Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Petr Burcev
Gravitační vlny

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 11 (1966), No. 6, 364--373

Persistent URL: http://dml.cz/dmlcz/138020

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1966

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.

This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* http://project.dml.cz

GRAVITAČNÍ VLNY

PETR BURCEV, Brno

POLEMIKA O EXISTENCI GRAVITAČNÍCH VLN

Existence gravitačních vln se předvídá na podkladě obdobných úvah, které přivedly Maxwella k předpovědi elektromagnetických vln. Analogie mezi gravitačním a elektromagnetickým polem se projevuje v tom, že gravitační pole v lineární aproximaci vyhovuje obdobným rovnicím jako pole elektromagnetické. Tyto rovnice obdržel EINSTEIN již v roce 1916 [1] a dospěl k závěru, že hmotné systémy, jejichž kvadrupólový moment se s časem mění, mohou vyzařovat energii ve formě gravitačních vln [2]. Přesto, že první Einsteinův orientační výpočet gravitačního záření rotující tyče byl proveden v lineární aproximaci a nadto ukazoval, že intenzita gravitačního záření by byla tak mizivá, že na experimentální potvrzení nebylo v té době ani pomyšlení, existence gravitačních vln přenášejících energii byla přijata v obou prvních monografiích věnovaných Einsteinově teorii jak EDDINGTONEM v roce 1924 [3], tak i TOLMANEM v roce 1934 [4].

Z teoretického hlediska lineární aproximace nelineárních Einsteinových rovnic byla příliš hrubá a pro existenci gravitačních vlně měla zásadní význam otázka, zda existují exaktní vlnová řešení Einsteinových rovnic. První takové řešení odpovídající válcovým vlnám nalezl Einstein spolu s ROSENEM v roce 1937 [5]. Tento úspěch však značně znehodnocovala skutečnost, že nebylo, a doposud není, přesně známo, jaká je energie daného gravitačního pole. Z fyzikálního hlediska samo exaktní vlnové řešení mnoho neříká, jestliže nevíme, jaká je energie těchto vln.

V roce 1938 Einstein, INFELD a HOFFMAN [6] vypracovali aproximační metodu pro řešení Einsteinových rovnic (EIH), na jejímž podkladě Infeld ještě v témže roce dospěl k závěru, že vliv možného gravitačního záření na pohyby těles je zcela mizivý [7]. Ve čtyřicátých letech byla linearizovaná teorie gravitačního záření propracována LANDAUEM a LIFŠICEM [8], kteří uvedli i přibližný výpočet gravitačního záření dvojhvězdy. Na počátku padesátých let však Infeld s SCHEIDEGGEREM vyslovili pochybnost o reálnosti gravitačních vln [9], [10]. Při aplikaci aproximační metody (EIH) dospěli k závěru, že gravitační záření lze patrně vždy eliminovat vhodnou transformací souřadnic. Přibližně v téže době FOK formuloval teorii gravitačního záření v harmonických souřadnicích [11], provedl odhad intenzity gravitačního záření planet a dospěl k závěru shodnému s [7], že vliv gravitačního záření na pohyby těles je zcela zanedbatelný.

V roce 1956 ROSEN [12] obrátil znovu pozornost k jedinému tehdy známému exaktnímu vlnovému řešení Einsteinových rovnic. V rámci Einsteinovy formulace zákonů zachování dospěl k výsledku, že energie přenášená těmito vlnami je nulová a podpořil tak pochybnost o reálnosti gravitačních vln. V následující letech se pole-

mika o existenci gravitačních vln přenášejících energii rychle rozrůstala. V roce 1957 HAVAS [13] vystoupil s kritikou aproximační metody (EIH) a současně WEBER a WHEELER [14] s kritikou Rosena. Weber s Wheelerem ve stati nazvané „Reálnost Einsteinových-Rosenových vln" ukazovali, že Rosenův výsledek nemá fyzikální význam, neboť energie gravitačního pole není přesně definována, a zkoumali interakci vlny se zkušební částicí, při níž vlna předává částici určitý impuls, který principiálně může být experimentálně zjištěn. V témže roce Bondi nalezl další exaktní vlnové řešení odpovídající rovinným vlnám [15]. V roce 1958 však MØLLER v rámci své nové formulace zákonů zachování obdržel výsledek, podle něhož energie Einsteinových-Rosenových i Bondiho vln byla opět nulová a viděl v tom vážný důvod k odmítnutí existence gravitačních vln přenášejících energii [16]. Naproti tomu MARDER, který v témže roce nalezl model zdroje Einsteinových-Rosenových vln dospěl k závěru, že energie přenášená těmito vlnami není nulová [17].

Koncem padesátých let se spor o existenci gravitačního záření vyhrotil. Infeld dokazoval, že vždy lze najít vhodnou soustavu souřadnic, v níž gravitační záření vymizí [18]. Jeho postup však nebyl zřejmě zcela korektní. PAPAPETROU, GEISSLER a TREDER v roce 1959 ukázali, že gravitační záření vysílané dočasně nestacionárním systémem nemůže být eliminováno transformací souřadnic [19]. V témže roce BRILL [20] nalezl vlny s nenulovou energií, BONNOR [21] v nelineární aproximaci ukázal, že úbytek hmoty systému vysílajícího gravitační záření je ekvivalentní vyzářené energii; zároveň se objevily již první práce zabývající se experimentálními možnostmi detekce gravitačních vln [22], [23]. V roce 1960 PERES [24] nalezl další exaktní vlnové řešení a objevily se další práce věnované experimentálním možnostem důkazu existence gravitačních vln [25], [26]. Lze říci, že na počátku šedesátých let se vyjasnilo, že neexistují přijatelné argumenty proti existenci gravitačních vln přenášejících energii a bylo možno přistoupit k rozsáhlé přípravě experimentů, které by otázku gravitačního záření s konečnou platností rozřešily [27] — [34].

LINEARIZOVANÁ TEORIE GRAVITAČNÍHO ZÁŘENÍ

Současný stav teorie gravitačního záření vylíčil ve svém příspěvku na Mezinárodní konferenci o relativistických teoriích gravitace (Londýn 1965) TRAUTMAN [35]. K daným zdrojům gravitačního pole popsaným tenzorem energie-impulsu T_{ik} existuje nekonečně mnoho řešení Einsteinových rovnic

$$R_{ik} - \tfrac{1}{2} g_{ik} R = -\varkappa T_{ik} . \tag{1}$$

Korektní formulace teorie gravitačního záření vysílaného lokalizovaným zdrojem vyžaduje připojení určitých asymptotických podmínek, které v podstatě vybírají z možných řešení divergentní vlny s jistými asymptotickými vlastnostmi. Podle Traut-

mana [35] mohou být tyto podmínky vyjádřeny ve tvaru

$$
\begin{aligned}
g_{ik} &= G_{ik} + 0(1/r)\,, \\
g_{ik,l} &= 0(1/r)\,, \\
g_{ik} &\text{ je asymptoticky harmonický.}
\end{aligned} \tag{2}
$$

G_{ik} je metrický tenzor prostoru speciální teorie relativity a r má obvyklý význam. Problém teorie gravitačního záření záleží tedy v nalezení vlnových řešení rovnic (1) vyhovujících podmínkám (2). Nastíníme řešení této úlohy v lineární aproximaci pro případ slabého pole, kdy můžeme položit

$$g_{ik} = G_{ik} + h_{ik} \tag{3}$$

a omezit se pouze na veličiny prvého řádu vzhledem k h_{ik} a jejich derivacím. Dosadíme-li (3) do (1), obdržíme pro h_{ik} rovnice

$$\Box h_{ik} = -2\varkappa(T_{ik} - \tfrac{1}{2}G_{ik}T)\,, \tag{4}$$

jejichž řešení je dáno retardovanými potenciály

$$h_{ik}(P, t) = \frac{\varkappa}{2\pi}\int_V \frac{\Theta_{ik}}{R}\,\mathrm{d}V, \quad \Theta_{ik} = (T_{ik} - \tfrac{1}{2}G_{ik}T)_{ret}\,. \tag{5}$$

$\Box$ je d'Alembertův operátor, V je třírozměrný obor zdrojů, v němž $T_{ik} \neq 0$ a $R = |\boldsymbol{R}_0(R^\alpha) - \boldsymbol{r}(x^\alpha)|$, kde R^α jsou souřadnice bodu P a x^α souřadnice objemového elementu $\mathrm{d}V$. Z (4) je již patrný vlnový charakter gravitačního pole. V oblasti mimo zdroje vyhovuje pole vlnové rovnici

$$\Box h_{ik} = 0\,.$$

K dalšímu výpočtu potřebujeme znát povahu zdroje. Budeme uvažovat hmotný systém popsaný tenzorem energie-impulsu

$$T^{ik} = \varrho U^i U^k\,. \tag{6}$$

ϱ je klidová hustota klidové hmoty, $U^i = c\,\mathrm{d}x^i/\mathrm{d}s$, $\mathrm{d}s^2 = g_{ik}\,\mathrm{d}x^i\,\mathrm{d}x^k$. V uvažovaném případě slabého pole postačí, použijeme-li k výpočtu veličiny (5) Galileovy aproximace $g_{ik} \approx G_{ik}$ a omezíme-li se pouze na veličiny prvého řádu vzhledem k $\beta^\alpha = \dot{x}^\alpha/c$. Tečkami označujeme časové derivace. V oblasti vlnové zóny, tj. ve vzdálenostech značně převyšujících rozměry zdroje, můžeme zanedbat i retardační jevy. Z (5) a (6) pak obdržíme

$$\Theta_{\alpha\beta} = \tfrac{1}{2}\varrho\delta_{\alpha\beta}\,, \quad \Theta_{\alpha 4} = \varrho\beta^\alpha\,, \quad \Theta_{44} = \tfrac{1}{2}\varrho\,. \tag{7}$$

$\delta_{\alpha\beta}$ je Kroneckerův symbol. Pro jednoduchost budeme dále předpokládat, že uvažovaný systém je podobný tuhému tělesu, které koná pouze translační pohyby a že tedy

veličina β^α má ve všech bodech systému stejnou hodnotu. Dosazením (7) do (5) obdržíme

$$h_{\alpha\beta} = \frac{\varkappa}{4\pi}\Phi\delta_{\alpha\beta}\,, \quad h_{\alpha 4} = \frac{\varkappa\beta^\alpha}{2\pi}\Phi\,, \quad h_{44} = \frac{\varkappa}{4\pi}\Phi\,, \tag{8}$$

kde

$$\Phi = \int_V \frac{\varrho}{R}\,\mathrm{d}V.$$

Poněvadž předpokládáme $R \gg r$, můžeme veličinu $1/R$ rozložit v Maclaurinovu řadu v celém oboru V. Omezíme-li se pouze na prvé tři členy, obdržíme po malé úpravě

$$\Phi = \frac{M}{R_0} + D^\alpha \frac{\partial}{\partial R^\alpha}\left(\frac{1}{R_0}\right) + \frac{1}{6} D^{\alpha\beta} \frac{\partial^2}{\partial R^\alpha \partial R^\beta}\left(\frac{1}{R_0}\right) + \ldots,$$

kde

$$M = \int_V \varrho\,\mathrm{d}V, \quad D^\alpha = \int_V \varrho x^\alpha\,\mathrm{d}V, \quad D^{\alpha\beta} = \int_V \varrho(3x^\alpha x^\beta - r^2\delta_{\alpha\beta})\,\mathrm{d}V,$$

je hmota, dipólový moment a kvadrupólový moment uvažovaného systému. Podle (8) je časová změna gravitačního pole určena veličinou $\dot{\Phi}$. Poněvadž v naší aproximaci ze zákonů zachování plyne $\dot{M} = 0$ a $\dot{D}^\alpha = \text{konst.}$, neboť $\dot{D}^\alpha$ je úhrnný impuls systému, je

$$\dot{\phi} = \frac{1}{6}\dot{D}^{\alpha\beta}\frac{\partial^2}{\partial R^\alpha \partial R^\beta}\left(\frac{1}{R_0}\right) + \text{konst.}$$

Časová změna gravitačního pole je tedy dána časovou změnou kvadrupólového momentu zdroje. Poněvadž v oblasti mimo zdroje pole vyhovuje vlnové rovnici, je zřejmé, že každý hmotný systém, jehož kvadrupólový moment se s časem mění ($\dot{D}^{\alpha\beta} \neq \text{konst.}$), může být zdrojem gravitačních vln, např. dvojhvězda nebo kmitající tuhé těleso. Další výpočet ukazuje, že výkon zdroje vyzařovaný ve formě gravitačního záření závisí na třetích derivacích kvadrupólového momentu a je dán vztahem

$$P = \frac{\gamma}{45c^5}(\dddot{D}^{\alpha\beta})^2\,.$$

γ je Newtonova gravitační konstanta.

Gravitační vlny nesoucí energii a impuls mohou předávat část energie a impulsu hmotným systémům a způsobovat tak změny v jejich pohybovém stavu. Tyto změny umožňují detekci gravitačních vln. Představme si, že ve vlnovém gravitačním poli je nějaká volná částice A. Poněvadž změny jejího pohybového stavu se mohou projevit jen vzhledem k nějaké jiné částici B, musí detektor gravitačních vln obsahovat nejméně dvě částice, které se mohou vůči sobě pohybovat. Poněvadž tyto částice budou vždy v různých místech pole, budou změny jejich pohybového stavu v obecném

případě různé a výsledkem budou změny jejich relativního pohybu, které mohou být pozorovány. Změny relativního pohybu částic A, B znamenají změny kvadrupólového momentu systému obou částic. Můžeme tedy říci, že gravitační vlny způsobují změny kvadrupólového momentu uvažovaného systému.

Předpokládejme, že obě částice mají stejnou hmotu m. Označme jejich světové čáry $\xi_A^i(\tau)$, $\xi_B^i(\tau)$ a gravitační síly, které na částice působí F_A^i F_B^i. Relativní pohyb uvažovaných částic je popsán rovnicí

$$m \frac{\mathrm{d}^2 \xi^i}{\mathrm{d}\tau^2} = F_{gr}^i ,$$

kde $\xi^i = \xi_B^i - \xi_A^i$, $F_{gr}^i = F_B^i - F_A^i$ a $\mathrm{d}\tau = \mathrm{d}s/c$. Obdržená rovnice je pohybovou rovnicí ideálního detektoru se dvěma hmotami. V reálném případě nutno brát v úvahu tření $-H\,\mathrm{d}\xi^i/\mathrm{d}\tau$ a také pružnou sílu $-K\xi^i$, která může mezi částicemi působit. Poněvadž gravitační síly jsou velmi malé, nutno brát v úvahu i přítomné fluktuační síly F_{fl}^i. Pohybová rovnice reálného detektoru se dvěma hmotami má tedy tvar

$$m \frac{\mathrm{d}^2 \xi^i}{\mathrm{d}\tau^2} + H \frac{\mathrm{d}\xi^i}{\mathrm{d}\tau} + K\xi^i = F_{gr}^i + F_{fl}^i . \tag{9}$$

Dojde-li k takovému detektoru gravitační vlna, gravitační síla F_{gr}^i se začne periodicky měnit a podle rovnice (9) způsobí rozkmitání detektoru. Uvažovaný detektor tedy reaguje na gravitační vlny mechanickými kmity.

Detektorem gravitačních vln může být v obecném případě každý hmotný systém, u něhož mohou být pozorovány změny jeho kvadrupólového momentu; například také tuhé těleso, které lze považovat za systém velkého počtu molekulárních detektorů se dvěma hmotami (atomy). Dojde-li k tuhému tělesu gravitační vlna s frekvencí rovnou některé z jeho rezonančních frekvencí, vzbudí v něm mechanické kmity. Detektor s tuhým tělesem tedy reaguje na gravitační vlny rovněž mechanickými kmity.

Aby se mohly kmity způsobené gravitačními vlnami projevit na fónu přítomných fluktuací, musí být splněna podmínka

$$F_{gr}^i > \sqrt{\overline{F_{fl}^2}} = \sqrt{(4kTH\,\Delta f)} . \tag{10}$$

k je Boltzmannova konstanta, T absolutní teplota a Δf šířka frekvenčního pásma, v němž probíhá měření. Detektor bude tedy tím citlivější, čím menší bude teplota a tření a čím užší bude šířka frekvenčního pásma. Při detekci se část energie gravitačních vln předává detektoru. Z podmínky (10) lze odvodit nejmenší potřebnou hustotu toku energie gravitačních vln. Například pro detektor se dvěma hmotami

$$S_{\min} = \frac{c^3 TH\,\Delta f}{2\pi m^2 l^2 \omega^2} . \tag{11}$$

l je vzdálenost hmot a ω kruhová frekvence gravitačních vln. Veličina S odpovídá velikosti Poyntingova vektoru. Čím je hodnota (11) menší, tím je detektor citlivější.

Poznamenejme, že podmínka (10) v obecném případě postačuje pouze k tomu, aby se gravitační kmity mohly v detektoru vůbec projevit. Může se stát, že i když tato podmínka je splněna, gravitační kmity jsou tak malé, že veličina $\Delta l/l$, kde Δl je amplituda mechanických kmitů detektoru, leží pod hranicí měřitelnosti. Uvedeme příklad. Předpokládáme-li, že fluktuace jsou způsobovány pouze přítomným velmi zředěným vodíkem při tlaku 10^{-10} tor a teplotě 4° K, pak pro detektor se dvěma hmotami $m \approx 10^5$ g umístěnými ve vzdálenosti $l \approx 10^4$ cm od sebe pracující na frekvenci řádově 10^{-3} Hz je

$$S_{\min} \approx 10^{-17} \text{ W/cm}^2 .$$

Odhaduje se, že hustota toku gravitačního záření dvojhvězd typu WU Ma v okolí Země činí

$$S \approx 10^{-16} \text{ W/cm}^2 ,$$

při frekvencích $10^{-3} - 10^{-4}$ Hz. Je tedy $S > S_{\min}$. Kmity detektoru by však byly tak malé, že očekávaná hodnota $\Delta l/l \approx 10^{-21}$ by stále ještě ležela pod hranicí měřitelnosti dosahované současnými kapacitními nebo piezoelektrickými snímači malých mechanických kmitů, které dosahují přesnosti $\Delta l/l \approx 10^{-16}$. Při použití supravodivých materiálů a při velmi nízkých teplotách by teoreticky bylo možno zvýšit citlivost takových snímačů až na $\Delta l/l \approx 10^{-22}$ [34], což by již postačovalo k detekci gravitačního záření. Takové snímače však nebyly doposud zkonstruovány. Ukazuje se, že u detektorů s tuhým tělesem je situace příznivější.

MOŽNOSTI EXPERIMENTÁLNÍHO POTVRZENÍ EXISTENCE GRAVITAČNÍCH VLN

První piezoelektrický detektor s tuhým tělesem navrhl WEBER v roce 1959 [22]. Je to krystal, v němž periodická mechanická napětí způsobovaná gravitačními vlnami vyvolávají střídavé elektrické napětí, které se vhodně zesiluje. V témže roce BERNŠTEJN a GERCENŠTEJN [23] navrhli experiment, kterým by mohla být změřena rychlost gravitačních vln. Gravitační vlny měly být buzeny těžkými olověnými koulemi umístěnými na obvodu velkého rotujícího kola. Detektorem měly být dva mechanické oscilátory s vlastními frekvencemi rovnými frekvenci buzených gravitačních vln, instalované na různých pevných místech uvnitř rotujícího kola. Kmity obou detektorů měly být fázově posunuty. Ze změřeného posunu fáze, který měl být efektem prvního řádu vzhledem k $1/c$, by bylo možno určit rychlost gravitačních vln.

V roce 1960 provedl Weber teoretický rozbor elektromechanického experimentu, při kterém generátorem i detektorem gravitačních vln měla být kmitající tuhá tělesa [25]. Dospěl k závěru, že půlmetrový krystal excitovaný až k blízkosti stavu jeho

mechanického rozrušení, při frekvenci 10^8 Hz, by mohl v nejpříznivějším případě vysílat ve formě gravitačního záření výkon řádově 10^{-20} W, zatímco detektor obdobného typu potřebuje přijímat nejméně 10^{-10} W. Přitom generátor by potřeboval příkon 10^8 W. Weber poznamenává, že pro uskutečnění takového pokusu by detektorem musel být asi stometrový krystal. V téže době BRAGINSKIJ, IVANĚNKO a RUKMAN upozornili na to, že při experimentu navrhovaném Bernštejnem a Gercenštejnem by bylo nutno ve skutečnosti měřit efekt třetího řádu a zabývali se tím, jak by bylo nutno experiment uspořádat, aby efekt byl měřitelný [26].

Když se vyjasnilo, že experimenty s laboratorním generátorem jsou neobyčejně obtížné, obrátil Weber pozornost k mimozemským zdrojům gravitačního záření. Existují-li neutronové dvojhvězdy, měly by být zdrojem silného gravitačního záření s frekvencemi řádově 10^3 Hz, jehož hustota toku v okolí Země by mohla dosahovat 10^{-4} W/cm^2. Pro detekci takového záření navrhl Weber detektor s tuhým tělesem pracujícím na frekvenci 1657 Hz při teplotě 4° K [28]. Je to aluminiový válec 3 m dlouhý a 2 m široký, zavěšený v horizontální poloze ve vakuu a opatřený piezoelektrickými snímači mechanických kmitů s příslušnou zesilovací aparaturou. Tento detektor by měl zaznamenat záření s hustotou toku 10^{-5} W/cm^2 a při mimořádně příznivých podmínkách až 10^{-10} W/cm^2. Weber navrhl také obdobný generátor. Je to podobný válec, v němž mají být piezoelektricky buzeny mechanické kmity, a tedy i gravitační záření. Výkon tohoto generátoru má postačit k detekci vysílaného záření zkonstruovaným detektorem. Na uskutečnění těchto experimentů pracuje Weber se skupinou fyziků na Marylandské universitě v USA pravděpodobně již od roku 1961.

Kromě neutronových dvojhvězd mohou existovat i jiné mimozemské zdroje silného gravitačního záření v oboru velmi nízkých frekvencí. Například nesymetrický kolaps hvězdy může být provázen silným gravitačním zářením s frekvencí řádově 10^{-4} Hz, jehož hustota toku v okolí Země by mohla dosahovat až 10^{-4} W/cm^2. Pro detekci gravitačního záření s tak nízkými frekvencemi navrhla marylandská skupina použít jako detektoru Země nebo Měsíce [28]. V roce 1961 bylo zjištěno, že chilské zemětřesení excitovalo zemské mody v oboru $10^{-3} - 10^{-4}$ Hz. Takové kmity by mohly způsobovat i gravitační vlny v uvedeném oboru frekvencí. Studium seismických záznamů po zemětřesení však ukázalo, že v klidném období zemské mody nejsou excitovány nad hladinu přítomného šumu a bylo tedy možno odhadnout pouze horní hranici hustoty toku možného gravitačního záření $S_{max} \approx 10^{-5}$ W/cm^2. Zatím není známo jak silně jsou excitovány zemské mody pod hladinou šumu. Weber se však domnívá, že podrobná analýza šumu by mohla tyto mody objevit. Jestliže by se ukázalo, že mody s kvadrupólovou symetrií jsou silněji excitovány než mody se sférickou symetrií, bylo by to podle Webera dobrým svědectvím o existenci gravitačních vln [28].

V roce 1961 byly navrženy ještě další principiálně jiné experimenty, které by mohly potvrdit existenci gravitačního záření. Gercenštejn [29] poukázal na to, že při průchodu elektromagnetického záření elektrostatickým nebo magnetickým polem by se

fotony měly přeměňovat v gravitony. BRAGINSKIJ s RUKMANEM navrhli velmi důmyslný experiment, při kterém k důkazu existence gravitačního záření není třeba detektoru [30]. Ve dvou generátorech gravitačního záření Weberova typu umístěných těsně u sebe jsou buzeny mechanické kmity nejprve se stejnými fázemi a pak s fázemi posunutými o π. V prvém případě dochází k vyzařování gravitačních vln, avšak ve druhém nikoli. Jestliže tedy v prvém případě je příkon P, ve druhém případě by měl být $P - \Delta P$, kde ΔP je výkon vysílaného záření. Podle autorů u generátorů obsahujících 40 m^3 segnetoelektrické látky $BaTiO_3$ pracujících s příkonem 10^6 W při frekvenci 10^6 Hz by měla být veličina $\Delta P \approx 10^{-25}$ W měřitelná.

V roce 1962 GERCENŠTEJN a PUSTOVOJT [31] podrobili kritickému rozboru Weberovu práci z roku 1960 [25] a dospěli k závěru, že citlivost elektromechanických experimentů je o deset řádů horší než udává Weber. Podle autorů Weber nesprávně vypočetl potřebný výkon přijímaný detektorem. Autoři poukazují také na to, že detektor Weberova typu je nerelativistickým tělesem, v němž se relativistické efekty jako je gravitační záření projevují jen velmi slabě. Proto navrhují nový experiment s optickým interferometrem, který by byl obdobně uspořádán jako Michelsonův pokus. V navrhovaném experimentu se využívá toho, že optické dráhy světelných paprsků šířících se ve směru šíření gravitační vlny a napříč jsou různé. Při otáčení vhodně položeného interferometru v poli rovinné gravitační vlny by se měl tedy objevovat posun proužků. Autoři uvádějí, že citlivost tohoto experimentu je podstatně vyšší než u pokusů elektromechanických a že při frekvencích řádově 10^{-4} Hz by mohlo být zaznamenáno i velmi slabé gravitační záření s hustotou toku řádově 10^{-11} W/cm^2. Autoři však poznamenávají, že uskutečnění tohoto pokusu je velmi obtížné, neboť vyžaduje mimozemský zdroj, jehož poloha není známa.

V roce 1963 Weber [32] uveřejnil odpověď na kritiku pronesenou Gercenštejnem a Pustovojtem. Nesrovnalost objasňuje tím, že při odhadu šumu předpokládal $\Delta f \approx 10^{-7}$, kdežto oba autoři předpokládají $\Delta f \approx 1$. K jejich návrhu nového pokusu poznamenává, že při nízkých frekvencích je vyšší citlivost zřejmá, je ovšem zapotřebí mimozemského zdroje. Při frekvencích, kterých by bylo možno dosáhnout u laboratorních generátorů, by však citlivost tohoto pokusu nebyla větší než u pokusů elektromechanických. Ještě téhož roku Weber podrobil kritickému rozboru také pokus navrhovaný Braginským a Rukmanem [30] a dospěl k závěru, že potřebný příkon nečiní 10^6 W, jak uvádějí autoři, ale 10^{32} W, což je příliš mnoho, než aby mohl být uskutečněn [33].

Jak je patrno, polemika teoretiků o existenci gravitačních vln přešla v polemiku o možnostech experimentálního potvrzení jejich existence. K důkazu jejich existence existují kromě možností již uvedených ještě další možnosti. V souvislosti s efekty uvažovanými v [29] a [31] se v programu marylandské skupiny počítá se studiem obdobných efektů, které by se mohly projevit při radiolokaci planet nebo při pozorování fluktuací v intenzitě světla vzdálených mimozemských zdrojů. Rovněž pozorování dvojhvězd může mít dobré výsledky. V důsledku gravitačního záření se obě hmoty dvojhvězdy mají k sobě přibližovat a jejich rotace se má zrychlovat. Například pro

jednu z nejbližších dvojhvězd i Boo je $\Delta\omega/\omega = 1{,}9 \times 10^{-9}$, kde $\Delta\omega$ je přírůstek úhlové rychlosti za 10 let. Tato veličina leží v hranicích měřitelnosti [34]. Dlouhodobá pozorování dvojhvězd by tedy rovněž mohla potvrdit existenci gravitačního záření. Hvězdy, a tedy i naše Slunce, mohou být také zdrojem gravitačního záření v oboru optických frekvencí, které vzniká převážně při coulombovském rozptylu elektronů [34]. K detekci gravitačního záření v oboru optických a vyšších frekvencí by bylo možno použít kvantových počítačů fononů [34]. Pravděpodobnost transmutace elementárních částic v gravitony je však i při nejvyšších v současné době dosahovaných energiích stále ještě velmi malá. Je totiž přibližně o třiačtyřicet řádů menší, než je tomu u fotonu [27].

Z našeho rozboru je patrné, že jsou možné mnohé cesty k objevu gravitačních vln a lze těžko říci, která z nich nejdříve splní svůj úkol. Je však pravděpodobné, že v nedaleké budoucnosti bude otázka gravitačních vln rozřešena.

Literatura

[1] Einstein A.: Sitzber. Preuss. Akad. Wiss. (1916), 688.
[2] Einstein A.: Sitzber. Preuss. Akad. Wiss. (1918), 154.
[3] Eddington A. S.: The Mathematical Theory of Relativity, 2nd ed., Cambridge 1924.
[4] Tolman R. C.: Relativity, Thermodynamics and Cosmology, Oxford 1934.
[5] Einstein A., Rosen N.: Journ. Frank. Inst. 223 (1937), 43.
[6] Einstein A., Infeld L., Hoffman B.: Ann. Math. 39 (1938), 65.
[7] Infeld L.: Phys. Rev. 53 (1938), 836.
[8] Landau L. D., Lifšic E. M.: Teorija polja, GIFML, Moskva 1948.
[9] Infeld L., Scheidegger A. E.: Can. Jour. Math. 3 (1951), 195.
[10] Scheidegger A. E.: Rev. Mod. Phys. 25 (1953), 451.
[11] Fok V. A.: Teorije prostranstva, vremeni i tjagotěnija, GITTL, Moskva 1955.
[12] Rosen N.: Helv. Phys. Acta Suppl. 1956, 171.
[13] Havas P.: Phys. Rev. 108 (1957), 1351.
[14] Weber J., Wheeler J.: Rev. Mod. Phys. 29 (1957), 509.
[15] Bondi H.: Nature 179 (1957), 1072.
[16] Møller C.: „Max-Planck Festschrift", Berlin 1958, 139.
[17] Marder L.: Proc. Roy. Soc. A 244 (1958), 524.
[18] Infeld L.: Ann. of Phys. 6 (1959), 341.
[19] Papapetrou A, Geissler D., Treder H.: Ann. d. Phys. 2 (1959), 344.
[20] Brill D.: Ann. of Phys. 7 (1959), 466.
[21] Bonnor W.: Phil. Trans. Roy. Soc. A 251 (1959), 233.
[22] Weber J.: Rev. Mod. Phys. 31 (1959), 681.
[23] Bernštejn I. L., Gercenštejn M. E.: ŽETF 37 (1959), 1832.
[24] Peres A.: Phys. Rev. 118 (1960), 1105.
[25] Weber J.: Phys. Rev. 117 (1960), 306.
[26] Braginskij V. B., Ivaněnko D. D., Rukman G. I.: ŽETF 38 (1960), 1005.
[27] Weber J.: General Relativity and Gravitational Waves, New York 1961.
[28] Weber J.: Gravitational Radiation Experiments, University of Maryland, preprint.
[29] Gercenštejn M. E.: ŽETF 41 (1961), 113.

[30] BRAGINSKIJ V. B., RUKMAN G. I.: ŽETF 41 (1961), 304.
[31] GERCENŠTEJN M. E., PUSTOVOJT V. I.: ŽETF 43 (1962), 605.
[32] WEBER J.: Nuovo Cimento 29 (1963), 930.
[33] WEBER J.: Nuovo Cimento 31 (1964), 462.
[34] BRAGINSKIJ V. B.: UFN 86 (1965), 433.
[35] TRAUTMAN A.: Gravitational Waves and Radiation, International Conference on Relativistic Theories of Gravitation Vol. I, London, July 1965.

Kromě fotografií povrchu Marsu

získala sonda Mariner 4 tyto informace: zjistila, že Mars nemá magnetické pole a radiační pásy, že tlak ovzduší na jeho povrchu nepřevyšuje 1—2% tlaku vzduchu na hladině moře na Zemi, pozorovala hustotu mikrometeoritů a několik slunečních erupcí a poskytla přesnější poučení o gravitačním poli a dráze Marsu.

Sk

Tolerance parametrů elektronických přístrojů

závisejí na tolerancích parametrů součástek v rozhodujících obvodech. Nelze-li opatřit dostatečně přesné a stabilní součásti, musí zpravidla nastoupit ruční justování. Laboratoře firmy Philips zkoumají možnosti nalezení vhodných fyzikálních jevů a jejich využití tak, aby určovaly přesnost a stabilitu přístroje. Dosáhly značného úspěchu při konstrukci zesilovače, jehož vlastnosti jsou založeny na skutečnosti, že anodový a katodový proud triody mají stejné hodnoty. Podobně lze využít např. vztahu mezi kapacitou a svodovým odporem kvalitního kondenzátoru nebo skutečnosti, že zesílení v kmitajícím oscilátoru je rovno 1, popř. dalších fyzikálních jevů, které existují s větší přesností a stabilitou než výrobní tolerance součástek.

Sk

Novou metodu zjišťování poruch krystalové mřížky

objevili pracovníci techniky ve Štýrském Hradci. Bombardováním ionty helia v iontovém mikroskopu se odstraní deformovaná a znečištěná povrchová vrstva materiálu a pak se na poruchách samovolně usadí cizí atomy, pravděpodobně pocházející z vakuového oleje.

Sk

Atmosférický tlak promáčkne železniční cisternu

i když v ní vznikne podtlak pouhé 0,2 at. Přesvědčili se o tom prakticky v Rakousku. Novodobé snahy po vylehčování konstrukcí spolu se zastaralými způsoby zkoušení — pouze na přetlak — způsobily, že se s tímto nebezpečím nepočítalo. Teď se připravuje nová norma.

Sk