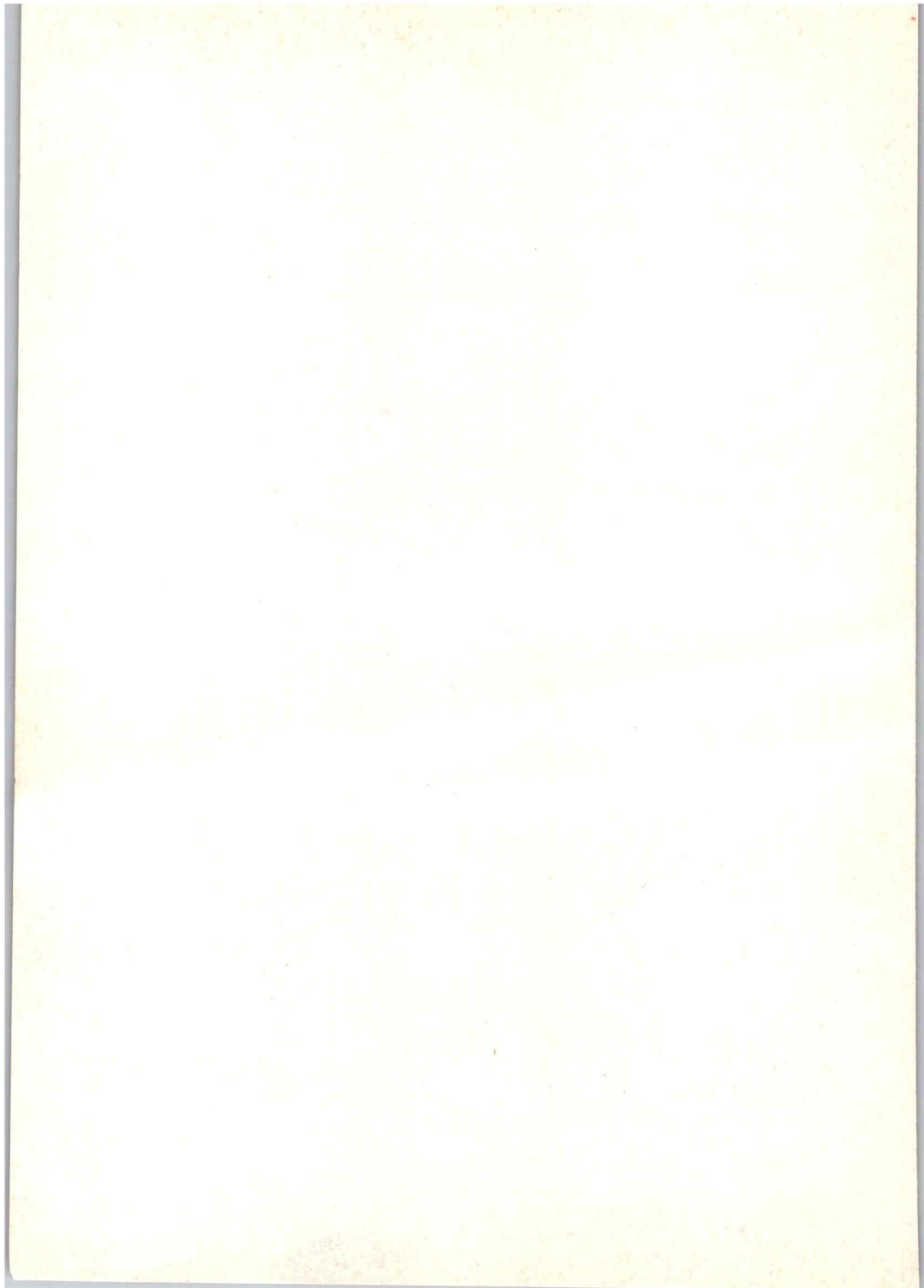


KOSMICKÉ ROZHLEDY

ROČNÍK 22 (1984) ČÍSLO 1

NEPERIODICKÝ VĚSTNÍK ČESKOSLOVENSKÉ ASTRONOMICKÉ SPOLEČNOSTI PŘI ČSAV



KOSMICKÉ ROZHLEDY, neperiodický věstník Československé astronomické společnosti při Československé akademii věd

ročník 22 (1984)

číslo 1

T. Zeithamer

Gravitační záření a základní experimentální testy
obecné teorie relativity
(pokračování z č. 2/1983)

2. Linearizovaná teorie gravitace

Oproti Maxwellovým rovnicím pro elektromagnetické pole jsou rovnice popisující pole gravitační mnohem složitější. Jejich složitost vyplývá z následujícího. Maxwellovy rovnice jsou lineární, neboť elektromagnetické pole nepřenáší náboj, i když hybnost a energii přenáší. Gravitační pole stejně jako elektromagnetické pole přenáší hybnost a energii, avšak rozdíl mezi nimi tkví v tom, že gravitační pole je buzeno kteroukoliv formou hmoty a proto samo přispívá určitým vkladem k celkové hmotnosti zdroje. Z tohoto důvodu jsou rovnice gravitačního pole nelineárními parciálními diferenciálními rovnicemi, přičemž jejich nelinearita odráží tu skutečnost, že gravitace působí sama na sebe.

V důsledku složitosti nelineárních Einsteinových rovnic pole neumíme prozatím najít jejich obecné řešení. Existují dvě cesty, jak tuto obtíž obejít. Na první z nich se můžeme pokusit zjednodušit výchozí rovnice natolik, abychom byli schopni je řešit, přičemž u takto nalezených asymptotických řešení musíme zjistit, do jaké míry objektivně popisují reálnou fyzikální situaci. Druhou podstatně složitější a delší cestou je hledání speciálních řešení přesných Einsteinových rovnic pole. Díky různým důvtipným matematickým obrátům jich dnes známe již celou řadu.

Einsteinovy rovnice gravitačního pole, stejně jako Maxwellovy rovnice elektromagnetického pole, mají radiační řešení. Nelinearita rovnic gravitačního pole, charakterizující fakt, že gravitační vlna je jistým rozložením energie a hybnosti a proto určitým způsobem přispívá ke svému vlastnímu gravitačnímu poli, nám prozatím neumožňuje nalézt obecná radiační řešení přesných Einsteinových rovnic. Uchylujeme se proto k tomu, že studujeme radiační řešení Einsteinových rovnic pro slabá pole, která popisují vlny nepřenášející velkou energii a hybnost, v důsledku čehož můžeme zanedbat působení vlny na sebe samu.

V linearizované teorii gravitace se přidržujeme idealizace, podle níž se gravitační vlny šíří plochým prostoročasem (lokální hledisko). Rovnice pole se tedy zapisují a řeší tak, jakoby pozadí (základní prostoročas) nebylo zakřiveno energií gravitačních vln, avšak vazba s experimentem se stanovuje využitím formalismu obecné teorie relativity pro zakřivený prostoročas (viz kap. 5). Z rovnic linearizované teorie gravitace vyplývají předpovědi o vlastnostech gravitačního záření. V mnohém jsou tyto vlastnosti podobné vlastnostem elektromagnetického záření, ačkoliv existují i některé zajímavé rozdíly. Velmi stručně se proto zmíníme o některých podstatných vlastnostech elektromagnetického záření. Vyjma určitých kvantových aspektů jsou tyto vlastnosti určovány Maxwellovými rovnicemi.

Elektromagnetické vlny jsou ve vakuu příčné a mají dva nezávislé stavy polarizace (například levotočivou a pravotočivou kruhovou polarizaci). Rovinnou monochromatickou elektromagnetickou vlnu lze rozložit na dvě lineárně polarizované nebo kruhově polarizované složky. Pro lineárně polarizované vlny zavádíme v elektromagnetismu jednotkové vektory polarizace \vec{e}_x a \vec{e}_y . Zkušební náboje v inerciálním soustavě souřadné, na které dopadá vlna s vektorem polarizace \vec{e}_x , kmitají ve směru osy x . Stejná situace nastane pro vlnu mající vektor polarizace \vec{e}_y pouze s tím rozdílem, že zkušební částice budou kmitat ve směru osy y (viz tab. 4). Pro elektromagnetické vlny s kruhovou polarizací definujeme vektory pravotočivé a levotočivé polarizace \vec{e}_p a \vec{e}_l , které souvisí s vektory lineární polarizace vztahy

$$\vec{e}_p = (\vec{e}_x + i \vec{e}_y) / \sqrt{2} \quad \text{a} \quad \vec{e}_l = (\vec{e}_x - i \vec{e}_y) / \sqrt{2}.$$

Kruh testovacích částic, vytvořený například z protonů, se v poli této vlny bude chovat tak, že každá částice jej vytvářející se posune ve stejném směru o stejnou vzdálenost (tab. 4) Šíření rovinné elektromagnetické vlny může být popsáno paprsky kolnými k vlnoplochám. Tyto paprsky jsou ve vakuu přímkou a můžeme si představit, že vlna se pohybuje podél nich základní rychlostí c .

Přejdeme-li od vlnové teorie ke kvantové teorii elektromagnetického záření, můžeme si je názorně představit jako proud fotonů letících jedním směrem, přičemž závislost energie fotonu E na frekvenci záření ν je dána vztahem $E = h\nu$, kde h je Planckova konstanta. Každý foton se pohybuje rychlostí světla c a rotuje okolo osy rovnoběžné se směrem jeho pohybu. Dva směry rotace odpovídají v Maxwellově popisu dvěma směrům kruhové polarizace elektromagnetické vlny. Moment hybnosti spojený s rotací, neboli spinem fotonu je roven v jednotkách $\hbar = h/2\pi$ jedné.

Elektromagnetické vlny nám poskytují informace o zdroji, ze kterého byly vyzářeny, to jest informace o pohybu nabitých částic zdroje vzhledem k inerciální soustavě souřadné. Je známo, že urychlovaný náboj generuje elektromagnetické pole, jehož velikost je nepřímo úměrná vzdálenosti od zdroje (za podmínky, že vzdálenost místa pozorování je mnohem větší než vlnová délka generovaného záření a rozměry zdroje). Hustota toku energie příslušná tomuto poli je určena druhou

fáze	posunutí zkušebního kruhu protonů pro základní druhy polarizace			
	\vec{e}_x	\vec{e}_y	\vec{e}_p	\vec{e}_t
0				
$\frac{\pi}{2}$				
π				
$\frac{3\pi}{2}$				

tab. 4 Posunutí zkušebního kruhu protonů pro základní druhy polarizace při šíření rovinné monochromatické elektromagnetické vlny kolmo z nákresny. Velikost a směr šipek naznačují velikost a směr výchylky částic.

mocninou jeho velikosti a je tedy nepřímá úměrná čtverci vzdálenosti od zdroje. Celkový tok energie kulovou plochou, obklopující místo generace záření, nezávisí na jejím poloměru. Vyzářené elektromagnetické vlny informují náboje ve svém okolí o tom, že rozložení zdrojových nábojů se nějakým způsobem změnilo, přičemž okolní náboje pocítí časovou změnu elektromagnetického pole se zpožděním, odpovídajícím šíření informace rychlostí světla. Nejjednodušší možná změna rozložení zdrojových nábojů je taková, při níž se mění dipólový elektrický

moment nábojů. Časová změna dipólového elektrického momentu vede k emisi dipólového záření. Komplikovanější případy nastávají, generuje-li se záření odpovídající vyšším elektrickým momentům nábojů (kvadrupólové, oktapólové atd.).

Linearizované rovnice gravitačního pole se liší od rovnic elektromagnetického pole tím, že k popisu gravitačního pole je zapotřebí deseti potenciálů, zatímco k popisu elektromagnetického pole stačí čtyři potenciály - skalární potenciál elektrického pole a tři komponenty A_x, A_y, A_z vektorového potenciálu. Gravitační pole popisujeme pomocí tenzorů a elektromagnetické pomocí vektorů. Einsteinovy linearizované rovnice implikují, že změny gravitačního pole se šíří jako příčné vlny rychlostí světla. Rovněž v případě gravitačních vln zavádíme polarizaci, avšak v důsledku tenzorového charakteru vln je tato charakterizována tzv. tenzorem polarizace. Monochromatickou rovinnou gravitační vlnu můžeme (analogicky jako v elektromagnetismu) rozložit na dvě lineární polarizované komponenty nebo na dvě kruhově polarizované komponenty. Lineární polarizované komponenty charakterizujeme dvěma jednotkovými tenzory lineární polarizace \vec{e}_+ a \vec{e}_- . Kruhově polarizované komponenty jsou charakterizovány rovněž dvěma jednotkovými tenzory kruhové polarizace \vec{e}_p a \vec{e}_l , které souvisejí s jednotkovými tenzory lineární polarizace vztahy

$$\vec{e}_p = (\vec{e}_+ + i \vec{e}_-) / \sqrt{2}, \quad \vec{e}_l = (\vec{e}_+ - i \vec{e}_-) / \sqrt{2}.$$

Působení gravitační vlny na kruh testovacích částic (např. protonů) se podstatně liší od působení vlny elektromagnetické. Představme si, že na zmíněný kruh testovacích částic dopadá rovinná monochromatická gravitační vlna polarizace \vec{e}_+ , přičemž směr šíření vlny míří kolmo ven z náčrtu v kladném směru souřadnicové osy z. Působení takové vlny budeme zkoumat v soustavě souřadné pevně spojené se středem testovacího kruhu částic, přičemž kladný směr osy souřadnicové z míří kolmo ven z náčrtu. Při průchodu gravitační vlny uvedeného druhu se bude kruh testovacích částic deformovat na elipsu, jejíž osy budou v první čtvrtině periody rovnoběžné se souřadnicovými osami x a y, viz tab. 5. Rovinná monochromatická gravitační vlna polarizace \vec{e}_x , dopadající na kruh testovacích částic v kladném směru souřadnicové osy z, jej deformuje opět na elipsu, avšak její osy v první čtvrtině periody svírají se souřadnicovými osami x, y úhel 45°, viz opět tab. 5.

Při dopadu kruhově polarizované elektromagnetické vlny v kladném směru osy z na kruh hmotných nabitých testovacích částic se tyto pohybují po elementárních kružicích, které mají své středy v původních klidových polohách částic, a to pro polarizaci \vec{e}_p proti směru pohybu hodinových ručiček. Globálně pak celý kruh rovněž rotuje v rovinně náčrtu okolo osy kolmé na náčrtu a procházející původní klidovou polohou jeho středu. Částice se však této globální rotace neúčastní. Analogicky rovinná monochromatická gravitační vlna s tenzorovou pravotočivou kruhovou polarizací \vec{e}_p , dopadající v kladném směru osy z, otáčí deformační obraz kruhu testovacích částic, zdeformovaný na elipsu, proti směru hodinových ručiček okolo osy procházející středem kruhu kolmo na náčrtu a vlna

s tenzorovou levotočivou kruhovou polarizací otáčí elipsu po směru hodinových ručiček. Stejně jako částice zemské kůry se neúčastní postupného pohybu povrchové seismické Rayleighovy vlny, rovněž tak částice testovacího kruhu se neúčastní globálního rotačního pohybu elipsy okolo jejího středu, do níž gravitační vlna deformovala kruh testovacích částic.

fáze	deformace zkušebního kruhu protonů pro základní druhy tenzorové polarizace			
	\vec{e}_+	\vec{e}_\times	\vec{e}_p	\vec{e}_l
0				
$\frac{\pi}{2}$				
π				
$\frac{3\pi}{2}$				

tab. 5 Deformace zkušebního kruhu protonů pro základní tenzorové polarizace rovinné monochromatické gravitační vlny, dopadající ve směru kolmém na nákretnu a mířícím ven z nákretny.

Podle závěrů kvantové teorie slabého gravitačního pole si můžeme gravitační záření představit jako proud gravitonů,

z nichž každý má energii $E = h\nu$, kde h je Planckova konstanta a ν je frekvence záření. Každý graviton vykonává pravotočivou nebo levotočivou rotaci kolem směru svého pohybu, ale v důsledku změněného počtu potenciálů a tenzorového charakteru gravitačního pole se ukazuje, že velikost momentu hybnosti každého gravitonu je rovna 2 v jednotkách $\hbar = h/2\pi$.

Analogicky jako v elektromagnetismu bude urychlující se hmotná částice generovat gravitační pole, jehož velikost se vzdáleností r od zdroje klesá jako funkce $1/r$. Hustota toku energie gravitačního záření je nepřímo úměrná čtverci vzdálenosti od zdroje.

Rovněž gravitační záření můžeme považovat za informaci o změnách rozložení hmoty zdroje. Teorie s deseti potenciály v sobě zahrnuje více zákonů zachování než teorie se čtyřmi potenciály. Představme si, že máme izolovanou soustavu hmotných částic. Mechanický analog elektrického dipolového momentu, dipolový moment hmot, je součet součinů jednotlivých hmot částic a polohových vektorů těchto částic vzhledem k hmotnému středu soustavy, přičemž souřadnicový systém považujeme za inerciální. Rychlost změny dipolového momentu hmot je právě celková hybnost izolované soustavy hmotných částic, která se nemění v důsledku zákona zachování hybnosti. Gravitační záření tedy nemůže mít dipolový charakter, jako jej má záření elektromagnetické. Nejnižší multipolové záření, které linearizovaná teorie gravitačního pole dovoluje, je kvadrupolové gravitační záření. Kvadrupolový moment hmot je definován stejně jako elektrický kvadrupolový moment nabitých částic jen s tím rozdílem, že místo nábojů v něm figurují hmoty jednotlivých částic. Vyzáření gravitační vlny informují vzdálené hmotné objekty o skutečnosti, že rozložení hmoty ve zdroji se nějakým způsobem změnilo. Tyto hmotné objekty (například detektory gravitačního záření) pocítí vzniklou změnu gravitačního pole se zpožděním rovným času šíření informace od zdroje k výslednému místu pozorování.

3. Detekce gravitačního záření

Einsteinova teorie gravitace předpovídá existenci tenzorových gravitačních vln, které jsou generovány nesférickým dynamicky se měnícím systémem a mají řadu vlastností, analogických vlastnostem vln elektromagnetických. Energie gravitačních vln může být předávána jiné hmotě, například detektoru gravitačního záření. Gravitační vlnu si můžeme představit jako pole gravitačních sil, které se šíří rychlostí světla. Objekt umístěný do tohoto silového pole bude vystaven časově proměnným tlakům, vyvolávajícím v daném objektu mechanická napětí. Tímto způsobem si můžeme charakterizovat interakci gravitační vlny s hmotou.

Současně s detekcí gravitačních vln před námi stojí otázka, jak silné jsou gravitační vlny. Odpověď na ni vyplývá ze skutečnosti, že gravitační interakce je nejslabší známou interakcí, například poměr gravitační a elektrostatické síly mezi elektronem a protonem je 10^{-39} . Proto jsou gravitační

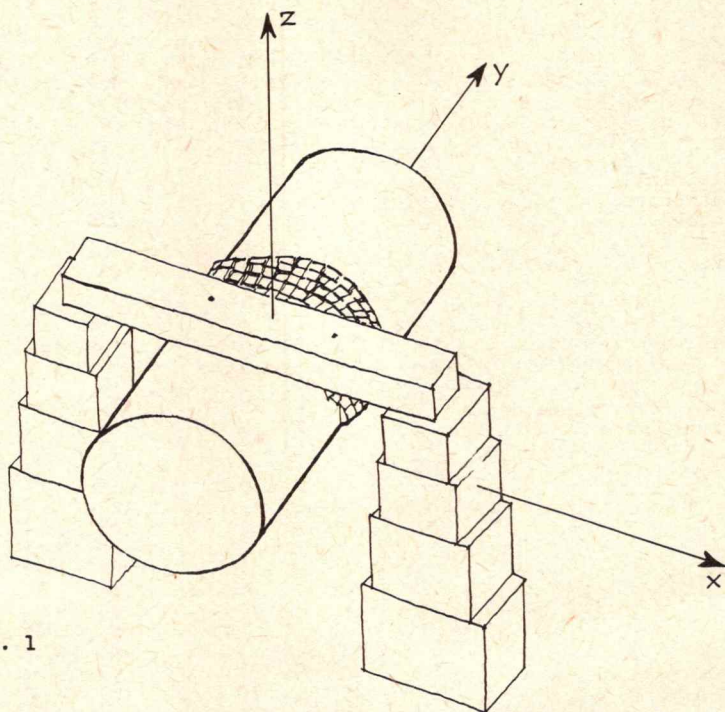
vlny extrémně slabé ve srovnání s vlnami elektromagnetickými. Při pohybu planety Jupiter po oběžné dráze okolo Slunce je výkon emitovaný touto soustavou ve formě gravitačního záření zhruba 450 W, přitom ovšem hustota toku energie ve vlnové zóně je velmi malá. Jiným zdrojem gravitačních vln mohou být dvojhvězdy, jejichž teoreticky vypočtená hodnota hustoty toku energie ve vzdálenosti Země činí 10^{-27} Wm^{-2} až 10^{-13} Wm^{-2} . Tyto zdroje jsou dnes považovány za nejnadějnější pro detekci gravitačního záření, neboť podle optických pozorování dochází k postupnému zmenšování periody rotace na úkor vyzáření gravitačních vln (je nutné si však uvědomit, že změna periody rotace může nastat i v důsledku pouhého přelévání hmoty mezi komponentami dvojhvězdy). Intenzivnější gravitační vlny jsou pravděpodobně emitovány rotujícími či pulsujícími neutronovými hvězdami nebo při srážce dvou černých děr a podobně.

Otázka jak detekovat gravitační vlny je spojena se způsobem extrahování energie z těchto vln detektorem. Princip interakce gravitační vlny s detektorem, který jsme naznačili na počátku tohoto paragrafu, musíme poněkud upřesnit. Problém je totiž mnohem komplikovanější než v elektromagnetickém případě z toho důvodu, že musíme vzít do úvahy princip ekvivalence. Podle tohoto principu homogenní gravitační pole vyvolá ve všech částech detektoru i v místě pozorovatele samotného stejné zrychlení. Pozorovateli by tedy stačilo, kdyby s velkou přesností sledoval zrychlení vzdálených hvězd vůči sobě v okamžiku, kdy se dostává do pole gravitační vlny. Toto zrychlení je však příliš malé, než aby je mohl změřit. Je proto nezbytné soustředit pozornost na relativní zrychlení mezi různými částmi detektoru, která jsou způsobena nehomogenitami gravitačního pole vlny. Podobně jako jsou vyvolávány přílivy oceánů na Zemi relativním polem Newtonových gravitačních sil, majícím svůj původ v nehomogenním působení gravitačního pole Měsíce a Slunce, tak dochází k vyvolání deformace tuhého tělesa polem relativních gravitačních sil, které má svůj původ v nehomogenitách gravitačního pole vlny. Tímto způsobem může být energie nesená gravitačními vlnami převáděna na jiné běžnější formy energie. Množství energie předané gravitační vlnou detektoru bude velmi nízké v důsledku slabosti gravitační interakce. Například Země absorbuje z dopadající gravitační vlny pouze zlomek její energie, který můžeme charakterizovat číslem 10^{-21} . Hmota je tedy pro gravitační vlny velmi dobré průhledné prostředí a je tedy obtížné zkonstruovat detektor gravitačního záření. V této práci si povšimneme dvou základních druhů detektorů: rezonančního detektoru Weberova typu a širokopásmového interferometrického detektoru.

Weberův detektor gravitačního záření

Počátky Weberových experimentů spadají do roku 1958. V této době byly znalosti o zdrojích gravitačního záření poměrně sporadické a proto byl detektor konstruován tak, aby s ním bylo možné detekovat záření z gravitačního kolapsu.

Weberův detektor sestává z aluminiového válce zavěšeného na ocelovém nosníku umístěném na dvou tlumičích (obr. 1). Celé zařízení je umístěno ve vakuové komoře. Typická technická



obr. 1

data detektoru jsou: délka válce 154 cm, průměr válce 60 cm, hmotnost 2000 kg, nejnižší základní mód podélných oscilací má frekvenci 1660 Hz. Tento základní mód oscilací může být excitován dopadajícím gravitačním zářením, ale také je excitován tepelným šumem a vnějšími poruchami. Oscilace jsou snímány piezoelektrickými krystaly umístěnými po obvodu válcové plochy v polovině délky válce (obr. 1). Při pokojové teplotě je snímací zařízení schopno detekovat podélné kmity válce s amplitudou 10^{-16} m. K tomu, aby bylo možné se domnívat, že oscilace jsou vybudeny dopadající gravitační vlnou, je zapotřebí přezkoumat, zdali jsou způsobeny vnějším signálem a nejsou generovány vnitřním šumem detektoru. V případě, že se jedná o zevně vyvolané poruchy, je nutné vyloučit ty vnější faktory, které jsou seismického a elektromagnetického původu, a rovněž je třeba vyloučit excitace vyvolané svazky kosmických částic. Za účelem ujištění, že oscilace válce jsou způsobeny vnějšími příčinami a současně vyloučení excitací svazky kosmických částic, sestrojil Weber dva shodné detektory a umístil je na velkou vzdálenost od sebe, v prvních experimentech činila tato vzdálenost 1000 km. Pro odstranění vlivu seismických poruch byly sestrojeny speciální tlumiče. K vyloučení elektromagnetických excitací bylo použito několika

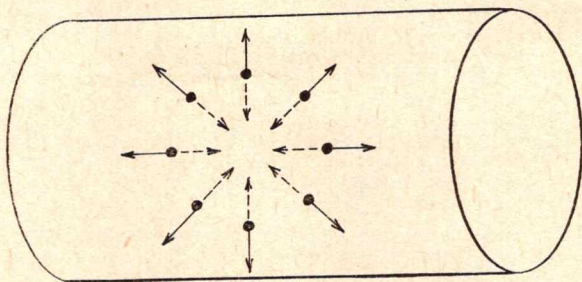
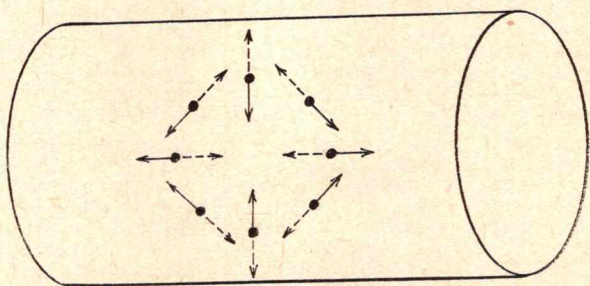
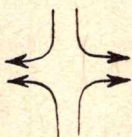
válcových detektorů. Jeden z těchto detektorů byl zkonstruován tak, že doba nárůstu výstupního signálu po excitaci mechanické části činila 11 sekund. Doby nárůstů výstupních signálů ostatních detektorů byly menší než 0,1 sekundy. Při excitaci elektromagnetickým signálem (která probíhá přes elektrickou část zařízení) nečinila doba nárůstu speciálně upraveného detektoru 11 sekund. Jestliže však byl detektor excitován jinak než elektromagnetickou poruchou, doba nárůstu činila 11 sekund. Tento detektor sloužil rovněž k částečnému vyloučení excitací způsobených částicemi kosmického záření. Nabité částice mohou předávat část své energie přímo elektrické části detektoru a nebo mohou interagovat s mechanickou částí, předávající svou energii do nejnižšího podélného oscilačního módu válce. Energie částice, potřebná pro vybuzení základního módu podélných oscilací válce za předpokladu vstupu částice do válce ve směru rovnoběžném s jeho osou, činí 10^{18} eV. Pro úplnost dodejme, že k vybuzení elektrické části detektoru elementárními částicemi je zapotřebí mnohem menší energie. Weber dospěl k závěru, že je krajně nepravděpodobné, aby byly takto systematicky buzeny současně dva detektory, vzdálené od sebe 1000 km.

Citlivost detektoru gravitačního záření Weberova typu je nízká v důsledku vlastního šumu, který je produkován především tepelným (Brownovým) pohybem částic. Abychom snížili šum a tím ulehčili vydělení slabého výstupního signálu na jeho pozadí, musíme zvětšit hmotnost detektoru, neboť při větší hmotnosti je vliv tepelného šumu menší. Současně musíme snížit teplotu detektoru za použití kryogenní techniky. Jinou možností zvýšení citlivosti detektoru gravitačního záření je zvětšit jeho činitel jakosti, který charakterizuje, kolikrát je větší energie zachycená detektorem při jeho rozkmitání gravitační vlnou než energie disipovaná detektorem během jedné periody. Činitel jakosti detektoru Weberova typu byl zvýšen z původní hodnoty 10^3 na hodnotu $5 \cdot 10^9$ díky tomu, že se detektory nyní zhotovují z materiálů s nízkou hladinou disipace, jako jsou například monokrystaly křemíku a safíru.

Velmi obtížné je rovněž zkonstruovat takové zařízení pro měření kmitů válce, které by samo o sobě přispívalo co nejméně k vlastnímu šumu detektoru. Weber používal piezoelektrické krystaly. Relativní posunutí podstav válce je možné měřit také změnou kapacity kondenzátoru, jehož jedna deska je pevně spojena s válcem.

Einsteinova linearizovaná teorie pole předpovídá existenci tenzorových gravitačních vln. Teorie Bransova-Dickeho předpovídá gravitační vlny skalárně-tenzorové. Za účelem detekce případné skalární komponenty byla vyvinuta speciální anténa tvaru válcového disku (obr. 3). Představme si, že Weberova anténa válcového typu je excitována gravitační vlnou čistě tenzorového charakteru (obr. 2a). V tomto případě dojde k vybuzení nejnižšího podélného módu oscilací. Jestliže dopadne na tento válec z boku skalární gravitační vlna, vybudí rovněž jeho podélné oscilace, jak vyplývá ze zakreslených diagramů relativních sil (obr. 2b). Anténa tvaru válce, jehož

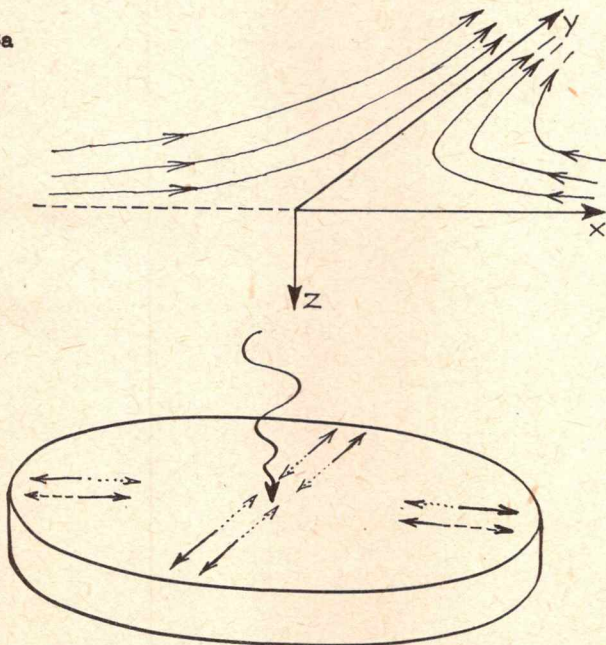
obr. 2 a



obr. 2b

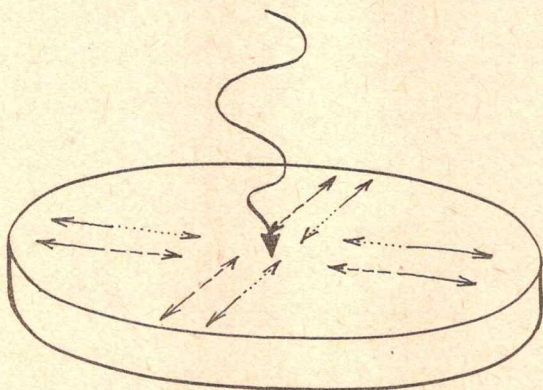
výška (délka) je větší než průměr jeho podstav, není schopna rozlišit, o jaký druh gravitačních vln se jedná. K tomu se hodí právě disková anténa válcového tvaru (obr. 3), pro niž platí, že průměr kruhových podstav je mnohem větší než výška válce. Dopadá-li na tuto anténu ve směru její osy souměrnosti gravitační záření tenzorového charakteru, dochází k vybuzení radiálních kmitů disku. Tyto kmity jsou při tenzorovém charakteru vln tlumeny (obr. 3a), neboť složky relativních sil ve směru osy x působí vždy proti radiálním oscilacím disku, jak vyplývá ze zakresleného diagramu relativních sil. Dopadá-li však ve směru osy symetrie disku skalární gravitační vlna, rovněž vybudí radiální oscilace disku. Složky relativních sil však v tomto případě radiální oscilace netlumí (obr. 3b). K vybuzení diskové antény tenzorovou gravitační vlnou by mohlo dojít při jejím dopadu na anténu z boku (obr. 3c). Proto byla disková anténa skloněna vzhledem ke směru předpokládaného příchodu gravitačních vln tak, aby tento případ nemohl nastat (obr. 4).

obr. 3a

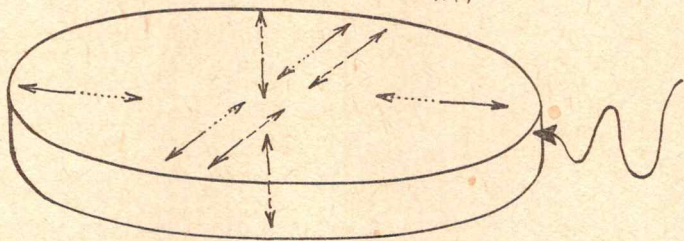
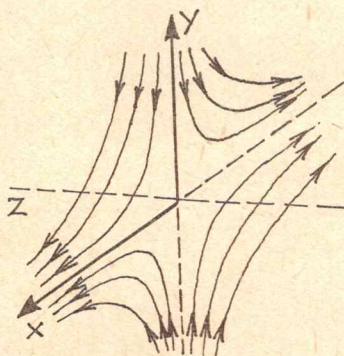


Širokopásmové detektory gravitačního záření

Od roku 1966 začal vývoj širokopásmových detektorů gravitačního záření, založených na laserové interferometrii. Vzhledem k rezonanční anténě má tento typ detektoru dvě výhody.

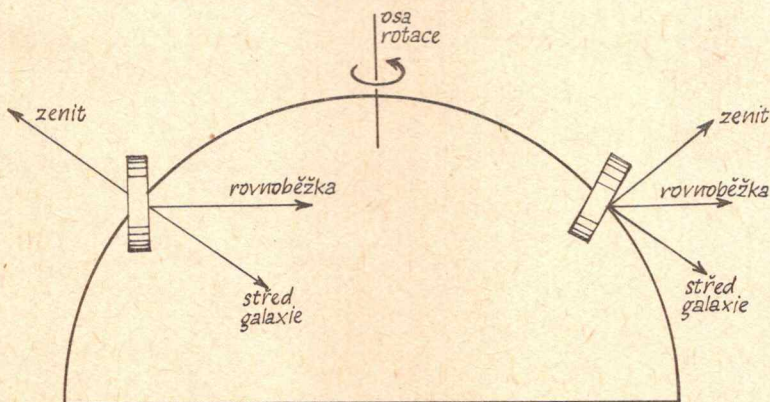


obr. 3b

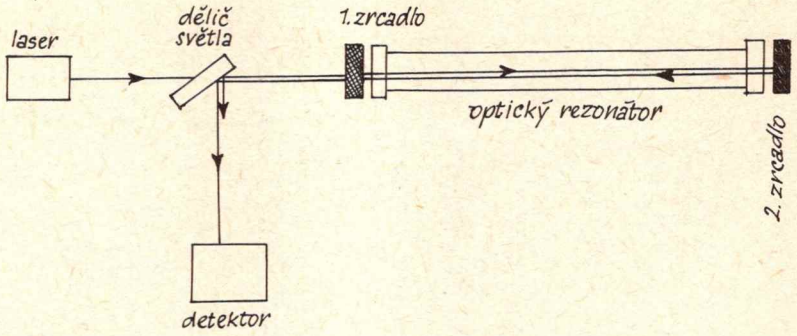


obr. 3c

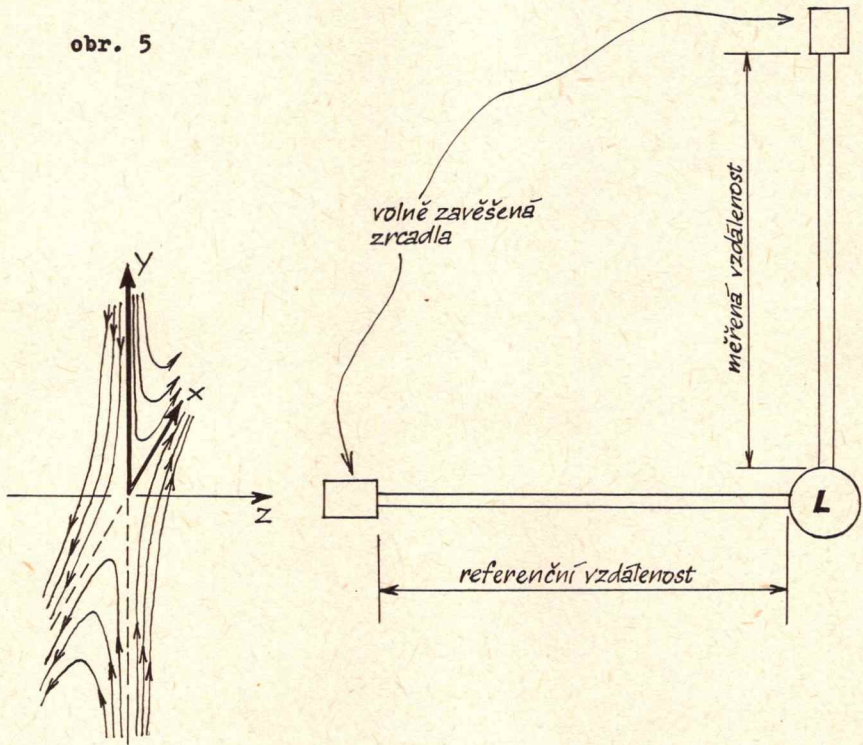
Předně velká délka antény zvyšuje účinný průřez pro zachycení gravitační vlny, tj. zvýšenou možnost interakce s gravitační vlnou, čímž se zvyšuje výstupní signálová hladina. Druhá výhoda spočívá v tom, že širokopásmová anténa umožňuje studium frekvenční a fázové struktury gravitačního záření, což poskytuje informace o povaze zdroje. V této koncepci antény neměříme gravitačně indukovaná elastická napětí v tuhém elastickém tělese, ale pozorujeme vzájemný pohyb volně zavěšených hmot v prostoru tak, že měříme fázové posuny v optické dráze, způsobené přítomností gravitační vlny (která mění vzájemné vzdálenosti hmot i index lomu vakua). V principu jsou širokopásmové antény gravitačního záření konstruovány na základě Fabry-Perotova nebo Michelsonova interferometru. V prvním případě je Fabry-Perotův interferometr s velkou bází (kolem 1000 m) buzen stabilizovaným jednofrekvenčním helium-neonovým, popřípadě argonovým laserem (obr. 5). Část laserového svazku je děličem světla odchýlena do detektoru a část prochází prvním polopropustným zrcadlem, kolmým na směr šíření svazku, do optického rezonátoru interferometru, kde po odrazu na druhém nepropustném zrcadle interferuje s laserovým svazkem, šířícím se v opačném směru. V detektoru pozorujeme interferenci jako soustavu rovnoběžných světlých a tmavých proužků. Širokopásmový detektor gravitačního záření, využívající Michelsonova interferometru, má na rozdíl od Fabry-Perotova dvě na sebe kolmá ramena (obr. 6). Jedno z ramen, které je rovnoběžné se směrem šíření dopadající gravitační vlny, nemění svou délku, zatímco v druhém ramenu, které je kolmé na směr šíření gravitační vlny, dochází ke změně optické dráhy. Laserový svazek se rozštěpí na dva a po projití oběma rameny interferometru oba svazky interferují, vytvářejíce opět interferenční proužky na stínítku detektoru.



obr. 4



obr. 5



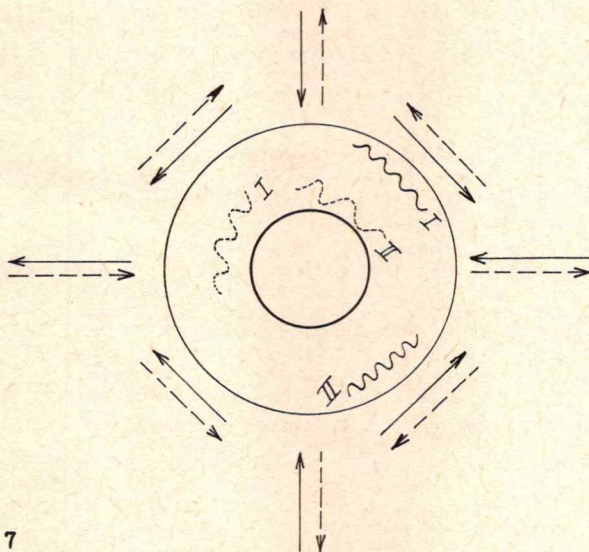
obr. 6

Zmenšíme-li vnější poruchy, působící na interferometr, na minimum, zůstává na výstupu ještě vlastní šum přístroje, který se skládá z těchto základních složek:

1. šum způsobený fluktuacemi intenzity laserového záření
2. šum způsobený frekvenční nestabilitou laseru
3. šum způsobený fluktuacemi geometrie svazku (boční posuv svazku, změny sklonu a šířky svazku)
Změny geometrie svazku mohou být způsobeny lokálními poruchami optických vlastností plazmy nebo rozptylem světla na částicích prachu ve vzduchu, který je přítomen buď uvnitř laseru a nebo mezi laserem a interferometrem.

Nemechanický rezonanční detektor

Základem tohoto detektoru je rezonance mezi gravitačním a elektromagnetickým zářením, tzv. gravitačně-elektromagnetická rezonance. Její podstata spočívá v následujícím (obr. 7).



obr. 7

Kruhovým vlnovodem se jedním směrem šíří dvě monochromatická klubka elektromagnetických vln. Gravitační vlna dopadá ve směru kolmém k rovině vlnovodu. Rozměry vlnovodu a fázový vztah mezi počáteční polohou elektromagnetických klubek a fází gravitační vlny je možné zvolit tak, že jedno z klubek se bude nacházet stále v urychlujícím poli a druhé pouze