

13. Die Dunkle Materie.

13.1. Massenbestimmungen und direkter Nachweis Dunkler Materie

Machen wir uns noch einmal klar: Nur 4% der Masse des Universums ist baryonische Masse. 96% bestehen aus Materie- bzw. Energieformen, die uns noch völlig unbekannt sind. Diese Feststellung ist so überraschend, dass von Seiten der Beobachtung alles getan werden muss, das Ergebnis $\Omega_B = 0,04$, $\Omega_M = 0,3$, $\Omega_\Lambda = 0,7$ abzusichern. Das kann vor allem durch möglichst viele verschiedene, völlig unabhängige Messverfahren geschehen. Wir hatten bereits in den voran gegangenen Kapiteln gesehen, dass Messungen der Gravitation etwa 7 mal soviel dunkle wie baryonische Materie ergibt. Von der baryonischen Materie selbst wieder ist nur etwa 1/6 im Sichtbaren leuchtende Materie in Form von Sternen oder Gas. Wir haben oben schon gesehen, dass ein großer Teil der baryonischen Materie in Form eines heißen intergalaktischen Plasmas geringer Dichte vorliegt, das vor allem durch Supernova-Ausbrüche oder bei Vereinigung von Galaxien in den intergalaktischen Raum entwichen ist und nur im Röntgengebiet beobachtet werden kann. Durch die Abstrahlung kühlt das Plasma langsam ab und braucht dazu Zeiten, die wesentlich größer als das Weltalter sind. Eine Obergrenze für die baryonische Materie erhält man aus der Nukleosynthese der leichten Elemente. Es gehen nur ein die Dichte des Strahlungsfelds der Hintergrundstrahlung, die recht genau bekannt ist, und die Anzahl der Neutrino-Flavors, die heute allgemein mit 3 angegeben wird (das sind Elektronen-, Myonen- und Tau-Neutrinos). Daraus ergibt sich die Anzahl der Baryonen pro Photon, aus der man wiederum den baryonischen Beitrag zur Materie/Energie-Dichte $\Omega_b = 0,04$ erhält.

Die Geschichte der „Dunklen Materie“ beginnt mit der Feststellung von Fritz Zwicky in den 30er Jahren, dass die Geschwindigkeitsdispersion in Galaxienhaufen so groß ist, dass leuchtende Materie allein keinen gebundenen Zustand ergeben würde. Die nach dem Virialsatz ermittelte Masse ($-2\bar{E}_{kin} = \bar{E}_{pot}$) wäre dann bis zu 2 Zehnerpotenzen größer als die leuchtende Masse. Auf kleinerer Skala d.h. in einzelnen Galaxien erhält man ein ähnliches Ergebnis (s. Fig.13.1). Die äußeren Sterne in den

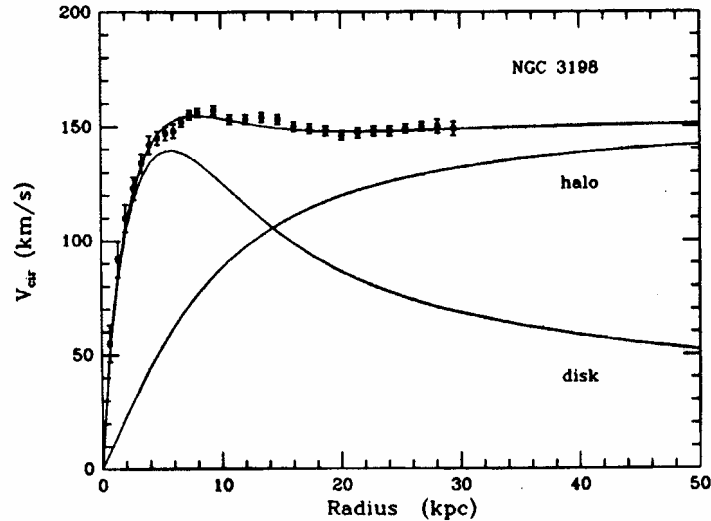


Fig. 13.1. Rotationskurve der Galaxie NGC 3189. Obere Kurve verbindet Meßpunkte (Geschwindigkeiten der Sterne als Funktion des Abstands vom Zentrum der Galaxie). Mittlere Kurve (disk) gibt den erwarteten Verlauf wieder, wenn nur die Masse der Scheibe beitragen würde. Untere Kurve ist der ermittelte Beitrag des Halos. Aus J. Binney and S. Tremaine, Galactic Dynamics. Princeton University Press 1987

Spiralarmen umlaufen die innere Masse M_r der Galaxie auf Kreisbahnen, wobei das Quadrat der Geschwindigkeit proportional zur inneren Masse geteilt durch den Radius ist

$$v^2(r) = \frac{GM_r}{r} \quad (13.1)$$

Mit lichtstarken Teleskopen können die Geschwindigkeiten von weit außen liegenden Sternen gemessen werden. Man würde nun erwarten, dass die Geschwindigkeiten abnehmen, weil der Abstand zu der inneren Masse M_r immer größer wird. Das ist aber nicht der Fall. Was man stattdessen findet, ist eine nahezu konstante Geschwindigkeit (s. Fig. 11.14). Daraus lässt sich die Dichteverteilung der dunklen, nichtbaryonischen Materie ableiten. Für die Dichte werden verschiedene Funktionen angegeben, die alle wie $\rho \propto r^{-\alpha}$ ($\alpha > 1$) abklingen. Uneinig ist man sich noch über den Verlauf der Dichte im zentralen Teil der Galaxie. Einen wichtigen Teil der Untersuchungen nehmen Simulationsrechnungen ein.

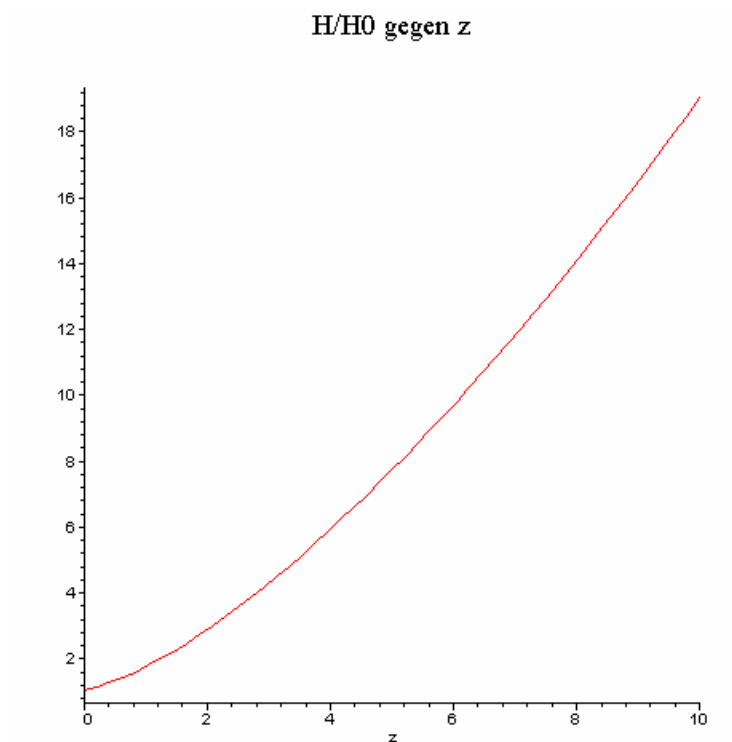


Fig. 13.2. Hubble Funktion $H(z)$ in Einheiten von H_0 .

Sie zeigen, dass komplizierte Wechselwirkungen zwischen den entstehenden Strukturen der Spiralgalaxien und den Halostrukturen auftreten, zwischen welchen auch Drehimpuls ausgetauscht wird. Eine Abschätzung der Halomasse kann mit folgender einfachen Formel erreicht werden

$$M_H = \frac{v_{circ}^3}{10GH(z)} \quad (13.2)$$

Hier ist v_{circ} die vom Radius unabhängige Kreisgeschwindigkeit (in Fig. 13.1 ist $v_{circ} \cong 150$ km/s), $H(z)$ ist die Hubblefunktion zur Epoche z .

Halomasse gegen z

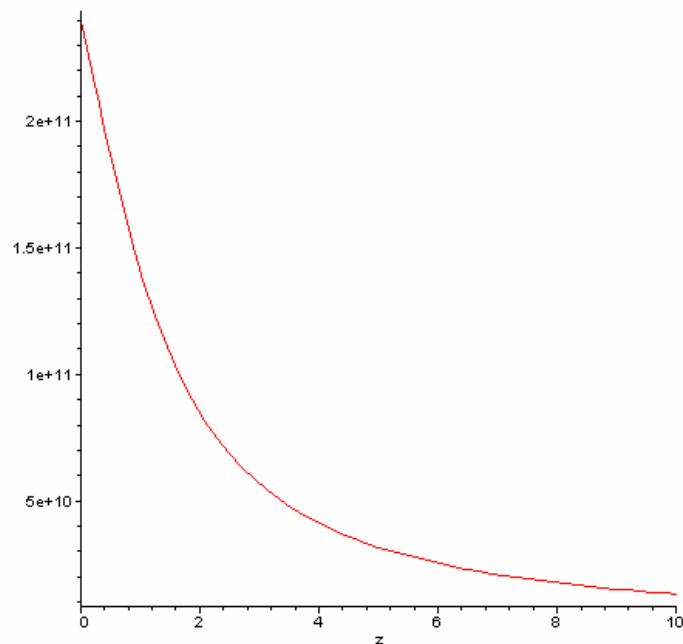


Fig. 13.3. Die Halomasse bei einer Kreisgeschwindigkeit $v_{circ} = 250$ km/s als Funktion von der Rotverschiebung

Dabei ist

$$H(z) = H_0 \left[\Omega_\Lambda + \Omega_M (1+z)^3 \right]^{1/2} \quad (13.3)$$

Weil $H(z)$ über Ω_Λ und Ω_M vom kosmologischen Modell abhängig ist, hängt auch M_H davon ab. Eine analytische Form für die Dichte des Halos aus Dunkler Materie $\rho(r)$ nach Navarro, Frenk und White wurde bereits in Gl. 12.4 angegeben.

13.2. Indirekte Meßmethoden zur Bestimmung von Massen und ihrer Verteilung

Wir wollen hier einige neue Verfahren kurz erwähnen, deren Anwendung zunehmend an Bedeutung gewinnt.

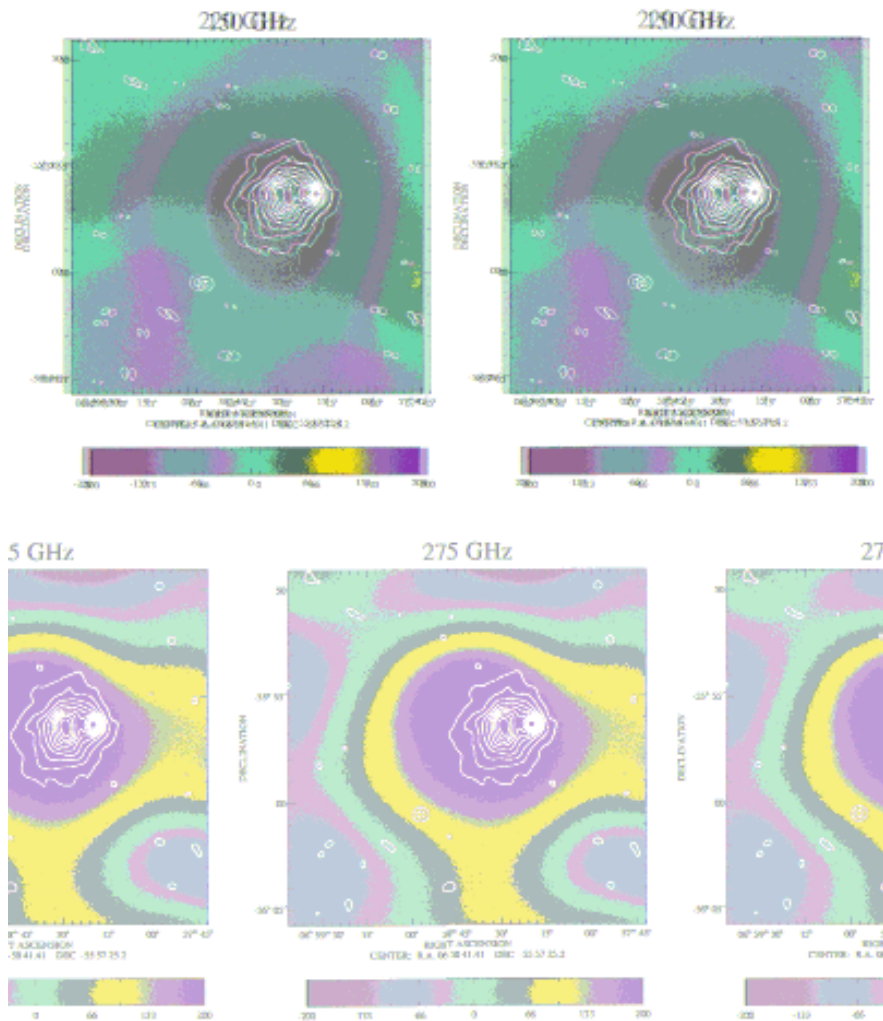


Fig. 13.4. Farbcodierte Bilder der CMB-Temperaturen des Galaxienhaufens 1E0657-67. Die darüberliegenden weißen Konturen sind ROSAT-Messungen. Der Strahldurchmesser des ACBAR –Mikrowellen-Teleskops beträgt 4,5 Bogenminuten. Die Farbcodierung umfaßt den Temperatur-Bereich von -200 bis $+200 \mu\text{K}$. Nach P. Gomez et al. astro-ph/0311263.

13.2.1. Der Sunyaev-Zeldovich-Effekt (SZE) beschreibt inverse Comptonstreuung von Photonen des CMB an heißen Elektronen des intergalaktischen Plasmas in Galaxienhaufen. Damit kann die baryonische Massenverteilung der Cluster untersucht werden. Solche Untersuchungen wurden z.B. am Viper-Teleskop bei 150, 210 und 275 GHz mit einem Bolometer-Array gemacht, das am Südpol aufgestellt ist. Die 3 Frequenzkanäle gestatten es, die spektrale Verschiebung des CMB-Spektrums zu höheren Frequenzen zu detektieren. Mit der hier zitierten Messung wurden u. a. zwei Cluster untersucht, welche im REFLEX-Katalog die größte Röntgen-Helligkeit besitzen: Abell S 1063 ($z = 0,347$) und 1E 0657-67 ($z = 0,299$). Fig. 13.3 zeigt die Ergebnisse von 1E 0657-67. Die Effekte erfordern eine hohe Empfindlichkeit der Messung, die z.

Zt. gerade erreicht wird. Der SZE führt zu einer völlig unabhängigen Bestimmung von Cluster-Morphologien und baryonischen Massen.

13.2.2. Gravitationslinsen-Effekte hängen vor allem von der dunklen Materie und im Detail von der Massenverteilung großer Galaxienhaufen ab, die für entferntere Galaxien und Quasare als Linsen wirken. Man unterscheidet normale Linseneffekte, d.h. Ablenkungen im Bereich von Bogensekunden, und Weitwinkelaufspaltungen ($\Delta\theta \geq 4''$), wie z.B. Einsteinringe.

Daneben kommt den schwachen Linseneffekten (Weak Lensing) zur Ausmessung ausgedehnter Strukturen neuerdings eine große Bedeutung zu, vorausgesetzt es lassen sich in einem relativ großen Feld möglichst viele Galaxien beobachten, was nur mit dem Hubbleteleskop und terrestrischen Teleskopen ab 3,5 m Öffnung möglich ist. Wegen der Wichtigkeit des „Weak Lensing“ widmen wir der Methode hier einen eigenen Abschnitt.

13.2.3. Neben der Hubble-Fluchtgeschwindigkeit besitzen alle Galaxien auch noch Eigenbewegungen. Ihre Geschwindigkeit oder genauer deren radiale Komponente wird als störender Effekt immer mit gemessen, wenn Rotverschiebungen bestimmt werden. Die Eigenbewegungen (auch Pekuliarbewegungen genannt), zeigen Beschleunigungen in Gravitationsfeldern an. Damit enthalten sie wichtige Informationen über Ω_M im Allgemeinen und über die Massenverteilung in Galaxienhaufen im Speziellen. Zur Bestimmung der Pekuliarbewegungen werden die Daten aus Galaxienkatalogen, welche die Rotverschiebungen enthalten, zu Grunde gelegt.

13.2.4. Kreuzkorrelationen von Intensitäten der CMB und der Intensität der Röntgen-Hintergrundstrahlung führen dazu, inelastische Streuungen der CMB-Photonen am Gravitationspotential großräumiger Materieverteilungen zu detektieren. Dieser sogenannte Sachs-Wolfe-Effekt entsteht erst nach der Rekombination, wenn sich bereits erste Dichtekontraste gebildet haben. Fig. 13.5 zeigt die Ergebnisse. Eine ähnliche Kreuzkorrelation wurde vom gleichen Team zwischen CMB-Fluktuation und der Verteilung der Radiogalaxien gefunden.

WMAP konnte auch den Beitrag leichter Neutrinos, welche gern als „Hot Dark Matter“ beigemischt werden, auf $\Omega_\nu h^2 < 0,0076$ begrenzen. Außerdem konnte die Bildung der ersten Sterne auf etwa $200 \cdot 10^6$ Jahre vorverlegt werden, was auch den Beginn der Reionisation festlegt, die ebenfalls Einfluss auf die weitere Bildung (oder Verzögerung) von Strukturen nimmt.

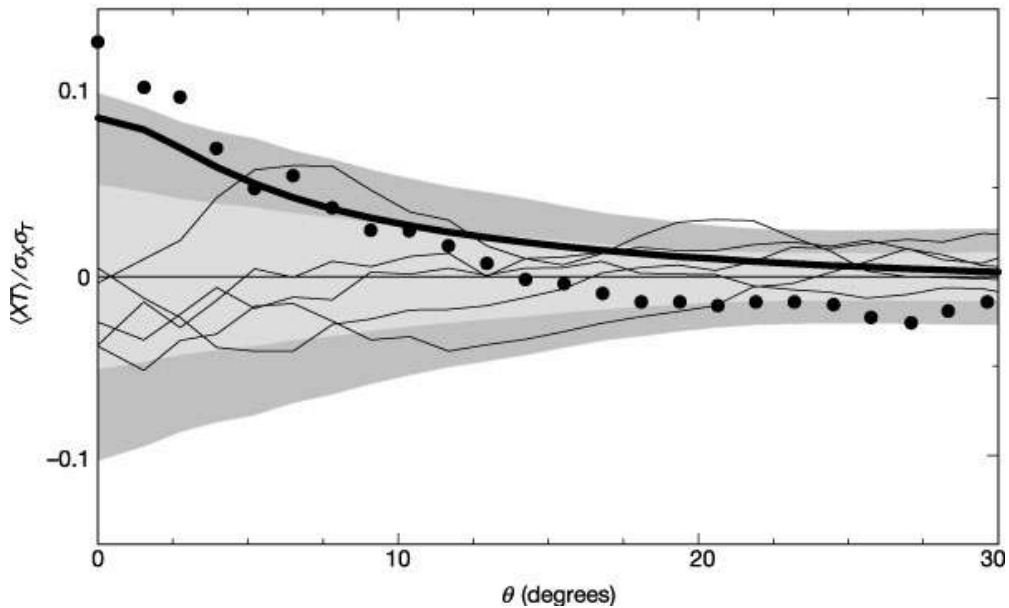


Fig. 13.5. Kreuzkorrelation zwischen der Intensität des Röntgenhintergrunds und der CMB-Intensität. Aus St. Boughn, R. Crittenden, Nature 427 (2004) 45.

Zum großen Erfolg der Λ CDM-Kosmologie gehört es, dass gezeigt wurde, wie in hierarchischer Strukturbildung sich große Systeme aus kleinen gebildet haben. Kleine Galaxien vereinigen sich und formen große Galaxien. Aber die Größe ist begrenzt, denn das Gas in größeren Strukturen würde zur Abkühlung zu lange brauchen, um noch größere Galaxien zu bilden. Deshalb treten größere Strukturen nur als Cluster und Supercluster auf. Diese wieder haben sich aus Galaxien und Galaxienhaufen aufbauen können. Heute wissen wir, dass es in erster Linie die Halos aus dunkler Materie sind, welchen wir die im Laufe der Zeit zunehmende Hierarchisierung, d.h. die Vereinigungen zu immer größeren Einheiten verdanken.

13.3. Schwache Gravitationslinsen-Effekte: „Weak Lensing“.

Man geht davon aus, dass die Abstände der Galaxien eines Haufens untereinander klein sind im Vergleich zum Abstand Erde-Galaxienhaufen und dass die ablenkende Masse (oder Linse) praktisch in einer Ebene senkrecht zur Beobachtungsrichtung liegt. Jede beobachtete Galaxie des Haufens ist nun um einen Winkel α in der Bildebene gegenüber einem fiktiven Bild ohne „weak lensing“ verschoben. Ein Lichtstrahl, der im Abstand ξ an einer Punktmasse $M(\xi)$ vorbei läuft, wird um folgenden Winkel abgelenkt

$$\tilde{\alpha}(\xi) = \frac{4GM(\xi)}{c^2} \frac{1}{\xi} \quad (13.4)$$

Bei der Sonne beträgt die Ablenkung $\tilde{\alpha}$, wenn der Abstand $\xi = R_{\odot}$ gleich dem Sonnenradius ist, 1,74 Bogensekunden. Wenn ξ sehr klein ist gegenüber dem

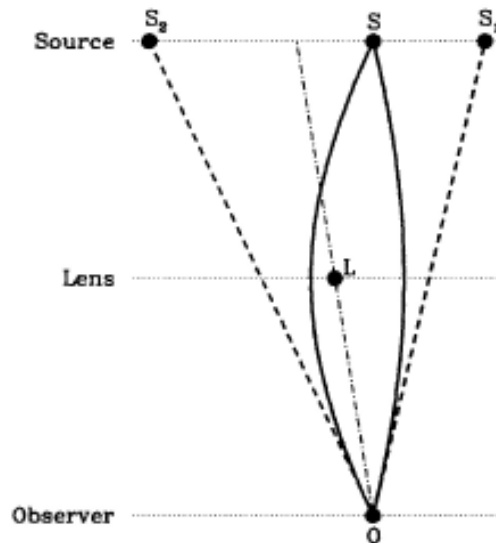


Fig. 13.6. Ablenkung des Lichts der Quelle S durch die Linse L. Der Beobachter sieht bei zwei Teilstrahlen auch zwei Bilder S1 und S2 der Quelle S.

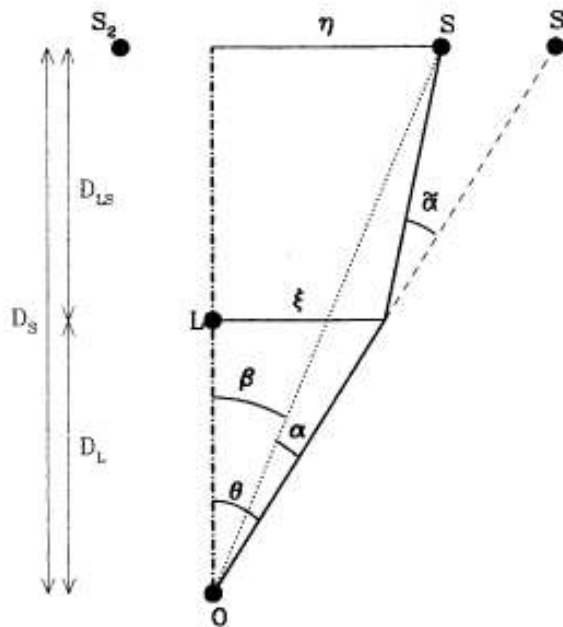


Fig. 13.7. Der rechte Teil der Fig. 13.6. ist in der Näherung für dünne Linsen durch gerade Linien und Dreiecke ersetzt worden. In der Bildebene η liegt die Quelle S bei dem Winkel β . Durch „Weak Lensing“ (Linsenebene bei ξ) ist sie aber verschoben bei S1 unter dem Winkel $\theta = \beta + \alpha$ zu sehen.

Abstand von Quelle-Beobachter D_S und Linse-Beobachter D_L , kann man aus Fig. 13.7 für die Bildebene η entnehmen, dass folgende Linsen-Gleichung näherungsweise gilt (sin-Funktionen wurden durch die Winkel ersetzt):

$$\theta D_S = \beta D_S + \tilde{\alpha} D_{LS} \quad (13.5)$$

Tatsächlich liegt ξ in Galaxienhaufen bei einigen 100 kpc, der Abstand D_S dagegen bei Gpc. Wir definieren den reduzierten Ablenkungswinkel

$$\alpha = \tilde{\alpha} \cdot \frac{D_{LS}}{D_S} \quad (13.6)$$

und teilen 13.5 durch D_S . Wir erhalten so die (2-dimensionale) Linsengleichung

$$\vec{\beta} = \vec{\theta} - \vec{\alpha}(\vec{\theta}) \quad (13.7)$$

die wir gleich vektoriell geschrieben haben, denn die Fig. 13.4 kann um die Achse OL um einen beliebigen Winkel gedreht werden. Den Zusammenhang mit der Masse bekommen wir, wenn wir 13.4 in 13.6 einsetzen mit $\xi = D_L \cdot \theta$.

Wir erhalten

$$\vec{\alpha}(\theta) = \frac{D_{LS}}{D_S D_L} \frac{4GM}{c^2} \frac{\vec{\theta}}{\theta^2} \quad (13.8)$$

wobei der Ablenkungswinkel so definiert ist, dass er immer zur Punktmasse hin gerichtet ist.

Für den Fall dass Quelle und Linse exakt hintereinander liegen, d.h. $\beta = 0$ ist, liegen alle Bildpunkte auf einem Kreis mit dem Radius θ , dem Einstein-Kreis

$$\theta = \sqrt{\frac{4GM}{c^2} \frac{D_{LS}}{D_L D_S}} \quad (13.9)$$

Für eine Quelle mit der Rotverschiebung $z_S = 2,0$ und einer Linse der Masse von $10^{12} M_\odot$ bei $z_L = 0,5$ erhält man mit $H_0 = 70 \text{ km/s} \cdot \text{Mpc}$

$$\theta = 1,3 \sqrt{\frac{M}{10^{12} M_\odot}} \text{ arc sec} \quad (13.10)$$

Wir gehen jetzt dazu über, die Ablenkung $\vec{\alpha}$ in Gl. 13.4 auf mehrere Massen bzw. auf Massenverteilungen zu verallgemeinern und schreiben das Ergebnis in vektorieller Form

$$\vec{\alpha} = \sum_i \frac{4Gm_i}{c^2} \frac{\vec{\xi} - \vec{\xi}_i}{|\vec{\xi} - \vec{\xi}_i|^2} \quad (13.11)$$

Enthält unser Modell eine stetige Massenverteilung ist die Summe durch ein Integral über dm zu ersetzen. Definieren wir $\Sigma(\xi)$ als Flächendichte in der Linsenebene, so wird aus Gl. 13.11

$$\tilde{\alpha} = \frac{4G}{c^2} \int d^2\xi' \cdot \Sigma(\xi') \frac{\vec{\xi} - \vec{\xi}'}{|\xi - \xi'|^2} \quad (13.12)$$

Wenn Σ auf einer kleinen Fläche $\pi\xi^2$ konstant bleibt, erhält man

$$\tilde{\alpha} = \frac{4G}{c^2} \frac{\Sigma \pi \xi^2}{\xi} \quad (13.13)$$

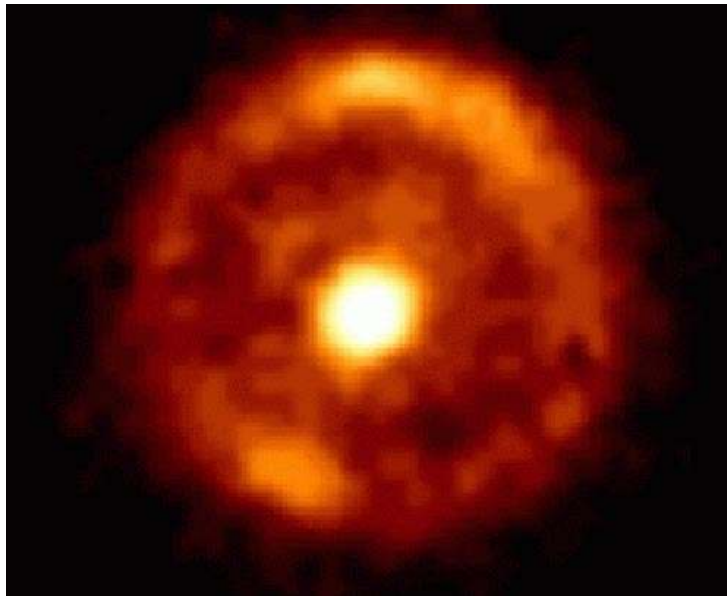


Fig. 13.8. Die Galaxie im Vordergrund B 1938 +666 wirkt als Gravitationslinse für eine weit im Hintergrund liegende ferne Galaxie, die hier als Einsteinring mit dem Radius $\theta_E \approx 1$ arcsec auftritt. (L.J. King Univ. Manchester, NICMOS, HAST, NASA)

Wir gehen zu α (Gl. 13.6) über und ersetzen noch $\xi = D_L \cdot \theta$. Dann wird

$$\alpha(\theta) = \frac{D_L D_{LS}}{D_S} \frac{4\pi G \Sigma}{c^2} \cdot \theta \quad (13.14)$$

Der Vorfaktor von θ auf der rechten Seite von Gl. 13.14 ist dimensionslos. Er hat den Namen Konvergenz κ . Damit können wir schreiben

$$\alpha(\theta) = \frac{\Sigma}{\Sigma_{crit}} \cdot \theta = \kappa \cdot \theta \quad (13.15)$$

mit

$$\Sigma_{crit} = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_S}{D_L D_{LS}} \quad (13.16)$$

Ein Einsteinring tritt dann auf, wenn $\Sigma = \Sigma_{crit}$ und die kritische Flächendichte über die Fläche des Rings verschmiert ist. Daraus kann man sofort die Masse der Linse abschätzen

$$M(\theta_E) = \pi(D_L \theta_E)^2 \Sigma_{crit} \quad (13.17)$$

In der Schreibweise von Gl. 13.8 definiert $\vec{\alpha}$ ein 2-dimensionales (rotationsfreies) Vektorfeld, das sich aus einer skalaren Potentialfunktion ψ ableiten lässt. Wegen

$$\nabla_{\theta} \ln|\vec{\theta}| = \frac{\vec{\theta}}{\theta^2} \quad (13.18)$$

können wir das Potential schreiben

$$\psi = \frac{1}{\pi} \int \kappa(\vec{\theta}') \ln|\vec{\theta} - \vec{\theta}'| d^2\theta' \quad (13.19)$$

Es wird dann

$$\vec{\alpha} = \nabla_{\theta} \psi \quad (13.20)$$

Um eine Kartierung der Ablenkungen in einem Bild von sehr vielen Galaxien zu erhalten, geht man von $\vec{\beta} = \vec{\theta} - \vec{\alpha}(\vec{\theta})$ (Gl.13.7) aus und bildet $\nabla_{\theta} \vec{\beta}$

$$\frac{\partial \beta_i}{\partial \theta_j} = \delta_{ij} - \frac{\partial \alpha_i}{\partial \theta_j} = \delta_{ij} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta_i \partial \theta_j} = \delta_{ij} - \psi_{ij} = A \quad (13.21)$$

Die Vergrößerung ergibt sich aus dem Reziproken der Determinanten von A

$$\mu = \frac{1}{\det|A|} \quad (13.22)$$

Die Spur von ψ_{ij} ergibt 2mal die Konvergenz

$$\psi_{11} + \psi_{22} = 2\kappa \quad (13.22)$$

welche die Form (z.B. Kreisform) erhält. Die Scherungen γ_1 und γ_2 sind wie folgt definiert sind

und

$$\gamma_1 = (\psi_{11} - \psi_{22}) \quad (13.23)$$

$$\gamma_2 = \psi_{21} = \psi_{21} \quad (13.24)$$

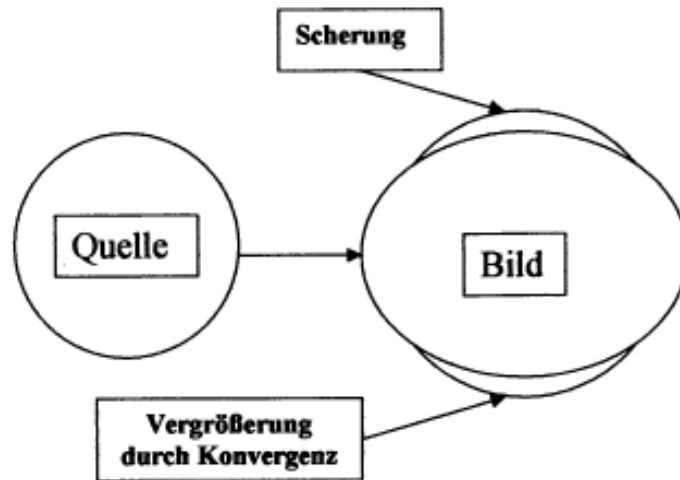


Fig. 13.9. Als Beispiel für eine Abbildung unter der Voraussetzung des „Weak Lensing“ sei eine kreisförmige Quelle betrachtet. Im Falle von $\kappa > 0$ und $\gamma_{1,2} = 0$ erhält man ein vergrößertes, unverzerrtes Bild. Ist jedoch $\kappa = 0$ und $\gamma_{1,2} > 0$ dann ist das Bild eine Ellipse.

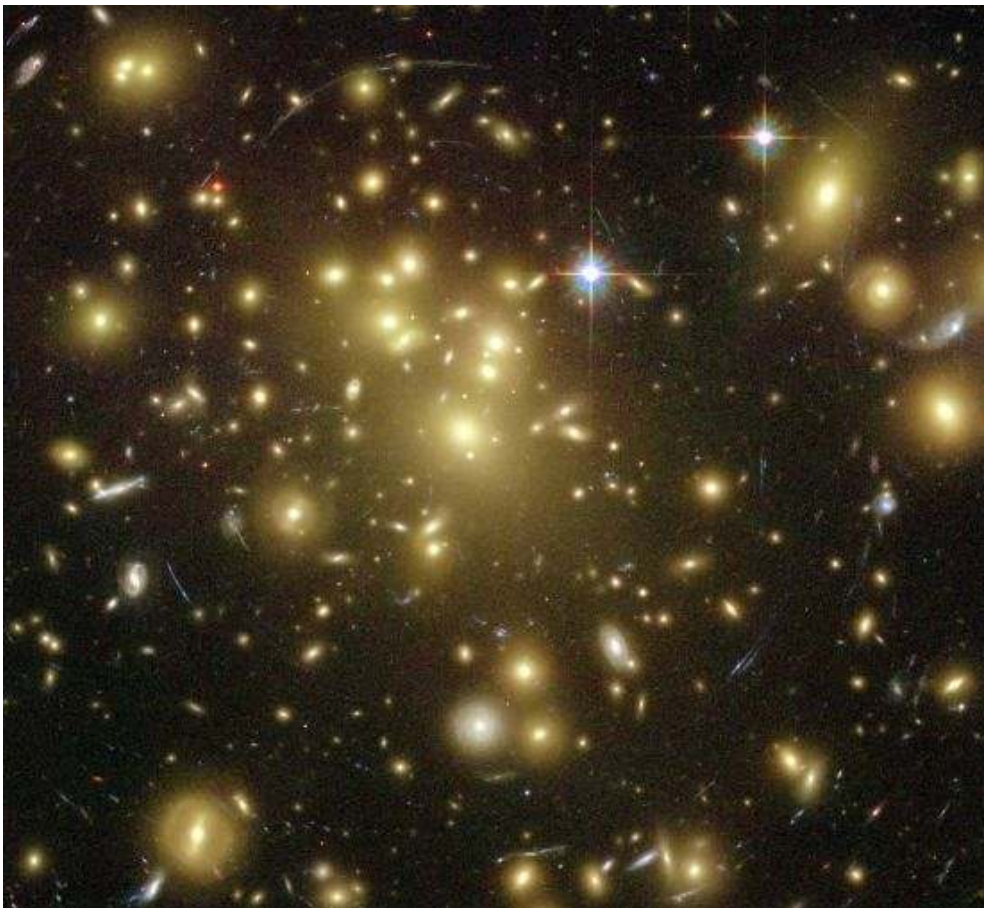


Fig. 13.10. Der Galaxienhaufen Abell 1689 im Vordergrund führt zu einer Verzerrung der Bilder der dahinter liegenden (blauen) Galaxien.

Sie ändern die Form und machen z.B. aus einem Kreis eine Ellipse (s. Fig.). Die Auswertung ist dann möglich, wenn sehr viele Hintergrundgalaxien beobachtet werden. Diese erscheinen zunächst alle mit einer natürlichen Elliptizität, z.B. dadurch dass bei Spiralgalaxien die Blickrichtung einen Winkel mit der Scheibenebene bildet oder die Galaxie eine elliptische Struktur besitzt. Die Richtungen dieser Ellipsen sind statistisch verteilt, weshalb diese Elliptizität durch Summation über viele Galaxien als Untergrund eliminiert werden kann. Übrig bleibt die Elliptizität durch gravitative Scherung (Gl. 13.23 und 13.24) verursacht durch die Masse einer Galaxie oder eines Galaxienhaufens im Vordergrund. Die Orientierung dieser Elliptizität weist auf die Symmetrie der Vordergrundmasse.

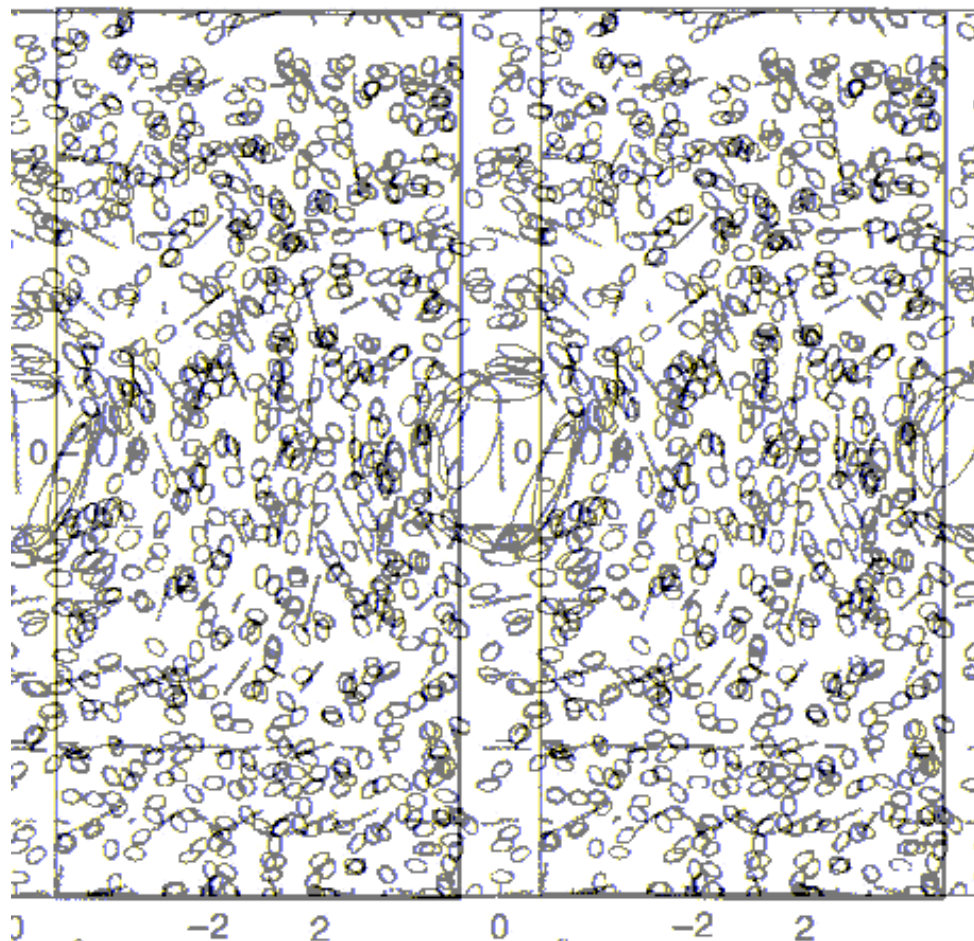


Fig. 13.11. Computersimulation der Wirkung einer Gravitationslinse, welche eine elliptische Verzerrung der Galaxien verursacht. Die großen Achsen der Ellipsen sind auf Kreisen um die Linse angeordnet, welche die Form von Einsteinringen haben (aus Peter Schneider: „Extragalactic Astronomy and Cosmology“. Springer-Verl. 2006).

Inzwischen wurde eine Reihe von entsprechenden Aufnahmen ausgewertet, die sehr schön die Masse und die Massenverteilung der Dunklen Materie zeigen. Im großen Ganzen stimmt die Verteilung der sichtbaren Galaxien mit der der Dunklen Materie überein. Bei den Massenbestimmungen gibt es Unterschiede zu denen, welche aus Röntgen-Emission gewonnen wurden. Die Unterschiede können behoben werden, wenn die Dynamik der Clustergase berücksichtigt wird.

Gravitationslinsen bieten somit eine interessante unabhängige Methode, die Verteilung der Dunklen Materie zu untersuchen. Ihr Anteil an der kosmischen Dichte wurde im Wesentlichen aus dem Fluktuations-Spektrum des CMB gewonnen, welches aus den Messungen von WMAP mit großer Genauigkeit vorliegt.

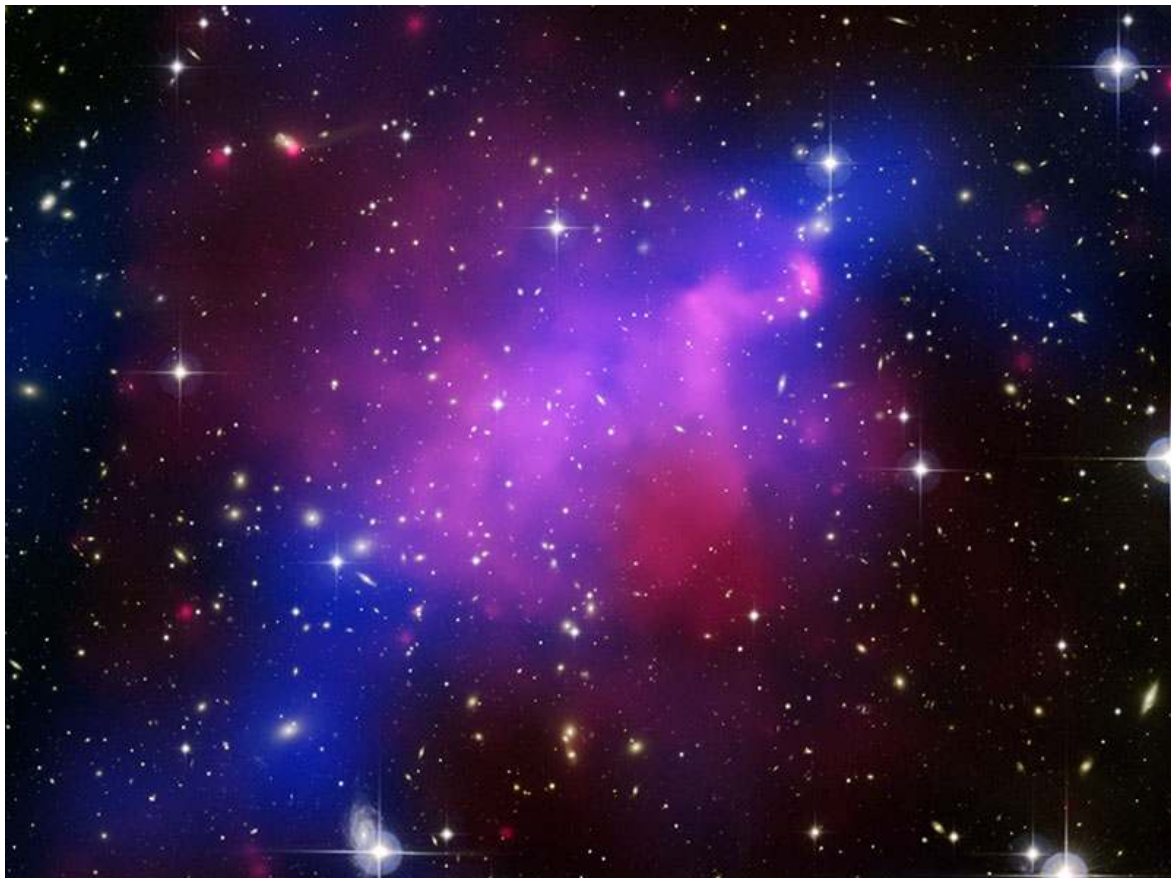


Fig. 13.12. Die Kollision von 2 Galaxienhaufen Abell 520 wurde mit Hilfe von „Gravitational Shear“ untersucht. Rot ist die Verteilung des heißen Gases im Cluster dargestellt, so wie sie sich durch die Beobachtung mit dem Röntgensatelliten Chandra zeigt. Blau ist die Verteilung der dunklen Materie entsprechend der Auswertung der Bildverzerrung der Hintergrundgalaxien. (nach A. Mahdavi Univ. Victoria, NASA, CXC, CFHT)

13.4 Die Teilchen der Dunklen Materie.

Wir diskutieren zunächst, welche Teilchen als Kandidaten für Dunkle Materie infrage kommen.

- 13.4.1. Neutrinos. Setzt man für die Neutrinomasse $m_\nu < 2,05 \text{ eV}$, so ergibt sich als Obergrenze für den Massenanteil der Neutrinos $\Omega_\nu h^2 \leq 0,07$ für alle 3 Neutrinoarten. Das bedeutet, dass die Neutrinos einfach nicht zahlreich genug sind, um in der Dunklen Materie eine Rolle zu spielen. Als ultrarelativistische Teilchen würden Neutrinos sich stoßfrei ausbreiten und dabei Fluktuationen der Materie unter 40 Mpc auslöschen. Das wiederum würde zu einer „top-down“ Entwicklung kosmischer Strukturen führen, was gerade nicht beobachtet wird.
- 13.4.2. Axionen wurden eingeführt, um die CP-Verletzung in der Teilchenphysik zu beheben. Nach den Grenzen, welche bisherige Beobachtungen setzen, sind Axionen sehr leichte Teilchen mit Massen $m_a \leq 0,01 \text{ eV}$. Gegenwärtig laufen Experimente, Axionen in der Sonnenstrahlung nachzuweisen. Theoretisch besteht noch die Möglichkeit durch geeignete Wahl der Parameter, alle Randbedingungen, welche die Dunkle Materie erfordert, mit Axionen zu erfüllen.
- 13.4.3. Supersymmetrische Kandidaten. Die supersymmetrischen Theorien manifestieren sich im so genannten Superraum, der neben den Koordinaten der üblichen Minkowski-Raumzeit auch anti-kommutierende Weyl-Spinoren enthält. Die Theorie enthält Operatoren Q , welche Bosonen in Fermionen und umgekehrt verwandeln können

$$Q|Fermion\rangle = |Boson\rangle \quad \text{und} \quad Q|Boson\rangle = |Fermion\rangle$$

Fermionen und Bosonen erscheinen im gleichen Multiplett bei gleicher Energie. Die Energie des Grundzustands ist exakt Null, d.h. es gibt keine Nullpunktsenergie. Allen Eichfeldern sind fermionische Superpartner zugeordnet, die mit der Endung „-ino“ (z.B. Gluino), angehängt an den Namen des Eichbosons, bezeichnet werden. Entsprechend sind allen Fermionen skalare bosonische Partner zugeordnet, dafür steht am Anfang der Fermionenbezeichnung ein „s-“, (z.B. Squarks oder Sleptonen). Die Kommutatoren der Operatoren Q zeigen eine Gruppeneigenschaft, der die Supersymmetrie (SuSy) zugrunde liegt. Bis heute sind keine supersymmetrischen Teilchen beobachtet worden. Sie könnten bei höheren Energien ($E > 250 \text{ GeV}$) liegen. Dann wäre allerdings die strenge SuSy gebrochen. Wenn die Teilchen der Dunklen Materie, was zu vermuten ist, nicht mehr im Standardmodell der Elementarteilchen enthalten sind, bietet sich SuSy als nächster Ausweg an, um neue Teilchenzustände zu schaffen. SuSy liefert allerdings insofern wieder eine phänomenologische Theorie, als eine große Zahl von freien Parametern

eingetragen werden muss. Da man diese nicht kennt, versucht man die Zahl der freien Parameter durch plausible Annahmen und Gleichsetzungen weitgehend zu reduzieren. So entsteht dann ein „Minimales supersymmetrisches Standardmodell“ (MSSM). Im Modell ist eine Symmetrie brechende Wechselwirkung eingebaut. So werden die Wino- und Higgsino-Zustände zu neuen Masseneigenzuständen gemischt, Charginos genannt. Entsprechend werden auch aus den Higgsino, den Binos und Winos die Masseneigenzustände der Neutralinos. Die Energie des Neutralinos ist die niedrigste in der Abfolge der supersymmetrischen Teilchen. Es solle demnach stabil sein, könnte sich aber durch Selbst-Annihilation in Strahlung verwandeln. Die Stabilität der niedrigsten supersymmetrischen Zustände (lightest supersymmetric particle = LSP) wird auch durch die so genannte R-Parität beschrieben. Die R-Parität ist + 1 bei Teilchen des Standardmodells (linke Seite der Tab. 13.1) und -1 bei supersymmetrischen Teilchen (rechte Seite der Tab. 13.1). Übergänge, bei welchen sich die R-Parität ändert, sind verboten, was eben besonders für die LSP-Zustände zutrifft.

Teilchen u. Felder des Standard -Modell		Supersymmetrische Partner			
		Eigenzustände d. Wechselw.		Masseneigenzustände	
Symbol	Name	Symbol	Name	Symbol	Name
$q=d,c,b,u,s,t$	Quark	\tilde{q}_L, \tilde{q}_R	Squark	\tilde{q}_1, \tilde{q}_2	Squark
$l=e,\mu,\tau$	Lepton	\tilde{l}_L, \tilde{l}_R	Slepton	\tilde{l}_1, \tilde{l}_2	Slepton
$\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	Neutrino	$\tilde{\nu}$	Sneutrino	$\tilde{\nu}$	Sneutrino
g	Gluon	\tilde{g}	Gluino	\tilde{g}	Gluino
W^+, W	W-Boson	\tilde{W}^+, \tilde{W}^-	Wino) $\tilde{\chi}_1^\pm$	Chargino
H^+, H	Higgs-Boson	\tilde{H}^+, \tilde{H}^-	Higgsino) $\tilde{\chi}_2^\pm$	Chargino
B	B-Feld	\tilde{B}	Bino)	
W^3	W ₃ -Feld	\tilde{W}^3	Wino) $\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$	Neutralino
H_1^0, H_2^0, H_3^0	Higgs Boson	$\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$	Higgsino)	

Tab. 13.1. Die Teilchen des Standardmodells und ihre Superpartner im MSSM (aus G. Bertone, Dan Hooper and J. Silk hep-ph/0404175)

Somit wäre das Neutralino ein Kandidat für ein „weakly interacting massive particle“ (WIMP), dessen Masse zwischen 100 GeV und 1 TeV erwartet wird.

14.4.4. Extra Dimensionen. In verschiedenen Theorien (bes. in der Stringtheorie treten zusätzliche Raumdimensionen auf. Da man z.B. in der Planetenbewegung solche Extradimensionen nicht beobachtet, werden sie in der Theorie „kompaktifiziert“. Das kann so geschehen, dass die Extradimension als Kreisumfang dargestellt $2\pi R$ wird, dessen Radius R man gegen sehr kleine Werte gehen lässt. Extradimensionen ergeben zusätzliche Energieleitern

$$m = \sqrt{\frac{n^2}{R^2} + m_{SM}^2}$$

deren Stufen umso größer ausfallen, je kleiner R gewählt wird. Die niedrigsten Stufen gehören in der Massenskala zu den leichtesten Teilchen, die auch „lightest Kaluza-Klein particles“ (LKP) genannt werden. Auch hier erwartet man ein neutrales massives Teilchen im Bereich $100 \text{ GeV} < Mc^2 < 1 \text{ TeV}$. Kaluza und Klein haben in den 30er Jahren durch Einführung einer 5. Dimension (= 4. Raumdimension) gezeigt, dass allgemeine Relativität und Elektrodynamik in einer vereinheitlichten Feldtheorie zusammengefasst werden können. Leider ergaben sich daraus keine neuen experimentell nachprüfbareren Zusammenhänge, so dass die Entdeckung lange Zeit unbeachtet blieb. Eine Extradimension sollte auch die Newtonsche Gravitation für kleine Abstände beeinflussen. Allerdings ist bisher trotz sorgfältiger Messungen bis zu Bruchteilen von Millimetern keine Abweichung gefunden worden. Entsprechend verhält es sich mit den Energieleitern, die ebenfalls bei den bisher erreichbaren Energien nicht nachgewiesen werden konnten. Die Hoffnungen richten sich hier auf den „Large Hadron Collider“ (LHC) bei CERN in Genf, der spätestens 2008 angefahren werden soll. Extradimensionen treten auch bei Modellen der Stringtheorie auf, die so weit kompaktifiziert werden können, dass eine 4. Raumdimension übrig bleibt. Der 3-dimensionale Raum erscheint dann als Fläche (Brane) in einem 4-dimensionalen Raum (Bulk). Die Stringtheorie tritt als bisher einzige konsistente und weitgehend Parameter freie Theorie der Elementarteilchen auf, welche als Quantenfeldtheorie auch die Gravitation einschließt und in supersymmetrischer Form existiert. Das Problem ergibt sich daraus, dass kein eindeutiger Grundzustand existiert. Stattdessen wurde in den letzten Jahren gezeigt, dass je nach Kompaktifizierungsverfahren außerordentlich viele (10^{500} !) Grundzustände oder Vakua möglich sind, ohne dass es bisher ein physikalisches Prinzip gibt, den in unserem Kosmos realisierten Grundzustand heraus zu finden. So bleiben die Modelle aus der Stringtheorie letztendlich unverbindlich, es sei denn man kann sie durch genaue Messung kosmologischer Parameter falsifizieren.

13.5. Direkter Nachweis von WIMPs.

Das DAMA (= Dark Matter) Experiment arbeitet im Gran-Sasso-Tunnel mit 100 kg NaI:Tl als Detektormaterial (Thallium dotierte Natriumjodid-Einkristalle), was auf 9 Kristalle zu je 9,7 kg verteilt ist. Die Szintillation jedes NaI-Kristalls wird durch jeweils 2 Photomultiplier (PM) kontrolliert. Es gibt keine direkte Diskriminierung von Hintergrund-Ereignissen. Stattdessen wird in der Statistik der Ereignisse nach einer jahreszeitlichen Modulation der Zählrate gesucht, hervorgerufen durch die Bewegung der Erde um die Sonne. DAMA arbeitet seit März 2003 und kam bis 2006 auf 107731 kg·Tage Beobachtungen. DAMA behauptet, eine Modulation gefunden zu haben. Bisher konnten aber diese Ergebnisse von anderen Gruppen (die allerdings mit anderen Methoden arbeiten) nicht verifiziert werden.

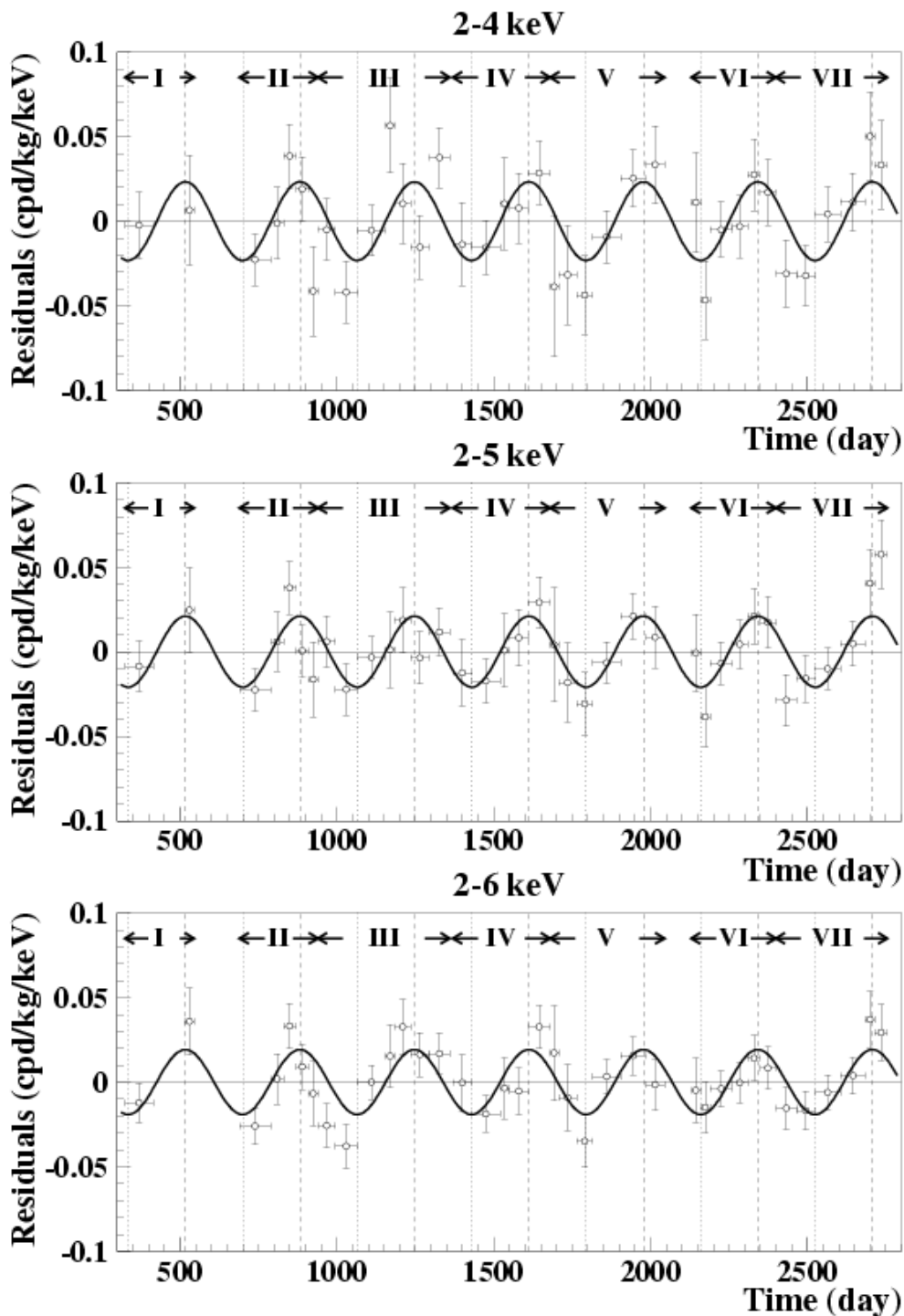


Fig. 13.13. Die jährliche Modulation des DAMA-Signals. Aufgetragen sind 3 Energiebereiche. Das behauptete Signal befindet sich bei $6,3 \sigma$.

Die Schwierigkeiten, Teilchen der dunklen Materie (WIMPs = weakly interacting massiv particles), welche mit anderen Elementarteilchen nur gravitativ oder schwach wechselwirken, im Labor nachzuweisen, sind außerordentlich groß. Dennoch werden große Anstrengungen dazu unternommen. WIMPs übertragen beim inelastischen Stoß mit

Atomkernen Energie. Eine Methode welche diese Energie bestimmen soll, ist der Aufbau von Tieftemperatur-Kalorimetern.

Ein Experiment, das im Untergrundlabor des Gran Sasso in Italien unter einer Bedeckung von 1400 m Felsen stattfindet, trägt den Namen CRESST (= Cryogenic Rare Events Search with Superconducting Thermometers). Die WIMPs werden in einem Saphirkristall (Al_2O_3) absorbiert. Die übertragene Energie erreicht als Phononen-Impuls den supraleitenden Detektor, der aus je einem dünnen Wolfram-Film auf den Endflächen des Saphir-Kristalls besteht. Das unter Reinraumbedingungen laufende Experiment trägt Kupfer- und Bleiabschirmungen. Die Empfindlichkeit wird durch die Restradioaktivität der Umgebung bestimmt, die trotz Vorkehrungen nicht ganz zu eliminieren ist. Die Arbeitstemperatur liegt zwischen 20 und 40 mK, je nach Sprungtemperatur des Supraleiters. Je kleiner die Masse der WIMPs, umso stärker sind die Rückstoß-Spektren zu niedrigen Energien verschoben. Neben Saphir wird auch Kalziumwolframat (CaWO_4) als Detektormaterial und Iridium-Gold-Filme als supraleitendes Thermometer verwendet. Darin wird neben einem Wärmepuls auch ein Szintillations-Signal erzeugt. Aus dem Verhältnis von Licht und Wärme lassen sich verschiedene Prozesse, wie z.B. Gammastrahlen und Rückstoßprozesse, unterscheiden. Bisher wurde CRESST mit 1 kg Detektormasse betrieben. Aber wegen der geringen Wechselwirkung der WIMPs mit Materie ist die Nachweiswahrscheinlichkeit gering, auch wenn eine große Zahl von WIMPs den Detektor durchläuft. Andererseits hängt die Nachweiswahrscheinlichkeit von der Detektormasse ab, weshalb das Experiment zurzeit auf 10 kg aufgerüstet wird.

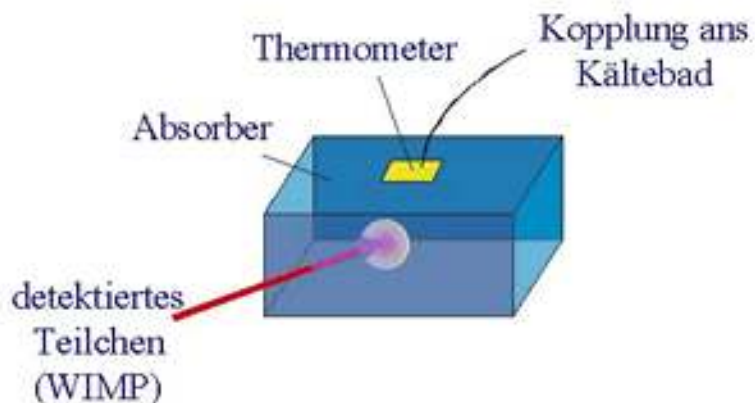


Fig. 13.14. Nachweis der Rückstoßenergie durch Wärmepuls.

In einem anderen Experiment mit dem Namen EDELWEISS (Experiment pour détecter les WIMPS en Site Souterrain), das im französischen Frejus-Tunnel aufgebaut ist, benutzt man einen Germanium-Kristall von 320 g Masse als Detektor und misst bei 17 mK den Wärmepuls und den Ionisationsstrom. Auch hier wieder begrenzt die Abschirmung gegenüber Störsignalen bzw. deren korrekte Erkennung die Empfindlichkeit des Experiments. Der Ausbau zu EDELWEISS II wird mit 110 Germaniumkristallen von 320g arbeiten und ein Volumen von 100 Liter auf Milli-Kelvin-Temperaturen abkühlen. In einer Auftragung der Ionisationsausbeute gegen Energie des Wärmepulses können die verschiedenen Prozesse unterschieden und damit gesuchte Ereignisse vom Untergrund getrennt werden.

Das US-amerikanische CDMS (= Cryogenic Dark Matter Search) benutzt 2 Silizium- (100 g) und 4 Germanium-Detektoren (250 g). Das Prinzip der Detektion ist damit dem von EDELWEISS sehr ähnlich. Das zeitliche Verhalten des thermischen Pulses wird hier zur Unterscheidung von Störsignalen herangezogen. CDMS II wird im aufgelassenen Soudan-Bergwerk aufgebaut, eine der ältesten und tiefsten Eisenminen in Minnesota. Dort wird außerdem auch ein 6000 Tonnen Neutrino-Detektor untergebracht.

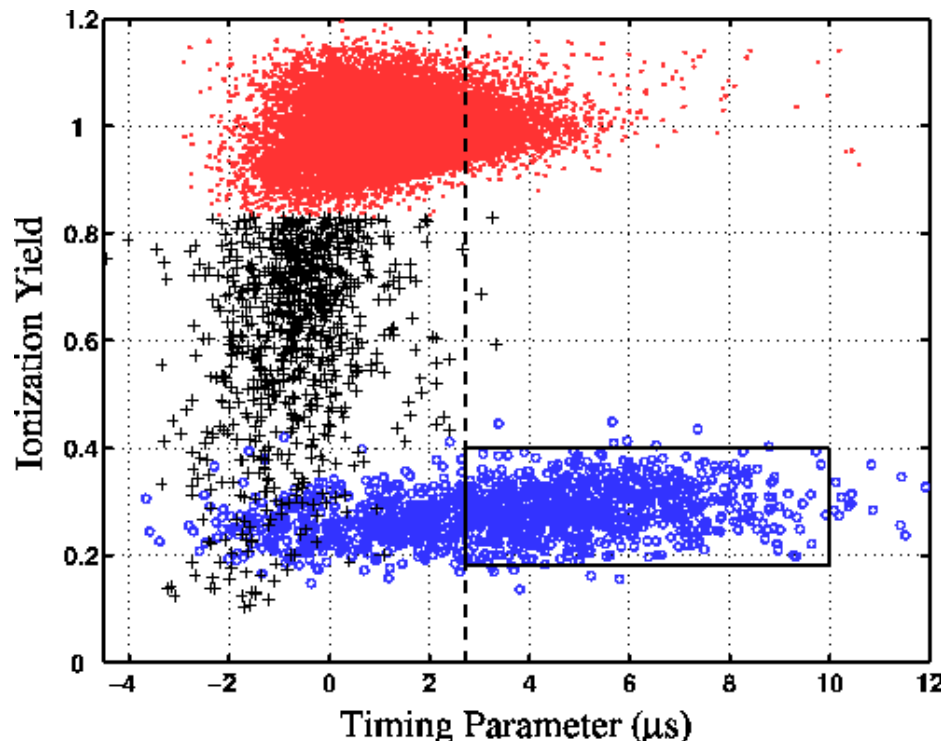


Fig. 13.14. Ionisationsausbeute gegen Verzögerungszeit für Rückstoßenergien von 1 – 100 keV in Germanium. Rote Punkte sind Elektronen aus ^{133}Ba , schwarze Punkte entsprechen Elektronen niedriger Ausbeute und blaue Punkte sind Neutronen aus ^{252}Cf .

Das ZEPLIN II-Experiment ist in der „Boulby Mine“ in England in einer Tiefe von 2800 m aufgebaut. Der Detektor besteht aus 30 kg Xenon in flüssiger und gasförmiger Phase (Sdp. 165 K, Dichte 3,52 g/cm³) und wird von mehreren PM kontrolliert. Außerdem befindet sich an der Oberfläche der Flüssigkeit ein elektrisches Feld. Ein einfallendes Teilchen löst im flüssigen Xenon einen Szintillations-Impuls aus. Wenn der Stoß des Teilchens zur Ionisation eines Xe-Atoms führt, werden die freigesetzten Elektronen durch das elektrische Feld beschleunigt und lösen im Gas einen sekundären Lichtpuls aus. Durch Vergleich des primären und sekundären Lichtpuls kann die Natur des Teilchens identifiziert werden. Ein Ausbau des Experiment mit 1 t Xe ist für die Zeit von 2008 bis 2012 vorgesehen und soll noch Teilchen bei einem Stossquerschnitt von 10⁻⁹ picobarn nachweisen können.

Das XENON 10 Experiment ist ebenfalls ein 2-Phasen-Xenon-Detektor, der im Gran-Sasso-National-Laboratory untergebracht ist. Es besteht aus 15 kg Xenon mit 48 PM über und 41 PM unter dem Xenonbehälter. Ein nuklearer Rückstoß, wie er bei der Wechselwirkung eines WIMP mit einem Xe-Atom erwartet wird, erzeugt ein extrem niedriges Ionisationssignal. Das macht die Unterscheidung von anderen (unelastischen) Teilchenstößen durch einen Faktor 10⁻³ extrem günstig.

Mit Ausnahme der DAMA-Kooperation hat bisher keine der beteiligten Gruppen Detektorsignale von WIMPs gesehen.

13.6. Indirekter Nachweis von WIMPs durch Annihilation.

13.6.1. Hochenergetische Gammastrahlung

Geht man davon aus, dass WIMPs SuSy-Teilchen sind und sich mit einer gewissen, wenn auch geringen Wahrscheinlichkeit paarweise vernichten können, sollte die Vernichtungsstrahlung als hochenergetische Gamma- oder Neutrinostrahlung oder als Antimaterie beobachtbar sein. Die Dichte der dunklen Materie nimmt zum Zentrum der Galaxie zu und erreicht dort ein Maximum. Eine Aussage über die Höhe des Maximums ist unsicher, weil die empirischen Dichtefunktionen darüber keine Angaben machen können. In jüngster Zeit wurde TeV-Gammastrahlung aus dem Galaktischen Zentrum mit den Cherenkov-Teleskopen H.E.S.S. beobachtet. Sie konnte wegen der guten Winkelauflösung von 5,8 arcmin mit der Position von Sgr A^{*}, der Position des schwarzen Lochs der Milchstrasse, identifiziert werden. Es ist durchaus möglich, dass die Gammastrahlung durch den inversen Compton-Effekt entsteht und ihre Energie aus ultrarelativistischen Teilchenströmen in der Nähe des Lochs

bezieht. Dann hätte sie nichts mit WIMPs zu tun. Die Strahlung zeigt während der Beobachtungszeit keine Variabilität, was bei einer Entstehung aus der Akkretionsscheibe eines schwarzen Lochs häufig der Fall ist. Es ist deshalb durchaus möglich, dass die TeV-Strahlung aus der Annihilation von WIMPs stammt. Danach würden die Teilchen eine Masse von 12 -18 TeV haben, wozu eine DM-Dichte von ca. 1100 Sonnenmassen pro pc^3 notwendig wäre, was einem Wert $\langle \sigma v \rangle = 3 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ entspricht. Die stellare Dichte ist in einer Entfernung von 10 pc vom Zentrum etwa doppelt so hoch.

13.6.2. Hochenergetische Neutrinos.

Hochenergetische Neutrinos können durch die Cherenkov-Strahlung ihrer Sekundärteilchen (Myonen) beobachtet werden. Am Südpol wird das Inlandeis als Detektor benutzt. Dazu werden PM-Ketten an Kabeln in das Eis eingeschmolzen. Es werden nur solche Neutrinos registriert, die von Norden kommend die Erde als Filter passiert haben. Das in jüngster Vergangenheit ausgelaufene Experiment AMANDA detektierte einen diffusen Untergrund von Neutrinos. Es ließ sich aber keine spezielle Quelle am Himmel erkennen. Das so genannte „Ice Cube Experiment“ mit einem Detektorvolumen von mehr als 1 km^3 läuft erst an.

13.6.3. Antimatter

Das Pamela-Experiment ist ein Satellit mit Teilchendetektoren und einem Magnetospektrometer, der Leptonen und Baryonen im Energiebereich von 50 MeV bis mehreren 100 GeV untersuchen kann. PAMELA registriert bereits Teilchen, darunter auch Positronen und Antiprotonen.

13.6.4. Beschleunigerexperimente.

Im Mai 2008 soll der LHC (Large Hadron Collider) bei CERN angefahren werden, der mit 2 gegenläufigen Protonenstrahlen 7 TeV erreicht. An die Experimente knüpfen sich viele Hoffnungen, so z.B. der Nachweis des Higgs-Bosons, mögliche SuSy-Teilchen und natürlich Kandidaten der DM. Da an Proton-Proton-Kollisionen sehr viele Teilchen beteiligt sind, schließt sich an die Experimente eine komplizierte und möglicherweise zeitaufwendige Auswertung an. Ehe die spannenden Ergebnisse veröffentlicht werden, müssen sich die Interessenten also noch in Geduld üben.

13.7. Literatur

V. Zacek: Dark Matter. <http://arXiv.org/abs/0707.0472v1>

Gianfranco Bertone, Dan Hooper and Joseph Silk: Particle Dark Matter: Evidence, Candidates and Constraints. <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0404175>

Michael E. Peskin: Dark Matter and Particle Physics. <http://arXiv.org/abs/07071536>

s. auch home page der Projekte zum Nachweis von WIMPs

<http://astroteilchenphysik.de/topics/dm.html>

Jodi A. Cooley: Status and Perspectives of Dark Matter Searches. <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0607621>

Dan Hooper and Brenda L. Dingus: Limits on Supersymmetric Dark Matter From EGRET Observations of the Galactic Center Region. <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0210617>