

Seminar Relativitätstheorie und Gravitation

Gravitationswellen und -detektoren

SIMON VERLEGER

Universität Konstanz, Sommersemester 2003

.

Gravitationswellen und Gravitationswellendetektoren

Simon Verleger

Sommersemester 2003

Inhaltsverzeichnis

1 Motivation	4
2 Wellen in der Raumzeit	4
2.1 Herleitung der Wellengleichung	4
2.2 Polarisationen	6
3 Erzeugung von Gravitationswellen	7
3.1 Erzeugung	7
3.2 Indirekter Nachweis von Wellen	10
4 Aktuelle Forschung: Detektoren	12
4.1 Resonanzdetektoren	12
4.2 Interferometer	12
4.3 LISA	13

Zusammenfassung

Dies ist die Ausarbeitung zum Vortrag *Gravitationswellen und Gravitationswellendetektoren* aus dem im Sommersemester 2003 an der Universität Konstanz abgehaltenen Seminar *Relativität und Gravitation* bei P. Marzlin. Es soll eine Einführung in die Natur und Erzeugung von Gravitationswellen gegeben werden sowie ein kurzer Abriss der aktuellen Forschung im Bereich der Detektion von Gravitationswellen mittels Interferometern.

1 Motivation

Die Beschäftigung mit Gravitationswellen hat in den letzten Jahren einen starken Aufschwung erfahren. Grund dafür sind die Detektoren, die sich seit 40 Jahren in der Entwicklung befinden, aber erst kürzlich die für die Detektion benötigte Genauigkeit erreicht haben. Weltweit nehmen nun die verschiedenen Detektoren ihren Betrieb auf, so dass in den nächsten Jahren mit ersten Ergebnissen zu rechnen ist.

Die direkte Messung von Gravitationswellen wäre die Bestätigung für die letzte noch nicht verifizierte Vorhersage der Einsteinschen Relativitätstheorie. Umgekehrt wäre ein Scheitern der Messungen eine Katastrophe für die Theorie. Entsprechend der Bedeutung dieser Experimente ist davon auszugehen, dass die erste sichere Entdeckung einer Welle mit dem Nobelpreis honoriert werden wird.

2 Wellen in der Raumzeit

Hier soll der Weg skizziert werden, wie aus der Allgemeinen Relativitätstheorie die Gleichungen für ebene, transversale Wellen folgen. Dabei baue ich auf den Vorträgen meiner Vorgänger auf, indem ich einige von ihnen eingeführte Begriffe und deren Beziehungen zueinander verwende.

2.1 Herleitung der Wellengleichung

Das Verhalten der Raumzeit bei Vorhandensein von Materie bzw. Energie wird durch die Einsteinschen Feldgleichungen

$$T^{\mu\nu} = \frac{c^4}{8\pi G} G^{\mu\nu} \quad (1)$$

beschrieben. Diese sind zehn gekoppelte, inhomogene, nichtlineare Differentialgleichungen. Es sind nur wenige exakte Lösungen für dieses Gleichungssystem bekannt. Die gängige Methode um eine genäherte Lösung zu finden, besteht in der Annahme einer fast ebenen Raumzeit mit nur geringfügigen Kräuselungen. Der metrische Tensor, der Längenmessungen beschreibt, ist in diesem Fall so gegeben:

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad (2)$$

wobei $\eta_{\mu\nu}$ der Minkowski-Tensor der flachen Raumzeit aus der speziellen Relativitätstheorie und $h_{\mu\nu}$ ein Störungsterm mit $|h_{\mu\nu}| \ll 1$ ist. Mit diesem Ansatz müssen wir uns

den Feldgleichungen nähern, d.h. wir müssen den Einsteintensor $G^{\mu\nu}$ durch die Metrik ausdrücken. Dies erreichen wir wie folgt:

Gl. 2 ist mit den Christoffelsymbolen $\Gamma_{\mu\nu}^\alpha$ über

$$\Gamma_{\mu\nu}^\alpha = \frac{1}{2}g^{\alpha\rho}(\partial_\mu g_{\nu\rho} + \partial_\nu g_{\mu\rho} - \partial_\rho g_{\mu\nu}) \quad (3)$$

verbunden. Die Christoffelsymbole wiederum ermöglichen die Berechnung des Riemann-Tensors, der im wesentlichen die Krümmung der Raumzeit beschreibt:

$$R_{ijkl}^i = \partial_k \Gamma_{jl}^i - \partial_l \Gamma_{jk}^i + \Gamma_{jl}^r \Gamma_{rk}^i - \Gamma_{jk}^r \Gamma_{rl}^i. \quad (4)$$

Die letzten beiden Terme des Riemann-Tensors werden vernachlässigt, da in ihnen der Störungsterm $h_{\mu\nu}$ quadratisch auftaucht. Die ersten beiden Terme sind durch die Ableitung der Christoffelsymbole gegeben, die selbst wiederum im Wesentlichen eine Ableitung der Metrik sind. Der Minkowski-Anteil der Metrik fällt deshalb heraus, da dieser konstant ist. Der Riemann-Tensor besteht also aus zweiten Ableitungen von $h_{\mu\nu}$. Der Einsteintensor $G^{\mu\nu}$ ergibt sich nun unmittelbar aus dem Ricci-Tensor — einer Verjüngung des Riemann-Tensors — und dem Ricci-Skalar:

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R. \quad (5)$$

Für $G_{\mu\nu}$ erhält man so schließlich:

$$G_{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \partial_\nu h - \partial_\mu \partial_\alpha h_\nu^\alpha - \partial_\nu \partial_\alpha h_\mu^\alpha + \square h_{\mu\nu}) - \eta_{\mu\nu}(\square h - \partial_\alpha \partial_\beta h^{\alpha\beta}). \quad (6)$$

Dies lässt sich noch weiter vereinfachen durch den Übergang zum spurfreien Tensor

$$\bar{h}_{\mu\nu} \equiv h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}h, \quad (7)$$

wobei h die Spur von $h_{\mu\nu}$ ist: $h \equiv h_\mu^\mu = \eta^{\alpha\beta}h_{\alpha\beta}$. Damit reduzieren sich die Feldgleichungen schließlich zu

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} + \eta_{\mu\nu} \partial_\alpha \partial_\beta \bar{h}^{\alpha\beta} - \partial_\alpha \partial_\mu \bar{h}_\nu^\alpha = 16\pi G T_{\mu\nu}. \quad (8)$$

Die Untersuchung des Verhaltens dieser Gleichung unter Koordinatentransformationen führt zu weiteren Vereinfachungen: Die allgemeinste Transformation, unter der Gl. 2 erhalten bleibt, ist gegeben durch

$$x^\mu \rightarrow x'^\mu = x^\mu + \varepsilon^\mu(x), \quad (9)$$

wobei $\partial\varepsilon^\mu/\partial x^\nu$ von der selben Größenordnung ist wie $h_{\mu\nu}$. Die Metrik im neuen Koordinatensystem ist damit gegeben durch

$$h'^{\mu\nu} = h^{\mu\nu} - \frac{\partial\varepsilon^\mu}{\partial x^\lambda} \eta^{\lambda\nu} - \frac{\partial\varepsilon^\nu}{\partial x^\rho} \eta^{\rho\mu}.$$

Wenn also $h_{\mu\nu}$ Lösung von Gl. 6 ist, so auch

$$h'_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} - \frac{\partial \varepsilon_\mu}{\partial x^\nu} - \frac{\partial \varepsilon_\nu}{\partial x^\mu}.$$

Nun wählen wir als spezielle Koordinatentransformationen in Gl. 9:

$$\square \varepsilon_\nu \equiv \frac{\partial}{\partial x^\mu} h_\nu^\mu - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x^\nu} h_\mu^\mu = \partial_\alpha \bar{h}^{\alpha\beta}.$$

Stellen wir nun die Forderung

$$\partial_\alpha \bar{h}^{\alpha\beta} = 0, \quad (10)$$

was analog zur Lorentz-Eichung in der Elektrodynamik ist, so vereinfacht sich die Feldgleichung 8 weiter zu

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = 16\pi G T_{\mu\nu}. \quad (11)$$

Für den freien Raum ohne Energie- und Impulsdichte ist die rechte Seite vernachlässigbar und es ergibt sich letztendlich

$$\square \bar{h}_{\mu\nu} = 0. \quad (12)$$

Die Lösungen dieser Gleichungen sind bekannt: Es sind ebene Wellen, die in allgemeiner Form geschrieben werden können als

$$h_{\mu\nu}(x) = A_{\mu\nu} e^{-ikx} + A_{\mu\nu}^* e^{ikx}. \quad (13)$$

2.2 Polarisationen

Aus der Gleichung 13 können wir in Analogie zur Elektrodynamik schließen, dass die $A_{\mu\nu}$ Polarisationszustände darstellen. Wie sehen diese nun aus?

Als symmetrischer Tensor hat $A_{\mu\nu}$ zunächst zehn unabhängige Komponenten. Diese reduzieren sich letzten Endes auf zwei, wie wir sehen werden: Die vier Bedingungen der Lorentz-Transformation (Gl. 10) reduzieren die Zahl der unabhängigen Komponenten um vier; aus Gründen der Eichinvarianz (Gl. 9) fallen dann weitere vier Komponenten weg.

Aus der Lorentzeichung folgen die vier Bedingungen

$$k_\mu A^{\mu\nu} = 0.$$

Zur Eichinvarianz: Um den Ebene-Welle-Charakter der $h_{\mu\nu}$ beizubehalten, müssen die $\varepsilon^\mu(x)$ von der Gestalt

$$\varepsilon^\mu(x) = i\xi^\mu e^{-ikx} - i\xi^{\mu*} e^{ikx}$$

sein, unter Berücksichtigung der Beziehung $\square \varepsilon^\mu(x) = 0$. Die ξ^μ sind dabei Funktionen von k in der Größenordnung von h . Die Eichtransformation (Gl. 9) liefert dann

$$A_{\mu\nu} \rightarrow A'_{\mu\nu} = A_{\mu\nu} + k_{(\mu} \xi_{\nu)} - \eta_{\mu\nu} k_\alpha \xi^\alpha,$$

aber weil $A'_{\mu\nu}$ noch den Eichbedingungen genügt, gilt damit auch

$$0 = k_\mu A'^{\mu\nu} = k^2 \xi^\nu = 0.$$

Damit nimmt die Lösung der Wellengleichung für die Ausbreitung der Welle in z-Richtung schließlich die Form

$$h_{\mu\nu} = \Re \left((\alpha e_{\mu\nu}(+) + \beta e_{\mu\nu}(\times)) e^{ikx} \right) \quad (14)$$

an, wobei α und β beliebige komplexe Funktionen sind und die Polarisierungen $e_{\mu\nu}(+)$ bzw. $e_{\mu\nu}(\times)$ gegeben sind durch

$$\mathbf{e}(+) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \mathbf{e}(\times) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Als Ergebnis ist festzuhalten, dass Gravitationswellen rein transversal sind. Sie verfügen über zwei Polarisationszustände, die auch beliebig kombinierbar sind (Abb. 1, entnommen aus [1]). Analog zur Elektrodynamik spricht man beispielsweise für $\alpha \equiv 0$ in Gl. 14 von linear - \times -polarisierten Wellen.

Die Wirkung einer Gravitationswelle beim Durchlaufen von Materie kann man sich am besten anhand des in Abb. 1 dargestellten Rings aus Testmassen verdeutlichen: Ein anfangs perfekter Kreis wird elliptisch deformiert, im Laufe eines Wellenzyklus zunächst in Richtung einer Achse, anschließend um $\pi/2$ versetzt. Die beiden Polarisierungen unterscheiden sich durch eine Verdrehung um $\pi/4$ gegeneinander. Die Welle ist also eine Verzerrung der Raumzeit, d.h. der relative Abstand der Testmassen oszilliert beim Durchlaufen der Welle. Die Kraftfeldlinien, die die relative Verschiebung der Testmassen bewirken, sind in Abb. 2 (entnommen aus [3]) dargestellt.

Eine Überlagerung von beiden Polarisierungen bei gleicher Amplitude und einer Phasenverschiebung von $\pi/2$ ist auch hier eine links- bzw. rechtszirkular polarisierte Welle (s. Abb. 3, entnommen aus [3]).

3 Erzeugung von Gravitationswellen

3.1 Erzeugung

Es stellt sich nun die Frage, auf welche Weise Gravitationswellen erzeugt werden. Intuitiv klar ist, dass die Erzeugung mit der Beschleunigung von Massen zusammenhängen muss, so wie die Erzeugung von elektromagnetischer Strahlung mit der Beschleunigung von Ladungen zusammenhängt.

Es gibt ein einfaches Gedankenexperiment, das die Notwendigkeit von Gravitationswellen verdeutlicht: Man stelle sich einen Giganten im All vor, der sprunghedonische

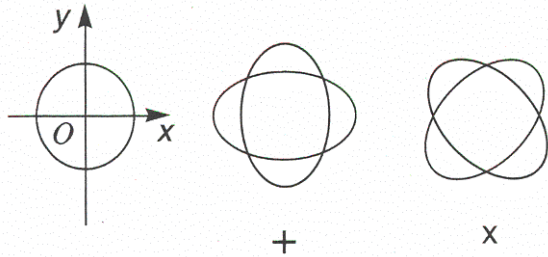


Abbildung 1: Die beiden Polarisationen einer Gravitationswelle

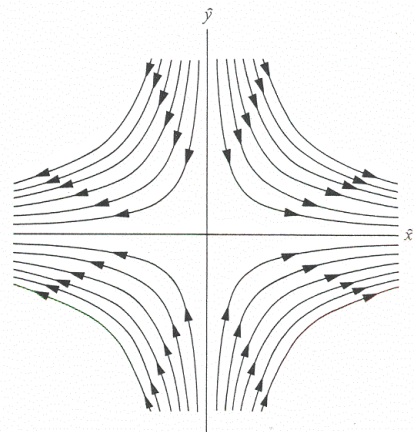


Abbildung 2: Kraftfeldlinien der +-Polarisation

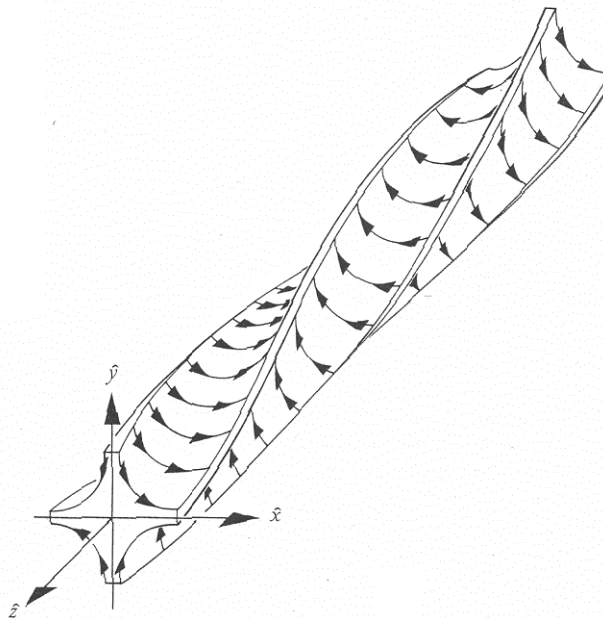


Abbildung 3: Kraftfeldlinien einer zirkular polarisierten Welle im zeitlichen Verlauf

Arme besitzt und mit diesen Armen zwei Planeten in entgegengesetzten Richtungen immer wieder von sich weg stößt und wieder auffängt. Wie lange kann er dieses Spiel nun treiben, vorausgesetzt, die Arme arbeiten verlustfrei? Die naheliegende Antwort „ewig“ stellt sich als falsch heraus, wenn man sich vergegenwärtigt, dass sich die Anziehung zwischen den Planeten nicht instantan — wie Newton es forderte — sondern nur mit

Lichtgeschwindigkeit ausbreitet. Das bedeutet, dass jeder der beiden Planeten beim Auseinanderfliegen eine Kraft verspürt, die schon etwas früher zwischen den beiden Körpern wirkte. Zu dem früheren Zeitpunkt waren die Planeten aber näher beieinander, die anziehende Kraft also größer. Beim Zusammenfliegen erfahren die Planeten aus dem gleichen Grund eine Kraft, die geringer ist als von Newton vorhergesagt. Die Energiebilanz des Prozesses ist also negativ!

Das heißt, dass sich die Planeten effektiv stärker anziehen, als Newton es voraussagte, sie schaffen es nicht, soweit auseinander zu gelangen, dass die potentielle Energie, die in den Federarmen gespeichert war, komplett in potentielle gravitative Energie umgewandelt wird. Irgendwie muss dem System also Energie entzogen werden. Die Annahme liegt nahe, dass dies durch eine Abstrahlung von Gravitationsenergie geschieht, denn die Gravitation ist die einzige Kraft, die an dem Prozess beteiligt ist. Wheeler schreibt in [4], dass Ulfbeck und Kalcar zeigen, dass sich die Energieabstrahlung in diesem Gedankenexperiment tatsächlich mit der Voraussage der Relativitätstheorie deckt.

Zur Erzeugung von Wellen ist also die Beschleunigung von Massen nötig. Wie muss eine Massendichteverteilung nun aussehen, dass bei Beschleunigung Strahlung emittiert wird? Um sich dem Problem formal zu nähern, führt man analog zur Elektrodynamik eine Multipolentwicklung einer Massendichteverteilung durch und prüft, welche Terme einen von Null verschiedenen Beitrag zur Strahlung liefern. Es zeigt sich, dass das Dipolmoment verschwindet. Dies lässt sich durch einen Analogieschluss aus der Elektrodynamik verstehen:

Die Strahlung eines elektrischen Dipols ist gegeben durch $L = (2/3)\ddot{\mathbf{d}}$, wobei d das Dipolmoment darstellt. Eine kurze Überlegung zeigt, dass $\ddot{\mathbf{d}}$ für das Dipolmoment einer Massenverteilung gleich Null ist: Das Dipolmoment einer Massenverteilung sei — analog zur Elektrodynamik — gegeben durch $\mathbf{d} = \sum_i m_i \mathbf{x}_i$. Daher ist $\dot{\mathbf{d}} = \mathbf{p}$ und somit $\ddot{\mathbf{d}}$ aus Gründen der Impulserhaltung gleich Null.

Genaue Rechnung zeigt, dass erst das Quadrupolmoment

$$Q_{jk} = \int \rho(x_j x_k - \frac{1}{3} \delta_{jk} r^2) d^3x \quad (16)$$

einen nichtverschwindenden Beitrag liefert. Die Amplitude einer Welle ist dabei der zweiten zeitlichen Ableitung des Quadrupolmoments proportional: $h_{jk} = 2G/(rc^4) \partial_t^2 Q_{jk}$.

Für die von einer Gravitationswelle getragene Energie verwendet man den Begriff der Strahlungsleistung L_G :

$$L_G = \frac{G}{5c^5} \sum_{jk} \left| \frac{d^3 Q_{jk}}{dt^3} \right|. \quad (17)$$

Gleichung 17 zeigt, dass für große Strahlungsleistungen eine enorme Beschleunigung notwendig ist: Die dritte zeitliche Ableitung des Quadrupolmoments muss nicht-verschwindend sein. Außerdem zeigt Gl. 17, dass die erzeugte Strahlungsleistung äußerst gering ist: Der Proportionalitätsfaktor $G/(5c^5)$ ist von der Größenordnung 10^{-53} s/J. Um sich eine Veranschaulichung davon zu machen, ist es nützlich, sich den Kehrwert anzuschauen: c^5/G wird „Strahlungsleistung des Universums“ genannt und entspricht

der Strahlungsleistung von 10^{23} Sternen, was etwa $2 \cdot 10^5 M_\odot c^2/s$ gleichkommt. Wie soll also eine zur Messung ausreichend große Strahlungsleistung erreicht werden? In Gedanken können wir uns eine Laboranordnung kreieren, die das technisch maximal mögliche Quadrupolmoment besitzt: Ein 100 m langer, 1000 t schwerer Eisenstab, der um seine Querachse mit einer Winkelgeschwindigkeit von 20 rad/s rotiert. Die Rechnung zeigt, dass diese Anordnung gerade mal Leistungen im Bereich von 10^{-26} J/s erzeugen würde, was eine relative Auslenkung von Testmassen um 10^{-40} bewirkt. Es ist daher unmöglich, im Labor messbare Wellen künstlich zu erzeugen.

Ein Blick ins Universum hilft da schon weiter: Betrachtet man Systeme, deren interne Geschwindigkeiten (ein Ausdruck für die Änderung des Quadrupolmoments) die Lichtgeschwindigkeit erreichen und deren Radius dem Schwarzschildradius nahe kommen, so führt eine Rechnung für diese Objekte zu einem Ausdruck für die Strahlungsleistung

$$L_G \propto \frac{c^5}{G} \left(\frac{r_s}{r}\right)^2 \left(\frac{v}{c}\right)^6, \quad (18)$$

der extrem große Werte annimmt: Der Vorfaktor ist hier die erwähnte „Strahlungsleistung des Universums“, nicht länger der winzige Kehrrbruch davon. Gl. 18 trifft auf Schwarze Löcher und Neutronensterne zu, von diesen können wir uns also riesige freigesetzte Energien erhoffen, die Abstandsänderungen von Testmassen im Bereich des Messbaren bewirken. Ein spezielles Doppel-Neutronensternsystem beispielsweise würde bei seiner Verschmelzung eine Strahlungsleistung von $L_G \sim 10^{17} L_\odot \approx L_{10^4}$ Galaxien bewirken. Systeme mit einer derart hohen Energieabstrahlung besitzen natürlich nur eine sehr geringe Lebensdauer: Sie vernichten sich selbst durch die große Menge Energie, die sie verlieren.

Je nach Art des astronomischen Ereignisses erwartet man verschieden zeitliche Verläufe der abgestrahlten Wellen. Vorstellbar (und in Spezialfällen berechenbar) ist zum Beispiel: der Kollaps eines Sternes zu einem Neutronenstern oder zu einem Schwarzen Loch sowie die Verschmelzung eines großen stellaren Objekts mit einem Neutronenstern oder einem Schwarzen Loch. Abb. 4 und Abb. 5 (beide aus [2]) zeigen zwei mögliche zeitliche Wellenverläufe.

3.2 Indirekter Nachweis von Wellen

Zwar ist der direkte Nachweis von Gravitationswellen aufgrund der winzigen Auslenkungen äußerst schwierig, aber ein indirekter Nachweis ist bereits gelungen. Im Jahre 1974 wurde der Pulsar PSR 1913+16 entdeckt. Bei ihm handelt es sich um einen Doppelneutronenstern. Einer der beiden Neutronensterne ist nicht sichtbar, der andere rotiert mit 59 ms um seine eigene Achse und gibt dabei exakte, jetförmige Radio-Pulse ab, die glücklicherweise auf die Erde gerichtet sind. Bei der Umkreisung um den gemeinsamen Schwerpunkt erfahren die Pulse eine Dopplerverschiebung. Aus dieser Verschiebung konnte ein Großteil der Daten der Bahngeometrie gewonnen werden, vor allem die Dauer eines Orbits: etwa 7 h 45 min, was einem Orbit-Durchmesser von etwa einem Sonnen-

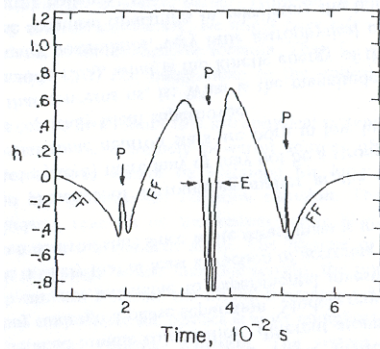


Abbildung 4: Kollaps zum Neutronenstern

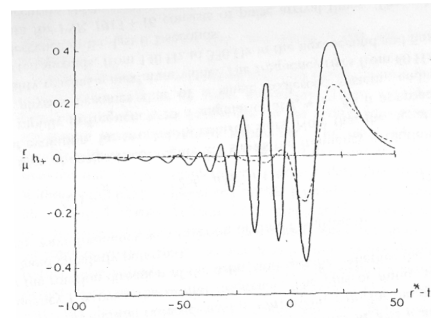


Abbildung 5: Kollision von Neutronenstern mit Schwarzem Loch

radius entspricht. Die Beschleunigungen, die in diesem System wirken, sind daher enorm.

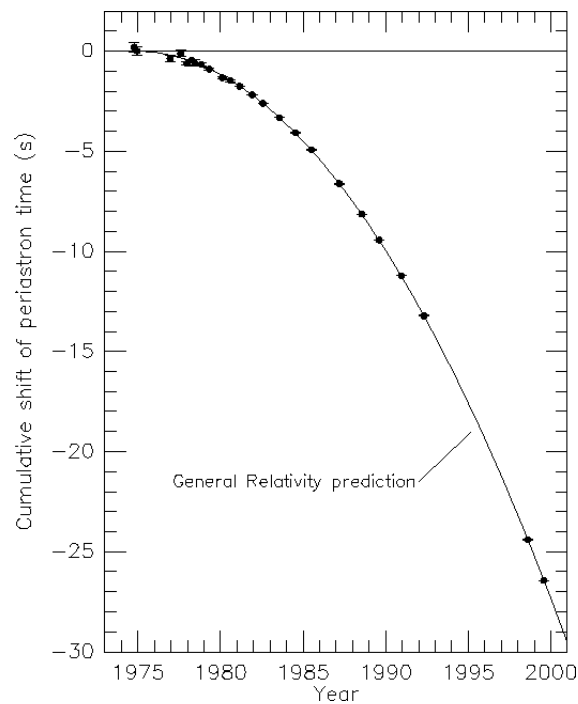


Abbildung 6: Abnahme der Umlaufdauer von PSR 1913+16

Seit der Entdeckung 1974 hat man den Pulsar sehr genau beobachtet und festgestellt, dass sich die Periode des Umlaufs vermindert! Dafür hat man keine andere Erklärung gefunden als die Abstrahlung von Gravitationswellen. Die Messungen können mit großer Präzision durchgeführt werden, weshalb man die Voraussagen der Relativitätstheorie in diesem Fall mit weniger als 0,5 % Ungenauigkeit verifizieren konnte. Abb. 6 (entnommen aus [7]) zeigt die experimentell aufgenommenen Daten im Vergleich mit dem

von der Theorie vorhergesagten Verlauf (durchgezogene Linie). Die Übereinstimmung ist beeindruckend genau.

4 Aktuelle Forschung: Detektoren

4.1 Resonanzdetektoren

Bereits Anfang der 1960er begann Weber, experimentelle Möglichkeiten zur Detektion von Gravitationswellen zu erdenken. Er versuchte, die Wellen nachzuweisen, indem er geeignete Objekte konstruierte, die Eigenschwingfrequenzen besaßen, welche mit Frequenzen von Gravitationswellen übereinstimmten. Die Wellen sollten den Körper bei geeigneter Anregung dann in Resonanz versetzen. Webers Resonatoren sind Zylinder aus Aluminium mit einem Gewicht von 1,5 t.

Die erfolgreiche Messung einer Welle ist natürlich mit erheblichen Schwierigkeiten verbunden: Zum einen müssen die Resonatoren gegen jegliche Erschütterung bestmöglich abgesichert sein, um die winzigen Schwingungen einer Welle zu erfassen. Zum anderen sind nur Wellen detektierbar, deren Frequenz mit der Grund- oder einer Oberschwingung des Resonators übereinstimmen. Da Gravitationswellen kontinuierlich über ein Spektrum von ca. 10^{-4} bis 10^4 verteilt sind, ist die Wahrscheinlichkeit, eine gerade passende Welle zu detektieren, entsprechend gering. Aus diesen Gründen sind Resonanzdetektoren bislang erfolglos geblieben. Man hat die Forschung an ihnen jedoch nicht aufgegeben. Eine neue Generation soll kugelförmig und heliumgekühlt sein, um so besser gegen störende Einflüsse geschützt zu sein.

4.2 Interferometer

Im Jahre 1970 kam von R. Weiss, K. Thorne und anderen dann ein neuer Vorschlag, wie Gravitationswellen zu detektieren seien: Die relativen Abstandsänderungen, die beim Durchzug einer Welle auftreten, müssten bei ausreichender Genauigkeit mit einem Interferometer messbar sein. Wie beim Michelson-Interferometer braucht man zwei rechtwinklig zueinander stehende Arme, in die aus einer gemeinsamen Quelle kohärentes Licht gesendet wird. Am Ende eines jeden Armes wird das Licht dann reflektiert und wieder mit dem anderen Strahl zusammengeführt. Dabei bildet sich durch Interferenz ein konstantes Interferenzbild. Variiert nun die Länge eines Armes, so ist dies an einer Änderung des Interferenzmusters erkennbar.

Die Schwierigkeiten sind hier in einer Hinsicht ähnlich denen bei Resonanzdetektoren: Die Versuchsanordnung muss extrem gut gedämpft und gegen äußere Einflüsse geschützt sein. Selbst kleinste Erschütterungen würden eine Änderung des Interferenzmusters bewirken. Diese Störungen von den gesuchten Längenänderungen durch Gravitationswellen zu unterscheiden, ist die große Herausforderung: Selbst bei astronomischen Ereignissen mit der maximal denkbaren, innerhalb eines Augenblicks abgegebenen Energie wären die relativen Längenänderungen nur von der Größenordnung 10^{-18} . Dies entspricht einer Genauigkeit, als ob man den Abstand Erde-Sonne auf wenige Atomdurchmesser genau bestimmen würde. Die typischen relativen Längenänderungen sind sogar noch kleiner;

sie liegen bei 10^{-21} .

Name	Virgo	Ligo	Tama	Geo600
Land	Italien	USA	Japan	Deutschland
Armlänge	3 km	4 km	300 m	600 m

Tabelle 1: Die existierenden Gravitationswellen-Interferometer

Um sicher sein zu können, dass eine beobachtete Änderung des Interferenzmusters tatsächlich eine Gravitationswelle war, wird verlangt, dass die verschiedenen auf der Erde existierenden Gravitationswellen-Interferometer (siehe Tabelle 1) in Koinzidenz ansprechen — natürlich abzüglich der Laufzeit der Welle zwischen den einzelnen Detektoren. Seit etwa einem Jahr haben diese Detektoren weltweit den Betrieb aufgenommen. Die nötige Genauigkeit ist erreicht und die Apparaturen sind fertig konstruiert worden. Innerhalb der nächsten Jahre ist mit ersten Ergebnissen zu rechnen.

Die verschiedenen Detektoren weisen große Unterschiede hinsichtlich der verwendeten Technik auf. Zwar ist prinzipiell die relative Längenänderung bei großen Abständen besser zu messen, jedoch lassen sich die Nachteile kleinerer Armlängen mit entsprechenden Gegenmaßnahmen kompensieren. Eine im Geo600 verwendete Technik ist die Strahlfaltung: Der Lichtstrahl wird dabei innerhalb eines Interferometerarmes mehrmals hin und her reflektiert, wodurch die tatsächlich vom Licht durchlaufene Strecke um ein Vielfaches vergrößert wird. Ein anderer Trick ist das „Signal-Recycling“: Dabei wird das Ausgangssignal massiv verstärkt. Im Normalfall interferieren die beiden Strahlen bei dieser Technik jedoch destruktiv, weshalb selbst winzige Längenänderungen zu sofort sichtbaren Resultaten und damit großer Genauigkeit führen.

Frequenzen unterhalb von 1 Hz sind auf der Erde jedoch in keinem Fall detektierbar: Dafür werden größere Armlängen benötigt, denn Wellen von beispielsweise 0,1 Hz haben Wellenlängen von 10^9 m, was in den Interferometer-Armen zu nicht mehr bemerkbaren relativen Längenänderungen führt. Für Frequenzen unter 1 Hz werden die Störeinflüsse der Umwelt zu stark. Um diese Problematik zu umgehen, wurde das Projekt LISA ins Leben gerufen.

4.3 LISA

LISA steht für „Light Interferometer Space Antenna“. Es handelt sich dabei um ein Interferometer gigantischen Ausmaßes: Es besteht aus drei Raumschiffen, die ein gleichseitiges Dreieck bilden mit einer Seitenlänge von $5 \cdot 10^6$ km. Dieses Dreieck folgt der Erde auf ihrem Orbit um die Sonne 20° nach und ist mit 60° gegen die Ekliptik geneigt. Der Start ist für 2011 angesetzt, 2012 sollen die Raumschiffe dann in Position sein, um den Betrieb aufnehmen zu können. Bis dahin sind kleinere, vorbereitende Missionen geplant. Das Projekt wird von ESA und NASA gemeinsam durchgeführt, was die Bedeutsamkeit unterstreicht, da die beiden Raumfahrtagenturen sich aus politischen Gründen normalerweise eher als Konkurrenten betrachten. Die beeindruckenden technischen Daten legen

nahe, dass eine Kooperation für dieses Projekt notwendig ist:

In jedem der drei baugleichen, scheibenförmigen Raumschiffe von knapp zwei Metern Durchmesser sind zwei Teleskope mit einem Winkel von 60° zueinander installiert, die so jeweils auf eines der anderen Schiffe gerichtet sind. In den Teleskopen schwebt jeweils eine Testmasse frei: ein Würfel mit einer Kantenlänge von 4 cm aus einer Gold-Platin-Legierung. Dieser dient als Rezeptor für das ankommende Lasersignal aus dem anderen Raumschiff. Die Testmasse ist frei schwebend, ohne Kontakt zu den Außenwänden. Der Abstand des Würfels zu den Außenwänden wird ständig kontrolliert und von einem Ionenantrieb, der auf Mikronewton genau ist, gehalten, so dass der freie Flug der Testmassen nicht behindert wird.

Ein ankommendes Lichtsignal kann, anders als bei gewöhnlichen Interferometern, nicht einfach reflektiert werden, da das Signal schon nach Durchqueren nur eines Weges durch die unvermeidliche Divergenz des Strahls auf nur 10^{-12} Watt abgeschwächt wird. Deshalb wird ein phasengleiches Signal frisch emittiert. Das dabei verwendete Licht ist kein optisches, wie üblich, sondern infrarot, um Energie zu sparen.

Die enormen Dimensionen und technischen Tricks bedeuten eine große Genauigkeit gegenüber den erdgebundenen Interferometern: Es sind relative Längenänderungen von bis zu 10^{-23} messbar. Dadurch und durch die Störungslosigkeit im All kann LISA Frequenzen im Bereich von 10^{-4} bis 10^{-1} Hz detektieren. Damit tritt sie nicht in Konkurrenz zu den erdgebundenen Detektoren (die ja erst ab 1 Hz aufwärts messen können), sondern bildet eine Ergänzung zu diesen.

Es gibt zwei hoffnungsvolle stellare Ziele für die von LISA detektierbaren Frequenzen. Das eine sind Massive Schwarze Löcher mit Massen von 10^6 bis 10^8 Sonnenmassen. Diese sollten durch das Verschlucken großer Sterne von Zeit zu Zeit enorme Energie-Booster aussenden. Das zweite Ziel sind galaktische Binärsysteme. Von diesen gibt es sehr viele, so dass man davon sehr kontinuierliche Signale empfangen sollte. Da LISA im Laufe eines Jahres aufgrund der Neigung zur Ekliptik ihre relative Position zum Sternhimmel ändert (s. Abb. 7, entnommen von [6]), sollte sich durch die so auftretende Dopplerverschiebung der regelmäßigen Quellen die Position der Quellen bestimmen lassen: Mit einer einmaligen Messung lässt sich nicht entscheiden, aus welcher Richtung ein Puls kam. Die Messung der gleichen Quelle ein halbes Jahr später lässt dann erst den Schluss auf die Position der Quelle zu, da das Interferometer aufgrund seiner geänderten Position dann eine andere Auslenkung erfährt.

Die Astronomen erhoffen sich von den Detektoren vor allem eine neue Informationsquelle für den Blick ins Universum, welche die höchst-energetischen Ereignisse sichtbar machen sollte.

Die Physiker erhoffen sich hingegen eine Bestätigung der inzwischen allgemein akzeptierten Auffassung von Zeit und Raum. Denn um nicht weniger geht es hierbei: Sollten die Detektoren wie geplant arbeiten, aber nicht die gewünschten Ergebnisse liefern, käme dies einer Katastrophe gleich, die Relativitätstheorie wäre in ihrer jetzigen Form nicht mehr gültig (was vor allem *Star Trek*-Fans freuen würde). Das ist nach unserem heuti-

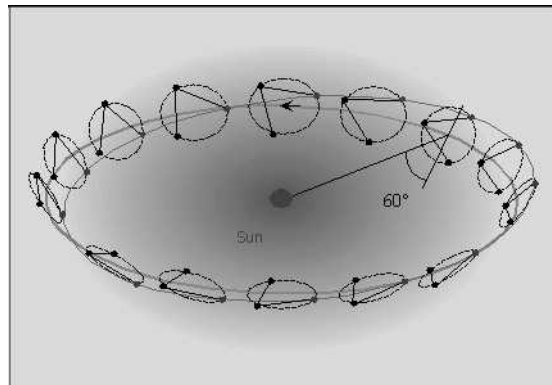


Abbildung 7: Drehung von LISA im Jahresverlauf

gen Kenntnisstand zwar nicht wahrscheinlich, dennoch sind die nächsten Jahre mit ein wenig bangem Warten gefüllt.

Literatur

- [1] R. Hakim, *An Introduction to Relativistic Gravitation*, Cambridge University Press, Cambridge 1999
- [2] D. Blair, *The Detection of Gravitational Waves*, Cambridge University Press, Cambridge 1991
- [3] C. Misner/K. Thorne/J. Wheeler, *Gravitation*, W. H. Freeman and Company, New York 1973
- [4] J. Wheeler, *Gravitation und Raumzeit*, Spektrum der Wissenschaft, Heidelberg 1991
- [5] S. Weinberg, *Gravitation und Cosmology*, John Wiley & Sons, Inc., 1972
- [6] ESA-Homepage des LISA-Projekts:
<http://sci.esa.int/science-e/www/object/index.cfm?fobjectid=31421>
- [7] D. Lorimer, C. Salter, K. Xilouris: Radio Astronomy Highlights
www.naic.edu/newslet/no26/astro26.pdf