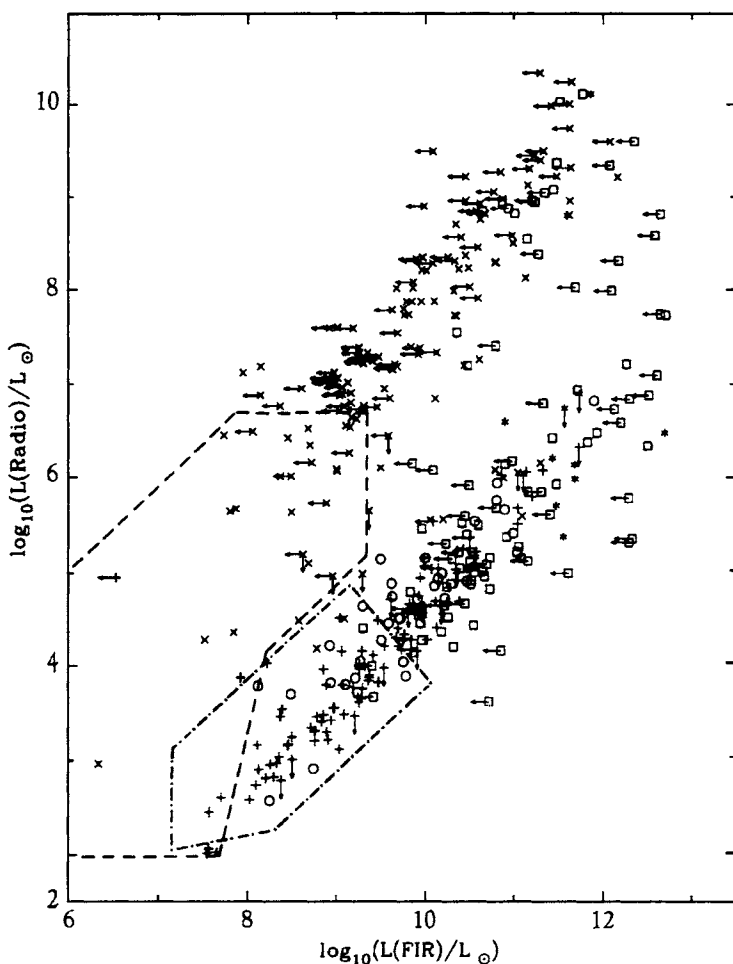


Fig. 6.3 Corrélation entre luminosité radio (6 mm) et luminosité IR (60 μ) pour différents types de galaxies : galaxies spirales (+), radiogalaxies (x), quasars ($\square$) et galaxies infrarouges (*). La zone des galaxies S0 est entourée de traits pointillés, celle des galaxies elliptiques de tirets (Sopp & Alexander, 1991).

6.1.1. Classification des radiogalaxies

Les cartes radio, établies notamment à l'aide de l'interféromètre radio de Cambridge de 5 km, conduisirent à une classification simple des radiogalaxies en deux groupes :

- d'un côté, les radiosources étendues présentant des spectres pentus (Cygnus A), où $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, et $\alpha > 0,5$;
- de l'autre côté, les radiosources compactes présentant des spectres plats (3C 345), où $\alpha \simeq 0,0$.

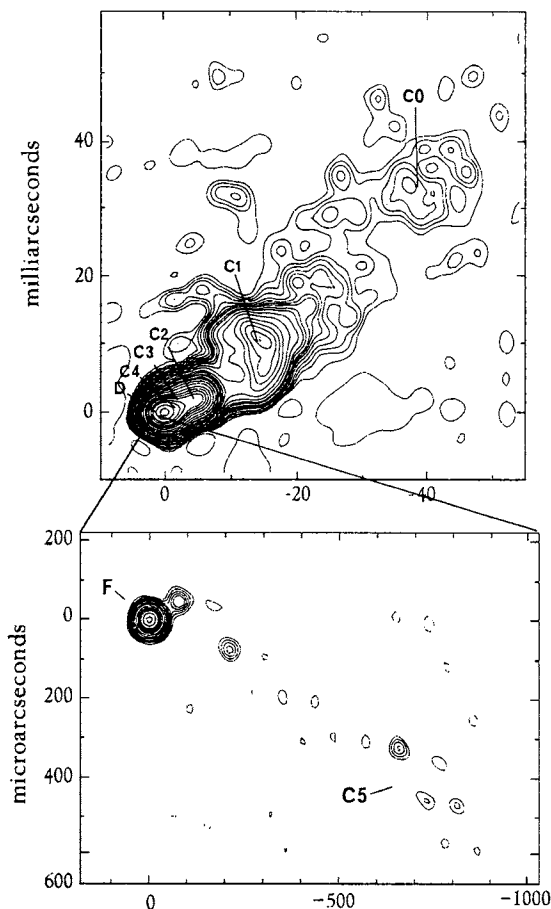


Fig. 6.4 3C 345, radiosource compacte, associée à un quasar, résolue par VLBI à 1,6 GHz (en haut), et à 100 GHz (en bas). Le jet, orienté au départ vers le sud-ouest, vire environ de 90° au bout de 3 mas vers le nord-ouest (Bååth, 1992).

A cette époque, les sources compactes ne pouvaient être résolues (figure 6.4). Il fallut attendre pour cela les années 70–80 avec l'apparition de l'interférométrie à bases intercontinentales (VLBI). Le pouvoir de résolution A d'un interféromètre dépend de la longueur d'onde λ et de la distance D des éléments du dispositif selon la relation

$$A = \frac{\lambda}{D} = 206 \text{ mas} \frac{\lambda/\text{mm}}{D/\text{km}}. \quad (6.1)$$

Les interféromètres radio, qui utilisent le rayon de la Terre comme longueur de base, travaillent depuis les années 70 à des longueurs d'onde de l'ordre du centimètre. Aujourd'hui, on pratique l'interférométrie à 7 mm (43 GHz), 3,4 mm (88 GHz) et 3 mm (100 GHz). A $\lambda = 7$ mm, on atteint une résolution

spatiale de 0,1 mas, à $\lambda = 3$ mm, une résolution de 50 μ as. Le tableau ci-dessous présente quelques radiosources avec leur décalage vers le rouge z , leur distance de luminosité d (voir (1.2)), leur longueur K par milliseconde d'arc (mas), leur rayon caractéristique qui peut encore être résolu à 7 mm et le mouvement propre μ_c en mas/a d'une structure se déplaçant à la vitesse de la lumière ($H_0 = 50$ km/s/Mpc, $\Omega = 1$).

Tableau 6.3 Quelques radiosources et leurs caractéristiques.

Source	z	d Gpc	K pc/mas	R (7 mm) a.l.	μ_c ($v = c$) mas/a
3C 84	0,018	0,11	0,5	0,17	0,60
3C 273	0,158	0,98	3,55	1,16	0,075
3C 345	0,595	3,98	7,6	2,5	0,025
1803+78	0,68	4,61	7,9	2,6	0,023

C'est pourquoi on distingue aujourd'hui deux classes de radiogalaxies, suivant l'origine dominante du rayonnement :

- les radiosources à émission dominée par le noyau ("core-dominated") (exemples : 3C 273, 3C 345) d'une part,
- les radiosources à émission dominée par les lobes ("lobe-dominated") (exemple : Cygnus A) d'autre part.

Il semble que tous les quasars et les radiogalaxies émettant une luminosité minimale de 10^{25} W/Hz à 1 GHz présentent un noyau radio à spectre plat, des jets à spectre pentu et des lobes radio.

Les radioastronomes emploient aujourd'hui la terminologie suivante :

- *les noyaux*, composantes des radiogalaxies et des quasars, présentent un spectre plat et sont associés à la source centrale au cœur de la radiogalaxie ou du quasar. L'étude en VLBI de ces structures révèle fréquemment une structure de jet nucléaire à une échelle de quelques millisecondes d'arc.
- *les jets* (radio et optiques) sont des structures linéaires qui relient la région du noyau avec les constituants extérieurs (fig. 6.1 et 6.2). Souvent, ils ne sont que partiellement visibles, peuvent être unilatéraux ou bilatéraux et montrent fréquemment des nodules. Ils ont en général un indice spectral de 0,6.
- *les points chauds* sont des nodules lumineux qui se trouvent à l'extrémité des sources étendues. Leur dimension est de 1 kpc environ, les indices spectraux se situent entre 0,5 et 1,0. Le rayonnement est fortement polarisé et les champs magnétiques sont orientés généralement perpendiculairement à l'axe du jet. Quelques points chauds, dont ceux de 3C 273, émettent également un rayonnement optique. Un certain nombre de sources semblent comporter une sorte de point chaud secondaire.

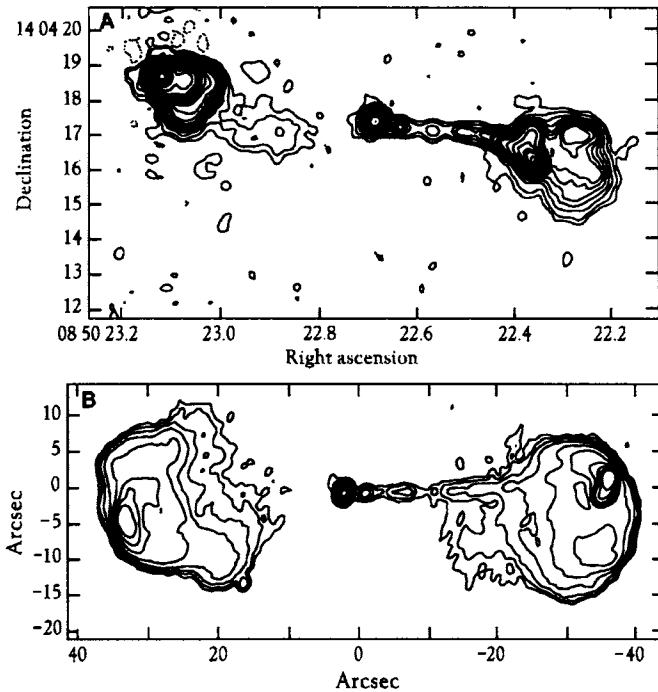


Fig. 6.5 Les quasars étendus ont des structures semblables aux radiosources classiques (FR II). A : quasar 3C 208, B : quasar 3C 47 (VLA, 6 cm) (Burns *et al.*, 1991).

- *les lobes* décrivent les sources étendues de l'émission radio. Ils contiennent la matière en provenance du point chaud. Dans les radiosources faibles, ils sont très diffus et leurs contours sont peu marqués, leur luminosité décroît au fur et à mesure que la distance augmente. Quelques lobes sont courbés en forme de queue ("tail-sources").

Les spectres radio des sources étendues sont pentus ($\alpha_R \simeq 0,5 - 1,0$), ceux des sources compactes sont plats ($\alpha_R \simeq 0,0 - 0,5$). A l'origine, on tenait les représentants des deux classes pour des objets totalement différents. Aujourd'hui, on croit qu'il s'agit en réalité des mêmes objets, la différence provenant de l'angle sous lequel on observe la source centrale (voir 6.5). Dans le catalogue de la Bonner Durchmusterung radio à 5 GHz (= catalogue S5), près de la moitié des sources présente une structure étendue (sources avec spectre pentu), l'autre moitié étant constituée de sources à spectre plat non résolues à l'échelle de la seconde d'arc.

En 1974, Fanaroff & Riley (1974) constatèrent que la structure d'une radiogalaxie varie avec la luminosité. La transition d'un type à l'autre a lieu à $P_{178\text{MHz}} \simeq 5 \times 10^{25} \text{ W/Hz}$. Plus fréquentes, les sources de type I manifestent une luminosité radio faible et présentent une morphologie

radio complexe. Elles émettent habituellement deux jets, qui rayonnent sur toute leur longueur et dont les terminaisons turbulentes sont plus ou moins dépourvues de point chaud (M84). Les champs magnétiques sont généralement orientés perpendiculairement aux jets. On associe ces sources aux galaxies elliptiques, en partie présentes dans les amas de galaxies. Leurs jets sont ordinairement courbés (radiogalaxies à queue) du fait du déplacement de la galaxie à l'intérieur de l'amas.

En revanche, les sources de type FR II, dont l'émission est dominée par les lobes radio, ne possèdent dans la plupart des cas qu'un seul jet visible avec un indice spectral de l'ordre de 0,5. Entre les deux lobes se trouve un noyau compact qui coïncide avec une galaxie ou à un quasar. Les champs magnétiques de ces objets sont le plus souvent axiaux. Logés à l'intérieur des lobes, les points chauds sont identifiés à l'onde de choc extérieure (disque de Mach). A cet endroit, l'intensité radio atteint son maximum. Parmi les représentants célèbres de cette catégorie figurent Cygnus A ainsi que les quasars étendus. Le fait que l'on n'observe la majeure partie du temps qu'un seul jet alors que les lobes sont présents des deux côtés est dû au mouvement relativiste du plasma : seul le jet se dirigeant vers l'observateur est visible.

Les sources compactes se trouvent dans les quasars et les lacertides. L'interférométrie à bases intercontinentales révèle en général une structure de jet nucléaire avec un spectre du noyau plat et un spectre des jets pentu. On y observe aussi très fréquemment des nodules d'émission qui s'éloignent du noyau central à une vitesse superluminique.

6.1.2. Les mécanismes de production des jets

Les lobes des radiosources étendues du catalogue 3C concentrent une énergie considérable ($E_{lobe} > 10^{60}$ ergs) sur une région de quelques kpc de diamètre. Entre ces lobes se trouve le noyau optique, radiosource lui aussi. Il était donc logique de penser que l'approvisionnement en énergie des lobes provenait du noyau du quasar. Bien avant la découverte des jets radio proprement dits, Blandford & Rees (1974) postulèrent qu'à l'intérieur du noyau logeait une sorte de tuyère qui collimate le gaz en direction des lobes. De cette façon, l'énergie du noyau peut être transportée vers les lobes. Ils supposèrent que la tuyère se formait par suite de la rotation d'un nuage de gaz au centre de la galaxie (fig. 6.6). Lorsque les faisceaux de gaz heurtent le milieu intergalactique, il se créent de puissantes ondes de choc que l'énergie cinétique collimatée des faisceaux de gaz supersoniques est supposée convertir en mouvement stochastique de particules relativistes. Les *points chauds*, qu'on peut remarquer dans de nombreuses radiosources intenses, sont associés à ces ondes de choc.

Mais cette hypothèse n'a pas résisté à l'épreuve des observations. L'interférométrie à bases intercontinentales a en effet montré que les jets sont déjà collimatés à une échelle inférieure à 1 pc. Dans cette zone, le gaz aurait alors

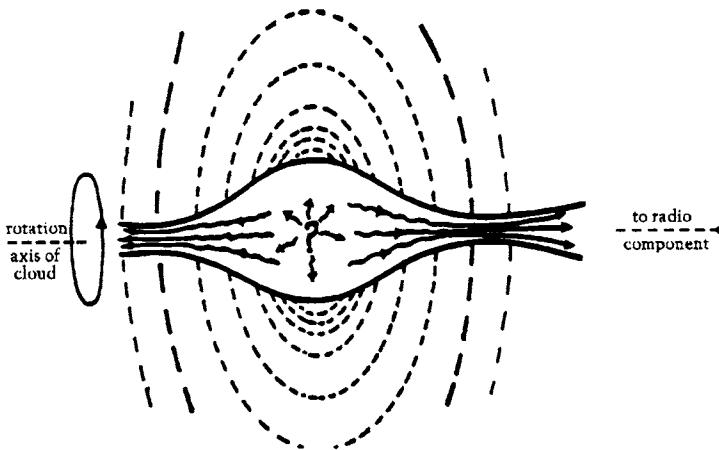


Fig. 6.6 Modèle de l'amphi-éjection de la collimation des jets dans les NAG ("twin-exhaust model"). Le gaz sortant est en équilibre de pression avec le plasma environnant qui se trouve dans le puits de potentiel de la galaxie (Blandford, 1990).

une pression si élevée qu'il émettrait un rayonnement X considérable (à partir de 1 dyn cm^{-2}) :

$$L_X \simeq 3 \times 10^{48} \text{ ergs/s } L_{j,45}^2,$$

et donc seuls les jets de faible luminosité radio pourraient être collimatés de cette façon.

Etant des objets très lumineux, les quasars pourraient manifester une luminosité supérieure à la limite d'Eddington ($L \geq L_{\text{ED}}$), et avoir de ce fait un tore d'accrétion régi par la pression de rayonnement (fig. 6.7). Cette dernière permettra alors d'accélérer et de collimater le plasma dans la "cheminée" (accretion funnel). Cependant, ce processus ne peut engendrer que des vitesses subrelativistes. Les tores sont en outre instables et se décomposent en structures planétaires.

Un troisième mécanisme de production de jets se fonde sur les effets magnétiques (fig. 4.19) d'un disque d'accrétion magnétisé, tels qu'ils furent suggérés pour l'essentiel par Blandford & Payne (1982). Dans la zone centrale, le plasma est gelé au champ magnétique, de sorte que l'inertie agrandit le canal magnétique. Il s'ensuit un champ toroïdal intense qui maintient rapproché comme un caoutchouc le plasma et le collimate. La pression du gaz en elle-même ne joue qu'un rôle négligeable, les vents du disque sont essentiellement animés par la force centrifuge. Le plasma traverse 3 points critiques correspondant aux modes d'ondes qui lui sont propres : le point sonique lent, le point d'Alfvén et le point sonique rapide (cf. vent solaire). A proximité du disque, l'énergie et le moment cinétique sont dominés par le champ magnétique. Passé le point sonique rapide, cette énergie magnétique

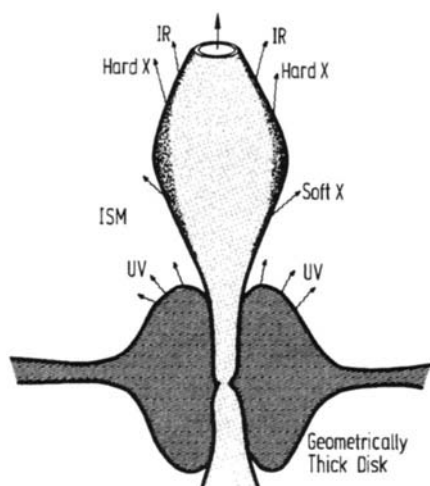


Fig. 6.7 Expulsion de jets bipolaires par pression de rayonnement (Courvoisier & Camenzind, 1989).

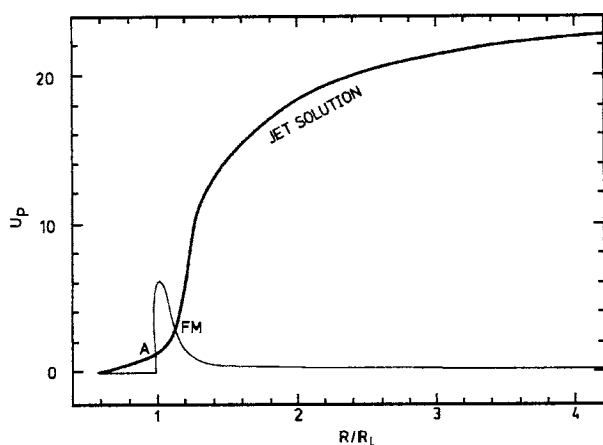


Fig. 6.8 Accélération magnétique du plasma du jet dans la magnétosphère en rotation d'un disque d'accrétion. A désigne ici le point d'Alfvén, et FM le point magnétosonique rapide. $R_L = c/\Omega(r_{ms}) \simeq 10 R_S$ et $U_p = \gamma_j \beta_j c$ (Camenzind, 1990).

se manifeste sous forme d'énergie cinétique collimatée du jet. Le champ magnétique est alors dans ce cas principalement toroïdal. Par la rapidité de la rotation dans la partie la plus centrale du disque d'accrétion, ce mécanisme permet d'atteindre sans difficultés des vitesses relativistes (fig. 6.8).

6.2. Modèles des doubles sources classiques

Les flux bipolaires collimatés à l'échelle du parsec se propagent non pas dans le vide, mais dans le milieu interstellaire de la galaxie avant d'interagir avec le gaz des amas. Les galaxies elliptiques contiennent un gaz coronal chaud, d'une température $T \simeq 10^7$ K, obéissant à la distribution de densité

$$n_G(z) = n_0(1 + (z/R_X)^2)^{-3\beta/2}, \quad (6.2)$$

avec $n_0 \simeq 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ comme densité centrale du gaz, $R_X \simeq 5 \text{ kpc}$ comme rayon du noyau de la galaxie, et $\beta \simeq 0,5$. Cette densité est à comparer à celle du jet

$$n_j = \frac{\dot{M}_j}{\pi R_j^2 m_p v_j} \simeq 40 \text{ cm}^{-3} \frac{\dot{M}_j}{M_\odot/\text{an}} \left(\frac{R_j}{\text{pc}} \right)^{-2} \beta_j^{-1}, \quad (6.3)$$

où $v_j = \beta_j c$. Lorsque le plasma du jet sort du disque d'accrétion, $\dot{M}_j \ll \dot{M}_{\text{acc}}$ est toujours vérifié. On a le plus souvent $\dot{M}_j \ll 0,03 \dot{M}_{\text{acc}}$. On en déduit que la densité du jet n_j est supérieure à celle du gaz de la galaxie n_G à proximité du noyau (pour des distances de l'ordre du parsec), et que $n_j < n_G$ à l'échelle de la galaxie. De manière générale, le contraste des densités défini par $\eta_j = n_j / n_G$ décroît au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la galaxie.

La propagation du flux du plasma une fois collimaté à travers le milieu interstellaire puis intergalactique est décrite par la magnétohydrodynamique (MHD). Aujourd'hui, la quasi-totalité des codes se fondent sur l'équation d'Euler newtonienne qui inclut également la force de Lorentz du champ magnétique. L'un des plus connus, le code ZEUS, élaboré par le groupe de Norman (Stone & Norman, 1992; Clark, Stone & Norman, 1990), se base sur les différences finies. Ces codes permettent d'étudier la propagation de jets non relativistes par simulations numériques, généralement pour le cas d'un milieu extérieur de densité constante.

La morphologie d'un jet hydrodynamique ne dépend essentiellement que de 3 paramètres :

- le contraste des densités $\eta = \rho_j / \rho_{\text{milieu}}$;
- le nombre de Mach $M = v_j / c_s$, où c_s est la vitesse du son;
- le rapport des pressions P_j / P_{milieu} .

Si $\eta_j \geq 1$, le jet traverse simplement le milieu de façon balistique, et si $\eta_j < 1$, il se forme un cocon autour du faisceau central (fig. 6.9). Au devant du jet, une *onde de choc en paraboloïde* progresse dans le milieu extérieur. Une deuxième onde de choc, le *disque de Mach*, marque la limite entre le faisceau supersonique et la partie subsonique. A cet endroit, le plasma subit un fort réchauffement et après avoir franchi cette zone, il retourne en arrière par les côtés, formant ainsi le cocon du jet. Le milieu extérieur et le plasma traversés par l'onde de choc sont séparés par une *discontinuité de contact*. La formation du cocon dépend essentiellement du contraste des densités η_j et du nombre de Mach $M = v_j / c_s$ du jet. Dans le faisceau même naissent également à

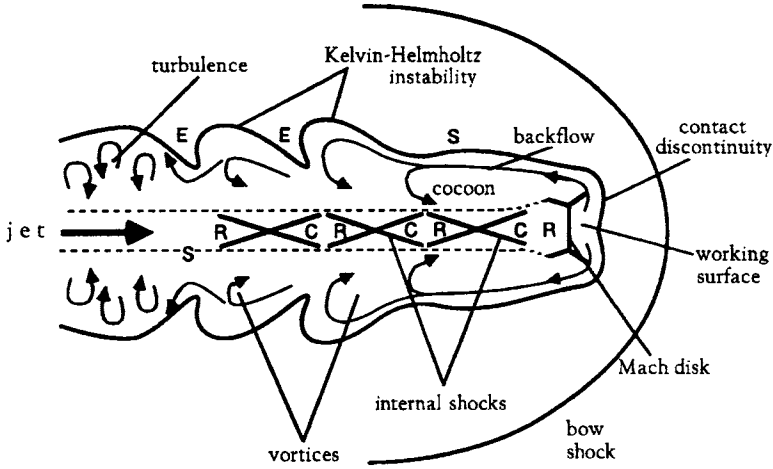


Fig. 6.9 Structure d'un jet de gaz supersonique à symétrie axiale à travers un milieu assez dense, point de départ du modèle standard des radiosources classiques de type FR II. Ici, R désigne les zones de raréfaction, C les régions de compression, S la surface de cisaillement et E les tourbillons de turbulence (Burns *et al.*, 1991).

intervalles réguliers des ondes de choc obliques. Ces ondes acoustiques sont réfléchies à la frontière entre le faisceau et le cocon, faisant ainsi résonner ce dernier. On les associe aux nœuds des jets.

A partir de la loi de conservation de la quantité de mouvement, on déduit la vitesse de propagation de la tête du jet à travers le milieu environnant. Dans le repère du point chaud, la pression du jet (pression dynamique et pression thermique) est compensée par celle du milieu traversé par l'onde de choc et se dirigeant vers le jet

$$\rho_j (v_j - v_{PC})^2 + P_j = \rho_m v_{PC}^2 + P_m. \quad (6.4)$$

La pression thermique P peut s'exprimer par la vitesse v et le nombre de Mach M du milieu selon $P = \rho v^2 / \Gamma M^2$. Etant donné que la densité n'apparaît que dans le rapport $\eta = \rho_j / \rho_m$, on obtient la solution suivante :

$$\left(1 + \frac{1}{\Gamma_j M_j^2}\right) \frac{v_j}{v_{PC}} = 1 + \sqrt{\frac{1}{\eta} \left(1 + \frac{1}{\Gamma_j M_j^2}\right) \left(1 + \frac{1}{\Gamma_m M_{PC}^2}\right) - \frac{1}{\Gamma_j M_j^2}}. \quad (6.5)$$

Si le jet et l'onde de choc en paraboloïde évoluent à une vitesse supersonique, cette relation devient

$$v_{PC} = \frac{\sqrt{\eta} v_j}{1 + \sqrt{\eta}}. \quad (6.6)$$

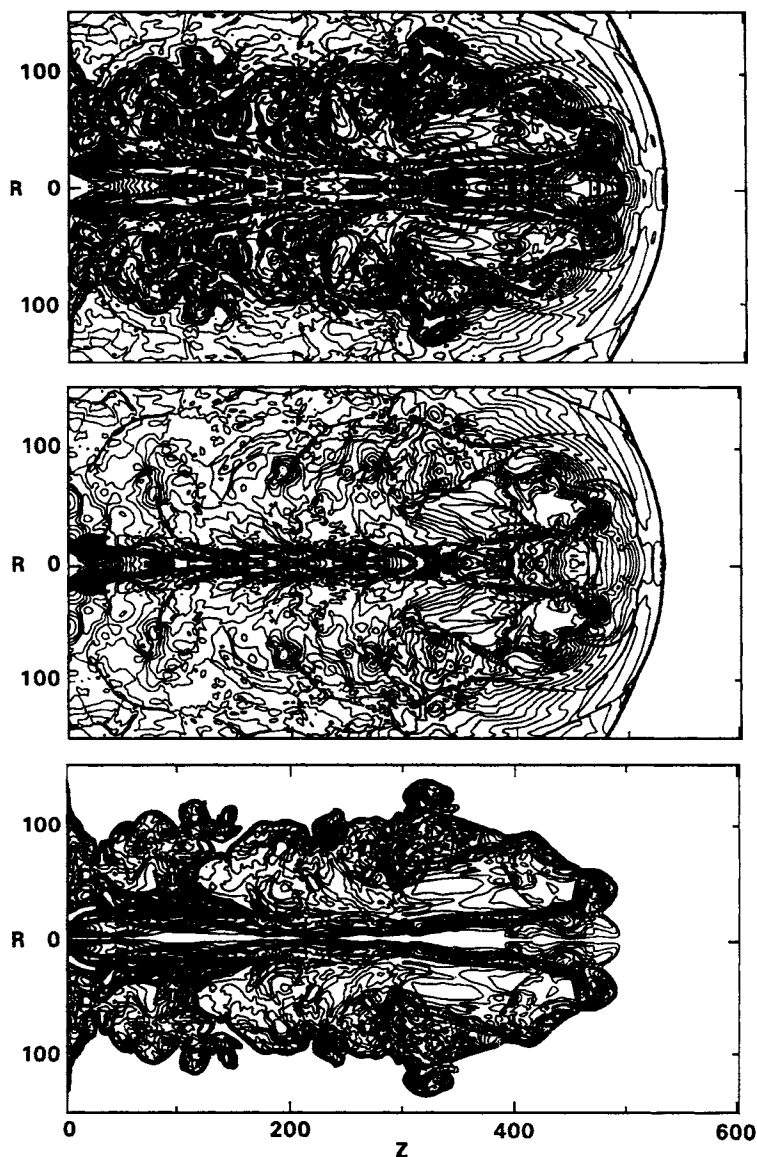


Fig. 6.10 Propagation hydrodynamique d'un faisceau supersonique dans un milieu extérieur de densité constante. Contours de la densité de matière (en haut), de la pression du gaz (au centre) et de la distribution du champ magnétique (en bas) résultant de la simulation numérique de la propagation d'un jet à symétrie axiale, supersonique et avec *prédominance de la pression du gaz*, évoluant à travers un milieu non magnétisé. Dans ces graphiques qui correspondent à un temps de simulation $t = 150$, le jet a parcouru une distance à peu près égale à 35 fois la valeur de son rayon injecté. Le jet est injecté en équilibre de pression avec le milieu environnant. Son nombre de Mach moyen vaut 6,1 et sa densité interne de matière vaut 0,1 fois celle du milieu ambiant (Lind *et al.*, 1989).

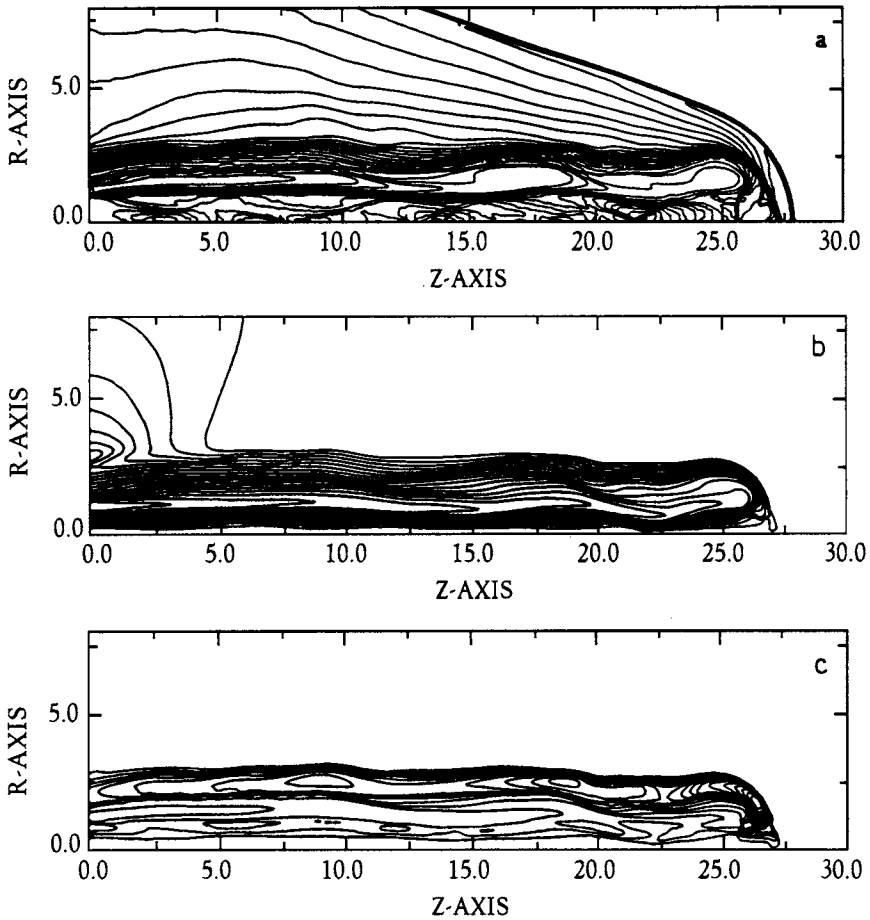


Fig.6.11 Simulation d'un jet MHD à symétrie axiale avec un champ hélicoïdal comme condition initiale, $\eta_j = 0,1$. En haut : isocontours de la densité. Au centre : distribution du champ magnétique poloïdal. En bas : lignes de courant poloïdal. Les courants circulent aux frontières entre le faisceau et le cocon et entre le cocon et le milieu extérieur. Cela explique pourquoi le champ magnétique toroïdal n'existe que dans le cocon (Kössl, Müller & Hillebrandt, 1990).

Les jets de faible densité ($\eta \ll 1$) sont donc fortement freinés. L'énergie cinétique du jet est partiellement thermalisée à la tête derrière le disque de Mach, créant ainsi une zone de surpression qui pousse la tête du jet vers l'avant et fait gonfler les cocons. Le reste de l'énergie effectue un travail servant à faire avancer l'onde de choc en paraboloïde. Ne pouvant s'accumuler dans la région du point chaud, cette énergie retourne en arrière par les côtés, formant le cocon autour du jet.

Lorsqu'ils sont engendrés magnétiquement, les jets véhiculent également un champ magnétique dynamiquement actif. Au cours des dernières années,

on a développé des codes capables de simuler la MHD en 2D. Mais il n'existe jusqu'à présent qu'un seul code ayant intégré la diffusion magnétique (Kössl & Müller, 1988), très importante pour décrire le phénomène des turbulences. En traversant le disque de Mach, le champ toroïdal du faisceau s'intensifie, l'augmentation de la tension magnétique subie par le plasma soumis à l'onde de choc comprime ce dernier, empêchant ainsi un retour efficace du flux. Suivant l'intensité de ce champ, il peut se former à l'avant du disque de Mach une poche ("nose cone") renfermant le plasma chauffé par l'onde de choc (bouteille magnétique parfaite). Une autre composante du champ magnétique, la composante poloïdale, vient compenser cet effet, de sorte qu'il peut se former un cocon avec un retour de flux supersonique (fig. 6.11). Un champ hélicoïdal donne naissance à un jet de diamètre quasiment constant avec un retour de flux subsonique, le champ étant axial dans le faisceau et toroïdal dans le cocon. *Il s'établit ainsi un équilibre, plus ou moins indépendamment de la distribution initiale, dans lequel le courant électrique est concentré à la frontière entre le faisceau et le cocon d'une part et le cocon et le milieu extérieur d'autre part. Ces courants se ferment au niveau du point chaud.* Si le champ magnétique était principalement toroïdal dans le jet, le retour de flux dans le cocon serait plus faible (fig. 6.12), et le gaz traversé par l'onde de choc s'accumulerait dans la poche en forme de nez. Il est donc très probable que les jets des quasars disposent de champs magnétiques très intenses. Mais ces résultats peuvent naturellement être à modifier si l'on passe à des simulations en 3D.

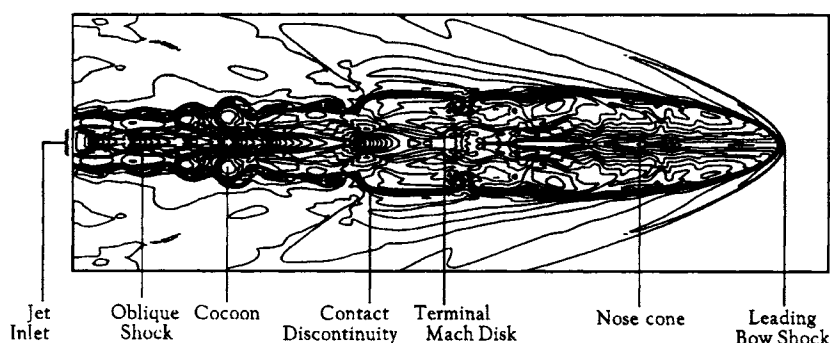


Fig. 6.12 Structure d'un jet 2D collimaté par champ magnétique principalement toroïdal (Burns *et al.*, 1991).

Où se situent les sources FR I dans ce scénario ? Étant donné que celles-ci ne comportent pas de point chaud, les régions extérieures sont ou bien balistiques ou bien subsoniques. Lorsque $\eta \ll 1$ et $M_j \simeq 1$, la relation $v_{PC} \ll v_j$ est encore valable. Il se forme toujours un retour de flux mais pas de point chaud. Inversement, pour $\eta \gg 1$ et $M_j \gg 1$, on aurait $v_{PC} \simeq v_j$ et il ne se produirait alors pas de dissipation le long du jet. En conséquence, les jets des

sources FR I devraient être tels que $M_j \simeq 1$, hormis dans les sources sans émission diffuse le long des jets.

6.3. Quelques propriétés des radiosources étendues

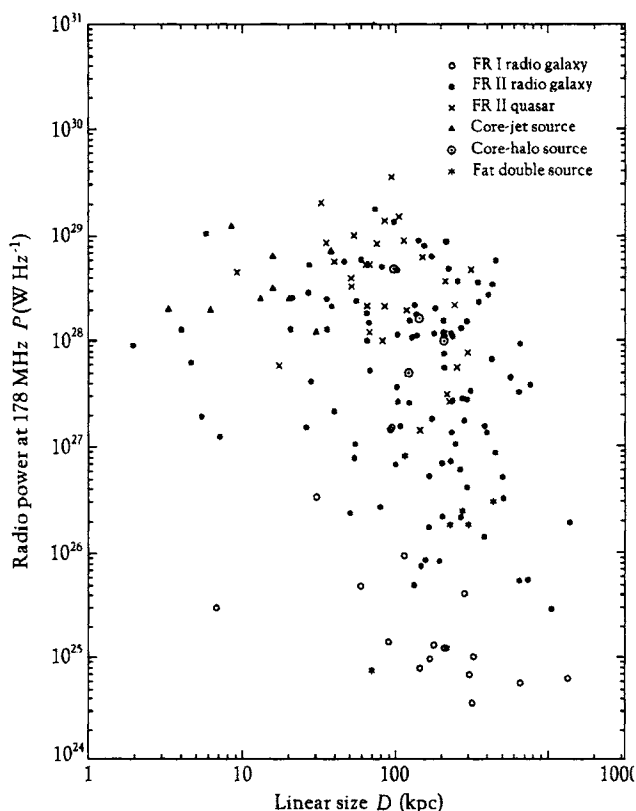


Fig. 6.13 Longueur des jets en fonction de leur puissance de rayonnement (= diagramme P – D des radiogalaxies) (Muxlow & Garrington, 1991).

Grâce aux simulations par ordinateur, il est aujourd'hui possible d'observer intégralement l'effet produit par différentes conditions marginales et différents paramètres. Appliquées à la propagation des jets, elles permettront ainsi une meilleure compréhension des propriétés observées chez les radiosources extragalactiques. Mais en 1995, ce but était encore loin d'être atteint. C'est pourquoi on se bornera ci-après à ne discuter que quelques-unes de ces propriétés.

Une question fondamentale concerne la relation entre la luminosité radio et la longueur des jets, représentée par le diagramme P – D (fig. 6.13). Le

meilleur échantillon de radiosources déterminé selon une limitation du flux, qui se trouve dans le catalogue 3C (Laing *et al.*, 1983), a été établi à partir d'observations à 178 MHz et comporte de ce fait essentiellement des sources à émission dominée par les lobes présentant des spectres pentus. La figure 6.13 laisse entrevoir une certaine tendance selon laquelle les sources plus lumineuses ont une dimension plus réduite. Cette relation pourrait être due à la focalisation relativiste, étant donné que les sources à émission dominée par le noyau sont vues sous un angle plus faible par rapport à l'axe du jet. En particulier, les sources d'une étendue inférieure à 10 kpc sont très lumineuses. Les radiogalaxies d'une envergure supérieure à 1 Mpc se situent dans la zone de transition entre les sources FR I et les sources FR II. Tout se passe comme si cette longueur constituait la limite supérieure. Les échantillons qui descendent encore plus bas dans le flux radio, tels que l'échantillon B2 (de Ruiter *et al.*, 1990) montrent que pour $P_{178\text{MHz}} < 10^{26}$ W/Hz, D et P sont liés : $D \propto P^{0,5}$. Au delà de cette luminosité critique, l'étendue de la source stagne à 1 Mpc environ.

Les jets des sources FR I sont nettement plus prononcés que ceux des sources FR II relativement lumineuses. Même pour celles qui sont extrêmement lumineuses, le jet n'apporte qu'une contribution de quelques pourcents à l'éclat de l'objet. Néanmoins, une corrélation existe entre la luminosité du jet et la luminosité totale de la radiogalaxie, de même qu'une relation unit la luminosité du noyau et celle du jet, aussi bien pour les sources FR I que pour les sources FR II.

Les quasars comportent très souvent des jets. L'échantillon de Laing compte 28 quasars dont on a trouvé tous les jets, mais la plupart du temps, il est vrai, seulement unilatéraux. 80 % des noyaux de radiogalaxie montrent un spectre plat, tandis que celui-ci est présent chez la quasi-totalité des quasars. C'est pourquoi on introduit un facteur R qui rend compte du rapport entre le flux radio en provenance du noyau et l'émission étendue (à 5 GHz). Dans le cas des radiogalaxies, on a $R \propto P^{-0,5}$ avec $0,003 < R < 0,04$, dans celui des quasars, $0,001 < R < 10,0$. La largeur de l'encadrement de R peut facilement s'expliquer par un phénomène appelé "beaming" relativiste. L'idée que les quasars à émission dominée par le noyau et ceux par les lobes ne se différencient que par leur orientation, les premiers apparaissant sous un angle plus faible par rapport à l'observateur, a conduit à une première unification des radiosources ("unified scheme" de Orr & Browne, 1982). Quelques faits viennent étayer cette hypothèse :

- il n'existe pas de corrélation entre R et le décalage vers le rouge ni la luminosité de la source étendue.
- L'étendue de la source est en anticorrélation avec R .
- Les sources à jets unilatéraux lumineux ont une valeur de R élevée.

Cependant, cette unification n'est pas sans poser certains problèmes. Les quasars à émission dominée par les lobes présentent par exemple des raies d'émission relativement larges et des raies Fe II plutôt faibles mais des raies

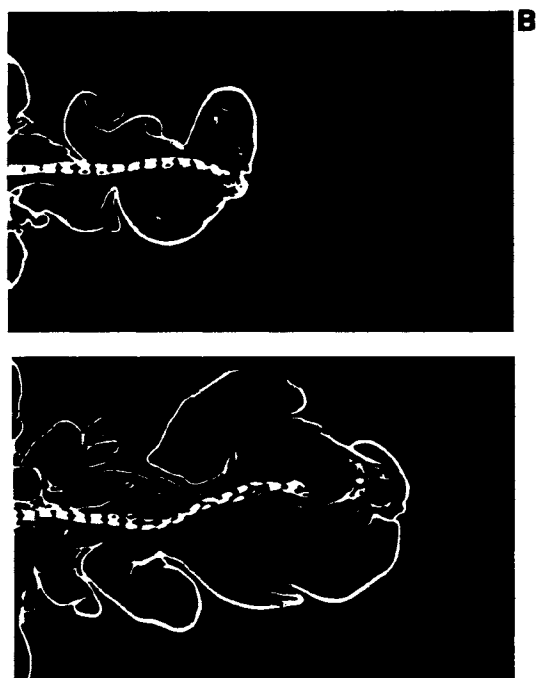
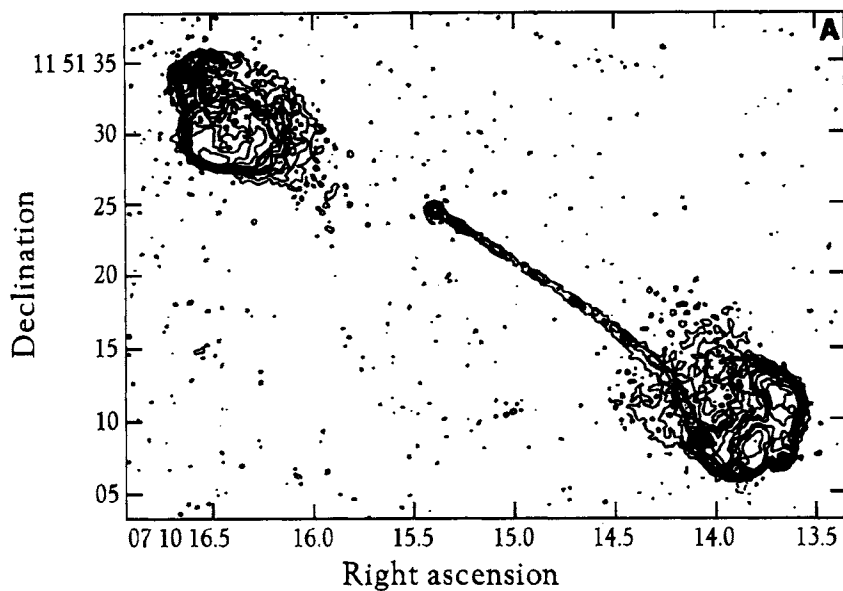


Fig. 6.14 Quasar étendu (en haut) comparé à une simulation 2D hydrodynamique dans un plan ("slab jet") (Burns *et al.*, 1991).

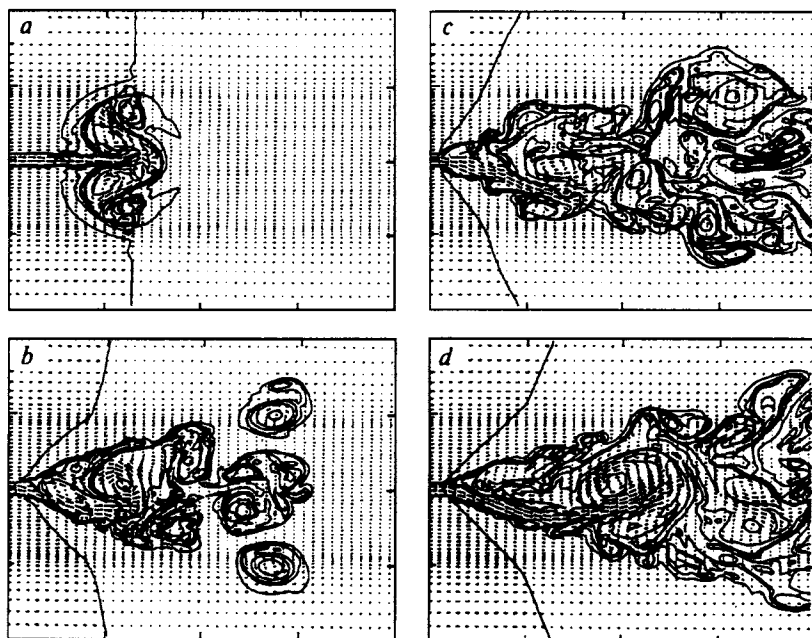
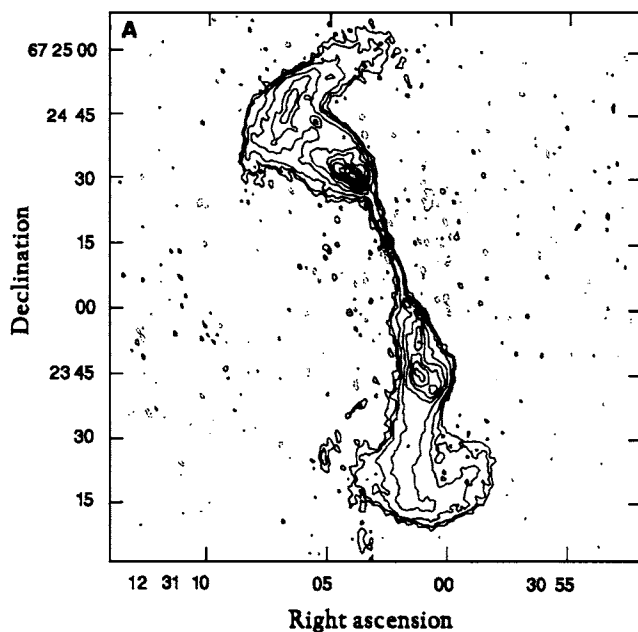


Fig. 6.15 Source à large angle d'ouverture ("Wide-Angle-Tail source") observée en VLA comparée à une simulation hydrodynamique (O'Donoghue, Owen & Eilek, 1990; Norman, Burns & Sulkanen, 1988).

[O III] assez intenses dans la région de gaz environnante. Le premier fait peut s'expliquer par l'obscurisation produite dans les régions à raies larges des sources à émission dominée par les lobes.

Dans bon nombre de radiogalaxies lumineuses et de quasars, on observe des jets très rectilignes au départ puis courbés vers la fin (fig. 6.14). Le jet de Cyg A présente aussi cette forme. Il apparaît un point chaud secondaire, venant se placer avant le véritable point chaud. Ces propriétés ne peuvent être rendues par les simulations à symétrie axiale, mais sont une caractéristique des instabilités à grande échelle dans les jets MHD à 3D connue sous le nom d' "instabilité du tuyau du pompier". Sans doute est-elle un trait propre aux jets magnétisés, mais elle peut aussi apparaître dans les simulations hydrodynamiques (fig. 6.14).

Le milieu environnant joue un rôle important dans la propagation des jets. Ainsi, les jets des radiogalaxies dans les amas de galaxie, qui sont en premier lieu nettement collimatés, se trouvent brutalement détruits et se dissipent en une émission diffuse à une distance de 10 à 50 kpc (fig. 6.15). On en déduit que cette transformation doit avoir un lien avec une modification radicale du milieu extérieur. Elle pourrait marquer le passage du milieu interstellaire à celui intergalactique. A cet endroit, un vent de NAG supersonique peut engendrer un front d'onde de choc et ce faisant une sorte de mur de pression. Si un jet légèrement supersonique traverse cette région, il se forme alors à l'intérieur du jet un disque de Mach, ramenant le jet à une vitesse subsonique, qui se diffuse ensuite dans le milieu. Cette zone subsonique devient fortement turbulente (fig. 6.15).

6.4. Structure du jet nucléaire et variabilité des radiosources compactes

Au cours de ces 20 dernières années, la VLBI a permis de résoudre en partie les radiosources compactes. La plupart d'entre elles présentent une structure de jet nucléaire dominée par les nodules d'émission. Ces derniers manifestent au fil des années un mouvement propre $\dot{\Theta}$ qu'on peut convertir en vitesse d'expansion transversale $v_{\perp}$ par le biais de la distance cosmologique $d(z)$ (fig. 6.16) :

$$v_{\perp} = \frac{\dot{\Theta} d}{1 + z}. \quad (6.7)$$

Pour de nombreuses sources, on obtient $v_{\perp} > c$. Ce phénomène, désigné sous le nom de vitesse superluminique apparente, se produit dans le cas des quasars, où $v_{\perp} \simeq 10c$ et dans celui des lacertides, où $v_c \simeq 4c$.

Les jets d'un rayon de l'ordre du parsec, appelés jets nucléaires, possèdent les propriétés suivantes :

- (1) Ils sont toujours unilatéraux.

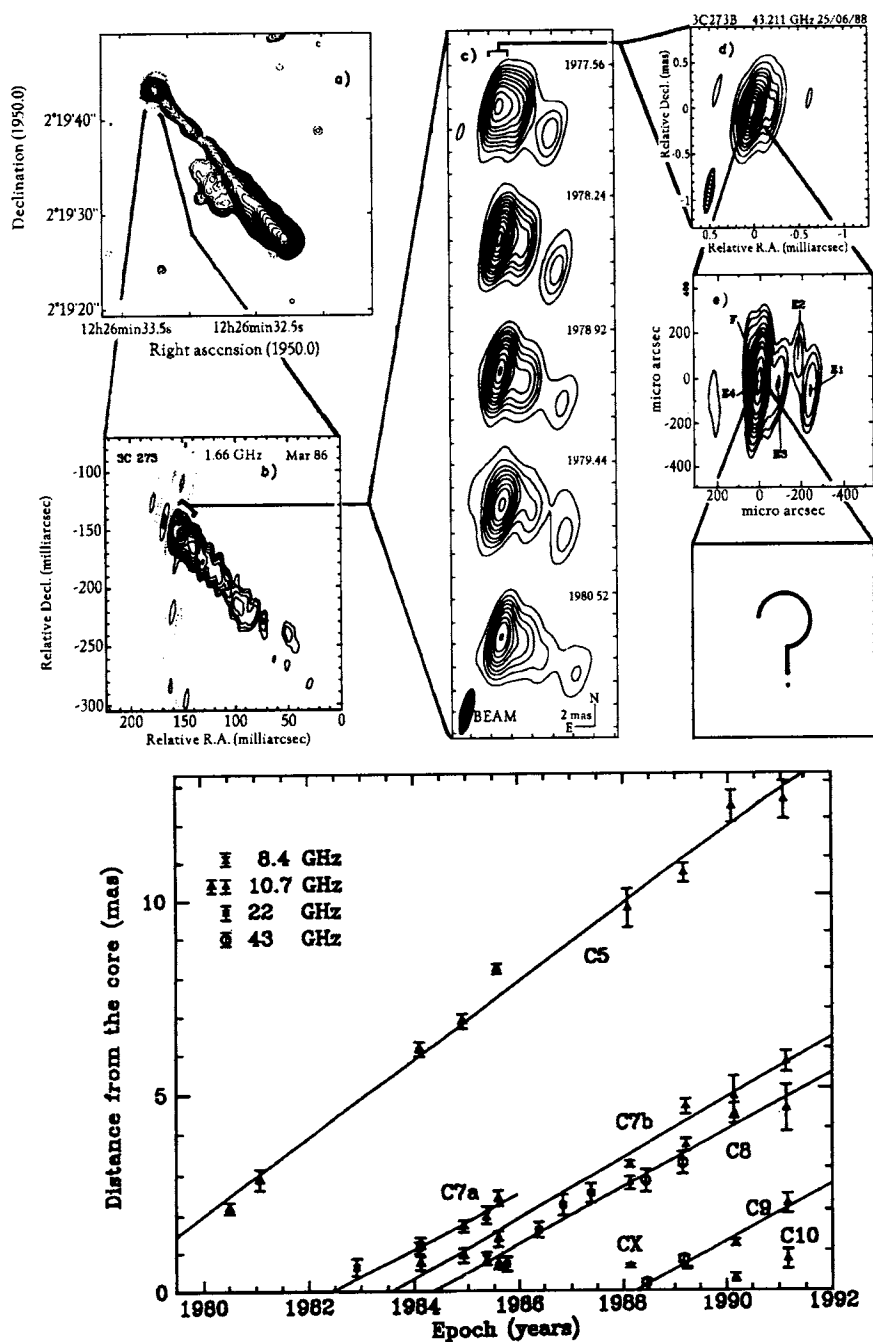


Fig. 6.16 Expansion superluminique du jet nucléaire de 3C 273. En haut : structure du jet de 408 MHz jusqu'à 100 GHz. En bas : mouvement des différents modules. Il apparaît en moyenne un nouveau nodule tous les 2 ans (Schilizzi, 1992; Abraham *et al.*, 1994).

- (2) Ils pointent dans la même direction que les jets de plusieurs kpc.
- (3) Un grand nombre présentent des courbures.
- (4) Les nœuds se déplacent à une vitesse comprise entre 3 et 20 c.
- (5) Les nœuds se déplacent à vitesse constante, mais variable selon les nœuds.
- (6) L'expansion superluminique se trouve très souvent dans les sources à spectre plat.

L'expansion superluminique est due au raccourcissement du temps entre le mouvement du nœud dirigé vers l'observateur Δt_{QSR} et le temps propre de l'observateur O Δt_O

$$\Delta t_O = (1+z)(1 - \beta_j \cos \Theta) \Delta t_{\text{QSR}}. \quad (6.8)$$

Le facteur $(1+z)$ tient compte du décalage vers le rouge cosmologique. Pour de faibles angles Θ , on aboutit à l'approximation suivante :

$$\Delta t_O \simeq (1+z)(1 - \beta_j) \Delta t_{\text{QSR}} = (1+z) \frac{1 - \beta_j^2}{1 + \beta_j} \Delta t_{\text{QSR}} = \frac{1+z}{2\gamma_j^2} \Delta t_{\text{QSR}}. \quad (6.9)$$

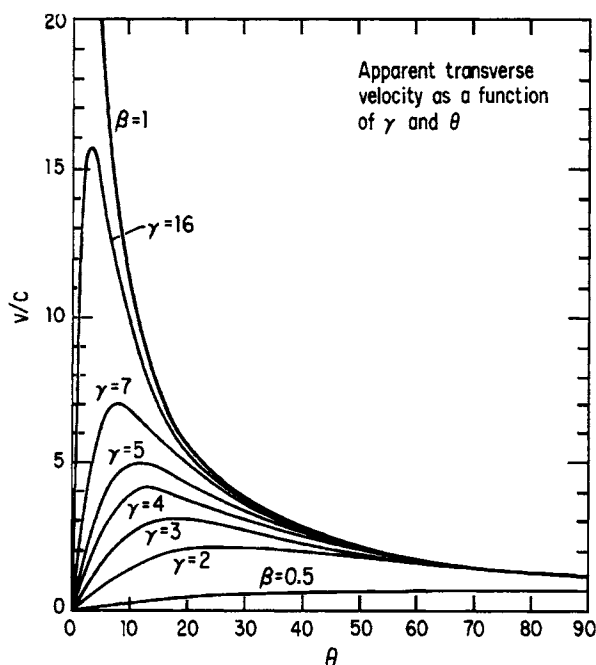


Fig. 6.17 Expansion superluminique apparente en fonction de l'angle d'inclinaison Θ formé par la ligne de visée et l'axe du jet (Kellermann & Owen, 1988).

Ce raccourcissement des temps est fondamental pour la compréhension des temps peu élevés observés chez les quasars. Si par exemple, un nœud de

jet se déplace avec $\gamma_j = 10$ en direction de l'observateur, tous les temps seront raccourcis d'un facteur 200. Une durée d'observation d'un an signifie donc un parcours de 200 années-lumière dans le repère du quasar. Cet effet d'accélééré permet ainsi de pénétrer jusque dans les structures les plus profondes des jets. En observant les quasars compacts sur une période de plusieurs années, on obtient donc une reproduction de toutes les structures jusque sur 1 kpc. Inversement, si on souhaite mettre en évidence des structures à l'échelle d'une année-lumière, par exemple à l'aide de la VLBI millimétrique, une durée d'observation de quelques jours sera requise.

Lorsque le nodule se dirige vers l'observateur O sous un angle θ , celui-ci détermine la vitesse suivante :

$$v_{\perp} = \frac{ds_{\perp}(1+z)}{\Delta t_O} = c \frac{\beta_j \sin \theta}{1 - \beta_j \cos \theta}. \quad (6.10)$$

Pour un facteur de Lorentz donné $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta_j^2}$, cette vitesse transversale passe par un maximum (fig. 6.17). Lorsque $\beta_j \cos \theta \simeq 1$, alors $v_{\perp} \gg c$. Pour un β_j fixé, $v_{\perp}$ est maximal lorsque $\cos \theta = \beta_j$, autrement dit $v_{\perp, \max} = \gamma_j \beta_j c \simeq \gamma_j c$. En déterminant $v_{\perp}$ et le facteur Doppler D (par le biais du rayonnement X par exemple), on obtient des solutions uniques de γ_j et de l'angle θ (fig. 6.18).

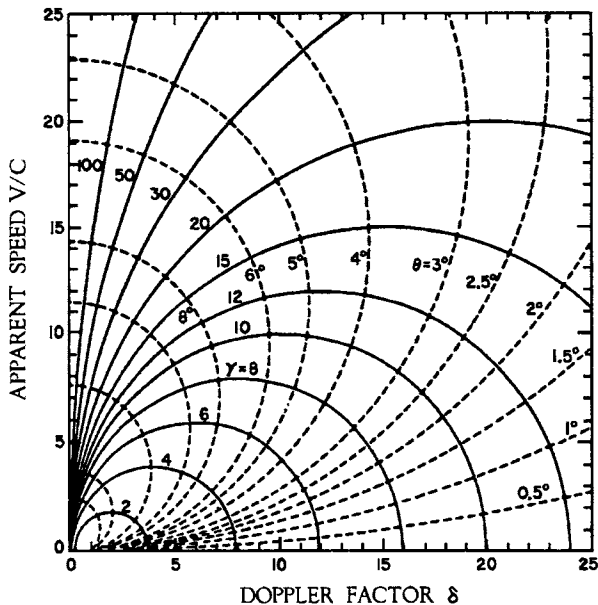


Fig. 6.18 Facteur Doppler en fonction de $v_{\perp}$ (Cohen & Unwin, 1984).

La vitesse des jets nucléaires est fonction de la luminosité des sources. Les jets des sources de type FR 2 et des quasars se meuvent à des vitesses

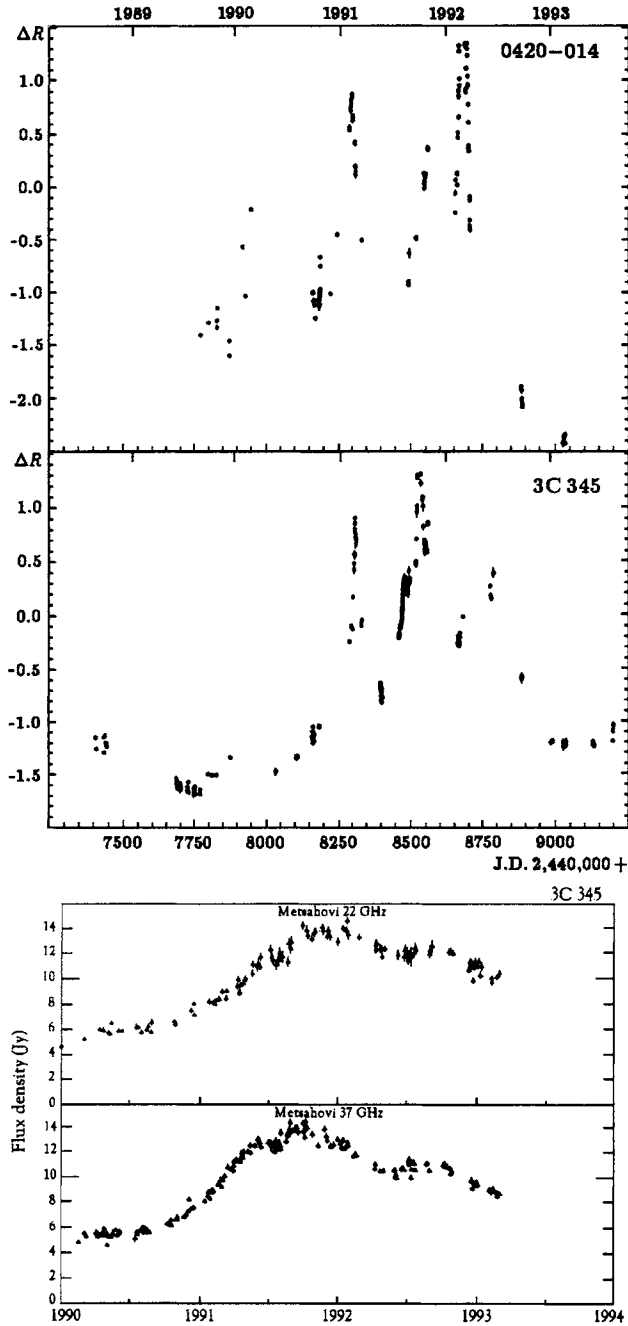


Fig.6.19 Courbes de lumière de PKS 0420-014 et de 3C 345. En bas : courbe de lumière radio de 3C 345 à la même période. Le rayonnement optique signale la naissance d'un nouveau nodule dans le jet nucléaire, qui deviendra par la suite visible dans le rayonnement radio (Borgeest & Schramm, 1993; Sillanpää *et al.*, 1993).

relativistes, ceux des sources de type FR 1 à des vitesses semi-relativistes seulement ($v_j \leq c/3$). Blandford a suggéré que le moment cinétique du trou noir constituait le paramètre déterminant : les jets relativistes devraient être produits selon lui par des trous noirs tels que $a_H \simeq M_H$. Mais aucune étude quantitative n'a encore été réalisée concernant les rapports entre ces paramètres.

Le rayonnement des radiosources compactes se caractérise en général par des fluctuations temporelles rapides (Wagner & Witzel, 1995). Parallèlement à des excès de rayonnement dans les domaines optique et radio sur une échelle de plusieurs mois et de plusieurs années (fig. 6.19), on observe en outre davantage de fluctuations de courte durée, parfois de quelques heures seulement, principalement dans le cas des lacertides (fig. 6.20).

Ces excès de rayonnement des radiosources compactes trouvent leur origine non pas dans la source centrale, comme c'est le cas pour les galaxies de Seyfert, mais dans les nodules d'émission des jets. Ils surviennent chez les quasars une fois en quelques années (tous les 2 ans pour 3C 273, tous les 5 ans pour 3C 345). Quelques mois après, il est possible de retrouver par VLBI les nodules correspondants et de suivre leur déplacement tout au long des années suivantes. On a ainsi pu observer que les nodules ne décrivent pas des trajectoires rectilignes mais hélicoïdales. Il s'agit là d'une information importante sur la structure interne des jets à l'échelle du parsec. La variation du rayonnement est alors due à un effet purement géométrique : puisque l'angle dans le facteur Doppler D est fonction du temps, le flux du rayonnement est modulé par ce mouvement hélicoïdal de façon quasi-périodique.

Afin de comprendre les caractéristiques du rayonnement émis, il s'avère nécessaire d'étudier la transformation que celui-ci subit, en considérant le transfert de rayonnement local et les propriétés fondamentales du rayonnement synchrotron.

6.5. Rayonnement des jets relativistes

Compte tenu du fait qu'ils ne sont vraisemblablement rien d'autre que des vents de disque collimatés, les jets se composent de plasma normal (ions et électrons), d'électrons relativistes et de champ magnétique. C'est pourquoi le rayonnement des jets relativistes est non pas un rayonnement de raies (comme celui des jets stellaires), mais un rayonnement synchrotron et un rayonnement Compton inverse des électrons relativistes. La forte polarisation de l'émission du jet observée en est principalement la cause. Le mouvement relativiste du plasma qui émet le rayonnement par rapport à l'observateur implique donc une analyse précise de la transformation des grandeurs du rayonnement, qui va être discutée de façon générale ci-après.

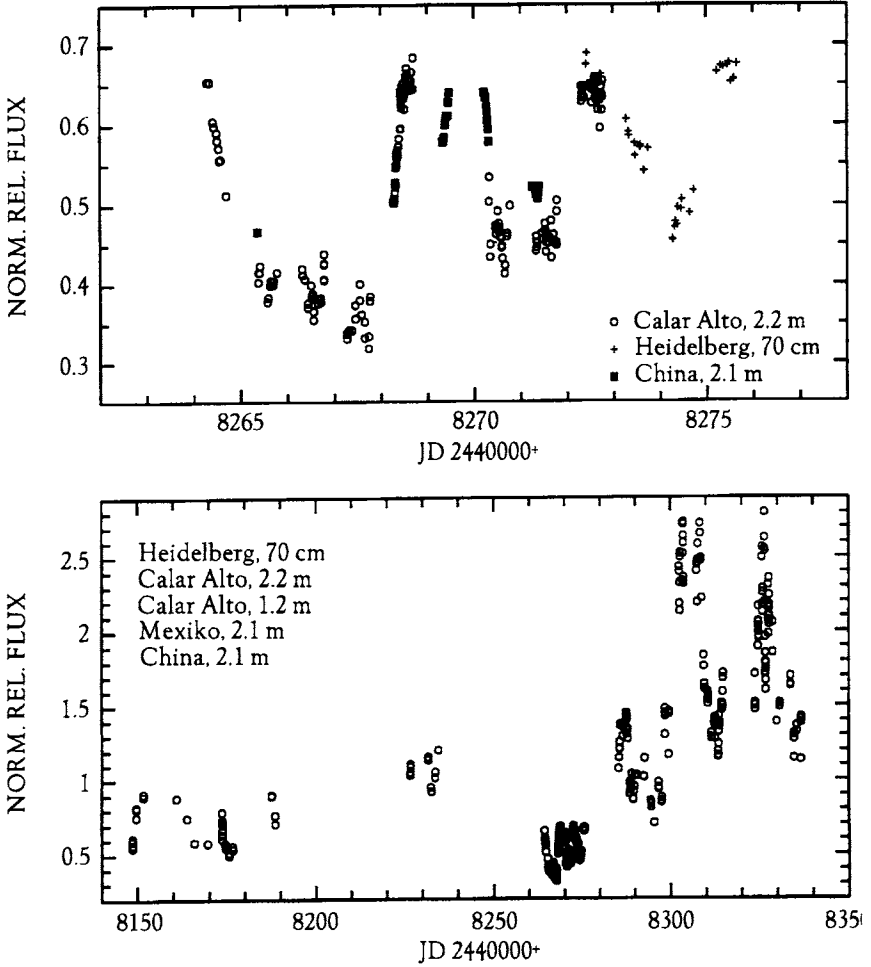


Fig. 6.20 Courbes de lumière optique du lacertide S5 0716+714. Contrairement aux quasars ayant un spectre plat, les lacertides présentent des temps de variation beaucoup plus courts (Heidt, 1993).

6.5.1. Transformation de Lorentz de l'émission

Considérons la transformation de la quadri-impulsion $p = (h\nu, \hbar\mathbf{k})$ où $\mathbf{k} = (\omega/c)\mathbf{n}$, avec $\omega = 2\pi\nu$, d'un photon appartenant à un repère K' qui se déplace à la vitesse $\mathbf{u} = u\mathbf{e}_x$, où $u = \gamma\beta$, par rapport à un référentiel K . Soit l'angle θ formé par $\mathbf{k}$ et l'axe des x et soit $\mu = \cos\theta$. Dans ce repère, le vecteur d'onde s'écrit :

$$\mathbf{k} = \frac{\omega}{c} \begin{pmatrix} \cos\theta \\ \sin\theta \cos\phi \\ \sin\theta \sin\phi \end{pmatrix} = \frac{\omega}{c} \begin{pmatrix} \mu \\ \sqrt{1-\mu^2} \cos\phi \\ \sqrt{1-\mu^2} \sin\phi \end{pmatrix}. \quad (6.11)$$

Les formules de transformation de la vitesse étant

$$u_{\parallel} = \frac{u'_{\parallel} + \beta c}{1 + \beta u'_{\parallel}/c}, \quad u_{\perp} = \frac{u'_{\perp}}{1 + \beta u'_{\parallel}/c}, \quad (6.12)$$

l'angle azimutal ϕ reste donc inchangé. Plus particulièrement, pour $u' = c$, il s'ensuit les relations suivantes :

$$\nu = \nu' \gamma (1 + \beta \mu'), \quad (6.13)$$

$$\mu = \frac{\beta + \mu'}{1 + \beta \mu'}, \quad (6.14)$$

$$\phi = \phi', \quad (6.15)$$

La transformation de l'angle décrit l'aberration de la lumière. De ces relations, on tire la transformation de l'angle solide élémentaire

$$d\Omega = d\mu d\phi = \frac{1}{\gamma^2 (1 + \beta \mu')^2} d\Omega'. \quad (6.16)$$

Pour $\theta' = \pi/2$, c'est-à-dire dans le cas d'un photon émis perpendiculairement à la direction du déplacement, on a :

$$\sin \theta = \frac{1}{\gamma}, \quad (6.17)$$

et donc pour $\gamma \ll 1$, $\theta \simeq 1/\gamma$. Cela signifie que les photons apparaissent groupés dans le sens du déplacement lorsque le mouvement de l'émetteur est relativiste. La moitié est contenue dans un cône d'angle d'ouverture $1/\gamma$.

On considère un ensemble de particules au repos dans le référentiel K' , qui y rayonne l'énergie dW' à l'intérieur de l'angle solide $d\Omega'$ autour de l'angle μ' . Ce rayonnement est alors caractérisé par la quadri-impulsion

$$p' = \frac{dW'}{c} \begin{pmatrix} 1 \\ \mu' \\ \sqrt{1 - \mu'^2} \cos \phi' \\ \sqrt{1 - \mu'^2} \sin \phi' \end{pmatrix} \quad (6.18)$$

avec la transformation

$$dW = \gamma (1 + \beta \mu') dW'. \quad (6.19)$$

Cette relation et l'équation (6.16) permettent alors d'obtenir la transformation de l'énergie rayonnée par angle solide élémentaire :

$$\frac{dW}{d\Omega} = \gamma^3 (1 + \beta \mu')^3 \frac{dW'}{d\Omega'}. \quad (6.20)$$

En utilisant la transformation inverse

$$\mu' = \frac{\mu - \beta}{1 - \beta\mu} \quad (6.21)$$

pour exprimer (6.20) en fonction de μ , on aboutit à

$$\frac{dW}{d\Omega} = \gamma^3 \left(1 + \beta \frac{\mu - \beta}{1 - \beta\mu}\right)^3 \frac{dW'}{d\Omega'} = \frac{1}{\gamma^3 (1 - \beta\mu)^3} \frac{dW'}{d\Omega'} = D^3 \frac{dW'}{d\Omega'}. \quad (6.22)$$

On en conclut que l'énergie rayonnée dans un angle solide élémentaire se transforme avec le cube du facteur Doppler D . D'après (6.13),

$$D = \gamma(1 + \beta\mu') = \frac{1}{\gamma(1 - \beta\mu)},$$

établit une relation entre la fréquence (donc l'énergie) rayonnée et la fréquence (l'énergie) observée selon

$$\nu = D\nu'. \quad (6.23)$$

Lorsque les particules émettent dans le référentiel au repos K' un rayonnement isotrope, ce qui est le plus souvent le cas, $dW'/d\Omega'$ est indépendant de l'angle. L'équation (6.22) décrit de ce fait le beaming relativiste : bien que l'émission soit isotrope, on observe dans le référentiel K un rayonnement anisotrope amplifié en direction du repère en mouvement. C'est dans le cas d'un déplacement relativiste que cet effet est le plus important. Pour des angles faibles, c'est-à-dire $\mu \simeq 1$, on peut donner une approximation du facteur Doppler :

$$D \simeq \frac{1}{\gamma(1 - \beta)} = \frac{1 + \beta}{\gamma(1 - \beta^2)} = 2\gamma. \quad (6.24)$$

Le rayonnement des jets dirigés vers l'observateur sera donc décalé vers le bleu d'un facteur 20 lorsque la matière du jet évolue avec un facteur de Lorentz de 10. L'énergie rayonnée vers l'avant apparaîtra ainsi amplifiée d'un facteur $20^3 = 8000$. Inversement, le rayonnement du contrejet sera décalé vers le rouge d'un facteur 20 et l'énergie rayonnée diminuée d'un facteur 8000. Autrement dit, lorsqu'on observe un jet à 20 GHz, le rayonnement intrinsèque est émis en fait à une fréquence de 1 GHz et celui du contrejet à une fréquence de 50 MHz, mais réduit d'un facteur 8000.

6.5.2. Transformation de la puissance rayonnée et de l'émissivité

La puissance rayonnée par unité de temps découle de

$$\frac{dP'}{dt'} = \frac{dW'}{dt' d\Omega'}. \quad (6.25)$$

Compte tenu de la dilatation des temps $dt = \gamma dt'$ et après transformation inverse de μ' en fonction de μ , on obtient la transformation de la puissance rayonnée sous la forme suivante :

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{1}{\gamma^4(1 - \beta\mu)^3} \frac{dP'}{d\Omega'} = \frac{1}{\gamma} D^3 \frac{dP'}{d\Omega'}. \quad (6.26)$$

De cette équation, on déduit que l'émissivité j_ν donnée par

$$j_\nu = \frac{dP}{d\Omega d\nu dV} \quad (6.27)$$

se transforme selon la relation suivante :

$$j_\nu = \frac{d\nu'}{d\nu} \frac{dV'}{dV} \gamma^2 (1 + \beta\mu')^3 \frac{dP'}{d\Omega' d\nu' dV'} = \frac{d\nu'}{d\nu} \frac{dV'}{dV} \gamma^2 (1 + \beta\mu')^3 j_{\nu'}. \quad (6.28)$$

Etant donné que $dy = dy'$, que $dz = dz'$, et que

$$dx = \gamma(dx' + \beta c dt'),$$

la contraction des longueurs s'écrit

$$dx = \frac{1}{\gamma} dx'. \quad (6.29)$$

En utilisant $\nu = \nu' \gamma(1 + \beta\mu')$, on aboutit à la transformation de l'émissivité spectrale

$$\frac{j_\nu}{\nu^2} = \frac{j_{\nu'}}{\nu'^2}, \quad j_\nu = D^2 j_{\nu'}. \quad (6.30)$$

Le rapport j_ν/ν^2 est une grandeur invariante de Lorentz.

Dans le référentiel K , deux intervalles de temps sont remarquables :

- $dt = \gamma dt'$, qui est important pour l'émission;
- $dt = \gamma(1 - \beta\mu) dt'$, qui correspond à l'intervalle de temps mesuré par un récepteur.

L'origine du facteur $1 - \beta\mu$ réside dans le raccourcissement des temps dû au mouvement de la source qui parcourt dans le temps Δt une distance $l = v\Delta t$, alors que la distance projetée n'est que $d = \mu v\Delta t$. La différence entre les temps d'arrivée Δt_O vaut alors

$$\Delta t_O = \Delta t - \frac{d}{c} = \Delta t(1 - \beta\mu). \quad (6.31)$$

La puissance détectée dans K se transforme différemment de celle qui y est émise (cf. (6.26)) :

$$\frac{dP_O}{d\Omega} = \gamma^4 (1 + \beta\mu')^4 \frac{dP'}{d\Omega'} = \frac{1}{\gamma^4 (1 - \beta\mu)^4} \frac{dP'}{d\Omega'} = D^4 \frac{dP'}{d\Omega'}. \quad (6.32)$$

La puissance détectée d'une zone d'émission en mouvement est donc surestimée d'un facteur D^4 par rapport à l'énergie fournie intrinsèquement.

Pour la densité du flux de rayonnement S_ν d'une source optiquement mince (par exemple d'un nodule de jet), on obtient alors dans le cas où l'émissivité $j_\nu \propto \nu^{-\alpha}$, α étant l'indice spectral,

$$S_\nu = \int d\Omega I_\nu = \int \frac{dA}{d^2} j_\nu dl = \frac{D^{3+\alpha}}{(1+z)^{1+\alpha} d^2} \int dV' j_{\nu'}, \quad (6.33)$$

où $d\Omega$ désigne l'élément angulaire solide, dl la longueur dans la direction d'observation, dA l'élément de surface oblique à la ligne de visée, dV' l'élément de volume dans le référentiel en mouvement et d la distance de luminosité cosmologique (voir éq. (1.2)). L'élément de volume se transforme comme $(1+z)^3/D$, du fait que la surface perpendiculaire à la ligne de visée varie avec $(1+z)^2$. En supposant qu'un observateur voit le jet avec un flux S_+ à une fréquence ν_+ et le contrejet avec un flux S_- à une fréquence ν_- , le rapport des flux est alors donné par

$$\frac{S_+}{S_-} = \left(\frac{1 + \beta_j \mu}{1 - \beta_j \mu} \right)^{3+\alpha} \gg 1, \quad (6.34)$$

dans le cas où le jet et le contrejet possèdent la même vitesse $\beta_j c$. La mise en évidence des contrejets, notamment chez les quasars, relève donc de la dynamique de l'observation. Un déplacement relativiste en direction de l'observateur amplifie aussi une émission intrinsèquement faible, comme c'est le cas des nodules des jets nucléaires, qui en l'absence de ce phénomène ne pourraient être détectés.

6.5.3. Transformation de l'intensité spécifique

Soit un élément de surface dA dont les normales sont parallèles à l'axe des x' . Le nombre de photons dN' qui traversent dA dans le temps dt' dans l'angle solide $d\Omega'$ autour de l'angle μ' est

$$dN' = \frac{I_{\nu'}(\mathbf{n}')}{h\nu'} dA d\nu' dt' \mu' d\Omega'. \quad (6.35)$$

Puisqu'il y a conservation du nombre de photons, on a : $dN' = dN$. L'élément de surface se déplace dans le référentiel K à la vitesse v le long de l'axe des x et occupe donc dans le temps dt un élément de volume $dV = dA v dt$. Il s'ensuit

$$dN = \frac{I_\nu(\mathbf{n})}{h\nu} d\Omega d\nu (dA \mu dt + dA dt v/c), \quad (6.36)$$

la densité des photons dans dV étant donnée par $I_\nu/(h\nu c)$. Compte tenu de cette transformation, on en déduit l'invariance de la densité des photons :

$$\frac{I_\nu(\mathbf{n})}{\nu^3} = \frac{I_{\nu'}(\mathbf{n}')}{\nu'^3}. \quad (6.37)$$

Le rayonnement peut aussi se décrire par une densité d'espace des phases (voir également 2.3.1)

$$dN = f(t, \mathbf{x}, \mathbf{k}) dV d^3k. \quad (6.38)$$

Or, le volume d'espace des phases $dV d^3k$ est invariant de Lorentz. Comme c'est aussi le cas de dN , la densité d'espace des phases est donc aussi invariante de Lorentz. Par conséquent, l'intensité spécifique I_ν n'est rien d'autre qu'une expression de la densité d'espace des phases :

$$f(t, \mathbf{x}, \mathbf{k}) = \frac{c^2}{h(2\pi)^3} \frac{I_\nu}{\nu^3}. \quad (6.39)$$

6.5.4. Transformation de l'équation de transfert du rayonnement

L'équation de transfert du rayonnement est donnée par

$$\frac{dI_\nu}{ds} = j_\nu - \alpha_\nu I_\nu, \quad (6.40)$$

où ds est l'élément de longueur géométrique et α_ν le coefficient d'absorption, sa dimension étant l'inverse de la longueur. $\tau_\nu = \alpha_\nu s$ désigne alors la profondeur optique à la fréquence ν . Dans le cas où un milieu est seulement absorbant, on a :

$$I_\nu(s) = I_\nu(0) e^{-s\alpha_\nu} = I_\nu(0) e^{-\tau_\nu}. \quad (6.41)$$

$e^{-\tau_\nu}$ est donc la probabilité de "survie" d'un photon au bout d'une distance s , tandis que $1 - e^{-\tau_\nu}$ représente la probabilité d'absorption. Etant donné que ces probabilités doivent être invariantes de Lorentz, on a

$$\tau_\nu = s \alpha_\nu = s' \alpha'_{\nu'} = \tau'_{\nu'}. \quad (6.42)$$

Il s'ensuit que

$$\nu \alpha_\nu = \nu' \alpha'_{\nu'} \quad (6.43)$$

est également invariant de Lorentz si

$$\frac{s}{s'} = \frac{\nu}{\nu'}. \quad (6.44)$$

Ce résultat peut se déduire à partir de l'exemple d'une couche à plans parallèles (exercice). On peut ainsi écrire de façon explicite la covariance de l'équation de transfert du rayonnement

$$\frac{d(I_\nu/\nu^3)}{d(s/\nu)} = \frac{j_\nu}{\nu^2} - (\nu \alpha_\nu) \frac{I_\nu}{\nu^3}. \quad (6.45)$$

6.5.5. Rayonnement synchrotron des jets

Le rayonnement synchrotron est le pendant relativiste du rayonnement cyclotron, qui se traduit par une émission de photons par des électrons déviés dans un champ magnétique B . La fréquence caractéristique du rayonnement cyclotron est la fréquence de Larmor définie par

$$\nu_B = \frac{e B}{2\pi m_e c} = 2,6 \text{ MHz } (B/\text{gauss}). \quad (6.46)$$

Un calcul approfondi du rayonnement synchrotron émis par une particule d'une énergie $\gamma m_e c^2$ et avec un angle d'attaque ψ dans le champ magnétique localement homogène

$$P_\nu(\gamma, \psi) = \sqrt{3} \alpha_F h \nu_B \sin \psi F(\nu/\nu_c), \quad (6.47)$$

où $\alpha_F = e^2/\hbar c = 1/137$ est la constante de fine structure, où ν_c représente la fréquence médiane, ce qui signifie que la moitié de l'énergie est rayonnée au delà (resp. en deçà) de cette fréquence, et est telle que

$$\nu_c = \frac{3}{2} \gamma^2 \nu_B \sin \psi, \quad (6.48)$$

et où F , en posant $\nu/\nu_c = x$, est donnée par

$$F(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(\xi) d\xi, \quad (6.49)$$

montre que le spectre de cette particule présente un maximum à une fréquence caractéristique (fig. 6.21) telle que

$$\nu_{\max} = 0,29 \nu_c. \quad (6.50)$$

Il s'ensuit alors le comportement spectral suivant :

$$P_\nu \propto (\nu/\nu_c)^{1/3}, \quad \nu \ll \nu_c \quad (6.51)$$

$$P_\nu \propto \sqrt{\nu/\nu_c} e^{-\nu/\nu_c}, \quad \nu \gg \nu_c. \quad (6.52)$$

Dans le cas des objets astronomiques, le rayonnement est émis par un ensemble d'électrons relativistes. On suppose que ces particules sont réparties de façon isotrope dans l'espace des vitesses et que leur énergie obéit, dans un intervalle $\gamma_1 < \gamma < \gamma_2$, à une distribution en loi de puissance telle que

$$dN_e(\gamma, \psi) = \frac{N_0}{4\pi} \gamma^{-p} d\gamma d\Omega_\psi, \quad (6.53)$$

où $p \simeq 2$ à 3 désigne l'indice spectral de la distribution d'énergie électronique. Les processus d'accélération dans les plasmas conduisent très souvent à des distributions en loi de puissance. La combinaison de la distribution d'énergie avec l'émissivité d'une particule donnée par

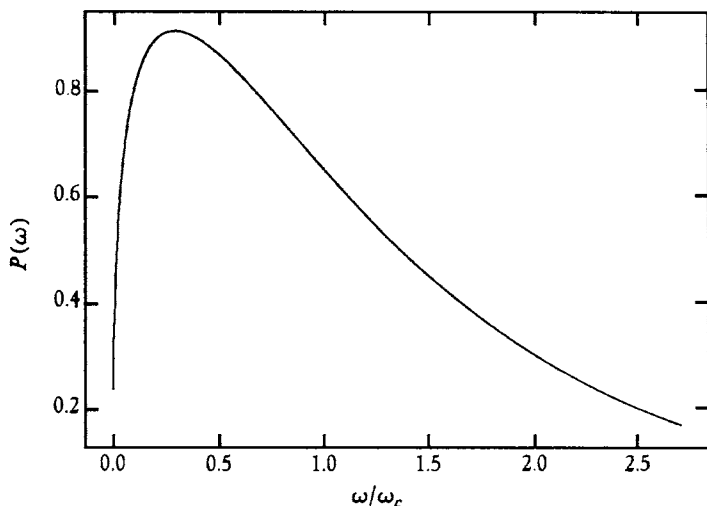


Fig. 6.21 Spectre d'un électron en fonction de la fréquence (d'après Ginzburg & Syrovatskii, 1965).

$$\epsilon_\nu = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega_\psi \int N_0 \gamma^{-p} P_\nu(\gamma, \psi) d\gamma \quad (6.54)$$

fournit alors l'émissivité du rayonnement synchrotron (exprimée en $\text{ergs cm}^{-3} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$) :

$$\epsilon_\nu = 4\pi\alpha_F h\nu \left(\frac{3}{2}\right)^{(p-1)/2} a(p) N_0 \left(\frac{\nu}{\nu_B}\right)^{-(p+1)/2}. \quad (6.55)$$

La constante $a(p) \simeq 0,1$ ($p = 2$) ne dépendant que faiblement de l'indice spectral p de la distribution d'énergie, l'indice spectral α du rayonnement synchrotron est donc lié à p par la relation suivante :

$$\alpha = \frac{p-1}{2}. \quad (6.56)$$

Le spectre en loi de puissance $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ s'étend sur l'intervalle des fréquences

$$\gamma_1^2 \nu_B < \nu < \gamma_2^2 \nu_B. \quad (6.57)$$

Si la distribution électronique devient nulle au delà de γ_2 , le spectre chute de façon exponentielle en fonction de la fréquence (cut-off) (Meisenheimer *et al.*, 1996).

La perte totale d'énergie d'un électron se comporte alors comme le carré du facteur de Lorentz (moyenne sur l'angle d'attaque) :

$$P_e = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 u_B, \quad (6.58)$$

où $u_B = B^2/8\pi$ est la densité d'énergie du champ magnétique et $\sigma_T = 8\pi r_e^2/3$ la section de Thomson, r_e étant le rayon de l'électron. La perte d'énergie due au rayonnement synchrotron se présente donc exactement sous la même forme que celle due au rayonnement Compton inverse, où la densité d'énergie du champ de rayonnement représente le facteur déterminant. On en déduit alors une durée de vie typique des électrons synchrotron ayant une énergie $\gamma m_e c^2$:

$$t_S = \frac{\gamma m_e c^2}{P_e} \simeq 5 \times 10^8 \frac{1}{B^2 \gamma} \text{ sec} , \quad (6.59)$$

où B est exprimé en gauss.

Les temps de refroidissement pour le rayonnement synchrotron optique provenant des jets de M87 et de 3C 273 s'avèrent dans les faits nettement inférieurs au temps de propagation des jets eux-mêmes. Cela signifie que les électrons relativistes des jets sont réaccélérés en permanence, probablement par le biais de processus de plasma tels que la reconnexion.

6.5.6. Auto-absorption dans les radiosources compactes

Jusqu'ici, les effets du plasma sur la propagation du rayonnement synchrotron n'ont pas été pris en considération. Il s'agit principalement de l'auto-absorption, de la rotation du plan de polarisation (effet Faraday) et de la dépolarisation du rayonnement.

En outre, au rayonnement synchrotron est associé un coefficient d'absorption, dont le rôle devient surtout important dans le registre des basses fréquences (cf. Rybicki & Lightman). En vertu de la mécanique quantique, un système capable d'émettre un rayonnement spontané doit aussi être en mesure d'absorber un rayonnement. Le coefficient d'absorption α_ν , qui décrit l'absorption et l'émission stimulée dans le transfert du rayonnement, s'obtient en utilisant les coefficients d'Einstein dans le cas de l'équilibre détaillé :

$$\alpha_\nu = h\nu \int dE (N(E - h\nu) B_{12}(E - h\nu, \nu) - N(E) B_{21}(E, \nu)) . \quad (6.60)$$

Cette équation, par le biais de la relation entre les coefficients d'Einstein, conduit pour $h\nu \ll E$ (ce qui est toujours valable dans le cas du rayonnement synchrotron), à l'expression suivante :

$$\alpha_\nu = \frac{c^2}{8\pi\nu^2} \int dE E^2 P_\nu(E) \left\{ -\frac{d}{dE} \left(\frac{N(E)}{E^2} \right) \right\} , \quad (6.61)$$

où $P_\nu(E) = 4\pi h\nu A_{21}(E, \nu)$ représente l'énergie rayonnée par une particule par unité de fréquence. Etant donné que $N(E) dE = C E^{-p} dE$, il s'ensuit (moyenne sur les angles d'attaque)

$$\alpha_\nu = \frac{(p+2)c^2}{8\pi\nu^2} \frac{1}{4\pi} \int dE d\Omega_\psi P_\nu(E, \psi) \frac{N(E)}{E} . \quad (6.62)$$

Via l'expression de l'émissivité P_ν (6.47), on obtient alors

$$\alpha_\nu = r_e (c/\nu) N_0 c(p) \left(\frac{\nu}{\nu_B} \right)^{-(p+2)/2}, \quad (6.63)$$

où $r_e = 2,8 \times 10^{-13}$ cm désigne le rayon classique de l'électron et où

$$c(p) = \frac{3^{(p+1)/2} \sqrt{\pi}}{8} \frac{\Gamma((p+6)/4) \Gamma((3p+2)/12) \Gamma((3p+22)/12)}{\Gamma((p+8)/4)} \quad (6.64)$$

est une constante ne dépendant que faiblement de p ($c(p) \simeq 1,4$ pour $p = 2$).

Dans le domaine des basses fréquences, les sources deviennent optiquement épaisses vis-à-vis du rayonnement synchrotron. On considère pour cela le comportement de l'intensité spécifique à l'aide de l'équation du transfert du rayonnement, qui s'écrit, en tenant compte de $d\tau_\nu = \alpha_\nu ds$,

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu, \quad (6.65)$$

où $S_\nu = j_\nu/\alpha_\nu$ est la fonction source. Cette équation a pour solution formelle

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0) e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} e^{-(\tau_\nu - \tau'_\nu)} S_\nu(\tau'_\nu) d\tau'_\nu. \quad (6.66)$$

Dans le cas d'une fonction source constante, on a alors avec $I_\nu(0) = 0$:

$$I_\nu = S_\nu(\tau_\nu) (1 - e^{-\tau_\nu}) = \frac{j_\nu}{\alpha_\nu} (1 - e^{-\alpha_\nu L}). \quad (6.67)$$

Pour une distribution en loi de puissance, $j_\nu = j_0 (\nu/\nu_0)^{-\alpha}$, et $\alpha_\nu L = (\nu/\nu_1)^{-(\alpha+5/2)}$, où ν_1 désigne la fréquence de profondeur optique 1, c'est-à-dire $\tau_{\nu_1} = 1$. Par conséquent,

$$I_\nu = I_0 \left(\frac{\nu_1}{\nu_0} \right)^{-\alpha} \left(\frac{\nu}{\nu_1} \right)^{5/2} \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{\nu_1}{\nu} \right)^{(\alpha+5/2)} \right] \right\}, \quad (6.68)$$

où $I_0 = j_0 L$ représente la luminosité de surface à une fréquence ν_0 dans la région optiquement mince. La transition entre la zone optiquement épaisse et celle optiquement mince est très marquée.

Déterminer la profondeur optique τ_m pour laquelle l'intensité atteint un maximum ($\tau_m \neq 1$!)

$$e^{\tau_m} = 1 + \frac{p+4}{5} \tau_m.$$

La fréquence caractéristique ν_m , pour laquelle l'intensité d'une source synchrotron compacte atteint son maximum, peut s'obtenir à partir du

raisonnement suivant : à titre d'exemple, considérons l'émission d'un volume sphérique de rayon R , dans lequel le champ magnétique et la distribution électronique $N_0(r)$ sont quasiment constants. Le flux spectral s'écrit alors

$$S_\nu = \frac{1}{4\pi d^2} \int dV \epsilon_\nu \exp\left(-\int \alpha_\nu ds'\right), \quad (6.69)$$

d étant la distance entre l'observateur et la source. Il s'agit d'une intégrale sur le volume sphérique, pour laquelle on intègre sur chaque ligne de visée. Dans le cas d'une sphère homogène, on trouve (Gould, 1979)

$$S_\nu = \frac{\epsilon_\nu R^3}{2\alpha_\nu R d^2} u(2R\alpha_\nu), \quad (6.70)$$

où la fonction

$$u(x) = \frac{1}{2} + \frac{e^{-x}}{x} - \frac{1 - e^{-x}}{x^2} \quad (6.71)$$

décrit l'absorption. $\tau_\nu = 2R\alpha_\nu$ représente la profondeur optique par rapport à l'absorption synchrotron. Il existe en particulier une fréquence critique ν_m correspondant à une intensité maximale. Pour $\nu > \nu_m$, la source est optiquement mince :

$$S_\nu = \frac{1}{3} \epsilon_\nu \frac{R^3}{d^2} \propto \nu^{-\alpha}. \quad (6.72)$$

Pour $\tau \gg 1$, c'est-à-dire pour $\nu < \nu_m$, on a alors

$$S_\nu = \frac{1}{4} \frac{\epsilon_\nu R^2}{\alpha_\nu d^2} \propto \nu^{5/2}. \quad (6.73)$$

Le spectre croît rapidement jusqu'à son maximum au voisinage de la fréquence d'auto-absorption ν_m avant de décroître dans la région optiquement mince (fig. 6.22).

Déterminer la profondeur optique τ_m où l'intensité est maximale dans le cas d'une sphère homogène.

L'émissivité ϵ_ν et le coefficient d'absorption α_ν contiennent tous deux la densité électronique N_0 , inconnue en général. Cependant, du fait qu'il est possible de déterminer par observation le maximum du flux spectral S_m , les expressions de l'émission optiquement mince et de la profondeur optique τ_m permettent d'éliminer la densité électronique N_0 . On obtient alors la relation suivante :

$$\nu_m = \nu_0(p) S_m^{2/5} B^{1/5} \Theta^{-4/5} (1+z)^{1/5}, \quad (6.74)$$

où

$$\Theta = \frac{2R}{d} \simeq 0,1 \frac{R/\text{a.l.}}{d/\text{Gpc}} \text{ mas} \quad (6.75)$$

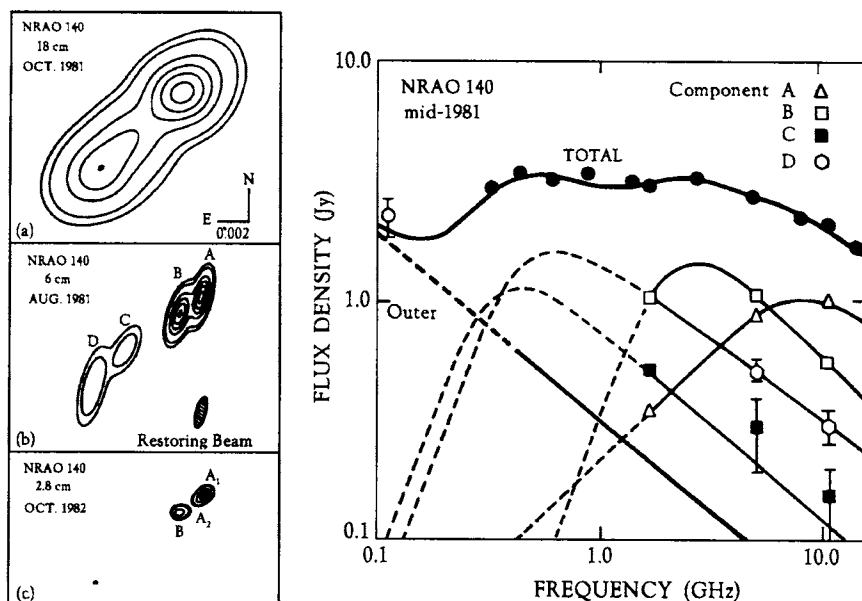


Fig. 6.22 Décomposition du spectre de la radiosource compacte NRAO 140 en spectres partiels auto-absorbés de nœuds de jets (A - D) et émission d'un jet étendu (Marscher & Broderick, 1985).

désigne le diamètre angulaire de la source et où

$$\nu_0(p) = 48,4 \text{ GHz} \quad , \quad p = 2,5, \quad (6.76)$$

est une constante. B , S_m et Θ sont respectivement exprimés en gauss, janskys et en 0,1 mas. La figure 6.23 représente les diamètres angulaires d'une région ayant une étendue d'une année-lumière pour différents quasars à une distance cosmologique. Il est à remarquer que le diamètre angulaire demeure quasiment constant au delà de $z = 0,5$.

Si elle n'est que faiblement dépendante du champ magnétique, la fréquence d'auto-absorption dépend en revanche de façon décisive du diamètre angulaire. Dans le cas des nœuds de jets nucléaires, elle se situe le plus souvent dans une fourchette comprise entre quelques GHz et 100 GHz (fig. 6.22).

Mais bon nombre de structures de NAG qui émettent un rayonnement synchrotron, ne sont certainement ni homogènes ni sphériques. Exemple : le jet lui-même, où le champ magnétique et la densité électronique décroissent au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre. Certes, ces sources présentent le même spectre dans la région optiquement mince, mais celui de la région optiquement épaisse ne se comporte plus comme $\nu^{5/2}$, comme on peut s'en convaincre en considérant l'exemple d'une coquille de sphère inhomogène. En général, le spectre s'aplatit nettement dans la portion auto-absorbée (absorption seulement partielle) et ce n'est que dans le registre des basses

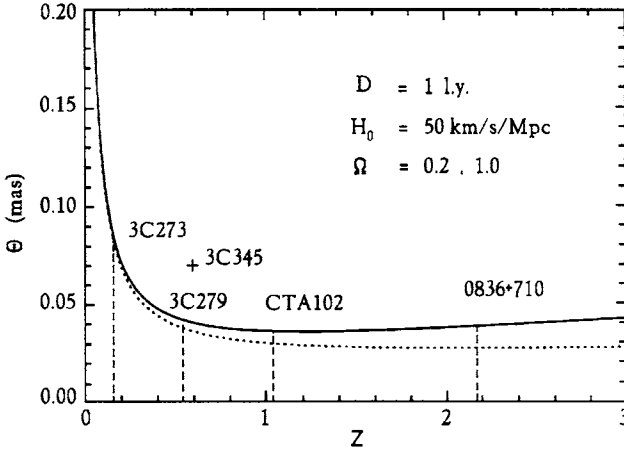


Fig. 6.23 Diamètre angulaire d'une région avec une étendue d'une année-lumière en fonction du décalage vers le rouge, qui est indiqué pour quelques quasars.

fréquences, lorsque la source devient entièrement optiquement épaisse, que le spectre adopte la forme connue $S_\nu \propto \nu^{5/2}$.

6.5.7. Température de brillance des radiosources compactes

La densité de flux S_ν d'une source est liée à l'intensité I_ν par la relation suivante :

$$S_\nu = \int d\Omega I_\nu. \quad (6.77)$$

En radioastronomie, on utilise cependant souvent la température de brillance T_b définie par

$$T_b(\nu) = \frac{c^2 I_\nu}{2 k \nu^2}. \quad (6.78)$$

Du fait que I_ν ne se comporte pas de la même façon que ν^2 , la température de brillance dépend de la fréquence.

Pour des sources non résolues, il n'est possible de mesurer que le flux $S_\nu = I_\nu \Delta\Omega$, où $\Delta\Omega$ désigne l'angle solide de la source. Il s'ensuit

$$k T_b = \frac{c^2}{2 \nu^2} \frac{S_\nu}{\Delta\Omega}. \quad (6.79)$$

Les radiosources compactes présentent des températures de brillance allant jusqu'à 10^{12} K.

Dès 1965, on découvrit que les flux radio de certains quasars étaient variables sur une durée de plusieurs mois, ce qui impose une limite à l'étendue de la zone d'émission et donc à l'angle solide $\Delta\Omega$. La température de brillance peut alors s'écrire

$$T_b = 3,4 \times 10^5 \text{ K } S_\nu \left(\frac{\lambda d}{t_\nu (1+z)^2} \right)^2, \quad (6.80)$$

où S_ν est exprimé en janskys, λ en cm, la distance de luminosité $d = d(z)$ (éq. (1.1)) correspondant au décalage vers le rouge z , en Mpc et le temps de variation t_ν en années. Ce dernier est à déterminer par le biais des variations ΔS_ν de la densité de flux dans un intervalle de temps Δt :

$$t_\nu = \frac{1}{1+z} \frac{\langle S_\nu \rangle}{\Delta S_\nu} \Delta t. \quad (6.81)$$

Dans le cas de temps extrêmement courts, de l'ordre de quelques jours, les températures de brillance atteignent jusqu'à 10^{18} K (observées chez quelques lacertides). Or, la limite Compton inverse de 10^{12} K pour un rayonnement synchrotron incohérent interdit de telles températures (voir ci-dessous). On a alors avancé l'hypothèse que le rayonnement pourrait être cohérent ou que le temps observé devrait être intrinsèquement bien plus important. Le second cas se présente surtout lorsque les variations temporelles sont dues à des effets géométriques dans le déplacement des nodules du jet. Les temps observés apparaissent alors effectivement raccourcis.

6.5.8. Rayonnement Compton inverse des jets et limitation de la température de brillance par rayonnement synchrotron

Dans la région centrale d'un quasar, les électrons relativistes des jets se refroidissent non seulement par l'émission synchrotron, mais également par la diffusion de photons mous (rayonnement Compton inverse, voir 4.5). En particulier, les photons synchrotron peuvent eux-mêmes diffuser auprès des électrons relativistes (rayonnement synchrotron-auto-Compton¹⁴). Comme

$$\epsilon \simeq D \gamma^2 \epsilon_i,$$

il apparaît également un rayonnement gamma (γ).

Dans le cas de sources synchrotron auto-absorbées, la température de brillance maximale intervient à la fréquence d'auto-absorption ν_m . Le rapport des pertes d'énergie relatives aux rayonnements synchrotron et Compton inverse s'obtient à partir du rapport de la densité d'énergie dans le rayonnement u_{ph} sur celle dans le champ magnétique u_B :

$$r = \frac{P_{\text{CI}}}{P_{\text{syn}}} = \frac{u_{\text{ph}}}{u_B}, \quad (6.82)$$

avec

$$u_{\text{ph}} = \frac{4\pi}{c} \int d\nu I_\nu = \frac{4\pi}{c} \frac{S_{\text{tot}}}{\Delta\Omega}. \quad (6.83)$$

¹⁴abrégé SSC pour Self Synchrotron Compton.

D'où

$$r = \frac{4\pi S_{\text{tot}}}{c \Delta\Omega} \frac{8\pi}{B^2}. \quad (6.84)$$

En outre,

$$S_{\text{tot}} = \nu_m S_m A, \quad (6.85)$$

où $A \simeq 1$ dépend du profil exact du spectre. Il résulte

$$r = \frac{4\pi \nu_m S_m A}{c \Delta\Omega} \frac{8\pi}{B^2}. \quad (6.86)$$

D'autre part, dans la région auto-absorbée, on a

$$\frac{S_m}{\Delta\Omega} = S_m = \frac{j_\nu}{\alpha_\nu} = \frac{2}{p+2} m_e \nu_B^2 \left(\frac{\nu}{\nu_B} \right)^{5/2}, \quad (6.87)$$

ce qui donne pour l'intensité maximale :

$$I_m = \frac{2}{p+2} \frac{m_e}{\sqrt{\nu_B}} \nu_m^{5/2}, \quad (6.88)$$

d'où il suit

$$k T_b^{\text{max}} = \frac{m_e c^2}{p+2} \sqrt{\frac{\nu_m}{\nu_B}}, \quad (6.89)$$

ou en résolvant l'équation d'après ν_m

$$\nu_m = \left((p+2) \frac{k T_b^{\text{max}}}{m_e c^2} \right)^2 \nu_B. \quad (6.90)$$

On en conclut que l'intensité maximale est uniquement déterminée par la température de brillance :

$$I_m = 2 (p+2)^4 \left(\frac{k T_b^{\text{max}}}{m_e c^2} \right)^5 m_e c^2 \frac{\nu_B^2}{c^2}. \quad (6.91)$$

Or, cette intensité détermine à son tour le rapport des densités d'énergie (6.86). On obtient donc

$$r = 16 A (p+2)^4 \left(\frac{k T_b^{\text{max}}}{m_e c^2} \right)^5 \frac{r_e}{c} \nu_m. \quad (6.92)$$

Avec $p = 2,5$ ($\alpha = 0,75$), il s'ensuit

$$r \simeq 8 A \left(\frac{T_b^{\text{max}}}{10^{12} \text{ K}} \right)^5 \frac{\nu_m}{\text{GHz}}. \quad (6.93)$$

Les radiosources compactes possèdent des fréquences d'auto-absorption de l'ordre du GHz. Si la température de brillance observée venait à franchir le cap des 10^{12} K, cela signifierait que la perte d'énergie due au rayonnement Compton inverse serait supérieure à celle due au rayonnement synchrotron,

autrement dit que la densité d'énergie du rayonnement Compton l'emporterait sur celle du rayonnement synchrotron. Cela conduit alors à un processus catastrophique dans le refroidissement des électrons relativistes, connu sous le nom de *catastrophe Compton inverse*. En conséquence, ces sources devraient révéler plus d'énergie dans le domaine γ que dans la branche synchrotron.

6.6. Rayonnement γ des quasars et des lacertides

Avant le lancement de l'observatoire Compton en rayonnement γ CGRO le 5 avril 1991 par la navette spatiale Atlantis, seules 4 sources γ extragalactiques d'un domaine d'énergie supérieure à 0,5 MeV étaient connues. Le dernier satellite γ COS-B avait identifié dès 1976 le célèbre quasar 3C 273 comme un émetteur de rayonnement γ dur. A cela, il faut ajouter des observations de ballon qui permirent de mettre en évidence la radiogalaxie Cen A de même que les deux galaxies de Seyfert NGC 4151 et MCG 8-11-11 dans le registre γ mou. Enfin, la galaxie centrale de l'amas Persée (NGC 1275) a été observée jusqu'à une énergie de 200 keV.

CGRO transporte à son bord les 3 instruments OSSE, COMPTEL et EGRET, capables de détecter les photons γ dans un intervalle d'énergie compris entre 100 keV et 30 GeV, ainsi que le détecteur de sursauts BATSE. A la différence de bon nombre d'autres instruments astronomiques, ces détecteurs recensent réellement un à un les photons émis par les sources.

Tableau 6.4 Les 14 premiers noyaux actifs γ observés par EGRET. z désigne le décalage vers le rouge du NAG, "quasar HP" un quasar à rayonnement optique fortement polarisé, et "quasar OVV" un quasar à rayonnement optique fortement variable.

Source EGRET	ascension droite déclinaison	z	type de NAG	m_V (mag)	S (5 GHz) [Jy]
Mkn 421	1101+384	0,031	lacertide	13,4	0,54
3C 273	1226+023	0,158	quasar	13,0	42,9
3C 279	1253-055	0,538	quasar HP	16,8	14,9
3C 454.3	2251+158	0,86	quasar HP	16,1	17,4
PKS 0537	0537+441	0,894	lacertide	15,5	4,0
PKS 0420	0421-014	0,915	quasar HP	17,8	3,50
PKS 0235	0235+164	0,94	lacertide	15,5	1,85
PKS 0208	0208-512	1,003	quasar HP	17,5	3,31
CTA 102	2230+114	1,037	quasar HP	17,3	3,70
4C 15.05	0202+149	1,20	quasar	20,9	2,43
4C 38.41	1633+382	1,814	quasar OVV	18,0	2,93
OG 147	0528+134	2,07	quasar	20,0	3,98
0836+71	0836+710	2,16	quasar HP	16,5	2,59
0716+71	0716+714	> 0,3	lacertide	15,5	1,12

A la surprise des astronomes des hautes énergies, la première exploration du ciel complète dans la gamme du rayonnement γ dur a très clairement révélé la présence d'au moins 60 sources extragalactiques (tableau 6.4) (Thompson *et al.*, 1996; von Montigny *et al.*, 1995), déjà connues comme quasars ou lacertides dans d'autres domaines d'énergie. Une étude plus approfondie des données fournies par cette exploration fera sans doute apparaître d'autres sources de ce genre. Parmi les sources γ déjà identifiées figurent des objets tels que les quasars 3C 273 et 3C 279, chez lesquels on avait observé pour la première fois dans les années 70 le phénomène de l'expansion superluminique apparente.

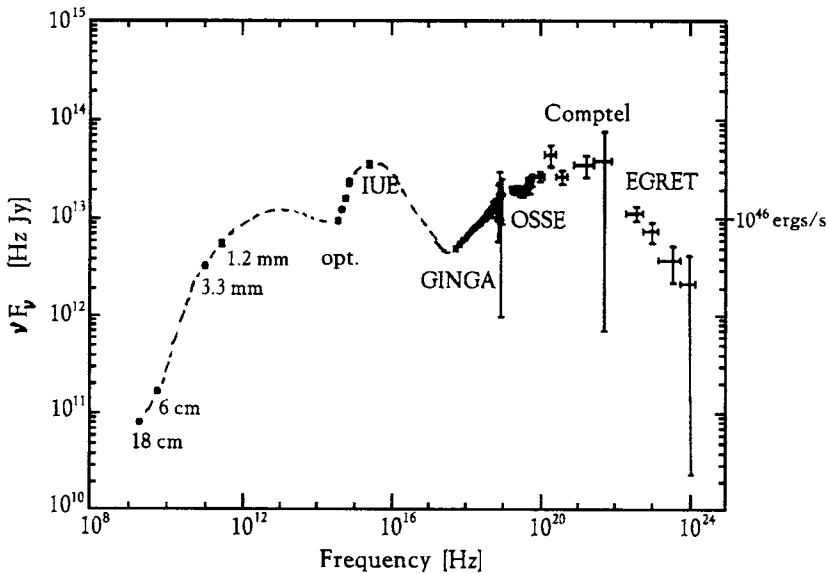


Fig. 6.24 Spectre général du quasar 3C 273 jusqu'au domaine γ . L'émission radio et le rayonnement γ proviennent du jet nucléaire et sont focalisés (Lichti *et al.*, 1994).

En fait également partie le quasar 0836+710, dont le jet compact très collimaté ne s'étend que sur 1,5 seconde d'arc, et dont le rayonnement optique est fortement polarisé¹⁵. Dans cette liste, on compte aussi quatre lacertides dont Mkn 421, le lacertide avec le plus faible décalage vers le rouge $z = 0,031$, et 0716+714, très actif, d'un décalage vers le rouge encore inconnu et dont le rayonnement fait l'objet d'observations intensives sur toutes les gammes de fréquence à l'observatoire Königstuhl de Heidelberg. Sa courbe de lumière est représentée figure 6.20.

¹⁵NdT : on utilise l'abréviation HPQSR pour Highly Polarized Quasi-Stellar Radiosource.

Mais on remarque également l'absence d'objets notoires tels que les quasars 3C 120 ($z = 0,033$), 3C 345 ($z = 0,595$), et NRAO 140 ($z = 1,258$), connus aussi comme sources à vitesse superluminique élevée. L'expansion superluminique a été mise en évidence pour plus de 30 quasars au total, mais cela ne suffit pas pour garantir la détection de la source dans le domaine γ .

De même, la magnitude optique m_V ne constitue pas un facteur déterminant pour la luminosité γ . Parmi l'échantillon BQS¹⁶ des quasars optiquement les plus lumineux (magnitude inférieure à 16) qui comporte 114 sources, il n'y a que l'objet actif en radio 3C 273 qui apparaisse dans la liste des sources EGRET. Autre point remarquable qui se dégage du tableau 6.4 : la faible luminosité optique d'un grand nombre d'objets. De toute évidence, seule la luminosité radio des NAG est l'élément décisif de l'émission γ .

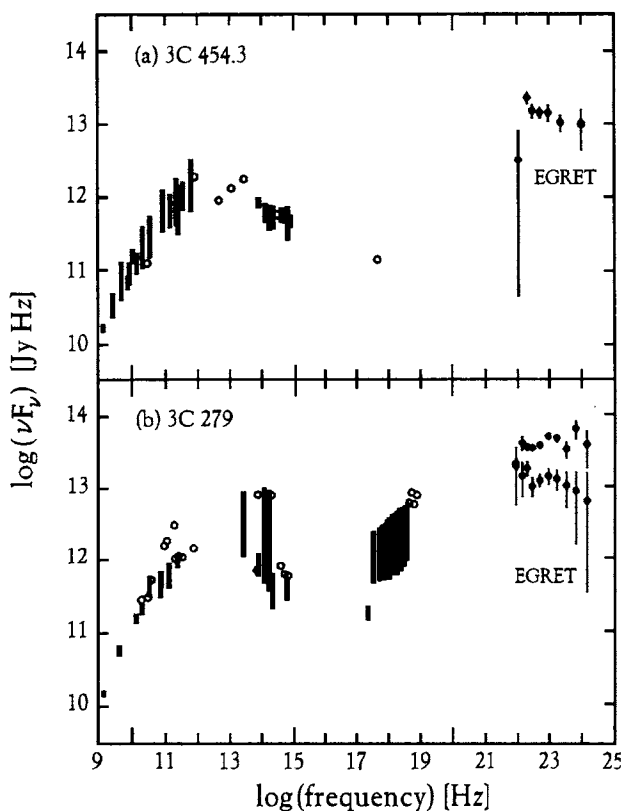


Fig. 6.25 Distribution de l'énergie des quasars 3C 454.3 et 3C 279 ($z = 0,54$), le premier détecté par CGRO. Les traits verticaux indiquent les fluctuations temporelles (Hartman *et al.*, 1993).

¹⁶NdT : Bright Quasar Survey

Fin 1995, CGRO avait détecté plus de 50 quasars et lacertides dans un domaine d'énergie compris entre 50 MeV et 3 GeV (Thompson *et al.*, 1996). La plupart de ces sources présentent dans cet intervalle une distribution d'énergie plate (fig. 6.24 et 6.25), supérieure à la puissance synchrotron d'un facteur allant jusqu'à 10. Le rayonnement γ de 3C 273 est lui aussi fonction du temps et devrait donc avoir un lien avec le refroidissement des électrons relativistes des nouveaux nodules du jet nucléaire. Contrairement à bon nombre d'autres sources, son spectre γ est relativement pentu. La majeure partie de l'énergie est rayonnée aux environs de 1 MeV.

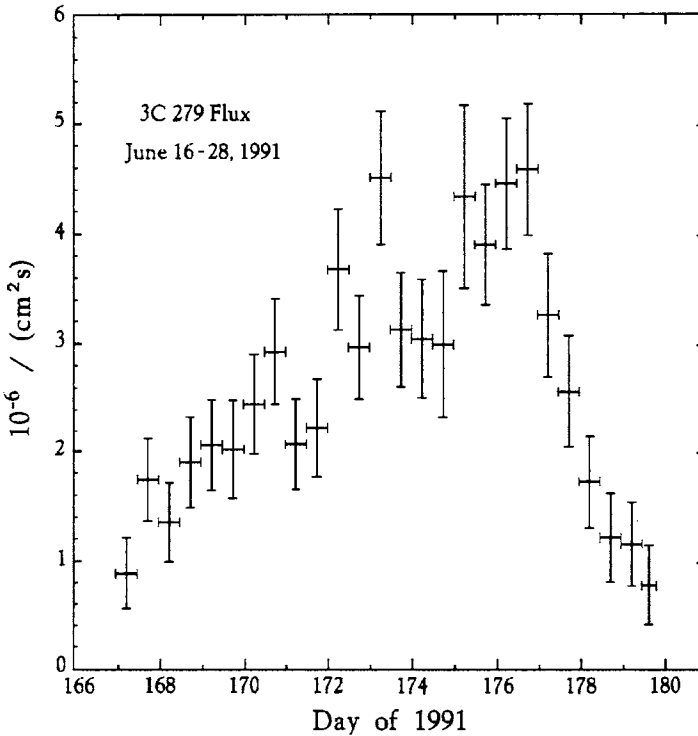


Fig. 6.26 Courbe de lumière γ de 3C 279 en juin 1991 (Kniffen *et al.*, 1993).

L'émission γ de 3C 279 est aussi fortement fonction du temps (fig. 6.26). On peut observer plusieurs sursauts, au cours desquels le flux varie en l'espace de quelques jours. Tous les NAG révélés jusqu'à présent par CGRO sont des lacertides et des quasars à émission radio intense dominée par le noyau. EGRET n'a pas trouvé une seule source de NAG silencieuse en radio (galaxie de Seyfert ou QSO). Les photons γ d'énergie comprise entre 50 MeV et quelques GeV ne peuvent certainement pas provenir du voisinage du trou noir central, puisqu'ils s'anéantiraient mutuellement dans cette région compacte. Le rayon de la zone d'émission γ est limité par le manque d'absorption γ - γ ,

c'est-à-dire $\tau_{\gamma\gamma} < 1$, autrement dit

$$R_{\gamma} > \frac{L_{\gamma} \sigma_T}{4 \pi m_e c^3} \simeq 2,2 \times 10^{15} \text{ cm } L_{\gamma, 45}, \quad (6.94)$$

en partant du principe que la luminosité intrinsèque est inférieure à la luminosité observée $L_{\gamma} \simeq 10^{48}$ ergs/s d'un facteur allant de 1.000 à 10.000. Le disque d'accrétion est donc à éliminer comme source de rayonnement γ pour les objets lumineux (Schlickeiser, 1996).

Pour cette raison, il est fort probable que l'émission γ prenne naissance dans la région la plus centrale des jets nucléaires des quasars, qui ont été mis en évidence dans le domaine radio jusqu'à une échelle de quelques fractions d'année-lumière. Les 14 premières sources EGRET suggèrent une corrélation entre la luminosité radio et la luminosité γ , d'ailleurs prévisible lorsqu'on admet que le rayonnement γ même trouve son origine dans les électrons relativistes du jet compact. Du fait que l'émission de ces électrons s'effectue sur une bande très large avec un rayonnement synchrotron allant de plusieurs μeV à 1 keV (ultraviolet) – voire plusieurs keV (X mous) pour certains lacertides – et un rayonnement Compton inverse compris entre le keV et le GeV, il n'est possible au bout du compte de mettre les modèles à l'épreuve que par des observations simultanées couvrant une palette du μeV au GeV. Il s'agit sans doute là d'une tâche épique pour l'astronomie du prochain siècle, ouvrant la voie à une nouvelle discipline : l'astronomie en bande large.

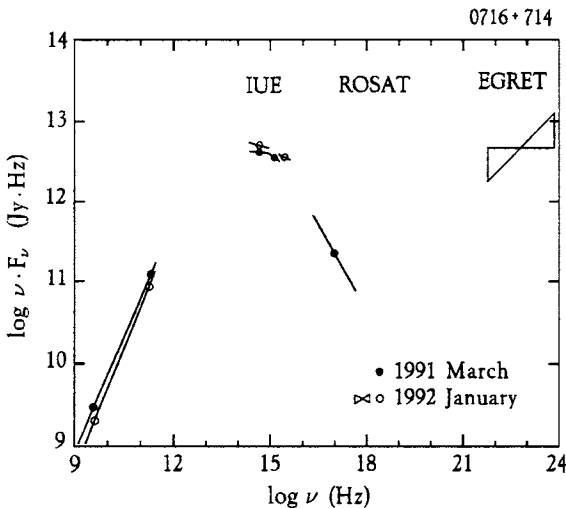


Fig. 6.27 Spectre global du lacertide 0716+714, observé simultanément par tous les instruments disponibles (Wagner *et al.*, 1996). Son décalage vers le rouge n'est pas encore connu de façon exacte : $z > 0,4$.

6.7. Théorie unifiée des radiogalaxies et des quasars

Si la focalisation relativiste joue un rôle important pour une certaine catégorie d'objets, alors il doit exister une autre classe d'objets, pour laquelle elle compte aussi à des angles plus élevés par rapport à la ligne de visée. Il ne fait aucun doute qu'elle est présente chez les quasars à spectre plat. En regardant plus attentivement, on constate une expansion superluminique dans la quasi-totalité de ces sources. Les quasars d'une structure radio étendue et avec un spectre pentu constituent donc la population où l'angle formé par la ligne de visée et l'axe du jet est un peu plus grand, tandis que les radiogalaxies FR II se situent presque perpendiculairement à la ligne de visée. Les jets pointant dans notre direction apparaissent bien plus lumineux, leur éclat apparent étant amplifié d'un facteur D^p où $p = n + \alpha$ avec $n = 2$ à 3. En conséquence, les galaxies FR II devraient représenter la population-mère de tous les quasars actifs en radio (Barthel, 1989).

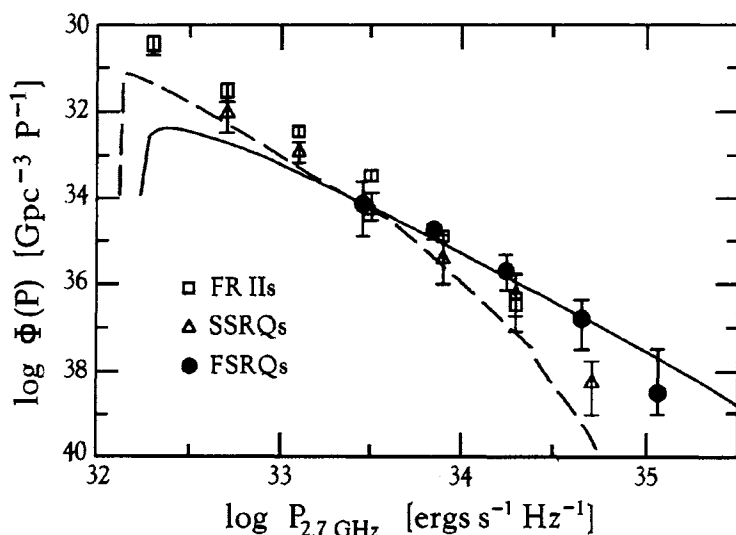


Fig. 6.28 Fonction de luminosité locale des radiosources. Les ronds représentent les quasars radio à spectre plat (FSRQ), les triangles les quasars radio à spectre pentu (SSRQ), et les carrés les galaxies FR II. La courbe en traits pleins symbolise les prédictions d'un modèle de focalisation dans le cas de quasars radio à spectre plat, et la courbe en pointillés celles pour les quasars à spectre pentu (Padovani & Urry, 1992).

La distribution du paramètre $R = (S_{\text{coeur}}/S_{\text{ext}})_{\text{GHz}}$, qui renseigne sur l'orientation du jet, est ici l'élément déterminant. Il n'est pas possible d'expliquer la distribution de R par une seule valeur du facteur de Lorentz (Vermeulen, 1996). En revanche, une distribution de γ_j sur l'intervalle

$5 \leq \gamma_j \leq 40$, avec $n(\gamma_j) \propto \gamma_j^{-2}$ avec pour facteur de Lorentz moyen $\langle \gamma_j \rangle \simeq 11$, permet de rendre compte de la distribution de luminosité locale de ces sources (fig. 6.28). La figure 6.28 présente une comparaison des fonctions de luminosité observée et théorique, où $\Theta < 14^\circ$ pour les quasars à spectre plat, $14^\circ \leq \Theta \leq 40^\circ$ pour ceux à spectre pentu et $\Theta > 40^\circ$ pour les galaxies FR II.

Les lacertides présentent en général des valeurs de R inférieures à celles des quasars, ce qui signifie que leurs jets devraient être moins relativistes que ceux des quasars. Cette hypothèse concorde d'ailleurs avec l'observation directe des vitesses superluminiques apparentes $v_\perp$. La population-mère des lacertides devrait donc être les sources FR I, puisqu'elles offrent une distribution semblable du décalage vers le rouge z (objets proches). Urry, Padovani & Stickel (1991) ont obtenu une distribution des facteurs de Lorentz sur l'intervalle $5 \leq \gamma_j \leq 35$ avec une valeur moyenne $\langle \gamma_j \rangle \simeq 7$, et $n(\gamma_j) \propto \gamma_j^{-4}$. Dans ce cas, les radiosources FR I apparaissent alors comme des lacertides lorsque $\Theta \leq 10^\circ$. L'expansion superluminique a effectivement été mise en évidence dans de nombreux lacertides.

Tableau 6.5 Classification physique des NAG d'après les 4 paramètres les plus importants.

NAG	M_H	$\dot{m}$	a_H	Θ
Quasar radio étendu	H	H	H	H
quasar radio compact	H	H	H	L
quasar à raies d'absorption larges	H	H	L	H
quasar silencieux en radio	H	H	L	L
quasar à raies étroites	H	L	H	H
quasar à forte polarisation	H	L	H	L
radiogalaxie "edge-darkened"	H	L	L	H
radiogalaxie "core-halo"	H	L	L	L
radiogalaxie à raies larges	L	H	H	H
quasar radio compact	L	H	H	L
galaxie de Seyfert de type 2	L	H	L	H
galaxie de Seyfert de type 1	L	H	L	L
radiogalaxie à raies étroites	L	L	H	H
lacertide	L	L	H	L
liner	L	L	L	H
liner	L	L	L	L

Il est tout à fait possible que les quasars et les radiogalaxies se différencient par leur galaxie-hôte, les quasars semblant loger dans les galaxies elliptiques extrêmement importantes. Cela signifie que la masse des trous noirs dans les quasars et celle dans les radiogalaxies pourraient fort bien être différentes. Pour cette raison, Blandford (1990) a essayé d'établir une classification des NAG en fonction des 4 paramètres fondamentaux : M_H , a_H , $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{ED}$

et l'inclinaison Θ entre la ligne de visée et l'axe de rotation du trou noir. Le paramètre primordial est la masse M_H qui peut se situer aux alentours de $10^{10} M_\odot$ pour les quasars (+ : valeur élevée) et de $10^6 M_\odot$ pour les liners (L : valeur faible) (tableau 6.5). Il ressort de cette classification que tous les objets actifs en radio présentent un paramètre du spin important (H) et que les objets silencieux en radio ont un moment cinétique faible (L). Les objets lumineux se caractérisent par une forte accréation (H), les objets peu lumineux par une accréation moindre (L).

Cette méthode permet certes de réunir les quasars étendus et compacts (Orr & Browne, 1982), mais non les radiogalaxies à raies d'émission étroites. Ces dernières sont associées aux lacertides, les 2 catégories ayant des masses de trou noir relativement modestes : $M_H \simeq 10^7 M_\odot$. Les radiogalaxies FR I présentent en outre des taux d'accréation peu élevés ainsi qu'un faible moment cinétique. Leurs jets sont sub-relativistes, comme le laisse supposer leur manque de stabilité. Elles forment une même famille avec les radiogalaxies présentant une structure de cœur-halo. Les galaxies de Seyfert 2 et les quasars à raies d'émission étroites devraient être semblables, tous deux étant observés de côté. Enfin, les quasars silencieux en radio sont rangés dans le même camp que ceux à raies d'absorption larges (BAL). L'absorption est due à un vent de disque magnétohydrodynamique dense.

Références

- Abraham, Z. *et al.* : 1994, *Compact Extragalactic Radiosources*, eds. J.A. Zensus & K.I. Kellermann, Proceedings, N.R.A.O., Socorro, p. 87
- Baade, W. & Minkowski, R. : 1954, *ApJ* **119**, 221
- Bååth, L.B. : 1992, in *Extragalactic Radio Sources - From Beams to Jets*, eds. J. Roland, H. Sol & G. Pelletier, Cambridge University Press, Cambridge, p. 142
- Barthel, P.D. : 1989, *ApJ* **336**, 606
- Blandford, R.D. : 1990, in R.D. Blandford, H. Netzer & L. Woltjer, *Active Galactic Nuclei*, eds. T.J.-L. Courvoisier & M. Mayor, Lecture Notes, Saas-Fee Advanced Course 20, Springer-Verlag, Heidelberg, p. 242
- Blandford, R.D. & Payne, D.G. : 1982, *MNRAS* **199**, 883
- Blandford, R.D. & Rees, M.J. : 1974, *MNRAS* **169**, 395
- Borgeest, U. & Schramm, K.J. : 1993, *Megaphot Proceedings*, Hambourg, eds. U. Borgeest, K.J. Schramm, J. v. Linde, p. 105
- Burns, J.O. *et al.* : 1991, *Sci.* **253**, 522
- Camenzind, M. : 1990, in *Reviews in Modern Astronomy 3, Accretion and Winds*, ed. G. Klare, Springer-Verlag, Berlin, p. 234
- Clark, D.A., Stone, J.M. & Norman, M.L. : 1990, *BAAS* **22**, 801
- Cohen, M.H. & Unwin, S.C. : 1984, in *VLBI and Compact Radio Sources*, IAU Symp. 110, eds. R. Franti, K.I. Kellermann & G. Setti, Kluwer, Dordrecht, p. 95
- Courvoisier, T. J.-L. & Camenzind, M. : 1989, *A&A* **224**, 10
- Curtis, H.D. : 1918, *Lick Observ. Publ.* **13**, 11

de Ruiter, H.R. *et al.* : 1990, A&A **227**, 351

Edelson, R.A. : 1987, ApJ **313**, 651

Fanaroff, B.L. & Riley, J.M. : 1974, MNRAS **167**, 31P

Ginzburg, V.L. & Syrovatskii, S.I.: 1965, ARA&A **3**, 297

Gould, R.J. : 1979, A&A **76**, 306

Hartman, R.C. *et al.* : 1993, ApJL **407**, L41

Heidt, J. : 1993, Megaphot Proceedings, Hambourg, "The Need for a Dedicated Optical Quasar Monitoring Telescope", eds. U. Borgeest, K.J. Schramm, J. v. Linde, p. 95

Kellermann, K.I. & Owen, F.N. : 1988, in *Galactic and Extragalactic Radioastronomy*, eds. G.L. Verschuur & K.I. Kellermann, Springer-Verlag, Berlin, p. 563

Kniffen, D.A. *et al.* : 1993, ApJ **411**, 133

Kössl, D., Müller, E. & Hillebrandt, W. : 1990, A&A **229**, 378

Kössl, D. & Müller, E. : 1988, A&A **206**, 204

Landolt-Börnstein : 1997, Chap. 9.6, Springer, Berlin, sous presse

Laing, R.A., Riley, J.M. & Longair, M.S. : 1983, MNRAS **204**, 151

Lichti, G.C. *et al.* : 1994, in *Multi-Wavelength Continuum Emission of AGN*, IAU Symp. **159**, eds. T. J.-L. Courvoisier & A. Blecha, Kluwer, Dordrecht, p. 327

Lind, K.R. *et al.* : 1989, ApJ **344**, 89

Marscher, A.P. & Broderick, J.P. : 1985, ApJ **290**, 735

Meisenheimer, K., Neumann, M. & Röser, H.-J. : 1996, in *Jets from Stars and Galactic Nuclei*, ed. W. Kundt, Lecture Notes in Physics **471**, Springer, p. 230

Muxlow, T.W.B. & Garrington, S.T. : 1991, in *Beams and Jets in Astrophysics*, ed. P.A. Hughes, Cambridge University Press, Cambridge, p. 52

Norman, M.L., Burns, J.O., Sulkanen, M. : 1988, Nat. **335**, 146

O'Donoghue, A.A., Owen, F.N., Eilek, J.A. : 1990, ApJS **72**, 75

Orr, M.J.L. & Browne, I.W.A. : 1982, MNRAS **200**, 1067

Padovani, P. & Urry, C.M. : 1992, in *Physics of Active Galactic Nuclei*, eds. W.J. Duschl & S.J. Wagner, Springer-Verlag, Heidelberg, p. 642

Perley, R.A., Dreher, J.W. & Cowan, J.J. : 1984, ApJL **285**, L35

Schilizzi, R.T. : 1992, in *Extragalactic Radio Sources - From Beams to Jets*, eds. J. Roland, H. Sol & G. Pelletier, Cambridge University Press, Cambridge, p. 92

Schlickeiser, R. : 1996, A&AS **120**, Vol. 4

Sillanpää, A. *et al.* : 1993, Megaphot Proceedings, Hambourg, "The Need for a Dedicated Optical Quasar Monitoring Telescope", eds. U. Borgeest, K.J. Schramm, J. v. Linde, p. 88

Sopp, H.M. & Alexander, P. : 1991, MNRAS **251**, 14p

Stone, J.M. & Norman, M.L. : 1992, ApJS **80**, 791

Taylor, G.B. : 1991, Thèse, Université de Californie, Los Angeles

Taylor, G.B., Perley, R.A. *et al.* : 1990, ApJ **360**, 41

Thompson, D.J. *et al.* : 1996, ApJS **107**, N° 1

- Urry, C.M., Padovani, P. & Stickel, M. : 1991, ApJ **382**, 501
- Vermeulen, R.C. : 1996, in *Jets from Stars and Galactic Nuclei*, ed. W. Kundt, Lecture Notes in Physics **471**, Springer, Heidelberg, p. 245
- von Montigny, C. *et al.* : 1995, ApJ **440**, 525
- Wagner, S.J. *et al.* : 1996, AJ **111**, N° 6, p. 2187
- Wagner, S.J. & Witzel, A. : 1995, ARA&A **33**, 163

Index

- 3C 273
 - caractéristiques, 169
 - expansion superluminique du jet, 183
 - jet, 4
 - source γ , 207
 - spectre général, 205
 - spectre UV, 3
- 3C 279
 - distribution de l'énergie, 206
 - source γ , 207
 - spectre, 12
- 3C 345, 167
 - courbes de lumière, 186
- absorption γ - γ , 208
- amas stellaires
 - évolution dynamique, 34
 - décalage vers le rouge gravitationnel, 28
 - instabilité relativiste, 23
 - rayon du noyau, 45
 - temps de collision, 32
 - temps de relaxation, 31
- astronomie spatiale, 5
- auto-absorption, 197
- beaming relativiste, 180, 191
- Blandford & Rees, hypothèse de, 164
- Blandford-Znajek, mécanisme de, 95–97
- blazars
 - propriétés, 12
 - spectres de continuum, 15
 - spectres en bande large, 12
- BLR, 150
 - rayon, 156
- Boltzmann
 - équation relativiste, 26
- broad line regions, 150
- catastrophe Compton inverse, 204
- classification physique des NAG, 210
- Cygnus A, 163
- densité de flux, 201
- diffusivité magnétique, 136
- disques d'accrétion (voir chap. 4), 103–148
 - transsonique, 120
 - approximation de collision frontale, 142
 - champs magnétiques, 135–139
 - courant poloidal, 137
 - critère de stabilité, 117
 - densité centrale, 112
 - diffusivité magnétique, 136
 - émission de poussières, 129–135
 - épaisseur optique d'une production de paires, 145
 - équation d'énergie, 106
 - équation d'Euler, 104
 - équation d'induction, 137
 - équilibre hydrostatique, 106
 - flux magnétique, 137
 - instabilité visqueuse, 116
 - loi α , 109
 - loi d'Ohm, 137
 - luminosité, 107
 - magnétisés, 137–139
 - masse, conservation de la, 104
 - paramètre α de viscosité, 109
 - paramètre de compacité, 144
 - pression centrale, 112
 - puissance magnétique, 139
 - région optiquement épaisse, 111
 - région optiquement mince, 111
 - rayonnement Compton, 141
 - spectres, 122
 - standard, 103–116
 - taux d'accrétion, 104
 - température caractéristique, 108
 - température centrale, 113

- tenseur des contraintes, 104
- transport d'énergie vertical, 111
- transport du moment cinétique, 105
- distance de luminosité, 3
- dominé par l'advection, 120
- Doppler, facteur de, 191
- doubles sources classiques, 173

- Eddington, limite d', 20
- effet Compton inverse, 141
- effet d'entraînement des repères, 64
- expansion superluminique, 5, 185-188

- Fanaroff & Riley, 170
- jets, 179
- Faraday, équation de, 91
- force électromotrice, 98
- formalisme 3+1, 60
- fréquence de Larmor, 195

- galaxies
 - luminosités radio et IR, corrélation entre, 166
 - masse à l'intérieur du noyau, 49
 - galaxies à bouffées stellaires, 11
 - galaxies de Seyfert, 1, 8-11
 - densité spatiale moyenne, 6
 - émissions X et γ , 139-148
 - indice spectral, 6
 - luminosité, 151
 - spectres en bande large, 9, 125
 - galaxies passives, 16
 - galaxies starburst, 11
 - galaxies-hôtes, 21
 - Grad-Schlüter-Shafranov, équation de, 94

- Hubble Space Telescope, 50
- Hydra A, 163

- interférométrie à bases intercontinentales, 167
- interféromètre, pouvoir de résolution, 167

- jets (voir chap. 6), 163-211
 - bow shock, 175, 179
 - cocon, 175, 179
 - contraste des densités, 174
 - définition, 169
 - discontinuité de contact, 175, 179
 - disque de Mach terminal, 175, 179
 - émission
 - transformation de, 189-191
 - émissivité
 - transformation de, 191-193
 - fréquence caractéristique du rayonnement synchrotron, 195
 - fréquence de Larmor, 195
 - intensité spécifique
 - transformation de, 193
 - longueur, 179
 - mécanismes de production, 171-173
 - magnétiques, 175
 - nodule
 - raccourcissement des temps, 185
 - nombre de Mach, 174
 - nose cone, 175, 179
 - nucléaires
 - structure, 183
 - vitesse, 186
 - puissance rayonnée
 - transformation de la, 191-193
 - rayonnement, 188-204
 - rayonnement synchrotron, 194-197
 - structure, 174
 - transformation de la vitesse, 190
 - vitesse du point chaud, 175
 - vitesse superluminique transversale, 186

- lacertides, 4
 - densité spatiale moyenne, 6
 - rayonnement γ , 204-208
- Larmor, fréquence de, 195
- limite d'Eddington, 20
- liners, 10
- lobes, définition, 170
- lois de la dynamique des trous noirs, 75
- luminosité d'Eddington, 20

- M 87, 164
- M15, 51
- M31, 49-51
 - évolution de la dispersion des vitesses, 50
 - courbe de rotation, 50
 - littérature, 56
- M32, 49-51
 - littérature, 56
- M33, 51
 - littérature, 56
- M87, 44-49
 - littérature, 56
 - luminosité de surface, 51
 - masse du trou noir, 51

- présence d'un trou noir, 49
- profils de luminosité, 45, 51
- rayon du noyau, 51
- métrique de Schwarzschild, 24
- Maxwell, équations de (champ gravitationnel du trou noir), 90-91
- narrow line regions, 151, 154
- NGC 3115
 - littérature, 56
- NGC 4151
 - flux UV et X, 129
 - spectre X dur, 141
- NGC 5548
 - courbes de lumière, 127
 - flux UV et X, 129
 - spectre, 125
- NLR, 151, 154
- NLR étendues, 160-161
- nombre de Mach, 174
- noyaux actifs de galaxies
 - γ , 204
 - évolution de la recherche, 1
 - classification, 6-15
 - classification physique, 210
 - comparaison des spectres, 12
 - famille, 1-16
 - jets, 163-211
 - masses, 159
 - modèle standard, 19-21
 - raies d'émission, 150-161
- noyaux, définition, 169
- OVV, 12
- paramètre d'ionisation, 152
- photoionisation, modèle standard de, 152-157
- point chaud (jet)
 - définition, 169
 - vitesse du, 175
- précession de Lense-Thirring, 65
- précession géodésique, 70
- QSO, 3, 8-11
 - décalage vers le rouge, 16
 - densité spatiale moyenne, 6
 - émissions X et γ , 139-148
 - luminosité, 16
 - propriétés, 3
 - spectres, 9
 - spectres de continuum, 15
- quasars, 3
- âge, 21
- densité spatiale moyenne, 6
- rayonnement γ , 204-208
- spectres de continuum, 15
- temps de freinage, 100
- région de charge, 98
- raccourcissement des temps, 185
- radiogalaxies, 164-173
 - densité spatiale moyenne, 6
- radiosources
 - classification, 167
 - compactes, 167
 - auto-absorption, 197
 - température de brillance, 201
- Cygnus A, 163
- étendues, 167
- propriétés, 179
- Fanaroff & Riley, 170
- Hydra A, 163
- jets, définition, 169
- lobes, définition, 170
- M 87, 164
- noyaux, définition, 169
- points chauds, définition, 169
- raies d'émission (voir chap. 5), 150-161
- rayon de Schwarzschild, 19
- rayonnement
 - équation de transfert, 194
 - transformation de, 194
 - formule de Doppler, 191
 - transformation de l'émission, 191
 - transformation de l'émissivité spectrale, 192
- rayonnement de Hawking, 77
- rayonnement synchrotron
 - auto-absorption, 197
 - coefficient d'absorption, 198
 - émissivité, 196
 - fréquence caractéristique, 195
 - fréquence de Larmor, 195
 - indice spectral, 196
 - perte totale d'énergie, 196
 - température de brillance, 201
 - temps de refroidissement, 197
- rotateurs supermassifs
 - énergie rotationnelle, 44
- satellites (domaine d'observation), 5
- Schwarzschild, rayon de, 19
- spinar, 44
- télescope de Hubble, 50

- température de brillance, 201
- théorie unifiée, 208–211
- transfert du rayonnement
 - équation de, 194
- transsonique, 120
- trous noirs (voir chap. 3), 58–100
 - énergie rotationnelle, 75, 78
 - de Kerr maximal, 83
 - aire, 76
 - circonférence à l'équateur, 76
 - cisaillement de vitesses, 79
 - configuration en mouvement libre, 94
 - de Kerr, évolution, 82–84
 - dernière orbite stable, 88
 - entropie, 77
 - ergosphère, 64, 65
 - expansion, 79
 - gravité de surface, 75, 76
 - horizon des événements, 62, 65
 - aire, variation de l', 80
 - impédance, 96
 - rayon, 64
 - limite statique, 64, 65
 - lois de la dynamique, 75
 - métrique stationnaire et à symétrie axiale, 60
 - magnétosphère, 91–95
 - modèle macroscopique, 98–100
 - masse irréductible, 77
 - moment cinétique spécifique, 37
 - orbite marginalement liée, 88
 - potentiel effectif, 86
 - puissance, 97
 - quadri-impulsions des géodésiques, 85
 - supermassifs, formation des, 21
 - temps de relaxation, 82
 - vitesse de rotation, 64, 75
- twin-exhaust model, 171
- unified scheme, 180
- vitesse d'Alfvén du plasma, 141
- VLBI, 167
- Voie lactée
 - centre, 51–55
 - distribution de la masse, 52
 - littérature, 56
 - Sgr A, 52
 - spectres radio et IR, 10
 - luminosité de surface, 51
 - masse du trou noir, 51
 - rayon du noyau, 51
 - spectres, 12
- ZAMO, 64
- ZEUS, code, 174

Lecture Notes in Physics

For information about Vols. 1–449

please contact your bookseller or Springer-Verlag

- Vol. 450: M. F. Shlesinger, G. M. Zaslavsky, U. Frisch (Eds.), *Lévy Flights and Related Topics in Physics*. Proceedings, 1994. XIV, 347 pages. 1995.
- Vol. 451: P. Krée, W. Wedig (Eds.), *Probabilistic Methods in Applied Physics*. IX, 393 pages. 1995.
- Vol. 452: A. M. Bernstein, B. R. Holstein (Eds.), *Chiral Dynamics: Theory and Experiment*. Proceedings, 1994. VIII, 351 pages. 1995.
- Vol. 453: S. M. Deshpande, S. S. Desai, R. Narasimha (Eds.), *Fourteenth International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics*. Proceedings, 1994. XIII, 589 pages. 1995.
- Vol. 454: J. Greiner, H. W. Duerbeck, R. E. Gershberg (Eds.), *Flares and Flashes*, Germany 1994. XXII, 477 pages. 1995.
- Vol. 455: F. Occhionero (Ed.), *Birth of the Universe and Fundamental Physics*. Proceedings, 1994. XV, 387 pages. 1995.
- Vol. 456: H. B. Geyer (Ed.), *Field Theory, Topology and Condensed Matter Physics*. Proceedings, 1994. XII, 206 pages. 1995.
- Vol. 457: P. Garbaczewski, M. Wolf, A. Weron (Eds.), *Chaos – The Interplay Between Stochastic and Deterministic Behaviour*. Proceedings, 1995. XII, 573 pages. 1995.
- Vol. 458: I. W. Roxburgh, J.-L. Masnou (Eds.), *Physical Processes in Astrophysics*. Proceedings, 1993. XII, 249 pages. 1995.
- Vol. 459: G. Winnewisser, G. C. Pelz (Eds.), *The Physics and Chemistry of Interstellar Molecular Clouds*. Proceedings, 1993. XV, 393 pages. 1995.
- Vol. 460: S. Cotsakis, G. W. Gibbons (Eds.), *Global Structure and Evolution in General Relativity*. Proceedings, 1994. IX, 173 pages. 1996.
- Vol. 461: R. López-Pen˜a, R. Capovilla, R. Garcı́a-Pelayo, H. Waelbroeck, F. Zertuche (Eds.), *Complex Systems and Binary Networks*. Lectures, México 1995. X, 223 pages. 1995.
- Vol. 462: M. Meneguzzi, A. Pouquet, P.-L. Sulem (Eds.), *Small-Scale Structures in Three-Dimensional Hydrodynamic and Magnetohydrodynamic Turbulence*. Proceedings, 1995. IX, 421 pages. 1995.
- Vol. 463: H. Hippelein, K. Meisenheimer, H.-J. Röser (Eds.), *Galaxies in the Young Universe*. Proceedings, 1994. XV, 314 pages. 1995.
- Vol. 464: L. Ratke, H. U. Walter, B. Feuerbach (Eds.), *Materials and Fluids Under Low Gravity*. Proceedings, 1994. XVIII, 424 pages. 1996.
- Vol. 465: S. Beckwith, J. Staude, A. Quetz, A. Natta (Eds.), *Disks and Outflows Around Young Stars*. Proceedings, 1994. XII, 361 pages. 1996.
- Vol. 466: H. Ebert, G. Schütz (Eds.), *Spin – Orbit-Influenced Spectroscopies of Magnetic Solids*. Proceedings, 1995. VII, 287 pages. 1996.
- Vol. 467: A. Steinchen (Ed.), *Dynamics of Multiphase Flows Across Interfaces*. 1994/1995. XII, 267 pages. 1996.
- Vol. 468: C. Chiuderi, G. Einaudi (Eds.), *Plasma Astrophysics*. 1994. VII, 326 pages. 1996.
- Vol. 469: H. Grosse, L. Pittner (Eds.), *Low-Dimensional Models in Statistical Physics and Quantum Field Theory*. Proceedings, 1995. XVII, 339 pages. 1996.
- Vol. 470: E. Martí nez-González, J. L. Sanz (Eds.), *The Universe at High-z, Large-Scale Structure and the Cosmic Microwave Background*. Proceedings, 1995. VIII, 254 pages. 1996.
- Vol. 471: W. Kundt (Ed.), *Jets from Stars and Galactic Nuclei*. Proceedings, 1995. X, 290 pages. 1996.
- Vol. 472: J. Greiner (Ed.), *Supersoft X-Ray Sources*. Proceedings, 1996. XIII, 350 pages. 1996.
- Vol. 473: P. Weingartner, G. Schurz (Eds.), *Law and Prediction in the Light of Chaos Research*. X, 291 pages. 1996.
- Vol. 474: Aa. Sandqvist, P. O. Lindblad (Eds.), *Barred Galaxies and Circumnuclear Activity*. Proceedings of the Nobel Symposium 98, 1995. XI, 306 pages. 1996.
- Vol. 475: J. Klamut, B. W. Veal, B. M. Dabrowski, P. W. Klamut, M. Kazimierski (Eds.), *Recent Developments in High Temperature Superconductivity*. Proceedings, 1995. XIII, 362 pages. 1996.
- Vol. 476: J. Parisi, S. C. Müller, W. Zimmermann (Eds.), *Nonlinear Physics of Complex Systems. Current Status and Future Trends*. XIII, 388 pages. 1996.
- Vol. 477: Z. Petru, J. Przystawa, K. Rapcewicz (Eds.), *From Quantum Mechanics to Technology*. Proceedings, 1996. IX, 379 pages. 1996.
- Vol. 479: H. Latal, W. Schweiger (Eds.), *Perturbative and Nonperturbative Aspects of Quantum Field Theory*. Proceedings, 1996. X, 430 pages. 1997.
- Vol. 480: H. Flyvbjerg, J. Hertz, M. H. Jensen, O. G. Mouritsen, K. Sneppen (Eds.), *Physics of Biological Systems. From Molecules to Species*. X, 364 pages. 1997.
- Vol. 481: F. Lenz, H. Griebhammer, D. Stoll (Eds.), *Lectures on QCD*. VII, 276 pages. 1997.
- Vol. 482: X.-W. Pan, D. H. Feng, M. Vallières (Eds.), *Contemporary Nuclear Shell Models*. Proceedings, 1996. XII, 309 pages. 1997.
- Vol. 483: G. Trottet (Ed.), *Coronal Physics from Radio and Space Observations*. XVII, 226 pages. 1997.
- Vol. 484: L. Schimansky-Geier, T. Pöschel (Eds.), *Stochastic Dynamics*. XVIII, 386 pages. 1997.

New Series m: Monographs

- Vol. m 1: H. Hora, *Plasmas at High Temperature and Density*. VIII, 442 pages. 1991.
- Vol. m 2: P. Busch, P. J. Lahti, P. Mittelstaedt, *The Quantum Theory of Measurement*. XIII, 165 pages. 1991. Second Revised Edition: XIII, 181 pages. 1996.
- Vol. m 3: A. Heck, J. M. Perdang (Eds.), *Applying Fractals in Astronomy*. IX, 210 pages. 1991.
- Vol. m 4: R. K. Zeytounian, *Mécanique des fluides fondamentale*. XV, 615 pages, 1991.
- Vol. m 5: R. K. Zeytounian, *Meteorological Fluid Dynamics*. XI, 346 pages. 1991.
- Vol. m 6: N. M. J. Woodhouse, *Special Relativity*. VIII, 86 pages. 1992.
- Vol. m 7: G. Morandi, *The Role of Topology in Classical and Quantum Physics*. XIII, 239 pages. 1992.
- Vol. m 8: D. Funaro, *Polynomial Approximation of Differential Equations*. X, 305 pages. 1992.
- Vol. m 9: M. Namiki, *Stochastic Quantization*. X, 217 pages. 1992.
- Vol. m 10: J. Hoppe, *Lectures on Integrable Systems*. VII, 111 pages. 1992.
- Vol. m 11: A. D. Yaghjian, *Relativistic Dynamics of a Charged Sphere*. XII, 115 pages. 1992.
- Vol. m 12: G. Esposito, *Quantum Gravity, Quantum Cosmology and Lorentzian Geometries*. Second Corrected and Enlarged Edition. XVIII, 349 pages. 1994.
- Vol. m 13: M. Klein, A. Knauf, *Classical Planar Scattering by Coulombic Potentials*. V, 142 pages. 1992.
- Vol. m 14: A. Lerda, Anyons. XI, 138 pages. 1992.
- Vol. m 15: N. Peters, B. Rogg (Eds.), *Reduced Kinetic Mechanisms for Applications in Combustion Systems*. X, 360 pages. 1993.
- Vol. m 16: P. Christe, M. Henkel, *Introduction to Conformal Invariance and Its Applications to Critical Phenomena*. XV, 260 pages. 1993.
- Vol. m 17: M. Schoen, *Computer Simulation of Condensed Phases in Complex Geometries*. X, 136 pages. 1993.
- Vol. m 18: H. Carmichael, *An Open Systems Approach to Quantum Optics*. X, 179 pages. 1993.
- Vol. m 19: S. D. Bogan, M. K. Hinders, *Interface Effects in Elastic Wave Scattering*. XII, 182 pages. 1994.
- Vol. m 20: E. Abdalla, M. C. B. Abdalla, D. Dalmazi, A. Zadra, *2D-Gravity in Non-Critical Strings*. IX, 319 pages. 1994.
- Vol. m 21: G. P. Berman, E. N. Bulgakov, D. D. Holm, *Crossover-Time in Quantum Boson and Spin Systems*. XI, 268 pages. 1994.
- Vol. m 22: M.-O. Hongler, *Chaotic and Stochastic Behaviour in Automatic Production Lines*. V, 85 pages. 1994.
- Vol. m 23: V. S. Viswanath, G. Müller, *The Recursion Method*. X, 259 pages. 1994.
- Vol. m 24: A. Ern, V. Giovangigli, *Multicomponent Transport Algorithms*. XIV, 427 pages. 1994.
- Vol. m 25: A. V. Bogdanov, G. V. Dubrovskiy, M. P. Krutikov, D. V. Kulginov, V. M. Strelchenya, *Interaction of Gases with Surfaces*. XIV, 132 pages. 1995.
- Vol. m 26: M. Dineykan, G. V. Efimov, G. Ganbold, S. N. Nedelko, *Oscillator Representation in Quantum Physics*. IX, 279 pages. 1995.
- Vol. m 27: J. T. Ottesen, *Infinite Dimensional Groups and Algebras in Quantum Physics*. IX, 218 pages. 1995.
- Vol. m 28: O. Piguet, S. P. Sorella, *Algebraic Renormalization*. IX, 134 pages. 1995.
- Vol. m 29: C. Bendjaballah, *Introduction to Photon Communication*. VII, 193 pages. 1995.
- Vol. m 30: A. J. Greer, W. J. Kossler, *Low Magnetic Fields in Anisotropic Superconductors*. VII, 161 pages. 1995.
- Vol. m 31: P. Busch, M. Grabowski, P. J. Lahti, *Operational Quantum Physics*. XI, 230 pages. 1995.
- Vol. m 32: L. de Broglie, *Diverses questions de mécanique et de thermodynamique classiques et relativistes*. XII, 198 pages. 1995.
- Vol. m 33: R. Alkofer, H. Reinhardt, *Chiral Quark Dynamics*. VIII, 115 pages. 1995.
- Vol. m 34: R. Jost, *Das Märchen vom Elfenbeinernen Turm*. VIII, 286 pages. 1995.
- Vol. m 35: E. Elizalde, *Ten Physical Applications of Spectral Zeta Functions*. XIV, 228 pages. 1995.
- Vol. m 36: G. Dunne, *Self-Dual Chern-Simons Theories*. X, 217 pages. 1995.
- Vol. m 37: S. Childress, A.D. Gilbert, *Stretch, Twist, Fold: The Fast Dynamo*. XI, 410 pages. 1995.
- Vol. m 38: J. González, M. A. Martín-Delgado, G. Sierra, A. H. Vozmediano, *Quantum Electron Liquids and High- T_c Superconductivity*. X, 299 pages. 1995.
- Vol. m 39: L. Pittner, *Algebraic Foundations of Non-Commutative Differential Geometry and Quantum Groups*. XII, 469 pages. 1996.
- Vol. m 40: H.-J. Borchers, *Translation Group and Particle Representations in Quantum Field Theory*. VII, 131 pages. 1996.
- Vol. m 41: B. K. Chakrabarti, A. Dutta, P. Sen, *Quantum Ising Phases and Transitions in Transverse Ising Models*. X, 204 pages. 1996.
- Vol. m 42: P. Bouwknegt, J. McCarthy, K. Pilch, *The $\mathbb{W}_3$ Algebra. Modules, Semi-infinite Cohomology and BV Algebras*. XI, 204 pages. 1996.
- Vol. m 43: M. Schottenloher, *A Mathematical Introduction to Conformal Field Theory*. VIII, 142 pages. 1997.
- Vol. m 44: A. Bach, *Indistinguishable Classical Particles*. VIII, 157 pages. 1997.
- Vol. m 45: M. Ferrari, V. T. Granik, A. Imam, J. C. Nadeau (Eds.), *Advances in Doublet Mechanics*. XVI, 214 pages. 1997.
- Vol. m 46: M. Camenzind, *Les noyaux actifs de galaxies*. XVIII, 218 pages. 1997.
- Vol. m 48: P. Kopietz, *Bosonization of Interacting Fermions in Arbitrary Dimensions*. XII, 259 pages. 1997.