

Dunkle Materie und Dunkle Energie, zwei grosse Rätsel der Kosmologie und der Grundlagenphysik

Norbert Straumann, Institut für Theoretische Physik,
Universität Zürich, Winterthurerstrasse 190, 8057 Zürich

Zusammenfassung

Im Jahre 1917 reichte Einstein der Preussischen Akademie der Wissenschaften eine Arbeit ein mit dem Titel: “Kosmologische Betrachtungen zur Allgemeinen Relativitätstheorie”. In dieser stellte er das erste den Gesetzen einer Gravitationstheorie genügende Weltmodell dar. Diese Arbeit kann in mancher Beziehung als der Beginn der modernen Kosmologie angesehen werden. Obschon sich Einsteins Versuch im Laufe des nächsten Jahrzehnts als unrealistisch herausstellte, hat dieser Entwicklungen ausgelöst, an die vorher niemand denken konnte. In diesem Vortrag schildere ich in einem ersten Teil die Pionierzeit von 1917 bis etwa 1933. Darüber sind unter Astronomen und in der Literatur Vorstellungen weit verbreitet, die mit der tatsächlichen Geschichte wenig zu tun haben oder diese ungebührlich vereinfachen. Insbesondere wird der Schlüsselrolle von Lemaître meistens zu wenig gewürdigt. Lemaître hat das expandierende Universum entdeckt und er ist auch der Vater der Urknalltheorie. – Zwei grosse Rätsel der heutigen Kosmologie werden im zweiten Teil im Vordergrund stehen. Beide sprengen den Rahmen der heutigen Grundlagenphysik. Eine befriedigende Deutung der rätselhaften Dunklen Energie können wir uns nur von einem einheitlichen Verständnis der fundamentalen Wechselwirkungen erhoffen.

1 Einleitung

In diesem Vortrag werde ich in einem ersten Teil hauptsächlich die Frühphase der relativistischen Kosmologie schildern, in welcher sich schliesslich das Bild eines expandierenden Universums, das sich explosionsartig aus einem heissen und dichten Zustand entwickelt hat, weitgehend durchsetzte. Diese Erkenntnis gehört zu den bedeutendsten Errungenschaften des letzten Jahrhunderts. Der Kosmos zeigt nunmehr geschichtliche Züge, welche die Physik mit der Biologie und anderen Wissenschaften enger verknüpft als dies früher der Fall war. Fast alles, was wir im heutigen Universum vorfinden – von Sternen und Galaxien bis zu den Atomen und Atomkernen, ja selbst den Bestandteilen der Atomkerne – ist durch evolutive Prozesse entstanden.

Stellvertretend für vorangegangene Generationen erwähne ich zur Eröffnung eine bis heute interessante kosmologische Bemerkung von Kepler in einem Brief an Galilei. Die Erregung, die Kepler bei der Lektüre von Galileis *Sternenboten* ergriffen hatte, setzte er unmittelbar in eine Abhandlung mit dem Titel *Dissertatio cum Nuncio Siderio* um (siehe Abb.?).

Im *Sternenboten* berichtete Galilei über seine Beobachtungen der Milchstrasse:

“Auf welchen ihrer Abschnitte man das Fernrohr auch richten mag, so gleich zeigt sich dem Blick eine ungeheure Menge von Sternen, von denen mehrere ziemlich gross und sehr auffallend sind; die Anzahl der kleinen jedoch ist schlechthin unerforschlich.”

Unter dem Eindruck von Galileis Auflösung der Milchstrasse erörtert Kepler in der erwähnten Schrift u.A. die Frage der unendlich vielen Welten, wie sie von Nikolaus von Cusa vorausgedacht und der zehn Jahre zuvor verbrannte Giordano Bruno in dichterischer Überinterpretation des kopernikanischen Systems zu einer pantheistischen Vision ausgeweitet hatte. Mit einem schlagenden Argument kommt Kepler zur Überzeugung, dass die Sternenwelt nicht unendlich ausgedehnt sein könne, sondern eine riesige Insel bilden müsse. Ansonsten wäre – so teilt er Galilei mit – der Nachthimmel nicht dunkel. Kepler sagt: Wäre der Weltraum ungefähr gleichmässig mit Sternen ähnlich wie die Sonne bevölkert und – so müssen wir heute beifügen – wären diese Sterne beliebig alt, so würde jeder von uns ausgehende Lichtstrahl schliesslich auf einen Stern treffen, und deshalb müsste uns der Himmel jederzeit als blendend helles Gewölbe erscheinen. Keplers Argument in einer weitverbreiteten Schrift geriet bald in Vergessenheit und wurde im Laufe der Zeit mehrfach “neuentdeckt”, so auch vom Bremer Arzt und Astronomen Heinrich Wilhelm Olbers und ist heute als Olberssches Paradoxon bekannt.

2 Einstein und die abstossende Gravitation

Mitten in der schlimmsten Zeit des ersten Weltkrieges, am 8. Februar 1917, hielt Einstein vor der Preussischen Akademie der Wissenschaften einen Vortrag über die Anwendung seiner Allgemeinen Relativitätstheorie auf das gesamte Universum. Eine Woche zuvor hatte die deutsche Heeresführung in der gleichen Stadt den uneingeschränkten U-Boot-Krieg erklärt. Ein paar Tage vor seinem Referat schrieb Einstein seinem Freund und Kollegen Paul Ehrenfest nach Leiden: “Ich habe wieder etwas verbochen in der Gravitationstheorie, was mich ein wenig in Gefahr bringt, in ein Tollhaus interniert zu werden.” Einsteins kosmologisches Modell gehört zu den Arbeiten, die zwar bald überholt sind, jedoch unvorhersehbare Entwicklungen auslösen. (Eine Art Gegenstück charakterisierte Wolfgang Pauli gelegentlich als “nicht einmal falsch”.) Vor Einsteins Allgemeiner Relativitätstheorie und seinem ersten kosmologischen Modell war die Vorstellung, dass nicht nur Materie und Strahlung, sondern auch Raum und

Zeit selber an der kosmischen Dynamik gleichermassen mitbeteiligt sind, völlig undenkbar.

Es ist interessant zu sehen, welche primären Motive Einstein bei seinem Versuch bewegten. In jenen Jahren war er stark von Mach'schen Ideen beeinflusst. So schreibt er in seiner Abhandlung: "In einer konsequenten Relativitätstheorie kann es keine Trägheit *gegenüber dem 'Raume'* geben, sondern nur eine Trägheit der Massen *gegeneinander*". Zur Vorstellung einer Weltinsel (asymptotisch flaches Modell) sagt er ferner: "[Dann] würde die Trägheit durch die (im Endlichen vorhandene) Materie zwar *beeinflusst* aber nicht *bedingt*. Wenn nur ein einziger Massenpunkt vorhanden wäre, so besäße er nach dieser Auffassung Trägheit (...)" Im Sinne von Mach war Einstein lange der Meinung, dass "das metrische Feld restlos durch die Massen der Körper bestimmt" wird, und nannte diese Forderung in einer kurzen Arbeit das *Mach'sche Prinzip*. Einstein wollte auch die letzten Überbleibsel von Newtons absolutem Raum und absoluter Zeit beseitigen. Erst Jahre später erkannte er, dass das metrische Feld der Allgemeinen Relativitätstheorie, trotz seiner Abhängigkeit von der Materie, eine eigene Existenz bewahrt, ähnlich wie dies z.B. für die elektromagnetischen Felder der Fall ist. Schliesslich schrieb er einem Kollegen "... von dem Mach'schen Prinzip sollte man eigentlich überhaupt nicht mehr sprechen."

In diesem Sinne postulierte Einstein 1917, dass das Universum zwar unbegrenzt, aber räumlich endlich ist. Damit mussten keine Randbedingungen auferlegt werden. Diese Vorstellung eines räumlich geschlossenen Universums war eine vollständige Novität. Der Einfachheit halber wählte er für sein Modell dieselbe Geometrie, welche die Oberfläche einer Kugel im vier-dimensionalen Euklidischen Raum besitzt. (Man darf sich zur Veranschaulichung die der Oberfläche einer Kugel im gewohnten dreidimensionalen Raum vorstellen.)

Zu seiner grossen Überraschung stiess Einstein mit seinem Ansatz auf eine grundsätzliche Schwierigkeit, die bereits frühere Generationen im Rahmen der Newton'schen Theorie erkannt hatten: Seine Feldgleichungen liessen kein statisches Universum zu; entweder musste dieses in sich zusammenfallen oder expandieren. Das war bereits Newton klar, der nach einer Intervention von Bishop Bentley in einem Brief (vom 25. Februar 1693) deutlich zum Ausdruck brachte, dass die universell anziehende Gravitation kein statisches Universum zulässt. Der Zusammensturz der Fixsterne schien ihm ohne göttliche Intervention unvermeidlich. In seiner eigenen Kopie der zweiten Ausgabe der *Principia* mit Annotationen für die dritte (letzte) Ausgabe schrieb Newton: "... the stars would, through their gravity, gradually fall on each other, were they not all carried back by a divine plan." Merkwürdigerweise nahm er dann aber diese klare Aussage in der dritten Ausgabe zurück, wenn er schreibt: "Ferner sieht man, dass derjenige, welcher diese Welt eingerichtet hat, die Fixsterne in ungeheure Entfernungen von einander aufgestellt hat, damit diese Kugeln nicht, vermöge ihrer Schwerkraft, auf einander fallen." Ursprünglich meinte Newton in einer Antwort an Bentley: Sollte ein statisches unendlich ausgedehntes Universum möglich sein, so wäre dieses genau so instabil wie ein System von unendlich vielen auf ihrer Spitze stehenden Nadeln.

Aufgrund solcher Schwierigkeiten wurden schon lange vor Einsteins erster kosmo-

logischer Arbeit Abänderungen des Newton'schen Gravitationsgesetzes diskutiert. In (vermeintlicher) Analogie dazu ergänzte Einstein seine ursprünglichen Feldgleichungen so, dass sie auch eine zusätzliche Abstossung implizierten. Diese Modifikation ist aber keineswegs willkürlich, denn sie steht im Einklang mit den Prinzipien der Allgemeinen Relativitätstheorie. Die Ergänzung in den Feldgleichungen, von Einstein als *kosmologisches Glied* bezeichnet, ist zudem die einzig mögliche Komplikation¹. Über dieses Glied führte Einstein eine neue Naturkonstante, die **kosmologische Konstante** ein. Damit war nun ein statisches Universum möglich.²

Weshalb war Einstein so darauf versessen, ein statisches Modell zu konstruieren? Dies ist in Anbetracht der sehr beschränkten astronomischen Kenntnisse der damaligen Zeit gut verständlich. Die beobachteten Pekuliargeschwindigkeiten der Sterne waren, wie Einstein wiederholt betont, alle recht klein. So sagt er am Schluss seiner Arbeit, die Einführung des Zusatzgliedes sei "nur nötig, um eine quasistatische Verteilung der Materie zu ermöglichen, wie es der Tatsache der kleinen Sternengeschwindigkeiten entspricht".

Als Konsequenz der erweiterten Feldgleichungen erhielt Einstein zwei für ihn wichtige Beziehungen. Die erste fixiert den Wert der kosmologischen Konstante bei bekannter mittlerer Materiedichte ρ des Universums. Besonderen Wert legte er auf die zweite, nach welcher die Krümmung des Raumes ebenfalls durch ρ bestimmt wird. Dies schien ihm ganz im Sinne des Mach'schen Prinzips zu sein. Dazu äusserte er sich in Briefen an wichtige Kollegen. So schrieb er am 26. März 1917 an den Mathematiker Felix Klein in Göttingen:

“Die neue Variante der Theorie bedeutet formal eine Komplizierung der Grundlagen und wird wohl von fast allen Fachgenossen als ein wenn auch interessantes, aber doch mutwilliges und überflüssiges Kunststück angesehen werden, zumal eine empirische Stütze sich in absehbarer Zeit kaum wird herbeischaffen lassen. Ich aber sehe die Sache als eine notwendige Ergänzung an, ohne welche weder die Trägheit noch die Geometrie wahrhaft relativ ist. Wer es aber nicht als störend empfindet, wenn die Existenz des g -Feldes ohne felderzeugende Materie aus der Theorie sich als möglich ergibt, und wenn eine einzige (allein in der Welt vorhanden gedachte) Masse Trägheit besitzen kann, der ist von der Notwendigkeit des neuen Schrittes nicht zu überzeugen.”

Bereits am 12. März hatte er in einem Brief an den Astronomen und Kosmologen Willelm de Sitter in Leiden folgendes geschrieben:

¹Dies gilt, wenn Ableitungen des metrischen Feldes in den Feldgleichungen höher als zweiter Ordnung ausgeschlossen werden.

²In einer geometrischen Reformulierung der Newton'schen Gravitationstheorie durch Cartan lässt sich Newton'sche Kosmologie begrifflich ganz ähnlich wie in der ART durchführen. Dazu sowie für weitere Literaturangaben verweise ich auf: Ch. Rüede & N. Straumann, "On Newton-Cartan Cosmology", *Helv. Phys. Acta* **70**, 318 (1997) [arXiv: gr-qc/9604054].

“Vom Standpunkt der Astronomie ist es natürlich ein geräumiges Luftschloss, das ich da gebaut habe. Aber für mich war die Frage brennend, ob sich der Relativitäts-Gedanke fertig ausspinnen lässt, oder ob er auf Widersprüche führt. Ich bin nun zufrieden, dass ich den Gedanken habe zu Ende denken können, ohne auf Widersprüche zu kommen. Jetzt plagt mich das Problem nicht mehr, während es mir vorher keine Ruhe liess. Ob das Schema, das ich mir bildete, der Wirklichkeit entspricht, ist eine andere Frage, über die wir wohl nie Auskunft erlangen werden.”

3 Vom statischen zum dynamischen Universum

Vor diesem Hintergrund war es für Einstein eine beunruhigende Überraschung als de Sitter im gleichen Jahr 1917 eine statische Lösung der Feldgleichungen mit kosmologischem Glied entdeckte, welche ebenfalls räumlich geschlossen ist, aber *keine Materie* enthält. Damit schien das Mach'sche Prinzip auch in der erweiterten Theorie nicht zu gelten. Kein Wunder, dass Einstein in der Folge alles versuchte, diese “anti-Mach'sche” Lösung seiner Gleichungen als mathematisch oder physikalisch unhaltbar nachzuweisen. Zunächst sah es so aus, als enthalte de Sitters Lösung inakzeptable Singularitäten. In zwei Briefen an Einstein zeigte aber Felix Klein bald, dass diese nicht echt, sondern nur scheinbarer Natur sind (Koordinatensingularitäten). Die sog. *Einstein-de Sitter-Weyl-Klein-Debatte* zum de Sitter Kosmos umfasst über dreissig Briefe im Band 8 der *Collected Papers* von Albert Einstein. Es zeigte sich schliesslich, dass die de Sitter-Lösung nur lokal, aber nicht global statisch ist. Auf diese Tatsache berief sich Einstein bei seinem letzten Rückzugsgefecht. Aus einem Brief von Hermann Weyl an Felix Klein vom 7. Februar 1919 zitiere ich:

“Da nach Einsteins Überzeugung die wirklichen Verhältnisse im Grossen statisch sind, hat für ihn die de Sitter-Lösung keine Bedeutung für die Frage nach der Konstitution der wirklichen Welt, und ich kann ihm darin nur beipflichten.– Übrigens ist Einstein gegenwärtig in Zürich ... Ich habe mit ihm die von Ihnen angeschnittene Frage besprochen, und wir haben uns auf die eben dargelegte Meinung geeinigt.”

Ich kann hier nicht im Detail schildern, wie im Verlaufe der zwanziger Jahre des letzten Jahrhunderts sich schliesslich nichtstatische Modelle von Alexander Friedmann und Abbé Georg Lemaître mit grosser Verzögerung durchsetzten. Bis um 1930 waren ausser diesen beiden Pionieren alle überzeugt, dass das Universum statisch ist, weshalb die “statischen” Lösungen von Einstein und de Sitter die kosmologische Diskussion der 20er-Jahre dominierten. So hat erstaunlicherweise selbst Hubble in seiner berühmten Arbeit von 1929 kein Wort über das expandierende Universum gesagt, er interpretierte im Gegenteil seine epochemachenden Beobachtungen im Rahmen des als statisch angenommenen de Sitter-Modells. Die Behauptung, Hubble habe das expandierende Universum entdeckt, gehört zum Heldenkult. Es ist leider immer noch

viel zu wenig bekannt, dass dieses Verdienst Lemaître zugeschrieben werden muss. Er entdeckte im Jahre 1927 unabhängig Friedmanns dynamische Lösungen der Feldgleichungen. Darüber hinaus verband er diese nun mit den besten damaligen astronomischen Beobachtungen, nämlich den von Slipher gemessenen Rotverschiebungen von über 40 Galaxien (Nebeln) und Hubbles Distanzbestimmungen zu Andromeda und weiteren nahegelegenen Spiralnebeln sowie dessen Bestimmung der Magnituden von Galaxien die er 1926 publiziert hatte.³ Diese Daten benutzte er zwei Jahre vor Hubble für eine erste grobe Bestimmung der sog. *Hubble-Konstante* H_0 . Lemaître deutete erstmals die grossen Rotverschiebungen nicht als galaktische Flucht, sondern als räumliche **Expansion des Kosmos** und leitete in seiner wichtigsten Arbeit von 1927 die zugehörige einfache allgemeine Formel her. Auf der Basis dieser Formel wurde in neuester Zeit, wie wir sehen werden, die beschleunigte Expansion des Universums entdeckt. In populärer Weise hat Lemaître seine Einsicht im Januar 1929 in Brüssel durch folgenden Vergleich dargestellt: “Die Nebel bleiben im Raum an ihrem Platz, aber die Eigenschaften des Raumes ändern sich mit der Zeit, er dehnt sich aus. Die Dinge verhalten sich so, wie sie Mikroben erscheinen könnten, die sich auf einer Seifenblase befinden. Wenn die Blase sich ausdehnt, kann jede Mikrobe feststellen, dass sich alle Nachbarn von ihr entfernen. Sie hätte dann den Eindruck, aber nur den Eindruck, ein zentraler Punkt zu sein.“ (Ähnliche Schilderungen findet man inzwischen in unzähligen populären Darstellungen.)

³In diesem Bericht konzentriere ich mich fast ausschliesslich auf die theoretischen Entwicklungen. Dies neben Zeitbeschränkungen vorallem wegen meiner mangelhaften astronomischen Kenntnisse. Stellvertretend für diese Seite der Geschichte sei hier folgendes erwähnt: Am 26. April 1920 fand im Rahmen der American National Academy of Sciences eine Diskussion zum Thema “*The Scale of the Univers*” statt, die als “*Great Debate*” in die Geschichte eingegangen ist. Dabei ging es um die damalige Kontroverse, ob die Milchstrasse relativ klein sei und die Spiralnebel extragalaktische Systeme (Insel-Universen) darstellen (vertreten durch Heber D. Curtis (1872-1942)), oder ob die Milchstrasse ein riesiges Gebilde sei, das alle damals bekannten astronomischen Objekte enthält. Der letztere Standpunkt wurde in der Debatte vorallem durch Harlow Shapley (1885-1972) vertreten. Die Debatte blieb unentschieden. Beide Seiten hatten gute, aber oft falsche Argumente. Die Auseinandersetzung sollte noch für weitere vier Jahre anhalten. Besonders erwähnenswert für diese Periode ist, dass der bedeutende Estländische Astronom E. Öpik im Jahre 1922 die Distanz zum Andromeda-Nebel M31 aus Rotationsgeschwindigkeiten, beruhend auf Dopplermessungen, und unter Benutzung des Virialsatzes abschätzte. Unter der Annahme, dass die abgestrahlte Energie pro Masseneinheit gleich gross ist wie in der Milchstrasse, kam er mit den Beobachtungsdaten näher an den heutigen Wert heran als Hubble im Jahre 1925. Das 33. Treffen der American Astronomical Society fand in Washington vom 30. Dezember 1924 bis zum 1. Januar 1925 statt. Anwesend waren u.A. H.D. Curtis und H. Shapley, jedoch nicht E.P. Hubble. In einem Bericht dieses Meetings ist über den 1. Januar 1925 folgendes zu lesen: “It was in this session that Professor Russell presented the communication by Dr. Edwin Hubble on ‘Cepheids in Spiral Nebulae’, which was to share in the joint award of the thousand-dollar prize given for an outstanding paper at the Washington meeting. Dr. Hubble, working with the 100-inch Mount Wilson reflector, had succeeded in resolving portions of two of the spiral nebulae, those of Andromeda and Triangulum, into separate stars, and from a study of the period-luminosity curves of Cepheid variables in the nebulae had derived distances approaching one million light years for each, thus bringing confirmation to the so-called island universe theory.” Vieles mehr dazu sowie über weitere zentrale astronomische Entwicklungen in dieser Zeit kann man im neulich erschienenen vorzüglichen Buch von Harry Nussbaumer und Lydia Bieri (siehe die folgende Fussnote) nachlesen.

All dies wurde aber noch etwa drei Jahre lang ignoriert oder, wie im Fall von Einstein, gar deutlich abgelehnt.⁴ Die allgemeine Haltung illustriert die folgende Bemerkung von Eddington in einem Vortrag anlässlich eines Meetings der Royal Astronomical Society im Januar 1930: “One puzzling question is why there should be only two solutions. I suppose the trouble is that people look for static solutions.” Nach einer Intervention von Lemaître studierte Eddington endlich die Arbeit seines früheren ‘graduate student’ und erkannte, wie auch der zur Zeit in Cambridge anwesende de Sitter, deren grosse Bedeutung. Eddington sorgte zudem für eine englische Übersetzung für die wichtige Zeitschrift “*Monthly Notices*”. Merkwürdigerweise fehlt in dieser der wichtige Abschnitt, in welchem Lemaître die Hubble-Konstante bestimmt. Neulich wurde bekannt⁵, dass die Übersetzung von Lemaître selber vorgenommen wurde. Der Briefwechsel mit dem Herausgeber der Zeitschrift MNRAS zeigt, dass Lemaître nicht sonderlich an Priorität interessiert war. Er betrachtete es als unnötig, in 1931 seine Ergebnisse von vor vier Jahren zu wiederholen, da die Qualität der Daten inzwischen verbessert worden war. Dies hatte zu Folge, dass angelsächsische Astronomen und Kosmologen nur selten von diesem wichtigen Beitrag aus 1927 Kenntnis haben und Lemaître’s Rolle bis heute unterschätzen.

Unter dem Einfluss von Eddington und de Sitter verbreitete sich die neue Lehre rasch und es kam zu einem allgemeinen Umschwung (Paradigmawechsel, pflegt man heute zu sagen). Als Anwendung von Lemaîtres Gleichungen erkannte Eddington, dass Einsteins statisches Modell instabil ist⁶. Lemaître hatte dies nicht explizite festgestellt, aber Eddington sagt dazu: “It is at once apparent from his formulae that the Einstein world is unstable – an important fact which, I think has not hitherto been appreciated in cosmogonical discussions”. Man kann sich in der Tat wundern, weshalb Einstein beim Studium der ersten Friedmann’schen Arbeit von 1922 die Instabilität seines Modells nicht erkannt hat. Aber wie sagte doch Goethe: “Wenn weise Männer nicht irrten, müssten die Narren verzweifeln.”

Kurzportrait von Lemaître. Der Belgier Georg Lemaître (1894-1966) erhielt 1920 ein Doktorat in Mathematik. Zur selben Zeit begann seine theologische Ausbildung und im September 1923 wurde er zum Priester geweiht. Zu dieser Zeit gewann er ein Stipendium und wurde ‘graduate student’ in Astronomie an der Cambridge University. Dort beschäftigte er sich mit der de Sitter-Lösung, worüber er 1925 zwei interessante Arbeiten publizierte. (Darin ging es um die Wahl des Geschwindigkeitesfeldes der subdominanten Materie und eine dynamischen Interpretation der de Sitter-Lösung, womit

⁴Mehr dazu sowie zu anderen Themen in diesem Aufsatz findet man im folgenden sehr empfehlenswerten Buch: Harry Nussbaumer and Lydia Bieri, *Discovering the Expanding Universe*, Cambridge University Press, 2009.

⁵M. Livio, *Nature* **479**, 208-211 (2011).

⁶Es ist ein fundamentales Faktum, dass auch die Einstein’schen Feldgleichungen mit kosmologischem Glied keine stabilen (physikalischen) statischen Lösungen haben, wenn der Druck der Materie im Vergleich zur Energie-Massendichte vernachlässigbar ist. Dies lässt sich ohne Symmetrieannahmen beweisen. Ein *dynamischer* Zustand des Kosmos ist demnach zwingend.

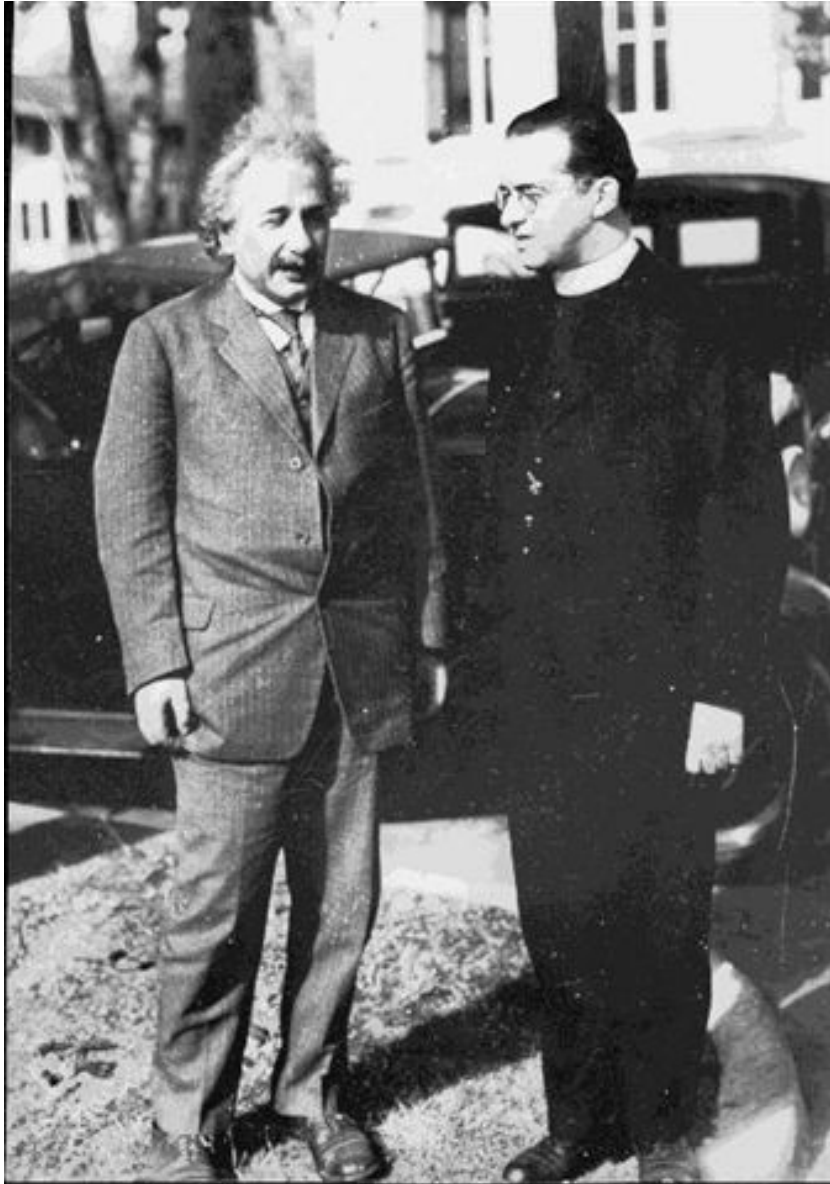


Abbildung 1: Lemaître und Einstein um 1933

sich auch H. Weyl und C. Lanczos befasst hatten.) Das akademische Jahr 1924/1925 verbrachte er am Harvard College Observatory in Cambridge mit Harlow Shapley, einem der bekanntesten Astronomen seiner Zeit. Lemaître kam dort gerade an als sich die Debatte über die "Insel-Universen" ihrem Ende näherte. In Harvard arbeitete er über die Pulsationstheorie von Cepheiden, welche für Entfernungsbestimmungen sehr wichtig sind. Nach seiner Rückkehr unterrichtete Lemaître an der Universität Louvain (Leuven) und beendete seine Dissertation mit dem Titel "The gravitational field in a fluid sphere of uniform invariant density according to the theory of relativity". Dafür verlieh ihm das MIT im Juli 1927 den Ph.D. Um diese Zeit begann, wie wir gesehen haben, seine grosse Zeit als Kosmologe.

Einsteins Konversion. Wir wissen, dass Einstein sich im Juni 1930 bei Eddington und dessen Schwester aufhielt. Bei dieser Gelegenheit muss er sich auf die neue Lage eingestellt haben, also vor seinem späteren Besuch des Observatoriums auf dem Mount Wilson. Nach seiner Rückkehr von Californien publizierte Einstein seine geänderte Haltung in den Sitzungsberichten der Preussischen Akademie der Wissenschaften. In dieser Arbeit verwarf er den kosmologischen Term als überflüssige Komplikation, und dabei blieb er für den Rest seines Lebens. Freilich konnte er diesen Standpunkt nur mit wenig überzeugenden Einfachheits-Argumenten begründen. Eine Minderheit von massgebenden Kosmologen, z.B. Lemaître und Tolman, waren anderer Ansicht. Aus guten Gründen schrieb dazu R. C. Tolman in einem Brief vom 14. September 1931 an Einstein: "(...) since the Λ -term provides the most general possible expression of the second order which would have the right properties for the energy-momentum tensor, a definite assignment of $\Lambda = 0$, in the absence of experimental determination of its magnitude, seems arbitrary and not necessarily correct."

Zur erwähnten zweiten kosmologischen Arbeit von Einstein folgende amüsante Geschichte. Das korrekte Zitat lautet:

A. Einstein (1931), Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. 235-37.

Diese Arbeit wurde oft zitiert, aber selten gelesen. Damit änderten sich die Zitationen im Laufe der Zeit allmählich. Hier eine Liste aus bekannten Arbeiten und Büchern:

- A. Einstein. 1931. Sitzsber. Preuss. Akad. Wiss. ...
- A. Einstein. Sitzber. Preuss. Akad. Wiss. ... (1931)
- A. Einstein (1931). Sber. preuss. Akad. Wiss. ...
- Einstein. A. ... 1931. Sb. Preuss. Akad. Wiss. ...
- A. Einstein. S.-B. Preuss. Akad. Wis. ...1931
- A. Einstein. S.B. Preuss. Akad. Wiss. (1931) ...

- Einstein, A., and Preuss, S.B. (1931). Akad. Wiss. **235**

Eines Tages wird vermutlich ein junger Wissenschaftshistoriker herauszufinden versuchen, was mit dem hoffnungsvollen jungen Physiker S.B. Preuss passiert ist, der nach einer berühmten Arbeit mit Einstein wieder von der Szene verschwand.

Im Januar 1932 trafen sich Einstein und de Sitter am California Institute of Technology und entwickelten bei dieser Gelegenheit das sog. *Einstein-de Sitter-Modell*, welches vor allem von Theoretikern gegen Ende des letzten Jahrhunderts favorisiert wurde⁷. Dieses ist ein Spezialfall der Friedmann-Lemaître-Modelle mit verschwindender kosmologischer Konstante. Die kurze Arbeit der beiden berühmten Gelehrten enthielt eigentlich nichts Neues. Anlässlich eines Vortrags von Eddington mit dem Titel “Forty years of Astronomy” sagte er zur Einstein-de Sitter-Attacke auf die kosmologische Konstante:

“It was a piece of mathematics, innocuous in itself, but put in such a way as to give the impression that the two distinguished authorities had become sceptical about the cosmological constant. Einstein came to stay with me shortly afterwards, and I took him to ask about it. He replied: ‘I did not think the paper was important myself, but de Sitter was keen on it.’ Just after Einstein had gone, de Sitter wrote to me announcing a visit. He added: ‘You will have seen the paper by Einstein and myself. I do not myself consider the result of much importance, but Einstein thinks that it was.’”

Das Standardmodell von Friedmann und Lemaître ohne kosmologischen Term implizierte mit dem damaligen Wert der Hubble-Konstante ein Alter des Universums, welches im Vergleich zum Alter der Sterne als zu kurz herauskam. Deshalb wurde der Λ -Term wieder eingeführt, und ein früheres Modell von Lemaître mit verzögerter Expansion erfuhr eine Wiederbelebung. Das änderte sich in den 50er Jahren, als neue astronomische Beobachtungen, vor allem durch W. Baade am Mt. Palomar-Observatorium, zu einer erheblichen Revision des Hubble-Parameters führten. Aber auch in jüngerer Zeit ergab sich erneut eine “Alterskrise”, zu deren Behebung als Medizin einmal mehr der kosmologische Term herbeizitiert wurde. Auch andere Gründe wurden in der Vergangenheit ins Feld geführt, welche sich aber – nach erweiterten Beobachtungen – als voreilig erwiesen. Über eine erneute, sehr ernsthafte Rückkehr des Λ - Terms werde ich bald berichten.

4 Nukleosynthese in frühen Universum

Historisch wurde die Nukleosynthese im Urknall zuerst von Gamow und seinen Mitarbeitern in den späten 40er Jahren untersucht. Freilich war damals manches noch nicht

⁷Dies beruhte auf dem inflationären Szenario des sehr frühen Universums, welches ein räumlich flaches Universum voraussagte. Weil damals eine nichtverschwindende kosmologische Konstante unpopulär war, drängte sich das Einstein-de Sitter-Modell auf.



Abbildung 2: Einstein und de Sitter, 1932 am California Institute of Technology

in Ordnung. So nahm Gamow irrtümlicherweise an, dass bei hohen Dichten anfänglich alle Nukleonen Neutronen sein müssten. Etwas später (1950) bemerkte aber Hayashi, dass oberhalb etwa 2 MeV zwischen Elektronen, Positronen, Neutrinos und Nukleonen aufgrund von Neutrino-Reaktionen ein thermodynamisches Gleichgewicht besteht und er hat die Entwicklung dieses Gemisches im Detail studiert. (Diese wichtige Arbeit ist leider im Westen viel zu wenig beachtet worden.)

Nach 1965 – dem Entdeckungsjahr der 3K-Hintergrundstrahlung – wurde die Urknall-Nukleosynthese von verschiedenen Autoren wiederholt verbessert durchgerechnet. An der Theorie hat sich seit langem nichts Wesentliches mehr geändert. Dieses Kapitel gehört seit einiger Zeit zu den etablierten Teilen der modernen Kosmologie. Zu Zeiten von Gamow betrachteten die meisten Physiker solche Dinge hingegen als wilde Spekulationen (zur Erinnerung an die Adresse der grundsätzlichen Skeptiker).

Im folgenden gehen wir in qualitativer Weise noch etwas näher auf die wichtige Evolutionsphase unterhalb etwa 10 MeV (entsprechend einer Temperatur von $\sim 10^{11}$ K) für eine Zeitspanne von zirka drei Minuten ein. Deutlich unterhalb von 100 MeV haben sich die Nukleonen und Antinukleonen weitgehend annihiliert, wobei allerdings ein sehr kleiner Nukleonenüberschuss übrig blieb. (Diese winzige Asymmetrie müssen wir nach wie vor als unerklärte Anfangsbedingung hinnehmen. Zwar gibt es dafür interessante Erklärungsversuche, diese beruhen aber auf spekulativer Physik jenseits des etablierten Standardmodells der Elementarteilchenphysik.) Die π -Mesonen, K-Mesonen und andere Hadronen sind zerfallen. Die Energiedichte wird fast vollständig durch die vorhandenen Leptonen und die Wärmestrahlung dominiert. Die übrig gebliebenen Nukleonen bilden lediglich eine energetisch unbedeutende "Verunreinigung", welche allerdings für unsere Existenz ausschlaggebend ist. Wir befinden uns damit in einem Bereich, für welchen die physikalischen Grundgesetze hinreichend bekannt sind. Die vorherrschenden baryonischen Dichten sind ausserdem gering.

Alle Komponenten sind zunächst im thermodynamischen Gleichgewicht und deshalb müssen wir fast keine künstlichen Anfangsbedingungen stellen. Da die Masse der Müonen etwas über 100 MeV ist, verschwinden auch diese sehr bald. In etwa einer Sekunde fällt die Temperatur um einen Faktor hundert. Gleichzeitig wird durch die Expansion das Universum so stark verdünnt, dass die sehr schwach wechselwirkenden Neutrinos von der Materie abkoppeln. Die Reaktionsraten für die Prozesse $e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}$, $e^\pm + \nu \rightarrow e^\pm + \nu$ werden dann nämlich langsamer als die Expansionsrate des Universums. Bis zu einer Temperatur von etwa 3 MeV sind aber die Neutrino-Reaktionen noch schnell genug, um für das Häufigkeitsverhältnis von Protonen und Neutronen thermodynamisches Gleichgewicht aufrechtzuerhalten. Nach der Entkopplung ändert sich dieses hauptsächlich durch den Zerfall von Neutronen. Das Neutrino-Gas kühlt sich in der Folge bis zum heutigen Zeitpunkt adiabatisch ab. Unterhalb von etwa 5×10^9 K beginnen sich die Elektronen und Positronen zu annihilieren, wodurch die Wärmestrahlung etwas aufgeheizt wird. Deshalb ist anschliessend die Strahlungstemperatur etwas höher als die Neutrino-Temperatur. Beide fallen in der Folge proportional zum inversen Skalenfaktor ab. (Für die Neutrinos gilt dies nur so lange wie wir deren Masse vernachlässigen können.)

Nach etwas weniger als drei Minuten ist die Temperatur unter 10^9 K gesunken. Dann werden die relativ schwach gebundenen Deuteronen durch die Reaktion $n + p \rightarrow d + \gamma$ in thermodynamischer Häufigkeit in interessanten Mengen produziert. Damit setzen sofort verschiedene Kernreaktionen ein. Dabei wird vor allem ${}^4\text{He}$ gebildet, da dieser Kern eine hohe Bindungsenergie hat und weil keine stabilen Kerne mit Massenzahlen 5 und 8 existieren. Mehrkörper-Reaktionen sind nicht möglich, da das Nukleonengas zu stark verdünnt ist. Aus demselben Grund muss die Nukleosynthese über die Bildung von Deuteronen laufen. Als Folge ist die Massenhäufigkeit von ${}^4\text{He}$ nach der Big-Bang-Nukleosynthese etwa doppelt so gross wie die Neutronenhäufigkeit zu Beginn dieser Synthese. Neben D und ${}^4\text{He}$ werden auch noch die Kerne ${}^3\text{He}$, ${}^7\text{Li}$ in geringen aber interessanten Häufigkeiten produziert. Die verschiedenen primordialen Häufigkeiten können wir heute recht genau berechnen. Der Vergleich mit den Beobachtungen ist aber heikel, da später u.A. stellare Prozesse die ursprünglichen Häufigkeiten überdecken. In der Vergangenheit wurden die dadurch verursachten Unsicherheiten in der Regel unterschätzt⁸. Aber die aus dem Vergleich von Theorie und Beobachtung erschlossene baryonische Häufigkeit Ω_B im heutigen Universum ist verträglich mit anderen Beobachtungen, insbesondere des Mikrowellen-Hintergrunds. Darauf gehen wir später ein.

5 Beschleunigte Expansion des Universums

Seit etwa zehn Jahren ist das kosmologische Glied ernsthaft zurückgekehrt. Den Anstoss dazu gaben Beobachtungen einer bestimmten Art von explodierenden Sternen, so genannten Supernovae vom Typ Ia (Abb.3). Diese sind sehr genaue “Standardkerzen” (kleinen Streuungen der absoluten Helligkeit) und deshalb hervorragende Meilensteine im Raum. Zudem sehen wir sie bis zu sehr grossen Entfernungen, aber in dem Zustand als das Licht ausgesandt wurde, das uns heute erreicht. Da die explodierenden Sterne mit wachsender Rotverschiebung ihr Licht zu einer Zeit emittierten als das Universum sich noch weit weniger ausgedehnt hatte, können wir die Expansionsrate des Universums zu verschiedenen Epochen der Entwicklung grundsätzlich bestimmen⁹. Die astronomischen Daten sind in letzter Zeit so genau geworden, dass das folgende Ergebnis feststeht: Anfangs bremste die wechselseitige Anziehung der Schwerkraft der Galaxien die Expansion, doch dann begann sich die Expansion zu beschleunigen. Auch heute hält die Beschleunigung an und dies dürfte für sehr lange Zeit so bleiben. Das Weltall verhält sich also so, wie es Einsteins Gleichungen mit dem kosmologischen Glied verlangen. (In Abschnitt 7 wird dies näher ausgeführt.)

Es muss an dieser Stelle betont werden, dass eine Reihe ganz anderer Beobachtungen diesen Befund stützen. Ursprünglich berechtigte Zweifel sind weitgehend aus-

⁸Siehe dazu z.B. G. Steigman, arXiv:hep-ph/0501100.

⁹Zu einer Expansionsgeschichte (Zeitabhängigkeit des Skalenfaktors) gehört zur Rotverschiebung einer Standardkerze ein bestimmter Wert der scheinbaren Helligkeit. Diese *Rotverschiebung-Helligkeits-Beziehung* nutzen die Astronomen aus; mehr dazu in Abschnitt 7.1

geräumt worden. Dabei spielen detaillierte Beobachtungen des kosmischen Mikrowellen-Hintergrunds eine wesentliche Rolle (siehe Abschnitt 9).



Abbildung 3: Typ Ia Supernova SN 2006dr in der Spiralgalaxie NGC 1288; Beobachtung mit dem Very Large Telescope der ESO. Die Supernova ist das helle Objekt links des Zentrums der Galaxie.

6 Das Rätsel der Vakuumenergie

Aber was bedeutet physikalisch die kosmologische Konstante, oder gibt es vielleicht eine ganz andere Deutung der Beobachtungen? Darüber ist manches zu sagen, aber wir stehen noch immer vor einem grossen Rätsel. Im folgenden will ich etwas ausführen, weshalb wir aufgrund der Quantentheorie sehr wahrscheinlich mit einem der tiefsten Mysterien der heutigen Physik konfrontiert sind. Wir werden sehen: Nach moderner Auffassung beruht die kosmologische Konstante auf einer Energiedichte des leeren Raumes. Quantentheoretisch ist das Vakuum ein komplexer Zustand, durchzogen von fluktuierenden Quantenfeldern und Kondensaten mannigfaltiger Art. Zwar ist

die heutige Physik nicht imstande, die Vakuumenergie wirklich zu berechnen, aber alle vernünftigen Schätzungen liegen so weit neben den zulässigen Werten, wie dies in der Physik noch nie der Fall war. Trotz vielfachen Bemühungen konnte bis jetzt noch niemand einen halbwegs überzeugenden Ausweg aus diesem Dilemma aufzeigen.

6.1 Nullpunktsenergien in der Quantenphysik

Heisenberg studierte in seiner berühmten Arbeit vom Juli 1925, welche die Entwicklung der Quantenmechanik einleitete, als einfachstes System den harmonischen Oszillator. Dabei fand er, dass dieser auch im Grundzustand eine positive Energie der Grösse $h\nu/2$ hat. Dabei ist h die Planck-Konstante und ν die Frequenz des Oszillators. Im Unterricht erklären wir dies folgendermassen (für einen Teil des Auditoriums ist jetzt die Zeit für ein Nickerchen gekommen): Die Energie (Hamiltonfunktion) ist klassisch und quantenmechanisch als Funktion des Ortes q und des Impulses p durch folgenden Ausdruck gegeben

$$H(p, q) = \frac{1}{2m}p^2 + \frac{1}{2}m\omega^2q^2,$$

wo m die Masse und $\omega = 2\pi\nu$ die Kreisfrequenz sind. Klassisch verschwinden im Grundzustand sowohl die kinetische Energie (erster Term rechts) als auch die potentielle Energie (zweiter Term). Es ist dann also $p = q = 0$ und die Energie ist gleich Null.

In der Quantentheorie ist das anders. Zwar verschwinden im Grundzustand die Erwartungswerte von q und p , nicht aber die Erwartungswerte ihrer Quadrate. Da diese gleich den Schwankungsquadraten sind, genügen sie als Folge der kanonischen Vertauschungsrelationen $[q, p] = i\hbar$ den Heisenberg'schen Unschärferelationen $\Delta q \cdot \Delta p \geq \hbar/2$. Diese verhindern, dass die Erwartungswerte für potentielle und kinetische Energie gleichzeitig beliebig klein werden können. Als Kompromiss ergibt sich eine minimale Grundzustandsenergie der Grösse $h\nu/2$.

Das gleiche Phänomen zeigt sich z.B. bei elektromagnetischen Feldern. Dies erkannten bereits Born, Heisenberg und Jordan in ihren Pionierarbeiten von 1925. Man kann nämlich ein (freies) Strahlungsfeld als ein System von unendlich vielen ungekoppelten harmonischen Oszillatoren auffassen, und damit liegt die quantentheoretische Beschreibung auf der Hand. Insbesondere hat das freie Strahlungsfeld eine Grundzustandsenergie die gleich der Summe der $h\nu/2$ aller Oszillatoren ist. Hier treffen wir nun im einfachsten Fall bereits auf eine grundlegende Schwierigkeit der Quantenfeldtheorie: Die Summe der Nullpunktsenergien der unendlich vielen Oszillatoren divergiert (Ultraviolett-Divergenz).

Ohne Gravitation kümmern wir uns nicht um die Energiedichte des Vakuums, da dann nur *Energiedifferenzen* beobachtbar sind. Freilich können Unterschiede in Vakuumenergien bei veränderlichen äusseren oder inneren Bedingungen beobachtbare Konsequenzen haben. Der erste, der sich gefragt hat, ob die Vakuumenergie des Strahlungsfeldes gravitative Wirkungen haben könnte, war Wolfgang Pauli, und zwar noch

vor der neuen Quantenmechanik. In seinen eigenen Worten kam Pauli zum Schluss, dass “dann das Universum nicht einmal bis zum Mond reichen würde”.

* * *

Bevor ich dies näher ausführe, Folgendes zur Vorgeschichte. Planck hatte die Nullpunktsenergie der Strahlung bereits 1911 in einer für mich ziemlich unverständlichen Arbeit eingeführt. Die physikalische Bedeutung der Nullpunktsenergie wurde danach in den Jahren der frühen Quantentheorie viel diskutiert. Auf ein besonderes Echo stieß eine Arbeit von Einstein und Stern aus dem Jahre 1913. Darin gaben diese zwei ganz unterschiedliche Argumente für die Realität von Nullpunktsenergien. In beiden machten aber Einstein und Stern eine Reihe von problematischen Annahmen, und im Herbst 1913 zogen sie ihre Resultate zurück. Am Solvay-Kongress spät im Oktober 1913 sagte Einstein, dass er nicht mehr an die Nullpunktsenergie glaube, und in einem Brief an Ehrenfest schrieb er “die Nullpunktsenergie ist mausetod”.

Von Paulis letzten beiden Assistenten, Charles Enz und Armin Thellung, habe ich erfahren, dass Pauli (Abbildung 4) in den frühen Jahren seiner Hamburger Zeit eingehende Diskussionen mit Stern zur Frage der Nullpunktsenergien hatte. Besonders interessant für uns ist Paulis Schätzung des Einflusses der Nullpunktsenergie auf den Radius des Universums, mit dem Resultat, dass dieser “nicht einmal zum Mond reichen würde”. Als ich als Student davon hörte, habe ich Paulis unpublizierte Bemerkung überprüft, und folgende kleine Rechnung angestellt (welche Pauli gemacht haben muss).

In Einheiten mit $\hbar = c = 1$ ist die Vakuumenergiedichte des Strahlungsfeldes, wenn wir alle Frequenzen zu Wellenlängen kürzer als dem sog. klassischen Elektronenradius abschneiden¹⁰,

$$\langle \rho \rangle_{vac} = \frac{8\pi}{(2\pi)^3} \int_0^{\omega_{max}} \frac{\omega}{2} \omega^2 d\omega = \frac{1}{8\pi^2} \omega_{max}^4,$$

mit

$$\omega_{max} = \frac{2\pi}{\lambda_{max}} = \frac{2\pi m_e}{\alpha}.$$

Der zugehörige Radius a des Einstein-Universums wäre dann ($M_{pl} \equiv 1/\sqrt{G}$)

$$a = \frac{\alpha^2}{(2\pi)^{\frac{2}{3}}} \frac{M_{pl}}{m_e} \frac{1}{m_e} \sim 31 km.$$

Das ist in der Tat weniger als die Distanz zum Mond. (Es wäre konsistenter, den Krümmungsradius der statischen de Sitter-Lösung zu verwenden; das Resultat ist aber dasselbe bis auf den Faktor $\sqrt{3/2}$.)

* * *

¹⁰Dies war auch noch in den 30er Jahren eine gebräuchliche Abschneideskala. Man war allgemein der Meinung, dass die katastrophalen Divergenzen der Quantenelektrodynamik auf einem Versagen bei höheren Energien beruhen mussten. Auch die heutige Generation geht von einer effektiven Abschneideskala aus, die aber viel höher angesetzt wird.



Abbildung 4: Einstein und Pauli um 1926

6.2 Vakuumenergie und Gravitation

Wenn wir, wie Pauli, die Kopplung an die Gravitation betrachten, so wirkt die Vakuum-Energiedichte ρ_{vac} wie eine kosmologische Konstante. Dies folgt aus Invarianzgründen, die ich hier nicht ausführen kann. Der Wert der kosmologischen Konstante ist dabei $\Lambda_{vac} = 8\pi G\rho_{vac}$, wo G die Newton'sche Gravitationskonstante bezeichnet. Nun zeigen die astronomischen Beobachtungen, dass die Energiedichte zur kosmologischen Konstante etwa 70% der sog kritischen Dichte

$$\rho_{crit} = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \simeq (3 \times 10^{-3} eV)^4$$

beträgt. Vom Standpunkt der Elementarteilchen-Physik ist diese Energiedichte winzig. Z.B. ist der Wert von ρ_{vac} in Paulis Abschätzung etwa 10^{40} mal grösser. Dies war zwar eine naive Betrachtung, aber auch Verfeinerungen, welche auf dem heutigen so erfolgreichen Standardmodell der Elementarteilchen-Physik beruhen, führen in der Regel zu noch wesentlich grösseren Diskrepanzen¹¹.

Eine überzeugende Antwort auf das Rätsel der Vakuumenergie können wir uns nur von einem einheitlichen Verständnis der fundamentalen Wechselwirkungen erhoffen. Interessante Versuche in dieser Richtung, bekannt unter dem Namen "Stringtheorien", gibt es schon seit längerer Zeit. Aber auch aus diesen Bemühungen ist bis jetzt kein überzeugender Vorschlag für einen winzigen positiven Wert der kosmischen Vakuum-Energiedichte hervorgegangen.

Einstein's Beitrag von 1917 wirkt also weiter und sein kosmologisches Glied hat sich zum Problem der **Dunklen Energie** ausgeweitet. Der Aufklärung dieses grossen Rätsels sind zahlreiche künftige Projekte gewidmet.

7 Ergänzungen zu Abschnitt 5: Hubble-Diagramm der Supernovae vom Typ Ia bei hohen Rotverschiebungen

Naiv versteht man zunächst unter einem Hubble-Diagramm die Kurve, in der die Fluchtgeschwindigkeit als Funktion des Abstandes aufgetragen ist. Diese ist für kleine Abstände in sehr guter Näherung eine Gerade durch den Ursprung deren Steigung durch den Hubble-Parameter H_0 gegeben ist. Verläuft die kosmische Expansion beschleunigt oder verzögert, so werden aber für große Abstände Abweichungen von der Geraden dadurch eintreten, dass die hier und heute bestimmten Geschwindigkeiten dem betreffenden Objekt um die Lichtlaufzeit früher zukommen und deshalb entsprechend kleiner bzw. größer sind.

¹¹Für nähere Ausführungen, siehe: N. Straumann, *Dark Energy, in Approaches to Fundamental Physics, An Assessment of Current Theoretical Ideas*, pp. 327 – 397, Lecture Notes in Physics 721, Springer-Verlag, 2007.

Es ist jedoch zu bedenken, dass für die großen Skalen, mit denen es die Kosmologie zu tun hat, weder Abstände noch Geschwindigkeiten direkt messbare Größen sind. Eine als Abstandsmaß verwendete Größe ist die sogenannte *Helligkeitsdistanz* D_L , die wir gleich vorstellen werden. Anstatt der Geschwindigkeit benutzt man die Rotverschiebung z , die durch $\lambda_e = (1 + z)\lambda_a$ definiert ist, wobei λ_e die empfangene, λ_a die ausgestrahlte Wellenlänge ist. Es ist an dieser Stelle zu betonen, dass auch aus prinzipiellen Erwägungen der Begriff der Flucht-Geschwindigkeit hier sehr problematisch ist, da wir es mit weit entfernten Objekten in einer *zeitlich veränderlichen Geometrie* zu tun haben. Nicht die Objekte bewegen sich *im Raum* (lokal sind sie im Mittel in Ruhe), sondern der Raum zwischen ihnen dehnt sich aus. Es ist daher i.A. auch sinnlos, die Rotverschiebung nach der Dopplerschen Formel in eine Geschwindigkeit zurückzurechnen, was zu allerlei Fehlinterpretationen Anlass geben kann.

Trägt man nun diese beiden Größen gegeneinander, mitunter mit vertauschten Achsen, also etwa die Helligkeitsdistanz (bzw. eine logarithmische Funktion von ihr) als Funktion der Rotverschiebung, so erhält man das, was man heute allgemein ein Hubble-Diagramm nennt.

Bevor die mit dem Nobelpreis 2011 gewürdigten derzeitigen Daten für die Klasse der Typ Ia Supernovae vorgestellt und diskutiert werden, müssen wir kurz einige Fakten wiederholen, um zu verstehen welche Größen eigentlich gemessen wurden.

7.1 Theoretischer Hintergrund

In der Kosmologie werden unterschiedliche Distanzmaße verwendet, welche aber über einfache Rotverschiebungsfaktoren verknüpft sind. Für das Folgende ist die *Helligkeitsdistanz* D_L maßgebend, die durch $D_L = \sqrt{L/4\pi F}$ definiert ist, wo L die intrinsische Luminosität der Quelle und F der beobachtete Energiefluss ist. Wie bei allen kosmologischen Distanzen setzt man D_L zweckmäßigerweise proportional zu $c/H_0 = 3000h_0^{-1}$ Mpc und erhält

$$D_L(z) = \frac{c}{H_0} d_L(z; \Omega_M, \Omega_\Lambda) \quad (1)$$

mit der dimensionslosen Größe d_L , die in allen Friedmann-Lemaître-Modellen eine bekannte Funktion der Rotverschiebung z und der wichtigen kosmologischen Parameter

$$\Omega_M := \frac{\rho_M}{\rho_{\text{krit}}}, \quad \Omega_\Lambda := \frac{\rho_\Lambda}{\rho_{\text{krit}}} \quad (2)$$

ist. Dabei repräsentiert Ω_M die gesamte Materie, einschließlich der dunklen Materie samt ihrem nichtbaryonischen Anteil. Die Größe $\Omega_K = 1 - \Omega_M - \Omega_\Lambda$ ist ein Maß für die (räumlich konstante) Krümmung des Raumes: Bei positiver bzw. negativer Krümmung ist Ω_K negativ bzw. positiv. Für einen flachen Raum ist $\Omega_K = 0$, d.h. $\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$ (siehe Anhang 1)¹².

¹²Hinweise auf Erweiterungen des kosmologischen Modells, die zu weiteren Parametern führen, verschieben wir an dieser Stelle.

Astronomen benutzen als logarithmische Maße für L und F sogenannte *absolute* bzw. *scheinbare Magnituden* M und m . Die Konventionen sind dabei so getroffen, dass der *Distanzmodul* $m - M$ mit D_L so zusammenhängt:

$$m - M = 5 \log \left(\frac{D_L}{1 \text{Mpc}} \right) + 25. \quad (3)$$

Wird hier die obige Darstellung von D_L eingesetzt, so ergibt sich die folgende Beziehung zwischen scheinbarer Magnitude m und Rotverschiebung z :

$$m = \mu + 5 \log d_L(z; \Omega_M, \Omega_\Lambda), \quad (4)$$

mit $\mu = M - 5 \log(H_0 \cdot 1 \text{Mpc}/c) + 25$. Für Standardkerzen (einheitliches M) ist dies natürlich eine Konstante, welche als Anpassungsparameter behandelt wird. Durch Vergleich dieser theoretischen Erwartung mit Beobachtungsdaten werden sich interessante Einschränkungen an die kosmologischen Parameter Ω_M und Ω_Λ ergeben.

7.2 Supernovae vom Typ Ia als Standardkerzen

Schon in den dreißiger Jahren wurde erkannt, dass Supernovae vom Typ Ia ausgezeichnete Standardkerzen sind, welche zudem bis zu kosmischen Distanzen von $\approx 500 \text{Mpc}$ sichtbar sind. Für nähere Distanzen eignen sie sich besonders zur Bestimmung des Hubble-Parameters. Dafür ist freilich eine *Kalibrierung* der absoluten Magnitude mit verschiedenen Distanzbestimmungen nötig. Dank des Weltraumteleskops *Hubble* (HST) wurde dies mit Hilfe von sogenannten Cepheiden möglich. Cepheiden sind pulsierende und damit periodisch ihre Helligkeit verändernde Sterne, deren absolute Helligkeit in einem annähernd festen Verhältnis zu ihrer Pulsationsfrequenz steht. Beobachtungen dieser Frequenz und der scheinbaren Helligkeit lassen daher Rückschlüsse auf die Entfernung zu.

Wie eingangs erwähnt, ergeben sich bei beschleunigter bzw. verzögerter Expansion Abweichungen vom linearen Hubble-Gesetz bei großen Abständen. Diese werden oft mit dem sogenannten *Bremsparameter* charakterisiert (siehe Anhang 1). Daher haben bereits 1979 Tammann und Colgate unabhängig voneinander vorgeschlagen, dass die genannte Klasse von Supernovae bei höheren Rotverschiebungen zur Bestimmung dieses Bremsparameters benutzt werden könnte. Inzwischen ist die Verwirklichung dieses Programms Dank neuer Technologien ermöglicht worden. Wesentlich für die Entdeckung der Supernovae bei hohen Rotverschiebungen sind großflächige Detektoren an Großteleskopen, die es ermöglichen, digitale Aufnahmen relativ großer Himmelsareale zu erhalten. Für die anschließenden photometrischen und spektroskopischen Untersuchungen ist ferner der Einsatz der besten Großteleskope, wie dem *HST* und *Keck*, unerlässlich.

Zwei Forschergruppen haben diese Untersuchungen über viele Jahre vorangetrieben, nämlich das „Supernovae Cosmology Project“ (SCP) und das „High-Z Supernova Search Team“ (HZT). Beide Gruppen entdeckten viele Supernovae vom Typ Ia und

publizierten seit etwa 1998 fast identische Ergebnisse. In Anbetracht von deren Bedeutung ist diese weitgehende Übereinstimmung besonders hervorzuheben.

Bevor wir auf die Resultate eingehen noch Bemerkungen über die Natur und die physikalischen Eigenschaften einer Supernova vom Typ Ia. Ihr unmittelbarer Vorgänger ist sehr wahrscheinlich meist ein Weisser Zwerg (s. Anhang 2), welcher hauptsächlich aus Kohlenstoff und Sauerstoff besteht und Teil eines engen Doppelsternsystems ist. Im Standardszenario strömt vom Begleiter Materie auf den Weissen Zwerg, so dass unter Umständen dessen Masse stetig zunimmt, bis die *kritische Chandrasekhar-Masse* (s. Anhang 2) erreicht wird und der Weisse Zwerg instabil wird (siehe Abb. 5).

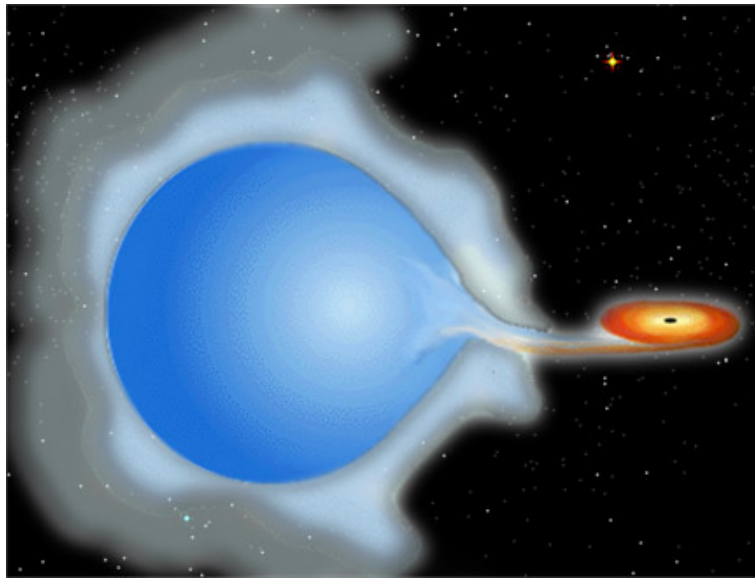


Abbildung 5: Schematisches Bild von Scheibenakkretion.

Dies führt dann entweder zu einem Kollaps auf einen Neutronenstern oder zur Zündung des entarteten Kohlenstoffs tief im Inneren. Im zweiten Fall entsteht eine nach außen propagierende subsonische nukleare Brennfront (eine Deflagration), wobei der Weiße Zwerg vollständig zerrissen wird. In wenigen Sekunden wird das Sternmaterial weitgehend in Nickel und andere Elemente zwischen Silizium und Eisen umgewandelt. Das ausgestoßene Nickel zerfällt in Kobalt und danach in Eisen. Die Physik dieser thermonuklearen Explosion von entarteter Materie ist sehr komplex. Aufgrund starker Turbulenz sind mehrdimensionale Simulationen nötig. Die theoretischen Unsicherheiten erlauben es beispielsweise nicht, mögliche evolutionäre Änderungen zuverlässig vorherzusagen.

In Anbetracht der komplexen Physik ist es nicht erstaunlich, dass Supernovae des Typs Ia keine *perfekten* Standardkerzen sind. Ihre Maximalleuchtkräfte zeigen je nach Auswahl eine Dispersion von $0,3 - 0,5$ mag. Dabei bezeichnet *mag* das in der messenden Astronomie benutzte Helligkeitsmaß, welches mit dem Intensitätsverhältnis

I_1/I_2 so zusammenhängt: $\log(I_1/I_2) = -0,4(m_1 - m_2)$. Die Astronomen der beiden hauptsächlichlichen Gruppen haben jedoch gelernt, die Unterschiede teilweise herauszukorrigieren und somit die intrinsische Dispersion unter 0,17 mag zu drücken. Dabei benutzen sie u.A. eine intrinsische Korrelation zwischen maximaler Helligkeit und Breite der Lichtkurve, die es gestattet, vermittels einfacher Streckungen der Zeitachse alle Lichtkurven mit erstaunlicher Genauigkeit zur Deckung zu bringen. Zudem gibt es gewisse Korrelationen mit spektralen Eigenschaften. Natürlich müssen auch andere Korrekturen, wie z.B. die galaktische Extinktion in Rechnung gestellt werden. Am Ende wird für jede Supernova eine effektive scheinbare Magnitude m_B^{eff} im blauen Filter (bezüglich des Ruhesystems) bestimmt. Die Abhängigkeit dieser Größe von der Rotverschiebung wird schließlich mit der theoretischen Erwartung (4) verglichen. Natürlich verbleiben systematische Unsicherheiten. Zu den ernsthaftesten gehören: 1. Schwächung der Strahlung durch intergalaktischen (grauen) Staub, und 2. Evolutionseffekte von SNe Ia über kosmische Zeiten aufgrund von Änderungen in Vorläufermaße, Metallizität und C/O Verhältnis.

7.3 Ergebnisse

Abbildung 6 zeigt das derzeitige (2011) Hubble-Diagramm für m_B^{eff} von präzise beobachteten Typ-Ia-Supernovae bei hohen Rotverschiebungen.

Das hauptsächlichliche Resultat der Analyse ist in Abbildung 13 dargestellt. Die Lage der Konfidenzgebiete in der $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ – Ebene zeigt insbesondere, dass Ω_Λ auf dem 95% Konfidenzniveau für *Supernovae allein von Null verschieden und positiv ist*. Da die länglichen „Likelihood-Gebiete“ annähernd senkrecht auf den Geraden konstanter Raumkrümmung ($\Omega_M + \Omega_\Lambda = \text{konst.}$) stehen, sagen diese Messungen fast nichts über die räumlichen Krümmungsverhältnisse. Diese werden erst durch die unten zu besprechenden Messungen der Anisotropie des Mikrowellenhintergrundes wesentlich eingeschränkt, deren „Likelihood-Gebiete“ gemäss Abbildung 13 stark entlang der Geraden verschwindender Raumkrümmung konzentriert sind. Setzt man also die Raumkrümmung mit null an, so muss nach Gleichung (11) im Anhang $\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$ gelten. Damit ergibt sich dann für die dunkle Energiedichte

$$\Omega_\Lambda^{\text{flach}} = 0,729_{-0,014}^{+0,014} \text{ (68\% CL, inklusive systematische Fehler).} \quad (5)$$

8 Das Problem der dunklen Materie

Seit ungefähr 1980 haben astronomische Beobachtungen mannigfaltiger Art mit zunehmender Deutlichkeit gezeigt, dass ein weitaus überwiegender Teil der Materie aus noch nicht bekannten Formen besteht. Obschon diese rätselhafte Materie keine Strahlung aussendet, also völlig dunkel ist, wissen wir, dass sie vorhanden sein muss. Dies

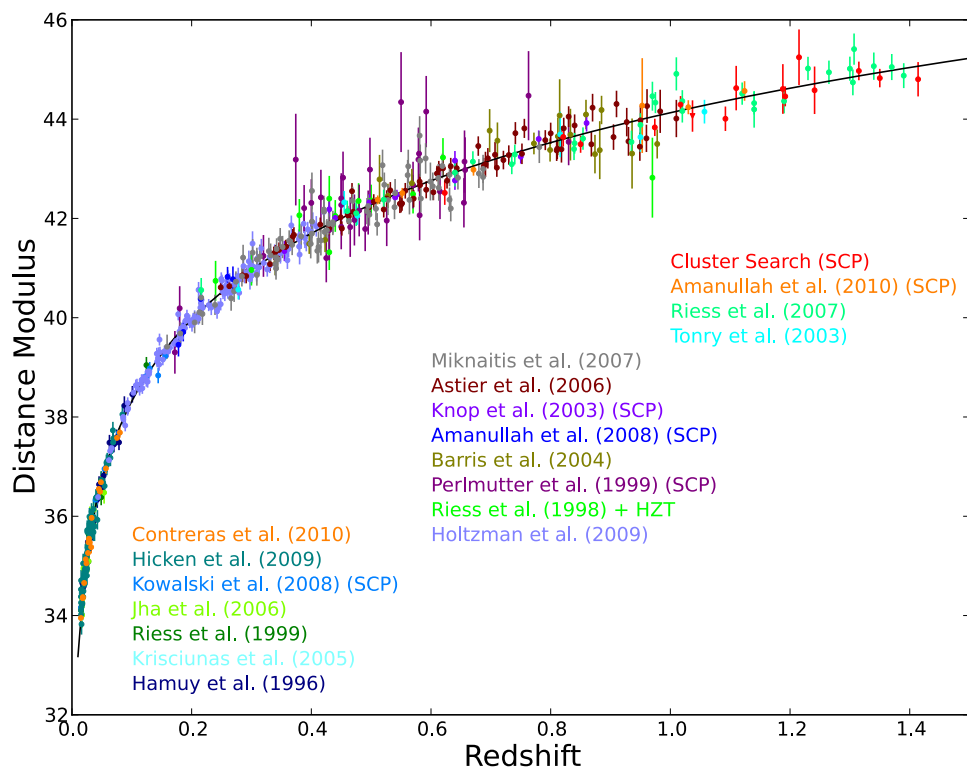


Abbildung 6: Magnituden-Rotverschiebungs-Beziehung (Hubble-Diagramm) für die sog. Union2.1 Kompilation von 580 SNe (arXiv: 1105.3470). Die durchgezogene Kurve entspricht der besten Anpassung für ein flaches Λ CDM Modell.

deshalb, weil ihre Gravitationsfelder deutliche Wirkungen auf die Bewegung von Sternen und Galaxien ausüben.

Der erste, der das Problem der *Dunklen Materie* schon sehr frühzeitig erkannt hat, war der Schweizer Astrophysiker Fritz Zwicky. In einer Pionierarbeit, die er bereits 1933 in der Zeitschrift *Helvetica Physica Acta* publizierte¹³, schätzte er aus den Bewegungen der Galaxien im reichen COMA-Haufen dessen Gesamtmasse ab. Unter Benutzung eines allgemeinen Satzes der Mechanik (Virialsatz) kam er zum erstaunlichen Schluss, dass sich die Galaxien im Mittel zu schnell bewegen, um den COMA-Haufen mit der Masse der sichtbaren Materie allein zusammenzuhalten. In Zwickys Worten:

“Um, wie beobachtet, einen mittleren Dopplereffekt von 1000 km/s oder mehr zu erhalten, müsste also die mittlere Dichte im Comasystem mindestens 400mal grösser sein als die auf Grund von leuchtender Materie abgeleitete. Falls sich dies bewahrheiten sollte, würde sich also das überraschende Resultat ergeben, dass dunkle Materie in sehr viel grösserer Dichte vorhanden ist als die leuchtende Materie.”

Zwickys Analyse war zum damaligen Zeitpunkt natürlich sehr grob. Sie basierte auf einer mageren Statistik, einem unsicheren Haufen-Radius und auf einer Distanzskala, welche deutlich zu klein war. Erstaunlicherweise haben sich aber seine Zahlen als gute Schätzungen erwiesen.

Zur Auflockerung noch ein paar biografische Angaben. Fritz Zwicky (Abbildung 6) entstammt einem alten Glarner Geschlecht. Die Mittelschule besuchte er in Zürich an der Industrieschule (später Oberrealschule). Im Abschlusszeugnis hat er offenbar ohne grosse Anstrengungen ein Ergebnis an dieser sehr strengen Mittelschule erzielt, das angeblich in den 150 Jahren zuvor von niemandem auch nur annähernd erreicht wurde. Danach studierte er vom Herbst 1916-1920 an der ETH, und zwar an der Abteilung für Maschinenbau. Anschliessend führte er eine Dissertation bei Peter Debye durch, einem der ganz Grossen der theoretischen Physik des 20. Jahrhunderts. Im Anschluss daran begab er sich mit einem Rockefeller-Stipendium ans Caltech und wurde dort nach wenigen Jahren Associate Professor. An diesem berühmten Institut wechselte er von der Festkörper-Physik zur Astronomie und Astrophysik. Mit verschiedenen fundamentalen Beiträgen, vor allem in den 30er Jahren, wurde er zu einem der bedeutendsten Astrophysiker des 20. Jahrhunderts. Neben seiner Pionierrolle bei den Neutronensternen gilt er heute auch als Vater der ominösen Dunklen Materie. Zwicky war ein Einzelgänger und nicht sehr beliebt. Er war offensichtlich der Meinung, die Weisheit für sich gepachtet zu haben, und zerstritt sich früher oder später mit fast allen Kollegen. Aber sein intuitives Genie ist unbestritten.

Ab etwa 1980 gelang es Vera Rubin und Mitarbeitern, die Rotationsgeschwindigkeiten von Spiralgalaxien bis zu schwach leuchtenden Randgebieten auszudehnen. Zur grossen Überraschung stellte sich heraus, dass die Rotationsgeschwindigkeiten bis an

¹³F. Zwicky, *Helv. Phys. Acta* 6, 110 (1933).

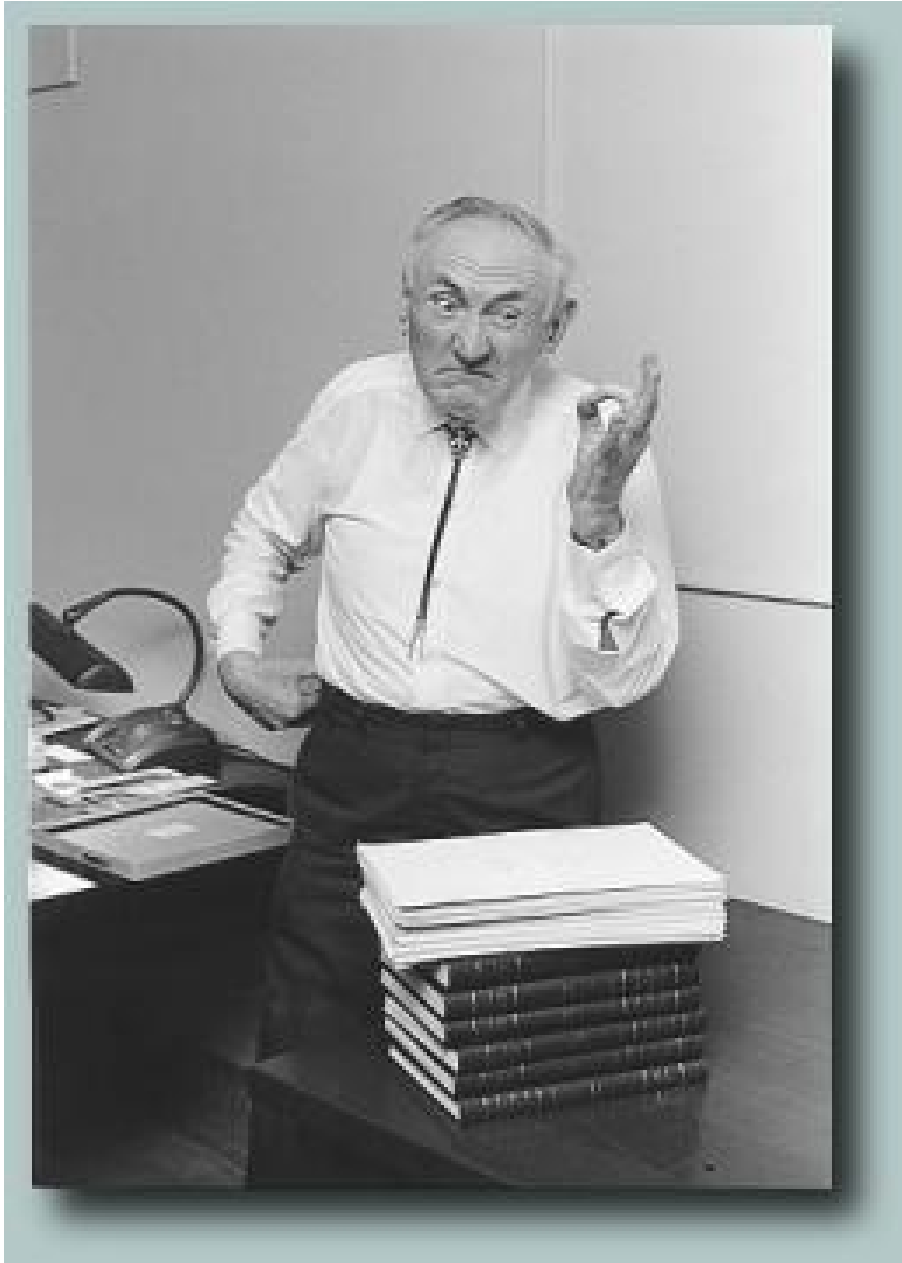


Abbildung 7: Fritz Zwicky (1898 - 1974) [<http://www.zwicky-stiftung.ch/jpg/fz-grimasse.jpg>].

den äussersten noch sichtbaren Rand für fast alle Galaxien konstant bleiben. Messungen von Dopplerverschiebungen der 21-cm-Linie von Wasserstoff-Gaswolken haben gezeigt, dass sich dieses unerwartete Verhalten noch zu grösseren Abständen fortsetzt.

Daraus folgt, dass jenseits der Grenze der leuchtenden Scheibe noch viel Materie vorhanden ist, sonst müssten die Rotationsgeschwindigkeiten – wie im Planetensystem – gemäss den Kepler'schen Gesetzen mit der reziproken Wurzel des Abstandes abnehmen. Ohne unsichtbare Materie würden die Sterne an der Peripherie wegfliegen.

Ein Beispiel des reichen Datenmaterials ist in Abbildung 7 für die Spiralgalaxie NGC 6503 gezeigt. Neben den Datenpunkten sind auch die geschätzten Beiträge der leuchtenden Scheibe und des Gases aufgetragen. Daraus geht hervor, dass beim äussersten gemessenen Punkt deren Anteile viel zu klein ist. Aus anderen Gründen wissen wir inzwischen, dass die dunklen Halos von Galaxien noch sehr viel ausgedehnter sind als solche Messungen zeigen.

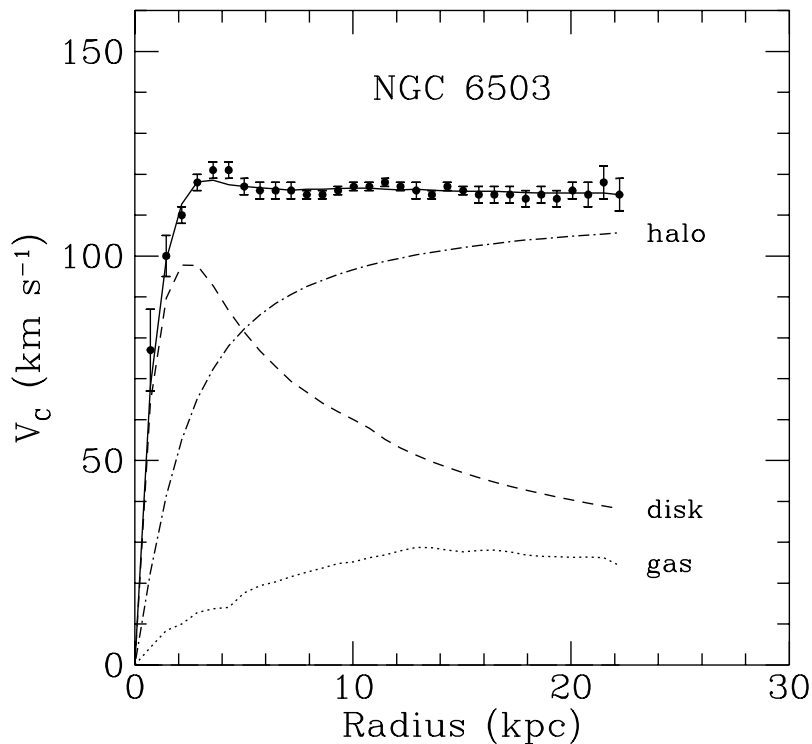


Abbildung 8: Beobachtete HI-Rotationskurven der Spiralgalaxie NGC 6503. Die verschiedenen Linien zeigen die geschätzten Beiträge zur Rotationskurve der leuchtenden Scheibe, des Gases und der Dunklen Materie. (Adaptiert von K.G. Begeman, A.H. Broeils und R.H. Sanders, *Mon. Not. R. astr. Soc.* **249**, 523 (1991).)

Bei reichen Galaxienhaufen mit über 1000 Galaxien, wie dem von Zwicky verwen-

deten COMA-Haufen, gibt es verschiedene Methoden, den Anteil der Dunklen Materie zu bestimmen. In neuerer Zeit nützt man auch aus, dass ein Galaxienhaufen als Gravitationslinse für Hintergrundgalaxien wirkt. Dies beruht auf der von Einstein vorausgesagten und später bestätigten Lichtablenkung durch Gravitationsfelder aller Art. Deshalb werden Lichtstrahlen von Galaxien, die durch einen Haufen zu uns gelangen, verzerrt. Ein eindruckliches Beispiel zeigt Abbildung 8. Gewisse der Galaxien hinter dem Galaxienhaufen A2218 sehen durch die Verzerrung wie Bögen aus, die um den Mittelpunkt des Haufens zentriert sind. Zwicky hat solche Beobachtungen in zwei kurzen Arbeiten schon vierzig Jahre früher vorausgesehen. Aus dem beobachteten Muster der Verzerrungen können wir auf die gesamte Massenverteilung des Haufens schließen. Diese Methode ist besonders wichtig, weil – im Unterschied zu anderen Methoden – keine Annahmen über den dynamischen Zustand oder die Beziehung zwischen Massen- und Galaxienverteilung eingehen.

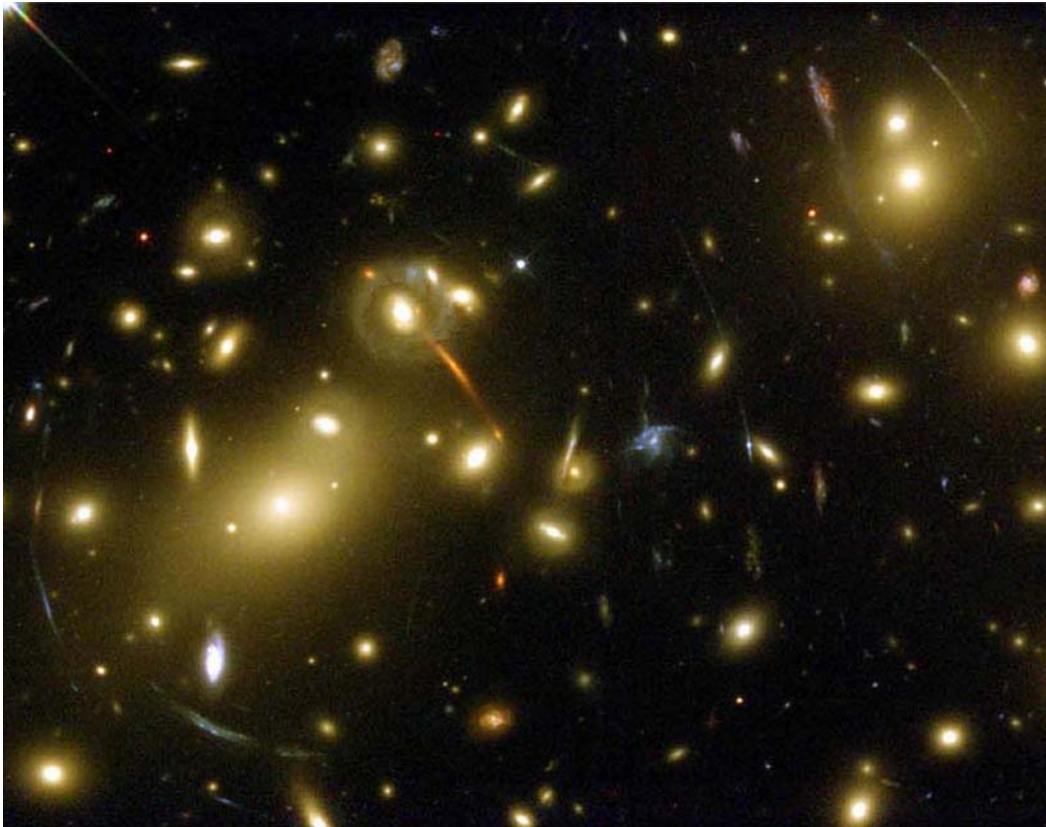


Abbildung 9: Diese Mehrfarbenaufnahme vom Galaxienhaufen A2218 mit dem Hubble Space Teleskop zeigt mehrere Bögen um das Zentrum des Haufens, das bei der leuchtkräftigen Galaxie links unterhalb der Mitte liegt. Aus den Verzerrungen kann man auf die gesamte Masse im zentralen Bereich von Galaxienhaufen schließen. (Quelle: NASA/Andrew Fruchter und das ERO-Team (STScI)).

Vor ein paar Jahren (August 2006) konnte die Existenz von Dunkler Materie auf besonders überzeugende Weise nachgewiesen werden. Ich möchte diese Beobachtungen kurz vorstellen, auch schon deshalb, weil diese die technischen Möglichkeiten der heutigen Astronomie sehr schön illustrieren.

Der reiche Galaxienhaufen 1E 06057-56 ist aus einem Zusammenstoss von zwei grossen Clustern hervorgegangen und wird deshalb auch “bullet cluster” genannt. Bei diesem gewaltigen Ereignis wurde das heisse Gas der beiden ursprünglichen Galaxienhaufen, das – wie wir wissen – den grössten Teil der normalen Materie ausmacht, abgebremst und verzerrt. Das Resultat dieses Prozesses ist mit dem Röntgensatelliten CHANDRA beobachtet worden und ist in Abbildung 9 in rot gezeigt. Die Verteilung der dominanten Dunklen Materie konnte über die Wirkung des Clusters als Gravitationslinse bestimmt werden, und ist in Abbildung 9 in blau dargestellt. Offensichtlich sind die beiden Komponenten räumlich deutlich getrennt. Dies war zu erwarten, wenn die Dunkle Materie nur gravitativ wechselwirkt. Dann werden die dunklen Anteile der beiden ursprünglichen Galaxienhaufen beim Zusammenstoss nicht gebremst und laufen dem heissen abgebremsten Gas davon.

Das Fazit solcher und anderen Untersuchungen ist, dass ein Löwenanteil der Materie im Universum gänzlich unbekannter Natur ist. (Das Verhältnis zu uns bekannten Formen ist etwa 5:1.)

Es gibt viele Spekulationen darüber, woraus die Dunkle Materie bestehen könnte. Favoriten sind gewisse theoretisch gut motivierte, aber hypothetische schwere Elementarteilchen, die mit der uns bekannten Materie nur sehr schwach wechselwirken (ähnlich wie die Neutrinos). Vielleicht werden wir diese mit dem CERN-Beschleuniger LHC (Large Hadron Collider) erzeugen können. Die Suche ist allerdings bis jetzt negativ verlaufen. Daneben werden auch andere Experimente vorangetrieben, mit dem Ziel, die Dunkle Materie bei ihrem Durchgang durch die Erde mit hochempfindlichen Detektoren nachzuweisen. Ganz selten werden die unbekanntes Teilchen mit einem Atomkern eines Detektors zusammenstossen und diesem einen Rückstoss erteilen. Der angestossene Atomkern trifft danach auf Atome der Umgebung, wodurch Energie in Form von Licht und Wärme freigesetzt wird. Die technologischen Anforderungen an die Detektoren sind aber enorm. Nach Jahren der Forschung und Entwicklung wird es vielleicht in wenigen Jahren gelingen, die Dunkle Materie endlich direkt nachzuweisen und ihre Natur zu studieren. Dies wäre auch für ein Verständnis der Entstehung von Sternen und Galaxien von grösster Wichtigkeit.

9 Anisotropien der kosmischen Mikrowellenstrahlung

Obwohl schon die Supernovae-Daten bereits ziemlich deutlich für eine positive Vakuumenergiedichte sprechen, wird die Evidenz dafür erst überzeugend in Verbindung mit den Daten über die *Anisotropie der kosmischen Mikrowellenhintergrundstrahlung*. Das von diesen Daten ausgesonderte längliche Gebiet in der $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ – Ebene steht nämlich nahezu senkrecht auf demjenigen der Supernovae-Daten und ist, wie schon

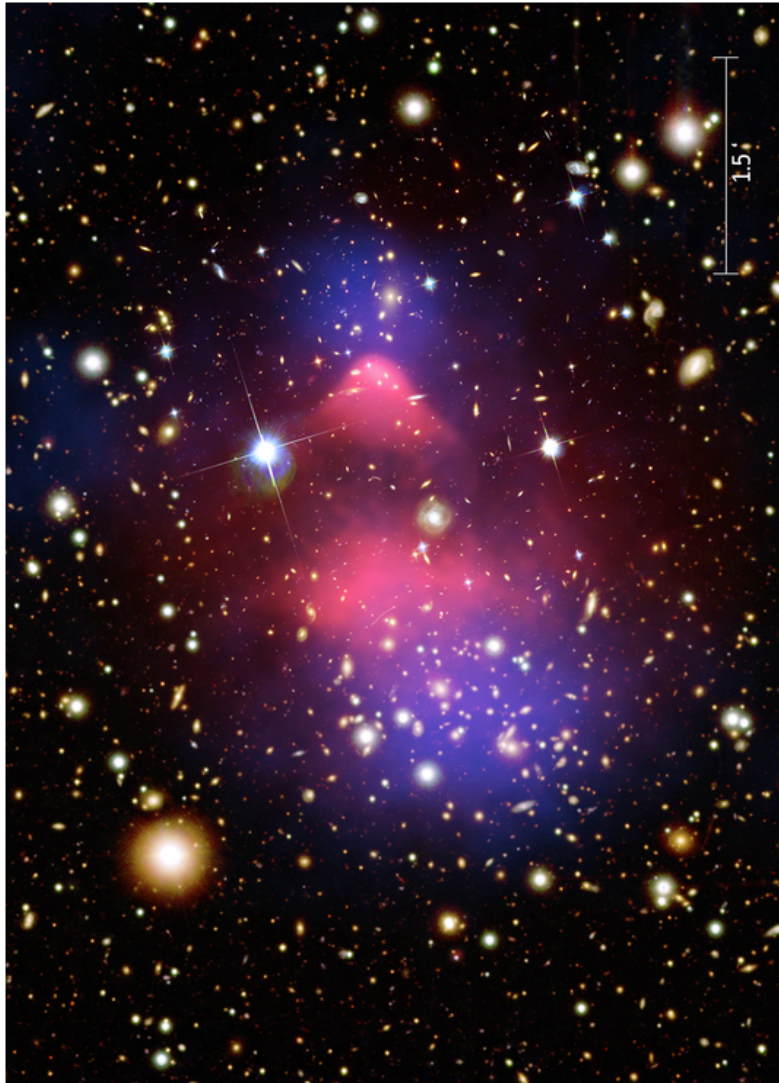


Abbildung 10: Verteilungen von normaler und dunkler Materie im “bullet cluster” 1E0657-56, der aus dem Zusammenstoss von zwei grossen Galaxienhaufen hervorgegangen ist. Das heisse Cluster-Gas, der dominante Anteil der normalen Materie, ist in rot gezeigt (Röntgenaufnahme mit dem Satelliten CHANDRA). Die Verteilung der dunklen Materie wurde über den Gravitationslinseneffekt gewonnen und ist in blau dargestellt. (NASA RELEASE 06-297.)

gesagt, um die Gerade zu verschwindender räumlicher Krümmung konzentriert. Es ergibt sich damit eine relativ kleines Überlappungsgebiet, das in Abbildung 13 gezeigt ist.

Die überaus wichtige und fruchtbare Erforschung der Anisotropien in der kosmischen Mikrowellenhintergrundstrahlung (CMB) ist seit etwa 15 Jahren ein dominantes Thema der Kosmologie geworden. Zunächst gelang ein wichtiger Durchbruch mit bodengebundenen und ballongetragenen Mikrowellenteleskopen. Nach dem Start des Satelliten WMAP (Wilkinson Anisotropy Probe) im Juni 2001 wurde bald ein neuer Höhepunkt erreicht, als die WMAP-Daten am 11. Februar 2003 veröffentlicht wurden. Diese sind seither in mehreren Schritten verfeinert worden. Die Leistungsspektrum der Winkelverteilung, basierend auf den Daten von WMAP7, ist in Abbildung 12 gezeigt.

Im Mikrowellen-Hintergrund sehen wir weitgehend unverfälscht die Temperaturschwankungen auf der „kosmischen Photosphäre“ bei der Rotverschiebung $z \approx 1100$. Zu diesem Zeitpunkt kombinierten die bis dahin freien Elektronen und Atomkerne zu neutralen Atomen, und die Wärmestrahlung entkoppelte von der Materie. Die perfekt Planck'sche Verteilung in Abbildung 11 ist der direkteste Beweis, dass das Universum aus einem heißen dichten Zustand hervorgegangen ist.

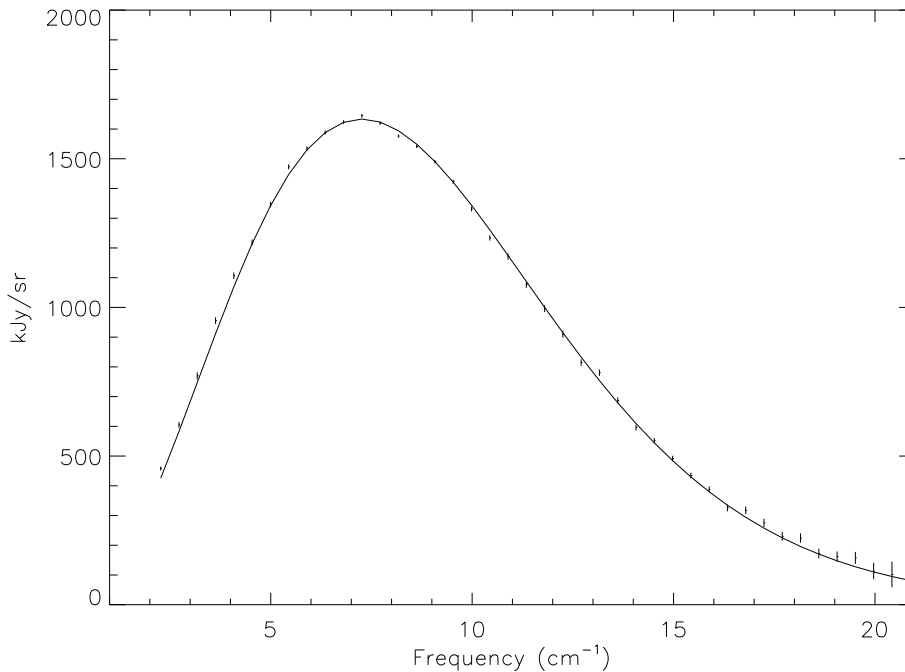


Abbildung 11: Vergleich der beobachteten spektralen Intensität der kosmischen Mikrowellenhintergrundstrahlung mit der Planck'schen Verteilung der schwarzen Strahlung bei 2.728 K. Die experimentellen 1σ Unsicherheiten sind durch die kurzen vertikalen Balken angedeutet.

Die theoretische Analyse der Entwicklung von Dichte- und Temperaturschwän-

kungen vor dieser „Rekombinationszeit“ bietet – bis auf die uns unbekanntes Anfangsbedingungen – keine prinzipiellen Schwierigkeiten. Legt man für letztere die gegenwärtig bevorzugten inflationären Modelle des sehr frühen Universums zugrunde, so ergibt sich im Leistungsspektrum der Temperaturanisotropien eine Sequenz von sogenannten „akustischen Maxima“, deren Lage man recht einfach verstehen kann. Insbesondere entspricht das erste Maximum ungefähr der Ausdehnung des „Schallhorizontes“ auf der kosmischen Photosphäre, d.h. der Distanz, welche eine Druckwelle bis zum Zeitpunkt der Rekombination durchlaufen kann. Der Winkel, unter welchem wir diese Ausdehnung sehen (er beträgt etwa 1°), hängt im Wesentlichen nur von der räumlichen Krümmung ab. Dabei wirkt eine positive Raumkrümmung auf Lichtstrahlen fokussierend (man denke sich als Analogon Lichtstrahlen auf einer Kugeloberfläche durch Großkreise gegeben) und daher wie bei einer Lupe vergrößernd. Bei negativer Krümmung ist es umgekehrt. Für positive Krümmung (negatives Ω_K) wird das Maximum also zu größeren Winkelabständen hin verschoben, für negative Krümmung (positives Ω_K) zu kleineren. Einem flachen Universum entspricht eine Lage des ersten Maximums bei etwa 1° , bzw. $\ell \simeq 200$ in der Entwicklung nach Kugelfunktionen.

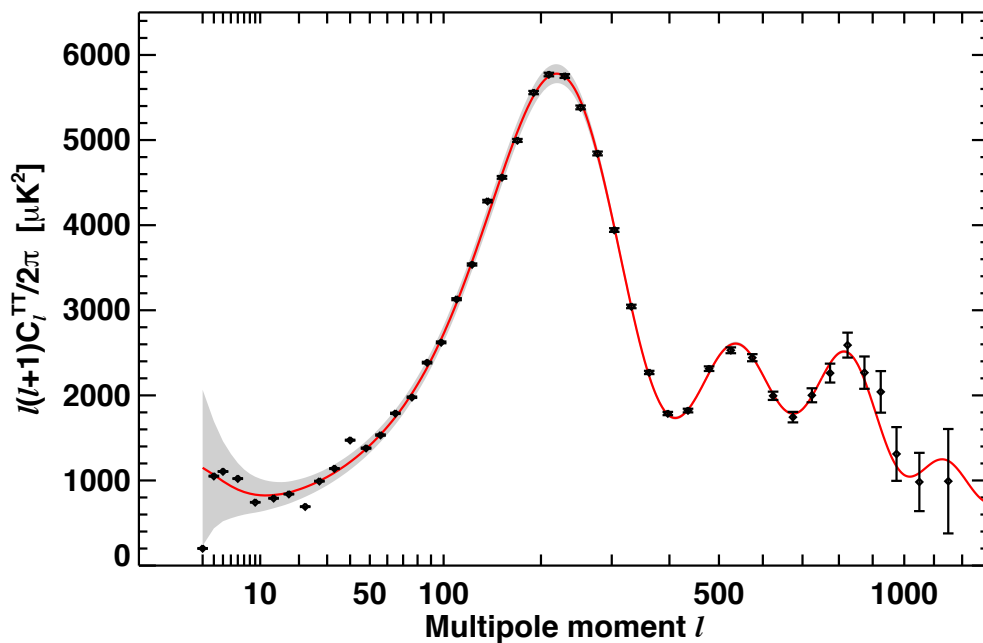


Abbildung 12: Leistungsspektrum der Anisotropien des Mikrowellenhintergrundes aufgrund der Daten vom WMAP-Satelliten nach sieben Jahren (arXiv:1001.4635). ℓ bezeichnet wie üblich die „Drehimpulsquantenzahl“ in der Multipolentwicklung.

In der Abbildung 12 sieht man auch die erwarteten höheren Harmonischen der akustischen Peaks. Mit diesen präzisen Daten wurde es möglich, kosmologische Para-

meter viel genauer zu bestimmen (s.u.).

Fazit und Ausblick

Wir haben astronomische Beobachtungen besprochen, die es jeweils gestatten, schmale aber langgestreckte Gebiete in der Ebene der zwei unabhängigen kosmologischen Parameter Ω_M und Ω_Λ auszusondern (siehe Abbildung 13).

Alle heute bekannten Daten sind verträglich mit den folgenden Werten

$$(\Omega_M, \Omega_\Lambda) \approx (0.27, 0.73). \quad (6)$$

Demnach befindet sich das Universum seit einigen Milliarden Jahren in einem Zustand beschleunigter Expansion, den es für alle Zukunft beibehalten wird, falls die kosmologische Konstante die dunkle Energie ausmacht (siehe Anhang). Es ist räumlich nahezu flach und die Dichte an Materie, inklusive der dunklen Materie, macht nur etwa 25 % der kritischen Dichte aus. Den dominierenden Betrag an gravitativ wirksamer Energie- bzw. Massendichte stellt die dunkle Energie.

Hinsichtlich der oft gestellten Frage, ob wir in einem offenen oder geschlossenen Universum leben, ist folgender mathematischer Umstand zu beachten: Ein Universum positiv konstanter Krümmung ist notwendig geschlossen, also auch von endlichem Volumen. Ein flaches oder negativ gekrümmtes Universum kann, muss aber nicht offen, also von unendlichem Volumen sein. Hier werden die Zusammenhängeverhältnisse im Großen *nicht* durch die Krümmung festgelegt. Die hier besprochenen Daten sind sowohl mit verschwindender, als auch mit genügend kleinen Krümmungen beider Vorzeichen verträglich.

Es ist sehr befriedigend, dass andere und physikalisch unabhängige Methoden, wie z.B. Beobachtungen an reichen Galaxienhaufen, ebenfalls mit den angegebenen Werten verträglich sind. Auch Massenbestimmungen mit Hilfe des Gravitationslinseneffektes stützen diese in schöner Weise. Darüberhinaus ist es möglich, den *baryonischen Anteil* Ω_B von Ω_M getrennt zu bestimmen. Dies geschieht einerseits mit Hilfe der primordialen Häufigkeit der leichten Elemente, wie sie sich aus dem Urknallszenario der Nukleosynthese ergibt, andererseits durch Bestimmung von Intensitätsprofilen der Röntgenstrahlung des heißen Intraaufengases, zusätzlich gänzlich unabhängig auch über die CMB-Anisotropien. Dabei ergibt sich übereinstimmend, dass nur etwa 1/5 der durch Ω_M repräsentierten Materie baryonischer Natur ist. Die Natur des restlichen und überwiegenden Anteils der Materie, die Ω_M ausmacht, ist uns bisher nicht bekannt.

Zusammen mit dem noch unklaren Ursprung von Ω_Λ kann man also sagen, dass wir heute nur etwa 1/20 der gravitativ nachweisbaren Energie in Materie von uns heute bekannter Natur lokalisieren können. In Anbetracht dieser Tatsache erscheinen gelegentliche Ankündigungen des Endes der Physik etwas verfrüht.

Auf die vorgeschlagenen Versuche, das kosmische Koinzidenzproblem zu lösen, können wir hier nicht weiter eingehen. Die allgemeine Idee besteht darin, die kosmo-

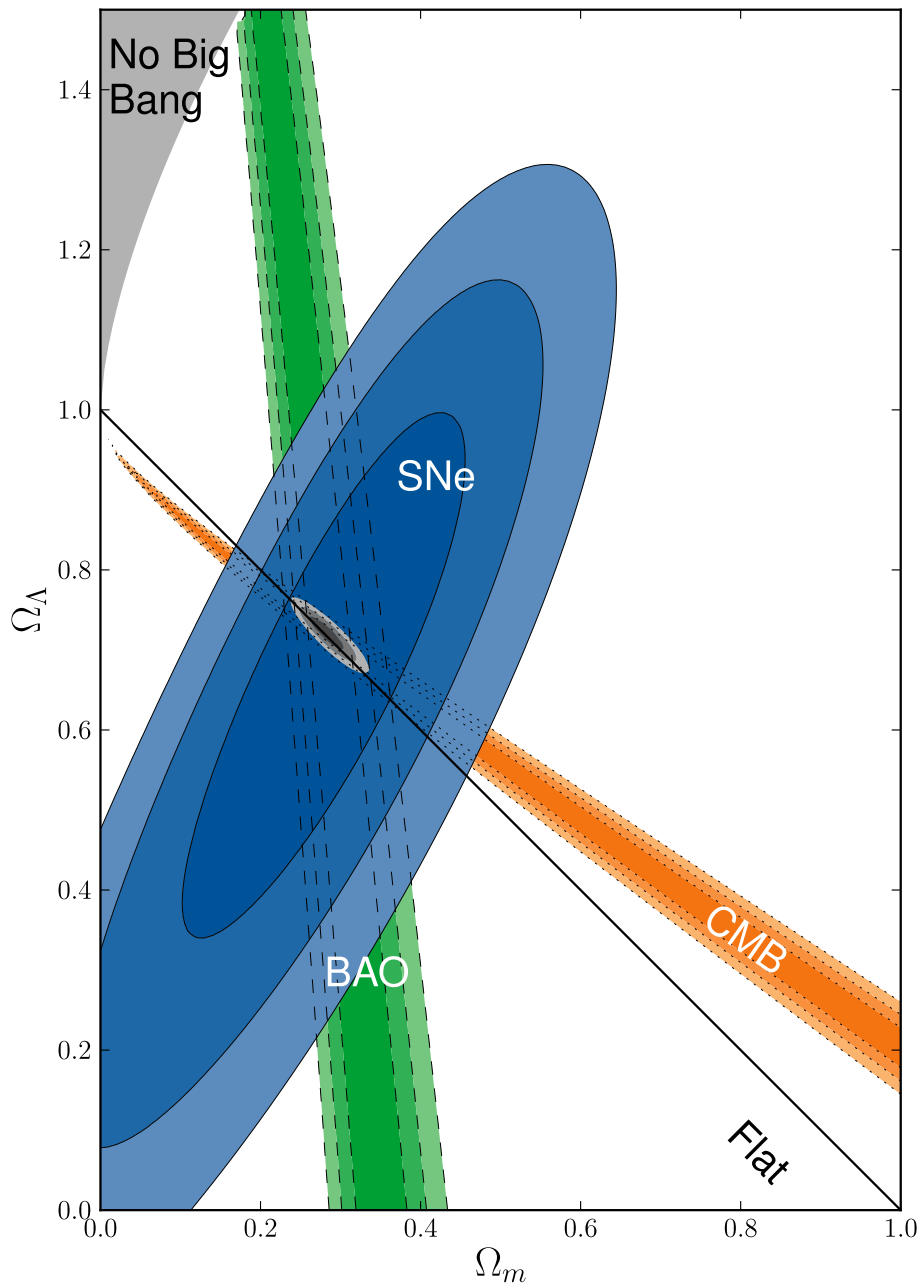


Abbildung 13: Konfidenzgebiete (68%, 95%, 99%) in der $(\Omega_M, \Omega_\Lambda)$ – Ebene der kombinierten CMB Daten (orange) mit den Supernova Daten (blau) und den hier nicht besprochenen sog. baryonischen akustischen Oszillationen in der Galaxienverteilung (BAO). Diese zueinander transversalen Gebiete sondern ein kleines Überlappungsgebiet aus. (Abbildung aus arXiv: 1105.3470.)

logische Konstante durch eine neue exotische Form von dynamischer Materie mit negativem Druck zu ersetzen. Als freier Parameter wird dabei das Verhältnis $w = \text{Druck}/\text{Energie-Massendichte}$ eingeführt. Für eine kosmologische Konstante ist $w = -1$, es könnte sich aber zeigen, dass w von der Rotverschiebung abhängt. Dann wäre erwiesen, dass die dunkle Energie nicht allein durch eine kosmologische Konstante beschrieben werden kann.

Konkrete Modelle beruhen meistens auf Skalarfeldern, deren Dynamik so eingerichtet wird, dass sich ihre Energiedichte von selbst der Materiedichte angleicht, und dies weitgehend unabhängig von den Anfangsbedingungen. Die kosmologische Konstante wird also durch eine dynamische Grösse ersetzt. Zukünftige wesentlich genauere Beobachtungen werden es gestatten, eine der beiden Möglichkeiten zu verwerfen. Zur Zeit liefern die Beobachtungen nur sehr schwache Schranken an eine allfällige z - Abhängigkeit. Für ein angenommenes konstantes w , bevorzugen die Daten jedoch einen Wert nahe bei -1 (siehe Abbildung 14).

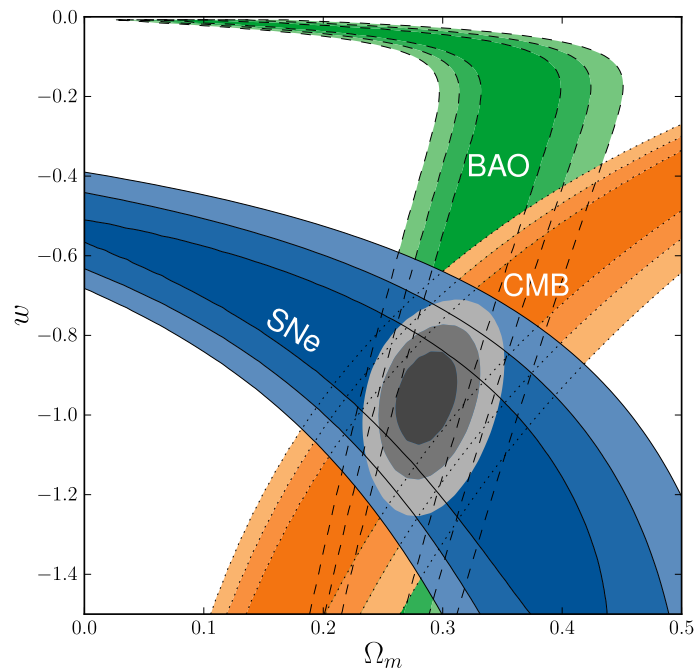


Abbildung 14: w CDM-Modell: Konfidenzgebiete (68%, 95%, 99%) in der (Ω_M, w) – Ebene der kombinierten CMB Daten (orange) mit den Supernova Daten (blau) und den hier nicht besprochenen sog. baryonischen akustischen Oszillationen in der Galaxienverteilung (BAO). Diese zueinander transversalen Gebiete sind nur mit einem Wert von w in der Nähe von -1 verträglich. (Abbildung aus arXiv: 1105.3470.)

10 Anhang 1: Dynamik der Friedmann-Lemaître Modelle mit kosmologischer Konstante

In der Allgemeinen Relativitätstheorie besteht ein kosmologisches Modell in der Angabe zweier Strukturen: 1) einer 4-dimensionalen Raum-Zeit und 2) einem zeitartigen Vektorfeld, das die (mittlere) Bewegung der Materie repräsentiert. Die Klasse der Friedmann-Lemaître-Modelle ist definiert durch die Forderung, dass für *jeden* mit der Materie bewegten Beobachter Rotationssymmetrie herrscht. Daraus folgt, dass das 4-dimensionale Linienelement in der Form

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)d\sigma^2 \quad (7)$$

geschrieben werden kann. (In diesem Anhang benutzen wir Einheiten, in denen $c = 1$ ist.) Darin ist t die kosmische Zeit, die durch die Eigenzeit der Materie definiert wird und $d\sigma^2$ ist ein 3-dimensionales Linienelement einer räumlichen Geometrie von normierter konstanter Krümmung ± 1 oder 0 . Die einzige dynamische Variable ist der globale räumliche Skalenfaktor $a(t)$, der angibt, wie sich physikalische Abstände zwischen Raumpunkten gleicher kosmischer Zeit t mit dieser Zeit ändern.

Setzt man (7) in die Einstein-Gleichung mit kosmologischer Konstante Λ ein, wobei die Materie durch eine Massendichte ρ_M und einen Druck p_M repräsentiert wird, so erhält man die zwei unabhängigen Gleichungen:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho_M + \frac{\Lambda}{3} - \frac{k}{a^2}, \quad (8)$$

$$\ddot{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho_M + 3p_M)a + \frac{\Lambda}{3}a. \quad (9)$$

Diese implizieren eine Art Energieerhaltungsgleichung:

$$\dot{\rho}_M = -3\frac{\dot{a}}{a}(\rho_M + p_M). \quad (10)$$

Für $\dot{a} \neq 0$ ziehen je zwei dieser Gleichungen die dritte nach sich und repräsentieren damit die gesamte Information der Einsteinschen Feldgleichungen. Ist $p_M \neq 0$, so muss zusätzlich noch eine Zustandsgleichung $p_M(\rho_M)$ hinzukommen.

Zum gegenwärtigen Zeitpunkt der Entwicklung des Universums, der mit t_0 bezeichnet sei, dominiert aber die nichtrelativistische Materie, so dass der Druck p_M vernachlässigbar ist. Gleichung (10) impliziert dann sofort die zeitliche Konstanz von $\rho_M a^3$. Der Hubble-Parameter ist definiert durch $H_0 = \dot{a}_0/a_0$, wobei hier und im Folgenden der Index 0 die Auswertung zur Zeit t_0 bezeichnet. Betrachtet man (8) zum Zeitpunkt t_0 und dividiert die Gleichung durch H_0^2 , so folgt mit (2)

$$\Omega_M + \Omega_\Lambda + \Omega_K = 1, \quad (11)$$

wobei $\Omega_K := -k/a_0^2 H_0^2$.

Der *Bremsparameter* $q_0 := -\ddot{a}_0/a_0 H_0^2$ bestimmt, ob die gegenwärtige Expansion verzögert ($q_0 > 0$) oder beschleunigt ($q_0 < 0$) verläuft. Addiert man $2 \times (9)$ zu (8) und benutzt (11) so erhält man

$$q_0 = \frac{1}{2}\Omega_M - \Omega_\Lambda. \quad (12)$$

Zum Verständnis der Dynamik bei verschwindendem Materiedruck ist es zweckmäßig, Gleichung (8) in folgender dimensionsloser Form zu schreiben: Man setzt $\tau := H_0 t$ und $x(\tau) := a(t)/a(t_0)$; mit $\rho_M a^3 = \text{konst.}$ erhält man

$$\left(\frac{dx}{d\tau}\right)^2 + U(x) = \Omega_K, \quad (13)$$

$$\text{mit } U(x) = -\Omega_M x^{-1} - \Omega_\Lambda x^2, \quad (14)$$

was (modulo eines unwichtigen globalen Faktors $1/2$) als Energiesatz einer eindimensionalen Bewegung eines Teilchens im Potential $U(x)$ und Gesamtenergie Ω_K gemäß der Newtonschen Mechanik interpretiert werden kann. Für $\Omega_\Lambda > 0$ hat U genau ein Maximum. Rollt das Universum über dieses hinweg, so setzt eine unendliche Zeit beschleunigter Expansion ein, in der wir uns gegenwärtig zu befinden scheinen. Analog lassen sich mit (14) die in Abbildung 13 eingezeichneten Grenzkurven für die Dynamik nachvollziehen. Beachte insbesondere, dass $q_0 = 0$ gemäß (12) der Geraden $\Omega_\Lambda = \frac{1}{2}\Omega_M$ entspricht.

Einsteins statisches Universum entspricht der Lösung $\Lambda = a^{-2} = 4\pi G\rho_M$ und $k = 1$ von (8,9), die am Maximum des Potentials (14) verweilt und deshalb instabil ist. De Sitters Universum entspricht der Lösung für $\rho_M = p_M = 0$ und $k = 1$, die, wie man aus (9) sofort sieht, für große t exponentiell expandiert.

11 Anhang 2: Weisse Zwerge

Sterne, die nicht viel massereicher sind als unsere Sonne, beenden ihr langes Leben als sog. *Weisse Zwerge*. Die Geschichte dieser Endzustände ist ein besonders faszinierendes Kapitel der Astronomie und Astrophysik. Man könnte ihr einen ganzen Vortrag widmen. Sie beginnt mit Beobachtungen von *Friedrich Bessel*, damals Direktor des Observatoriums in Königsberg, von Sirius, – dem hellsten Stern am Himmel. Im Zeitraum von 1834 - 1844 zeigte er durch präzise Messungen, dass sich Sirius unregelmässig bewegt. Daraus schloss er, dass der Stern einen unsichtbaren Begleiter haben müsse, dessen Umlaufperiode etwa 50 Jahre betragen sollte. Die Masse dieses Begleiters – später von Eddington *Sirius B* genannt – schätzte er auf nahezu eine Sonnenmasse.

In einem Brief vom 21. August schrieb Bessel dazu an Gauss:

“Man kann also die Beobachtungen nur durch Anziehungskräfte erklären, wenn Procyon und Sirius Theile kleiner Systeme sind. – Ich, meines Theils, sehe nicht, was das Dasein dunkler Körper von beträchtlicher Masse unwahrscheinlich machte. Ich denke, dass man sich zu ihrer Annahme leichter entschliessen kann als zum Hervorsuchen von physikalischen Möglichkeiten anderer Art, die nicht anderweitig motiviert sind.”

Eine sehr ähnliche Schlussweise führte kurze Zeit später zur Entdeckung des Planeten Neptun. Heutzutage wird diese auch bei der Suche nach Schwarzen Löchern verwendet.

Sirius B wurde erstmals 1862 erblickt, als der Teleskopkonstrukteur *Alvin Graham Clark* ein neues – für die Universität Chicago gebautes – leistungsfähiges Linsenfernrohr auf die Umgebung von Sirius A (den Hauptstern) richtete. Fast 50 Jahre später gelang es dem Astronomen *Walter Adams* am Mount-Wilson-Observatorium, aufgrund von Spektralaufnahmen zu zeigen, dass Sirius B etwa fünf mal heisser ist als die Sonne. Da der Stern anderseits etwa 10'000 mal schwächer leuchtet als Sirius A, muss er sehr kompakt sein. Ursprünglich wurde die mittlere Dichte noch unterschätzt; diese beträgt nahezu 4 Tonnen pro cm^3 . Das war ein unglaubliches ganz und gar rätselhaftes Ergebnis. Als das Rätsel durch die Quantentheorie gelöst war – ich gehe darauf gleich ein – schrieb Eddington dazu treffend:

“Als die Botschaft des Siriusbegleiters entziffert war, las sie sich folgendermassen: ‘Ich bin dreitausendmal dichter als alles, was ihr euch bis jetzt habt vorstellen können; eine Tonne meiner Materie würde in eine Streichholzschachtel passen.’ Was kann man auf eine solche Botschaft antworten? Nun, die Antwort, die die meisten von uns im Jahre 1915 gaben, war: ‘Halt den Mund. Rede keinen Unsinn ...’.”

11.1 Quantenmechanik und Weisse Zwerge

In den Jahren 1925-1926 ereignete sich in der Physik ein Durchbruch, der in mancher Beziehung einzigartig ist und sich seither nicht wiederholt hat. In unglaublich kurzer Zeit wurde die (neue) Quantenmechanik von einer hauptsächlich ganz jungen Garde brillanter Physiker entwickelt. Erwin Schrödinger, eine der Hauptfiguren, galt mit seinen 39 Jahren bereits als "alter" Mann. Auf der Basis der neu gewonnenen Erkenntnisse gelang es dem englischen Physiker *Ralph Fowler* sehr bald danach, die Struktur der Weissen Zwerge zu verstehen. Dabei spielt das *Paulische Ausschlussprinzip*, welches ursprünglich aus der Atomphysik hervorgegangen war, eine entscheidende Rolle. In einem Weissen Zwerg ist die Dichte so hoch, dass sich nach dem Pauli-Prinzip die Elektronen auch im 'kalten' Zustand sehr schnell bewegen müssen. Nach dem 'Pauli-Verbot' gibt es nämlich in jedem quantenmechanischen Zustand höchstens *ein* Elektron. Dies bedeutet, dass sich die Elektronen in ihren Geschwindigkeiten (Impulsen) unterscheiden müssen. Da nun die Elektronen in einem Weissen Zwerg sehr dicht gepackt sind, führt dies zu einem hohen mittleren Impuls. Die Elektronen sind deshalb nicht mehr an die Atomkerne gebunden, sondern schwirren als quasifreies Gas mit hohen Geschwindigkeiten herum und erzeugen dadurch einen Gegendruck zur Gravitationsanziehung, der nicht von der Temperatur abhängt. Die Physiker sagen, das Elektronengas sei *entartet*, und bezeichnen den zugehörigen quantenmechanischen Druck als *Entartungsdruck*. Dank diesem typisch quantenmechanischen Phänomen stellt sich in einem Weissen Zwerg ein stabiles Gleichgewicht ein. Dieses ist in mancher Hinsicht vergleichbar mit dem Grundzustand eines komplizierten Atoms oder Moleküls.

11.2 Spezielle Relativitätstheorie und Weisse Zwerge

Nach der Fowlerschen Theorie könnten Weisse Zwerge beliebig massiv sein. Diese Theorie war auch einem jungen Inder namens *Subrahmanyan Chandrasekhar* bereits bekannt, als er sich 1930 als 19jähriger (s. Abb.15) in der letzten Juliwoche einschiffte, um im Englischen Cambridge sein Hauptstudium aufzunehmen. Auf der achtzehn Tage dauernden Überfahrt gelang ihm eine Entdeckung, für die er viel später den Nobelpreis erhalten sollte. Er erkannte, dass mit zunehmender Gesamtmasse des Weissen Zwerges sich die Elektronen im Mittel immer schneller bewegen müssen und ihre Geschwindigkeit schliesslich in die Gegend der Lichtgeschwindigkeit kommt. Dann versagt aber die Newtonsche Mechanik und diese muss durch die entsprechenden Gesetze der Speziellen Relativitätstheorie ersetzt werden. Chandrasekhar behandelte deshalb die Elektronen relativistisch korrekt und stellte dabei fest, dass der Elektronendruck mit wachsender Dichte weniger stark anwächst als dies bei Fowler der Fall war. Als dramatische Konsequenz ergab sich, dass Weisse Zwerge nur *unterhalb einer Grenzmasse existieren* können, die nicht viel grösser ist als die Masse der Sonne. Diese Grenzmasse nennen wir seither die **Chandrasekhar-Grenze**. Ihr genauer Wert hängt etwas von der chemischen Zusammensetzung des Sterns ab, ist ansonsten aber durch fundamentale Naturkonstanten bestimmt und liegt in der Nähe von 1.4 Sonnenmassen.



Abbildung 15: Subrahmanyan Chandrasekhar im Jahre 1934.

Auch hier möchte ich die Diskussion mit ein paar biographischen Bemerkungen über Chandrasekhar unterbrechen. Einiges habe ich von ihm selber erfahren, als er in späteren Jahren – kurz nach dem er den Nobelpreis erhalten hatte – einige Tage in Zürich verbrachte.

Chandrasekhar war ein ungewöhnlicher Schüler. Er erzählte: “Ich las Arnold Sommerfelds Buch *Atombau und Spektrallinien* und Arthur Comptons Werk *Röntgenstrahlen und Elektronen*. Über Quantenmechanik habe ich in der Schule nichts gelernt. Ich habe sie durch Sommerfelds Werk kennengelernt; dieses Buch ist leicht zu lesen, und damit kann man sich die Dinge selbst beibringen (...), ein wunderbares Buch, und jeder, der sich für die Wissenschaft interessiert, kann es gut lesen, jeden einzelnen Schritt nachvollziehen und alles verstehen.” Besonders wichtig wurde für Chandrasekhar (wir nannten ihn alle Chandra), dass Sommerfeld 1928 nach Indien kam. Chandrasekhar ging zu ihm ins Hotel und unterhielt sich mit ihm. “Es war natürlich für einen Collegeschüler ziemlich verwegen, einfach auf diesen bedeutenden Mann zuzugehen und mit ihm zu reden. Aber ich hatte sein Buch gelesen und hielt es für den Inbegriff der Physik. Er teilte mir sogleich mit, dass sich die Physik inzwischen beträchtlich verändert hatte. Er erzählte mir von Schrödingers Wellenmechanik. Es war das erste Mal, dass ich etwas davon hörte.”

Sommerfeld gab dem begeisterten Collegeschüler Kopien von seinen Abhandlungen über die neue Quantentheorie von Heisenberg und Schrödinger. Chandrasekhar

arbeitete sie durch und las noch andere Arbeiten. Er schrieb auch selber Artikel und veröffentlichte als College-Schüler zwei wissenschaftliche Arbeiten, die seine Lehrer noch nicht verstehen konnten.

In England fühlte sich Chandrasekhar zunächst nicht sehr wohl. “Nach England zu kommen war eine desillusionierende Erfahrung. Ich fand mich plötzlich in einer Umgebung wieder, wo es Persönlichkeiten wie Dirac und Eddington und Rutherford und Hardy gab, ganz zu schweigen von all den anderen wohlbekannt Namen; es war eine sehr eindringliche, ernüchternde Erfahrung. In Indien war ich äusserst optimistisch gewesen, aber als ich nach England kam, wurde ich ernüchert, wenn nicht sogar gedemütigt. Ich wusste wirklich nicht, ob es in der Welt, in der ich mich wiederfand, überhaupt eine Möglichkeit gab, irgend etwas zustande zu bringen.”

Wie seltsam die astronomische Fachwelt – insbesondere der grosse Eddington – auf Chandrasekhars Arbeiten reagierte, ist vorallem psychologisch interessant.¹⁴ Aber das ist ein anderes Thema.

11.3 Historische Typ IA Supernovae

Berühmte historische Typ Ia Supernovae wurden mit dem unbewaffneten Auge in den Jahren 1006, 1572 und 1604 gesehen. Die hellste war die Supernova von 1006. Sie wurde auch in St. Gallen registriert. Aus den Chroniken des Klosters geht hervor, dass der sehr helle Stern, von der Stadt aus gesehen, knapp über dem Alpstein-Massiv erschien. Aufgrund der Beschreibung der Position konnte man mit dem Einstein-Röntgenobservatorium die Überreste dieser historischen Supernova finden.

Sehr berühmt ist auch die Supernova von 1572, mit welcher sich – neben vielen – Tycho Brahe sehr intensiv befasste. Als dieser den Neuen Stern in Cassiopeia das erste Mal bemerkte, war er dermassen erstaunt, dass er seinen Sinnen nicht mehr traute und sich von jedermann versichern liess, dass alle denselben Stern, der so hell war wie die Venus, ebenfalls sahen. Er zeigte mit Hilfe eines grossen neuen Sextanten viel genauer als andere Astronomen, dass der Neue Stern am Himmel feststand, und ordnete ihn deshalb in die achte Sphäre der Fixsterne ein. Dies widersprach nun den Lehren der Aristoteliker, Platoniker und Christen, wonach Wechsel, Geburt und Verfall auf die Nachbarschaft der Erde, die sublunare Sphäre, beschränkt seien, wogegen die weit entfernte achte Sphäre mit den Fixsternen vom Tage der Schöpfung an bis in alle Ewigkeit unverändert bliebe. Das Bild 16 zeigt eine Röntgenaufnahme des Supernova-Überrests mit dem Satelliten CHANDA.

Im Jahre 1604 erschien ein heller “Neuer Stern” im Sternbild des Schlangenträgers, der von Kepler beobachtet und beschrieben wurde. Die “Kepler’sche Supernova” verbreitete in der Öffentlichkeit grösste Unruhe, auch deshalb weil am Abendhimmel gleichzeitig Mars, Jupiter und Saturn standen. Diese sogenannte grosse Konjunktion

¹⁴Interessierte Leser seien auf die folgende Chandrasekhar-Biographie verwiesen: K.C. Wali, *Chandra: A Biography of S. Chandrasekhar*, Chicago University Press (1991).

im “feurigen Dreieck” kommt nur einmal in achthundert Jahren vor. Das merkwürdige Zusammentreffen bedeutete für viele Unheil. Keplers Buch *De Stella Nova* zeigte, dass auch diese *Nova* in der “unwandelbaren” Region der Fixsterne zu lokalisieren ist.

Manche fragen sich, zu wessen Ehre die nächste galaktische Supernova aufleuchten wird. Seit Keplers Tagen wurde keine mehr gesehen, was allein schon zeigt, dass es sich um sehr seltene Ereignisse handelt. Heute können wir aber so tief in den Raum schauen, dass dauernd neue Supernovae vom Typ Ia entdeckt werden.

Die Bezeichnung “Supernova” geht auf Baade und Zwicky zurück. Fritz Zwicky begann 1934 mit systematischer Supernovaforschung und entdeckte im Laufe der Zeit 122 extragalaktische Ereignisse.

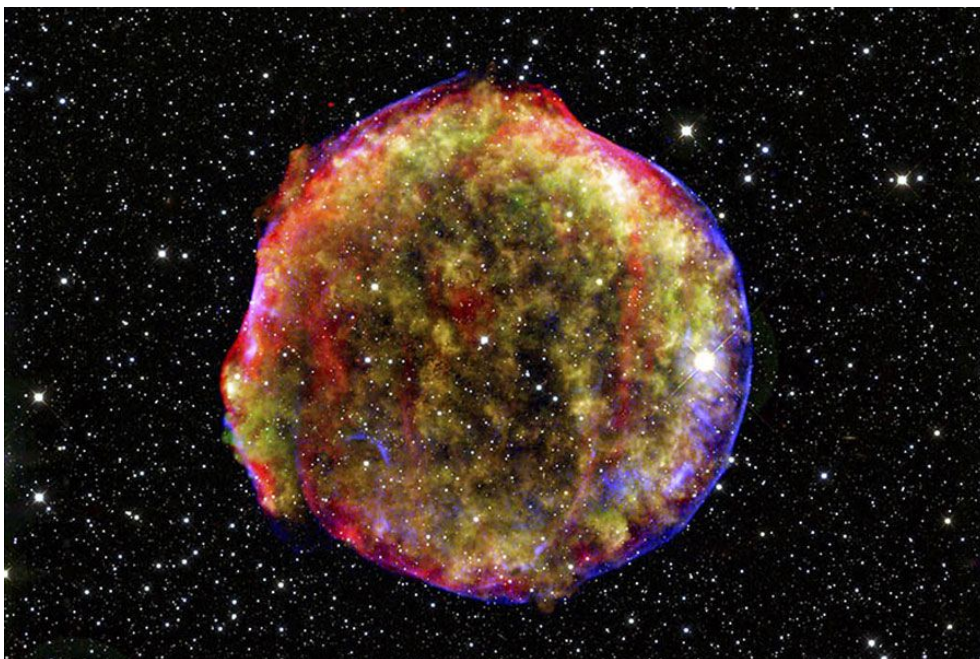


Abbildung 16: Tychonische Supernova von 1572. Aufnahme mit dem Röntgenteleskop CHANDRA.