



PRAGACIUS

INSP3 - 90. 03 - PT. 2.  
FR 9.10.26/18 + 9.10.26/19

GIF 89

INSTITUT NATIONAL DE PHYSIQUE NUCLEAIRE ET DE PHYSIQUE DES PARTICULES

**ECOLE D'ETE  
DE PHYSIQUE  
DES PARTICULES**

**Laboratoire  
d'Annecy-le-Vieux  
de Physique des Particules**

**21 ème Session  
18 / 22 Septembre 1989**

- Au LEP, une Physique  
nouvelle...**
- La Matière Noire**

A. BOUQUET  
J. HAISSINSKI  
M. PERROTTET  
F.M. RENARD  
B. SADOULET  
G. SAVOY  
D. TREILLE

IN2P3 - 90-03 - PT.2

**ECOLE D'ETE DE PHYSIQUE DES PARTICULES**

Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules (L.A.P.P.)

21ème session - 18-22 septembre 1989

Sous le patronage de

l'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules

AU LEP, UNE PHYSIQUE NOUVELLE

LA MATIERE NOIRE

A. Bouquet  
J. Haïssinski  
M. Perrottet  
F.M. Renard  
B. Sadoulet  
C. Savoy  
D. Treille

## **COMITE D'ORGANISATION DE L'ECOLE 1989**

<b>Annecy (LAPP)</b>	<b>CHRISTIAN.BAGLIN, PIERRE BINETRUY</b>
<b>Clermont-Ferrand(LPC)</b>	<b>ALAIN FALVARD</b>
<b>Collège de France (LPC)</b>	<b>CLAUDE GHESQUIERE, J.PIERRE MENDIBURU</b>
<b>Ecole Poytechnique (LPNHE)</b>	<b>DENIS BERNARD</b>
<b>Ecole Polytechnique (CPT)</b>	<b>BERNARD PIRE</b>
<b>I N2 P3</b>	<b>VERONIQUE VIAL</b>
<b>Marseille-Luminy (CPT)</b>	<b>PIERRE MERY</b>
<b>Orsay (LAL)</b>	<b>ANNE MARIE LUTZ, FRANCOIS. RICHARD</b>
<b>Orsay (LPT)</b>	<b>MICHEL FONTANNAZ</b>
<b>Paris VI-VII (LPNHE)</b>	<b>FREDERIC KAPUSTA</b>
<b>PARIS VI-VII (LPTHE)</b>	<b>JEAN KAPLAN</b>
<b>CEN Saclay (DPhPE)</b>	<b>JACQUES BOUCHEZ, MARC.VIRCHAUX</b>
<b>CEN Saclay (DPhG-SPhT)</b>	<b>ROBERT LACAZE</b>
<b>Strasbourg (CRN)</b>	<b>JEAN-PIERRE ENGEL</b>
<b>Genève (CERN)</b>	<b>FRANCIS MULLER</b>
<b>Lyon (IPN)</b>	<b>JEAN-PAUL MARTIN</b>

**Cours enseignés aux précédentes sessions de l'Ecole d'Eté de Physique des Particules**  
**Topics of previous sessions of the Particle Physics Summer School**

Année Year	Titres et auteurs <i>Titles and authors</i>
<b>1971</b>	<b>QU'EST-CE QU'UNE RESONANCE ?</b> R. Balian, J. Bros, M. Froissart, A. Krzywicki <b>DE L'AXIOMATIQUE A L'EXPERIENCE</b> J. Bros, C. Cohen-Tannoudji, H. Cornille, D. Iogolnitzer, G. Mahoux, A. Morel, F.J. Yndurain
<b>1972</b>	<b>PERIPHERISME, ABSORPTION ET DUALITE</b> C. Cohen-Tannoudji, G. Girardi, F. Hayot, R. Lacaze, A. Morel R. Pechanski <b>STATISTIQUE APPLIQUEE A LA PHYSIQUE</b> L. Behr, D. Drijard, B. Sadoulet, B. Schorr
<b>1973</b>	<b>PRODUCTION MULTIPLE DE PARTICULES</b> E. Berger, A. Capella, A. Krzywicki, M. Le Bellac, B. Peterson, Ph. Salin <b>THEORIE DES CHAMPS</b> E. Brézin, J. Iliopoulos, C. Itzykson, R. Stora
<b>1974</b>	<b>INTERACTIONS FAIBLES</b> N. Cabibbo, J. Iliopoulos, J. Leite-Lopez, L. Maiani, P. Musset, C. Rubbia, R. Turlay <b>INTERACTIONS PHOTONS-HADRONS</b> G. Altarelli, B. Diu, F.M. Renard, P. Söding, J. Tran Thanh Van
<b>1975</b>	<b>SYMETRIES ET NOUVELLES PARTICULES</b> G. Altarelli, J.E. Augustin, S. Glashow, L. Maiani, L. Michel <b>LES PHENOMENES DIFFRACTIFS</b> L. Bertocchi, C. Cohen-Tannoudji, A. Krzywicki, A. Morel, P. Strolin
<b>1976</b>	<b>LES QUARKS</b> N. Cabibbo, M. Della Negra, G. Girardi, Ph. Heusse, M. Jacob, L. Maiani, F. Pierre, F. Richard, M. Veltman
<b>1977</b>	<b>CHROMODYNAMIQUE : INTERACTIONS LEPTON-HADRON</b> G. Altarelli, J. Favier, J. Kaplan, P. Petiau, F.M. Renard, P. Sonderreger <b>CONFINEMENT</b> C. Itzykson, G. Preparata, G. Veneziano <b>PROJETS DE NOUVEAUX ACCELERATEURS</b> M. Crozon, M. Jacob, F.M. Renard, C. Rubbia
<b>1978</b>	<b>JETS DE QUARKS ET DE GLUONS : 1. PHENOMENOLOGIE</b> G. Fontaine, M. Fontannaz, F. Hayot, A. Krzywicki, A. Morel, R. Peschanski <b>JETS DE QUARKS ET DE GLUONS : 2. CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE ET</b> <b>RAYONS COSMIQUES</b> E. de Rafaël, G.B. Yodh

<b>1979</b>	BOSONS VECTORIELS ET BOSONS DE HIGGS DANS LA THEORIE DE SALAM-WEINBERG DES INTERACTIONS FAIBLES ET ELECTROMAGNETIQUES M. Davler, L. Maiani, C. Savoy, J. Scherk
<b>1980</b>	THEORIES UNIFIEES : IMPLICATIONS COSMOLOGIQUES R. Barloutaud, J.F. Cavaignac, N. Nanopoulos
<b>1981</b>	Q.C.D. PERTURBATIVE ET PHYSIQUE DES HAUTES ENERGIES J.J. Aubert, A. Bassetto, J. Boucrot, M. Fontannaz, D. Fournier, W. Furmanski, M. Le Bellac
<b>1982</b>	OU SONT LES PARTICULES ELEMENTAIRES ? P. Fayet, L. Maiani, P. Sikivie, F. Vannucci, A. Zehnder
<b>1983</b>	PROCESSUS RARES REVELATEURS DE NOUVEAUX PHENOMENES A.M. Lutz, P. Musset, E. de Rafaël, A. de Rujula, P. Sorba LE FUTUR DES ACCELERATEURS DE PARTICULES - NOUVELLES TECHNIQUES H. Henke, G. Leleux
<b>1984</b>	COSMOLOGIE ET PARTICULES ELEMENTAIRES A. Billoire, A. Blanchard, C. Kounnas, P. Salati, P. Schaeffer, J. Schneider COLLISIONS D'IONS LOURDS G. London, M. Soyeur
<b>1985</b>	LA PHYSIQUE AU-DELA DU TEV G. Altarelli, P. Aurenche, B. Degrange, F.M. Renard, R.D. Peccei, M. Perrottet, C. Savoy LES DETECTEURS SEMI-CONDUCTEURS EN PHYSIQUE DES PARTICULES B. Equer, M. Primout
<b>1986</b>	ASPECTS NON PERTURBATIFS DE QCD J.P. Blaizot, E. Brezin, F. Couchot, E. Marinari, A. Morel, J.M. Richard, S. Narison MONTE-CARLO ET OPTIMISATION B. Souillard
<b>1987</b>	CORDES ET SUPER-CORDES V. Alessandrini, P. Binétruy, C. Kounnas, A. Schwimmer COLLISIONNEURS LINEAIRES A ELECTRONS J. Le Duff, Ph. Bambade
<b>1988</b>	A LA RECHERCHE DU PLASMA DE QUARKS ET DE GLUONS : LES COLLISIONS D'IONS LOURDS ULTRARELATIVISTES J.P. Blaizot, J.N. Capdevielle, A. Capella, J. Gosset, G. Landaud,, A. Morel, B. Pire, D. Vautherin ANALYSE MULTIDIMENSIONNELLE P. Lutz

**Quelques exemplaires des cours de 1983, 1987 et 1988 sont encore disponibles.**

**Ils peuvent être obtenus sur demande dans les bibliothèques des laboratoires de l'I N2 P3 et plus particulièrement à :**

**Véronique Vial  
IN2P3  
20 rue Berbier du Mets  
F-75013 Paris, France**

# TABLE DES MATIERES

## PREFACE

*Claude Ghesquière*

## LA MATIERE NOIRE

### **La Matière sombre corps et biens**

*Alain Bouquet*

1. Introduction .....	7
2. Données d'observation .....	9
3. Indices théoriques.....	23
4. Les candidats .....	27
5. Conclusion.....	51
Références .....	53

### **Searches for dark matter particles**

*Bernard Sadoulet*

1. Introduction .....	59
2. Direct detection by elastic scattering : the experimental challenge.....	60
3. Ionization detectors.....	76
4. Cryogenic detectors.....	83
5. Conclusion.....	110
References .....	111
<b>Liste des participants.....</b>	<b>117</b>

## PREFACE

La 21ème Ecole de Physique des Particules, dite Ecole de Gif, s'est déroulée du 18 au 22 septembre 1989, dans les locaux du laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules (LAPP).

L'année 1989 a été marquée pour la Physique des Particules, en particulier pour les physiciens européens, par le démarrage du LEP en juillet, aussi c'est tout naturellement que les physiciens interrogés comme de coutume sur leurs préférences quant au sujet à traiter pendant l'école, ont choisi celui se rapportant au collisionneur et porteur d'espérance : "Au LEP, une physique nouvelle". Le second sujet ne l'est pas moins car l'étude de la "Matière noire" qui le constitue, nécessite, en plus d'un renouvellement de nos conceptions, le développement de nouveaux détecteurs.

En dépit du fonctionnement continu des expériences à Genève, de nombreux auditeurs et en particulier beaucoup de thésitifs, ont constitué une assistance assidue d'environ 70 participants.

Plusieurs écoles de Gif ayant déjà exposé en détail le modèle standard, celui-ci a fait l'objet d'un rappel assez bref pour situer les problèmes que le LEP aura à résoudre à plus ou moins longue échéance, celle du LEP 100 ou du LEP 200. C'est C. Savoy (DIHE CRN de Strasbourg) qui s'est chargé des rappels du modèle standard en insistant sur les preuves expérimentales de sa validité et les points encore inconnus ou litigieux.

Une nouvelle physique devant se marquer par des déviations par rapport aux prédictions du modèle standard, il importe de pouvoir calculer avec le maximum de précisions les prévisions de celui-ci. C'est ce qu'ont traité J. Haïssinski (LAL Orsay) et M. Perrottet (CPT Marseille-Luminy), le premier traitant des corrections radiatives QED et émission de photons en collisions  $e^+e^-$ , le second en introduisant les corrections radiatives QCD.

L'exposé suivant de F.M. Renard (LPM Montpellier) amplifie les courts précédents en explicitant les points sensibles et les calculs de certains canaux particulièrement sensibles aux tests des paramètres : la masse du top par exemple.

Avec le cours de D. Treille (CERN), on entre dans le domaine expérimental à la fois accélérateur et expériences en cours, un exposé des premiers résultats et une discussion de ce que peuvent apporter les développements de la machine : le LEP 200 GeV, la polarisation et l'évolution des expériences.

L'ensemble de ces cours et exposés donne une synthèse très pratique du programme à mener auprès du LEP et constitue particulièrement pour les jeunes physiciens une source inestimable d'informations.

Quelques cours ont traité de la matière noire, sans doute trop brefs pour faire le tour de toutes les hypothèses, mais procurant néanmoins une ouverture pour des physiciens des particules travaillant pour la plupart auprès des accélérateurs.

A. Bouquet (LPTHE Paris) fait un tour d'horizon des idées concernant la matière noire, passant en revue les différentes hypothèses de masse, vitesse et la détection appropriée. Le problème des détecteurs et des technologies actuellement développées est traité par B. Sadoulet (U.C. Berkeley) et procure une bonne introduction à des techniques de bolométrie peu familières aux physiciens des accélérateurs.

Au nom des participants et des membres du Comité d'organisation, nous remercions vivement tous les professeurs qui ont accepté d'enseigner à l'école mais de plus ont su rendre vivants et animés les cours, évitant l'exposé de fastidieux calculs, dont ils ont su exprimer la logique et les résultats en en repoussant les développements dans la rédaction, qui sera, nous l'espérons, unanimement appréciée.

Merci aussi aux deux directeurs scientifiques, P. Binétruy (LAPP Annecy) et J. Kaplan (LPTHE Paris) qui ont su organiser et coordonner les cours et maintenir l'animation au cours de l'école.

Cette école a été pour beaucoup de jeunes physiciens l'occasion de découvrir le LAPP, son site agréable et son accueil chaleureux, bien secondé par la municipalité d'Annecy-le-Vieux dont l'accueil des participants à la Mairie souligne l'intégration du LAPP à la vie locale.

Que tous ceux qui ont contribué au succès de cette école soient remerciés, particulièrement Nicole Berger, Dominique Poencier et Véronique Vial qui ont animé le secrétariat et l'accueil, cette dernière assurant en plus la mise en page de la publication des cours.

L'impression du cours a été réalisée dans l'imprimerie du LPC du Collège de France ; merci à M. Arbousse-Bastide et M. Soumana pour leur travail.

LA MATIERE NOIRE

## **RESUME**

Différentes raisons observationnelles et théoriques de penser que la majeure partie de la matière de l'univers est sombre sont examinées, avec une attention particulière à la question du halo de notre Galaxie. Parmi les explications proposées, l'accent est mis sur l'interprétation en termes de WIMPs (particules de quelques GeV ayant des sections efficaces d'ordre électromagnétique ou faible) et sur les possibilités de détection indirecte par leurs conséquences astrophysiques.

**LA MATIERE SOMBRE  
CORPS ET BIENS**

Alain BOUQUET

Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules  
Boite postale 110  
74941 ANNECY Cedex, France

et

Laboratoire de Physique Théorique et Hautes Energies  
Universités Paris 6 et Paris 7 - Tour 24 - 5e étage  
2 place Jussieu  
75251 PARIS Cedex 05, France

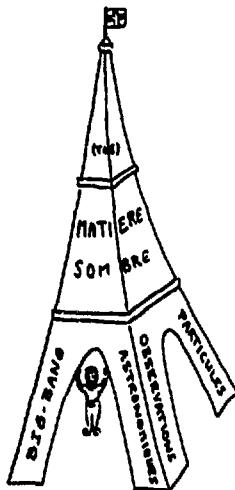
Quand vous avez éliminé l'impossible, ce qui reste, aussi improbable soit-il, doit être la vérité  
(sir Arthur Conan Doyle)



## 1-Introduction

Après tous les articles, revues, conférences, colloques, rencontres et écoles consacrés à la matière sombre, il est difficile d'ajouter quelque chose de neuf et de pertinent du point de vue théorique : la balle est plutôt dans le camp des expérimentateurs. Pourtant un rappel de la question et des réponses fragmentaires et contradictoires que l'on a tenté d'y apporter n'est peut-être pas superflu avant l'exposé des nouvelles en matière de détection expérimentale de matière sombre.

La foi en l'existence de matière sombre repose sur les trois piliers que sont les observations astronomiques sur la dynamique des galaxies, l'incapacité des modèles théoriques à expliquer l'homogénéité du ciel, la nucléosynthèse ou l'existence des galaxies sans postuler l'existence d'une importante composante invisible, et enfin l'existence, dans les modèles de physique des particules, de particules non-observées auxquelles il faut bien faire une place. Aucune de ces raisons, isolément, n'est assez sérieuse pour emporter la conviction d'un incroyant, mais réunies elles se soutiennent mutuellement, comme les piliers d'une Tour Eiffel.



Le quatrième pilier de notre foi en l'existence de matière sombre sera bien sûr sa découverte expérimentale. Les esprits vifs noteront qu'en ce cas les trois premiers piliers n'auront plus grande importance :



La détection de matière sombre (non-lumineuse ou trop faiblement lumineuse) par ses effets gravitationnels remonte à Bessel qui attribua en 1844 les anomalies du mouvement de Sirius à un compagnon obscur, une naine blanche observée 18 ans plus tard, et à Le Verrier et à Adams qui attribuèrent en 1846 les anomalies du mouvement d'Uranus à une planète inconnue (Neptune). En 1932, Oort étudia la distribution de vitesse des étoiles au voisinage du Soleil pour en déduire le potentiel gravitationnel : il conclut que les étoiles elles-mêmes ne contribuaient qu'à la moitié de la densité de matière nécessaire. Parallèlement, Zwicky étudiant la distribution de vitesse des galaxies dans le grand amas de la Chevelure de Bérénice (plus prosaïquement, Coma) concluait en 1933 que les galaxies ne contribuaient guère qu'à 1/10 de la masse de l'amas.

La question est restée un peu oubliée un demi-siècle, puis est brusquement revenue à la surface devant l'accumulation de données qui suggéraient qu'une fraction importante de la masse de l'univers n'était pas lumineuse. On trouve cette matière sombre à l'échelle des galaxies, où son extension est supérieure à celle de la matière lumineuse et se traduit par des vitesses de rotation anormalement élevées de celle-ci, à l'échelle des amas et superamas de galaxies, où sa présence accélère les galaxies, et à l'échelle de l'univers tout entier. Ce regain d'intérêt s'est étendu aux physiciens des particules quand on a réalisé que cette matière sombre pourrait bien être formée d'un type nouveau de particules, et la liste des candidats s'est allongée vertigineusement. Certains présentent l'intérêt majeur de pouvoir être détectés en laboratoire dans un avenir proche, et il en sera longuement question, les autres seront froidement abandonnés à eux-mêmes.

## 2-Données d'observation

La quantité de matière sombre présente dans une certaine zone d'observation (fragment de galaxie, galaxie, amas de galaxies, etc) est généralement donnée à travers le rapport Masse/Luminosité (M/L) de cette région. La question de la matière sombre, du point de vue observationnel, peut se résumer en disant que le rapport M/L augmente régulièrement avec la taille de la région examinée (Kormandy et Knapp, 1987; Trimble, 1987), et cela peut s'interpréter en disant qu'il y a beaucoup de matière sombre, et que celle-ci est répartie de façon plus diffuse que la matière lumineuse.

Les unités de masse et de luminosité sont toujours la masse  $M_\odot$  et la luminosité  $L_\odot$  du Soleil (qui a donc, par définition, un rapport  $M/L=1$ ). Pour une population d'étoiles typique de notre environnement, le rapport M/L est voisin de 1.5 en raison du faible nombre d'étoiles massives (la luminosité d'une étoile croît à peu près comme  $M^{3.6}$ ). La partie lumineuse de notre Galaxie a un rapport  $M/L \approx 5$ , les galaxies des rapports  $M/L \approx 30$  à 50, les amas ont des valeurs de 100 à 200, et l'univers dans son ensemble atteint (peut-être) une valeur voisine de 700 !

Quelques facteurs de conversion sont utiles pour passer d'un système d'unités à un autre :

$$1 M_\odot/\text{pc}^3 = 6.8 \times 10^{-23} \text{ g/cm}^3 = 38 \text{ GeV/cm}^3$$

A grande échelle, il est traditionnel de mesurer la densité de masse  $\rho$  en fraction  $\Omega = \rho/\rho_c$  de la densité critique  $\rho_c = 3H^2/8\pi G$  (correspondant à un univers spatialement plat en l'absence de constante cosmologique). La constante de Hubble  $H$  est mal connue, et l'incertitude sur sa valeur est incorporée dans un paramètre  $h = H/100 \text{ km/s/Mpc}$ . On estime en général que  $0.5 < h < 1$ . La densité critique est donc :

$$\rho_c = 1.9 \times 10^{-29} h^2 \text{ g/cm}^3 = 2.8 \times 10^{-7} h^2 M_\odot/\text{pc}^3 = 1.1 \times 10^4 h^2 \text{ eV/cm}^3$$

La luminosité bolométrique moyenne de l'univers est environ de  $(2.1 \pm 0.3) \times 10^{-10} h L_\odot/\text{pc}^3$ , ce qui inclut étoiles et rayonnement du gaz (Schechter, 1976). Mais, le plus souvent, les luminosités sont mesurées optiquement, dans la bande de rayonnement visible ( $L=L_V$ ) ou dans la bande bleue ( $L=L_B$ ), ce qui peut entraîner des différences de 50% sur les valeurs citées de M/L. L'important est de retenir qu'une valeur donnée de  $\Omega$  correspond à une valeur du rapport  $M/L_V \approx 1500 \Omega h$ .

## 2-1 Dynamique des galaxies

Les galaxies spirales rassemblent environ dix à cent milliards d'étoiles dans un disque d'une dizaine de kpc ( $1\text{pc} = 3 \cdot 10^{18}\text{cm}$ ) de rayon, et de quelques centaines de pc seulement d'épaisseur, renflé au centre (le sphéroïde ou bulbe). La luminosité décroît exponentiellement à partir du centre de la galaxie. En dehors du plan du disque, on trouve aussi des étoiles, en général plus vieilles que celles du disque, isolées ou regroupées en amas globulaires d'un million d'étoiles (à ne pas confondre avec les amas de galaxies). Ces galaxies contiennent aussi beaucoup de gaz, et le passage d'une onde de densité dans ce gaz provoque la naissance d'étoiles formant alors des bras spiraux très visibles (une population d'étoiles est plus brillante quand elle est jeune, car les étoiles massives, les plus lumineuses, ont une vie brève). Notre Galaxie, la Voie Lactée, est une galaxie spirale banale, dans laquelle un composant obscur semble contribuer pour 90% à la masse (Bahcall, 1986).

### *Densité du disque de la Voie Lactée*

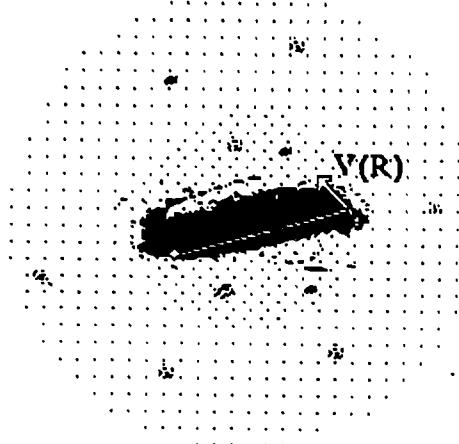
L'orbite de la plupart des étoiles du disque peut approximativement se décomposer en un mouvement de rotation dans le plan du disque et une oscillation perpendiculaire à ce plan (Binney et Tremaine, 1987). Cette dernière est sensible à la densité locale, et la méthode de Oort est précisément d'analyser ces oscillations perpendiculaires pour en déduire le potentiel gravitationnel, et le comparer à la distribution observée des étoiles et du gaz (hydrogène et hélium interstellaires). Au voisinage du Soleil, différentes études s'accordent pour donner une densité dynamique totale comprise entre  $0.14 \text{ M}_\odot/\text{pc}^3$  et  $0.23 \text{ M}_\odot/\text{pc}^3$  selon le type d'étoile choisi dans l'étude (Bahcall, 1984; Bahcall, 1987). La densité moyenne sous forme d'étoiles visibles ne dépassant pas  $0.044 \text{ M}_\odot/\text{pc}^3$  et le gaz ne représentant que  $0.042 \text{ M}_\odot/\text{pc}^3$ , la densité totale est nettement supérieure la densité de matière visible. Le rapport M/L est voisin de 5 au voisinage du Soleil (c'est la limite de Oort).

Néanmoins, même si la moitié de la matière du disque est sombre, il peut tout simplement s'agir d'étoiles ou de planètes trop peu lumineuses pour être visibles. Les modèles standards de formation et d'évolution d'étoiles ne conduisent qu'à  $0.028 \text{ M}_\odot/\text{pc}^3$  sous forme de restes stellaires (essentiellement des naines blanches), mais ce nombre est très incertain (voir la Section 4-1). Il est de plus très possible que la luminosité intrinsèque des étoiles ait été surestimée : celle-ci est fournie par la théorie de l'évolution stellaire, et dépend en particulier de la composition chimique initiale de l'étoile, qui est mal connue. À luminosité apparente donnée, une surestimation de la luminosité intrinsèque conduit à une surestimation des distances des étoiles, et donc à une surestimation de la quantité de matière

nécessaire pour donner aux étoiles les vitesses mesurées (Kormandy et Knapp, 1987; Robin et al., 1988). Aussi cette matière sombre du disque ne constitue-t-elle pas vraiment un problème, et il n'en sera plus question par la suite.

#### *Le halo des galaxies spirales*

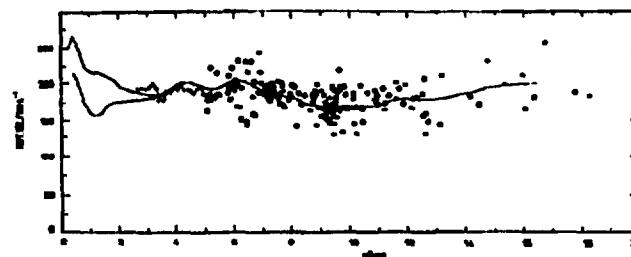
Le disque d'une galaxie spirale est en rotation dans son plan, ce qui assure son équilibre contre la force de gravitation. On mesure la vitesse de rotation des étoiles et des bulles d'hydrogène ionisé (HII) entourant certaines étoiles très chaudes et très lumineuses par décalage Doppler des raies d'émission. Cela ne permet guère d'aller plus loin que le bord du disque lumineux à une dizaine de kpc du centre, mais l'étude radio des nuages de gaz neutre (en particulier la raie de l'hydrogène atomique à 21 cm) permet de pousser jusqu'à une vingtaine de kpc.



La mesure de la vitesse de rotation  $V(R)$  à une distance  $R$  au centre de la galaxie permet en principe de calculer la masse  $M(R)$  présente à l'intérieur du rayon  $R$ . On peut alors la comparer à la masse des étoiles, du gaz et des poussières. Si la lumière était un bon indicateur de la masse, l'essentiel de celle-ci se trouverait près du centre, et la vitesse de rotation augmenterait d'abord puis décroîtrait rapidement avec la distance au centre de la galaxie selon les lois de Kepler.

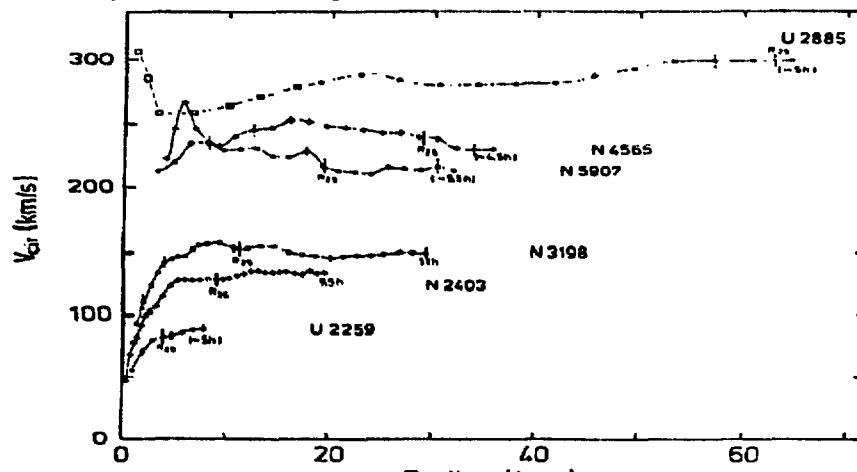
Les observations sont très différentes : la vitesse de rotation  $V(R)$  augmente bien près du centre, mais ne décroît pas, aussi loin qu'on a pu la mesurer, ce qui indique la présence d'une quantité importante de matière dans des régions de très faible luminosité (Bahcall et Casertano, 1985; Rubin et al., 1985; Sancisi et van Albada, 1987, Athanassoula et Bosma, 1988).

Le rapport  $M/L$  augmente donc du centre vers l'extérieur du disque : dans notre Galaxie, il est environ de 5 au voisinage du Soleil (8,5 kpc) et atteint environ 30 à 50 kpc du centre.



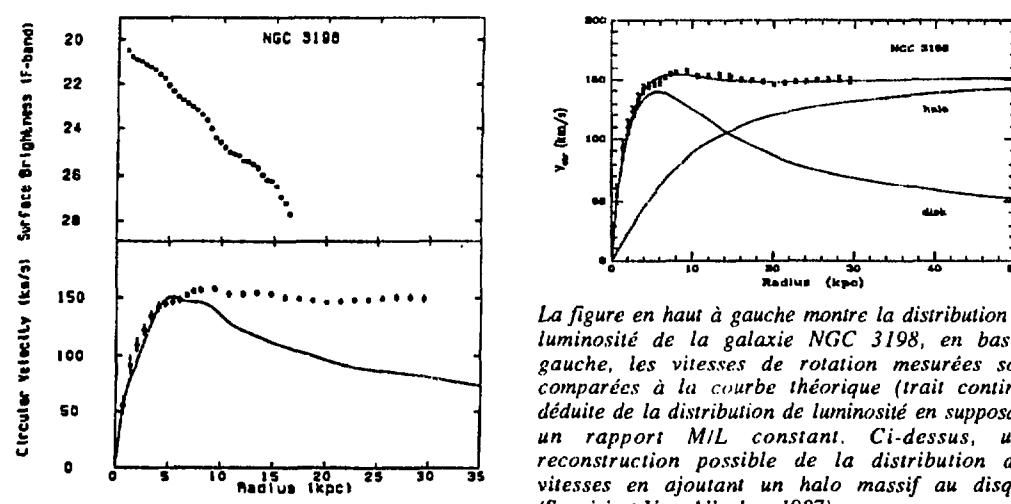
*Courbe de rotation de notre galaxie (Rohlf et al., 1986)*

Cette observation s'applique à la quasi-totalité<sup>1</sup> des galaxies spirales étudiées. Il est d'ailleurs plus facile de mesurer les courbes de rotation d'autres galaxies que la nôtre, car on les voit de l'extérieur, globalement. Plus la galaxie est lumineuse (donc en principe massive), et plus la vitesse de rotation est grande, mais la *forme* des courbes est remarquablement semblable (Burstein et Rubin, 1987). Le petit pic près du centre dans certaines galaxies traduit simplement la présence d'un bulbe important :



(Sancisi et Van Albada , 1987)

Pour fixer les idées, considérons une galaxie, NGC 3198, dont la distribution de luminosité est bien connue. En supposant constant le rapport M/L, on peut calculer la courbe de rotation attendue, et la comparer à la courbe de rotation observée :



La figure en haut à gauche montre la distribution de luminosité de la galaxie NGC 3198, en bas à gauche, les vitesses de rotation mesurées sont comparées à la courbe théorique (trait continu) déduite de la distribution de luminosité en supposant un rapport M/L constant. Ci-dessus, une reconstruction possible de la distribution des vitesses en ajoutant un halo massif au disque (Sancisi et Van Albada , 1987).

<sup>1</sup> Les rares exceptions concernent des galaxies avec un bulbe très important (impliquant une grande vitesse de rotation près du centre) ou des galaxies avec des compagnons qui perturbent le potentiel.

Il y a bien sûr plusieurs sources d'erreurs possibles : dans notre Galaxie, vitesses et distances sont mesurées par rapport au Soleil, et il faut les calculer par rapport au centre de la Galaxie. Or la distance du Soleil au centre et sa vitesse ne sont connues qu'à 15% près et interviennent au carré dans ces estimations. La dispersion des vitesses, celle-là même qui permet d'estimer la densité du disque, n'est pas négligeable (10 à 15% de la vitesse de rotation). Les vitesses calculées sont un peu différentes pour les étoiles et pour les nuages de gaz, et cette différence est attribuée à des mouvements non-circulaires des nuages. Il n'y a néanmoins aucun doute qu'il existe une importante composante sombre dans la Galaxie. Dans les autres galaxies spirales, les courbes sont plus précises que pour notre galaxie, car nous les voyons de l'extérieur, mais l'échelle est plus incertaine car la distance de ces galaxies est souvent mal connue du fait de l'incertitude  $h$  sur la valeur de la constante de Hubble. Les rapports M/L des galaxies et des amas sont alors affligés de ce facteur  $h$ . La conclusion est également la présence d'un halo grossièrement sphérique de matière sombre (Rubin, 1987). Le rapport M/L augmente d'une valeur de l'ordre de  $3h$  dans la région lumineuse (sur une distance de l'ordre d'une dizaine de kpc) jusqu'à des valeurs de l'ordre de  $50h$  vers  $50h^{-1}$  kpc.

*Quelle est la forme du halo ?*

Les vitesses de rotation mesurées sont celles d'objets, étoiles ou nuages d'hydrogène, qui se trouvent dans le plan du disque, mais il existe plusieurs raisons de penser que la matière sombre n'est pas concentrée dans le disque, mais est distribuée de façon sphérique :

- ◆ d'abord, la densité de matière sombre dans le disque serait sinon très supérieure à la limite de Oort, qui est déjà remise en cause.
- ◆ ensuite, on peut mesurer les vitesses d'objets en dehors du plan galactique, jusqu'à une centaine de kpc : étoiles isolées, amas globulaires et galaxies satellites (Nuages de Magellan) peuvent ainsi servir à explorer le potentiel gravitationnel à grande distance.
- ◆ les simulations numériques indiquent qu'un halo sphérique stabilise le disque : en particulier le disque n'est pas plat, mais légèrement gauchi, et ce gauchissement aurait depuis longtemps conduit à un épaissement du disque si celui-ci n'était pas immersé dans une distribution sphérique de matière. Similairement, des instabilités en barres auraient dû apparaître et disloquer le disque, si un halo sphérique ne l'avait pas stabilisé.
- ◆ la distribution de lumière et la forme des courbes de rotation ne sont bien reproduites que par des modèles associant un halo sphérique diffus au noyau, au sphéroïde et au disque.
- ◆ enfin, certaines galaxies (*polar ring galaxies*) présentent des anneaux (formés de gaz, de poussières et d'étoiles) perpendiculaires au plan du disque. Leur formation et leur

stabilité nécessitent une distribution de masse sphérique. De plus, les vitesses de rotation sont les mêmes dans l'anneau et dans le disque à la même distance du centre, ce qui renforce l'idée que le potentiel est essentiellement dû à un halo sphérique (Whitmore et al., 1987).

Il existe néanmoins des galaxies spirales pour lesquelles la courbe de rotation ne requiert pas la présence d'un halo (sans l'exclure!), et qui d'ailleurs possèdent des barres. Notons enfin que certains cas de lentilles gravitationnelles, dans lesquels un quasar lointain est dédoublé par un objet invisible, pourraient s'expliquer par la présence de galaxies ayant un rapport M/L de l'ordre de 30 à 100 (la galaxie étant trop peu lumineuse pour être visible).

#### *Quelle est la composition du halo sombre ?*

Le modèle standard de formation de la Galaxie suppose que le nuage de gaz qui lui a donné naissance s'est condensé et refroidi en rayonnant vers l'extérieur son excès d'énergie cinétique pour former le disque. Pour que le halo soit resté sphérique, il ne faut pas qu'il ait pu dissiper son énergie par rayonnement : il faut donc qu'il soit formé d'objets qui par nature ne rayonnent pas (ce pourquoi il est sombre!) comme certains types de particules élémentaires, ou qui se sont condensés très vite (Ashman et Carr, 1988) et ne rayonnent plus depuis longtemps comme des trous noirs ou des planètes. Nous reviendrons longuement sur ces possibilités dans la Section 4 .

#### *Caractéristiques du halo de notre Galaxie*

Quelque soit leur nature, les objets formant le halo n'ont aucune raison a priori de se déplacer de préférence suivant des orbites circulaires ou radiales. On part généralement de l'hypothèse simplificatrice que le halo est isotherme, ce qui correspond à un système en équilibre statistique avec équpartition de l'énergie. Il n'y a pas d'argument théorique très puissant pour justifier cette hypothèse, mais elle reproduit bien les courbes de rotation. En ce cas, la distribution de vitesses est spatialement isotrope, et suit une distribution de Maxwell-Boltzmann :

$$n(V) \propto \exp \{-3V^2/2V_{\text{halo}}^2\}$$

La vitesse moyenne  $V_{\text{halo}}$  est très incertaine.  $V_{\text{halo}}=300$  km/s est généralement adopté (correspondant à une vitesse circulaire de 250 km/s), mais ce chiffre peut aisément varier de 15% à 20%. Le halo dans son ensemble possède de plus une vitesse de rotation, voisine de 20 km/s. Comme elle est très inférieure à la dispersion des vitesses dans le halo et à la vitesse de rotation du disque, on la néglige souvent. Si le halo n'est pas réellement isotherme, cela n'a pas de conséquences majeures sur les effets astrophysiques du halo (compte-tenu des autres sources d'incertitudes), mais par contre cela peut modifier

sensiblement les taux de détection dans les expériences terrestres où le flux attendu joue un rôle crucial.

La densité du halo est donnée par une équation d'équilibre hydrostatique, qui n'est malheureusement pas soluble analytiquement, mais dont :

$$\rho_{\text{halo}}(R) \approx \frac{\rho_{\text{halo}}(0)}{1+R^2/a^2}$$

est une solution approchée. L'échelle  $a$  est mal connue : selon les auteurs, elle varie de 2 kpc (Bahcall, 1984) à 8 kpc (Caldwell et Ostriker, 1981). La vitesse de rotation due à ce halo est alors :

$$V^2(R) = 4\pi G \rho_{\text{halo}}(0) a^2 \quad \text{pour } R \gg a$$

Le Soleil se trouve sur le bord du disque lumineux de notre galaxie, à une distance de 8.5 kpc du centre, et sa vitesse de rotation est de 220 km/s. Elle n'est bien sûr pas entièrement due au halo, mais si on néglige les contributions du disque et du sphéroïde, cela donne pour le halo au voisinage du Soleil une densité :

$$\begin{aligned} \rho_{\text{halo}}(R_0) &\approx \frac{V^2(R_0)}{4\pi G(R_0^2+a^2)} \\ &\approx (5-8) \times 10^{-25} \text{ g/cm}^3 \approx (0.007-0.012) M_\odot/\text{pc}^3 \approx (0.3-0.5) \text{ GeV/cm}^3 \end{aligned}$$

On peut raffiner ces estimations grossières en tenant compte de l'interaction gravitationnelle entre le halo et le disque, et des effets d'entraînement de la matière sombre par la matière baryonique lors de la formation de la galaxie. On modélise l'évolution d'une protogalaxie sphérique mêlant 1/10 de matière dissipative (qui deviendra lumineuse) et 9/10 de matière non-dissipative qui reste sombre, jusqu'à l'état actuel (disque lumineux et halo sombre). Cela permet également d'expliquer l'apparente conspiration entre les paramètres dynamiques du disque et du halo qui conduit à un plateau de hauteur voisine du pic du disque. Ces calculs plus raffinés (Blumenthal et al., 1986; Freeman, 1987; Ipser et Sikivie, 1987; Flores, 1988) confirment effectivement que la densité moyenne du halo est environ de 0.01  $M_\odot/\text{pc}^3$  près du Soleil, mais une incertitude d'un facteur 2 est loin d'être exclue (Spergel et Richstone, 1988), avec les conséquences que cela induit sur les possibilités de détection directe ou indirecte de la matière sombre de ce halo. La densité du halo est bien plus faible localement que la densité du disque ( $\approx 0.1 M_\odot/\text{pc}^3$ ), mais le disque a une faible épaisseur (quelques centaines de pc) alors que le halo s'étend sur des dizaines de kpc.

Comment estimer l'extension du halo, et donc la masse totale de la Galaxie ? La mesure des vitesses de rotation ne renseigne que sur la distribution de matière *intérieure* aux points où est faite la mesure. Les objets lumineux du halo (étoiles isolées, amas globulaires et galaxies satellites) permettent de sonder le potentiel jusqu'à 50 kpc environ (les Nuages

de Magellan). Les résultats ne sont pas très précis car la masse estimée est plus grande si les trajectoires sont circulaires plutôt que radiales, d'où une incertitude d'un facteur 2 ou 3. Une technique complémentaire consiste à calculer la masse nécessaire pour que les étoiles les plus rapides soient gravitationnellement liées à notre Galaxie<sup>1</sup>. La présence d'étoiles ayant des vitesses de l'ordre de 500 km/s implique une masse totale supérieure à  $5 \times 10^{11} M_{\odot}$  et une extension de 40 kpc au moins. En résumé, la masse totale contenue dans le halo à l'intérieur du rayon solaire est du même ordre de grandeur que celle du disque,  $10^{11} M_{\odot}$ , d'où un rapport  $M/L \approx 5$ , et peut s'élever jusqu'à dix fois celle du disque sur l'ensemble de la Galaxie ( $M/L \approx 30$  à 50).

#### *Galaxies elliptiques*

La plupart des galaxies elliptiques sont beaucoup plus massives que les galaxies spirales et contiennent très peu de gaz. Elles ne sont généralement pas en rotation et leur équilibre est dû à la pression (i.e. à la dispersion des vitesses des étoiles). Il est difficile de savoir si les étoiles dont on mesure la vitesse suivent des orbites plutôt radiales (conduisant à une petite valeur de  $M/L$ ), ou plutôt circulaires (conduisant à une grande valeur de  $M/L$ ) : on peut seulement dire que dans la plupart des galaxies elliptiques  $M/L$  est entre 7 et 20 dans la partie lumineuse de la galaxie. Néanmoins, une grande galaxie elliptique se trouve souvent au centre des amas, entourée de gaz chaud. L'examen du rayonnement X de ce gaz, qui a, lui, une distribution de vitesse isotrope, permet de reconstituer le potentiel de gravitation, et suggère fortement la présence de matière sombre dans des proportions voisines de celle des spirales (Blumenthal et al., 1986; Faber, 1987). Le gaz se refroidit plus vite au centre, et n'est donc pas isotherme, mais la cartographie en rayons X n'est pas assez précise pour fournir un gradient de température, ce qui conduit à une incertitude sur la masse. Les meilleures données concernent la galaxie elliptique géante M87, au centre de l'amas de Virgo (à 20 Mpc environ), et indiquent une augmentation linéaire de la masse  $M(R)$  dans un rayon  $R$  au moins jusqu'à  $R=300$  kpc : la masse<sup>2</sup> dépasserait  $3 \times 10^{13} M_{\odot}$  et le rapport  $M/L$  700 !

Certaines galaxies elliptiques possèdent des sortes de "coquilles" dans leurs régions externes. Ces accumulations d'étoiles sont dues aux étoiles capturées par la galaxie lors d'une rencontre avec une autre : elles oscillent dans le potentiel de la galaxie, et passent beaucoup de temps à l'apogée de leur trajectoires où la vitesse est faible. La distribution de ces coquilles informe sur le potentiel gravitationnel, et suggère l'existence d'un halo de matière sombre, sans que ce soit pour autant indispensable (Dupraz et Combes, 1988).

<sup>1</sup> Cette méthode n'est pas sans piège, car certaines étoiles rapides peuvent avoir été récemment éjectées de binaires à la suite de collisions, et ne pas être liées gravitationnellement. Néanmoins il est douteux que ce soit le cas de *toutes* les étoiles rapides...

<sup>2</sup> Précisons que le gaz lui-même ne contribue qu'à 3% de cette masse.

Par ailleurs, certaines galaxies elliptiques (telle NGC 720) possèdent de petites galaxies satellites, et il semble bien que la masse contenue à l'intérieur de l'orbite de ces satellites soit de 20 à 80 fois plus grande que la masse contenue dans la région lumineuse de la galaxie elliptique centrale (Trimble, 1987). Ceci nous amène à la question des amas de galaxies.

## 2-2 Dynamique des amas de galaxies

Les galaxies se regroupent le plus souvent en amas, réunissant de quelques galaxies sur moins de 1 Mpc à des millions de galaxies sur une centaine de Mpc (superamas). La question se pose de savoir si ces amas sont des rencontres fortuites ou si leurs membres sont en équilibre gravitationnel. Dans ce cas, la mesure de la vitesse et de la distance entre les membres de l'amas permet d'inférer le potentiel de gravitation, et donc la distribution de masse, selon la méthode utilisée par Zwicky dès 1933. Encore une fois, le résultat est sensible aux échelles de distance adoptées (en particulier la valeur choisie pour la constante de Hubble  $H=100h$  km/s/Mpc), et aux corrections à apporter aux vitesses (évidemment mesurées selon la ligne de visée à partir de la Terre). Par ailleurs, l'espace n'est pas vide entre les galaxies : l'observation en rayons X montre la présence de gaz chaud diffus, en quantité égale à la masse lumineuse.

### *Techniques*

Un système de particules (ici des galaxies) en interaction gravitationnelle mutuelle possède une énergie potentielle  $U$  et une énergie cinétique  $T$  :

$$U = - \sum_{i < j} \frac{Gm_i m_j}{|r_i - r_j|} \quad T = \frac{1}{2} \sum_i m_i v_i^2$$

Si le système est lié si  $T+U<0$ . L'énergie cinétique  $T$  étant linéaire et l'énergie potentielle  $U$  quadratique dans les masses des galaxies, cette inégalité apporte une contrainte sur les masses en moyennant sur le temps et sur les vitesses perpendiculaires à la ligne de visée (inobservables) et les distances parallèles à la ligne de visée. L'étude de la dynamique des amas de galaxies (Binney et Tremaine, 1987) repose surtout sur le théorème du viriel :

$$2T+U=0$$

Ce théorème suppose que le système considéré est un système en équilibre, ce qui n'est pas nécessairement vrai pour les amas considérés qui peuvent fort bien être des configurations transitoires de galaxies. L'évolution d'un amas est d'abord caractérisée par une phase brève de relaxation violente, hors d'équilibre, suivie d'une période assez longue au cours de laquelle les galaxies échangent de l'énergie et s'isothermalisent, et enfin l'ensemble de

L'amas évolue lentement, le centre se contracte tandis que le halo se dilate. Un très gros amas peut fort bien posséder des sous-structures qui ont atteint la phase d'équilibre, mais être lui-même hors d'équilibre dans son ensemble, comme Coma par exemple (Mazure et al., 1988).

Dans certains cas, on suppose qu'un équilibre hydrostatique est atteint séparément pour la matière lumineuse et pour la matière sombre, qui n'interagissent que gravitationnellement, dans un potentiel commun. La distribution de la matière lumineuse permet alors de calculer celle de la matière sombre. On observe alors une augmentation régulière du rapport M/L du centre vers la périphérie de l'amas.

#### *Paires de galaxies et petits amas*

Le fait que notre Galaxie se rapproche de celle d'Andromède dans un univers en expansion peut être utilisé pour estimer entre  $3$  et  $6 \times 10^{12} M_\odot$  la masse de l'ensemble des deux galaxies, soit un rapport  $M/L \approx 100$  au moins (Ostriker, 1987). Une telle masse implique d'ailleurs que le halo de notre Galaxie s'étende au moins jusqu'à  $100$  kpc.

L'utilisation des galaxies binaires donne en général des valeurs de M/L de l'ordre de  $50h$  à  $100h$ , pour des séparations de  $100h^{-1}$  kpc, si les orbites sont supposées circulaires, mais beaucoup plus faibles si on suppose les orbites presque radiales (Ostriker, 1987). Il est de plus difficile de savoir si deux galaxies forment une paire ou non, et les critères de sélection de l'échantillon conduisent à des biais importants dans les résultats (Binney et Tremaine, 1987). Il semble néanmoins que l'on ne puisse reproduire les observations que si les galaxies ont un halo étendu et une distribution isotrope des vitesses.

Dans les petits amas, si on suppose que toutes les galaxies ont le même rapport M/L, on peut le calculer à partir du théorème du viriel, et des observations de luminosité  $L_i$  et de distances  $R_i$  par :

$$m_i = (M/L)L_i \Rightarrow M/L = \frac{3\pi}{2G} \frac{\sum L_i v_i^2}{\sum L_i L_j |R_i - R_j|^{-1}}$$

Comme  $L_i \propto h^{-2}$  et  $R_i \propto h^{-1}$ ,  $M/L \propto h$ . Il existe différentes variantes de cet estimateur (Binney et Tremaine, 1987). Appliqué à 92 petits amas, il donne un  $M/L \approx 260h$ , avec une très grande dispersion des résultats, allant au-delà de  $600h$  (Huchra et Geller, 1982). Les problèmes sont liés à l'établissement d'un catalogue objectif d'amas (quelques galaxies extérieures ajoutées à un amas augmentent considérablement le rapport M/L). L'estimateur est également faussé s'il y a beaucoup de matière sombre, et surtout si sa répartition est différente de la matière lumineuse. Une valeur élevée du rapport M/L obtenue par cette méthode indique bien la présence de matière sombre en quantité importante, mais la valeur numérique n'est pas très fiable.

### *Grands amas*

On a pu y mesurer des centaines de vitesses, et la loi des grands nombres assure aux moyennes plus de signification que dans le cas des petits amas. Il semble que la masse nécessaire à lier ces grands amas soit en général nettement supérieure à celle qui a été attribuée individuellement aux galaxies, même en tenant compte de la matière sombre déduite des courbes de rotation. Le théorème du viriel conduit à des rapports M/L de l'ordre de  $200h$  à  $400h$  pour les grands amas (Coma, Perseus, Virgo) sur des distances de l'ordre de 1 Mpc à 10 Mpc (Knapp et Kormandy, 1987; Trinble, 1987). Des valeurs très supérieures sont parfois mentionnées, mais il faut être sûr de parler de la même chose, par exemple de la même luminosité ( $L_B$  ou  $L_V$  ou  $L_{bolométrique}$ ) ou de la même valeur utilisée pour  $h$ . Si les amas sont liés, mais non en équilibre, il faut diviser ces nombres par un facteur 2. Il y a bien entendu de grandes incertitudes liées à la forme des trajectoires (radiales, isotropes ou circulaires), ainsi qu'à la répartition de la matière sombre (concentrée près du centre de l'amas, ou plus uniforme), et surtout à la présence de sous-structures comme il semble y en avoir dans Coma.

L'émission de rayons X par le gaz chaud intergalactique permet de sonder le potentiel gravitationnel de l'amas, tout comme dans les galaxies elliptiques, mais on n'a pas encore de profil de température. Dans l'hypothèse où le gaz est en équilibre hydrostatique isotherme, on obtient  $M/L=200h$ .

Enfin, des effets de lentille gravitationnelle pourraient expliquer les grands arcs lumineux observés dans certains amas (tel Abell 370) : le centre de l'amas pourrait focaliser la lumière d'une galaxie plus éloignée (Soucail et al., 1987; Mellier, 1988). Pour cela un rapport M/L de l'ordre de 130 est requis (le théorème du viriel appliqué à ce cas ne donne que 60).

Nous avions obtenu pour les galaxies des valeurs de M/L typiquement de l'ordre de  $50h$  sur une extension de 50 à 100 kpc, et nous avons maintenant pour les amas des valeurs de l'ordre de  $200$  à  $400h$ . La conclusion semble inévitable : une part importante de la matière sombre des amas appartient à l'amas dans son ensemble, et non aux galaxies individuelles dont les halos se superposent à une distribution plus diffuse de matière sombre.

### *Superamas*

Les superamas s'organisent souvent autour d'une galaxie elliptique géante près du centre (comme M87 dans Virgo), qui est probablement une galaxie cannibale qui s'accroît en absorbant ses voisines. Les nombreuses études du superamas de la Vierge (Virgo) dont nous faisons partie indiquent des valeurs de  $M/L \approx 300h \pm 200h$  sur des échelles de l'ordre de 50 Mpc. Ce résultat est obtenu à partir de la façon dont les vitesses des galaxies

dévie de la loi de Hubble  $V=H \times D$  en raison de la concentration de masse dans l'amas (ce que l'on appelle parfois la "chute virgocentrique") : notre vitesse de récession est plus faible que  $H \times D_{\text{Virgo}}$  ( $H$  étant évidemment mesuré sur des distances beaucoup plus grandes que les 20 Mpc de Virgo), et l'écart mesure l'excédent de masse associé à Virgo<sup>1</sup>. D'autres superamas conduisent à des valeurs voisines. On peut également utiliser la fonction de corrélation des amas pour en déduire la densité moyenne. Ce "théorème du virgo cosmique" donne à peu près la même valeur  $M/L \approx 200h$  (Peebles, 1984).

A une échelle encore plus grande, il semble que les superamas soit reliés par des "ponts", des "filaments", s'étendant sur des centaines de Mpc, entre lesquels on observe de grands espaces pratiquement vides de galaxies (comme celui du Bouvier (Bootes) qui a un diamètre d'environ  $60h^{-1}$  Mpc). La topologie ressemble à celle d'une éponge, les vides et les pleins étant séparément connexes (Gott, 1986; Thuau, 1988). Par ailleurs, des mouvements cohérents semblent se faire avec des vitesses de l'ordre de 600 km/s sur des échelles de 100 Mpc ou plus (attribués à un "Grand Attracteur"). La situation dynamique de ces structures est plutôt confuse, mais indique l'existence de zones particulièrement denses, et de grande taille. Les simulations numériques indiquent que l'existence de cordes cosmiques, ou de matière sombre comme des neutrinos lourds, conduit à cette structure en éponge.

### 2-3 A l'échelle de l'univers

La présence de masse dans l'univers entraîne un ralentissement de l'expansion. En principe, la densité moyenne de l'univers est mesurable à partir de ce ralentissement, qui se traduit par un écart à la loi de Hubble ( $V_{\text{galaxie}} = H \times \text{Distance}$ ) : les objets lointains sont vus tels qu'ils étaient il y a longtemps, à une époque où l'expansion était plus rapide et la valeur de la constante de Hubble plus élevée. Il va sans dire que c'est une mesure extrêmement délicate, entachée de nombreuses sources d'erreurs. La méthode consiste essentiellement à compter le nombre de galaxies en fonction de leur luminosité apparente. En se limitant à des types de galaxies de luminosité intrinsèque identique (croit-on), cela fournit leur distance, leur décalage vers le rouge fournit leur vitesse, et on peut en déduire la "constante" de Hubble à des distances de plus en plus grandes. Mais les galaxies les plus lointaines sont vues plus jeunes que les galaxies proches, et les effets d'évolution jouent un rôle crucial.

Il est donc préférable que le comptage ne soit pas sensible aux effets d'évolution, d'où l'idée de compter le nombre de galaxies par unité de décalage vers le rouge (Loh et Spillar, 1986) plutôt que par unité de luminosité. Cette technique a l'avantage d'être très

---

<sup>1</sup> La situation est compliquée du fait que l'amas de Virgo n'est pas sphérique, que le centre a une structure complexe, que distances et vitesses sont mal connues, et enfin que le Groupe Local (Andromède et notre Galaxie) peut avoir une vitesse propre non négligeable.

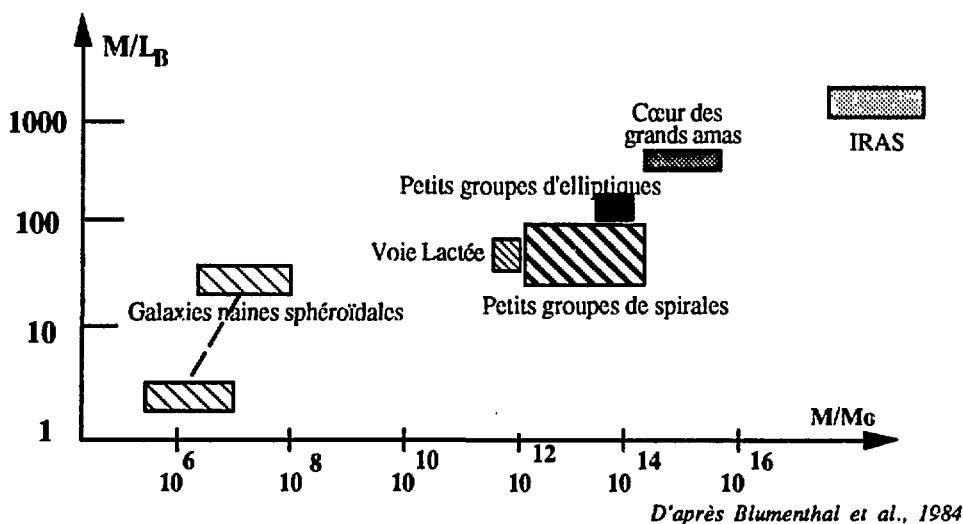
sensible aux variations de volume dus au ralentissement de l'expansion, mais en plus de ne rien supposer sur la masse ou la luminosité des galaxies, qui ne servent que de marqueurs pour le volume<sup>1</sup>. Loh et Spillar obtiennent ainsi  $\Omega=0.9^{+0.7}_{-0.5}$ .

Plus récemment, le satellite IRAS a obtenu en infra-rouge des mesures de vitesse de galaxies jusqu'à des distances de l'ordre de 100 Mpc, qui impliquent par le théorème du viriel une masse correspondant à  $\Omega=0.85\pm0.15$  (Yahil et al., 1988). Ce résultat est peut-être sujet à un biais d'observation dans le choix de l'échantillon : les galaxies IRAS ont une distribution différente des galaxies lumineuses, et on peut se demander si ce sont de bons traceurs de la masse. Une autre approche (Meiksin et Davis, 1986) note que l'asymétrie dipolaire de la répartition des galaxies IRAS correspond à l'asymétrie du rayonnement à 3K pour une densité  $\Omega\approx0.5$  "seulement".

Fowler estime à  $11.0\pm1.6$  milliards d'années l'âge de l'univers en utilisant les abondances actuelles et les taux de désintégration de l'uranium et du thorium, et estime la constante de Hubble  $h = 0.595\pm0.05$  en utilisant les supernovas de type Ia (explosion d'une naine blanche) comme chandelles standards pour mesurer les distances des galaxies lointaines : ces deux nombres ensemble impliquent  $\Omega \approx 1$ .

#### Rapport $M/L$ en fonction de $M$

Pour résumer tout ce que nous venons de dire, traçons le diagramme de l'évolution du rapport  $M/L$  en fonction de l'échelle à laquelle il a été mesuré. La tendance générale est une augmentation de  $M/L$  avec l'échelle (malgré une grande dispersion des résultats due à la difficulté de ces mesures).



<sup>1</sup> Mais le nombre de galaxies par unité de volume varie certainement au cours du temps car des galaxies naissent, d'autres fusionnent.

Pourtant, il y a un biais d'observation : les amas et superamas sont dominés par des galaxies elliptiques où la population d'étoiles est plus vieille (et donc moins lumineuse) que dans les galaxies spirales. Si on tient corrigé ce biais, on trouve en fait que le rapport  $M_{\text{total}}/M_{\text{lumineuse}}$  reste à peu près constant, et voisin de 20 (Blumenthal et al., 1984).

#### 2-4 Alternatives

La loi de la gravitation n'a été réellement testée que sur des distances inférieures ou de l'ordre du parsec (système solaire, cœur des amas globulaires). Une alternative à l'existence de matière sombre diffuse est une modification de la loi de la gravitation sur des distances de la taille des galaxies et des amas : si la constante de Newton augmentait avec la distance, l'effet serait qualitativement le même que la présence de matière sombre (Milgrom et Bekenstein, 1987). Néanmoins les modèles de ce genre qui ambitionnent d'être des théories de la gravitation (et non une modification ad-hoc) se heurtent à de graves difficultés dans leur description du big-bang (Hansel et Jolicœur, 1987).

Une constante cosmologique  $\Lambda$  non-nulle (équivalente à une densité d'énergie du vide  $\rho_v$  non-nulle) jouerait le même rôle qu'une densité de matière sombre, du point de vue des effets gravitationnels à grande échelle, et est naturellement beaucoup plus diffuse que la matière ordinaire. Reste à expliquer pourquoi une constante cosmologique aurait précisément *aujourd'hui* une valeur telle qu'elle imiterait les effets d'une densité critique, car la valeur de la densité critique varie au cours du temps alors que la constante cosmologique ...est constante. Par ailleurs, cette constante cosmologique devrait avoir une valeur excessivement faible pour un modèle de physique des particules ( $\rho_v$  est certainement inférieure à  $\rho_c$  qui vaut  $[3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}]^4 h^2$ , en unités de physicien des particules).

Il existe par ailleurs, à chacune des échelles où de la matière sombre est invoquée, une alternative économisant cette hypothèse. Il n'y a aucune masse "manquante" dans le cas du disque galactique si le modèle d'évolution stellaire surestime la luminosité des étoiles. Dans le cas des galaxies spirales, le gaz à grande distance peut ne pas être en orbite circulaire (ce serait en particulier le cas s'il a été récemment capturé par la galaxie). De même, les amas de galaxies n'ont peut-être pas atteint leur équilibre (relaxation), et la distribution des vitesses n'a sans doute pas l'isotropie qu'on lui suppose (surtout s'il existe des sous-structures). Certaines de ces alternatives ne font d'ailleurs que déplacer le problème vers une autre échelle : les galaxies d'un petit amas inclus dans un gros peuvent effectivement ne pas être en équilibre à cause de toute la masse extérieure, mais il faut alors une importante masse à l'extérieur (cas du "Grand Attracteur").

### 3-Indices théoriques

Les indices théoriques quant à l'existence d'une importante composante sombre dans l'univers sont de deux types :

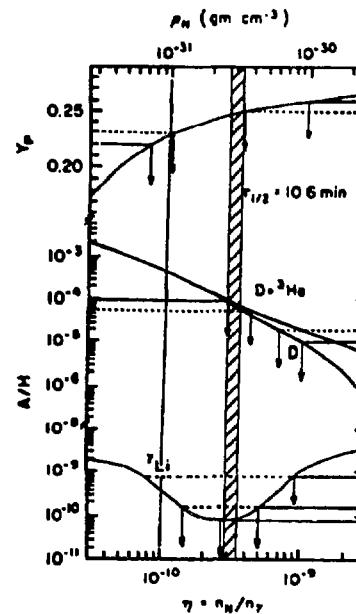
- ◆ d'une part le succès du modèle standard du big-bang à prévoir correctement les proportions actuelles d'hydrogène, d'hélium et des autres éléments légers nécessite une densité baryonique plus élevée que celle qui se trouve sous forme d'étoiles et de gaz. Une part non-négligeable des baryons n'est donc pas lumineuse.
- ◆ d'autre part le scénario de l'inflation implique une densité très importante de matière (égale à la densité critique), ce que les modèles de formation des galaxies semblent aussi requérir, mais sous une forme non-baryonique.

#### 3-1 Nucléosynthèse primordiale

Le modèle standard du big-bang rend très bien compte de la proportion relative des éléments légers (hydrogène, hélium, lithium) dans l'univers. Mais la quantité de certains isotopes, deutérium et lithium 7 en particulier, dépend de façon cruciale de la densité de nucléons et de la densité de l'univers à l'époque de leur synthèse (ce fait est d'ailleurs utilisé pour limiter à 3 au maximum le nombre de neutrinos légers).

Il y a bien sûr des incertitudes (combien de deutérium y a-t-il aujourd'hui dans l'univers, combien a été détruit dans les étoiles, quel est le taux de certaines réactions nucléaires...), mais les divers auteurs (Yang et al., 1984; Audouze, 1987; Deliyannis et al., 1989) s'accordent pour affirmer que la nucléosynthèse primordiale implique une densité baryonique  $\Omega_b$  aujourd'hui comprise entre  $0.005h^{-2}$  et  $0.025h^{-2}$ . Cette fourchette correspond à des valeurs du rapport M/L comprises entre  $8h^{-1}$  et  $40h^{-1}$ . Cela est compatible à ce qui est observé pour les halos de galaxies ( $M/L \approx 300h \pm 200h$ ) pour des valeurs  $h \approx 0.5$ .

En ce cas, les halos peuvent être entièrement formés de baryons, mais la borne inférieure est alors  $M/L = 15$ . Rappelons que les étoiles ne conduisent qu'à un rapport  $M/L=1.5$ , et qu'en y ajoutant le gaz interstellaire on n'arrive qu'à  $M/L \approx 3$ . Cette borne inférieure



Production des éléments légers au cours de la nucléosynthèse primordiale (d'après Audouze, 1987)

implique donc qu'une partie au moins de la matière sombre des galaxies est baryonique, et il faut en tenir compte dans les analyses. Il existe, comme nous le verrons, des objections à la possibilité que le halo soit uniquement baryonique.

Une valeur  $\Omega_b=1$  semble exclue, malgré diverses tentatives de modifier le scénario de nucléosynthèse : par exemple, des inhomogénéités de densité donneraient les bonnes valeurs pour les isotopes de l'hydrogène et de l'hélium avec  $\Omega_b=1$ , mais une surproduction de lithium semble inévitable (Audouze et al., 1988). Néanmoins la question reste encore très controversée (Melaney et Fowler, 1988; Fowler, 1989).

### 3-2 Inflation

Malgré ses succès remarquables, le modèle standard du big-bang possède des points inexpliqués. L'isotropie du rayonnement à 3K montre que l'univers est remarquablement uniforme, sur des distances qui, selon le modèle standard, ne sont pas causalement connectées. L'univers est pratiquement plat aujourd'hui, alors que la courbure augmente avec le temps. Enfin, la formation des galaxies par instabilité gravitationnelle nécessite des fluctuations de densité initiales suivant une distribution bien particulière, sans échelle, dite distribution de Zel'dovich. Tout cela semble résulter de conditions initiales particulièrement ad-hoc, ce qui est très désagréable, et pour les expliquer on a eu recours aux effets quantiques de la gravitation, au principe anthropique (Barrow et Tipler, 1988), et à l'inflation (Guth, 1981; Turner, 1984).

Quelqu'en soit le mécanisme responsable (brisure d'une symétrie, fluctuations quantiques de la gravitation...), l'inflation suppose l'existence d'un champ scalaire qui n'est pas au minimum de son potentiel, et dont la densité d'énergie domine l'expansion de l'univers. Cette expansion est alors exponentielle, aussi longtemps que le champ n'a pas rejoint son minimum. Toute courbure spatiale tend très rapidement vers zéro, et un domaine de causalité homogène enfle, jusqu'à être beaucoup plus grand que la région observable de l'univers si les distances augmentent d'un facteur de  $10^{30}$  au minimum. Les paradoxes de l'homogénéité et de la platitude actuelles de l'univers sont alors résolus. Sauf valeur extrêmement particulière des paramètres, le facteur d'expansion est très supérieur à  $10^{30}$  et la courbure est nulle. Cela implique  $\Omega=1$  (ou, plus exactement,  $\Omega+\Lambda=1$  mais il n'y a aucune raison que la constante cosmologique  $\Lambda$  soit aujourd'hui voisine de 1).

De plus, le champ scalaire responsable de l'inflation fluctue quantiquement pendant l'inflation, et ces fluctuations n'ont pas d'échelle particulière, ce qui est précisément le spectre postulé par Zel'dovich. Elles réapparaissent ensuite, après la fin de l'inflation, dans la densité du rayonnement et peuvent ultérieurement servir de germes aux galaxies.

### 3-3 Formation des galaxies

Le schéma généralement accepté de formation des galaxies suppose la présence initiale de faibles inhomogénéités de densité qui croissent par attraction gravitationnelle (Silk, 1968; Weinberg, 1972). Ces inhomogénéités peuvent être dues aux suites d'une période d'inflation ou à la présence de cordes cosmiques.

La difficulté majeure d'un scénario purement baryonique est une question de temps : la croissance de ces fluctuations est lente car freinée par l'expansion de l'univers. L'amplitude initiale est limitée à  $\delta\rho/\rho < 10^{-4}$  par l'absence d'observation de fluctuations dans le rayonnement cosmologique à 3 K, et n'a pu augmenter que d'un facteur voisin de 1000 si seuls des baryons sont présents<sup>1</sup>, alors que des galaxies ( $\delta\rho/\rho > 1$ ) se sont formées. Si l'essentiel de la masse est sous forme de particules neutres, au contraire, le facteur d'amplification est voisin de  $4 \times 10^4 \Omega h^2$ . Même dans ce cas, on voit qu'une amélioration des bornes actuelles sur l'homogénéité du rayonnement de fond cosmologique peut suffire à rendre le modèle intenable!

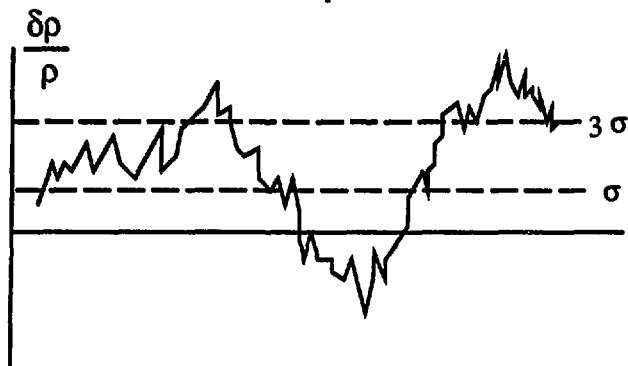
Une fluctuation de densité ne croît par instabilité gravitationnelle que si elle englobe une masse supérieure à une masse critique, la masse de Jeans : en-dessous de cette valeur, elle oscille comme une onde sonore, mais son amplitude n'augmente pas. Pour des neutrinos légers de quelques électron-volts, la masse de Jeans correspond à un superamas. En ce cas, ces superamas doivent ensuite se fragmenter en amas puis en galaxies (*scénario top-down*). Des particules de ce type se découpent du reste de l'univers alors qu'elles sont ultra-relativistes, et forment ce que l'on appelle la matière sombre "chaude" (hot dark matter, HDM). Dans un univers dominé par de la matière sombre chaude, il est facile de produire des structures à très grande échelle, et peut-être même de rendre compte des flux qui s'étendent apparemment sur des centaines de mégaparsecs. Les simulations numériques (White et al., 1983) conduisent à une structure cellulaire, réminiscente des observations, mais dans laquelle les structures sont trop corrélées. De plus il semble que les galaxies se forment trop tard (le temps de fragmentation des superamas n'est pas négligeable), aussi ce scénario est-il tombé en défaveur.

Pour des particules plus massives, comme des photinos d'une dizaine de GeV, la masse de Jeans correspond à des structures plus petites que des galaxies, qui doivent fusionner pour former successivement galaxies, amas et superamas (*scénario bottom-up*).

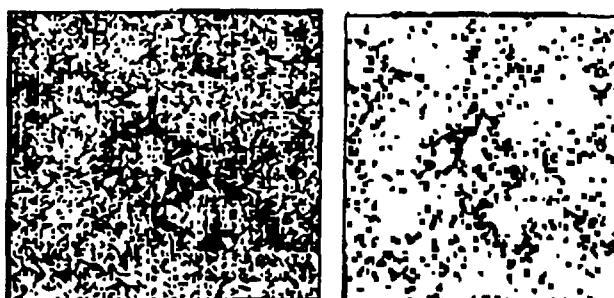
---

<sup>1</sup> En effet, les fluctuations de densité croissent comme  $(1+z)^{-1}$ , où  $z$  est le décalage vers le rouge (redshift). Les fluctuations des baryons ne commencent à croître qu'après la recombinaison des ions et des électrons, quand les photons se découpent à un redshift  $z_{dec} \approx 1000$ . Si par contre l'essentiel de la matière dans l'univers n'interagit pas, ou faiblement, avec les photons, ses propres fluctuations de densité débutent leur croissance dès qu'elle contrôle l'expansion à  $z_{eq} \approx 4 \times 10^4 \Omega h^2$ . Elles ont alors plus de temps pour croître et elles forment de profonds puits de potentiel, dans lesquels les baryons se précipitent dès que leur couplage au rayonnement disparaît.

Ces particules sont non-relativistes lors de leur découplage, et sont classées comme matière sombre "froide" (cold dark matter, CDM). Dans un univers dominé par de la matière sombre froide, la formation de galaxies est facilitée (Blumenthal et al., 1984). Mais il s'agit d'un phénomène local (faible masse de Jeans) et il faut donc qu'un "biais" s'introduise pour rendre compte du fait que les galaxies sont corrélées sur de grandes distances (Bond, 1987). L'idée généralement retenue est que seules les fluctuations les plus importantes forment des galaxies : il y a alors une forte probabilité de trouver une seconde fluctuation de grande amplitude à proximité d'une première, toutes deux étant de petites oscillations sur le sommet d'une fluctuation étendue d'amplitude moindre :



Ce schéma présente en outre l'avantage d'expliquer pourquoi on mesure  $\Omega \approx 0.2$  dans les amas ( $M/L \approx 200$ ), alors que  $\Omega = 1$  en réalité (?) : une distribution très uniforme de matière (les 0.8 manquants) ne se manifeste pas dans les mesures dynamiques à l'intérieur des amas, et n'apparaît que dans l'expansion de l'univers. Des simulations numériques (Davis et al., 1985; White et al., 1987) montrent qu'il est alors possible de rendre compte des corrélations entre galaxies et entre amas, et de retrouver la structure en éponge de l'univers à très grande échelle (Thuan, 1988). L'inconvénient majeur est qu'aucun mécanisme satisfaisant n'a été proposé pour assurer ce "biais", qui est imposé à la main, et que l'existence de flux à très grande échelle n'est pas possible.



*Simulation numérique de la formation de galaxies en présence de matière sombre froide avec  $W=1$ . La figure de gauche montre la distribution des "particules", celle de droite celle des "galaxies" (pics à  $2.5\sigma$ ) (White et al., 1987)*

Les points forts de l'un des scénarios étant les points faibles de l'autre, et inversement, il est tentant de combiner les deux. On peut soit supposer deux types de matière sombre, soit un seul type passant par les deux états sous la forme d'une particule massive (CDM) se désintégrant en particules légères (HDM). Ce n'est pas impossible (Dicus et Teplitz, 1986; Kolb, Olive et Vittorio, 1986), mais cela nécessite encore plus de paramètres à ajuster dans le modèle. De plus une longue période d'expansion dominée par des particules ultra-relativistes conduit à attribuer à l'univers un âge beaucoup plus faible que dans le cas non-relativiste, qui est déjà à la limite de l'acceptable... Une autre possibilité est d'associer de la matière sombre froide à des cordes cosmiques (Brandenberger, 1986), qui fourniraient les germes des galaxies et les corréleraient naturellement sur de très grandes distances (Bennett et Bouchet, 1988).

#### 4- Les candidats

La densité moyenne des étoiles dans l'univers ne dépasse pas  $\Omega=0.01$ , celle des galaxies et des amas est de l'ordre de  $\Omega\approx 0.1$  (en accord avec  $\Omega_b\approx 0.1$  suggéré par la nucléosynthèse). Enfin, l'inflation et le scénario de formation des galaxies suggèrent  $\Omega\approx 1$ . Si la majeure partie de la matière dans l'univers n'est pas lumineuse, de quoi s'agit-il ? Un seul type de matière sombre serait bien sûr plus acceptable, mais rien n'interdit qu'il y en ait plusieurs types différents, dans la mesure où on veut une matière sombre très diffuse à l'échelle des superamas, mais néanmoins capable de se concentrer dans les halos des galaxies (sinon dans le disque des spirales).

La matière ordinaire, baryonique, est un excellent candidat, existant aussi bien sous forme d'étoiles que de gaz intergalactique, mais la nucléosynthèse semble exclure le  $\Omega=1$  demandé par l'inflation. Un certain nombre de candidats proposés n'est pas détectable par les moyens de la physique des particules (certains ne sont pas détectables du tout!), et nous ne nous y attarderons pas. Par contre, si la matière sombre est formée d'un type nouveau de particule élémentaire, la question devient tout de suite plus passionnante...

On peut classer les candidats de différentes manières :

- ♦ par leur masse, depuis un axion de  $10^{-5}$ eV ( $=10^{-38}$ g) jusqu'à un trou noir de  $10^6 M_\odot$  ( $=10^{39}$ g).
- ♦ par leurs propriétés astrophysiques : s'agit-il de matière sombre chaude (relativiste au découplage, comme les neutrinos légers) ou froide (non-relativiste, comme les axions ou les photinos) ?
- ♦ par leur détectabilité : seront-ils visibles un jour, directement (par leur rayonnement sur une longueur d'onde inexplorée ou par un signal dans un cristal de

- - -

silicium ou un bolomètre) ou indirectement (par leurs produits d'annihilation ou de désintégration, ou par leur effet sur l'évolution des étoiles), ou seront-ils à jamais indétectables ?

♦ ou encore par leur exotisme : est-ce une configuration insoupçonnée de matière normale (baryons et leptons connus), ou est-ce un type nouveau de matière (particules supersymétriques, retombées des théories de grande unification ou des supercordes) ? Nous examinerons d'abord le cas de la matière sombre baryonique, puis divers candidats exotiques avant de nous focaliser sur les WIMPs, qui sont les plus "naturels", et les plus détectables.

#### 4-1 Matière sombre baryonique

Rappelons d'abord qu'une partie de la matière baryonique doit nécessairement être sombre (entre 3 et 30 fois la partie lumineuse) si l'on croît aux résultats de la nucléosynthèse primordiale. Une part non-négligeable de la matière sombre doit donc être baryonique, en particulier à l'échelle des galaxies. Sous quelle forme peut-elle se trouver ?

♦ Gaz et poussières sont détectables grâce à leur raies d'émission ou d'absorption, et en ce sens ils ne sont pas vraiment sombres. Ils sont présents en quantité relativement importante dans le disque de notre Galaxie (la masse de gaz y est comparable à celle des étoiles visibles), mais leur masse est insuffisante pour rendre compte des courbes de rotation. A grande échelle, il y a très peu de gaz, neutre ou ionisé, entre les galaxies ( $\Omega_{\text{gaz}} < 0.001$ ). Il est exclu que le halo soit entièrement formé de gaz : sa température d'équilibre serait voisine de  $10^6$  K, provoquant un rayonnement X très supérieur à ce qui est observé (Hegyi et Olive, 1986). S'il se refroidit, il se condense peu à peu en étoiles ou planètes (comme dans le disque). La matière sombre pourrait alors se trouver dans des étoiles actuellement peu lumineuses ou éteintes, formées en même temps que la galaxie pour que leur répartition soit sphérique, mais les contraintes sont étroites (Carr et al., 1984; Hegyi et Olive, 1986; Carr, 1987; Rees, 1987). Rappelons que plus une étoile est massive, plus elle est lumineuse et plus sa vie est courte. Une étoile de masse inférieure à  $4 M_\odot$  devient une naine blanche (perdant jusqu'aux 2/3 de sa masse), une étoile plus lourde explose en une supernova, et le reliquat éventuel est une étoile à neutrons ou un trou noir. Pour expliquer l'absence d'étoiles encore bien visibles, il faut supposer que cette première vague d'étoile aurait eu une distribution de masse très différente de celle des étoiles qui se forment aujourd'hui. Différents cas sont possibles :

♦ Un grand nombre d'étoiles de petite masse, très peu lumineuses (une étoile de  $0.1 M_\odot$  a une luminosité de  $0.002 L_\odot$ ), contribuerait à augmenter sensiblement le rapport  $M/L$  dans les galaxies. Rien ne s'oppose à ce que la distribution de masse actuelle continue à augmenter vers les petites masses, puisque cette partie de la distribution n'est pas encore bien connue. Néanmoins, pour atteindre des valeurs de  $M/L \approx 5$  il faudrait tant de petites étoiles que certaines seraient suffisamment près de nous pour être détectées (Gilmore et Hewitt, 1983).

♦ Des objets encore plus légers ( $<0.1 M_\odot$ ), naines brunes, planètes, ne sont pas siège de réactions thermonucléaires et sont donc plus discrets, à tel point qu'aucun n'a été détecté avec certitude en dehors du système solaire. On pourra les rechercher avec le Télescope Spatial Hubble (si la navette veut bien le lancer un jour) et surtout dans l'infrarouge (températures de surface de quelques centaines de K). L'extrapolation vers les petites masses de la distribution de masse observée n'en donnerait pas un nombre suffisant, mais on ne connaît pas assez les mécanismes de formation de tels objets pour préciser leur distribution de masse et rien n'interdit une augmentation brutale du nombre de tels objets juste en dessous du seuil détectable. Le processus de formation d'étoiles dans la protogalaxie a pu être très différent de ce qu'il est maintenant et avoir favorisé la production d'objets très légers (Rees, 1987). Il existe d'ailleurs des indications suggérant que, dans les flux de gaz qui se dirigent vers le centre des amas (observés en rayons X), a lieu une formation importante d'objets de faible masse ( $<0.2 M_\odot$ ). Le gaz se refroidit rapidement au cœur de ces amas, entraînant un flux de gaz vers le centre pour compenser la baisse de pression. En régime continu, 200 à  $300 M_\odot$  de gaz se condenserait par an, mais en quoi ? Des étoiles normales seraient trop visibles, il pourrait donc s'agir de naines brunes (la pression régnant dans ces flux est beaucoup plus forte que dans notre région, ce qui diminue la masse de Jeans lors de la condensation des protoétoiles). Si de tels flux ont pu avoir lieu à l'intérieur des galaxies au moment de leur formation, un grand nombre d'objets légers a pu se condenser très tôt (avant la formation du disque) et former le halo sombre (Ashman et Carr, 1988). La détection de tels objets est difficile. Pour les observer directement, il faudra rechercher des sources infra-rouges animées de grands mouvements propres (pour être détectables, elles doivent être proches). Bien qu'elles soient nombreuses (en moyenne une pour  $10 \text{ pc}^3$ ), leur contribution totale au fond infra-rouge est inférieur aux limites actuelles. Leur passage devant une étoile lumineuse entraîne une variation de l'éclat de cette dernière (l'occultation proprement dite est hautement improbable, mais l'effet de lentille gravitationnelle, appelé *microlensing*, permet de détecter un passage à proximité) : la surveillance de quelques millions d'étoiles pendant un an pourrait montrer cet effet.

♦ Les trous noirs sont des candidats particulièrement sombres, et une première vague d'étoiles massives aurait pu en créer un grand nombre dans leur effondrement final. Pour que 90% des baryons aboutissent dans des trous noirs ou des étoiles à neutrons, la distribution de masse doit décroître brutalement en dessous de 2 à 4  $M_\odot$ , alors que 70% des étoiles du disque ont précisément une masse inférieure à  $2 M_\odot$ . Il semble effectivement que les régions où se forment beaucoup d'étoiles (*starburst galaxies*) produisent des étoiles en moyenne plus massives que les autres régions, mais la coupure n'est pas si brutale. D'autre part, avant de devenir trou noir ou étoile à neutrons, une étoile massive devient supernova et une grande partie de sa masse est dispersée dans le milieu interstellaire, l'enrichissant en éléments lourds. La quantité de ceux-ci serait alors beaucoup plus grande que celle qui est observée, à moins que ces étoiles ne soient pas trop lourdes ( $M < 12 M_\odot$ ) et n'aient synthétisé que des éléments relativement légers (carbone, azote, oxygène). L'étroitesse de l'intervalle admis, entre  $2 M_\odot$  et  $12 M_\odot$ , n'est pas expliquée. Des étoiles de plusieurs centaines de  $M_\odot$  (si de tels objets existent) passeraient directement à l'étape du trou noir sans exploser, et fournissent une autre solution à la question de l'excès d'éléments lourds. La matière sombre pourrait ainsi être formée de trous noirs de masse comprise entre  $10^3 M_\odot$  et  $10^6 M_\odot$  (Carr et al., 1984). Au-delà de cette masse, ils rompraient trop souvent des systèmes dynamiques dans la galaxie (amas globulaires ou étoiles binaires faiblement liées, par exemple), et ils conduiraient à des effets spectaculaires de lentille gravitationnelle. De plus ces trous noirs devraient accréter du gaz interstellaire, qui rayonnerait en infra-rouge de façon détectable.

♦ Les naines blanches sont aussi très peu lumineuses en raison de leur très petite taille, et les étoiles à neutrons encore moins. Une production plus intense de cette gamme d'étoiles au début de l'univers pourrait avoir laissé aujourd'hui un grand nombre de ces reliques peu visibles, mais les contraintes sont strictes : en-dessous de  $0.7 M_\odot$ , l'étoile ne serait pas encore devenue naine blanche, et sa luminosité ( $\approx L_\odot/3$ ) la rendrait très visible, entre  $0.7$  et  $1$  à  $1.5 M_\odot$  la naine blanche ne serait pas encore refroidie et donc visible, entre  $1$  et  $4 M_\odot$  elle serait bien une naine blanche aujourd'hui refroidie et quasiment invisible mais elle brillait de tout son éclat dans le passé, et les halos des galaxies éloignées devraient nous paraître très lumineux. Enfin, au-dessus de  $4 M_\odot$  elle ne devient pas une naine blanche mais une étoile à neutrons ou un trou noir, avec les problèmes que cela entraîne. De plus, les régions de production intense ne semblent pas favoriser la formation d'étoiles légères.

En résumé, les naines brunes semblent le meilleur (ou le moins mauvais) candidat pour dissimuler beaucoup de baryons. De façon générale, un halo de matière sombre baryonique pose le problème de sa formation : pourquoi une partie de la protogalaxie s'est-

elle condensée en un disque de gaz et d'étoiles, et le reste en un halo formé d'objets compacts? Une halo non-baryonique évite cet écueil en attribuant les baryons au disque (après dissipation de leur énergie) et la matière sombre non-baryonique restant sous forme sphérique. En ce cas, il est possible de "cacher" l'excédent de matière sombre baryonique dans les galaxies "manquées" qui remplissent les vides entre les amas dans le scénario de formation "biaisée" des galaxies (Faber, 1987).

## 4.2 Candidats divers

Sous cette étiquette fourre-tout se rassemblent neutrinos légers, axions, et différents candidats exotiques (matière-ombre, reliquats du temps de Planck, monopôles magnétiques, solitons et pépites de quarks), qui en commun de nécessiter l'ajustement d'un paramètre du modèle uniquement pour obtenir  $\Omega_{\text{matière sombre}} \approx 10 \Omega_b$ .

### *Neutrinos légers*

Les neutrinos légers ( $m < 1 \text{ MeV}$ ) ont une qualité importante : leur existence est certaine, et leurs interactions connues. Les neutrinos lourds ( $m > 2 \text{ GeV}$ ) rentrent dans la rubrique WIMP étudiée plus loin, et entre 1 MeV et 2 GeV, la densité actuelle serait supérieure à la densité critique. Les succès du big-bang, en particulier la nucléosynthèse primordiale, impliquent la présence aujourd'hui d'un fond cosmologique de neutrinos légers semblable à celui des photons du rayonnement à 3 K. Le calcul de leur densité est simple (Cowsik, 1977) : ils étaient en équilibre thermique avec le reste de l'univers quand la température dépassait quelques MeV, et leur densité était alors la même que celle des photons (ou de toute particule ultra-relativiste en équilibre thermique). Ils se sont alors découpés, et leur nombre est resté constant depuis (alors que celui des photons a très légèrement augmenté quand les électrons et positrons se sont annihilés à une température  $T \approx 1 \text{ MeV}$ ). Leur densité est donc à peu près la même que celle des photons du rayonnement à 3 K, soit  $110/\text{cm}^3$ , pour chacune des saveurs. Le succès de la nucléosynthèse limite d'ailleurs à trois le nombre de saveurs de neutrinos légers.

Pour ne pas excéder aujourd'hui la densité critique  $\rho_c = 1.1 \times 10^4 h^2 \text{ eV/cm}^3$ , leur masse doit donc être inférieure à une centaine d'électrons-volts (toutes saveurs confondues) :

$$\sum m_\nu < 100 h^2 \text{ eV}$$

Les limites expérimentales sur la masse des neutrinos  $\mu$  et  $\tau$  sont suffisamment élevées ( $m_{\nu_\mu} < 250 \text{ keV}$  et  $m_{\nu_\tau} < 35 \text{ MeV}$ ) pour leur permettre de former la matière sombre. La masse du neutrino de l'électron est beaucoup plus contrainte ( $m_{\nu_e} < 30 \text{ eV}$ ) par les mesures de désintégration  $\beta$  du tritium, et par le faible également de la vague de neutrinos issus de la

supernova SN1987A. Il est donc possible que l'une ou l'autre des trois saveurs connues de neutrinos ait une masse de quelques dizaines d'électrons-volts et forme la matière sombre ( $\sum m_\nu = 100 \text{ eV}$  implique  $\Omega h^2 = 1$ ). Il n'est pas très facile néanmoins de construire un modèle qui leur donne ces valeurs, tout en assurant leur stabilité face à une désintégration vers la plus légère.

Les possibilités de détection de tels neutrinos formant le halo de notre galaxie sont plutôt faibles : leur énergie cinétique ne dépasse pas  $10^{-4} \text{ eV}$ , et leur section efficace  $10^{-51} \text{ cm}^2$  ! Nous avons vu par ailleurs que les neutrinos légers, qui forment de la matière sombre "chaude", ne favorisent pas tellement la formation de galaxies (Section 3.3).

### Axions

Les axions sont des particules pseudo-scalaires très légères, bosons de Goldstone de la brisure de la symétrie suggérée par Peccei et Quinn (qui empêche de façon "naturelle" l'interaction forte de violer CP). Le paramètre inconnu de ce modèle est la masse  $m_a$  de l'axion.

La non-détection d'axions en laboratoire implique  $m_a < 10 \text{ keV}$ . Par ailleurs, le succès des modèles d'évolution stellaire implique que les étoiles ne subissent pas de perte d'énergie importante due à l'émission éventuelle d'axions (qui quitteraient librement le cœur de l'étoile, comme des neutrinos), ce qui porte la limite à  $m_a < 10^{-2} \text{ eV}$ . Enfin, la supernova SN1987A ne semble pas avoir souffert d'une fuite d'axions (qui aurait perturbé l'émission de neutrinos), et la limite actuelle est de ce fait  $m_a < 10^{-3} \text{ eV}$ .

Les axions se découpent très tôt dans l'histoire de l'univers, et constituent donc de la matière sombre froide malgré leur faible masse. Ce qui se passe est que le champ (quantique) de l'axion peut ne pas se trouver au minimum de son potentiel à la fin de la période d'inflation : en ce cas il relaxe lentement vers ce minimum (le temps caractéristique est de l'ordre de  $1/m_a$ , très supérieur au temps de Hubble  $H^{-1} \approx M_{\text{Planck}}/\Gamma^2$ ). Pendant tout ce temps, sa densité d'énergie reste pratiquement constante, ce qui signifie que son importance relative augmente par rapport à celle du rayonnement. Le calcul (Preskill, Wise et Wilczek, 1983; Abbott et Sikivie, 1983; Dine et Fischler, 1983) montre que la densité sous forme d'axions serait aujourd'hui :

$$\rho_{\text{axions}} = \rho_c + 10^{-5} \text{ eV}^{5/2}$$

La densité d'axions est inférieure à la densité critique si  $m_a > 10^{-5} \text{ eV}$ . Il reste donc une petite fenêtre autorisant l'existence d'axions. Il faut noter que les axions forment un champ cohérent, et n'ont pas une distribution thermique.

L'axion se couple aux fermions, et peut ainsi se désintégrer en 2 photons (diagramme triangulaire), mais le temps de vie est de l'ordre de  $10^{40}$  ans. La recherche d'axions de ce type formant le halo de notre Galaxie est donc tentée en utilisant la

conversion axion → photon dans le champ magnétique d'une cavité électromagnétique résonante (Sikivie, 1983). Cette recherche est facilitée par le fait que les axions n'ont pas une distribution thermique. Seule la vitesse de l'axion (celle d'une particule du halo, soit  $\approx 300 \text{ km/s} \approx 10^{-3}c$ ) élargit la raie centrée sur la masse de l'axion. Le signal est donc une raie gamma autour de 1 GHz, avec une largeur de quelques kHz. Malheureusement la sensibilité est encore trop faible, d'un facteur 100, pour détecter des axions du halo (De Panfilis et al., 1988).

### *Exotica*

La matière-ombre (*shadow matter*) est le plus exotique des candidats : dans les théories de supercordes basées sur le groupe de jauge  $E_8 \times E_8$ , l'un des  $E_8$  donne après brisure le groupe  $SU_3 \times SU_2 \times U_1$  et les quarks et leptons du modèle standard, mais le second  $E_8$  donne un ensemble de particules dont on ne sait rien, ayant leur propres interactions de jauge, mais n'interagissant que gravitationnellement avec notre monde à nous. On ne peut rêver matière plus sombre, mais les possibilités de détection sont lointaines...

Dans le même ordre d'idée, les théories de supercordes, et plus généralement les théories unifiant la gravitation aux autres forces, impliquent l'existence de particules ayant la masse de Planck ( $1.2 \times 10^{19} \text{ GeV} = 2.2 \times 10^{-5} \text{ g}$ ). Ces objets, dont différentes variantes s'appellent pyrgons ou maximons, peuvent poser des problèmes cosmologiques dont une période d'inflation aide à se débarasser. Ils ne pourraient constituer la matière sombre qu'au prix d'un ajustement très fin des paramètres du modèle, et de toute façon ne sont guère détectables.

Les monopôles magnétiques sont dans une situation un peu différente : la théorie leur attribue des masses très élevées, de l'ordre de  $10^{17} \text{ GeV}$ , et une densité exagérément élevée dans l'univers si une période d'inflation ne les dilue pas (auquel cas, il ne devrait pratiquement pas en rester). Mais au moins, s'ils sont présents, ils peuvent être détectés en raison de leur interaction électromagnétique. Cependant la persistence d'un champ magnétique dans notre Galaxie implique une densité de monopôles si faible qu'ils ne peuvent constituer la matière sombre du halo.

Des fluctuations de densité à une époque très reculée, avant la nucléosynthèse, pourraient avoir formé des trous noirs "primordiaux" en nombre suffisamment important pour y dissimuler 99% de la masse de l'univers. Leur distribution serait relativement uniforme, et on ne voit pas bien comment on pourrait les détecter.

Les pépites de quarks (*quark nuggets*), ou nucléarites (Witten, 1984), sont des configurations ayant à peu près autant de quarks u, d et s qui auraient pu se former lors de la transition quark-hadron (avant la nucléosynthèse, et donc non soumis à ses contraintes). Elles sont stables si le principe de Pauli empêche la désintégration des quarks s vers des

états énergétiquement accessibles de quarks u et d. Pour cela, il faut beaucoup de quarks, des milliards de quarks. L'interaction de ces nucléarites avec la matière ordinaire serait détectable si leur masse est supérieure à  $10^{-7}$  g ( $\approx 10^{17}$  GeV), et aurait été détectée si leur masse était comprise entre  $10^{-13}$  g ( $\approx 10^{11}$  GeV) et  $10^{-7}$  g (De Rujula et Glashow, 1984; Nakamura et al., 1985). Il a toutefois été soutenu que ces nucléarites auraient été détruites par les neutrinos peu après leur formation (Applegate et Hogan, 1985).

Selon le même principe que les pépites de quarks, on a suggéré diverses formes de "solitons non-topologiques" : configurations stables de matière protégées contre la séparation ou la désintégration parce que leur énergie est plus faible que celle de leurs constituants libres. C'est le cas des Q-balles de Coleman (Coleman, 1985) ou des étoiles-solitons de Lee (Lee, 1987). Un certain nombre de ces objets, formés comme les monopôles lors d'une transition de phase dans l'univers primordial, pourraient contribuer à la matière sombre, pour certaines valeurs des paramètres du modèle.

#### 4-3 WIMPs

L'identification de la matière sombre à un nouveau type de particule élémentaire conduit immédiatement à la question : pourquoi la densité de cette particule est-elle environ 10 fois celle des nucléons, et non  $10^{10}$  ou  $10^{-10}$  fois celle des nucléons ? En général, cette particularité est imposée dans le modèle, et fixe une échelle de masse dans celui-ci (c'est par exemple la situation des neutrinos légers). Il va sans dire que cet ajustement est rarement naturel, et ne fait que déplacer le problème de la matière sombre de l'astrophysique à la physique des particules. Le seul cas où la densité de matière non-baryonique est naturellement  $\approx 10$  fois  $\Omega_b$  est le cas de la supersymétrie [ceci est un plaidoyer pro domo], ou un peu plus généralement de ce que l'on appelle les Weakly Interacting Massive Particles, ou WIMPs. Les mauvais esprits remarqueront qu'en argot américain un *wimp* est quelqu'un qui ne fait rien et en plus le fait mal...

##### *Densité actuelle*

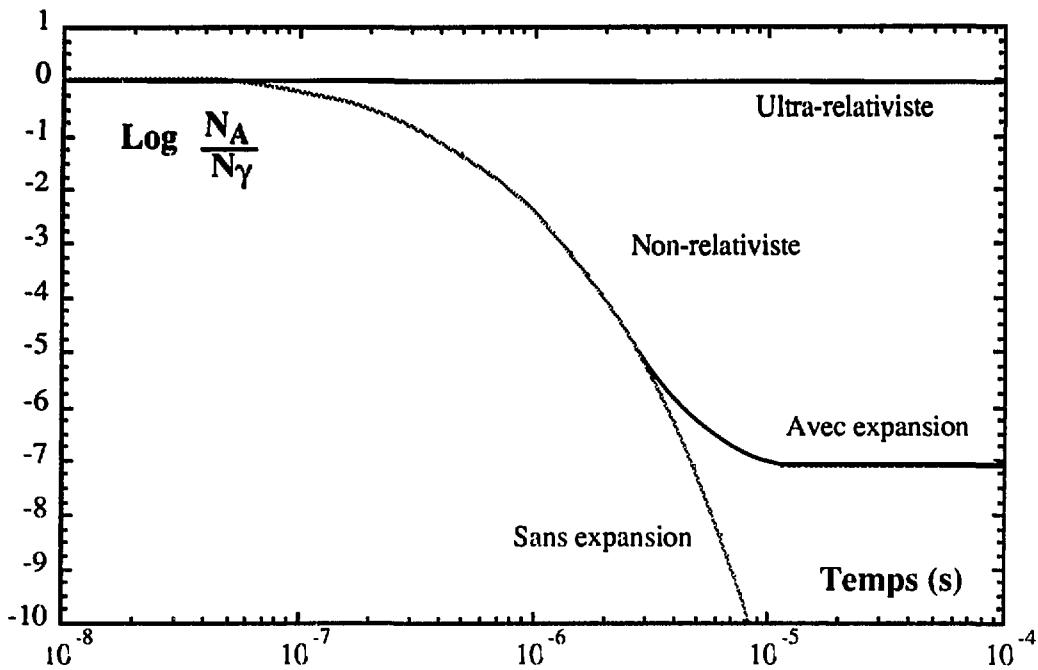
Il est remarquable de pouvoir calculer la densité actuelle de particules d'un type donné en n'ayant que des renseignements très sommaires sur sa nature (Zel'dovich, 1965), et ce calcul est de plus assez simple (voir le cours de P. Salati à Gif 1984, par exemple, Srednicki, Watkins et Olive, 1988 ou Bouquet, Salati et Silk, 1989). Suivons le destin d'une particule A de masse  $m_A$ . Tant que la température T est très supérieure à  $m_A$ , la particule est ultra-relativiste et sa densité numérique  $n_A$  est la même que celle des photons :

$$n_A = n_\gamma = \frac{2\zeta(3)}{\pi^2} T^3$$

Quand la température baisse en-dessous de  $m_A$ , la production de ces particules A n'est plus possible alors qu'elles peuvent toujours s'annihiler, soit avec leurs antiparticules (en nombre égal, sauf asymétrie cosmique), soit avec elles-mêmes si elles sont leur propres antiparticules (ce qui est cas des photinos par exemple). Leur densité décroît alors exponentiellement :

$$n_A = n_\gamma \frac{\sqrt{\pi/2}}{4\zeta(3)} \left(\frac{m_A}{T}\right)^{3/2} e^{-m_A/T}$$

On s'attend à ce que cette densité devienne rapidement négligeable, et que les particules A disparaissent de l'univers.



Mais en réalité, quand leur densité devient si faible qu'elles n'ont plus le temps de trouver une antiparticule avec laquelle s'annihiler dans un univers en expansion, leur densité se stabilise (on dit qu'elle "gèle") : le rapport  $n_A/n_\gamma$  reste désormais constant au cours du temps. Si le gel a lieu alors qu'elles sont ultra-relativistes (i.e.  $T \gg m_A$ ), leur densité reste ultérieurement égale à celle des photons (aux réchauffements de ceux-ci près) : c'est le cas abordé précédemment des neutrinos légers. Dans tous les cas, la densité de gel (*freeze-out*) peut s'estimer, avec une bonne approximation, en égalant le taux d'annihilation au taux d'expansion de l'univers (donné par la constante de Hubble) :

$$n_A \langle \sigma_{\text{ann}} V \rangle = H$$

où  $\sigma_{\text{ann}}$  est la section efficace d'annihilation et  $V$  la vitesse relative des deux particules, à la température  $T$ . Dans les cas qui nous intéressent, ce gel se produit alors que la densité de l'univers est dominée par le rayonnement, et :

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} g_{\text{eff}}(T) a T^4$$

$g_{\text{eff}}(T)$  étant le nombre total de degrés de liberté du rayonnement à la température  $T$  (1 par boson, 7/8 par fermion, quand ils sont ultra-relativistes).  $g_{\text{eff}}$  décroît avec la température au fur et à mesure que les particules deviennent non-relativistes, et subit également une chute brutale (de 28 à 8 environ) vers  $T=200$  MeV, quand quarks et gluons se combinent en hadrons (essentiellement des pions).

La résolution de l'équation de gel fournit la température de gel  $T_{\text{gel}}$  et donc la densité relique  $n_{\text{gel}}$ . Le point très intéressant est que, dans le cas de particules non-relativistes au découplage, cette température  $T_{\text{gel}}$  ne dépend que logarithmiquement de la section efficace d'annihilation  $\langle\sigma_{\text{ann}} V\rangle$  et de la masse  $m_A$  de la particule (à cause du facteur exponentiel de Maxwell-Boltzmann). On trouve  $T_{\text{gel}} \approx m_A/20$  pour des sections efficaces de l'ordre de  $10^{-36}$  cm $^2$  à  $10^{-38}$  cm $^2$  (donc des interactions faibles ou électromagnétiques) et des masses  $m_A$  de 1 à 100 GeV. La densité de masse au temps  $t$  est alors simplement donnée par :

$$\rho_A(t) = m_A n_A(t) = m_A n_\gamma(t) \frac{n_A(T_{\text{gel}})}{n_\gamma(T_{\text{gel}})}$$

$$\rho_A(t) = m_A \frac{n_\gamma(t)}{n_\gamma(T_{\text{gel}})} \sqrt{\frac{8\pi G}{3} g_{\text{eff}}(T_{\text{gel}}) a} \frac{T_{\text{gel}}^2}{\langle\sigma_{\text{ann}} V\rangle}$$

$$\rho_A(t) = \frac{m_A}{T_{\text{gel}}} T(t)^3 \sqrt{\frac{8\pi G}{3} g_{\text{eff}}(T_{\text{gel}}) a} \frac{1}{\langle\sigma_{\text{ann}} V\rangle}$$

Cette expression ne fait apparaître que le rapport  $m_A/T_{\text{gel}}$  dont nous avons dit qu'il était pratiquement indépendant de la masse et de la section efficace de la particule considérée, et la valeur de cette section efficace. La densité relique est donc aujourd'hui :

$$\rho_A \approx 3.3 \times 10^{-30} \text{ g/cm}^3 \frac{10^{-26} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle\sigma_{\text{ann}} V\rangle} \sqrt{g_{\text{eff}}(T_{\text{gel}})}$$

Pour des masses  $m_A \approx 10$  GeV,  $T_{\text{gel}} \approx 500$  MeV et  $g_{\text{eff}} \approx 34$  (les particules relativistes étant les quarks u, d et s, l'électron, le muon, 3 neutrinos, le photon et les gluons), cela donne :

$$\Omega_A h^2 \approx 1.0 \frac{10^{-26} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle\sigma_{\text{ann}} V\rangle}$$

Bien sûr, un calcul plus précis montre une légère dépendance dans la masse et dans la température de gel (ne serait-ce que via la dépendance en  $T$  de  $\sigma_{\text{ann}}$ , de  $V$  et de  $g_{\text{eff}}$ ), mais le

résultat est que des particules de masse comprise entre 1 et 100 GeV et de section efficace de l'ordre de  $10^{-37 \pm 1} \text{ cm}^2$  ont une densité  $\Omega \approx 1$ . Ce résultat extraordinaire signifie que des particules ayant des interactions d'ordre faible ou électromagnétique ont *naturellement* une densité relique proche de la densité critique. Ceci suggère que la matière sombre non-baryonique pourrait bien être composée de particules massives (de quelques GeV) interagissant faiblement, d'où le nom générique de WIMP (*Weakly Interacting Massive Particle*).

Remarque : le même calcul de densité résiduelle peut s'appliquer aux nucléons. La section efficace est en ce cas de l'ordre de  $10^{-25} \text{ cm}^2$ , et la température de gel de l'ordre de 22 MeV ( $m_p/T=43$ ), ce qui conduirait à  $\Omega_b h^2 \approx 10^{-11}$ ! Une asymétrie entre nucléons et antinucléons doit donc être présente avant le gel, et que les théories de grande unification permettent une telle asymétrie est considéré comme un succès de ces théories.

#### *WIMP n° 1 : Supersymétrie (LSP)*

La supersymétrie (Nilles, 1984) peut être introduite pour bien des raisons, l'une des principales étant de stabiliser la hiérarchie de jauge dans les différentes théories de grande unification (i.e. la petitesse de la masse du W comparée à la masse de Planck). Pour cela, la supersymétrie doit être brisée vers  $10^{2 \pm 1} \text{ GeV}$ . Dans tous les modèles, la supersymétrie implique, pour chaque particule "normale", la présence de partenaires de mêmes nombres quantiques, mais avec une demi-unité de spin de différence : squarks et sleptons de spin zéro, fermions de jauge (photino, gluinos, zino et winos) et fermions de Higgs (higgsinos).

La conservation du spin S et des nombres baryonique B et leptonique L entraîne la conservation de la R-parité définie par  $R=(-1)^{2S+3B+L}$ . Il est facile de constater que les particules "normales" ont  $R=+1$ , alors que leurs partenaires supersymétriques ont  $R=-1$ . La conservation de la R-parité implique que ces particules supersymétriques sont produites par paires à partir de particules "normales", que les produits de désintégration d'une particule supersymétrique contiennent nécessairement une autre particule supersymétrique, et que par conséquent la plus légère est stable.

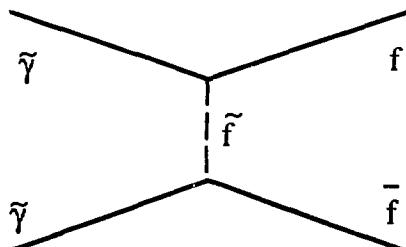
Cette particule supersymétrique la plus légère, ou LSP (*lightest supersymmetric particle*), est certainement une particule neutre sans interaction forte, sinon elle dissiperait rapidement son énergie dans le halo, sans compter ses effets ionisants après la recombinaison. Les candidats possibles sont alors un sneutrino (partenaire de spin zéro du neutrino), un neutralino de spin 1/2 (combinaison du photino, des higgsinos et du zino, qui se mélangent lors de la brisure de la symétrie  $SU_2 \times U_1$ ), ou le gravitino de spin 3/2.

La matière sombre pourrait être formée de gravitinos de masse quelconque (en ajustant les paramètres du modèle pour obtenir la densité critique requise par l'inflation), mais en ce cas il y a fort peu d'espoir de détecter ces particules qui n'ont que des interactions gravitationnelles.

Le cas d'un sneutrino est un peu plus intéressant. Le sneutrino n'est le LSP que pour un domaine réduit de l'espace des paramètres, mais ce n'est pas impossible. Cependant le fait que l'on n'ait pas enregistré d'interactions des sneutrinos formant le halo sombre de la Galaxie dans les détecteurs au germanium exclut le domaine de masse compris entre 12 GeV et 1 TeV. La limite inférieure, due à la sensibilité du détecteur, peut être abaissée à 4 GeV parce qu'on n'a pas observé de neutrinos produits par les annihilations des sneutrinos capturés dans le halo par le Soleil (voir plus loin).

Le candidat LSP le plus intéressant est donc la plus légère combinaison du photino, des higgsinos et du zino qui émerge de la brisure de la symétrie de jauge. La combinaison exacte dépend de manière sensible des détails du modèle choisi, et devant l'éventail des possibilités, il est habituel de traiter séparément le cas d'un photino pur et le cas d'un higgsino pur, les autres combinaisons donnant en général des résultats intermédiaires.

La section efficace d'annihilation d'un photino  $\tilde{\gamma}$ , donnée par le diagramme :



dépend de la masse  $m_{\tilde{\gamma}}$  du photino, mais aussi de la masse  $m_{\tilde{f}}$  du partenaire scalaire  $\tilde{f}$  des fermions  $f$  produits (Kane et Kani, 1986; Griest, 1988) :

$$\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle = 8\pi\alpha^2 \sum_f \frac{Q_f^2}{m_f^4} \{ m_f^2 + 2 T m_{\tilde{\gamma}} \delta_f \} \beta_f$$

où la somme porte sur tous les fermions  $f$ , de charge  $Q_f$  et de masse  $m_f$ .  $\beta_f$  et  $\delta_f$  sont des facteurs cinématiques :

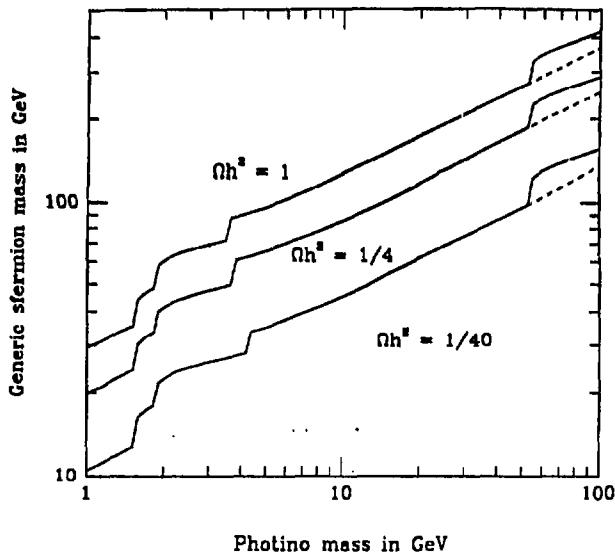
$$\beta_f = \sqrt{1 - m_f^2/m_{\tilde{\gamma}}^2} \quad \text{et} \quad \delta_f = 1 - \left( 17 - \frac{3}{\beta_f^2} \right) \frac{m_f^2}{8m_{\tilde{\gamma}}^2}$$

Cela donne approximativement :

$$\langle\sigma_{\text{ann}}V\rangle_{\text{gel}} \approx 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s} \left(\frac{m_\gamma}{1 \text{ GeV}}\right)^2 \left(\frac{50 \text{ GeV}}{m_f}\right)^4$$

Imposer une densité aujourd'hui égale à la densité critique conduit par conséquent à une relation entre masse du photino et masse du sfermion, approximativement donnée par :

$$m_\gamma \approx 5 \text{ GeV} \left(\frac{m_f}{100 \text{ GeV}}\right)^2 [\Omega_\gamma h^2]^{-1/2}$$



La limite expérimentale  $m_f > 70 \text{ GeV}$  implique alors  $m_\gamma > 4 \text{ GeV}$ .

Dans le cas d'un higgsino  $\tilde{h}$ , la section efficace d'annihilation est (Kane et Kani, 1986; Griest; 1988) :

$$\langle\sigma_{\text{ann}}V\rangle = G_F^2 \sum m_f^2 \{\cos(2\alpha)/2 - \tan^2(\alpha) m_f^2/m_{\tilde{h}}^2\} \beta_f$$

où cette fois  $\beta_f = \sqrt{1 - m_f^2/m_{\tilde{h}}^2}$  et  $\cos(2\alpha) = (v_1^2 - v_2^2)/(v_1^2 + v_2^2)$ ,  $v_1$  et  $v_2$  étant les valeurs moyennes dans le vide des deux scalaires de Higgs présents dans un modèle de Weinberg-Salam supersymétrique.

Le photino ou le higgsino sont des fermions de Majorana, ce qui présente deux inconvénients majeurs : d'une part ils sont leur propres antiparticules et s'annihilent généralement avant que leur concentration n'atteigne un niveau suffisant pour produire des effets astrophysiques importants dans les étoiles (Krauss, 1985; Krauss et al., 1985), et d'autre part ils se couplent au spin des noyaux et n'interagissent pas avec la plupart des noyaux importants du point de vue de l'astrophysique ou de leur détection (Ge, Si,  ${}^4\text{He}$ ). Une particule de Dirac serait plus séduisante de ce point de vue. Il est néanmoins possible

de construire des modèles supersymétriques dans lesquels le neutralino peut jouer un rôle astrophysique important (Giudice et Roulet, 1989).

### *WIMP n°2 : Neutrino lourd*

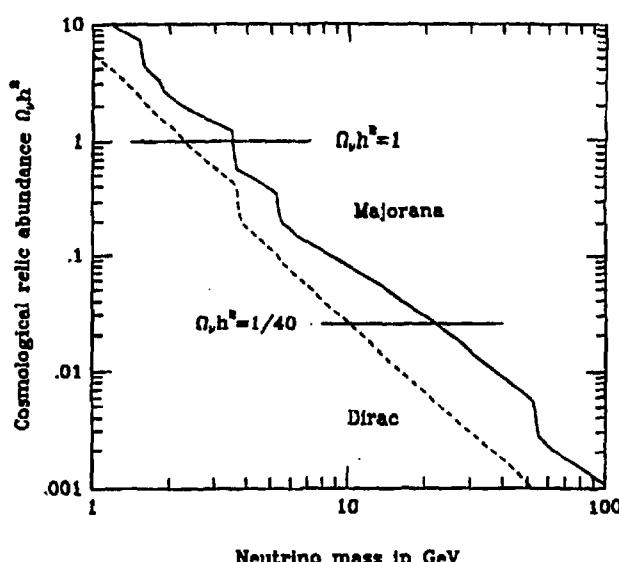
Si les neutrinos des 3 saveurs actuellement connus sont légers, rien n'interdit en principe à un neutrino d'une 4<sup>e</sup> saveur d'être lourd et de tels objets apparaissent plus ou moins naturellement dans les modèles symétriques gauche-droite  $SU(2)_L \times SU(2)_R$ , ou dans les modèles "inspirés" des supercordes. Assurer sa stabilité peut se révéler délicat car il n'est pas évident de l'empêcher de se désintégrer en particules plus légères, sauf à lui accorder un nombre quantique personnel conservé. Un neutrino plus lourd que quelques MeV est non-relativiste lors de son découplage thermique et on peut appliquer le calcul précédent. A une température  $T < m_\nu$ , la section efficace d'annihilation pour un neutrino de Dirac est :

$$\langle\sigma_{\text{ann}} v\rangle = \frac{G_F^2}{2\pi} m_\nu^2 C \approx 1.5 \times 10^{-26} \text{ cm}^3/\text{s} \left(\frac{m_\nu}{2 \text{ GeV}}\right)^2$$

Le coefficient C est une somme sur les canaux d'annihilation possibles, et vaut environ 15 pour une masse  $m_\nu \approx 2 \text{ GeV}$ . La température de gel est  $T_{\text{gel}} \approx m_\nu/20 \approx 100 \text{ MeV}$  (d'où  $g_{\text{eff}} \approx 4$ ), et par conséquent :

$$\Omega_\nu h^2 \approx 0.26 [2 \text{ GeV}/m_\nu]^2$$

Une densité inférieure à la densité critique exige une masse supérieure à 2 GeV pour un neutrino de Dirac (Lee et Weinberg, 1977).



Un calcul plus soigneux de l'évolution de la population de neutrinos au cours du gel donne plutôt 3.5 GeV. La limite est de 5 GeV pour un neutrino de Majorana (Krauss, 1983).

Si ce neutrino lourd possède un nombre quantique personnel, et une asymétrie cosmique, la borne de Lee et Weinberg ne s'applique pas. Une asymétrie égale à celle des baryons (de même origine ?) donnerait une densité 10 fois supérieure à la densité baryonique si la masse des neutrinos est 10 fois celle des nucléons, ce qui semble "raisonnable". Les premiers résultats du LEP semblent écarter l'existence de neutrinos de masse inférieure à une cinquantaine de GeV, une asymétrie importante est indispensable si on souhaite attribuer la matière sombre à des neutrinos lourds. L'interaction de tels neutrinos est connue, la section efficace est cohérente et donc très importante sur des noyaux lourds, et les détecteurs au silicium pourront rapidement tester cette hypothèse.

#### *WIMP n°3 : magninos, cosmions...*

Un neutrino a normalement une section efficace de l'ordre de  $10^{-38} \text{ cm}^2$  sur un nucléon, pour des énergies de quelques GeV. Nous verrons plus loin qu'une des solutions du problème du déficit observé de neutrinos solaires requiert une particule de ce type, mais avec une section efficace 10 à 100 fois plus grande. Explicitement inventée pour résoudre ce problème, cette 3<sup>e</sup> classe de WIMPs a du mal à trouver une place dans les modèles de physique des particules. Les exigences à satisfaire sont que la particule soit stable, ait une masse comprise entre 4 et 7 GeV, ne s'annihile pas trop et ait une section efficace de collision sur l'hydrogène voisine de  $10^{-36} \text{ cm}^2$ .

La première variante de cette classe est le magnino (Raby et West, 1987), neutrino lourd de 4<sup>e</sup> génération possédant un nombre quantique conservé, ce qui assure sa stabilité car il ne se mélange pas avec les autres neutrinos, et une asymétrie cosmique est postulée. Par suite d'une quasi-coïncidence en masse de son partenaire chargé et de la particule de Higgs, le magnino a un moment magnétique important. La section efficace sur les protons en sort très renforcée, comparée à la section efficace habituelle d'un neutrino, et on obtient ainsi la section efficace requise sur l'hydrogène. Par contre, la section efficace sur les autres noyaux est beaucoup plus faible (comme un neutrino normal).

Raby et West ont ensuite proposé un autre modèle de neutrino lourd dans lequel l'échange d'un scalaire de Higgs très léger autorisait une section efficace importante (Raby et West, 1988), mais le domaine de masse de ce scalaire semble expérimentalement exclu.

Gelmini, Hall et Lin proposent l'échange d'un scalaire coloré lourd (une centaine de GeV) pour atteindre la section efficace requise du WIMP sur les nucléons. Ce "cosmion" peut être un scalaire ou un fermion (de Majorana ou de Dirac), n'interagissant qu'avec les quarks légers pour ne pas conduire à un mélange D<sup>0</sup>-D<sup>0</sup> trop important (Gelmini, Hall et Lin, 1987).

Ross et Segrè suggèrent qu'un neutrino lourd échangeant un Z' relativement léger ( $\approx 65$  GeV) au lieu d'un Z peut aussi avoir une section efficace importante (Ross et Segrè, 1987). Il faut que ce Z' ne se couple pas aux leptons ordinaires, pour contourner les limites venant des courants neutres, mais cela est possible dans le cadre d'une symétrie  $E_6$  venant des supercordes où le multiplet de matière possède des "neutrinos" supplémentaires différenciés des neutrinos ordinaires par une valeur différente d'un nombre quantique (*matter parity*).

On peut enfin ne pas chercher à construire un modèle pour cette particule, mais lui attribuer des propriétés génériques (masse, sections efficaces sur divers noyaux), et explorer les conséquences cosmologiques et astrophysiques de l'existence d'une telle particule dans l'espoir de parvenir à un test observationnel, à une possibilité de détection, ou peut-être à une contradiction éliminant de ce fait toute cette classe.

#### 4-4 Détection des WIMPs par leurs effets astrophysiques

Il s'agit ici de rechercher si les WIMPs peuvent avoir d'autres effets astrophysiques que seulement gravitationnels. Si les WIMPs s'annihilent facilement (ou s'ils se désintègrent), on peut rechercher les particules résultant de ces annihilations, soit dans le halo de notre galaxie, soit dans les endroits où ils ont pu s'accumuler du fait de captures (Soleil ou Terre, en particulier). S'ils ne s'annihilent pas, ils peuvent atteindre des concentrations suffisamment élevées dans les étoiles pour en modifier l'évolution "normale".

##### *Annihilations dans le halo*

Les fermions de Majorana, dont le photino est l'exemple-type, sont leurs propres antiparticules et une population de photinos disparaît peu à peu par annihilation. Ce serait aussi le cas d'un neutrino lourd que ne protégerait aucune asymétrie cosmique. La situation la plus étudiée est celle de WIMPs formant le halo sombre de notre Galaxie, et s'y annihilant. Comme nous l'avons vu, la section efficace d'annihilation est fixée, pour une masse donnée, par la densité relique. Connaissant la densité du halo, on peut donc en principe calculer le flux des produits d'annihilation atteignant un détecteur.

- ♦ La signature la plus nette (mais aussi la plus difficile à observer) est due aux photons gamma produits directement (suivant la réaction  $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ , ou  $v\bar{v} \rightarrow \gamma\gamma$ ). Les WIMPs ayant une faible vitesse ( $\approx 10^{-3}c$ ), les gammas sont quasiment monochromatiques avec une énergie proche de la masse du WIMP (Bergström et Snellman, 1988; Rudaz, 1989; Stecker et Tylka, 1989), d'où une signature très claire. Le détecteur intégrant le flux émis par la

matière sombre tout au long d'une ligne de visée, cela permet en principe de dresser une carte de la répartition  $\rho(R, b, l)$  de cette matière sombre en fonction de la latitude galactique  $b$  et de la longitude galactique  $l$  (Turner, 1986).

$$F = \langle \sigma_{2\gamma} V \rangle \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \left( \frac{\rho(R, b, l)}{m_{WIMP}} \right)^2 dR$$

où  $\sigma_{2\gamma}$  est la section efficace d'annihilation en 2 photons,  $V$  la vitesse relative des WIMPs, et  $R$  la distance le long de la ligne de visée. Pour un halo isotherme (voir la Section 2.1), la densité  $\rho(r)$  varie approximativement en  $1/(1+r^2/a^2)$ ,  $a$  étant le paramètre d'échelle de la distribution du halo. Un bruit de fond important est dû aux désintégrations de  $\pi^0$  (produits par les protons du rayonnement cosmique sur le gaz interstellaire), et on peut le minimiser en visant hors du plan du disque, où se trouve la plus grande concentration de ce gaz. Le flux recueilli en visant un pôle galactique ( $b = 90^\circ$ ) est :

$$F = \langle \sigma_{2\gamma} V \rangle \left( \frac{\rho_0}{m_{WIMP}} \right)^2 \frac{\sqrt{a^2 + R_0^2}}{8}$$

où  $\rho_0$  est la densité du halo près du Soleil, et  $R_0$  la distance du Soleil au centre de la Galaxie. Les sections efficaces d'annihilation en deux photons sont données par des diagrammes à une boucle, et sont donc beaucoup plus faibles que les sections efficaces totales d'annihilation. Pour le photino :

$$\langle \sigma_{2\gamma} V \rangle \approx 1.24 \times 10^{-31} \text{ cm}^3/\text{s} \left( \frac{m_\gamma}{1 \text{ GeV}} \right)^2 \left( \frac{50 \text{ GeV}}{m_\gamma} \right)^4$$

$$\text{soit } \langle \sigma_{2\gamma} V \rangle \approx 10^{-31} \text{ cm}^3/\text{s} [\Omega h^2]^{-1}$$

en tenant compte de la relation entre  $m_\gamma$  et  $m_\chi$  imposée par la condition que la densité actuelle de photinos soit la densité critique. Pour le higgsino :

$$\langle \sigma_{2\gamma} V \rangle \approx 6.2 \times 10^{-34} \text{ cm}^3/\text{s} \left( \frac{m_h}{1 \text{ GeV}} \right)^2$$

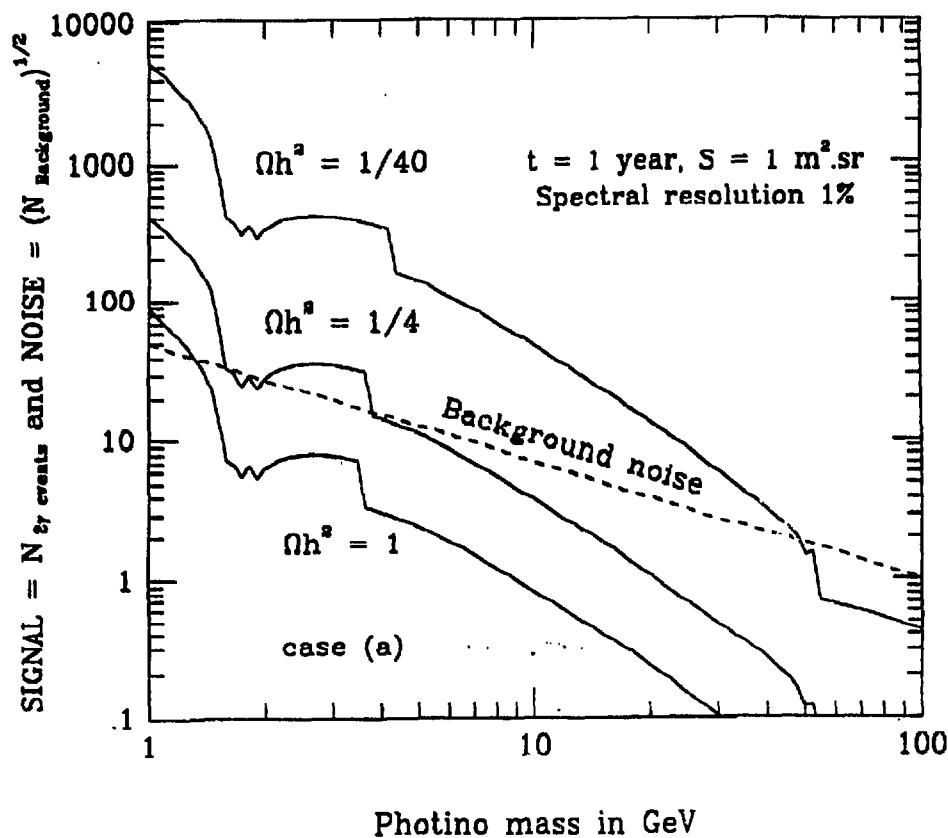
Les valeurs standard  $\rho_0 \approx 0.4 \text{ GeV/cm}^3$  et  $a \approx r_0 \approx 8.5 \text{ kpc}$ , conduisent à :

$$F \approx 10^{-10} \text{ photons/cm}^2/\text{s/sr} \left( \frac{1 \text{ GeV}}{m_\gamma} \right)^2 [\Omega h^2]^{-1}$$

pour le photino, et à :

$$F \approx 4 \times 10^{-13} \text{ photons/cm}^2/\text{s/sr}$$

pour le higgsino, indépendamment de sa masse.



Ces flux sont malheureusement très faibles et leur détection sera tout juste à la portée d'une prochaine génération de satellites d'observation gamma succédant à GRO : leur acceptance typique ne pouvant guère dépasser  $10^4 \text{ cm}^2 \times \text{sr}$ , une année d'observation ( $\approx 3 \times 10^7 \text{ s}$ ) ne permettrait de détecter que quelques dizaines de photons, ce qui un nombre comparable à l'incertitude sur le bruit de fond. Ce dernier est en effet (Stecker, 1978) :

$$F_{\text{fond}} \approx 8 \times 10^{-9} \text{ photons/cm}^2/\text{s/sr} \left( \frac{1 \text{ GeV}}{E_{\text{photon}}} \right)^{1.7 \pm 0.3}$$

intégré avec une résolution en énergie de 1% (le mieux que l'on puisse espérer des prochains détecteurs). Cela conduit à attendre environ (Bouquet, Salati et Silk, 1989) :

$$2500 \text{ photons/an/m}^2/\text{sr} \times \left( \frac{1 \text{ GeV}}{E_{\text{photon}}} \right)^{1.7 \pm 0.3}$$

avec une fluctuation statistique typique de :

$$50 \text{ photons} \times \left( \frac{1 \text{ GeV}}{E_{\text{photon}}} \right)^{0.85 \pm 0.15}$$

♦ Le flux secondaire de photons gamma produits dans la cascade de désintégration des produits primaires (pions, baryons, muons, etc) est beaucoup plus élevé, puisque l'on gagne typiquement un facteur  $10^4$  sur la section efficace. Le problème est que la signature est peu précise car au lieu d'une raie très étroite on ne peut observer qu'une bosse dans la distribution des gammas du fond (qui viennent essentiellement des désintégrations de  $\pi^0$  formés par les rayons cosmiques, pour  $E_\gamma > 1$  GeV, et du bremsstrahlung des électrons cosmiques pour  $E_\gamma < 1$  GeV). Pour séparer les gammas d'annihilation recherchés du bruit de fond, il faut d'une part utiliser la distribution angulaire différente des deux types de sources (le halo est quasi-sphérique, les gammas dus aux rayons cosmiques plutôt dans le plan du disque), et d'autre part connaître avec le maximum de précision le spectre des gammas de différentes sources, en particulier suivre la chaîne des désintégrations des hadrons formés dans l'annihilation des WIMPs (Silk, 1988). Le signal est potentiellement important, mais les incertitudes aussi, et aucune conclusion ne peut être donnée pour le moment.

♦ Les particules chargées produites dans l'annihilation spiralent dans le champ magnétique de la Galaxie et restent ainsi confinés dans le halo pendant environ  $10^8$  ans. En ce cas on perd la directionnalité, mais leur flux peut être suffisamment renforcé pour permettre leur détection. Il a été avancé (Silk et Srednicki, 1984) que le nombre d'antiprotons observés avec une énergie un peu inférieure au GeV dans les rayons cosmiques excède celui que l'on peut attribuer aux collisions sur les atomes interstellaires, et pourrait être la signature attendue d'un photino de 3 GeV environ (l'antiproton possédant en moyenne environ 20% de l'énergie du WIMP). Aux dernières nouvelles, cet excès n'est pas confirmé par des mesures récentes, mais les incertitudes entrant dans le calcul du flux d'antiprotons empêchent d'en tirer des limites sur les candidats à la matière sombre (Silk, 1988).

#### *Annihilations dans le Soleil*

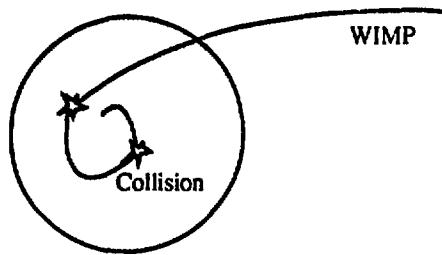
Par ailleurs, les particules constituant la matière sombre du halo peuvent être capturées par le Soleil ou les autres étoiles quand elles traversent leur surface, interagissent avec les noyaux et perdent ce faisant assez d'énergie pour y être capturées (Press et Spergel, 1985). Le taux de capture par une étoile de masse M et de rayon R est la somme de deux contributions. La première :

$$F_{\text{geo}} = 1.6 \times 10^{29} \text{ s}^{-1} \frac{\rho_{\text{halo}}}{0.01 M_0 / \text{pc}^3} \frac{V_{\text{halo}}}{300 \text{ km/s}} \frac{1 \text{ GeV}}{m_{\text{WIMP}}} [R/R_0]^2 [1 - \exp(-\sigma/\sigma_c)]$$

correspond aux WIMPs qui traverseraient l'étoile indépendamment de la courbure gravitationnelle. C'est pourquoi elle est proportionnelle à la vitesse  $V_{\text{halo}}$  et à la section  $R^2$  de l'étoile. La seconde :

$$F_{\text{grav}} = 10^{30} \text{ s}^{-1} \frac{\rho_{\text{halo}}}{0.01 M_0/\text{pc}^3} \frac{300 \text{ km/s}}{V_{\text{halo}}} \frac{1 \text{ GeV}}{m_{\text{WIMP}}} [R/R_o][M/M_0] (1 - \exp(-\sigma/\sigma_c))$$

correspond aux WIMPs qui sont déviés par l'attraction gravitationnelle et traversent la surface de l'étoile. C'est pourquoi elle est proportionnelle à la masse  $M$  et au rayon  $R$  du Soleil, et inversement proportionnelle à la vitesse  $V_{\text{halo}}$ . Dans ces équations,  $\sigma$  est la section efficace de collision WIMP-noyau,  $\sigma_c$  ( $\approx 4 \times 10^{-36} \text{ cm}^2$  pour le Soleil) la section efficace critique au-delà de laquelle tous les particules incidentes sont capturées et le facteur  $(1 - \exp(-\sigma/\sigma_c))$  la probabilité de capture d'un WIMP au cours de sa traversée de l'étoile.



Ces formules sont des approximations qui négligent le déplacement de l'étoile par rapport au halo (ce qui diminue le taux de capture de 20% environ) et les variations de composition chimique au sein de l'étoile alors que l'interaction d'un WIMP varie (parfois considérablement) d'un noyau à un autre. Un neutralino, couplé au spin, ne voit que les noyaux d'hydrogène (moins de 70% de la masse de l'étoile), un magnino aussi (car par construction sa section efficace est beaucoup plus grande sur l'hydrogène que sur les autres noyaux), tandis qu'un neutrino de Dirac dont la section efficace varie en  $A^2$  ( $A$  étant le numéro atomique) interagit essentiellement avec les noyaux lourds (He, C, N, O) et la section efficace effective lors de sa capture est une dizaine de fois la section efficace sur l'hydrogène. On peut tenir compte numériquement de ces différences, cas par cas pour un profil d'étoile donné (Bouquet et Salati, 1989; Giraud-Héraud et al., 1989).

Si les WIMPs sont plus légers que 4 GeV (pour une section efficace de l'ordre du picobarn), ils s'évaporent rapidement (Gould, 1987), tout simplement parce que les WIMPs les plus rapides (la queue de la distribution de Maxwell-Boltzmann) peuvent acquérir au cours d'une collision le supplément de vitesse qui leur permet de quitter définitivement l'étoile. Le taux d'évaporation décroît exponentiellement avec la masse de la particule, et est négligeable au-delà de 4 GeV pour le Soleil. S'ils sont plus lourds, ils s'accumulent peu à peu au centre du Soleil. La distribution des particules capturées est fonction du potentiel de gravitation (donc de la distribution de densité  $\rho(r)$  dans l'étoile) et de la distribution de température  $T(r)$ . La zone où se concentrent ces particules est

suffisamment restreinte pour que l'on puisse considérer, en première approximation, que la densité et la température y sont presque constantes. La distribution des WIMPs est alors gaussienne :

$$n_{\text{WIMP}}(r) = n_{\text{WIMP}}(0) \exp \left\{ -r^2/r_{\text{WIMP}}^2 \right\}$$

$$\text{où } r_{\text{WIMP}}^2 \approx \frac{3 k T(0)}{2 \pi G \rho(0) m_{\text{WIMP}}} \approx (0.05 R_0)^2 \frac{4 \text{ GeV}}{m_{\text{WIMP}}} \text{ pour le Soleil.}$$

Quand les WIMPs sont leur propres antiparticules comme les neutralinos (ou s'il n'y a pas d'asymétrie cosmique dans le cas d'un neutrino lourd), ils s'annihilent par paires. En régime d'équilibre (atteint en quelques millions d'années, ce qui est très rapide à l'échelle cosmique), le taux d'annihilation égale le taux de capture. La plupart des produits d'annihilation (photons ou particules chargées) quittent très difficilement le cœur du Soleil, mais les neutrinos s'échappent aisément. Une signature de matière sombre de type neutrino lourd  $\nu_H$  ou neutralino  $\gamma$  serait donc un flux de neutrinos d'énergie élevée (de l'ordre de plusieurs GeV) provenant du centre du Soleil (Gaisser, Steigman et Tilav, 1986; Srednicki, Olive et Silk, 1987). Ici aussi, le signal le plus net serait formé de neutrinos monochromatiques venant d'une annihilation directe  $\gamma\gamma \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e$ , ou  $\nu_H \bar{\nu}_H \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e$ , mais ce signal est faible. L'essentiel du flux est formé des neutrinos secondaires produits dans les désintégrations des fermions venant de  $\gamma\gamma \rightarrow f\bar{f}$  par exemple. Le spectre en énergie de ces neutrinos est difficile à calculer en raison des chaînes complexes de désintégration, mais il ressemble à celui des neutrinos produits dans les annihilations  $e^+e^-$ . Les détecteurs construits pour mesurer la durée de vie du proton sont bien adaptés à ce genre de recherche, et les limites obtenues par les détecteurs IMB et Fréjus excluent la possibilité que le WIMP soit un sneutrino de plus de 4 GeV, un neutrino de Dirac entre 4 et 32 GeV ou un neutrino de Majorana entre 6 et 32 GeV. Le cas d'un photino ou higgsino entre 4 et 10 GeV est controversé (Ng, Olive et Srednicki, 1987; Ellis, Flores et Ritz, 1987) car la section efficace neutralino-proton dépend de la répartition du spin du proton entre ses constituants, et cette répartition est mal comprise (effet EMC).

#### *Modifications de l'évolution stellaire*

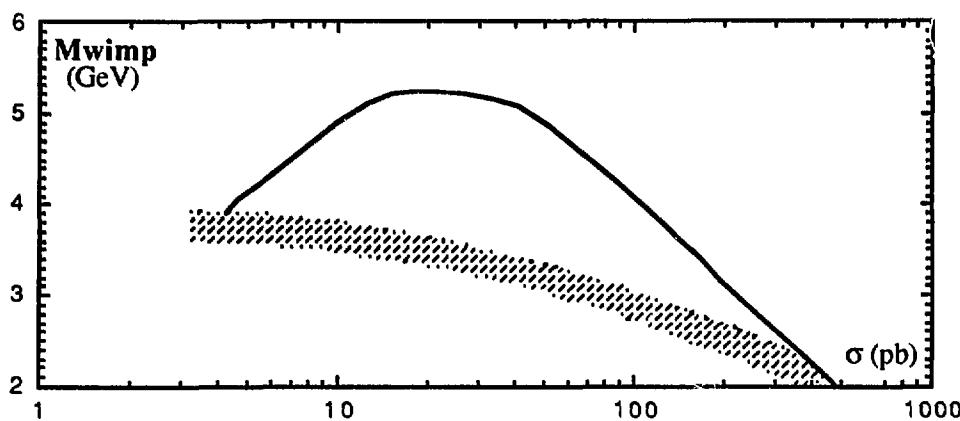
Si les WIMPs ne s'annihilent pas par paires (ou très difficilement), ils peuvent modifier de façon appréciable la structure et l'évolution de l'étoile qui les a capturés, car ils fournissent un moyen extraordinairement efficace<sup>1</sup> de transporter de l'énergie du cœur

---

<sup>1</sup> Une densité relative de  $10^{-10}$  WIMP par nucléon suffirait à transporter toute l'énergie thermonucléaire produite au cœur du Soleil.

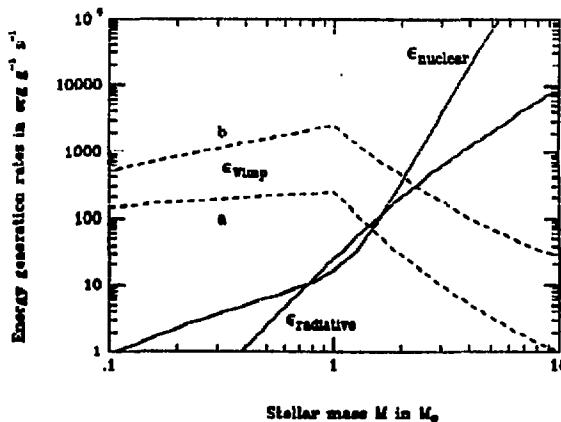
vers la périphérie de l'étoile, malgré leur très faible densité relative. Dans le cas du Soleil, cela refroidirait un peu le centre (Steigman et al., 1978; Spergel et Press, 1985), et réduirait sensiblement le flux des neutrinos détectables dans l'expérience de Davis avec le chlore (Davis et al., 1968; Davis, 1989). Un calcul analytique (Bouquet, Kaplan et Martin, 1988) aussi bien que des simulations numériques (Gilliland et al., 1986; Giraud-Héraud et al., 1989) confirment cette hypothèse pour un intervalle étroit de masses et de sections efficaces :

$$4 \text{ GeV} < m_{\text{WIMP}} < 7 \text{ GeV} \quad \text{et} \quad 3 \cdot 10^{-36} \text{ cm}^2 < \sigma_H < 4 \cdot 10^{-34} \text{ cm}^2$$



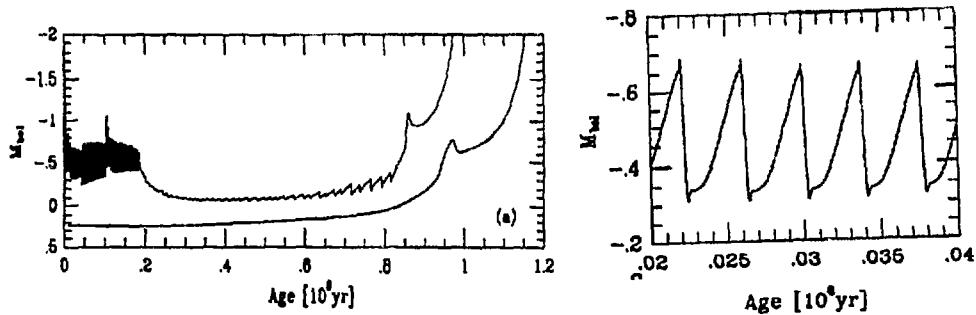
*Relation entre masse et section efficace d'un WIMP modifiant la structure et l'évolution du Soleil de façon à obtenir un taux de 2 S.N.U. dans les expériences de Davis. La zone hachurée indique la limite de masse, en dessous de laquelle l'évaporation est trop rapide pour que les WIMPs aient un effet. D'après Giraud-héraud et al., 1989*

Les WIMPs peuvent également supprimer la convection dans les étoiles dont le cœur est convectif. L'énergie  $\epsilon_{\text{nuc}}$  produite dans le cœur de la plupart des étoiles de la Séquence Principale est supérieure à l'énergie  $\epsilon_{\text{radiatif}}$  que peuvent transporter les photons. Le surplus est transporté par des mouvements de convection qui brassent le cœur, et renouvellent de ce fait le carburant au centre.



Dans le cas des étoiles légères ( $<1M_\odot$ ), les WIMPs peuvent transporter la totalité de l'énergie nucléaire et suppriment la convection. Le changement de luminosité entraîné par cette suppression serait observable (Bouquet et Salati, 1989). Pour des étoiles plus lourdes, l'énergie nucléaire augmente très vite et surtout le nombre de WIMPs accrétiés diminue car l'étoile vit moins longtemps. Les WIMPs n'ont donc aucune influence sur l'évolution des étoiles massives.

Le cas des étoiles géantes rouges de la Branche Horizontale (phase HB) est plus controversé. Intuitivement, la suppression de la convection, réduisant la masse de combustible disponible au centre, devrait raccourcir exagérément la durée de la phase HB. Renzini tire argument de la cohérence des observations avec le modèle standard d'évolution des étoiles HB pour exclure la solution WIMP du problème des neutrinos solaires (Renzini, 1987). Spergel et Faulkner estiment que les WIMPs en question s'évaporent *avant* la phase HB, les calculs de Renzini sont irrelevant (Spergel et Faulkner, 1988). En fait, tous les types de WIMPs ne s'évaporent pas, et l'argumentation de Renzini est justifiée dans certains cas : magninos de plus de 8 GeV (en-dessous, ils s'évaporent de l'étoile) et peut-être neutrinos de 4<sup>e</sup> génération si rien d'anormal n'apparaît dans des environnements plus riches en matière sombre que le voisinage du Soleil, comme les amas globulaires près du centre de la Galaxie ou les galaxies naines. Une simulation numérique (Dearborn et al., 1989) montre un effet inattendu : les WIMPs suppriment bien la convection, mais cette situation est instable, l'étoile se réchauffe, devient plus lumineuse, la convection se réinstalle, l'étoile se refroidit, et le cycle recommence, avec une période voisine de 500 000 ans.



La figure de gauche montre l'évolution d'une étoile HB en présence de WIMPs (courbe du haut) et en l'absence de WIMPs (courbe du bas). La luminosité est toujours plus grande, et la durée de vie n'est que légèrement raccourcie. La figure de droite est un agrandissement de la partie gauche de la figure de gauche, montrant les pulsations régulières de luminosité.

Ces pulsations augmentent sensiblement la luminosité des étoiles HB, qui entre dans le calcul de l'âge des amas globulaires. Cet âge, habituellement estimé à  $16 \pm 2$  milliards

d'années, entre en conflit avec la prédition du big-bang :  $\frac{2}{3} H^{-1} = 6.5 h^{-1}$  milliards d'années (H est la constante de Hubble). La présence de WIMPs réduit de 30% l'âge calculé de ces amas, et la difficulté disparaît.

#### 4-5 Détection directe des WIMPs en laboratoire

Ce sujet étant couvert par l'exposé de Bernard Sadoulet, rappelons simplement les méthodes utilisées (Smith, 1987; Primack, Seckel et Sadoulet, 1988). L'objectif est de détecter d'éventuelles particules formant la matière sombre du halo quand elles traversent l'appareil de détection sur Terre et y déposent de l'énergie.

Pour calculer le nombre d'événements attendus, on dispose d'une part de renseignements sur le halo qui fournissent le flux de WIMPs, et d'autre part de la section efficace d'interaction, venant pour des neutrinos lourds ou des neutralinos de la contrainte que leur densité relique soit voisine de la densité critique (ou à la rigueur un facteur 10 en dessous), et pour les magninos ou les cosmions de l'exigence qu'ils résolvent le problème des neutrinos solaires.

Compte-tenu des caractéristiques du halo au voisinage de la Terre, densité proche de  $0.01 M_\odot/\text{pc}^3$  ( $=0.4 \text{ GeV/cm}^3$ ) et vitesse moyenne de l'ordre de 300 km/s, le flux moyen est de l'ordre de  $10^7$  particules par  $\text{cm}^2$  et par seconde (pour des WIMP de 1 GeV). Nous avons dit les incertitudes sur la densité et la distribution de vitesse du halo. Il faut aussi tenir compte du mouvement du Soleil par rapport au halo, qui introduit une dissymétrie dans la distribution de vitesse, et en plus une modulation annuelle du signal de l'ordre de 15%, due au mouvement de la Terre autour du Soleil, dont l'observation serait une bonne signature de la matière sombre (Spergel, 1988).

Une densité relique voisine de la densité critique impose une section efficace de diffusion sur des noyaux de l'ordre de  $10^{-38} \text{ cm}^2$ , et cela ne correspond qu'à 6 interactions par jour et par kilogramme de détecteur (à diviser par la densité du détecteur, et par la masse du WIMP en GeV!). Outre le bruit de fond, la difficulté majeure est la faible énergie des WIMPs, de l'ordre de quelques keV, d'où des problèmes de seuil et de résolution en énergie, mais il n'est pas impossible de détecter le faible recul des noyaux touchés (Goodman et Witten, 1985). Différentes techniques sont utilisées, ou à l'étude :

- ◆ Un noyau subissant un recul dans un cristal à la suite d'une collision excite les électrons, et des scintillateurs peuvent détecter l'énergie d'ionisation dans un bloc de germanium (Ahlen et al., 1987; Caldwell, 1988) ou de silicium (Rich et al., 1987; Sadoulet et al., 1988, Gerbier, 1989).

- ◆ Le noyau peut aussi transmettre son énergie au réseau cristallin sous forme de phonons qui finissent par se thermaliser, réchauffant le cristal. Des calorimètres à très basse

température (aussi appelés bolomètres) peuvent détecter l'énergie de ces phonons dans un cristal de quelques centaines de grammes de silicium (Sadoulet, 1988).

◆ D'autres bolomètres peuvent détecter l'énergie des rotons produits dans de l'hélium 4 superfluide, également à très basse température (Lanou et al., 1988).

De tels détecteurs sont bien adaptés à l'étude de neutrinos de Dirac lourds (et ses variantes cosmions ou magninos), mais la cible étant formée de noyaux de spin zéro, les neutralinos y sont insensibles. D'autres détecteurs y seraient mieux adaptés, mais les problèmes techniques sont énormes :

◆ Des billes supraconductrices basculant dans l'état conducteur au passage des WIMPs (Gonzalez-Mestres et Perret-Gallix, 1988).

◆ Une chambre de quelques m<sup>3</sup> d'hydrogène à basse pression (TPC) dans un champ magnétique aurait un faible bruit de fond et une bonne résolution angulaire (Rich et Spiro, 1988; Gerbier, 1989).

## 5-Conclusion

Si la majeure partie, pour ne pas dire la quasi-totalité, de la matière dans l'univers ne rayonne pas électromagnétiquement (ni dans le visible, ni dans le domaine radio ou X) et n'est pas formé des particules connues, les conséquences sont évidemment immenses. Du point de vue de l'astrophysique, cela signifie qu'il faut reprendre tous les modèles. L'évolution de l'univers (cosmologie du big-bang) est surtout modifiée par la période d'inflation. La formation des galaxies est accélérée, et leur structure est dominée par l'existence d'un halo quasi-sphérique. L'évolution des étoiles elle-même peut être altérée par la présence de certains types de matière sombre, ce qui constitue un moyen indirect de détection. Du point de vue de la physique des particules, il est clair que l'existence d'un type nouveau de particule pose un défi aux théoriciens qui doivent lui trouver une place raisonnable dans leurs modèles, mais aussi aux expérimentateurs qui tentent de la mettre en évidence (voir le cours de Sadoulet). La plupart des candidats proposés sont relativement "raisonnables" et ne demandent que des extensions minimales du modèle standard, mais un échec, une non-découverte, pourrait nous conduire à des remises en question plus profondes. Philosophiquement, enfin, réaliser que l'univers est essentiellement formé de matière sombre pousse le principe de Copernic à l'extrême : non seulement, nous ne sommes pas le centre du monde, mais encore la matière dont nous sommes faits n'est qu'une variété marginale dans l'univers.

Pour revenir sur Terre, il ne faut pas oublier qu'il n'existe encore aucune preuve tangible de l'existence de la matière sombre, mais seulement un faisceau de présomptions. Beaucoup d'indices venant de sources très diverses convergent vers cette même idée que

les 9/10 de l'univers sont formés d'une matière inconnue et sombre, mais aucun n'est rigoureusement indiscutable. Et si une majorité d'astrophysiciens (et de physiciens des particules ?) est convaincue de l'existence de cette matière sombre, ceci n'est aucunement un gage de véracité!

La parole est aux expérimentateurs.

Remerciements : Qu'il me soit ici permis de remercier Pierre Salati pour m'avoir convaincu de l'intérêt et de l'importance de la matière sombre, Michel Cassé pour m'avoir enseigné que les étoiles étaient vivantes, Paul Sorba pour m'avoir accueilli deux ans au LAPP où j'ai beaucoup appris, et *last but not least*, les organisateurs de l'Ecole de Gif 1989 pour m'avoir invité à y présenter ce cours.

## Références

- Abbott L. et Sikivie P.: *Phys. Lett.* **120B** (1983) 133  
Ahlen S.P., Avignone III F.T., Brodzinski R.L., Drukier A.K., Gelmini G. et Spergel D.N.: *Phys. Lett.* **195B** (1987) 603  
Applegate J. et Hogan C.J.: *Phys. Rev.* **D31** (1985) 3037  
Ashman K.M. et Carr B.J.: in "Dark Matter", Proc.XXIIrd Rencontres de Moriond, J. Audouze et J. Tran Thanh Van eds (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1988)  
Athanassoula E. et Bosma A.: *Annales de Physique*, **13** (1988) 3  
Audouze J.: in "Dark matter in the universe", IAU Symposium 117, Kormandy et Knapp eds (Reidel, 1987)  
Audouze J., Delbourgo-Salvador P., Reeves H. et Salati, P.: *Annales de Physique*, **13** (1988) 51  
Bahcall J.N.: *Astrophysical Journal* **276** (1984) 169  
Bahcall J.N.: *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **24** (1986) 577  
Bahcall J.N.: in "Dark matter in the universe", IAU Symposium 117, Kormandy et Knapp eds (Reidel, 1987)  
Bahcall J.N. et Casertano S.: *Astrophysical Journal* **293** (1985) L7  
Barrow J.D. et Tipler A.J.: "The anthropic cosmological principle" (Oxford University Press, Oxford, 1988)  
Bennett D. et Bouchet F.: *Phys. Rev. Lett.* **60** (1988) 257  
Bergström L. et Snellman H.: *Phys. Rev.* **D37** (1988) 3737  
Binney J. et Tremaine S.: "Galactic Dynamics" Princeton University Press (Princeton, 1987)  
Blumenthal G.R., Faber S.M., Primack J.R. et Rees M.J.: *Nature* **311** (1984) 517  
Blumenthal G.R., Faber S.M., Flores R. et Primack J.R.: *Astrophysical Journal* **301** (1986) 27  
Bouquet A., Kaplan J. et Martin F.: *Astr. Astrophys.* **222** (1989) 103  
Bouquet A. et Salati P.: *Astr. Astrophys.* **217** (1989) 270  
Bouquet A. et Salati P.: prétrage LBL 26654/ LAPP TH-229/1989 (à paraître dans *Astrophysical Journal Lett.*)  
Bouquet A., Salati P. et Silk J.: prétrage LBL 27334/ LAPP TH-250/1989 (à paraître dans *Phys. Rev. D*)  
Bond J.R.: in Proc. of the Theoretical Workshop on Cosmology and Particle Physics, Berkeley 1986, I. Hinchliffe ed. (World Scientific, 1987)  
Brandenberger R.H.: in Proc. of the Theoretical Workshop on Cosmology and Particle Physics, Berkeley 1986, I. Hinchliffe ed. (World Scientific, 1987)  
Burstein D. et Rubin V.C.: in "Dark matter in the universe", IAU Symposium 117, Kormandy et Knapp eds (Reidel, 1987)  
Caldwell J.A.R. et Ostriker J.P.: *Astrophysical Journal* **251** (1981) 61  
Caldwell D.O.: in "Dark Matter", Proc.XXIIrd Rencontres de Moriond, J. Audouze et J. Tran Thanh Van eds (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1988)  
Carr B.J., Bond J.R. et Arnett W.D.: *Astrophysical Journal* **277** (1984) 445  
Carr B.J.: in "Dark matter in the universe", IAU Symposium 117, Kormandy et Knapp eds (Reidel, 1987)  
Coleman S.: *Nucl. Phys.* **B262** (1985) 263  
Cowsik R.: *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977) 784  
Davis M. et al.: *Astrophysical Journal* **292** (1985) 371  
Davis R., Harmer D.S. et Hoffman K.C.: *Phys. Rev. Lett.* **20** (1968) 1205  
Davis, R.: in "Inside the Sun", IAU Symposium 121, Versailles, France, 22-26 May 1989  
Dearborn D., Raffelt G., Salati P., Silk J. et Bouquet A.: prétrages Berkeley CTPA-TH-89-008 (à paraître dans *Nature*) et 009 (à paraître dans *Astrophysical Journal*)  
Deliyannis C. et al.: *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 1583  
De Panfilis et al.: in "Dark Matter", Proc.XXIIrd Rencontres de Moriond, J. Audouze et J. Tran Thanh Van eds (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1988)  
De Rujula A. et Glashow S.D.: *Nature* **312** (1984) 734  
Dicus D.A. et Teplitz V.L.: *Phys. Rev.* **D34** (1986) 940  
Dine et Fischler.: *Phys. Lett.* **120B** (1983) 137  
Dupraz C. et Combes F.: *Annales de Physique*, **13** (1988) 23  
Ellis J., Flores R. et Ritz S.: *Phys. Lett.* **198B** (1987) 393  
Faber S.M.: in "Dark matter in the universe", IAU Symposium 117, Kormandy et Knapp eds (Reidel, 1987)  
Flores R.: *Phys. Lett.* **215B** (1988) 73  
Fowler W.J.: in Proc. Conf. on Baryonic Dark Matter (Cambridge, 1989)  
Freeman K.C.: in "Dark matter in the universe", IAU Symposium 117, Kormandy et Knapp eds (Reidel, 1987)

- Gaisser T.K., Steigman G. et Tilav S.: *Phys. Rev.* D34 (1986) 2206  
Gelmini G.B., Hall L.J. et Lin M.J.: *Nucl. Phys.* B281 (1987) 726  
Gerbier G.: in Proc XXIV<sup>th</sup> Rencontres de Moriond, J. Tran Thanh Van ed (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1989)  
Gilmore G. et Hewitt P.: *Nature* 306 (1983) 669  
Gilliland R.L., Faulkner J., Press W.H. et Spergel D.N.: *Astrophysical Journal* 306 (1986) 703  
Giraud-Héraud Y., Kaplan J., Martin de Volnay F., Tao C. et Turck-Chièze S.: Saclay preprint DPhPE 89-14 (à paraître dans *Solar Physics*)  
Giudice G.F. et Roulet E.: *Phys. Lett.* 211B (1989) 370  
Goodman M.W. et Witten E.: *Phys. Rev.* D31 (1985) 3059  
Gonzalez-Mestres L. et Perret-Gallix D.: in "Dark Matter", Proc.XXIII<sup>rd</sup> Rencontres de Moriond, J. Audouze et J. Tran Thanh Van eds (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1988)  
Gott J.R. et al.: *Astrophysical Journal* 306 (1986) 341  
Gould A.: *Astrophysical Journal* 321 (1987) 560  
Griest K.: *Phys. Rev.* D38 (1988) 2357; erratum Fermilab-Pub-89-139A  
Guth A.J.: *Phys. Rev.* D23 (1981) 347  
Hansel D. et Jolicœur, T.: *Astron. Astrophys. Lett.* (1987)  
Hegyi D.J. et Olive K.A.: *Astrophysical Journal* 303 (1986) 56  
Huchra J. et Geller M.: *Astrophysical Journal* 257 (1982) 423  
Kane G.L. et Kani I.: *Nucl. Phys.* B277 (1986) 525  
Kolb E.W., Olive K.A. et Vittorio N.: *Phys. Rev.* D34 (1986) 934  
Kormandy J. et Knapp G.R. eds: *Dark matter in the universe*, IAU Symposium 117 (Reidel, 1987)  
Krauss L.M.: *Phys. Lett.* 128B (1983) 37  
Krauss L.M.: Harvard preprint HUTP 85-A008a, unpublished  
Krauss L.M., Freese K., Spergel D.N. et Press W.H.: *Astrophysical Journal* 299 (1985) 1001  
Ipser J.R. et Sikivie P.: *Phys. Rev.* D35 (1987) 3695  
Lanou R.E., Maris H.J. et Seidel G.M.: in "Dark Matter", Proc.XXIII<sup>rd</sup> Rencontres de Moriond, J. Audouze et J. Tran Thanh Van eds (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1988)  
Lee BW. et Weinberg S.: *Phys. Rev. Lett.* 39 (1977) 165  
Lee T.D.: *Phys. Rev.* D35 (1987) 3637  
Loh E. et Spillar E.: *Astrophysical Journal Lett.* 307 (1986) L1  
Mazure A., Mathez G. et Melier Y.: *Annales de Physique*.13 (1988) 35  
Meiksin A. et Davis M.: *Astron. J.* 91 (1986) 191  
Melaney et Fowler W.J.: *Am. Scientist* 76 (1988) 472  
Mellier Y.: *Annales de Physique*.13 (1988) 39  
Milgrom S. et Bekenstein J.: in "Dark matter in the universe", IAU Symposium 117, Kormandy et Knapp eds (Reidel, 1987)  
Nakamura K., Horie H., Takahashi T. et Tanimori T.: *Phys. Lett.* 161B (1985) 417  
Ng K.W., Olive K.A. et Srednicki M.: *Phys. Lett.* 188B (1987) 138  
Nilles H.P.: *Phys. Rept.* C110 (1984) 2  
Ostriker J.P.: in "Dark matter in the universe", IAU Symposium 117, Kormandy et Knapp eds (Reidel, 1987)  
Peebles P.J.E.: *Astrophysical Journal* 284 (1984) 439  
Preskill, Wise M.B. et Wilczek F.: *Phys. Lett.* 120B (1983) 127  
Press W.H. et Spergel D.N.: *Astrophysical Journal* 321 (1985) 679  
Primack J., Seckel D. et Sadoulet B.: *Ann. Rev. Nucl. Part. Phys.* 38 (1988) 751  
Raby S. et West G.B.: *Nucl. Phys.* B292 (1987) 793, *Phys. Lett.* 194B (1987) 557 et *Phys. Lett.* 200B (1988) 547  
Raby S. et West G.B.: *Phys. Lett.* 202B (1988) 47  
Renzini A.: *Astron. Astrophys.* 171 (1987) 121  
Rees M.J.: in "Dark matter in the universe", IAU Symposium 117, Kormandy et Knapp eds (Reidel, 1987)  
Rich J., Rocchia R. et Spiro M.: *Phys. Lett.* 202B (1988) 161  
Rich J. et Spiro M.: Saclay report DPhPE 88-04 (1988)  
Robin A.C., Crézé M. et Bienaymé O.: in "Dark Matter", Proc.XXIII<sup>rd</sup> Rencontres de Moriond, J. Audouze et J. Tran Thanh Van eds (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1988)  
Rohlfs K., Chini R., Wink J.E. et Böhme R.: *Astron. Astrophys.* 158 (1986) 181  
Ross G.G. et Segrè G.C.: *Phys. Lett.* 197B (1987) 45  
Rubin V.C.: in "Dark matter in the universe", IAU Symposium 117, Kormandy et Knapp eds (Reidel, 1987)  
Rubin V.C., Burstein D., Ford W.K. et Thonnard N.: *Astrophysical Journal* 289 (1985) 91  
Rudaz S.: *Phys. Rev.* D39 (1989) 3549

- Sadoulet B.: in "Dark Matter", Proc.XXIIrd Rencontres de Moriond, J. Audouze et J. Tran Thanh Van eds (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1988)
- Sadoulet B., Rich J., Spiro M. et Caldwell D.O.: *Astrophysical Journal* **324** (1988) L75
- Salati P.: in "Cosmologie et particules élémentaires" Cours de l'Ecole de Gif 1984 (CNRS-IN2P3, Paris)
- Sancisi R. et van Albada T.S.: in "Observational Cosmology", IAU Symposium 124 (Reidel, 1987) et in "Dark matter in the universe", IAU Symposium 117, Kormandy et Knapp eds (Reidel, 1987)
- Schechter P.L.: *Ap J.* **203** (1976) 297
- Sikivie P.: *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983) 1415
- Silk J.: *Ap J.* **151** (1968) 459
- Silk J. et Srednicki M.: *Phys. Rev. Lett.* **53** (1984) 624
- Silk J.: in "Dark Matter", Proc.XXIIrd Rencontres de Moriond, J. Audouze et J. Tran Thanh Van eds (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1988)
- Smith P.F.: in 2nd ESO-CERN Symposium (L. Setti and L. Van Hove eds, 1986)
- Soucaut G. et al.: *Astr. Astrophys.* **191** (1987) L19
- Spergel D.N. et Faulkner J.: *Astrophysical Journal* (1988)
- Spergel D.N. et Press W.H.: *Astrophysical Journal* **294** (1985) 663
- Spergel D.N. et Richstone D.O.: in "Dark Matter", Proc.XXIIrd Rencontres de Moriond, J. Audouze et J. Tran Thanh Van eds (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1988)
- Spergel D.N.: *Phys. Rev.* **D37** (1988) 1353
- Srednicki M., Olive K.A. et Silk J.: *Nucl. Phys.* **B279** (1987) 804
- Srednicki M., Watkins R. et Olive K.A.: *Nucl. Phys.* **B310** (1988) 693
- Stecker F.J.: *Astrophysical Journal* **223** (1978) 1032
- Stecker F.J. et Tylka: *Astrophysical Journal* **343** (1989) 169
- Steigman G., Sarazin C.L., Quintana H. et Faulkner J.: *Astrophysical Journal* **83** (1978) 1050
- Thuan T.X.: in "Dark Matter", Proc.XXIIrd Rencontres de Moriond, J. Audouze et J. Tran Thanh Van eds (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1988)
- Trimble V.: *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **25** (1987) 425
- Turner M.S.: Proc. 1984 Cargèse Summer School (J. Audouze et J. Tran Thanh Van eds (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1985))
- Turner M.S.: *Phys. Rev.* **D33** (1986) 889
- Weinberg S.: Gravitation and Cosmology (Wiley & Sons, N.Y., 1972)
- White S.D.M. et al.: *Mon. Not. Royal Astr. Soc.* **209** (1983) 15P
- White S.D.M.: in "Dark matter in the universe", IAU Symposium 117, Kormandy et Knapp eds (Reidel, 1987)
- White S.D.M., Frenck C., Davis M. et Efstathiou G.: *Astrophysical Journal* **313** (1987) 505
- Whitmore B.C., McElroy D.B., Schweizer F. et Rubin V.C.: in "Dark matter in the universe", IAU Symposium 117, Kormandy et Knapp eds (Reidel, 1987)
- Witten E.: *Phys. Rev.* **D30** (1984) 279
- Yahil A., Walker D. et Rowan-Robinson M.: *Astrophysical Journal* **301** (1988) L1
- Yang J., Turner M.S., Steigman G., Schramm D.N. et Olive K.A.: *Astrophysical Journal* **281** (1984) 493
- Zel'dovich Ya. B.: *Adv. Astron. Astrophys.* **3** (1965) 241

*57/58*

**SEARCHES FOR DARK MATTER PARTICLES**

Bernard SADOULET

Center for Particle Astrophysics  
Department of Physics and Lawrence Berkeley Laboratory  
University of California, BERKELEY, CA 94720, USA

### **Abstract**

This paper reviews the present searches for the Weakly Interacting Massive Particles which may constitute Dark Matter. It attempts to discuss the experimental challenges of such an endeavor. It describes in particular the recent results obtained with cryogenic detectors.

## **1 INTRODUCTION**

Dark Matter is certainly one of the most central problems of natural science today. When we do not understand the nature of what could constitute 90% or even 99% of the mass of the universe, we cannot claim to have a consistent description of Nature.

Among the many possibilities to form this dark component, a general model is provided by particle physics theories with a stable non-baryonic particle. This could be produced in the hot early universe and have today a density high enough to explain the observations. We will call this particle  $\delta$  since our considerations cover equally well heavy neutrinos  $\nu_H$ , supersymmetric neutralinos  $\tilde{\chi}$ ,  $\tilde{h}$ ,  $\tilde{v}$ ,  $\tilde{z}$ , technicolor particles, etc. If it has been once in thermal equilibrium with the rest of matter in the early universe, this

model is essentially fixed. As explained by Alain Bouquet in this school (Bouquet 1990), if these mysterious dark matter particles have dropped out of equilibrium when they were already non relativistic, their current density is completely determined by their annihilation rate at the time of freeze-out (Lee and Weinberg 1977). It turns out that in order for a particle of masses above 1 GeV/c<sup>2</sup> to form dark matter today, it should have an annihilation rate of the order of what is expected for weak interactions. Hence these particles are usually known as WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles)

Their interaction rates are high enough for us to be able eventually to detect them, either indirectly by their annihilation products in the interstellar medium or in the sun and the earth, or directly by direct interaction in a suitable target in the laboratory. This set of lectures focuses on the second method and describes the scientific results obtained so far and the technological developments motivated by this search by "direct detection".

## 2. DIRECT DETECTION BY ELASTIC SCATTERING: THE EXPERIMENTAL CHALLENGE

### 2.1 Rates And Energy Deposition.

As explained by Bouquet in the previous lectures, for  $m_\delta \geq 1$  GeV/c<sup>2</sup> the annihilation rate of the  $\delta$  particles at freeze out is related to the current density by

$$\langle\sigma v\rangle \gtrsim 10^{-26}/(\Omega_\delta h^2) \text{ cm}^3/\text{s}$$

where  $\Omega_\delta$  is the current ratio of the  $\delta$  average density to the critical density and  $h$  is the Hubble constant in units of 100 km/s/Mpc. The greater than sign refers

to the case where there is an initial asymmetry between particles and antiparticles.

By crossing, this cross section can be related in any specific model to the elastic scattering of the  $\delta$ 's on ordinary matter. Usually crossed matrix elements are of the same order of magnitude

$$M(\delta\bar{\delta} \rightarrow q\bar{q}) \sim M(\delta q \rightarrow \delta q) \text{ and for } m_\delta \geq 1 \text{ GeV/c}^2$$

$$\sigma_{cl} \gtrsim 10^{-38} \text{ cm}^2 \times \text{coherence factor.}$$

The coherence factor has to be included because the particles to be detected have the typical virial velocity of the halo of our galaxy, some 300 km/s and the resulting small momentum transfer corresponds to a de Broglie wave-length bigger than the size of the nucleus (Goodman and Witten, 1985).

Taking into account the known density of the galactic halo, it is then possible to calculate the expected interaction rate. Complications arise from the coherence factor and the possible initial asymmetry mentioned above (Sadoulet, 1987; Griest and Sadoulet, 1989).

For some types of matrix elements (e.g. the vectorial current  $\bar{u} \gamma^\mu u$ ) the coherence adds up the relevant quark charges, and cross sections will go essentially as the square of the atomic number of the target nucleus. This is usually referred to somewhat improperly as the case of "coherent nuclear interactions". Unfortunately, for other couplings (such as the axial one,  $\bar{u} \gamma^\mu \gamma_5 u$ , which is the case of standard photinos and any Majorana particles), it is the spin which is the additive quantum number and the final cross section is proportional to  $s(s+1)$  where  $s$  is the nuclear spin of the target. The

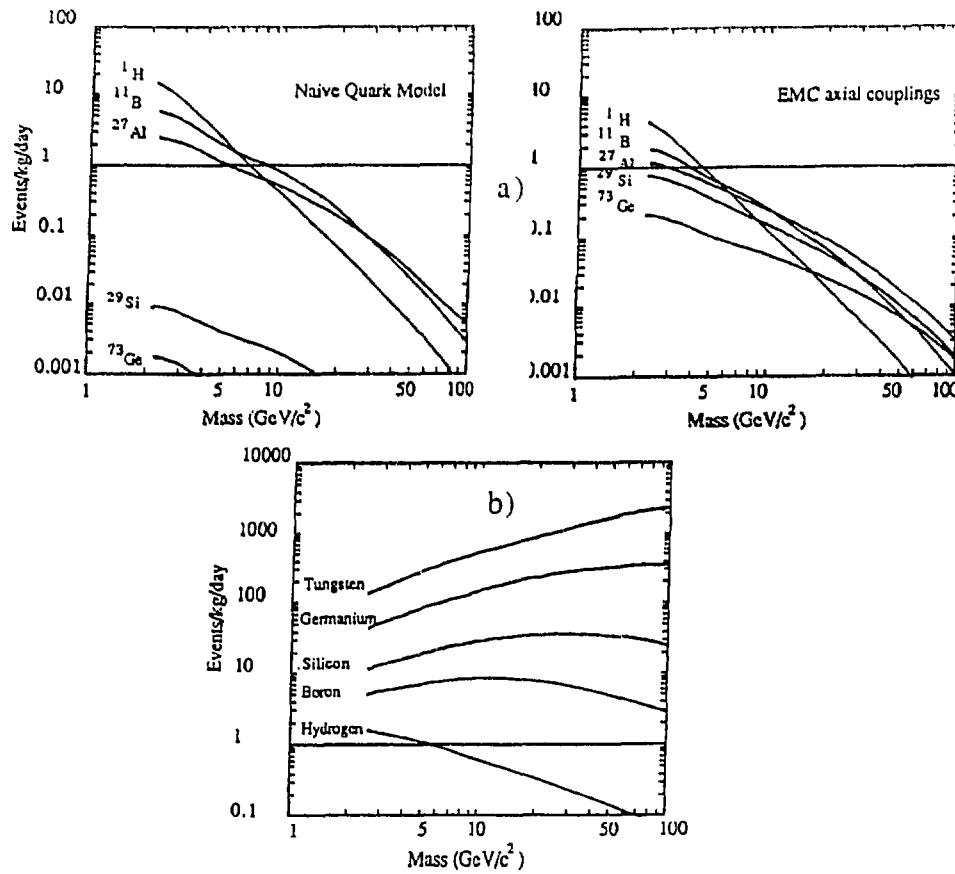


Figure 1 Interaction rates of WIMPS (Assumed to form the DM halo of our Galaxy) versus mass for various target materials.

a) Case of a pure photino with  $\Omega_\delta \approx 1$ . The sfermions are assumed to be degenerate with their mass determined so that  $\Omega_\delta h^2 = 0.25$ ,  $\rho_{\text{halo}} = 0.3 \text{ GeV } c^{-3}$ ,  $v_0 = 230 \text{ km/s}$ , and  $\langle v_{\text{halo}}^2 \rangle^{1/2} = 270 \text{ km/s}$ . The axial couplings are determined from the naive quark model (left) and the recent European Muon Collaboration measurements (right), as discussed in Ellis and Flores (1987c).

b) Case where the WIMP is a heavy Dirac neutrino  $\nu$  with hypercharge 1/2 interacting via  $Z^0$  exchange. (This model requires a  $\nu - \bar{\nu}$  asymmetry for mass above  $\sim 4 \text{ GeV}/c^2$ ).

coherent effects are then minimal and there is no elastic scattering on spin zero nuclei which make up the major part of natural silicon and germanium.

In the latter case, for favorable target the event rate would be of the order of a fraction of an event per kg of target and per day, as given by Fig 1a or b. We have assumed  $\Omega \delta h^2 = 1/4$ , a root mean square velocity of 300km/s and a halo density of  $0.7 \cdot 10^{-24} \text{ g/cm}^3$ . The difference between Fig. 1a and 1b arises from uncertainties for the axial vector coupling (Ellis 1987, 1988, a and b). Note that

$$\sigma_{\text{el}} = \frac{m_\delta^2 M^2}{(m_\delta + M)^2} \sum |A|^2 \propto \frac{M^2}{(m_\delta + M)^2} \langle \sigma v \rangle \quad (1)$$

where  $M$  is the mass of the target nucleus and we have used the fact that  $\langle \sigma v \rangle$  is proportional to  $m_\delta^2$  and that the crossing factors does not depend on the mass. Therefore for  $m_\delta$  small compared to the target mass  $M$ ,  $\sigma_{\text{el}}$  is roughly constant and the rate goes down as

$$\frac{1}{m_\delta} !$$

A second case, which is more favorable, is that of an additive quantum number proportional to  $A$ , or the number of protons or neutrons (similar to the case of a heavy Dirac neutrino but with a different coupling constant). The rate is much bigger (by a factor  $\sim A^2$ ) but still decreasing as  $1/m_\delta$  for  $m_\delta < M$ .

As a last archetype of what could happen, we should consider an initial asymmetry between the number of  $\delta$ 's and their antiparticles. The annihilation cross-section can then be much bigger than the Lee-Weinberg limit. Fig 1c gives the example of a heavy Dirac neutrino coupling with the

full  $Z^0$  strength. The rates are much bigger and as we will see, double  $\beta$  experiments already put limits on such models of dark matter.

It is also easy to compute the energy deposition

$$E_d = \frac{m_\delta^2 M \langle v^2 \rangle}{(m_\delta + M)^2} \quad (2)$$

and Figure 2a shows the predicted energy deposition in eV for a particular example.

These two calculations clearly identify the two major technical challenges of a search for weakly interacting massive particles:

- The need for very low thresholds for detectors of a few kilograms.
- The need for very low radioactive background.

We now review these experimental challenges.

## 2.2 Low thresholds

In order to reach masses down to the  $\sim 2 \text{ GeV}/c^2$  lower mass limit provided by the fact that these particles have not been seen at accelerators, the experimental thresholds have to be as low as 100 eV, corresponding to r.m.s baseline resolution of 20eV, a real challenge to the experimentalist!

The problem is compounded by the fact that at these kinetic energies, nuclei have very small ionization yields! This occurs because the recoil velocity is much less than the velocity of electrons around the nucleus. Therefore the struck atom is usually not ionized after the primary collision and ionization is generated only in subsequent collisions with other atoms in the medium. Because of the mass mismatch between the nucleus projectile

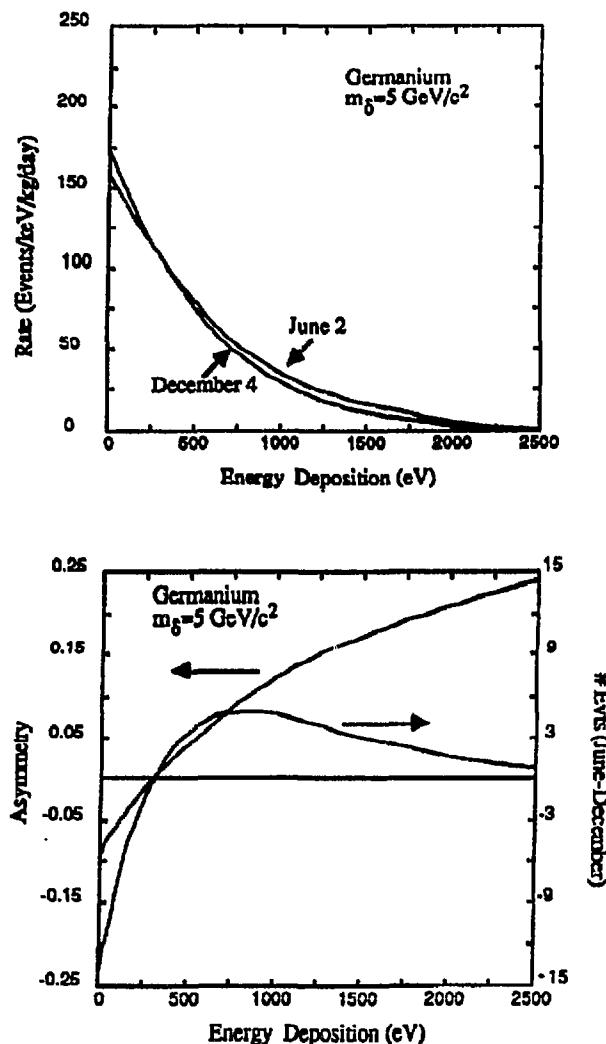


Figure 2 Energy deposition for a weakly interacting massive particle of  $5 \text{ GeV}/c^2$  in germanium.

- Rate for June 2 and December 4 vs deposited energy.
- The June-December difference (right axis) and asymmetry (left axis) vs deposited energy. Note that although the asymmetry increases with the energy deposition, the rate and therefore also the June-December rate difference both decrease at high energy deposition.

and the electron target, this process is not very efficient. The resulting pulse height in an ionization detector of a slow nucleus is much smaller than that of an electron of the same kinetic energy. Sadoulet *et al.* (1988a) have reviewed the experimental situation for germanium and silicon. Figure 3 shows the ratio in the response of germanium and silicon ionization detectors to a recoiling nucleus and a recoiling electron of the kinetic energy. Figure 3b includes recent results obtained for silicon by the Saclay team (Gerbier *et al.*, 1990) at Bruyères le Chatel. It is seen that so far data are consistent with Lindhard's theory (Lindhard, 1963). For instance in germanium a recoiling germanium nucleus of 12 keV has the same ionization yield as an electron of 4 keV. Most of the energy is dissipated in excitations, mechanical movements and eventually heat. This explains why the ionization yield is small even though the quanta of energy involved in the ionization process (electron-ion pairs in a gas with binding energies of typically 10 eV, electron-hole pairs in semiconductor ionization detectors involving energies of the order of 1 eV) seem small compared to the deposited energies (hundreds of eV).

As we consider larger masses, however, the threshold problem becomes rapidly less acute since the energy deposition increases as the square of the mass, and the ionization yield is improving above a few kilovolts and as we will see existing ionization detectors can put useful limits as low as  $4 \text{ GeV}/c^2$ . The threshold challenge is therefore only limited to a small window at masses below  $4 \text{ GeV}/c^2$ .

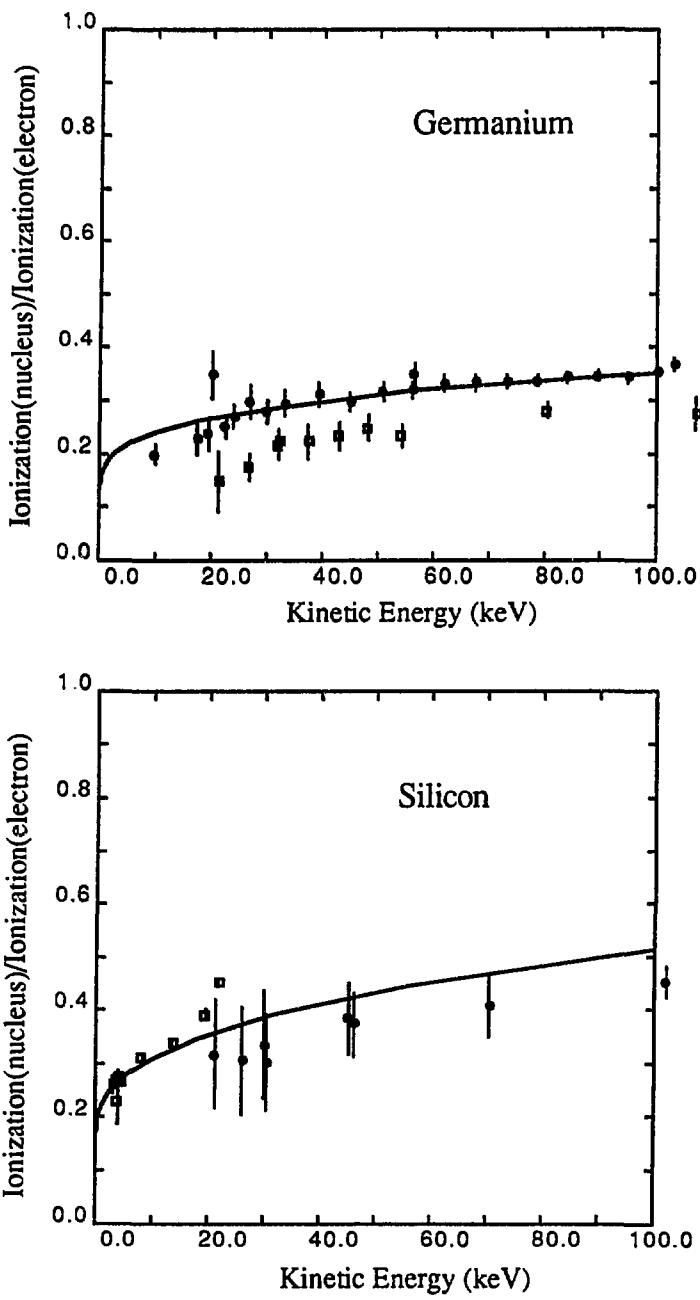


Figure 3 Ratio in the response of germanium and silicon ionization detectors to a recoiling nucleus and a recoiling electron of the same kinetic energy.

### 2.3 Backgrounds

The problem of background rejection is far more serious and in order to reach rates of the order of a fraction of an event per kilogram and per day as expected for photino type particles, a improvement of several orders of magnitude is necessary. It is therefore appropriate to discuss the background sources in some detail. We have to distinguish between three of them:

1. Cosmic rays can be vetoed and they deposit so much energy that they can be rejected easily. However, even though their rate at sea level is not high, event overlap problems may arise for very slow detectors, such as thermal detectors with very long time constants. Moreover the indirect effects, spallation products and neutron production by muon capture, can generate relatively large radioactive backgrounds in the detector. These two reasons will force dark matter search experiment to be located deep underground, at locations not very convenient for instance for the dilution refrigerators necessary for some cryogenic detectors.
2. The main background will come presumably from the residual radioactivity in the detector elements and in their surroundings.

Internal radioactivity of the detectors is expected to be negligible if crystals such as Ge, Si are used. Other materials may also be potentially highly purified. However, spallation products such as  $^{68}\text{Ge}$  (Caldwell, D.O. *et al.*, 1988) or tritium (Martoff, 1987) produced during the time the detectors elements were exposed to the cosmic radiation at the surface of the earth, may be quite disturbing because their decay energy is in the range of interest. Tritium is particularly annoying because of its broad  $\beta$  spectrum and its long life time. For crystals grown in an hydrogen atmosphere, the

original tritium is presumably displaced at the time of this operation. It is therefore important to minimize exposure of the detector to cosmic-rays.

An important source of background will presumably come from the surroundings (refrigerator, dewar, shield). Small range particles such as  $\alpha$ 's and  $\beta$ 's can be eliminated completely in a position-sensitive detector by imposing a fiducial region. Fast neutrons from U and Th decays or  $\mu$  captures, are potentially dangerous but can be thermalized easily with 40cm of water. Slow neutrons which may create  $\gamma$  rays can be absorbed by a borated shield. By far the most difficult background to deal with are the  $\gamma$  rays from lines,  $n\gamma$  reactions and  $\beta$  bremsstrahlung. They produce a flat Compton background which may be quite difficult to decrease appreciably even with an active veto. For instance a 20cm NaI veto has only an efficiency of 92% at a parent  $\gamma$  energy of 3 MeV.

3. The mechanism which is potentially the most dangerous is the feed-down from high energy to low energies because of defects of the detector: bad collection efficiency, dead regions, edge effects etc. This could produce a roughly flat background and in some instances an energy spectrum peaked at low energy, like the expected signal. Localization of the interaction is essential to set up fiducial regions in the detector and reject events in region of doubtful sensitivity. In principle this feed-down can be checked by artificially increasing the radioactive background.

4. Close to the threshold, the upper end of the electronics noise may also simulate a dark matter signal. Care should be taken to prevent any non gaussian tail in the response of the detector to a delta function, e.g. spurious signals generated by vibrations ("microphonics"), base line variation, etc.

This response function can in principle be measured with artificial electronic pulses. Wave shape analysis and optimal filtering may also be useful.

These four types of effects are seen in the double  $\beta$  decay experiments of LBL/UCSB (Caldwell, D.O.*et al.*, 1988) and PNL/USC (Ahlen *et al.*, 1987). The two groups have obtained background rates of the order of 0.1 to 1 event/kg/keV/day at 20 keV. This level of radioactivity is quite compatible with the expected Compton background, but may also be partially due to dead regions in the detectors or  $\beta$  decays. Figure 4 shows recent spectra obtained by the two groups with germanium detectors of a mass of the order of 1 kilogram. Below 20 keV the main problem is indeed the tritium and the gallium X-ray peak generated by cosmic rays when the detectors were on its surface. In order to minimize these effects, attempts have been made by the two groups to mine germanium deep (to prevent production of  $^{68}\text{Ge}$ ) and to process the crystal very fast. This resulted in a significant improvement above 20 keV. In particular the level obtained by the PNL-USC group is below 0.1 event per kilogram. However the germanium 68 peak has only been slightly reduced and overall the improvements obtained by the two groups have been disappointing. They are currently trying to understand the cause of the problem.

This recent experience shows that it may be difficult to gain several order of magnitudes by lowering the contaminants and that an active method of background rejection is required. It could be based on the fact that most of the backgrounds described above are due to recoiling electrons while our signal is expected to be recoiling nucleus. As we will see below it may be possible to devise a discrimination method based on simultaneous

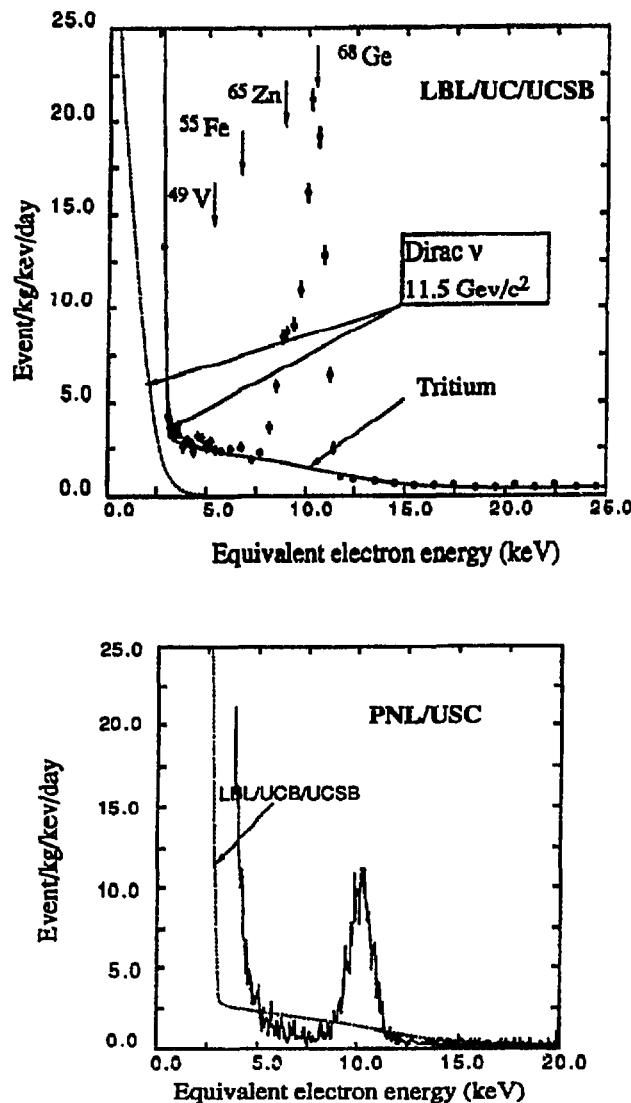


Figure 4 Results obtained with Germanium.

a) Equivalent-electron-energy spectrum obtained by the LBL-UC-UCSB Collaboration in two 900 g germanium detector. X-ray peaks regions are not included in fit. The expected Dirac neutrino contribution has been calculated for  $\rho_{\text{Halo}}=0.3 \text{ GeV/cm}^3$ ,  $\langle v^2 \rangle_{\text{Halo}}=270 \text{ km/s}$ ,  $v_{\text{sun}}=230 \text{ km/s}$

b) Equivalent-electron-energy spectrum obtained by the PNL-USC collaboration. The LBL-UC-UCSB data are shown as a dashed line (no X peak included) for comparison.

measurement of the ionization and the total energy which now seems feasible or the spectrum of the phonons generated in the interaction .

Note finally that the background problem may be worse at higher masses. If it turns out for instance that the residual background is flat in energy, experiments searching for dark matter particles may run into serious signal-to-noise problems at high masses. It is not unlikely that the interesting mass range will be pushed up, for instance by new results of accelerators or improvement of the constraints from the high energy neutrino fluxes from the sun. If the annihilation rate at freeze-out determines the present abundance of dark matter (i.e. there is no initial asymmetry), from equation (1), the integrated elastic rate  $S$  per kilogram is proportional to

$$S \propto \frac{M}{(m_\delta + M)^2 m_\delta}$$

if we neglect the loss of coherence at high energy deposition. Meanwhile, if the background is flat, the noise  $B$  will be proportional to the energy range on which to integrate , that is to

$$B \propto \frac{m_\delta^2 M}{(m_\delta + M)^2}$$

Thus, the signal to noise ratio  $S/B$  goes down as  $1/m_\delta^3$  and the statistical significance  $S/\sqrt{B}$  roughly as  $1/m_\delta^2$  at large masses!

## 2.4 Signatures

Even if the radioactive background appears to have been reduced sufficiently to allow the observation of a low energy signal, it would be necessary to show extremely convincingly that it is due to dark matter interactions and not to a misunderstood behavior of the detector.

1. The measurement of the direction of the scattered nucleus would be a powerful discrimination tool (Spergel, 1987) since it will show whether or not the signal is linked to the galaxy. The halo has not collapsed significantly and is predicted to have a very small overall angular velocity. Because of the rotation of the sun inside the halo, dark matter particles will come preferentially from one direction. The expected asymmetry is sizeable. However measuring it is extremely difficult. Reconstructing a track is excluded in a solid because the range of the recoiling nuclei may not be larger than a few tens of angstroms. An interesting possibility is that the ballistic phonons produced keep a memory of the initial direction of the momentum (in spite of umklapp processes!). J. Rich and M. Spiro (1987) have suggested that the use of a gas at low enough pressure may also provide a rough directionality (see below). Note in addition that it is necessary for this discrimination to be fully effective to be able to distinguish the beginning from the end of the "track" left by the scattered nucleus.

2. Another unambiguous evidence would be a change in the event rate and the spectrum of energy deposition with the time of the year. This annual modulation is demonstrated in figure 2b. The reason is simple (Drukier *et al.*, 1986; Freese *et al.*, 1987). While the sun goes around the galaxy and therefore through the halo at 250km/s, the earth is adding or subtracting half of its velocity to the sun velocity in the summer or the winter. The mean energy deposition varies by about  $\pm 4.5\%$  and the rate varies by about  $\pm 2.5\%$ . In order to observe such an effect at  $3\sigma$ , about 3700 events are needed and therefore very large mass detectors (of the order of 10 kg) will be

required for the unambiguous detection of LSP's in a reasonable amount of time (2 years).

There has been some confusion in the literature stemming from the fact that the modulation in the rate is higher at high energy deposition. The argument was then that relatively high threshold detectors without any energy resolution capability were sufficient. However, as the deposited energy increases, the event rate goes down rapidly and with it, the statistical sensitivity. Therefore, it is advantageous to have reasonably low thresholds to detect this effect. Freese, Frieman, and Gould (1987) have reached the same conclusions.

3. If the detection method allows it, another powerful signature is to show that the events are due to nuclear recoils. The only other possible source of such events are due to high energy neutrons and it would be easy to show by varying the thickness of the moderator around the detector that this is not the case.

4. The shape of the spectrum is an important discriminant. To take a simple example, experimental spectra in germanium show gallium, zinc and copper X ray lines between 8.9 and 10.6 keV which cannot be confused with a potential signal for a detector with appropriate energy resolution (Caldwell, D.O. *et al.*, 1988). Such a line would be however fatal for a "threshold" detector such as superconducting granules in the simplest scheme providing only a yes-no answer. For such detectors, the threshold will have to be varied in order to effectively measure the spectrum. This may be too time consuming for such experiments which are rate limited. Moreover, as experience has shown us, the radioactive background of two

similar detectors is usually not the same. It is therefore important to have several detectors and show that they give the same spectrum.

5. Another important handle is the behavior as a function of the material. The average energy deposition is given by equation (2). Targets made of different materials will effectively allow the measurement of the mass of the  $\delta$  particle. A neutron induced signal can readily be identified through this mass measurement and Compton energy deposition is independent of M. However, the cross section and the impurity level will vary with the element, and the rate may be too small for some of them, complicating the interpretation.

6. Finally the position of the interactions should be uniform in the detectors to prove that the low energy signal is not due to low sensitivity regions.

In conclusion, although we cannot turn off nor modulate the source there are a fair number of tests which could be used to validate a signal and check that it behaves as expected for dark matter! Three major signatures may have eventually to be used: if possible the directionality, the annual modulation which requires several thousand events to measure and the fact that the interaction occurs on a nucleus, which could be evidenced by a low ratio between the ionization and the total energy deposited. More generally these checks require a **maximum amount of redundancy** which has to be included in the design. More than allowing us to reach lower thresholds, this is the main potential advantage of some of the cryogenic techniques! Extremely low thresholds (100eV) are only important for a relatively small mass window. It should be clear, however, that a sufficiently high

sensitivity is necessary to get the redundancy required by the background rejection.

### **2.5 A proposed experimental strategy.**

In summary the detection of weakly interacting massive particles is quite challenging as it require an extremely good rejection of the background. Although already encouraging, the current state-of-the-art background (a fraction of an event per keV kg day) has to be considerably improved for the detection of Majorana particles, eg. massive photinos.

Given the experimental challenges and the scientific importance of the problem at hand, it is natural to adopt a two-prong experimental strategy:

- Improve existing ionization detectors in order to obtain rapidly scientific results and understand in more detail the experimental problems (mainly the nature of the backgrounds).
- Develop new cryogenic technologies based on detection of broken Cooper pairs in a superconductor or on phonons in order to eventually reach the level of thresholds, redundancy, and background rejection necessary for the detection of Majorana WIMP's.

## **3 IONIZATION DETECTORS.**

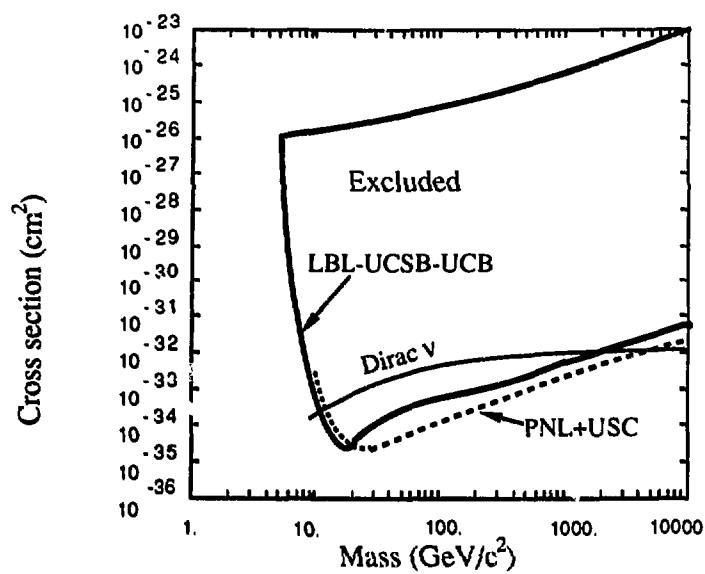
### **3.1 Scientific Results.**

Three groups involved in the search for neutrinoless double beta decay have modified their apparatus to look for dark matter particles, USC-PNL (Ahlen *et al.*, 1987), LBL-UCSB-UCB (Caldwell *et al.*, 1988) and Caltech (Boehm, 1989). The results obtained so far are not negligible.

*3.1.1 Exclusion of Heavy Dirac Neutrinos.* In conjunction with SLC and LEP results, the present experiments exclude heavy Dirac Neutrino as the main halo dark matter component. We have already shown in figure 4 the most recent distribution of the equivalent electron energy observed by the LBL-UCSB-UCB collaboration and PNL-USC team.

The total integration of the LBL-UCSB-UCB reaches 6364 kg-hours. As can be seen in Fig 4a, above the sharp peak due to electronic noise and before the background reaches the level of 0.3 events per keV per kg and per day which is thought to come from a combination of  $\beta$  decays and unvetoed Compton scattering, we can identify the prominent contribution of tritium (at the level of 25 events per kg and per day), which severely limits the sensitivity of the experiment and the Ga and Zn X ray peaks due to  $^{68}\text{Ge}$  decays. This distribution allows us to exclude, for instance, a Dirac neutrino of  $11.5 \text{ GeV}/c^2$  mass for which the expected contribution is shown in Fig 4a as the dashed line. Any mass between  $10 \text{ GeV}/c^2$  and  $2 \text{ TeV}/c^2$  is forbidden more general Dirac neutrino of a large region in the mass/cross-section plane can be excluded (Fig 5).

The PNL/USC has recently installed in the Homestake mine a one kilogram germanium detector which has been processed as fast as possible, in an attempt to decrease the contamination by spallation products ( $^{68}\text{Ge}$  and  $^3\text{H}$ ). As shown in Fig. 4b, the improvement is significant. Although the PNL/USC threshold is higher than for the LBL/UC/UCSB set-up, significant improvement can be achieved in the intermediate mass range. The dotted line in Fig. 5 shows the result of analysis by G. Gelmini.

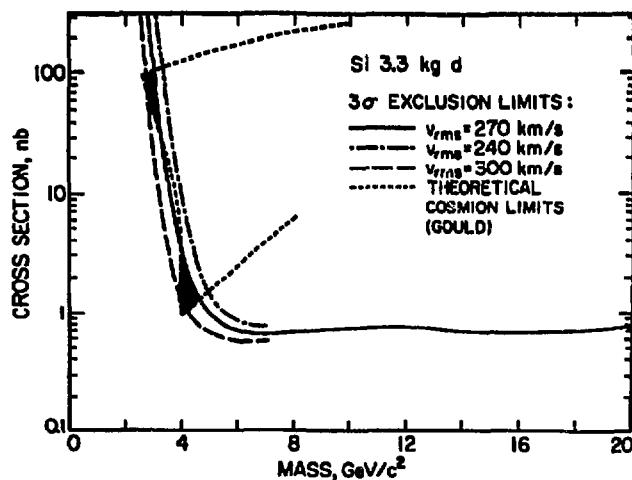
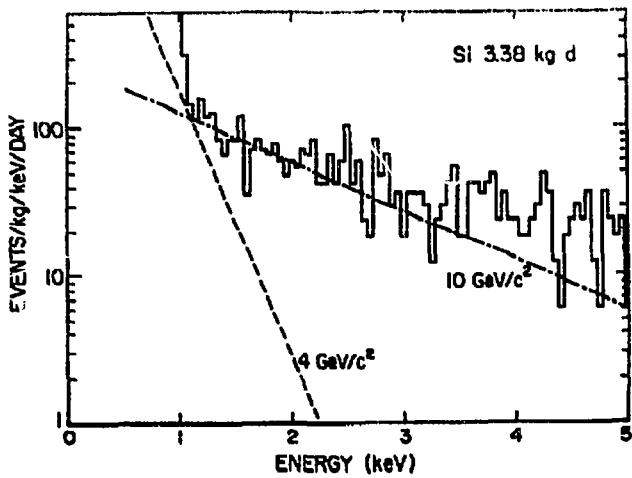


*Figure 5* Constraints on the mass and the cross section of Dark Matter particles, from the Fig 4 spectrum (LBL-UCSB-UCB Collaboration). The dot-dashed line gives the limits obtained by G. Gelmini with the PNL-USC data. The assumptions on halo parameters are similar.

The combination of these two experiments (confirmed by the Caltech result) excludes the possibility that an Heavy Dirac Neutrino with a mass above  $10 \text{ GeV}/c^2$  could form the major component of the dark matter in the halo of our Galaxy. As remarked by Griest and Silk (1989) and by Krauss(1989b), the recent results of SLC and LEP basically exclude a fourth generation of Dirac neutrinos below a mass of  $40 \text{ GeV}/c^2$  and therefore nicely complement the results of the dark matter searches in the low mass range, and we can safely conclude that heavy neutrinos can be dark matter unless they are heavier than a few  $\text{TeV}/c^2$ ! Note that this upper exclusion limit is theoretically uncertain as second order corrections in the neutrino cross section have to be taken into account and no complete agreement exists in the literature on how exactly to do that.

### *3.1.2 Limits on Cosmions.*

A particular type of weakly interacting massive particles, usually now called Cosmions, have been proposed to solve simultaneously the problem of dark matter and the deficit of  ${}^8\text{B}$  neutrinos from the sun (Press and Spergel, 1985; Faulkner and Gilliland, 1985; Gilliland *et al.* 1986). If they exist, they would also speed up the evolution of stars in globular clusters and modify the vibration modes of the sun as determined by helioseismology. There is an intense debate within the astrophysics community on the compatibility of the Cosmion hypothesis with observations. Moreover the properties of these particles are rather peculiar and do not naturally emerge in present models of particle physics; their mass should be roughly between 2 and  $10 \text{ GeV}/c^2$  and their interaction cross section very high (Gelmini *et al.* 1987).



*Figure 6* Results obtained with Silicon obtained by the LBL-UCSB-UCB-Saclay collaboration

a) Equivalent electron energy detected for an integration of 3.28 kg.days. Also shown are the signals expected from 4 and  $10 \text{ GeV}/c^2$  Cosmions with cross sections corresponding to the exclusion contour of Fig. 6b.

b) Exclusion plot for the mass and elastic cross section on Si for dark matter particles. Coherently scattering Cosmions are expected to lie within the dashed lines if they are to solve the solar neutrino problem. The remaining allowed region for nominal halo parameters is cross hatched. The dotted and dash-dotted lines show the effect of  $\pm 10\%$  variation of the rms Cosmion velocity.

In order to shed some light on the controversy, we can search for those particles. As remarked by Sadoulet *et al.* (1988a), silicon detectors should have greater sensitivity than germanium detectors. The lighter nucleus results in a larger recoil energy, more of that energy goes into ionization (as checked by Gerbier *et al.* 1990) and silicon detectors have lower energy thresholds because of lower leakage currents. The LBL/UCSB/UCB group have recently installed four 15g silicon detectors in their low background set-up. Fig 6a shows the spectrum obtained with their best detector and corresponds to an integration of 3.28kg.days and Fig 6b the corresponding exclusion plot. Although the uncertainties in the halo parameters do not allow to totally rule out cosmions with "coherent nuclear interactions", a large fraction of the allowed region is already excluded and it now seems unlikely that the model in its simplest forms is correct.

### 3.2 New Developments.

These results are already interesting, but it is clear that the detection technique has to be improved. Let us review rapidly some of the ideas to improve the current ionization detector technology!

#### 3.2.1 Gaseous ionization detectors

Proportional chambers are well developed detectors. In a time projection configuration, the imaging capability may be important for background rejection as shown by the experience of double beta experiments using this type of device (Iqbal *et al.*., 1986; Elliot *et al.*., 1986). At low pressure (e.g. $\approx$  30 torrs) (Rich and Spiro, 1987) it should be possible to recognize a  $\beta$  of 10 keV from its range ( $=2$  cm). As we have mentioned, a recoiling nucleus may also leave a "track" and it may be possible to measure

its direction (distinguishing the origin from the end). The energy range where this scheme works remains to be experimentally identified.

However, this technique faces a number of problems: (a) In spite of the fact that detection of a single electron is technically feasible, the effective threshold may be around a few keV and the resolution will be poor. Thus, proportional chambers may be mostly useful for high-mass dark matter particles. (b) Another serious problem comes from the background rate in proportional chambers which is extremely high ( $\approx 1$  count per second and per meter of wire without any precautions) compared to the required level, and it is not clear that radioactivity is the only responsible mechanism. At the level of a few detected electrons, electron extraction from the walls and metastable states may play an important role, and may be more difficult to control. Nothing is known and development is necessary. (c) Finally the need to have several kilograms of gas leads to rather voluminous set-ups and an active veto around the detector may be impractical and expensive.

### *3.2.2 Solid state ionization detectors .*

Semi-conductor ionization detectors suffer from the same problem of low energy transfer efficiency to ionization leading to a loss of sensitivity below 10 keV (Sadoulet *et al.*, 1988a). For large germanium detectors of mass 1 kilogram, the state of the art noise (Caldwell, D.O. *et al.*, 1988) is around 450eV rms which because of the large number of standard deviations (6 or 7) necessary to overcome the noise, leads to  $\approx 3$ keV threshold for electrons. For a recoiling nucleus which ionizes much less, the effective threshold will be  $\approx 10$ keV, too high when  $m\delta < 10 \text{ GeV}/c^2$ .

It is possible to decrease these thresholds, by going to silicon (Sadoulet *et al.*, 1988a) and using smaller detector elements. The use of electron-hole drift in the semiconductor (Rehak, P. *et al.*, 1986) may allow to decrease the detector element total capacitance and improve the threshold accordingly. A factor of two or three likely is within reach (P. Luke, *et al.*, 1989). It may even be possible to have collecting electrodes sufficiently small to allow reliable amplification by avalanche in the semiconductor.

At the cost of additional channels, detectors where the electrodes are divided into strips could provide some position resolution, a useful tool to fight the background.

A major drawback of this technology is that only two materials can be used, silicon and germanium. It is only in these materials that one can obtain the large region free of carriers (depletion depth) necessary for sizeable detectors of at least several cubic centimeters. Unfortunately these materials are predominantly spinless and it would be necessary to enrich targets in  $^{29}\text{Si}$  or  $^{73}\text{Ge}$  to be sensitive to Majorana particles. Moreover at least for the naive quark model axial couplings (e.g Goodman and Witten, 1985), the expected interaction rates for these isotopes with spin are not favorable (Fig. 1a). If the EMC determination of these couplings is correct, the situation may be better (Fig 1b) (Ellis, 1987, 1988, a and b).

#### 4. CRYOGENIC DETECTORS.

In an effort to decrease the energy detection threshold, it seems natural to attempt to use quanta of smaller energies than those involved in ionization processes: Cooper pairs in a superconductor have binding energies of the

order of  $10^{-3}$  eV and phonons in a crystal at 100 mK have energies of  $10^{-5}$  eV. If efficient detection schemes using broken Cooper pairs ("quasiparticles") or phonons can be implemented, the small energy of quanta involved will lead to very low thresholds and have signals sufficiently high to be analyzed for redundancy. In order to prevent thermal excitation of the quanta to be detected, such detectors have to be maintained at very low temperature, typically much below one Kelvin, and are thus called cryogenic detectors. The potentialities of such methods for dark matter searches and other applications has been recognized for some time (Drukier and Stodolski, 1984; Cabrera, Krauss and Wilczek, 1985; Drukier, Freese and Spergel, 1986; Cabrera, Caldwell and Sadoulet, 1987)

These detectors can be classified into two main categories: detectors of quasiparticle in a superconducting crystal and phonons detectors in a insulator. For an extensive list of references, the reader should consult the review by Sadoulet, (1988b).

#### 4.1 Quasiparticle detectors .

Cooper pairs in a superconductor have binding energies ranging from  $4 \cdot 10^{-5}$  eV (Ir) to  $3 \cdot 10^{-3}$  eV(Nb) and the deposition of even a modest amount of energy in a superconductor leads to a large number of broken Cooper pairs (quasiparticles). Two methods has been proposed to detect them:

*4.1.1 Granules and strips.* If the detector element is small enough, the superconductivity will be **broken** by the energy deposition. This is the idea behind for instance Superheated Superconducting Granules (Bernas *et al.*, 1967; Drukier *et al.*, 1975; Drukier *et al.*, 1976). The detector is usually

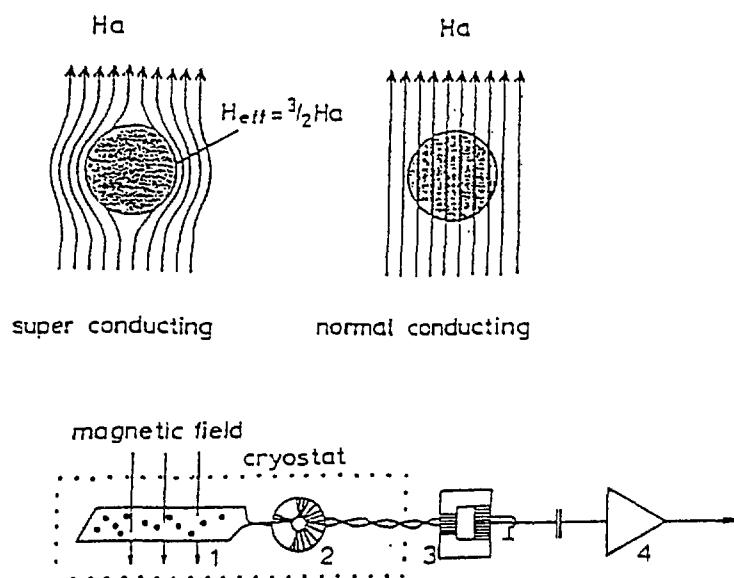
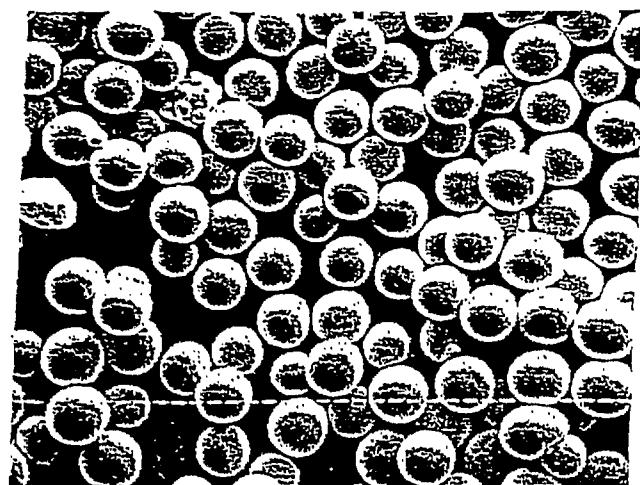


Figure 7 Superheated Superconducting Granules.

- Typical granules of  $40 - 65 \mu$ . Marker =  $10 \mu$ .
- Read-out principle: When a granule is hit by a particle, it becomes normal and the Meissner effect disappears.
- Typical read-out circuit. (1) Pickup loop; (2) – (3) adaptation transformers; (4) amplifier.

made of many small spheres of a few microns diameter (Fig. 7a). If they are immersed in a magnetic field, the transition of a single sphere from the superconducting to the normal state can be detected through the suppression of the Meissner effect. The variation of flux is picked up by a loop (Fig. 7b) connected to a very sensitive amplifier (de Bellefon, *et al.*, 1988) or a SQUID (Da Silva, *et al.*, 1988). The method has been demonstrated by many groups but faces a number of technological problems (see e.g. Sadoulet, 1988b; Gonzalez-Mestres, *et al.*, 1988; Pretzl, 1987): Manufacturing of regular enough spheres with a uniform sensitivity and a high quantum efficiency, packaging of the spheres to decrease their magnetic interactions, design of sensitive enough sensors. In the final analysis, although the method has advantages in other experimental situations (position resolution, large stopping power, built-in memory), its most simple implementation may lack the desired redundancy for dark matter searches: (a) Close to threshold where only one ball flips, it is basically a yes/no detector, but we have seen that the spectrum information is important to understand the signal and to reject the background (e.g. X ray lines). (b) Because of variation of the grain sensitivity, the threshold may not be very well determined. In fact, in the usual fabrication method a large part of the grains appear to be insensitive. (c) With small enough grains, you could arrange the nucleus recoils to flip one grain and  $\beta$  or electron interactions to flip several grains. A non-uniform sensitivity is particularly annoying for this background rejection capability. (d) The fact that even in that case alpha particles of some 5 MeV basically give the same signal as a low energy event (1 sphere flip) is worrying. (e) The fact that the surface to volume ratio of

these detectors is very high, making them extremely susceptible to surface radioactive contamination.

Recently, however, a major breakthrough has been performed by the university of British Columbia group (Le Gros *et al.* 1989) which has been able to etch indium squares on a mylar substrate. By melting them (with flux), they got regularly spaced spheres of  $\approx 23 \mu\text{m}$ . In that way the properties of the elements are much more similar, and new possibilities open up: integration of the loop on the same substrate, possibility of using the interactions between small disks to trigger avalanches and decrease the threshold. It may even be possible to obtain a quasi linear response by allowing the grains to return to their original superconducting state and measuring the time between the flip and the flop.

Variations of the above method which use superconducting film have been suggested. The voltage drop induced by a small current measures the amount of the superconducting film which became normal (Sherman, 1962; Neuhauser, Cabrera *et al.*, 1987 and 1988). As for the UBC technique, they allow the use of well developed lithographic techniques to solve the problems of size and position variability. And it may be possible for high enough energy deposition to obtain a roughly linear response (Neuhauser *et al.*, 1988).

*4.1.2 Tunnel junctions.* A potentially much more sensitive and accurate method of detecting quasiparticles is to make them **tunnel** through an insulating barrier between two superconductors (SIS junctions). This method has been studied for some time (Wood *et al.*, 1969; Kurakado *et al.*, 1980; Barone *et al.*, 1985). In the last 3 years very encouraging results

have been obtained by Zehnder and coworkers at PSI (Twerenbold, 1986; Twerenbold and Zehnder, 1987) and the von Felitzsch group in Munich (Krauss *et al.*, 1986a). The tin junctions used in those tests displayed remarkably small leakage currents in contrast with typical junctions which have a poorly understood leakage current in addition to the normal tunnelling of thermally excited quasiparticles (which disappears exponentially when the temperature is lowered). However, serious technical problems remained. Making good junctions remains to a large extent "black magic." The junctions should also withstand many cool-downs and tin junctions are extremely fragile. The collection of quasiparticles in a large volume is another property important for dark matter searches. Devices combining a sizeable volume (e.g.  $1\text{cm}^3$ ) with a small junction ( $50\mu \times 50\mu$ ) would be very slow. Increasing the size of the junction to  $1\text{cm}^2$  leads to an unacceptable increase of the noise due to the leakage current. A solution based on trapping of quasiparticles in a smaller gap superconductor has been proposed by Booth (1987) (Fig. 8a).

This past year (1989), a lot of progress seems to have been made. Trapping has been shown to work by two groups: Booth and coworkers (Goldie *et al.* 1989 ) and von Feilisch and coworkers (H. Krauss *et al.* 1989a). Fig 8b displays the results of the first group. In figure 9a we show the energy resolution obtained with trapping by the Munich team. In addition this group was able to demonstrate a position resolution of  $7\mu\text{m}$  r.m.s. over an absorbing film of 0.5 mm length. The aluminium junctions appear also easier to manufacture, more reproducible and much sturdier! It remains to be seen whether the technology can be extrapolated to large detectors.

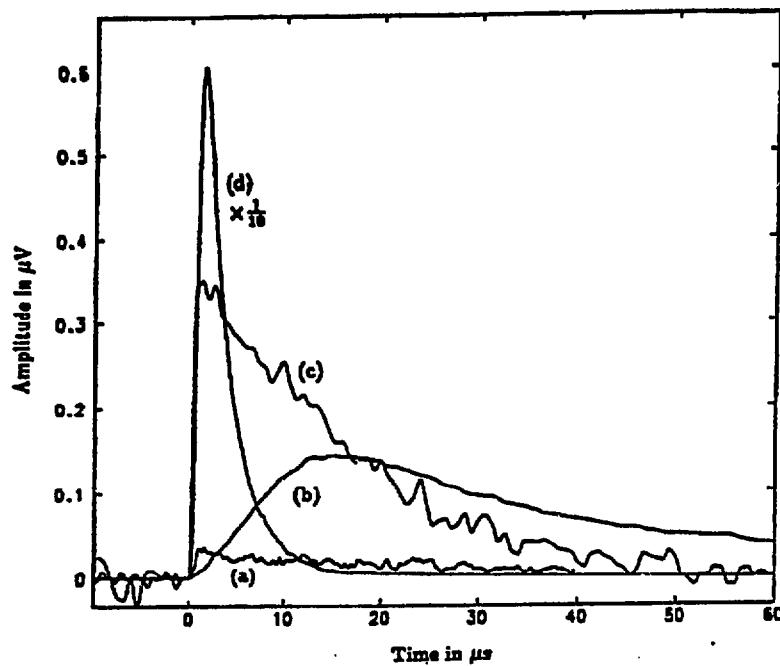
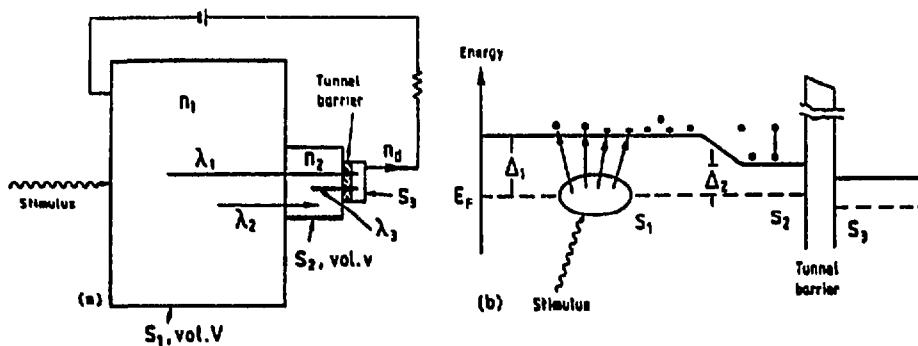


Figure 8 Trapping of quasiparticle close to the tunnel as junction.

a) Proposed arrangement. Material 1 is a superconductor of higher gap than superconductor 2.

b) Gap diagram.

c) Results obtained with a laser ( $\approx 60\text{MeV}$  equivalent) for various amount of trapping: Curve (a) shows the signal for an In-Pb junction directly on the crystal surface. Curve (b) is the signal detected with an Al-Al junction in poor contact with the crystal. Curve (c) shows the signal detected by an Al-Pb junction where the Al energy gap is enhanced by the proximity effect. Curve(d) is one tenth of the signal observed using Cu as a trap.

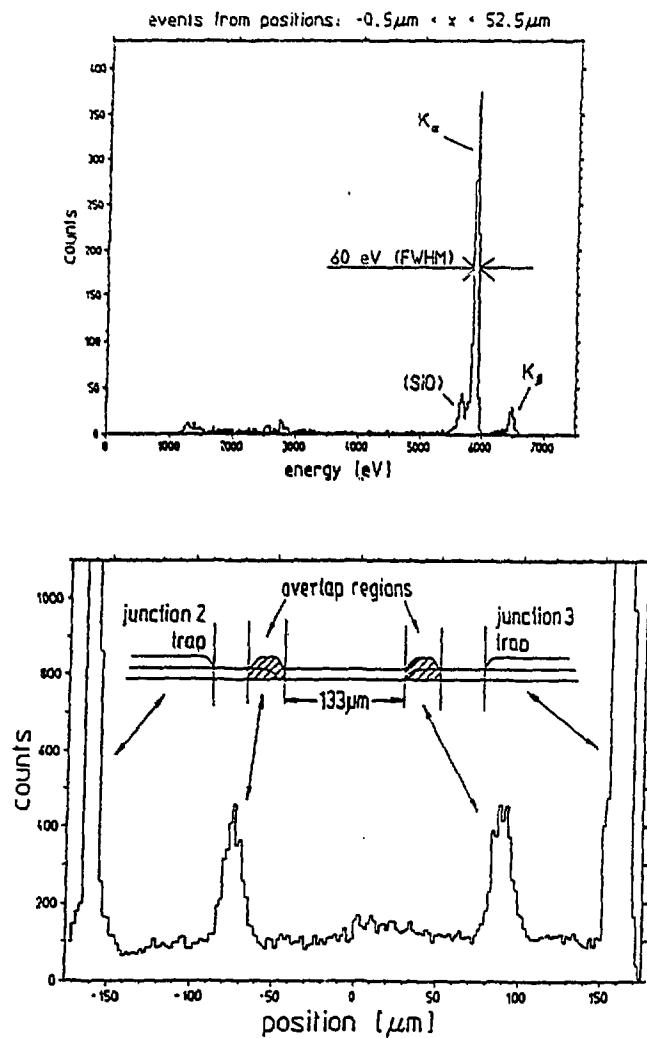


Figure 9 Results obtained by Krauss et al. (1989) with a 0.5mm Sn film and trapping by Al tunnel junctions.

a) Energy spectrum obtained with  $^{55}\text{Fe}$  source. The Mn  $K_{\alpha}$  and  $K_{\beta}$  peaks can be seen, with an additional peak attributed to absorption in the SiO cover of the detector. The background at lower energy stems from partial energy loss due to escape of photo-electrons from the absorber. The 60eV (FWHM) for the  $K_{\alpha}$  peak is based on the energy difference between the  $K_{\alpha}$  and  $K_{\beta}$  energies.

b) Demonstration of a 7 $\mu\text{m}$  position resolution at 6 keV. The peaks at  $X=-73 \mu\text{m}$  and  $x= 89 \mu\text{m}$  correspond to events from X ray absorption in areas of larger thickness.

## 4.2 Phonon detectors

We now turn to the detection of phonons which represent even smaller quanta of energy.

**4.2.1 Calorimetry.** One of the oldest methods for detecting energy is calorimetry, where the absorbed energy  $\Delta E$  results in a measurable temperature rise  $\Delta T$

$$\Delta T = \frac{\Delta E}{C},$$

where  $C$  is the heat capacity. If this is done at low enough temperature for  $C$  to be very small, the method can be in principle very sensitive and able to detect individual particles (Niinikoski and Udo, 1974; Fiorini and Niinikoski, 1984; Cabrera *et al.*, 1985). In practice a small thermistor is fixed to or implanted in a high quality crystal which acts as an absorber and its resistance gives the temperature. This is a detector of **thermalized** phonons and because of their discrete nature, the detector will experience thermal energy fluctuation. Standard optimal filtering methods (Moseley *et al.*, 1984) taking into account, in addition, the Johnson noise in the thermistor give a statistical uncertainty on the energy

$$\delta E = \xi \sqrt{k T^2 C}$$

where  $\xi$  depends on the responsiveness  $dR/dT$  of the thermistor. At temperatures above 100 mK the best thermistors investigated so far are doped semiconductors leading to  $\xi \approx 2$ . This thermal limit has nearly been achieved by Mc Cammon *et al.* (Moseley *et al.*, 1988) for a small crystal of  $10^{-5}$  gram of Si. Because of the attachments and coating, the total heat capacity of the crystal was equivalent roughly to that of  $10^{-4}$  gram of Si. Figure 10 shows results obtained by this group, where the use of Hd-Cd-Te

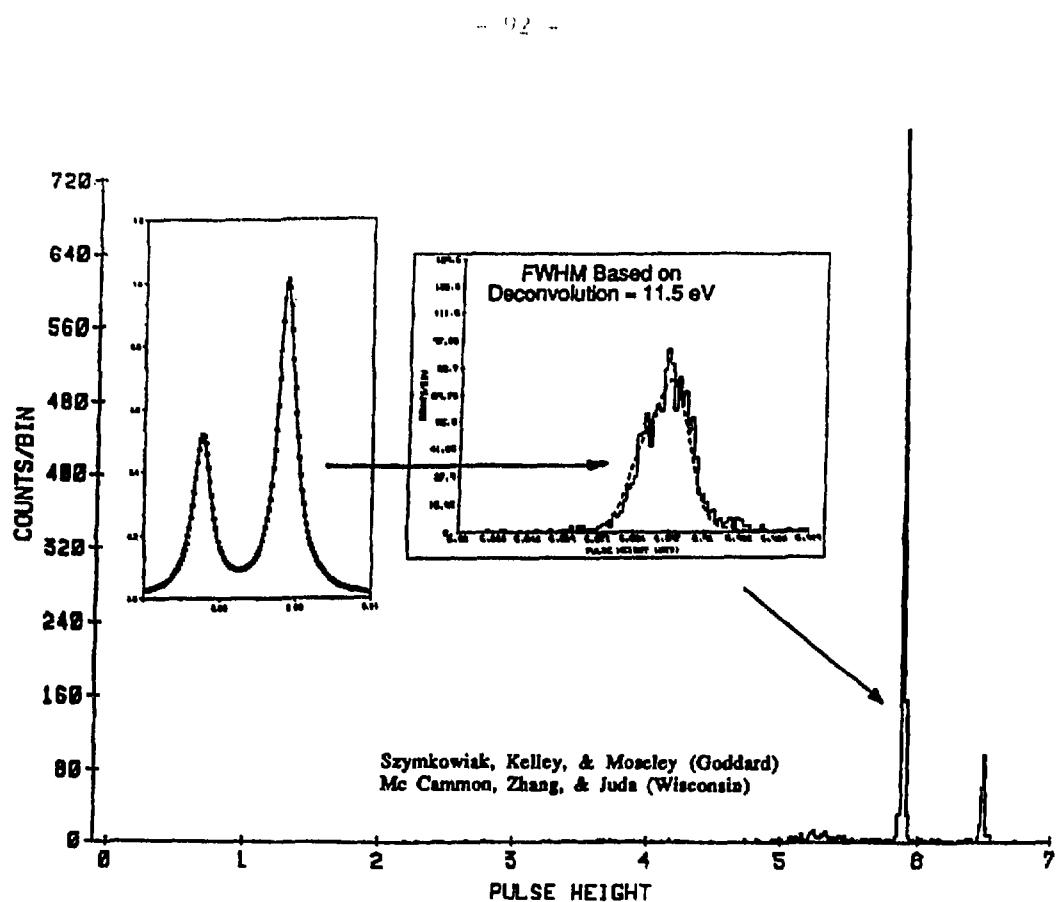


Figure 10 Recent result (1989) of Moseley *et al.* with a doped silicon thermistor. Response to 6 keV X-rays.

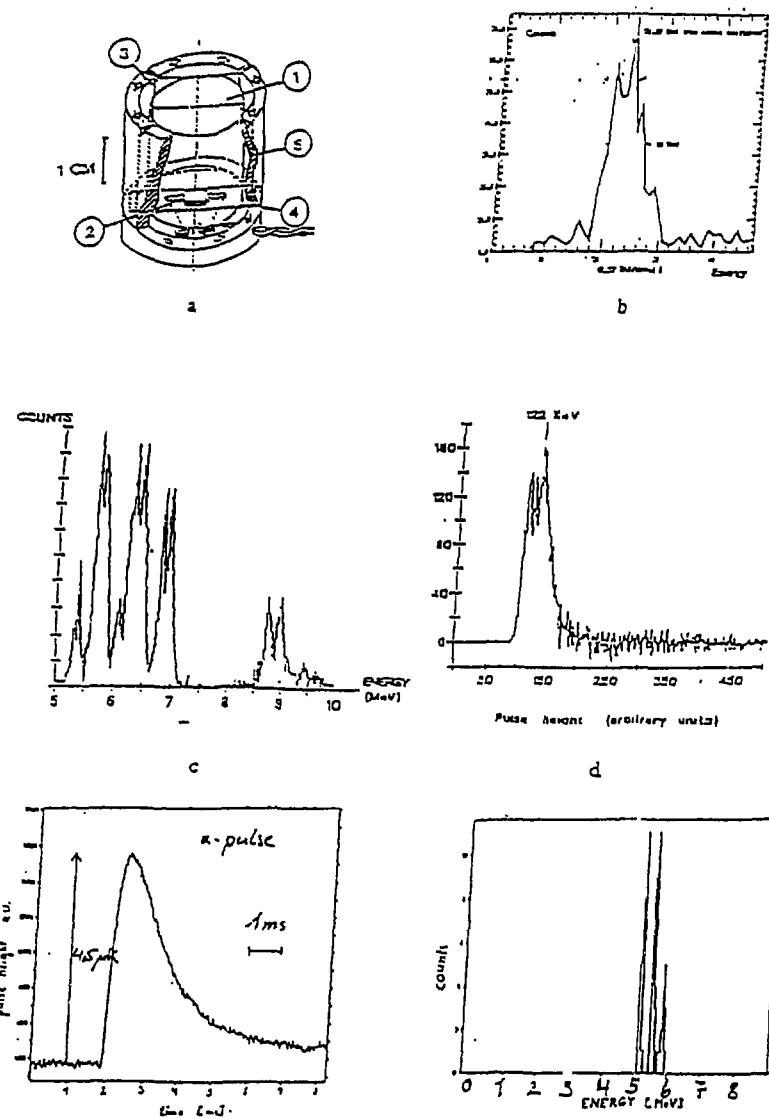


Figure 11 Massive calorimeters:

- Pulse height distribution obtained with a 25 g sapphire calorimeter by Noel Coron (1989).
- Results obtained for  $\alpha$  particles in a 0.7 g calorimeter by E. Fiorini and coworkers (Alessandrello *et al.*, 1988). See text for an explanation of the double peaks.
- Results obtained for X-rays of 60 kev in a 11 g calorimeter by E. Fiorini and coworkers (Alessandrello *et al.*, 1989).
- Recent results of the Munich group (Seidel *et al.*) with a 280g saphire crystal and an Ir transition edge bolometer.

leads to a slightly higher base-line fluctuation but to an excellent resolution at 6 keV (11.5 eV FWHM). Their best base-line energy fluctuation at 100 mK is currently 4.5 eV FWHM, a very impressive result, and their line width at 6 keV, 7.5 eV.

The above formula indicates the obvious route for extrapolation to larger devices (Cabrera *et al.*, 1985). Since C is proportional to the mass, and for an insulator proportional to

$$\left(\frac{T}{T_D}\right)^3$$

where  $T_D$  is the Debye temperature,

$$\delta E \sim \xi T^{5/2} M^{1/2}$$

and a large augmentation in mass can in principle be compensated by a modest decrease in temperature. Extrapolating from the results obtained by McCammon and coworkers, it should be possible if the thermistor responsiveness is maintained at low temperature, to get at 15 mK less than 10eV rms noise for crystals of 320g of boron, 200g of silicon, 100g of germanium! 15mK are relatively easily obtained by modern dilution refrigerators and cooling down a few kilograms is technically feasible.

This line of thought has led many groups to develop large mass bolometric detectors. Till very recently the largest calorimeter (25 g of Saphire) had been built by N. Coron (1988) who obtains a 16 keV FWHM at 100 mK (Fig. 11a). Fiorini and co-workers (Alessandro *et al.* 1988 and 1989) have operated 0.7 g and 11 g germanium calorimeters (Fig. 11b and 11c) in the region of 40 mK. With FWHM typically of 50 keV limited by the electronics. Incidentally, Fig. 11b displays an interesting phenomenon.

Each of the alpha peaks are doubled. The lowest ones correspond to  $\alpha$  originating from outside the calorimeter, while the highest ones correspond to  $\alpha$  from the radioactive elements which have been implanted inside the calorimeter. In the latter case, the total energy is the sum of the  $\alpha$  energy and the nuclear recoil. This shows that calorimeters are sensitive to slow recoiling nuclei! At the Gran Sasso meeting on low temperature detectors, the von Feilitzsch group (Seidel *et al.*, 1989) showed results of a calorimeter of 270 g equipped with a transition edge detector. The full width at half maximum was 1% for 5 MeV  $\alpha$  particles. In conclusion, there is very encouraging progress but the thresholds are still in the few tens of KeV region and better sensitivity is needed before really attacking the problem of dark matter.

In principle this sensitivity could be obtained by going to lower temperatures, however, while attempting to extrapolate down in temperature, serious difficulties are encountered with thermistors. As the Berkeley group have shown, with neutron transmutation doped germanium thermistor, in the 20 – 30 mK region, the I-V characteristics become very non-linear, limiting the bias current and therefore the sensitivity (Wang *et al.*, 1988). Moreover, the pulse response is extremely slow (Wang *et al.*, 1989b and 1990). The main effect at these low temperatures seem to be the decoupling of the charge carriers in the thermistor from the thermal phonons in the lattice. The reason for such a decoupling appears to be very fundamental, as the volume of phase space in the final state which appear in any transition probability, goes to zero at low temperature!

**4.2.2 Detections of phonons out of equilibrium.** It could be argued that if the main goal for dark matter searches is redundancy, calorimetry may not be much better than ionization detectors since it also provides only one number. But why wait for phonons to thermalize when detecting them? In fact it turns out that at low temperatures, the poor couplings and the low density of thermal phonons in the crystal will prevent phonons originating from the interaction from thermalizing efficiently and the energy of a significant number of them is expected to stay relatively high, around a few milli-electron-volts (Maris, 1986; Neuhauser and Cabrera *et al.*, 1987). Such phonons will remain at high energy and will at least partially, be ballistic, that is travel in straight lines and bounce off surfaces, and the concepts of temperature and heat capacity that we used before are inadequate to describe such a system. These effects are well known to solid state physicists (Sadoulet *et al.* 1990a).

Instead of being a nuisance, out of equilibrium phonons may ease the detection job. Instead of the heat capacity of the global crystal, what counts now is the efficiency of the phonon energy collection. The crystal acts as a phonon guide. Because of their quasi ballistic propagation, these phonons may allow a timing on several faces of the crystal. This requires a fast rise time of the sensor signal. In addition, the fact that energy propagates in preferred directions ("focusing") may allow the localization of the event by pulse division between several sensors (Neuhauser, Cabrera *et al.*, 1987). More generally not waiting for the phonons to equilibrate may provide a large amount of redundancy. For instance, in materials where phonons are not encountering too much isotropic scattering (e.g. NaF), it may be possible

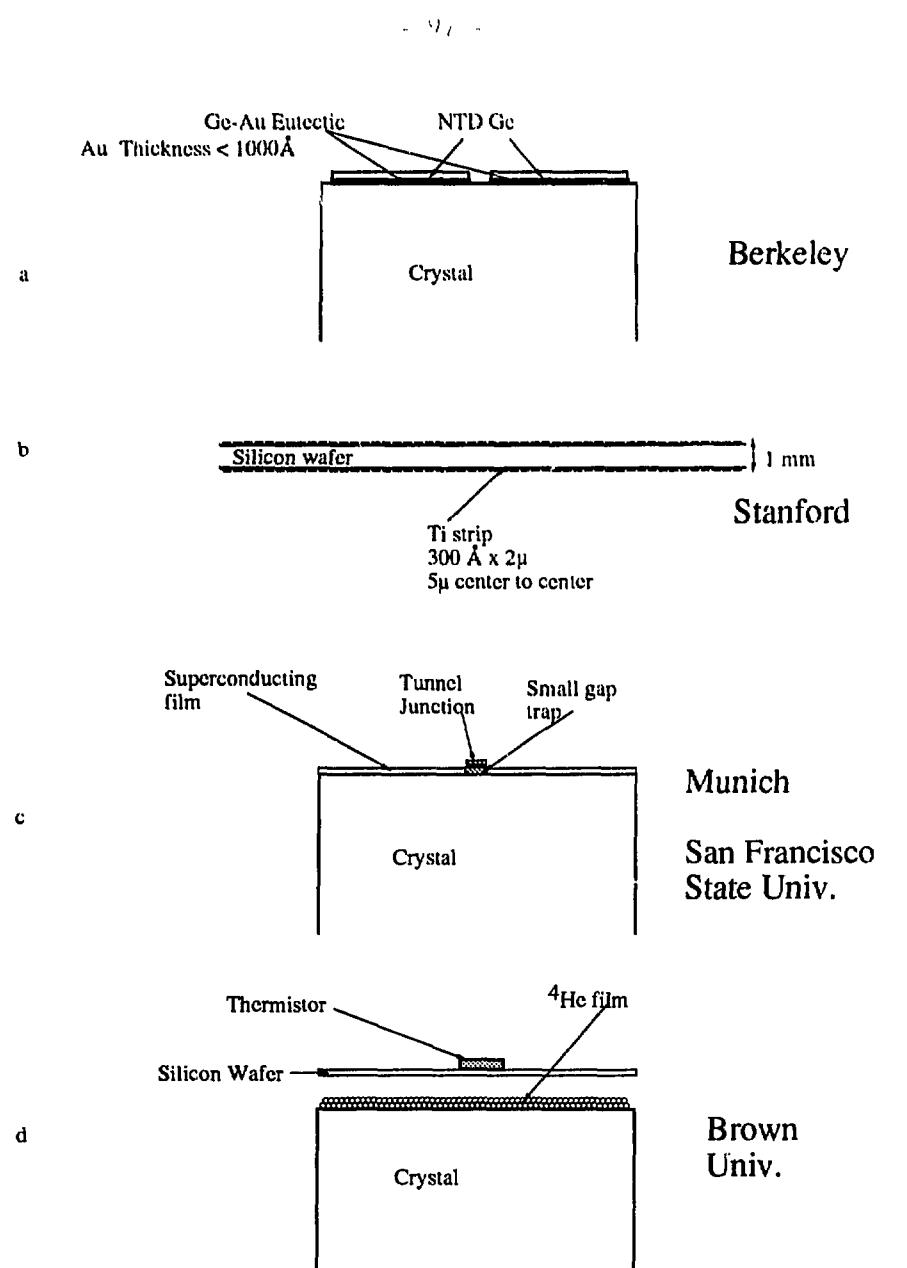


Fig 12 Methods proposed for detections of phonons out of equilibrium.

to observe an asymmetry in the phonon flux due to the conservation of momentum in the initial collision. If this speculative effect can indeed be demonstrated, it would provide a very important directionality signature. In principle, also, the phonon energy spectra may be different for nuclear and electron recoils. This is a powerful motivation to attempt to detect out of equilibrium phonons.

Figure 12 attempts to summarize the sensor technologies which are presently studied, or have been suggested for detection of these high energy phonons.

a) *Semiconductor thermistors.* (Fig 12a) The Berkeley group has indications that Neutron Transmutation Doped (NTD) germanium thermistors may provide excellent coupling between the charge carriers and the high energy phonons which may be absorbed within a distance of a few hundred microns. However in order for the detector to be fast, it is essential to develop an interface which does not thermalize too drastically the phonons.

Figure 13 shows results obtained by the Berkeley group with thermistors directly irradiated by 60 keV and 18 keV phonons. Contrary to what happens with thermal phonons, the rise time is fast (limited by the electronics at  $\approx 0.7 \mu\text{s}$ ). A possible explanation is that X-rays create high energy phonons which couple very rapidly to the charge carriers since the phase space argument given above is no more valid. This interpretation is supported by the fact that another thermistor sharing the same lattice but not irradiated by the source, keeps a constant temperature. The estimated absorption length of these high energy phonons is a few hundred microns.

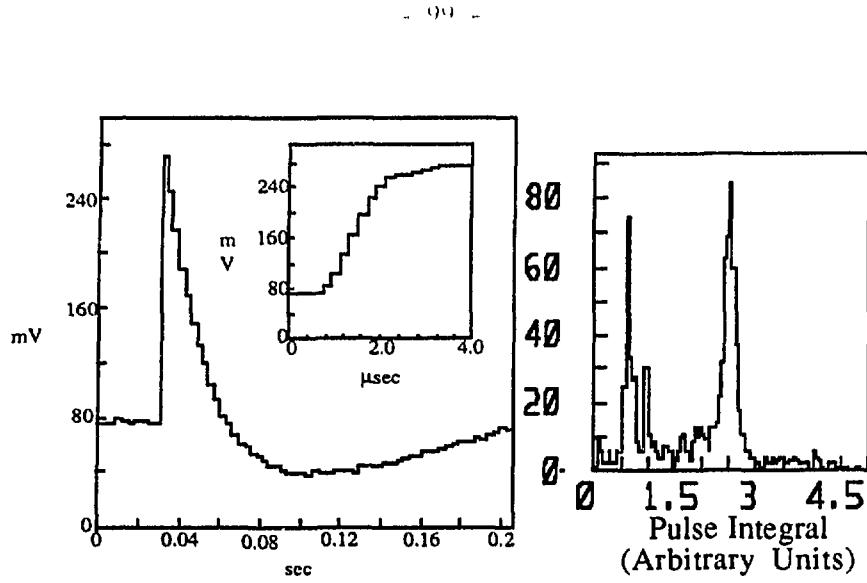


Figure 13: Demonstration of the coupling of high energy phonons to NTD thermistors.

a) A typical 60 keV gamma pulse obtained from the experiment of figure 2 using a current collecting amplifier, with a 1 nA bias across the thermistor and at a temperature of  $\approx 20$  mK. The insert shows the detail of the fast rise time, which is limited by our amplifier.

b) Pulse integral obtained in the same conditions. The two peaks correspond to 60 keV line and the 14 and 18 keV lines.

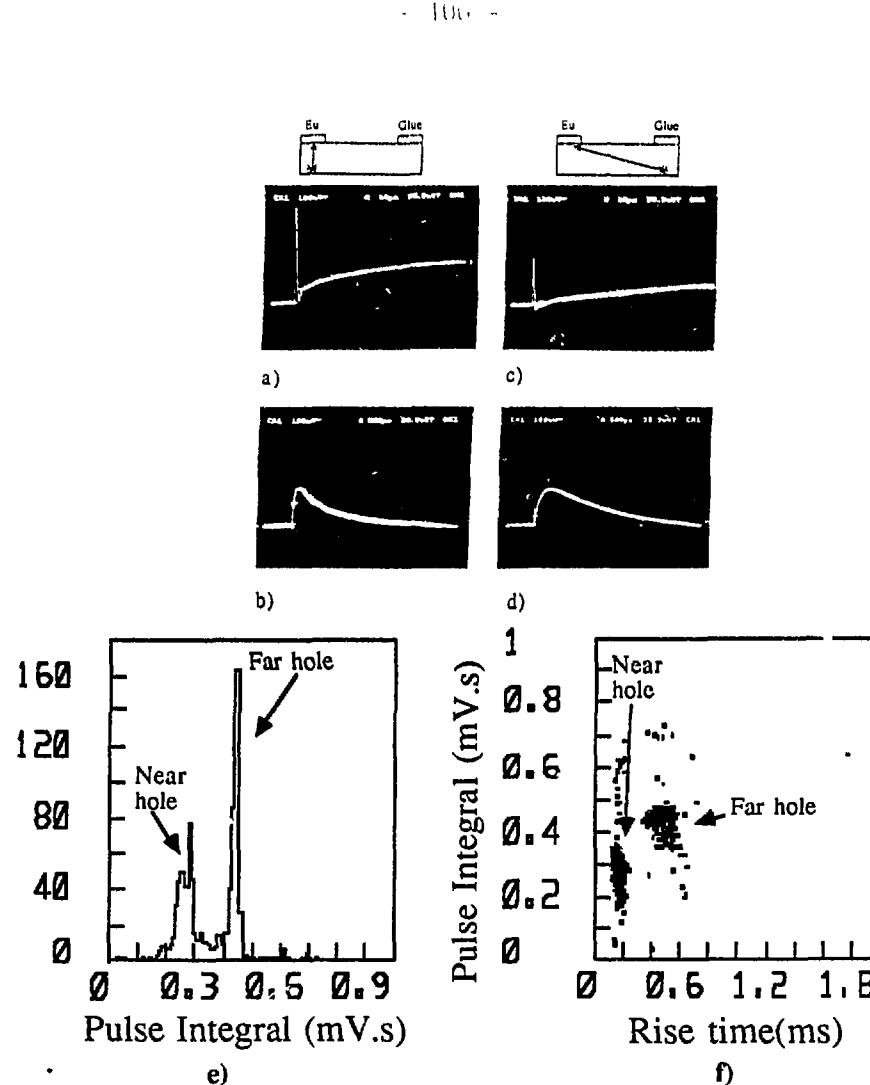


Figure 14 Typical 241Am alpha pulses as measured with the eutectic-bond thermistor near 50 mK.

a) and b) Events, seen on two different time scales, in which the alpha particle struck the germanium substrate beneath the eutectic thermistor.

c) and d) The interaction occurred below the glued thermistor. The voltage scale is 100 mV/div, the top time scale (a and c) is 10  $\mu$ s/div while the bottom pictures (b and d) have 500  $\mu$ s/div.

e) Pulse integral spectrum.

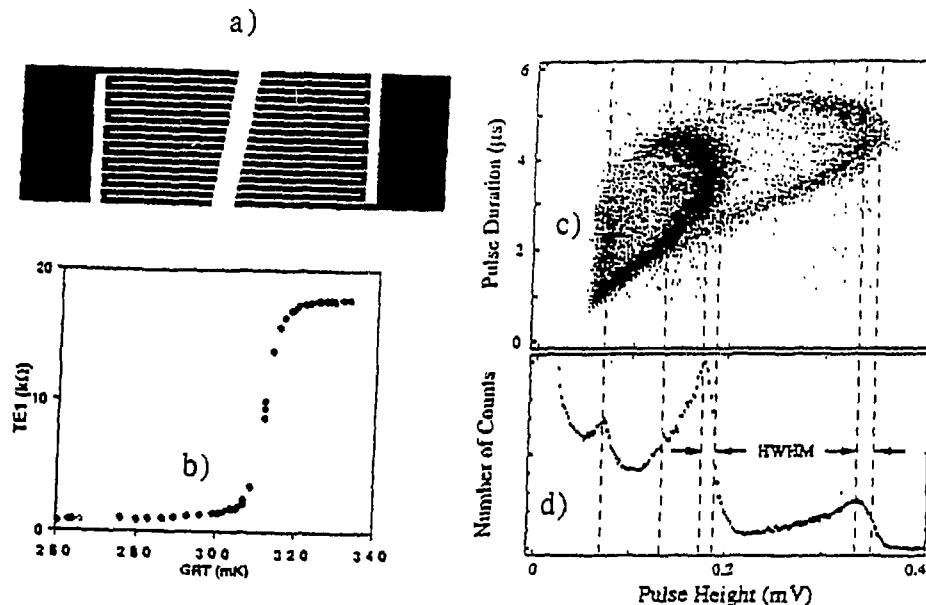
f) Scatter diagram of the pulse integral versus the rise time.

Therefore thermistors appear as good high energy phonon detectors. However if thermistors have really to be  $200 \mu$  thick to absorb efficiently the phonons, they cannot be fabricated by implantation in the crystals.

With these types of composite structures, the problem is to design an interface which transmit efficiently high energy phonons with the minimum of down conversion. The figure 14 shows recent results obtained by the Berkeley group (Shutt *et al.*, 1990, Sadoulet *et al.*, 1990b) with an interface made with a very thin gold germanium eutectic ( $<2000 \text{ \AA}$ ). The pulses from  $\alpha$  particles impinging at two points respectively 1.2 and 6 mm away from the sensor have definite differences. This is a first demonstration of the amount of information contained in out of equilibrium phonons.

*b) Transition edge superconducting film* The Stanford group (Neuhäuser *et al.* 1988; Young *et al.* 1989, Cabrera 1990) is developing a very simple method based on a superconducting narrow and thin strips of Ti (Fig. 12b). A large enough flux of phonons of energy above twice the gap, destroys the superconductivity of the strip producing locally a normal region. This is sensed by a current flowing through the strip. Biasing at the foot of the transition allows a faster and more uniform detector but introduces a threshold. The detector response is then dependent on the depth of the interaction. In order to obtain spectral resolution, it is necessary to measure this depth, e.g., by two films on opposite sides of the crystal.

Figure 15 shows the results obtained by the Stanford group who detect phonons generated in a silicon wafer  $200 \mu$  thick with a superconducting thin film of titanium ( $1.5 \mu$  wide,  $300 \text{ \AA}$  thick), operated at  $300 \text{ mK}$  (Young *et al.*, 1989). Figure 16a shows the meander pattern they used and Figure 16b

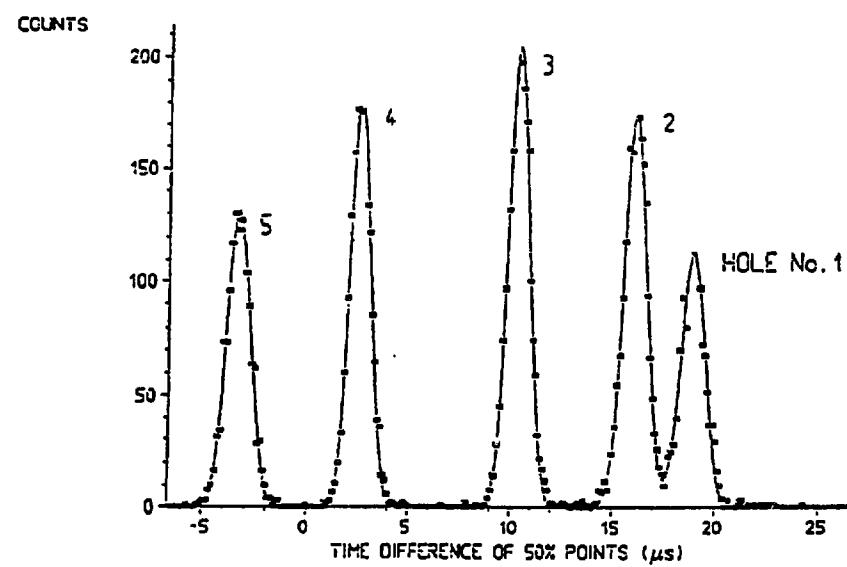
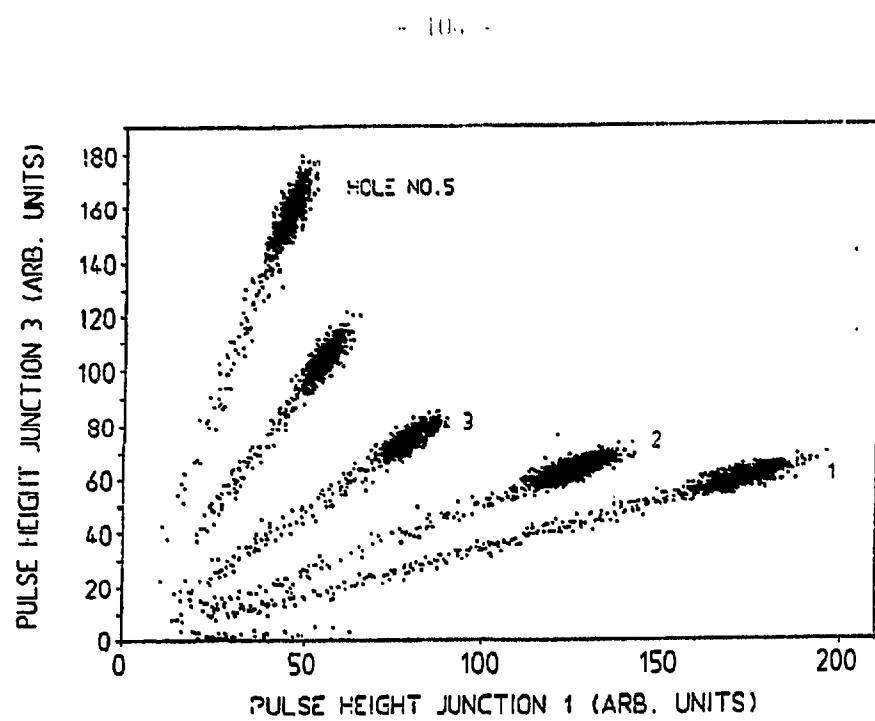


*Figure 15* Detection of high energy phonons with a superconducting film (Cabrera and coworkers, 1988 and 1989).

- a) The meander pattern.
- b) I-V curve at the transition edge.
- c) Scatter diagram of the pulse length versus the pulse height spectrum caused by 60 keV  $^{241}\text{Am}$  photons incident on the backside of a 299-line Ti transition edge sensor for Sn absorber.
- d) Pulse height spectrum obtained in the same conditions.

displays the transition curve. The experimental pulse height obtained for a mixture of 60 keV and 29 keV X-rays is shown in Fig. 15d. No definite line is obtained in the pulse height spectrum. The observed behavior is due to the fact that the area of the region which becomes normal is a strong function of the distance of the point of interaction. When the interaction occurs closely, a small area becomes normal leading to a small pulse height. At the opposite for distant interactions the flux is insufficient to break superconductivity in more than a small area. In between an optimal pulse height is obtained. This interpretation is further supported by the correlation observed between the pulse height and the pulse width which is a function of the temperature reached by the film (Figure 15). These results are in excellent agreement with what is expected from a simple Monte Carlo calculation. The group has also used films deposited on the two faces of the wafer. This allows them to obtain directly the position of the interaction point and therefore deconvolve the pulse height spectrum. However, the sensitivity of these Ti films limits current investigation with a 1mm thick silicon wafer to  $\alpha$  particles.

c) *Superconducting film and tunnel junctions.* Two detector groups have used small tunnel junctions to detect phonons generated by particle interaction. However, in order to cover large areas without having large junctions (which will have too large leakage current) and compromising on the speed, it is necessary to adopt more complex structures: junction arrays or probably better, large superconducting films equipped with a quasiparticle trapping structure (a lower gap material) immediately below a small tunnel junction (Fig. 12c). In that way, the tunneling time may stay



**Figure 16** Demonstration by Peterreins et al. (1989) of the detection of out of equilibrium phonons with tunnel junctions. Five small junctions are deposited on a 3mm silicon wafer with separation of the order of a millimeter.

small in spite of the large ratio between the collecting and tunnelling areas. We show an example of this technique (Peterreins, *et al.*, 1989) but without trapping in figure 16 (Peterreins, *et al.*, 1989)

*d) Desorption of film atoms.* Following the work of Wyatt and Goodstein, Maris has proposed using the fact that helium atoms can be ejected with high efficiency ( $\geq 10\%$ ) from the free surface of liquid or a thin  $^4\text{He}$  film on a solid crystal (Fig. 12d). These atoms can be detected by absorption on a silicon wafer. A relatively large rise in temperature is expected because of the release of the Van der Waals binding energy and the very small heat capacity of the wafer. This is the scheme that Maris and coworkers would like to use to detect neutrino-electron interactions through the production of rotons in liquid helium (see below 4.2.3). Kinder and coworkers have demonstrated a method for greatly amplifying the number of helium atoms desorbed from the surface of a cold ( $\sim 100\text{mK}$ ) silicon crystal. The desorbed atoms gain kinetic energy from a 50 K plate located only microns from the cold He film. Above a critical power threshold the entire He film is desorbed, resulting in a Geiger-Counter like giant heat pulse. It is hoped that this multiplication process can be triggered by quantum desorption of single He atoms; however, this requires improvement of the present sensitivity by several orders of magnitude.

All these ideas are quite attractive, especially in the context of dark matter detector where large volume are necessary and a large amount of redundancy. However, it should be clear to the reader that the sensitivities have yet to be improved by several orders of magnitudes and that very complex physics problems have to be solved.

**4.2.3 Detection of rotons in liquid Helium.** An interesting variant of phonon detection has been suggested for liquid  $^4\text{He}$  (Lanou *et al.*, 1987). In that medium, interactions of high energy particles lead to the formation of rotons, a special phonon configuration, which can be detected at the surface of the liquid where they eject helium atoms. A silicon bolometer covering the surface will be sensitive to these atoms which release heat when they are adsorbed on the silicon surface. The great strength of this concept is that liquid helium is extremely pure. However this method does not provide any spatial resolution, and it remains to be seen if it has the low thresholds and the redundancy necessary for the detection of dark matter.

### **4.3 Simultaneous measurement of ionization and heat.**

The simultaneous detection of the ionization and phonon components would allow in principle to give an unambiguous signature for an elastic scattering off a nucleus (Krauss *et al.*, 1986b; Sadoulet, 1987). In that case the ratio of the ionization energy to the total energy released will be 4 to 6 times smaller than for an electron interaction involving the same deposited energy, and only a rough measurement of the ionization yield may be necessary. This attractive method requires the combination of two difficult techniques at very low temperature.

However for this scheme to work it is necessary to drift the charges with a very small electric field. As P. Luke has noted in a very interesting paper (1988), in the normal mode of operation based on depletion by a large electric field, the field strength is such that the thermal energy generated by the drift of the carriers greatly exceeds the heat generated by the initial

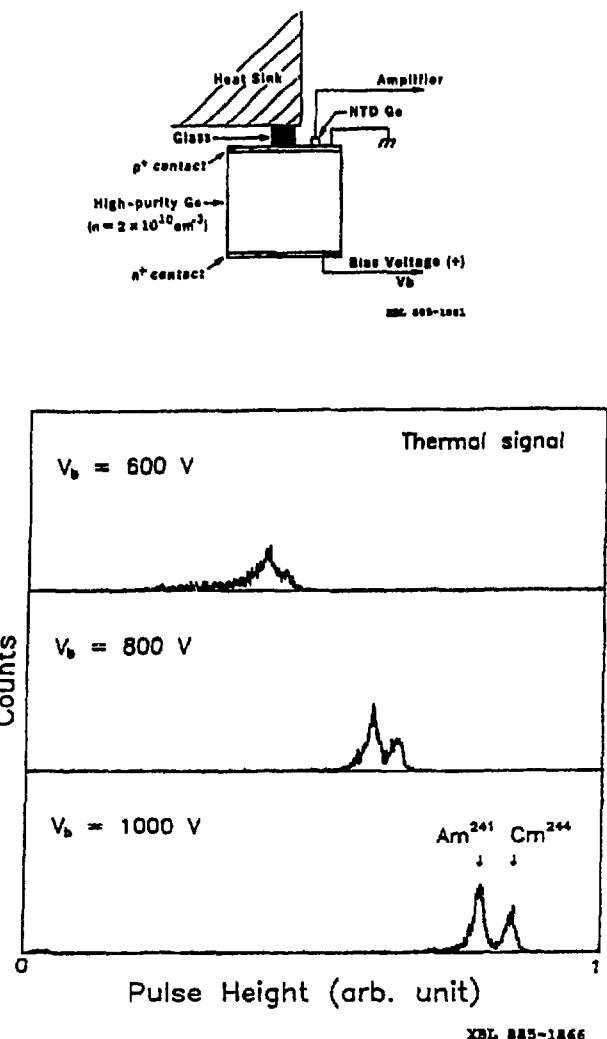
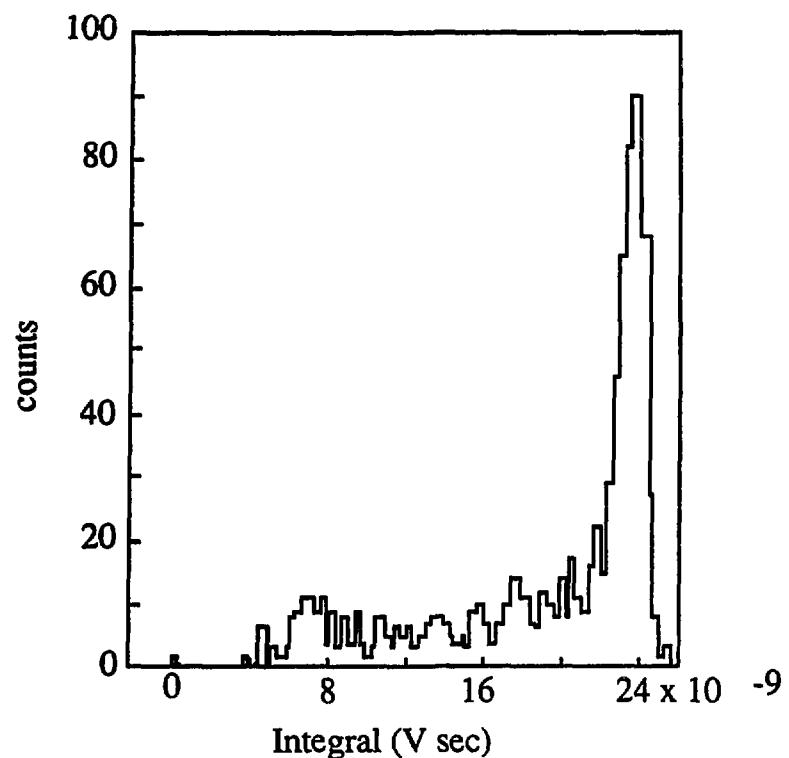


Figure 17 Detection of ionization through the heat generated by the drift of the charge carriers in an electric field.

- Set up.
- Pulse height spectra obtained on the thermistor, as a function of the field.

interaction. For instance with an electric field  $E = 1 \text{ kV/cm}$  and a drift distance of 1 cm, the energy generated per electron hole pair is  $E \times d = 1 \text{ keV}$ , which is much greater than the 3 eV of energy necessary to generate the pair in the first place. These high fields will inject too much energy and probably do not allow a simple simultaneous measurement of the ionization and the phonon energy. However they provide an amplification mechanism which may be interesting in some instances. Figure 17 shows Paul Luke's detection of alpha particles by the heat produced by the drifting charges carriers.

The Berkeley group has recently demonstrated experimentally that at low temperature and with very pure crystals, it is not necessary to work with large fields since the carriers generated by impurities are deeply frozen. Figure 18 shows their first results obtained for 60 keV gamma rays. The long tail is due to improper geometry and the amplifier has not been optimized for this mode of operation. They are able to drift charges with field much less than a volt/cm over a distance of 1.2mm. If they are able to use an electric field of 1 V/cm for a 1cm thick device, the charge drift will cause only a 30% increase in the phonon energy for an electron recoil. By comparing the energy deposited in ionization to the energy in phonons it may be possible to distinguish electron recoil from nucleus recoil, and hence to gain very large factors in background rejection.



*Figure 18.* An integral spectrum of ionization pulses from 60 and 18 keV  $^{241}\text{Am}$  X rays taken at a bias of +0.6 Volts and a temperature of about 100 mK.

## 5. CONCLUSION

In the short run, it is likely that the main physics results will be obtained through improvement in the threshold of "conventional" solid state detectors. For large masses of the dark matter particles, low pressure proportional chambers may become an important experimental tool, if they can be shown to be able to detect a few electrons without spurious noise and to provide directionality and gamma ray background rejection. They will however, be rather bulky and require a large number of channels.

In the long term, cryogenic detectors will become the instruments of choice, if they can be made to work for large masses, because of the potentially low thresholds, the variety of materials they should allow, the signatures of a nuclear interaction and maybe of direction. These detectors face however a long development because of the complexity of the solid state physics and materials technology which has to be mastered, and the inconvenience of ultra low temperature refrigerators.

**Acknowledgment:** This work has been partially supported by the U.S. Department of energy under contract DE-AC03-76SF00098 and the National Science Foundation under grant AST-8809616.

The results presented in section 3.1 have been obtained by F. Goulding, D. Landis, N. Madden, R. Pehl, A. Smith (LBL), A. DaSilva, B. Sadoulet (UC Berkeley), D. Caldwell, R. Elsberg, B. Magnusson, M. Witherell (UC Santa Barbara).

## References

- Ahlen S.P. *et al.*, Phys. Lett. B195, 603, (1987)
- Alessandrello, A., *et al.*, "Construction of a massive germanium thermal detector for experiments on rare decays," Phys. Lett. B, **202**, 611, (1988)
- Alessandrello, A., *et al.*, "Construction and operation of low temperature bolometers for detectors of gamma-rays," IEEE Trans. on Nucl. Sci., NS-36, 141, (1989)
- Barone, A., de Stefano, S., Gray, K.E., Nucl. Instr. and Meth., **A235**, 254, (1985).
- Bernas, H., *et al.*, Destruction of Superconducting Metastable States by  $b$ -Irradiation, Phys.Lett., **24A**, 721,(1967).
- Boehm, F., in Proceedings of the Third European Workshop on Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter, Gran Sasso, Sept. 1989, -In Press- (1989)
- Booth, N.E., Quasiparticle Trapping and the Quasiparticle Multiplier, Apl. Phys. Lett., **50**, 293, (1987).
- Bouquet, A . this volume (1990)
- Buffington , *et al.*, Ap. J., **248**, 1179, (1981).
- Cabrera, B. and Caldwell, D.O. and Sadoulet, B., Low temperature Detectors For Neutrino Experiments and Dark Matter Searches in Proceedings of The 1986 Summer Study on the Physics of the Superconducting Supercollider, ed. Donaldson, R. and Marx, J., (New York: DPF, American Physical Society) p. 704, (1987).
- Cabrera, B., "Phonon-Mediated Detection of Elementary Particles", in Proceedings of the Third International Conference on Phonon Physics and Sixth International Conference on Phonon Scattering in Condensed Matter, Hunklinger, S.; Ludwig, W.; Weiss, G., Editors, Heidelberg, 21-25 August,1989, -World Scientific, Singapore-, p.1373, (1990).
- Caldwell, D.O. *et al.*, Phys. Rev. Lett., **59**, 419, (1987).
- Caldwell, D.O. *et al.*, Laboratory Limits on Galactic Cold Dark Matter, Phys. Rev. Lett., **61**, 510, (1988).

- Coron, N., *et al.*, "Thermal Spectrometry of Particles and g-rays with Cooled Composite Bolometers of Mass up to 25 Grams." in G. Waysand and G. Chardin, Proceedings of the Conference on Superconducting and Low Temperature Particle Detectors, Strasbourg, (1988, 1989)
- Da Silva, A., *et al.*, "Neutrinos, Dark Matter and Low Temperature Detectors: Investigation of SSG using an Rf SQUID," 417, (1988)
- Le Gros, M., Da Silva, A., Turrell, B. G., Kotlicki, A., Drukier, A. K., "A New Superheated Superconducting Granule Detector", in Proceedings of the Third European Workshop on Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter, Gran Sasso, Sept. 89, -in Press, (1989).
- de Bellefon, A., Broszkiewicz, D. and Bruere-Dawson, R., "New Conventional Readout Electronics for Superheated Superconducting Grains. First Experimental results." College de France, laboratoire de Physique Coruscuaire, **LPC 88 17**, (1988)
- Drukier, A.K., Freese, K. and Spergel, D.N., Detecting Cold Dark Matter Candidates, *Phys. Rev.*, **D33**, 3495, (1986).
- Drukier, A.K., Valette, C., Waysand, G. *et al.*, *Lett. al Nuovo Cimento*, **14**, 300, (1975).
- Drukier, A.K., Yuan, L.C.L., *Nucl. Instrum. Methods*, **138**, 213, (1976).
- Drukier, A.K. and Stodoloski, L., *Phys. Rev.*, **D30**, 2295, (1984).
- Elliot, S. R. *et al.*, Experimental Investigation of Double Beta Decay in  $^{82}\text{Se}$ , *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 2582, (1986).
- Ellis, J., and Flores, R.A., and Ritz, A., Implications for Dark Matter Particle of Searches for Energetic Solar Neutrinos, *Phys.Lett.*, **B198**, 393, 1987).
- Ellis, J. and Flores, R.A., Realistic Predictions for the Detections of Supersymmetric Dark Matter, *Nucl. Phys.*, **8307**, 883, (1988a).
- Ellis, J., *et al.*, "Cosmic Ray Constraints on the Annihilation of Relic Fiorini, E. and Niinikoski, T.O., Low-Temperature Calorimetry for Rare Decays, *Nucl. Insts. and Meth.*, **224**, 83-88, (1984).
- Faulkner, J. and Gilliland, R.L., *Ap. J.*, **299**, 994, (1985).
- Freese, F. and Frieman, J. and Gould, A., Signal Modulation in Cold Dark Matter Detection, SLAC preprint SLAC-PUB-4427, (1987).
- Gelmini, G.B., Hall, L.J. and Lin, M.J., *Nucl. Phys.*, **B281**, 726, (1987).

- Gerbier, G. *et al.*, "Measurement of the Ionization of Slow Silicon Nuclei in Silicon for the Calibration of a Silicon Dark Matter Detector", CEN Saclay preprint, **DPHPE 90-02**, (1990).
- Gilliland, R.L., Faulkner, J., Press, W.H. and Spergel, D.N., "Solar Models with Energy Transport by Weakly Interacting Particles," *Ap. J.*, **306**, 703, (1986)
- Goldie, D. J., Booth, N. E., Patel, C., and Salmon, G. L., "Quasiparticle trapping from a single crystal superconductor into a normal metal film via the proximity effect", Oxford University preprint, **OUPN-89-22**, (1989).
- Gonzalez-Mestres, L. and Perret-Gallix, D., "Cryogenic Detectors: Status and Prospects," XXIV International Conference on High Energy Physics, Munich, (August 4–10 1988)
- Goodman, M.W. and Witten, E., Detectability of Certain Dark-Matter Candidates, *Phys. Rev.*, **D31**, 3059, (1985).
- Griest, K., Sadoulet, B., "Model Independence of Constraints on Dark Matter Particles", to appear in the proceedings of the Second Particles Astrophysics School on Dark Matter, Erice, Italy, (1988), (in press; 1989).
- Griest, K., and Silk, J., "Prospect Fade for Neutrino Cold Dark Matter", Center for Particle Astrophysics Preprint, UC Berkeley, **CfPA-TH-89-014**, (1989).
- Iqbal, M. A. *et al.*, Study of a Prototype Xenon TPC, *Nucl. Inst. Methods*, **A243**, 459, (1986).
- Krauss, H. *et al.*, High-Resolution X-Ray Detection with Superconducting Tunnel Junctions, *Europhys. Lett.*, **1**, 161, (1986a).
- Krauss, L. and Srednicki, M. and Wilczek, F., Solar System Constraints on Dark Matter Candidates, *Phys. Rev.*, **D33**, 2079, (1986b).
- Krauss, H., von Feilitzsch, F., Jochum, J. Moessbauer ,R.L., Peterreins, Th, and Probst, F., "Quasiparticle Trapping in a Superconductive Detector System Exhibiting High Energy and Position Resolution", *Physics Letters*, **B 231**, 195, (1989 a).
- Krauss, L. M., "Z Decay and the Search for Dark Matter", Yale University Preprint, **YCTP-P14-89**, (1989b).

- Kurakado, M., Phys. Rev., **22**, 168, (1980).
- Lanou, R.E. Maris, H.J. and Seidel, G.M., The Use of Protons in Liquid Helium to Detect Neutrinos, in Proceeding of the Workshop on Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter, ed. Pretzl, K. and Schmitz, N. and Stodolsky, L., (Berlin,Heidelberg:Springer-Verlag) p. 150, (1987).
- Lee, B.W., Weinberg, S., Phys. Rev. lett., **39**, 165, (1977).
- Lindhard, J. *et al.*, Integral Equations Governing Radiation Effects, Kgl. Dan. Vidensk Selsk., Mat.-Fys.Medd, **33**, 10, (1963).
- Luke, P. N., "Voltage-Assisted Calorimetric Ionizaton Detector", LBL Preprint, **LBL-25373**, (June, 1988).
- Luke, P.N., Goulding, F.S., Madden, N.W. and Pehl, R.H., "Low Capacitance large Volume Shaped-Field Germanium Detector," IEEE Trans. on Nucl. Sci., **NS-36**, 976, (1989)
- Maris, H.J., Design of Phonon Detectors for Neutrinos, Fifth International Conference on Phonon Scattering in Condensed Matter, Urbana, Illinois, June 2-6, COO-3130TC-29,(1986).
- Martoff, C.J., Science, Vol. 237, 507, (1987).
- Moseley, S.H., Mather, J.C. and McCammon, D., Thermal Detectors as X-Ray Spectrometers, J.Appl.Phys., **56**, 1257, (1984).
- Moseley, S.H.*et al.*, IEEE Nuclear Science Symposium, San Francisco, (1988).
- Moseley, S. H. *et al.*, "Advances toward High Spectral Resolution Quantum X-ray Calorimetry", IEEE Trans. on Nucl. Sci., **NS-35**, 59, (1988). Heidelberg, Oct 20-22, 1987, ed C.Shroeder, (1988).
- Neuhäuser,B., *et al.*., IEEE Trans. on Nucl. Sci., **NS-35**, 65, (1988).
- Neuhäuser, B., Cabrera, B. and Martoff, C.J. *et al.*, Phonon-Mediated Detection of Alpha Particles with Aluminum Transition Edge Sensors, Proc. 18th Int.Conf. on Low Temperature Physics, Kyoto Jap. Journ. of Applied Physics, 26, (1987).
- Niinikoski, T. O. and Udo, F., CERN preprint, (1974).
- Peterreins, T. H. *et al.*, "Tests of a Non equilibrium Phonon Detector", in Proceedings of the Conference on "Superconducting and Low

- Temperature Particle Detectors", Strasbourg, 1988, -Elsevier Science Publishers B.V. (North Holland), Amsterdam-, p.127, (1989).
- Press, W.H., Spergel, D.N., Ap. J., 296, 679, (1985).
- Pretzl, K., Preprint Max Planck Institut Munich, MPI-PAE/Exp.El. 187, (1987).
- Rehak, P. *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A<sup>248</sup>, 367, (1986).
- Rich, J. and Spiro, M., DPhPE, CEN-Saclay preprint, (1987).
- Sadoulet, B., Prospects for Detecting Dark Matter Particles by Elastic Scattering, in Proceedings of the 13th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, ed. Ulmer, M.L., (Singapore:World Scientific) p. 260, (1987).
- Sadoulet, B. *et al.* Testing the WIMP explanation of the solar neutrino puzzle with conventional silicon detectors, Ap. J. Lett.,<sup>324</sup>, L75, (1988a).
- Sadoulet, B., Cryogenic Detectors of Particles:Hopes and Challenges, IEEE Trans. on Nucl. Sci.,NS<sup>35</sup>, 47, (1988b). Sadoulet, B.; Cabrera, B.; Maris, H. J.; Wolfe, J. P., "Phonon-mediated Detection of Particles", In Proceedings of the Third International Conferences on Phonon Physics and Sixth International Conference on Phonon Scattering in Condensed Matter, Hunklinger, S., Ludwig, W., Weiss, G., Editor, Heidelberg, Federal Republic of Germany, August 21-25,1989, -World Scientific, Singapore-, p.1383, (1990a).
- Sadoulet, B., Shutt, T., Wang, N., Cummings, A., Barnes, P., Beeman, J., Emes, J., Giraud-Heraud, Y., Haller, E. E., Lange, A., Rich, J., Ross, R., "Doped Semiconductors as thermal and Ballistic Phonon Detectors", in Proceedings of the Third European Workshop on Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter, Gran Sasso, Sept. 89, -in Press-, (1989b).
- Seidel, G. *et al.*, in Proceedings of the Third European Workshop on Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter, Gran Sasso, Sept. 89, -in Press-, (1989).
- Sherman, N.K. Can. J. Phys., <sup>40</sup>, 372, (1962).
- Spergel, D.N., The Motion of the Earth and the Detection of WIMPS, Astrophysics Preprint Series,IASSNS-AST 87/2, (1987).

- Twerenbold, D., Giaever-type superconducting tunnelling junctions as high resolution X-ray detectors, *Europhys.Lett.*, **1**, (1986).
- Twerenbold, D. and Zehnder, A., Superconducting Sn/Sn-Oxide/Sn Tunnelling Junctions as High Resolution X-ray Detectors, *J.Appl.Phys.*, **61**, 1, (1987).
- Wang, N., Sadoulet, B., Shutt, T., *et al.*, *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, **NS 35**, 55, (1988).
- Wang, N., *et al.*, "Particle Detection with Semiconductor Thermistors at Low Temperatures," *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, **NS-36**, 852, (1989)
- Wang, N., Wellstood, W. C., Sadoulet, B., Haller, E. E., and Beeman, J., "Electrical and Thermal Properties of Neutron Transmutation Doped Germanium at 20mK", *Phys. Rev.*, **41**, 3761, (1990).
- Wood, G.H., White, B.L. *Appl. Phys. Lett.*, 15,237, (1969).
- Young, B.A., Cabrera, B., *et al.*, "Phonon Mediated Detection of X-rays in Silicon Crystals using Superconducting Transition Edge Phonon Sensors," *IEEE Trans. on Magnetics*, **25**, 1347, (1989).

## **LISTE DES PARTICIPANTS**

**ABADA Asmaa**, Laboratoire de Physique Théorique et Hautes Energies,  
Université Paris XI,- 91405 ORSAY

**AJALTOUNI Ziad**, Laboratoire de Physique Corpusculaire, Complexe scientifique  
des Cézeaux B.P. 45,- 63177 AUBIERE Cedex

**ALTHERR Tanguy**, Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules,  
B.P. 101 - 74941 ANNECY-LE-VIEUX Cedex

**BAGLIN Christian**, Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules,  
B.P. 101 - 74941 ANNECY-LE-VIEUX Cedex

**BEILLIERE Pierre**, Laboratoire de Physique Corpusculaire, Collège de France,  
11 place Marcelin Berthelot - 75231 PARIS Cedex 05

**BENCHIKH Bencherki**, Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des  
Particules B.P. 101 - 74941 ANNECY-LE-VIEUX Cedex

**BENEDIC Daniel**, Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg, BP 20 CR -  
67037 STRASBOURG Cedex

**BERTIN Vincent**, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire Bât 200 - 91405 ORSAY

**BINETRUY Pierre**, Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules,  
B.P. 101 - 74941 ANNECY-LE-VIEUX Cedex

**BORDES Gisèle**, Laboratoire de Physique Corpusculaire, Collège de France,  
11, place Marcelin Berthelot - 75231 PARIS Cedex 05

**BOUQUET Alain\***, Laboratoire de Physique Théorique et des Hautes Energies.  
Université Paris VI, 11 Quai St-Bernard - 75230 PARIS Cedex 05

**CATZ Philippe**, Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules B.P.10  
74941 ANNECY-LE-VIEUX Cedex

**CHARLOT Claude**, Laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Energies,  
Ecole Polytechnique Plateau de Palaiseau - Route de Saclay - 91128  
PALAISEAU Cedex

**CHIROVANI Eugène**, Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des  
Particules B.P. 101 - 74941 ANNECY-LE-VIEUX Cedex

**CHOROWICZ Valérie**, Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies  
Université Pierre et Marie Curie - Paris VI - 9 Quai Saint-Bernard -  
Tour 33 - 75230 PARIS Cedex 05

**DESCHIZEAUX Bernard**, Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des  
Particules B.P. 101 - 74941 ANNECY-LE-VIEUX Cedex

**DJAMA Farès**, Centre de Recherches Nucléaires - B.P. 20 CR - 67037  
STRASBOURG Cedex

**DUFOUR Yves**, Laboratoire de Physique Corpusculaire, Collège de France, 11  
Place Marcelin Berthelot - 75231 PARIS Cedex 05

**EL FELLOUS Rachida**, Laboratoire de Physique Corpusculaire, Complexe  
Scientifique des Cézeaux B.P.45 - 63177 AUBIERE Cedex

**ENGEL Jean-Pierre**, Centre de Recherches Nucléaires - BP.20 CR - 67037  
STRASBOURG Cedex

- FABBRETTI Robert, CERN CH 1211 Genève 23 - Site de Prévessin - 01631  
CERN Cedex SUISSE
- FASSNACHT Patrick, Centre de Physique des Particules - Faculté des Sciences  
Luminy - case 907 - Bât. TPR Entr G - 6ème étage - 70 Route Léon  
Lachamp - 13288 MARSEILLE Cedex 9
- FAVIER Jean, Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules, B.P.10  
74941 ANNECY-LE-VIEUX Cedex
- FRAPPAT Luc, Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules, B.P.10  
74941 ANNECY-LE-VIEUX Cedex
- FONT Ana-Maria, Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules,  
B.P. 101 - 74941 ANNECY-LE-VIEUX Cedex
- GANIS Gérardo, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Bât 200 - 91405 ORSAY
- GAY Pascal, Laboratoire de Physique Corpusculaire, Complexe Scientifique des  
Cézeaux B.P. 45 - 63177 AÜBIERÉ Cedex
- GHESQUIERE Claude, Laboratoire de Physique Corpusculaire, Collège de France,  
11 Place Marcelin Berthelot - 75231 PARIS Cedex 05
- GIRARDI Georges, Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules,  
B.P. 101 - 74941 ANNECY-LE-VIEUX Cedex
- GUIRLET Rémy, Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies  
Université Pierre et Marie Curie - Paris VI - 9 Quai Saint-Bernard -  
Tour 33 - 75230 PARIS Cedex 05
- HAISSINSKI Jacques\***, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Bât 200 - 91405  
ORSAY
- HORNFECK Klaus, Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules,  
B.P. 101 - 74941 ANNECY-LE-VIEUX Cedex
- ILLE Bernard, Institut de Physique Nucléaire, 43, Bd du 11 novembre 1918,  
69622 VILLEURBANNE Cedex
- KAJFASZ Eric, Centre de Physique des Particules - Faculté des Sciences Luminy -  
case 907 - Bât. TPR Entr G - 6ème étage - 70 Route Léon Lachamp -  
13288 MARSEILLE Cedex 9
- KAPLAN Jean, Laboratoire de Physique Théorique et des Hautes Energies,  
Université Paris VI, 11 Quai St-Bernard - 75230 PARIS Cedex 05
- KAPUSTA Frédéric, Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies  
Université Pierre et Marie Curie - Paris VI - 9 Quai Saint-Bernard -  
Tour 33 - 75230 PARIS Cedex 05
- KESSLER Richard, DPhN-ME CEA Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay - 91191  
GIF-SUR-YVETTE
- LAMBERT Michel, Institut de Physique Nucléaire, 43, Bd du 11 novembre 1918,-  
69622 VILLEURBANNE Cedex
- LAZZARINI Serge, Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules,  
B.P. 101 - 74941 ANNECY-LE-VIEUX Cedex
- LEBRUN Patrick, Institut de Physique Nucléaire, 43, Bd du 11 novembre 1918  
69622 VILLEURBANNE Cedex
- LEES Jean-Pierre, Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules,  
B.P. 101 - 74941 ANNECY-LE-VIEUX Cedex

- LEES-ROSIER Sylvie, Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules.  
B.P. 101 - 74941 ANNECY-LE-VIEUX Cedex  
LEMOIGNE Yves, DPHPE CEA Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay - 91191 GIF  
SUR YVETTE Cedex  
LETRY Jacques, CERN CH 1211 - Genève 23 - Site de Prévessin - 01631 CERN  
Cedex SUISSE  
LIMA FRANCES Luiz, Laboratoire de Physique Corpusculaire, Collège de France,  
11 Place Marcelin Berthelot - 75231 PARIS Cedex 05  
LUTZ Anne-Marie, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Bât 200 - 91405  
ORSAY  
MACHET Bruno, Laboratoire de Physique Théorique et des Hautes Energies,  
Université Paris VI, 11 Quai St-Bernard - 75230 PARIS Cedex 05  
MARCILLAC de Pierre, Institut d'Astrophysique 98, bis Boulevard Arago -  
75014 PARIS  
MARTIN Jean-Paul, Institut de Physique Nucléaire, 43, Bd du 11 novembre  
1918 - 69622 VILLEURBANNE Cedex  
MASSO Eduard, CERN CH 1211 - Genève 23 - Site de Prévessin - 01631 CERN  
Cedex SUISSE  
NEDELEC Patrick, Laboratoire de Physique Corpusculaire, Collège de France,  
11 Place Marcelin Berthelot - 75231 PARIS Cedex 05  
PAIN Reynald, Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies  
Université Pierre et Marie Curie - Paris VI - 9 Quai Saint-Bernard -  
Tour 33 - 75230 PARIS Cedex 05  
PERRET Pascal, Laboratoire de Physique Corpusculaire, Complexe Scientifique  
des Cézeaux B.P.45 - 63177 AUBIERE Cedex  
**PERROTET Michel\***, Centre de Physique Théorique, Case 907, Luminy 13288  
MARSEILLE Cedex 09  
PESSARD Henri, Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules.  
B.P. 101 - 74941 ANNECY-LE-VIEUX Cedex  
PRULHIERE Frédéric, Laboratoire de Physique Corpusculaire, Complexe  
Scientifique des Cézeaux B.P. 45 - 63177 AUBIERE Cedex  
RAGOUCY Eric, Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules.  
B.P. 101 - 74941 ANNECY-LE-VIEUX Cedex  
**RENARD Fernand-Michel\***, USTL Laboratoire de Physique Mathématique  
Place Eugène Bataillon - 34060 MONTPELLIER  
ROSIER Louis, Institut de Physique Nucléaire, B.P. 1 - 91406 ORSAY  
**SADOULET Bernard\***, Dept of Physics, Univ. of California - BERKELEY -  
CA 94720 - U.S.A.  
**SAVOY Carlos\***, Centre de Recherches Nucléaires DIHE - BP 20 CR  
67037 - STRASBOURG Cedex  
SEIXAS Jean, Université Lisbonne - Av. Rainhad Leonor, Nº 21, 1º Dto- 1600 -  
LISBONNE Portugal  
SONDERREGER Pierre, CERN CH 1211 - Genève 23 Site de Prévessin - 01631  
CERN Cedex SUISSE  
SORBA Paul, Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules.

les.  
GIF  
RN  
ce.  
N  
ie  
288  
1

B.P. 101 - 74941 ANNECY-LE-VIEUX Cedex  
**STALEY** Florent, Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules.  
B.P. 101 - 74941 ANNECY-LE-VIEUX Cedex

TALBY Mossadek, Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules.  
B.P. 101 - 74941 ANNECY-LE-VIEUX Cedex  
TAMAZOUZT M., Laboratoire de Physique Corpusculaire, Collège de France.  
11 Place Marcelin Berthelot - 75231 PARIS Cedex 05  
TARDIOLI Hervé, Centre de Physique Théorique, Case 907, Luminy - 13288  
MARSEILLE Cedex 09  
TAXIL Pierre, Centre de Physique Théorique, Case 907, Luminy - 13288  
MARSEILLE Cedex 09  
THUILLIER Franck, Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules.  
B.P. 101 - 74941 ANNECY-LE-VIEUX Cedex  
**TREILLE Daniel\***, Division EP/RE CERN Site Prévessin - 01631 CERN Cedex

UNAL Guillaume, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Bât 200 - 91405 ORSAY  
VIBERT Laurent, Laboratoire de Physique Nucléaire et de Hautes Energies  
Université Pierre et Marie Curie - Paris VI - 9 Quai Saint-Bernard -  
Tour 33 - 75230 PARIS Cedex 05

YVERT M., Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules.  
B.P. 101 - 74941 ANNECY-LE-VIEUX Cedex

ZOMER Fabian, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Bât 200 - 91405 ORSAY

\* les noms en gras sont ceux des orateurs de la session.