

Fyzika jako dobrodružství poznání  
mimořádná přednáška 25. 2. 2016



# Přímá detekce gravitačních vln

historické souvislosti i detaily ohlášeného objevu

Jiří Podolský, Jiří Bičák, Jiří Langer, Tomáš Ledvinka, David Heyrovský  
a další z

Centra Alberta Einsteina pro gravitaci a astrofyziku

GA ČR projekt GB14-37086G

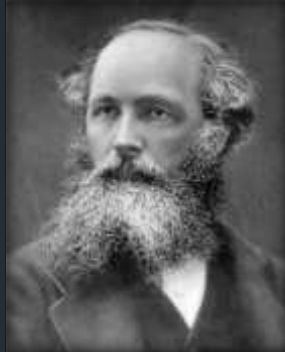
Ústav teoretické fyziky MFF  
Univerzita Karlova v Praze

# opravdu historická událost

teorie

experiment

elmag



24 let



telekomunikační  
revoluce

**James Clerk Maxwell** (1831–1879)  
1864 dynamická teorie elektromagnetického pole  
současně předpověď existence elektromagnetických vln

**Heinrich Rudolf Hertz** (1857–1894)  
1887–8 experimentální ověření

gravitace



100 let



nové možnosti  
studia vesmíru

**Albert Einstein** (1879–1955)  
1915 dynamická teorie gravitačního pole  
1916 předpověď existence gravitačních vln

**LIGO Scientific Collaboration  
& Virgo Collaboration**  
2016 experimentální ověření

# gravitace je deformace prostoročasu



• Newton

gravitační síla  $\vec{F}$

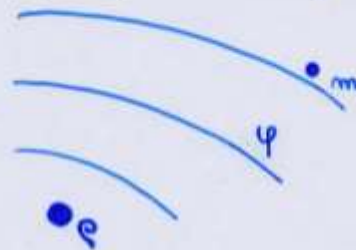
$$F = G \frac{mM}{r^2}$$



• Poisson

pole potenciálu  $\psi$

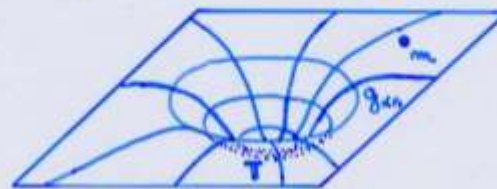
$$\Delta\psi = 4\pi G \rho$$



• Einstein

pole metriky  $g_{\alpha\beta}$

$$G_{\mu\nu}(g_{\alpha\beta}) = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}$$



1687

1812

1915

# Einsteinovy rovnice gravitačního pole

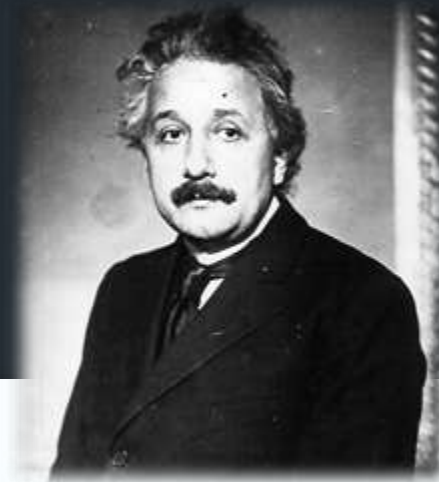
tenzor metriky      kosmologická konstanta      tenzor energie-hybnosti

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}R g_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}$$

geometrie      hmota

- hmota říká prostoročasu, jak se má zakřivit
- prostoročas naopak říká hmotě, jak se má pohybovat

# stručná historie vzniku obecné teorie relativity



1915

- 1905, Bern

Einstein si uvědomuje, že pojem "současnosti" závisí na vztažné soustavě a formuluje **speciální teorii relativity**, jedno z východisek celé moderní fyziky

- 1907, Bern

formuluje **princip ekvivalence**, podle kterého nelze rozlišit účinky homogenního gravitačního pole a důsledky urychlení vztažné soustavy, což mu umožní zobecnit princip relativity z inerciálních soustav i na soustavy neinerciální

- 1912, Praha

studuje **důsledky principu ekvivalence** (ohyb světelných paprsků, frekvenční posuv v gravitačním poli) a načrtává hlavní rysy nové teorie gravitace

- 1913, Curych

využívá matematických výsledků Gausse, Riemanna, Ricciho a Levi-Civity a formuluje **relativistickou teorii gravitace v jazyce diferenciální geometrie**

- 1915, Berlín

po velkém úsilí se vrací k curyšské (na souřadnicích nezávislé) verzi teorie a 25.11. prezentuje **finální podobu rovnic gravitačního pole** před Pruskou akademií věd

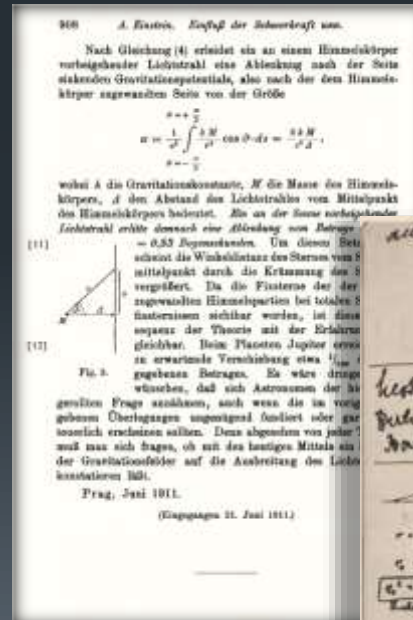


# Einstein v Praze a gravitace

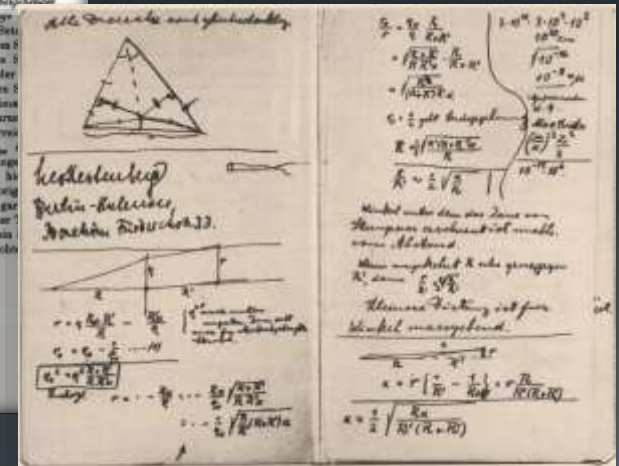
1911: článek „O vlivu gravitace na šíření světla“  
z lépe formulovaného principu ekvivalence odvodil  
gravitační rudý posuv a ohyb světelných paprsků:



měl pracovnu ve Viničné ulici



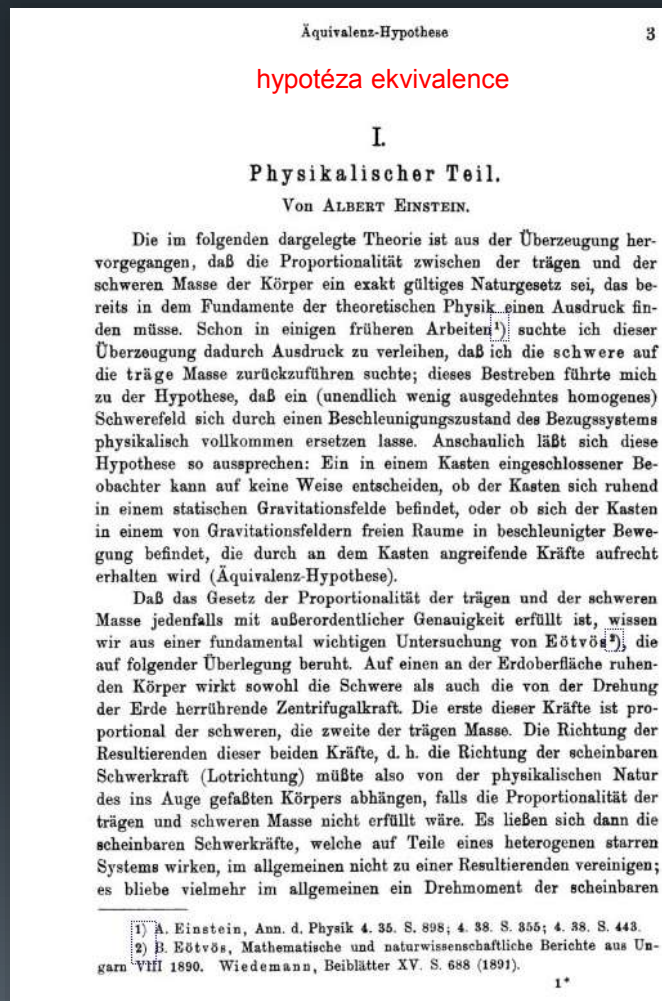
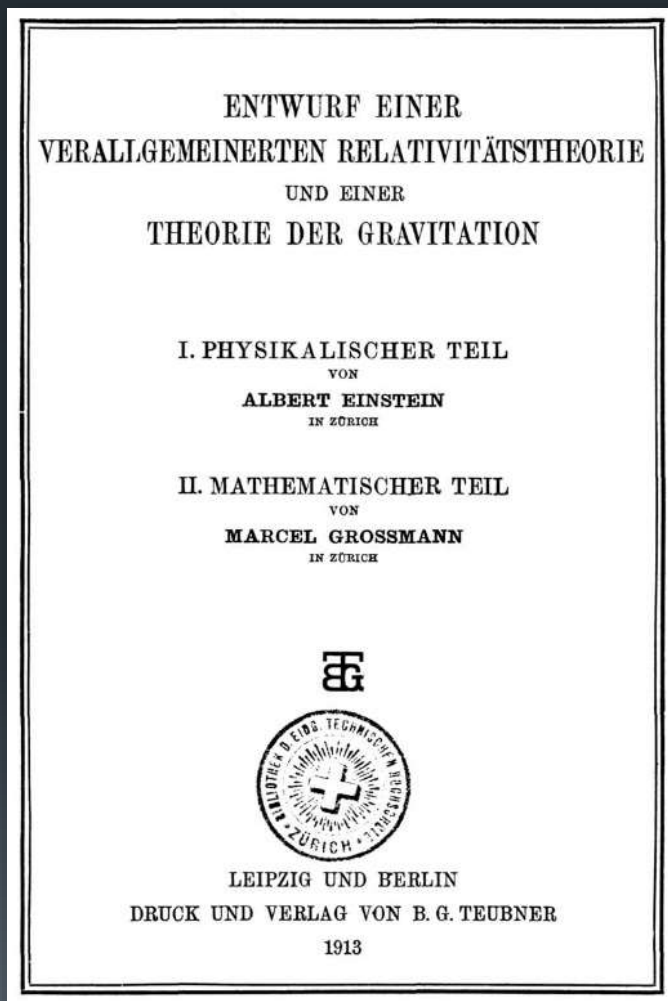
dvě strany z Einsteinova poznámkového bloku,  
v nichž počítal ohyb paprsků v gravitačním poli:



a pak další 4 články věnované gravitaci

# Einstein s Grossmannem v Curychu 1913

„Nástin zobecněné teorie relativity a teorie gravitace“



nakladatelství Teubner, Lipsko (1913) 36 stran

# Einstein a Grossmann 1913

fyzikální část od Alberta Einsteina

Wir gelangen so zu der Auffassung, daß im allgemeinen Falle das Gravitationsfeld durch zehn Raum-Zeit-Funktionen

metrický tenzor  
gravitačního pole

$$\begin{pmatrix} g_{11} & g_{12} & g_{13} & g_{14} \\ g_{21} & g_{22} & g_{23} & g_{24} \\ g_{31} & g_{32} & g_{33} & g_{34} \\ g_{41} & g_{42} & g_{43} & g_{44} \end{pmatrix} \quad (g_{\mu\nu} = g_{\nu\mu})$$

charakterisiert ist, welche sich im Falle der gewöhnlichen Relativitätstheorie auf

zobecnující  
Minkowského  
tenzor STR

$$\begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & +c^2 \end{pmatrix}$$

reduzieren, wobei  $c$  eine Konstante bedeutet. Dieselbe Art der Degeneration zeigt sich bei dem statischen Schwerfeld der vorhin betrachteten Art, nur daß bei diesem  $g_{44} = c^2$  eine Funktion von  $x_1, x_2, x_3$  ist.

Die Hamiltonsche Funktion  $H$  hat daher im allgemeinen Fall den Wert

$$(5) \quad H = -m \frac{ds}{dt} = -m \sqrt{g_{11} \dot{x}_1^2 + \dots + 2g_{12} \dot{x}_1 \dot{x}_2 + \dots + 2g_{14} \dot{x}_1 + \dots + g_{44}}$$

Die zugehörigen Lagrangeschen Gleichungen

$$(6) \quad \frac{d}{dt} \left( \frac{\partial H}{\partial \dot{x}} \right) - \frac{\partial H}{\partial x} = 0$$

ergeben sofort den Ausdruck für den Impuls  $J$  des Punktes und für die vom Schwerfeld auf ihn ausgeübte Kraft  $\mathfrak{K}$ :

$$(7) \quad J_x = -m \frac{g_{11} \dot{x}_1 + g_{12} \dot{x}_2 + g_{13} \dot{x}_3 + g_{14}}{\frac{ds}{dt}} = -m \frac{g_{11} dx_1 + g_{12} dx_2 + g_{13} dx_3 + g_{14} ds}{ds}$$

$$(8) \quad \mathfrak{K}_x = -\frac{1}{2} m \frac{\sum_{\mu\nu} \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x_1} dx_\mu dx_\nu}{ds \cdot dt} = -\frac{1}{2} m \cdot \sum_{\mu\nu} \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x_1} \cdot \frac{dx_\mu}{ds} \cdot \frac{dx_\nu}{dt}$$

Ferner ergibt sich für die Energie  $E$  des Punktes

$$(9) \quad -E = -\left( \dot{x} \frac{\partial H}{\partial \dot{x}} + \dots \right) + H = -m \left( g_{41} \frac{dx_1}{ds} + g_{42} \frac{dx_2}{ds} + g_{43} \frac{dx_3}{ds} + g_{44} \frac{ds}{ds} \right)$$

Im Falle der gewöhnlichen Relativitätstheorie sind nur lineare orthogonale Substitutionen zulässig. Es wird sich zeigen, daß wir für die Einwirkung des Schwerfeldes auf die materiellen Vorgänge Gleichungen aufzustellen vermögen, die beliebigen Substitutionen gegenüber sich kovariant verhalten.

Den Tensor  $\Theta_{\mu\nu}$  nennen wir den (kontravarianten) Spannungs-Energetensor der materiellen Strömung. Der Gleichung (10) schreiben wir einen Gültigkeitsbereich zu, der über den speziellen Fall der Strömung inkohärenter Massen weit hinausgeht. Die Gleichung stellt allgemein die Energiebilanz zwischen dem Gravitationsfelde und einem beliebigen materiellen Vorgang dar; nur ist für  $\Theta_{\mu\nu}$  der dem jeweiligen betrachteten materiellen System entsprechende Spannungs-Energetensor einzusetzen. Die erste Summe in der Gleichung enthält die örtlichen Ableitungen der Spannungen bzw. Energiestromdichte und die zeitlichen Ableitungen der Impuls- bzw. Energiedichte; die zweite Summe ist ein Ausdruck für die Wirkungen, welche vom Schwerfeld auf den materiellen Vorgang übertragen werden.

## § 5. Die Differentialgleichungen des Gravitationsfeldes.

Nachdem wir die Impuls-Energiegleichung für die materiellen Vorgänge (mechanische, elektrische und andere Vorgänge) mit bezug auf das Gravitationsfeld aufgestellt haben, bleibt uns noch folgendes anzugeben. Es sei der Tensor  $\Theta_{\mu\nu}$  für den materiellen Vorgang gegeben. Welches sind die Differentialgleichungen, welche die Größen  $g_{\mu\nu}$  des Schwerfeldes zu bestimmen gestatten? Wir suchen mit diesen Worten die Verallgemeinerung der Poissonschen Gleichung

$$\Delta\varphi = 4\pi k\rho.$$

Zur Lösung dieser Aufgabe haben wir keine so vollkommen läufige Methode gefunden, wie für die Lösung des vorhin behandelten Problems. Es war nötig, einige Annahmen einzuführen, deren Richtigkeit zwar plausibel erscheint, aber doch nicht evident ist.

Die gesuchte Verallgemeinerung wird wohl von der Form sein

$$(11) \quad \kappa \cdot \Theta_{\mu\nu} = \Gamma_{\mu\nu},$$

wo  $\kappa$  eine Konstante,  $\Gamma_{\mu\nu}$  ein kontravarianter Tensor zweiten Ranges ist, der durch Differentialoperationen aus dem Fundamentaltensor  $g_{\mu\nu}$  hervorgeht. Dem Newton-Poissonschen Gesetz entsprechend wird man geneigt sein zu fordern, daß diese Gleichungen (11) zweiter Ordnung sein sollen. Es muß aber hervorgehoben werden, daß es sich als unmöglich erweist, unter dieser Voraussetzung einen Differentialausdruck  $\Gamma_{\mu\nu}$  zu finden, der eine Verallgemeinerung von  $\Delta\varphi$  ist, und sich beliebigen Transformationen gegenüber als Tensor erweist.<sup>1)</sup> A priori kann allerdings nicht in Abrede gestellt werden, daß die endgültigen, genauen Gleichungen der Gravitation von höherer als zweiter Ordnung sein könnten. Es besteht daher immer noch die Möglichkeit, daß die

<sup>1)</sup> Vgl. II. Teil, § 4, Nr. 2.

gleichung der Poisson  
 $\Delta\varphi = 4\pi k\rho.$

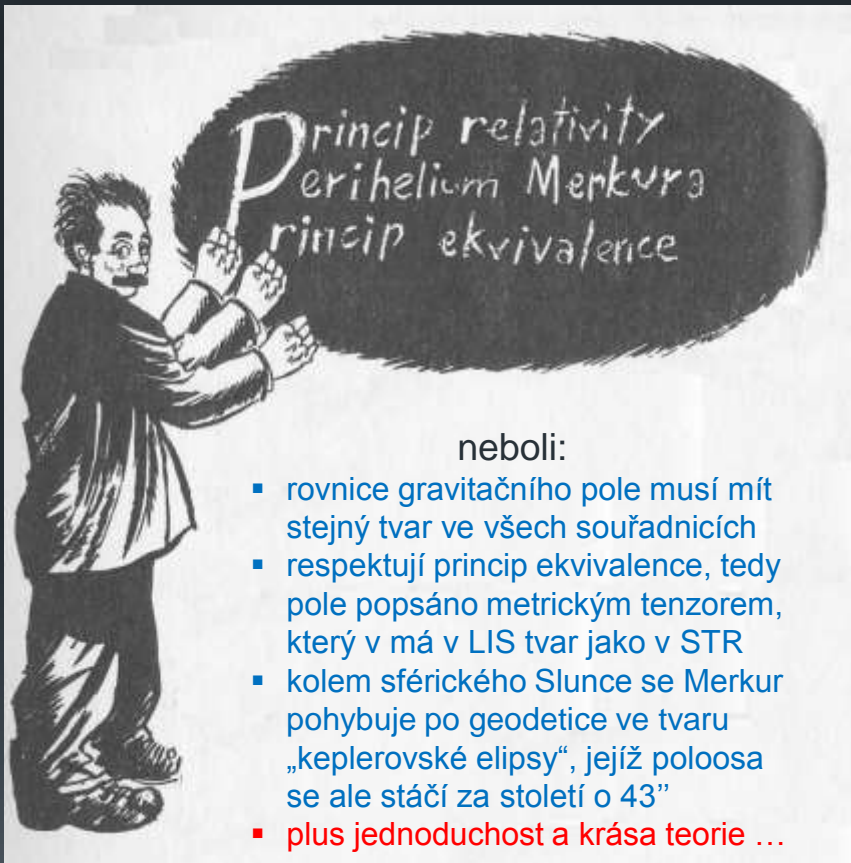
Poissonova rovnice  
newtonovského  
gravitačního pole:

snaha o její zobecnění  
do tenzorové podoby  
pro dynamické pole:  
velmi obtížný úkol



# Einsteinovo hledání správných rovnic pole

jako vodítko Einstein použil „3P“:



byla to však mnohaletá cesta

plná odboček a přešlapů:

vše do sebe začíná rychle zapadat až

v **Berlíně** v **listopadu 1915**:

4 zprávy předložené Pruské akademii věd během 4 týdnů:

- 4. 11. návrat k obecné kovarianci polních rovnic, ale jen vůči unimodulárním transformacím; pro slabá pole se rovnice redukuje na Poissonovu (tedy newtonovská limita)
- 11. 11. krok zpět: požaduje navíc  $\det g_{\mu\nu} = -1$ , což splňuje pouze hmota s  $T^\mu{}_\mu = 0$
- 18. 11. informuje, že spočítal novou hodnotu ohybu paprsků u Slunce 1,7” místo 0,85” a že stáčení perihelia Merkura je právě 43”: vyřešení 60 let starého problému!
- 25. 11. finální podoba rovnic gravitačního pole

teorie dokončena v celé své tenzorové kráse

# finální podoba rovnic gravitačního pole: Einstein 25. 11. 1915

<http://einsteinpapers.press.princeton.edu/vol6-doc/272>  
<http://einsteinpapers.press.princeton.edu/vol6-trans/129>

průspěvek „Rovnice gravitačního pole“

prezentován 25. 11. 1915, vyšel 2. 12. 1915

844 Sitzung der physikalisch-mathematischen Klasse vom 25. November 1915

## Die Feldgleichungen der Gravitation.

VON A. EINSTEIN.

In zwei vor kurzem erschienenen Mitteilungen<sup>1</sup> habe ich gezeigt, wie man zu Feldgleichungen der Gravitation gelangen kann, die dem Postulat allgemeiner Relativität entsprechen, d. h. die in ihrer allgemeinen Fassung beliebigen Substitutionen der Raumzeitvariablen gegenüber kovariant sind.

Der Entwicklungsgang war dabei folgender. Zunächst faul ich Gleichungen, welche die NEWTONSCHE Theorie als Näherung enthalten und beliebigen Substitutionen von der Determinante 1 gegenüber kovariant waren. Hierauf fand ich, daß diesen Gleichungen allgemein kovariante entsprechen, falls der Skalar des Energietensors der »Materie« verschwindet. Das Koordinatensystem war dann nach der einfachen Regel zu spezialisieren, daß  $\sqrt{-g}$  zu 1 gemacht wird, wodurch die Gleichungen der Theorie eine eminente Vereinfachung erfahren. Dabei mußte aber, wie erwähnt, die Hypothese eingeführt werden, daß der Skalar des Energietensors der Materie verschwinde.

Neuerdings finde ich nun, daß man ohne Hypothese über den Energietensor der Materie auskommen kann, wenn man den Energietensor der Materie in etwas anderer Weise in die Feldgleichungen einsetzt, als dies in meinen beiden früheren Mitteilungen geschehen ist. Die Feldgleichungen für das Vakuum, auf welche ich die Erklärung der Perihelbewegung des Merkur gegründet habe, bleiben von dieser Modifikation unberührt. Ich gebe hier nochmals die ganze Betrachtung, damit der Leser nicht genötigt ist, die früheren Mitteilungen unausgesetzt heranzuziehen.

Aus der bekannten RIEMANNSCHEM Kovariante vierten Ranges leitet man folgende Kovariante zweiten Ranges ab:

$$G_{im} = R_{im} + S_{im} \quad (1)$$

$$R_{im} = -\sum_l \frac{\partial}{\partial x_l} \left\{ \begin{matrix} im \\ l \end{matrix} \right\} + \sum_l \left\{ \begin{matrix} il \\ \rho \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} m\rho \\ l \end{matrix} \right\} \quad (1a)$$

$$S_{im} = \sum_l \frac{\partial}{\partial x_m} \left\{ \begin{matrix} il \\ l \end{matrix} \right\} - \sum_l \left\{ \begin{matrix} im \\ \rho \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \rho l \\ l \end{matrix} \right\} \quad (1b)$$

<sup>1</sup> Sitzungsber. XLIV, S. 778 und XLVI, S. 799, 1915.

ENERGIE: Die Feldgleichungen der Gravitation 845

Die allgemein kovarianten zehn Gleichungen des Gravitationsfeldes in Räumen, in denen »Materie« fehlt, erhalten wir, indem wir ansetzen

$$\text{Ricciho tenzor} \quad G_{im} = 0. \quad (2)$$

ve vakuu

Diese Gleichungen lassen sich einfacher gestalten, wenn man das Bezugssystem so wählt, daß  $\sqrt{-g} = 1$  ist. Dann verschwindet  $S_{im}$  wegen (1b), so daß man statt (2) erhält

$$R_{im} = \sum_l \frac{\partial \Gamma_{im}^l}{\partial x_l} + \sum_l \Gamma_{il}^l \Gamma_{im}^l = 0 \quad (3)$$

$$\sqrt{-g} = 1. \quad (3a)$$

Dabei ist

$$\Gamma_{im}^l = -\left\{ \begin{matrix} im \\ l \end{matrix} \right\} \quad (4)$$

gesetzt, welche Größen wir als die »Komponenten« des Gravitationsfeldes bezeichnen.

Ist in dem betrachteten Raume »Materie« vorhanden, so tritt deren Energietensor auf der rechten Seite von (2) bzw. (3) auf. Wir setzen

$$G_{im} = -\kappa \left( T_{im} - \frac{1}{2} g_{im} T \right), \quad (2a)$$

obecně s hmotou

wobei

$$\sum_l g^{lr} T_{lr} = \sum_l T_r^r = T \quad (5)$$

gesetzt ist;  $T$  ist der Skalar des Energietensors der »Materie«, die rechte Seite von (2a) ein Tensor. Spezialisieren wir wieder das Koordinatensystem in der gewohnten Weise, so erhalten wir an Stelle von (2a) die äquivalenten Gleichungen

$$R_{im} = \sum_l \frac{\partial \Gamma_{im}^l}{\partial x_l} + \sum_l \Gamma_{il}^l \Gamma_{im}^l = -\kappa \left( T_{im} - \frac{1}{2} g_{im} T \right) \quad (6)$$

$$\sqrt{-g} = 1. \quad (3a)$$

Wie stets nehmen wir an, daß die Divergenz des Energietensors der Materie im Sinne des allgemeinen Differentialkalküls verschwinde (Impulsenergiesatz). Bei der Spezialisierung der Koordinatenwahl gemäß (3a) kommt dies darauf hinaus, daß die  $T_{im}$  die Bedingungen

$$\sum_x \frac{\partial T_x^r}{\partial x_x} = -\frac{1}{2} \sum_{x'} \frac{\partial g^{x'x'}}{\partial x_x} T_{x'x'} \quad (7)$$

oder

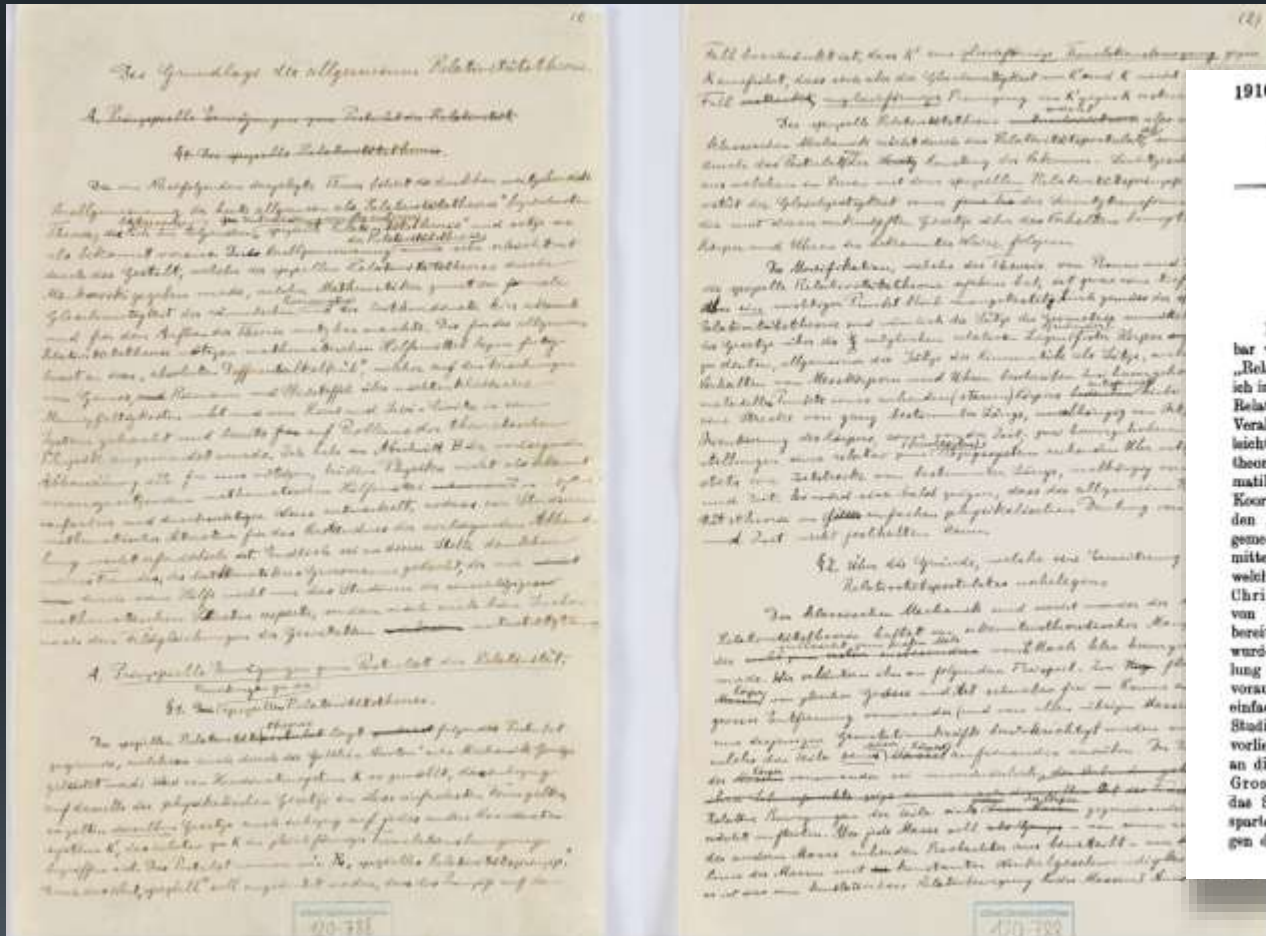
$$\sum_x \frac{\partial T_x^r}{\partial x_x} = -\sum_{x'} \Gamma_{x'x'}^r T_{x'x'} \quad (7a)$$

erfüllen sollen.

pouhé 3½ strany

# Einsteinovy „Základy obecné teorie relativity“ z roku 1916

<http://einsteinpapers.press.princeton.edu/vol6-doc/311>  
<http://einsteinpapers.press.princeton.edu/vol6-trans/158>  
<http://alberteinstein.info/vufind1/Record/EAR000000025>



rukopis

zdroj: Albert Einstein Archives, The Hebrew University, Jerusalem

článek, 46 stran

Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie, *Annalen der Physik* 49 (1916) 769-822 došlo 20. 3., vyšlo 11. 5. 1916



# Einstein a gravitační vlny: 1916

předloženo 22. června

## Aproximativní integrace rovnic gravitačního pole

688 Sitzung der physikalisch-mathematischen Klasse vom 22. Juni 1916

### Näherungsweise Integration der Feldgleichungen der Gravitation.

VON A. EINSTEIN.

Bei der Behandlung der meisten speziellen (nicht prinzipiellen) Probleme auf dem Gebiete der Gravitationstheorie kann man sich damit begnügen, die  $g_{\mu\nu}$  in erster Näherung zu berechnen. Dabei bedient man sich mit Vorteil der imaginären Zeitvariable  $x_4 = it$  aus denselben Gründen wie in der speziellen Relativitätstheorie. Unter „erster Näherung“ ist dabei verstanden, daß die durch die Gleichung

$$g_{\mu\nu} = -\delta_{\mu\nu} + \gamma_{\mu\nu} \quad (1)$$

definierten Größen  $\gamma_{\mu\nu}$ , welche linearen orthogonalen Transformationen gegenüber Tensorcharakter besitzen, gegen 1 als kleine Größen behandelt werden können, deren Quadrate und Produkte gegen die ersten Potenzen vernachlässigt werden dürfen. Dabei ist  $\delta_{\mu\nu} = 1$  bzw.  $\delta_{\mu\nu} = 0$ , je nachdem  $\mu = \nu$  oder  $\mu \neq \nu$ .

Wir werden zeigen, daß diese  $\gamma_{\mu\nu}$  in analoger Weise berechnet werden können wie die retardierten Potentiale der Elektrodynamik. Daraus folgt dann zunächst, daß sich die Gravitationsfelder mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten. Wir werden im Anschluß an diese allgemeine Lösung die Gravitationswellen und deren Entstehungsweise untersuchen. Es hat sich gezeigt, daß die von mir vorgeschlagene Wahl des Bezugssystems gemäß der Bedingung  $g = |g_{\mu\nu}| = -1$  für die Berechnung der Felder in erster Näherung nicht vorteilhaft ist. Ich wurde hierauf aufmerksam durch eine briefliche Mitteilung des

[1] Astronomen DE SITTER, der fand, daß man durch eine andere Wahl des Bezugssystems zu einem einfacheren Ausdruck des Gravitationsfeldes eines ruhenden Massenpunktes gelangen kann, als ich ihn früher gegeben hatte. Ich stütze mich daher im folgenden auf die allgemein invarianten Feldgleichungen.

[2] <sup>1</sup> Sitzungsber. XLVII, 1915, S. 833.

Einstrich: Näherungsweise Integration der Feldgleichungen der Gravitation 689

### § 1. Integration der Näherungsgleichungen des Gravitationsfeldes.

Die Feldgleichungen lauten in ihrer kovarianten Form [3]

$$\left. \begin{aligned} R_{\mu\nu} + S_{\mu\nu} &= -\kappa \left( T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T \right) \\ R_{\mu\nu} &= -\sum_{\alpha} \frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} \left\{ \begin{matrix} \mu\nu \\ \alpha \end{matrix} \right\} + \sum_{\beta} \left\{ \begin{matrix} \mu\alpha \\ \beta \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \nu\beta \\ \alpha \end{matrix} \right\} \\ S_{\mu\nu} &= \frac{\partial \log \sqrt{g}}{\partial x_{\mu} \partial x_{\nu}} - \sum_{\alpha} \left\{ \begin{matrix} \mu\nu \\ \alpha \end{matrix} \right\} \frac{\partial \log \sqrt{g}}{\partial x_{\alpha}} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Dabei bedeuten die geschweiften Klammern die bekannten CHRISTOFFEL'schen Symbole,  $T_{\mu\nu}$  den kovarianten Energietensor der Materie,  $T$  den zugehörigen Skalar. Die Gleichungen (1) liefern in der uns interessierenden Näherung die durch Entwickeln unmittelbar folgenden Gleichungen

$$\sum_{\alpha} \frac{\partial^2 \gamma_{\mu\nu}}{\partial x_{\alpha} \partial x_{\alpha}} + \sum_{\alpha} \frac{\partial^2 \gamma_{\mu\alpha}}{\partial x_{\alpha} \partial x_{\nu}} - \sum_{\alpha} \frac{\partial^2 \gamma_{\alpha\nu}}{\partial x_{\alpha}^2} - \frac{\partial^2}{\partial x_{\mu} \partial x_{\nu}} \left( \sum_{\alpha} \gamma_{\alpha\alpha} \right) = -2\kappa \left( T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \delta_{\mu\nu} \sum_{\alpha} T_{\alpha\alpha} \right). \quad (2)$$

Das letzte Glied der linken Seite stammt von der Größe  $S_{\mu\nu}$ , die bei der von mir bevorzugten Koordinatenwahl verschwindet. Die Gleichungen (2) lassen sich durch den Ansatz

$$\gamma_{\mu\nu} = \gamma'_{\mu\nu} + \psi \delta_{\mu\nu} \quad (3)$$

lösen, wobei die  $\gamma'_{\mu\nu}$  der zusätzlichen Bedingung

$$\sum_{\alpha} \frac{\partial \gamma'_{\mu\alpha}}{\partial x_{\alpha}} = 0 \quad (4)$$

genügen. Durch Einsetzen von (3) in (2) erhält man an Stelle der linken Seite

$$-\sum_{\alpha} \frac{\partial^2 \gamma'_{\mu\nu}}{\partial x_{\alpha}^2} - \frac{\partial^2}{\partial x_{\mu} \partial x_{\nu}} \left( \sum_{\alpha} \gamma'_{\alpha\alpha} \right) + 2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_{\mu} \partial x_{\nu}} - \delta_{\mu\nu} \sum_{\alpha} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_{\alpha}^2} - 4 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_{\mu} \partial x_{\nu}}. \quad (4)$$

Der Beitrag des zweiten, dritten und fünften Gliedes verschwindet, wenn  $\psi$  gemäß der Gleichung

$$\sum_{\alpha} \gamma'_{\alpha\alpha} + 2\psi = 0 \quad (5)$$

gewählt wird, was wir festsetzen. Mit Rücksicht hierauf erhält man an Stelle von (2)



# vlnová rovnice pro slabé perturbace

detail třetí strany 690:

690 Sitzung der physikalisch-mathematischen Klasse vom 22. Juni 1916

$$\sum_{\alpha} \frac{\partial^2}{\partial x_{\alpha}^2} \left( \gamma'_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \delta_{\mu\nu} \sum_{\alpha} \gamma'_{\alpha\alpha} \right) = 2 \kappa \left( T'_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \delta_{\mu\nu} \sum_{\alpha} T'_{\alpha\alpha} \right)$$

oder

$$\sum_{\alpha} \frac{\partial^2}{\partial x_{\alpha}^2} \gamma'_{\mu\nu} = 2 \kappa T'_{\mu\nu}. \quad (6)$$

Es ist hierzu zu bemerken, daß Gleichung (6) mit der Gleichung (4) im Einklang ist. Denn es ist zunächst leicht zu zeigen, daß bei der von uns erstrebten Genauigkeit der Impulsenergiesatz für die Materie durch die Gleichung

dnešní zápis:

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \quad \Rightarrow \quad \text{pro } \gamma_{\mu\nu} \equiv h_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \eta_{\mu\nu} h \text{ platí } \quad \square \gamma_{\mu\nu} = -\frac{16\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}$$
$$|h_{\mu\nu}| \ll |\eta_{\mu\nu}|, \quad \gamma_{\mu\nu}{}^{,\nu} = 0$$

# „retardovaný“ integrál a rovinné gravitační vlny

na stejné straně 690 dole a na následující straně 691:

oder

$$\sum_{\nu} \frac{\partial^2}{\partial x_{\nu}^2} \gamma'_{\nu\sigma} = 2 \kappa T_{\nu\sigma}. \quad (6)$$

Es ist hierzu zu bemerken, daß Gleichung (6) mit der Gleichung (4) im Einklang ist. Denn es ist zunächst leicht zu zeigen, daß bei der von uns erstrebten Genauigkeit der Impulsenergiesatz für die Materie durch die Gleichung

$$\sum_{\nu} \frac{\partial T_{\nu\sigma}}{\partial x_{\nu}} = 0 \quad (7)$$

ausgedrückt ward. Führt man an (6) die Operation  $\sum_{\nu} \frac{\partial}{\partial x_{\nu}}$  aus, so verschwindet nicht nur vermöge (4) die linke Seite, sondern, wie es sein muß, vermöge (7) auch die rechte Seite von (6). Wir merken an, daß wegen (3) und (5) die Gleichungen

$$\gamma_{\nu\sigma} = \gamma'_{\nu\sigma} - \frac{1}{2} \delta_{\nu\sigma} \sum_{\alpha} \gamma'_{\alpha\alpha} \quad (8)$$

$$\gamma'_{\nu\sigma} = \gamma_{\nu\sigma} - \frac{1}{2} \delta_{\nu\sigma} \sum_{\alpha} \gamma_{\alpha\alpha} \quad (8a)$$

bestehen. Da sich die  $\gamma'_{\nu\sigma}$  nach Art der retardierten Potentiale berechnen lassen, so ist damit unsere Aufgabe gelöst. Es ist

$$\gamma'_{\nu\sigma} = -\frac{\kappa}{2\pi} \int \frac{T_{\nu\sigma}(x_0, y_0, z_0, t-r)}{r} dV_0. \quad (9)$$

Dabei sind mit  $x, y, z, t$  die reellen Koordinaten  $x_1, x_2, x_3, x_4$  bezeichnet, und zwar bezeichnen sie ohne Indizes die Koordinaten des Aufpunktes, mit dem Index  $\sigma$  diejenigen des Integrationselementes.  $dV_0$  ist das dreidimensionale Volumelement des Integrationsraumes  $r$

[5] der räumliche Abstand  $\sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}$ .

Für das Folgende bedürfen wir ferner der Energiekomponenten

$\gamma_{\nu\sigma}$  und  $\gamma'_{\nu\sigma}$  nicht beliebigen, sondern nur linearen, orthogonalen Substitutionen gegenüber Tensorcharakter besitzen.

## § 2. Ebene Gravitationswellen.

Aus den Gleichungen (6) und (9) folgt, daß sich Gravitationsfelder stets mit der Geschwindigkeit  $c$ , d. h. mit Lichtgeschwindigkeit, fortpflanzen. Ebene, nach der positiven  $x$ -Achse fortschreitende Gravitationswellen sind daher durch den Ansatz zu finden

$$\gamma'_{\nu\sigma} = \alpha_{\nu\sigma} f(x_1 + i x_4) = \alpha_{\nu\sigma} f(x-t). \quad (15)$$

Dabei sind die  $\alpha_{\nu\sigma}$  Konstante;  $f$  ist eine Funktion des Arguments  $x-t$ . Ist der betrachtete Raum frei von Materie, d. h. verschwinden die  $T_{\nu\sigma}$ , so sind die Gleichungen (6) durch diesen Ansatz erfüllt. Die Gleichungen (4) liefern zwischen den  $\alpha_{\nu\sigma}$  die Beziehungen

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{11} + i \alpha_{41} &= 0 \\ \alpha_{22} + i \alpha_{42} &= 0 \\ \alpha_{33} + i \alpha_{43} &= 0 \\ \alpha_{44} + i \alpha_{44} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Von den 10 Konstanten  $\alpha_{\nu\sigma}$  sind daher nur 6 frei wählbar. Wir

- šíření rychlostí světla
- transversalita

# Einstein 1918: „O gravitačních vlnách“

## Über Gravitationswellen.

VON A. EINSTEIN.

(Vorgelegt am 31. Januar 1918 [s. oben S. 79].)

shrnutí včetně diskuze vyzařování zdrojů a energie

Die wichtige Frage, wie die Ausbreitung der Gravitationsfelder erfolgt, ist schon vor anderthalb Jahren in einm. ...  
[2] Die Angelegenheit zurückkommen.

Wie damals beschränke ich mich auch  
[3] das betrachtete zeiträumliche Kontinuum sich  
nur sehr wenig unterscheidet. Um für alle

$$g_{\mu\nu} = -\delta_{\mu\nu} + \gamma_{\mu\nu}$$

setzen zu können, wählen wir, wie es in der  
theorie üblich ist, die Zeitvariable  $x_4$  rein in

$$x_4 = it$$

setzen, wobei  $t$  die »Lichtzeit« bedeutet. In (1)  
je nachdem  $\mu = \nu$  oder  $\mu \neq \nu$  ist. Die  $\gamma_{\mu\nu}$  sind  
welche die Abweichung des Kontinuums von  
sie bilden einen Tensor vom zweiten Range g  
formationen.

§ 1. Lösung der Näherungsgleichung  
feldes durch retardierte Po

Wir gehen aus von den für ein belie  
gültigen<sup>2</sup> Feldgleichungen

$$-\sum_{\alpha} \frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} \left\{ \frac{\mu\nu}{x} \right\} + \sum_{\alpha} \frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} \left\{ \frac{\mu\alpha}{x} \right\} + \sum_{\alpha} \left\{ \frac{\mu\alpha}{\beta} \right\} \left\{ \frac{\beta}{x} \right\} \\ = -x \left( T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T \right)$$

156 Gesamtsitzung vom 14. Februar 1918. — Mitteilung vom 31. Januar

so gewählt werden, daß die  $g_{\mu\nu}$  des neuen Systems vier willkürlich  
vorgeschriebenen Beziehungen genügen. Diese denken wir so gewählt,  
daß sie im Falle der uns interessierenden Näherung in die Gleichungen  
(5) übergehen. Die letzteren Gleichungen bedeuten also eine von uns  
[6] gewählte Vorschrift, nach welcher das Koordinatensystem zu wählen ist.  
Vermöge (5) erhält man an Stelle von (4) die einfachen Gleichungen

$$\sum_{\alpha} \frac{\partial^2 \gamma'_{\mu\nu}}{\partial x_{\alpha}^2} = 2 \times T_{\mu\nu}. \quad (6)$$

Aus (6) erkennt man, daß sich die Gravitationsfelder mit Licht-  
geschwindigkeit ausbreiten. Die  $\gamma_{\mu\nu}$  lassen sich bei gegebenen  $T_{\mu\nu}$  aus  
letzteren nach Art der retardierten Potentiale berechnen. Sind  $x, y,$

[1] <sup>1</sup> Diese Sitzungsber. 1916, S. 688 ff.

[4] <sup>2</sup> Von der Einführung des 2. Gliedes. (vgl. diese Sitzungsber. 1917, S. 142) ist  
dabei Abstand genommen.

# první pokusy o detekci gravitačních vln

Joseph Weber 60. léta: rezonanční mechanické detektory; 80. léta: následníci

**cíl: přímo změřit vlnky křivosti generované vzdálenými vesmírnými objekty**



- po roce 1960
- tunové hliníkové válce
- vibrace snímány piezoelektricky

(ultra)kryogenní potomci:

EXPLORER (CERN), ALLEGRO (Louisiana), NIOBE (Perth)

NAUTILUS (Frascati, Řím), AURIGA (Legnaro, Padova)

$T < 0.1$  K, SQUID

nevýhoda: naladěny jen na úzké rezonanční frekvence (kolem 900 Hz)

## Detekce a generování gravitačních vln

PHYSICAL REVIEW VOLUME 117, NUMBER 3 JANUARY 1, 1959

### Detection and Generation of Gravitational Waves\*

J. WEBER  
University of Maryland, College Park, Maryland  
(Received February 9, 1959; revised manuscript received July 20, 1959)

Methods are proposed for measurement of the Riemann tensor and detection of gravitational waves. These make use of the fact that relative motion of mass points, or strains in a crystal, can be produced by second derivatives of the gravitational fields. The strains in a crystal may result in electric polarization in consequence of the piezoelectric effect. Measurement of voltages then enables certain components of the Riemann tensor to be determined. Mathematical analysis of the limitations is given. Arrangements are presented for search for gravitational radiation.

The generation of gravitational waves in the laboratory is discussed. New methods are proposed which employ electrically induced stresses in crystals. These give approximately a seventeen-order increase in radiation over a spinning rod of the same length as the crystal. At the same frequency the crystal gives radiation which is about thirty-nine orders greater than that of a spinning rod.

#### INTRODUCTION

THE question of gravitational radiation has always been a central issue in the General Theory of Relativity. Long ago, Einstein<sup>1</sup> and Eddington<sup>2</sup> studied the problem and predicted that very small amounts of energy would be radiated by a spinning rod or a double star. A great deal of theoretical work on the radiation problem has appeared, during the past four decades. Experimental work along these lines now appears possible. Two avenues of approach will be considered.<sup>3</sup> First we should like to detect the presence of gravitational radiation incident on earth from either the sun or outside the solar system. Secondly it would be highly desirable to be able to generate and detect this radiation in a small laboratory.

Devices for detection of the radiation operate essentially by measuring the Fourier transform of the

Riemann tensor. These will be discussed first. This will then be followed by proposals for generation of gravitational radiation which may give an increase of many orders over the gravitational radiation from a spinning rod.

#### DETECTION OF GRAVITATIONAL RADIATION

Suppose we have a system of masses which may interact with each other. We start with the action principle

$$\delta I = \delta \left[ -cm \int ds + W \right] = 0. \quad (1)$$

In (1)  $m$  is the rest mass and  $W$  is the part of the action function associated with forces arising from the motion of the mass relative to other masses with which it interacts. The line element  $ds$  is given by

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu. \quad (2)$$

For  $\delta W$  we assume a function given by

$$-\delta W = \int P_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu; \quad (3)$$

(3) identifies  $P_{\mu\nu}$  as the four-force. The Euler-Lagrange

\* Supported by the National Science Foundation.

<sup>1</sup> A. Einstein, *Sitzber. deut. Akad. Wiss. Berlin, Kl. Math. Physik u. Tech.* (1916), p. 688; (1918), p. 154.

<sup>2</sup> A. S. Eddington, *Proc. Roy. Soc. (London)* **A102**, 268 (1923).

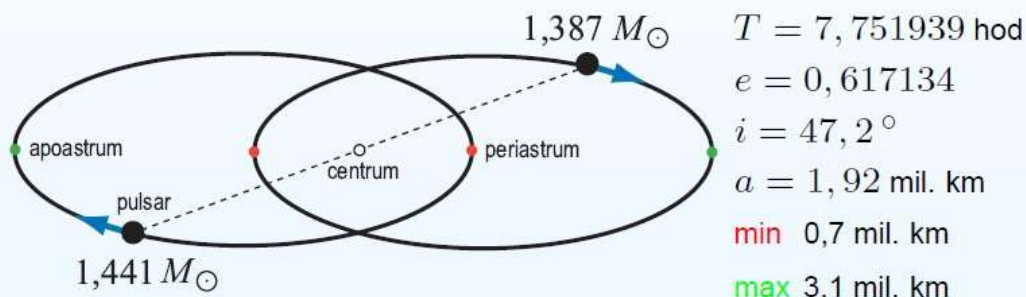
<sup>3</sup> A number of the results discussed here were given without proof in the author's Gravity Research Foundation Prize Essays, April 1958 and April 1959, and at the Royaumont Conference on the Relativistic Theories of Gravitation, Royaumont, France, June, 1959 (unpublished).



# 70. léta: důkaz existence gravitačních vln

pulsar v těsném dvojném systému, sledovaný od roku 1974:

binární systém s PSR B1913+16 vyzařuje gravitační vlny

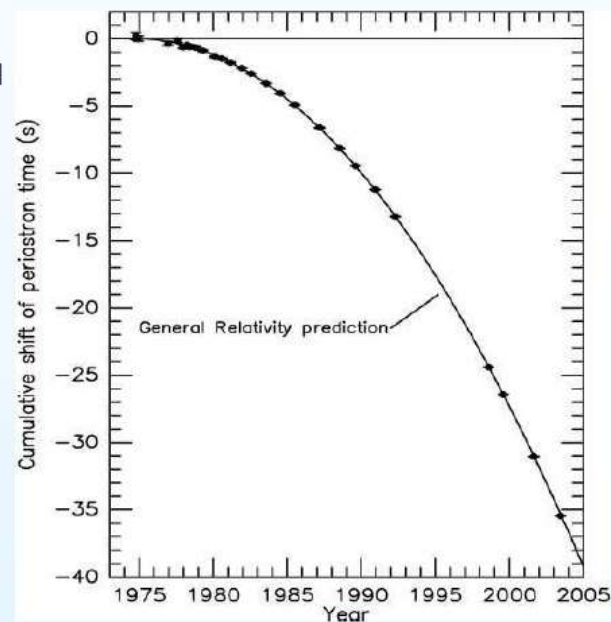


obě neutronové hvězdy se spirálovitě přibližují o 3,1 mm při každém oběhu  
→ zkracování  $T$  o  $76 \mu\text{s}/\text{rok}$ , protože gravitační vlny odnášejí energii

pozorování zcela souhlasí s předpovědí teorie relativity:  
(chyba menší než 0,2%)

Hulse a Taylor: Nobelova cena 1993

potvrzeno i dvojitým pulsarem PSR J0737+3039 objeveným roku 2003



zdroj: Weisberg J. M. a Taylor J. H.,  
*ASP Conf. Ser.*, 328 (2005) 25

# dvojitý pulsar PSR J0737+3039

obě složky pozorujeme jako pulsary, navíc **dochází k zákrytům !**



$$m_A = 1,337 M_{\odot} \quad P_A = 0,023 \text{ s}$$

$$m_B = 1,250 M_{\odot} \quad P_B = 2,773 \text{ s}$$

$$T = 2,454 \text{ hod}$$

$$e = 0,087779$$

$$i = 88^{\circ}$$

$$a = 878 \text{ tis. km}$$

zákryt 30 s když A prochází za B

⇒ mapování magnetosféry

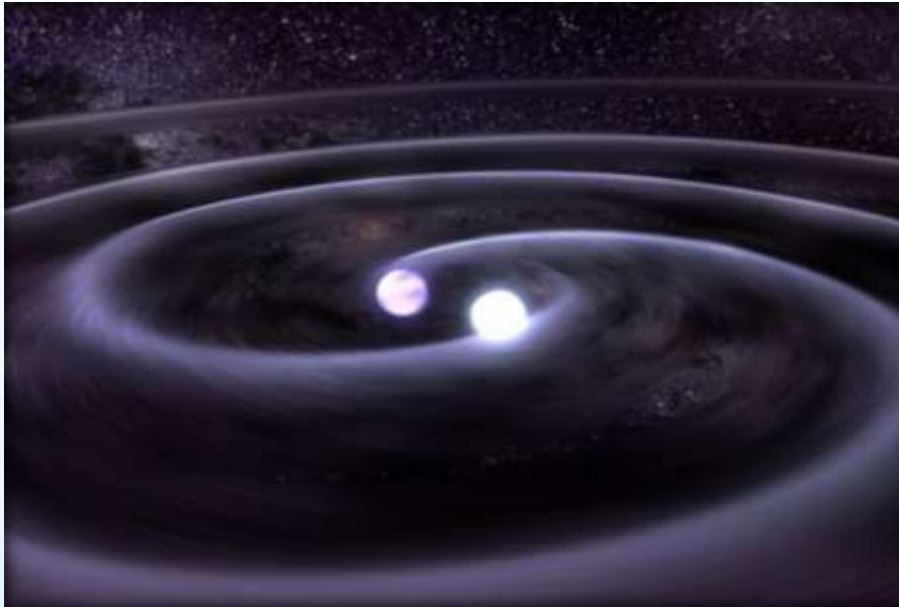
unikátní relativistická laboratoř:

- stáčení dráhy  $16,9^{\circ}$  za rok
- přibližování po spirále  $2,6 \text{ m}$  za rok
- rudý posuv rotační periody  $0,38 \text{ ms}$
- časové zpoždění  $90 \mu\text{s}$
- geodetická precese rotačních os: perioda 75 let (A) a 71 let (B)

# binární pulsary a dvojité pulsary



významné testy obecné relativity v silných gravitačních polích:  
systém dvou neutronových hvězd obíhající velmi blízko sebe



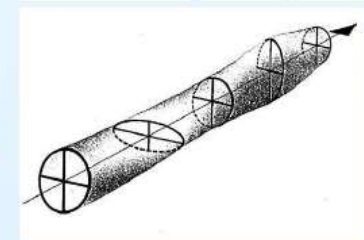
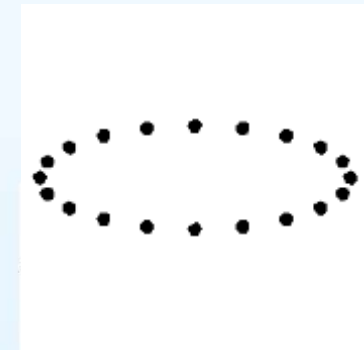
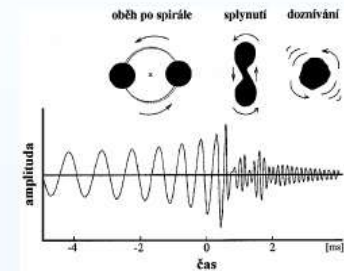
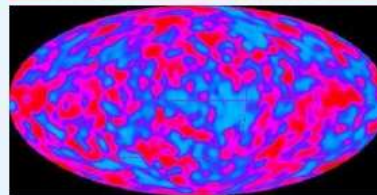
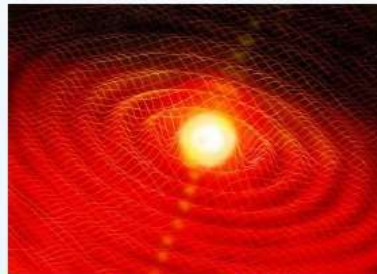
		stáčení dráhy:	přibližování po spirále:
PSR B1913+16	(1974)	4,2 ° za rok	3,5 m za rok
PSR J0737+3039	(2003)	16,9 ° za rok	2,6 m za rok

závěr: astrofyzikální pozorování prokázaly existenci gravitačních vln

# zdroje gravitačních vln

každý zrychlený nesférický pohyb hmoty, zejména:

- kompaktní dvojhvězdy
- supernovy
- velký třesk



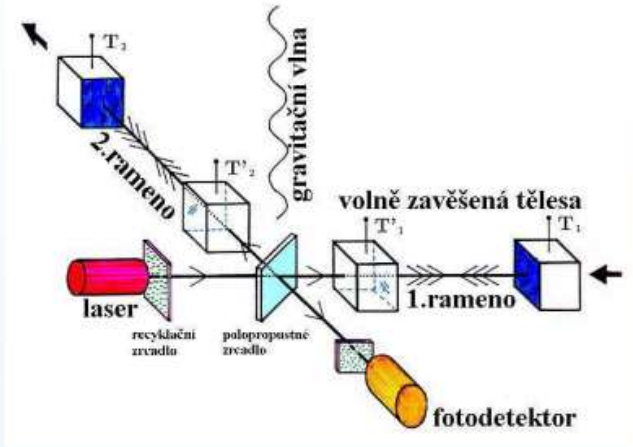
gravitační vlny jsou nesmírně slabé:

$$h = \frac{\Delta L}{L} < 10^{-23}$$



# nástup interferometrických detektorů

konec 90. let: TAMA ramena 300 metrů resp. GEO 600 metrů



MARK 2 (Caltech, USA)



TAMA 300 (Tokyo, Japonsko)



GEO 600 (Hannover, Německo)

# LIGO a Virgo

2002 – 2010

americké **LIGO**: ramena 4 kilometry **Hanford** a **Livingston** (a 2 km Hanford)  
evropské **Virgo**: ramena 3 milometry **Cascina** u Pisy spolu: **koincidenční měření**



LIGO (Hanford, USA)

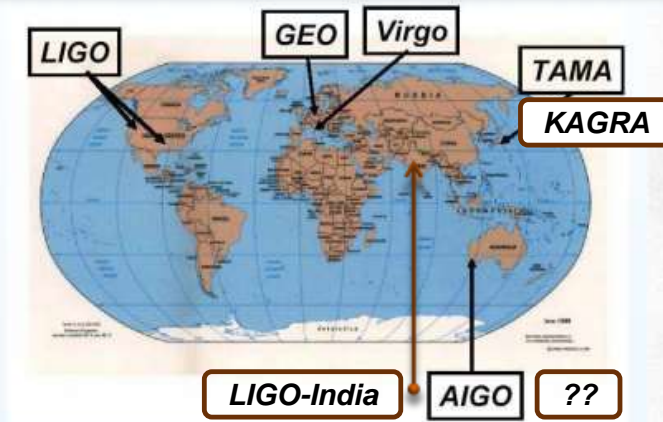


Virgo (Pisa, Itálie)



# celosvětová síť detektorů gravitačních vln

velká mezinárodní spolupráce: stovka institucí a tisícovka lidí  
LIGO Scientific Collaboration, Virgo Collaboration



název	umístění	země	rozměry	rok	adresa
MARK 2	Pasadena	USA	40 m	1991	<a href="http://www.ligo.caltech.edu">www.ligo.caltech.edu</a>
TAMA 300	Tokyo	Japon.	300 m	1999	<a href="http://tamago.mtk.nao.ac.jp">tamago.mtk.nao.ac.jp</a>
GEO 600	Hannover	SRN GB	600 m	2000	<a href="http://www.geo600.uni-hannover.de">www.geo600.uni-hannover.de</a>
LIGO	Hanford Livingston	USA	4 km	2001	<a href="http://www.ligo.caltech.edu">www.ligo.caltech.edu</a>
VIRGO	Pisa	Itálie Francie	3 km	2002	<a href="http://virgo-4p.pg.infn.it/virgo">virgo-4p.pg.infn.it/virgo</a>
LISA	vesmír	ESA NASA	$5 \times 10^6$ km	2010 > 2025?	<a href="http://lisa.jpl.nasa.gov">lisa.jpl.nasa.gov</a>

Hanford  
Observatory

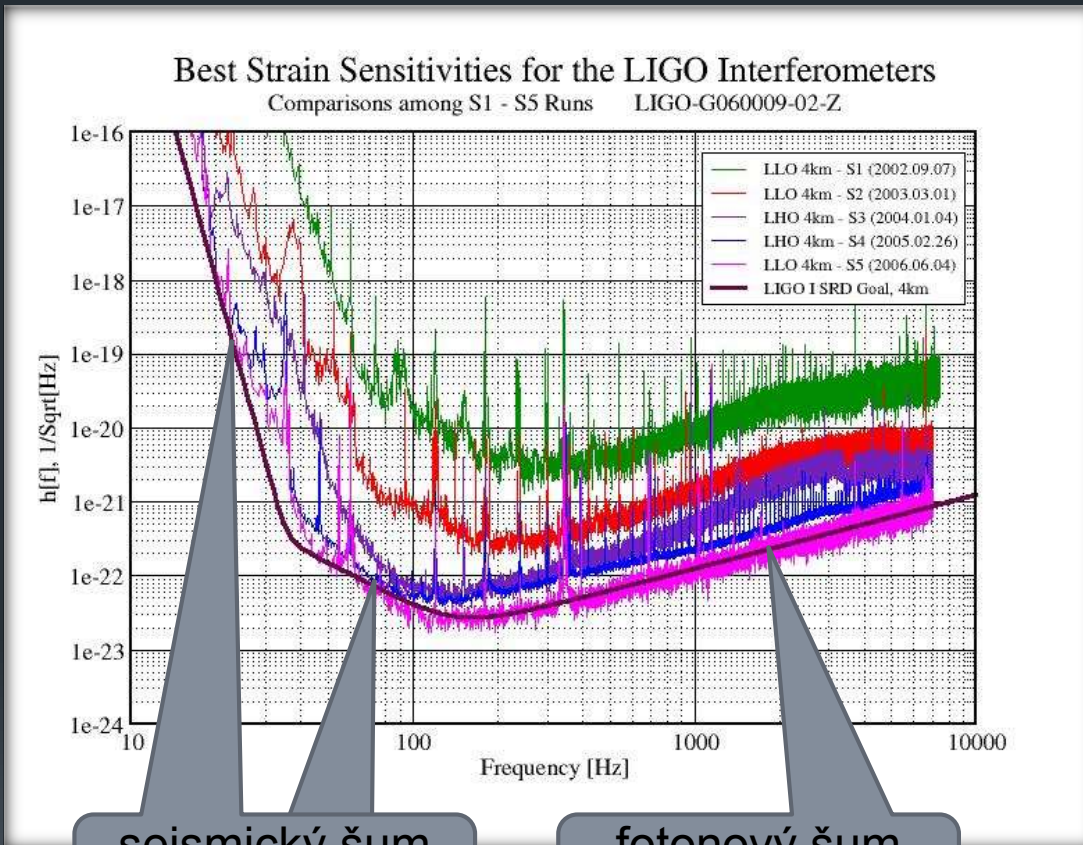


Livingston  
Observatory

dvě observatoře LIGO



# narůstající citlivost LIGO r. 2002 – 2010



seismický šum  
lepší izolace

fotonový šum  
více fotonů

tepelný šum  
lepší materiály, teplota

2002 – 2010: vědecká měření  
tzv. **Science Runs**

**S1** 8/2002 – 9/2002

**S2** 2/2003 – 4/2003

**S3** 10/2003 – 1/2004

**S4** 2/2005 – 3/2005

**S5** 11/2005 – 9/2007

2008 **Enhanced LIGO**  
výkonnější laser atd.

**S6** 7/2009 – 10/2010  
max citlivost byla až  $10^{-22}$

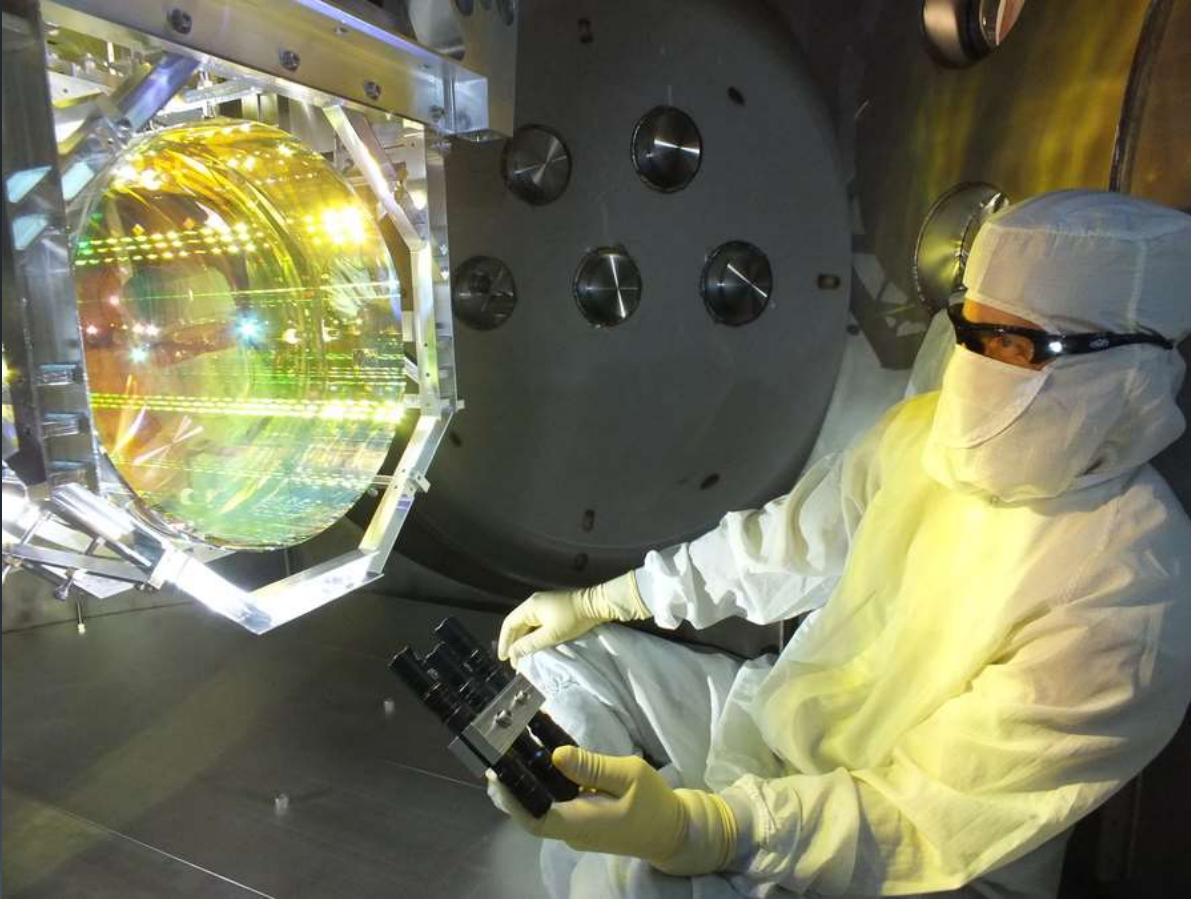
ale žádný signál...

hlavní zdroje šumu  
jejich možné řešení



# Advanced LIGO

stejně dlouhá ramena 4 km, ale **řádové** vylepšení citlivosti:



## seismický šum:

- platforma s aktivní seismickou izolací
- čtyřkyvadlo

## tepelný šum:

- závěsy zrcadel z křemenných vláken
- křemenná zrcadla hmotnosti 40 kg
- dielektrické vrstvy s nízkými ztrátami

## ultravysoké vakuum:

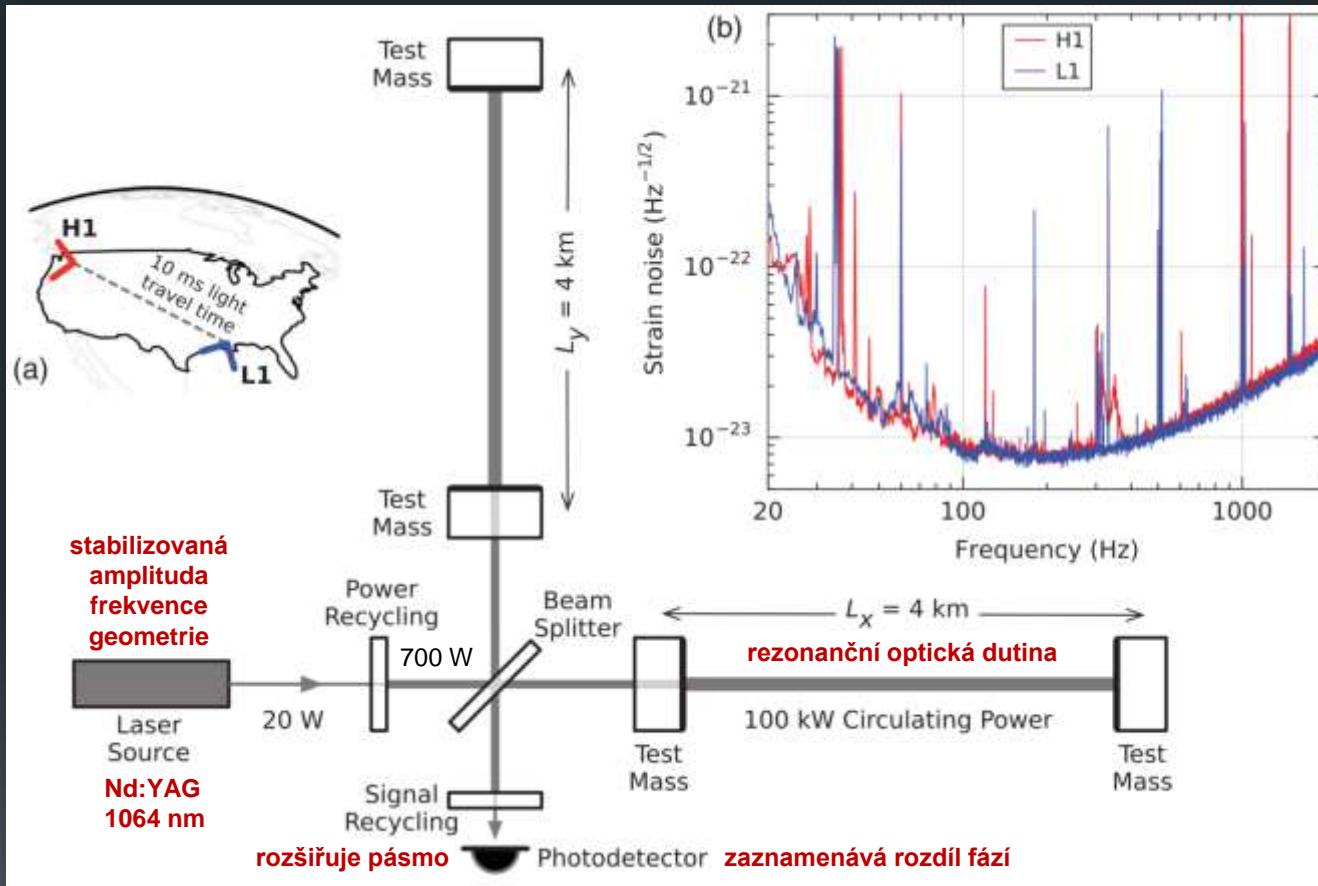
- tlak v trubicích menší než  $1 \mu\text{Pa}$

*Credit : Caltech/MIT/LIGO Lab*

# Advanced LIGO

zjednodušené schéma  
interferometru:

citlivost v závislosti na frekvenci:



Credit : Caltech/MIT/LIGO Lab

úzké čáry ve spektru  
technické povahy:

- 33-8 Hz: kalibrace
- 60 Hz: elektrická síť
- 330 Hz: kalibrace
- 500 Hz: vibrační mód vláken závěsů
- 1000 Hz: harmonická
- 1080 Hz: kalibrace

kalibrační laserové  
svazky stále monitorují  
odezvu systému

< 10% v amplitudě  
< 10° ve fázi

poruchy prostředí  
sledovány senzory:

- seismometry
- akcelerometry
- mikrofony
- magnetometry
- radiopřijímači
- senzory počasí
- kosmického záření atd.

synchronizace GPS  
a atomové hodiny

během 1 – 2 let bude dokonce 8x citlivější než původní LIGO:  $10^{-23}$



# Advanced LIGO

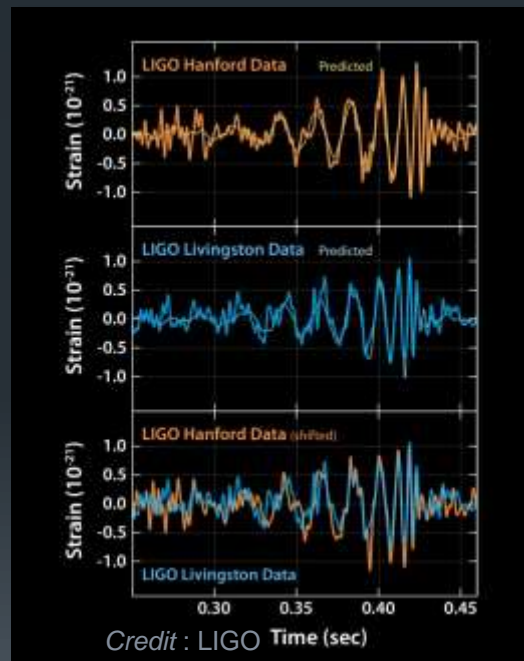
v Hanfordu (Washington) i Livingstonu (Louisiana)

spuštěn v září 2015 a ...

# „Dámy a pánové, detekovali jsme gravitační vlny. Dokázali jsme to!“

prof. David Reitze, Výkonný ředitel laboratoře LIGO, Caltech  
tisková konference ve čtvrtek 11. února 2016 odpoledne

signál zaznamenaný  
observatořemi LIGO  
v pondělí 14. září 2015  
v 09:50:45 UTC



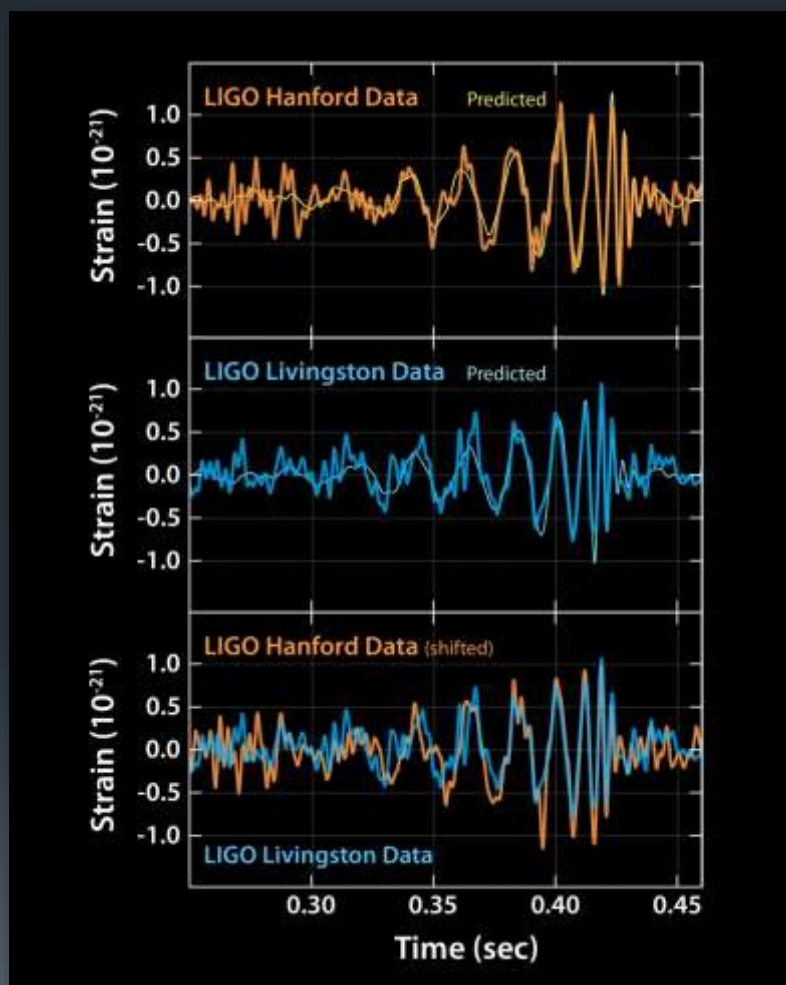
Credit : Kathy Svitil/Caltech



prý „objev století“: kdoví, když 21. století sotva začalo...  
ale určitě je to nesmírně významný objev „po sto letech“



# první přímá detekce gravitačních vln



Credit : LIGO

událost GW150914 zaznamenána v pondělí 14. září 2015 v 09:50:45 UTC oběma americkými observatořemi LIGO jak v Hanfordu tak v Livingstonu

- signál byl identický
- trval asi 150 ms
- byl zpožděn o 7 ms : L a pak H



# první přímá detekce gravitačních vln

pozorování a vědecký rozbor shrnut v článku

PRL 116, 061102 (2016)

 Selected for a Viewpoint in *Physics*  
PHYSICAL REVIEW LETTERS

week ending  
12 FEBRUARY 2016



## Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger

B. P. Abbott *et al.*\*

(LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration)

(Received 21 January 2016; published 11 February 2016)

On September 14, 2015 at 09:50:45 UTC the two detectors of the Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory simultaneously observed a transient gravitational-wave signal. The signal sweeps upwards in frequency from 35 to 250 Hz with a peak gravitational-wave strain of  $1.0 \times 10^{-21}$ . It matches the waveform predicted by general relativity for the inspiral and merger of a pair of black holes and the ringdown of the resulting single black hole. The signal was observed with a matched-filter signal-to-noise ratio of 24 and a false alarm rate estimated to be less than 1 event per 203 000 years, equivalent to a significance greater than  $5.1\sigma$ . The source lies at a luminosity distance of  $410_{-180}^{+160}$  Mpc corresponding to a redshift  $z = 0.09_{-0.04}^{+0.03}$ . In the source frame, the initial black hole masses are  $36_{-4}^{+5} M_{\odot}$  and  $29_{-4}^{+4} M_{\odot}$ , and the final black hole mass is  $62_{-4}^{+4} M_{\odot}$ , with  $3.0_{-0.5}^{+0.5} M_{\odot} c^2$  radiated in gravitational waves. All uncertainties define 90% credible intervals. These observations demonstrate the existence of binary stellar-mass black hole systems. This is the first direct detection of gravitational waves and the first observation of a binary black hole merger.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.061102

1010 autorů, 133 vědeckých institucí

# zdrojem byla srážka velkých černých děr

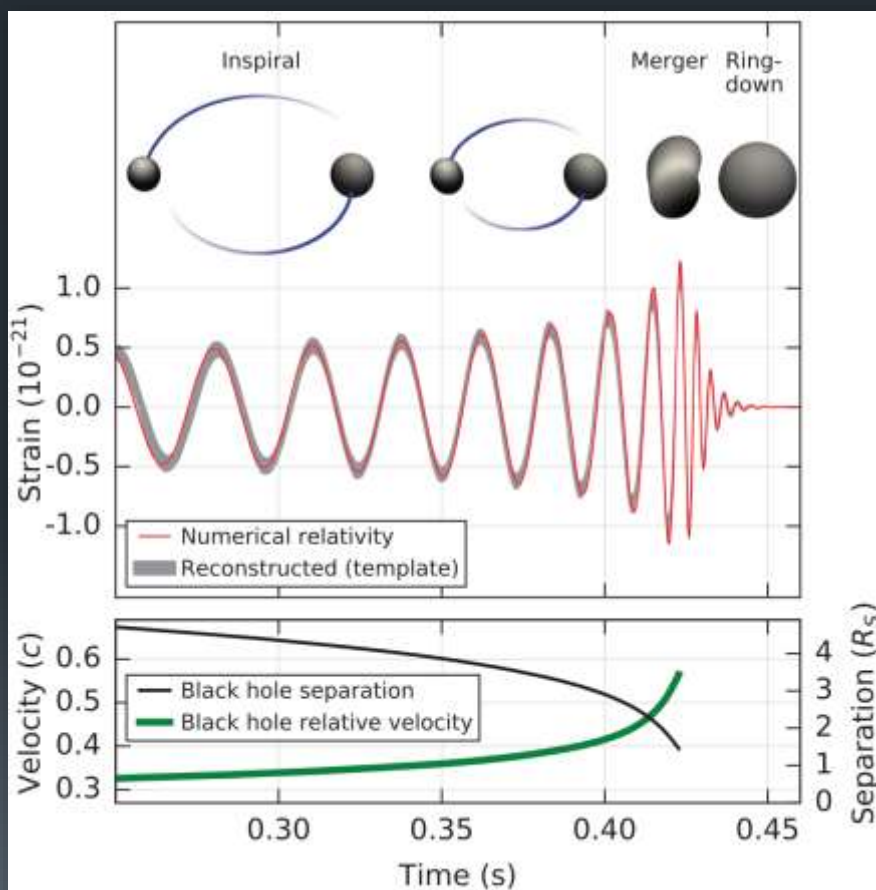
tedy hned dva zásadní objevy: první přímá detekce gravitačních vln a první pozorování splynutí dvou černých děr  
závěrečné 4 oběhy = 8 cyklů vln spirálového přibližování černých děr a jejich splynutí



simulace, Credit : SXS

# jak to víme?

časový průběh změn amplitudy a frekvence zcela souhlasí s předpovědí obecné relativity: databáze 250 000 „modelových vzorů“ binárních systémů černých děr s různými parametry „effective-one-body formalism“ kombinující post-newtonovský perturbační přístup a numerické simulace



Credit : LIGO

zcela typický „otisk prstů“ má 3 fáze:  
spirálování – splynutí – doznívání

až do okamžiky srážky  
narůstá frekvence a amplituda vlny

vzájemná vzdálenost černých děr  
v násobcích velikosti horizontu  
vzájemná rychlost černých děr  
v násobcích rychlosti světla



# odhad vzdálenosti

byla změřena maximální amplituda vlny  $h_{\max} = 1,0 \times 10^{-21}$

to umožňuje odhadnout vzdálenost pomocí přibližného vzorce

$$h_{\max} \sim 10^{-17} \frac{E}{r}$$

$E$  je energie vyzářená vlnami v násobcích  $M_{\odot}c^2$  zde  $E = 3$   
 $r$  je vzdálenost zdroje v násobcích 30 000 světelných let

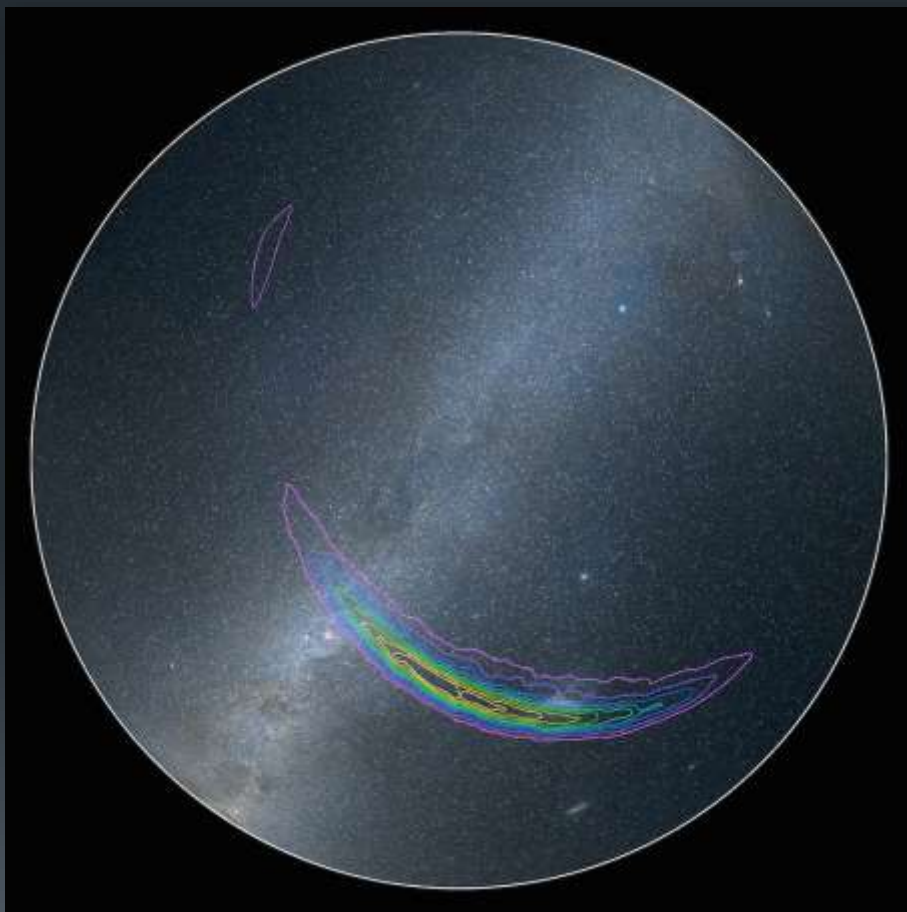
dosazením dostáváme:  $r \sim 3 \times 10^4 \sim 1$  miliarda světelných let

energie  $E = 3$  vyzářená za 15 ms dává výkon 200  $M_{\odot}c^2$  za sekundu

což je 10 krát víc než svítily všechny hvězdy a galaxie ve vesmíru !!!

# přibližná lokalizace zdroje vln

z časového zpoždění 7 ms zjištěno,  
že zdroj ležel na jižní polokouli:



Credit : LIGO/Axel Mellinger

proto je klíčové mít víc detektorů  
rozmístěných po celé zeměkouli

Advanced Virgo koncem r. 2016  
umožní triangulací s LIGO  
lokalizovat zdroje s přesností  
zhruba úhlového stupně

schváleno LIGO-India r. 2023

to otevře cestu možné identifikaci  
elektromagnetickými observatořemi  
(gama, RTG, ...)

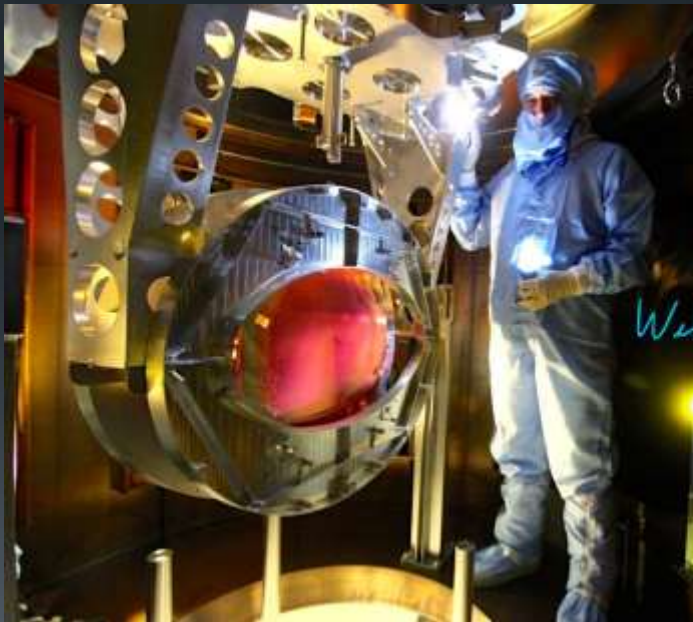
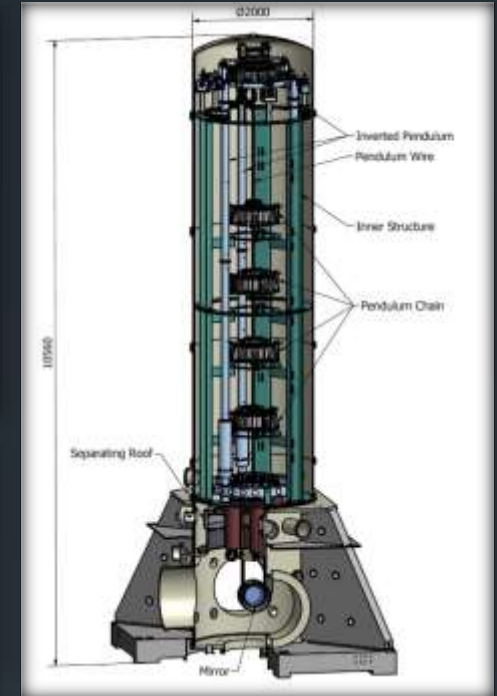
# Advanced Virgo: 2016



*Credit : Virgo Collaboration*



# optický a mechanický systém Advanced Virgo



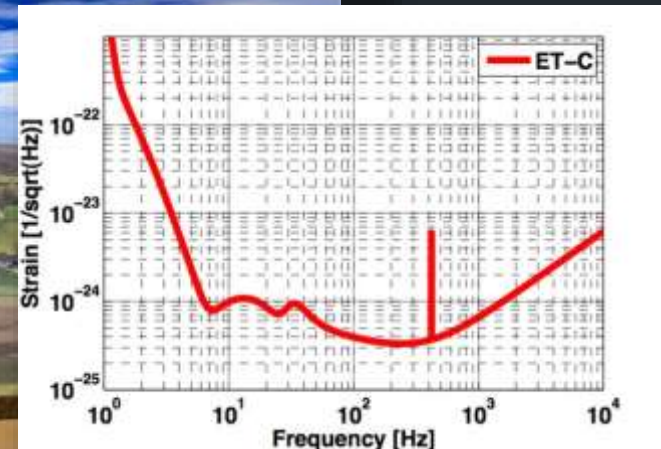
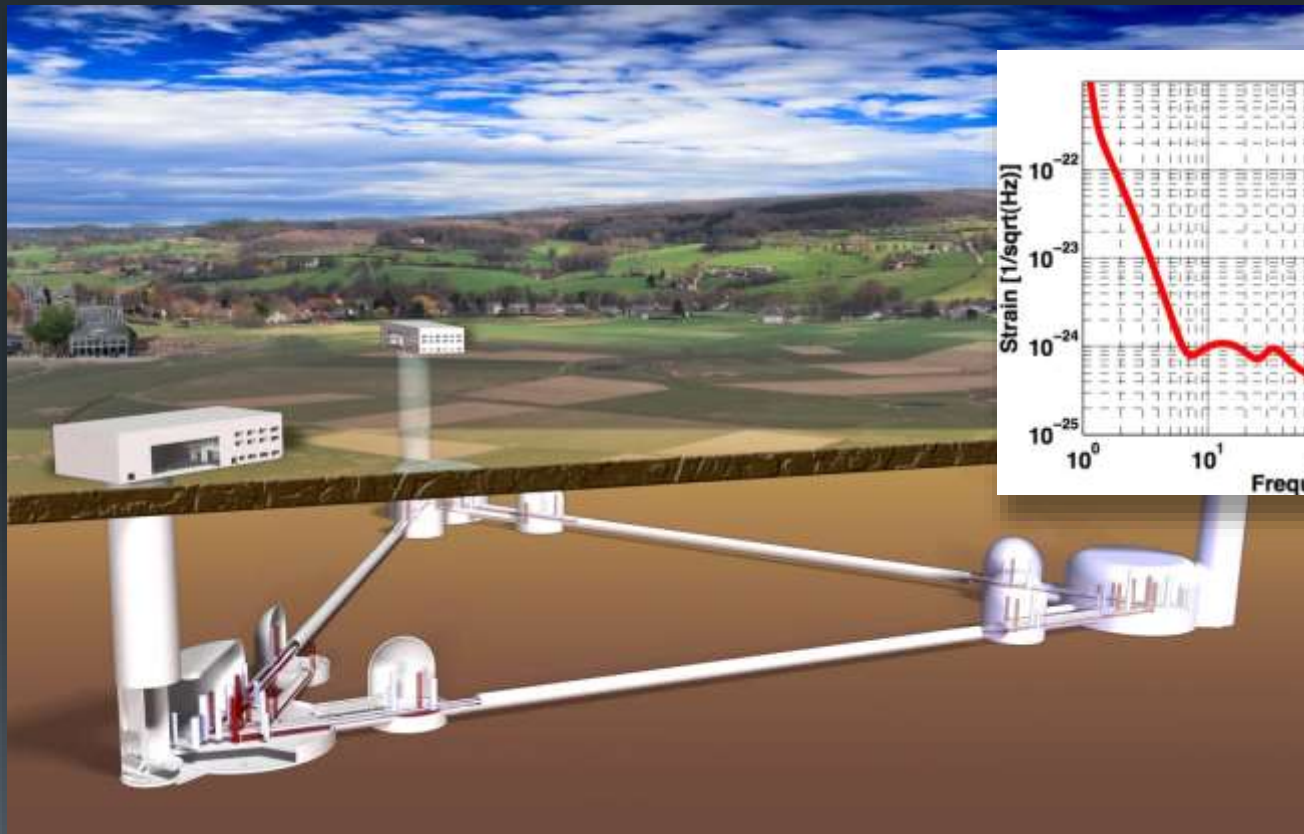
Credit : Virgo Collaboration



# vize třetí generace detektorů

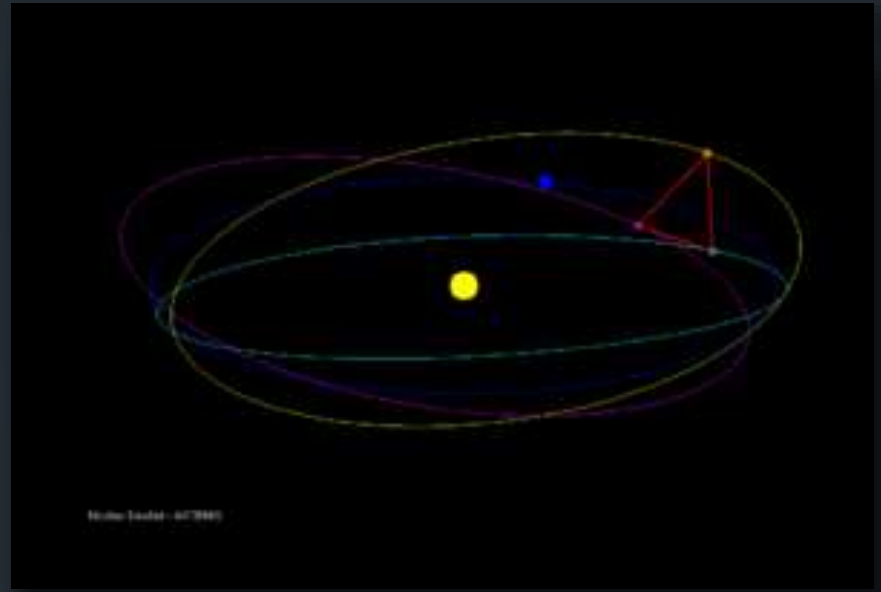
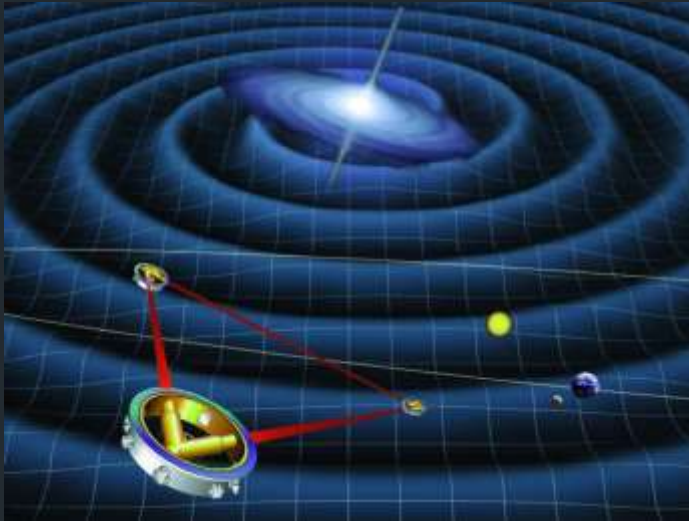
kryogenní kilometrové safírové interferometry pod zemí

- **KAGRA** (KAmioka GRAvitational wave detector) 3 km, citlivost  $10^{-23}$  Japonsko
- **ET** (Einstein gravitational-wave Telescope) 10 km, citlivost  $10^{-24}$  Evropa



# další naděje: LISA v kosmickém prostoru

Laser Interferometer Space Antena



- obří interferometr ESA a NASA
- 3 družice
- ve vrcholech trojúhelníka
- strany 5 milionů km
- oběh kolem Slunce 1 AU
- za Zemí 20°
- sklon roviny 60°



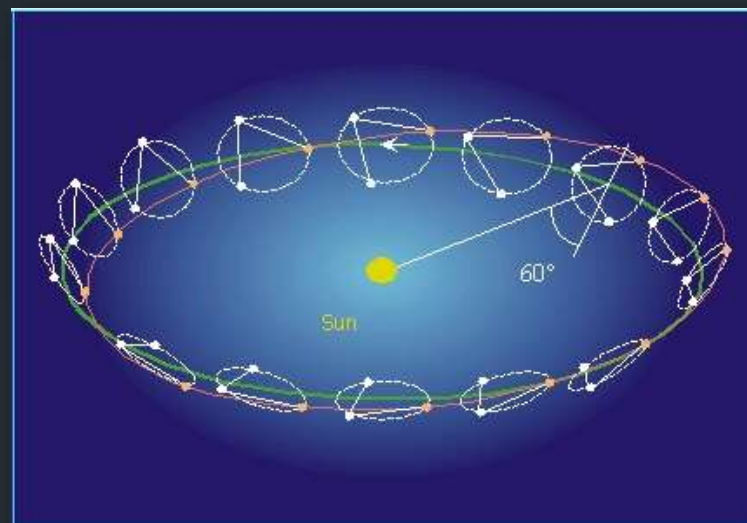
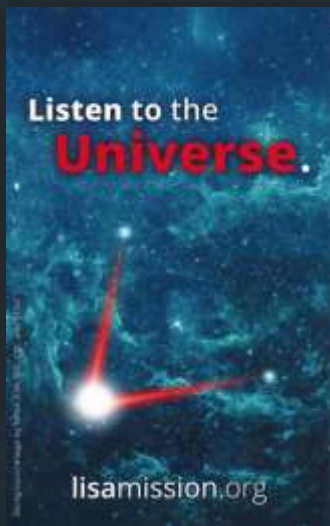
- bezsilová trajektorie
- testovací krychle 46 mm  
1/4 Pt + 3/4 Au, 2 kg
- korekční trysky o tahu  $\mu\text{N}$
- lasery 2W
- teleskopy  $\varnothing$  40 cm
- 1,5 miliardy EUR

extrémně nízké frekvence gravitačních vln **0,1 mHz – 0,1 Hz** : jiné zdroje!

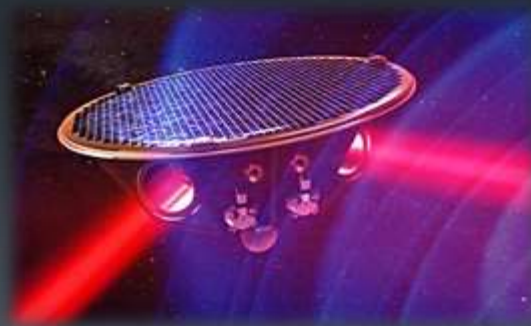
# ale místo LISY bude evropská eLISA

v roce 2010 NASA  
od projektu odstoupila

musel se předělat:



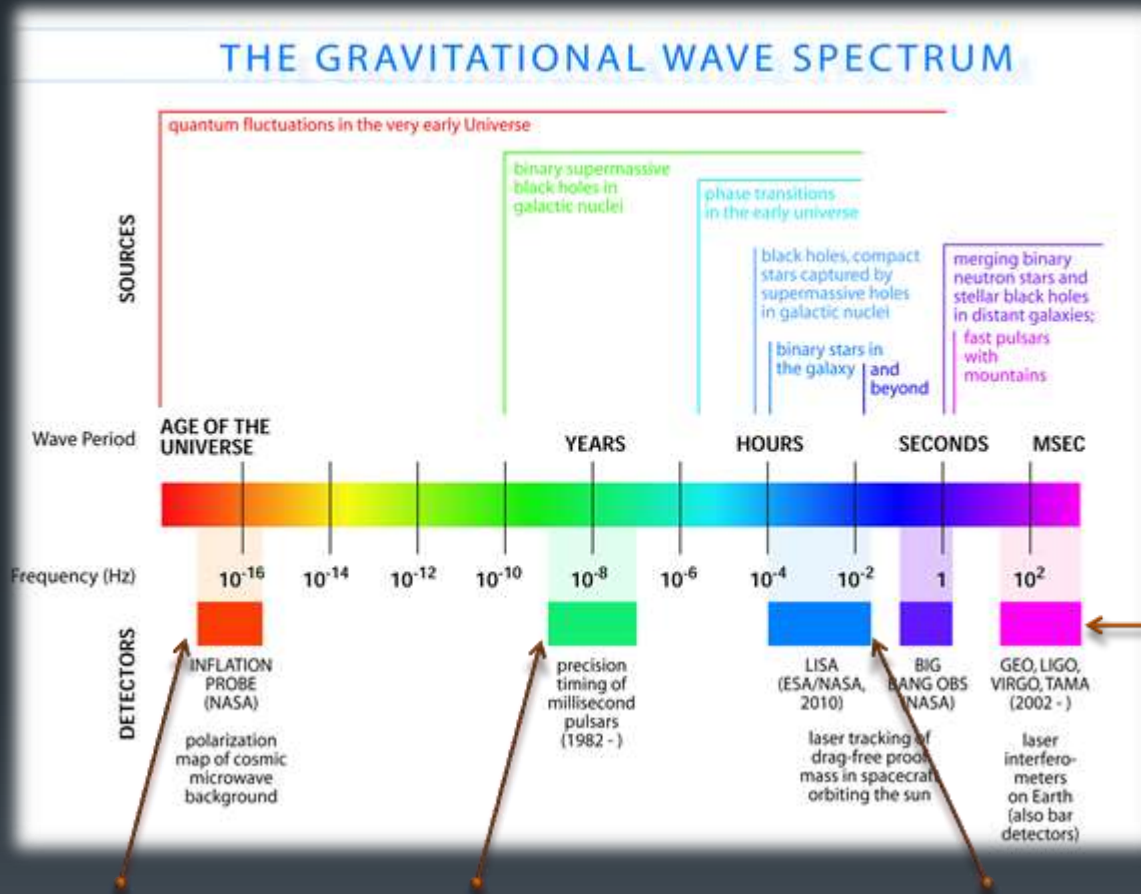
- jeden interferometr ESA
- 3 družice, jen 2 ramena
- ve vrcholech trojúhelníka
- strany jen 1 milion km
- oběh kolem Slunce 1 AU
- za Zemí 20°
- sklon roviny 60°



- bezsilová trajektorie
- testovací krychle 46 mm  
1/4 Pt + 3/4 Au, 2 kg
- korekční trysky o tahu  $\mu\text{N}$
- lasery 2W
- teleskopy  $\varnothing$  20 cm
- rok 2035 ?

již vybráno jako mise L3 programu ESA Cosmic Vision

# zcela odlišná gravitační okna do vesmíru



## LIGO a Virgo na Zemi:

- srážky černých děr hvězdných hmotností
- neutronových hvězd
- výbuchy supernov

## polarizace reliktního mikrovlnného záření

- kvantové fluktuační raného vesmíru

## časování pulsarů

- srážky galaktických superhmotných černých děr

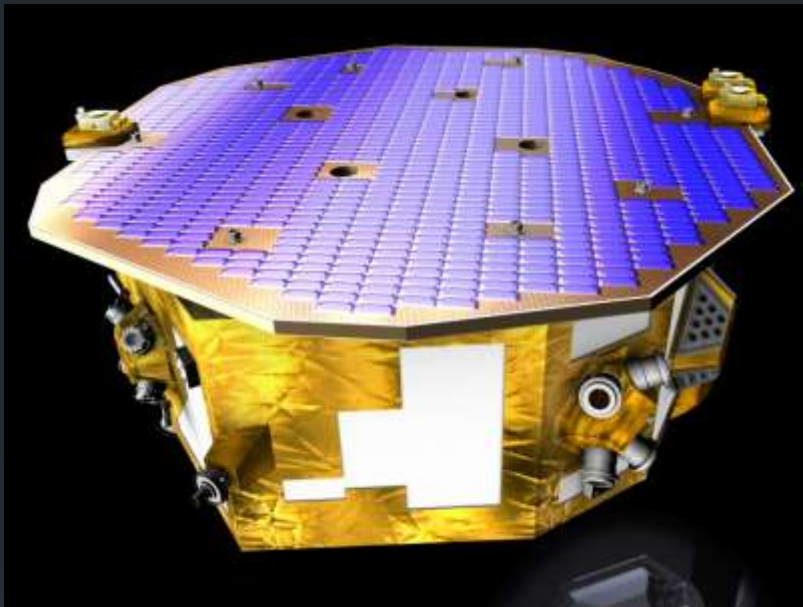
## LISA ve vesmíru:

- srážky hvězdných a supermasivních černých děr
- běžné binární systémy bílých trpaslíků

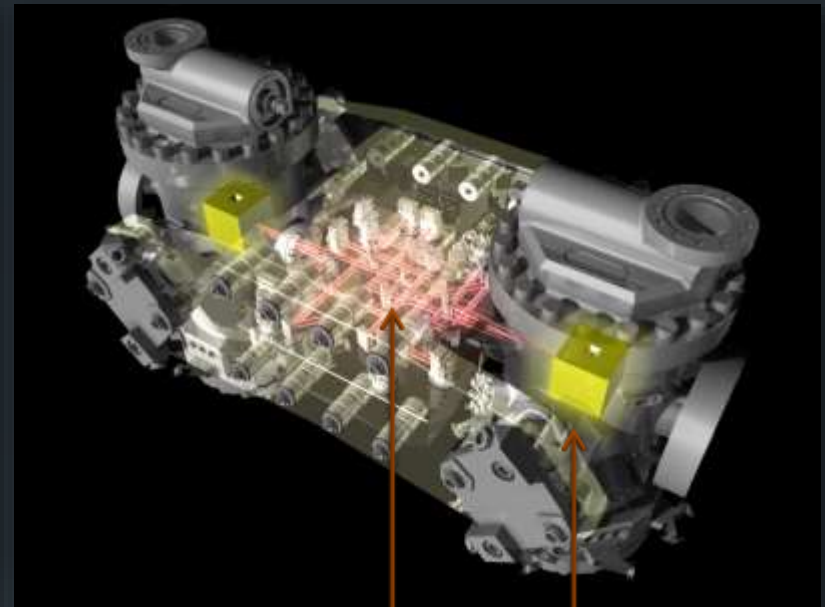


# LISA Pathfinder

technologický průkopník ESA: Předvoj eLISY



Credit : ESA/ATG medialab



- optická lavice
- testovací krychle
- korekční mikrotrysky



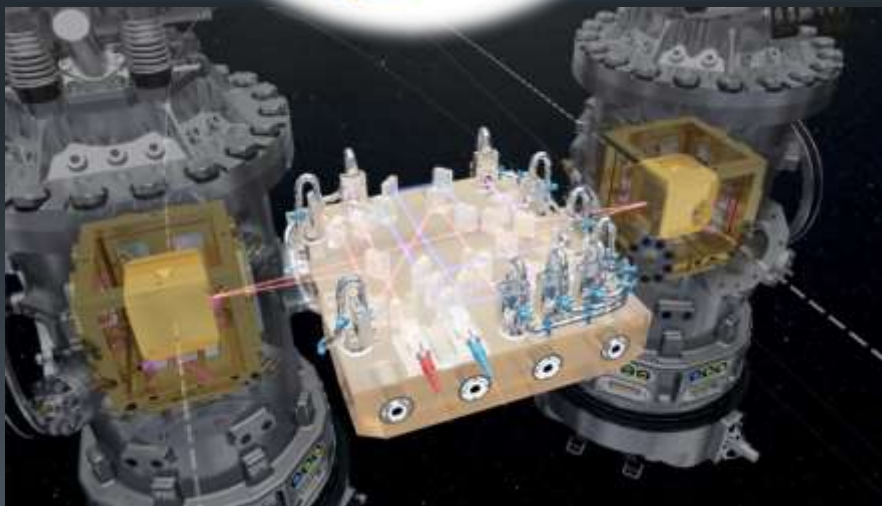
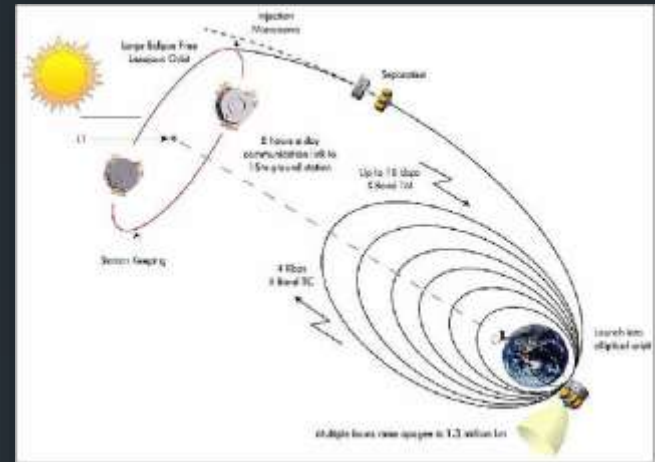
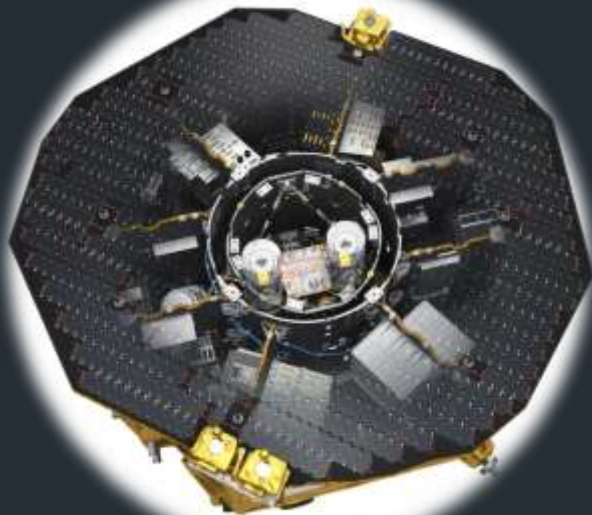
# start družice LISA Pathfinder

z Kourou 3. 12. 2015 nosnou raketou Vega



*Credit : ESA*

# LISA Pathfinder: aktuální stav mise



Credit : ESA/ATG medialab

- 22. 1. 2016 dosáhla okolí libračního bodu L1 1,5 milionu km od Země
- 16. 2. 2016 byly zcela uvolněny testovací krychle
- cíl: ověřit pikometrovou přesnost měření vzdáleností
- technologická mise má trvat rok

# zdroje a doporučená literatura

- **Kip S. Thorne:** *Černé díry a zborcený čas*  
(Mladá fronta, edice Kolumbus, Praha, 2004)
- **Abraham Pais:** *Subtle is the Lord*  
(Oxford University Press, 1982)
- **Walter Isaacson:** *Einstein, jeho život a vesmír*  
(Paseka, Praha-Litomyšl, 2010)
- **Simon Singh:** *Velký třesk:*  
(Dokořán, edice Zip, Praha, 2007)

## kompletní Einsteinovy spisy a rukopisy:

[The Collected Papers of Albert Einstein](#)

postupně vydávaný soubor všech prací a zachované korespondence A. Einsteina bude ve 30 svazcích, souběžně v originální německé verzi a v anglickém překladu (Princeton University Press, New Jersey, 1. díl 1987, 14. díl 2015 [do r. 1925])

volný digitální přístup k těmto dokumentům: [The Digital Einstein Papers](#)

Einsteinovy rukopisy digitálně zpřístupňuje: [Einstein Archives Online](#)

(Albert Einstein Archives at the Hebrew University)

