

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Jiří Langer

Experimentální ověření obecné relativity

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 13 (1968), No. 6, 333--356

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/139943>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1968

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>

EXPERIMENTÁLNÍ OVĚŘENÍ OBECNÉ RELATIVITY

JIŘÍ LANGER, Praha

Referát podává přehled empirického materiálu ověřujícího obecnou teorii relativity. Zabývá se též některými dosud neprovedenými, ale reálnými pokusy. V závěru srovnává obecnou relativitu s jinými teoriemi gravitace.

ÚVOD

Je jistě zvláštností obecné teorie relativity, jak skromný empirický materiál stačil k jejímu vybudování. Zatímco speciální relativita vznikla téměř na objednávku experimentální fyziky, byla newtonovská teorie gravitace pro potřeby astronomů zcela dostačující. Jediný drobný nesouhlas se zkušeností, který byl znám, anomální posuv perihélia Merkura, se snažili vysvětlit řadou vcelku přijatelných hypotéz, vytvořených ad hoc. Proto tento nesouhlas nebyl pocíťován jako důvod k podstatné změně teorie gravitace. Přes svou empirickou uspokojivost nemohla však být newtonovská teorie gravitace převzata do speciální teorie relativity beze změny. Předpoklad okamžitého přímého působení na dálku, jehož filosofickou nepohodlnost pocíťoval již NEWTON a jehož se pokoušeli bez úspěchu zbavit LAPLACE a další zavedením konečné rychlosti šíření gravitace do newtonovské fyziky, je totiž neslučitelný s principem speciální relativity v důsledku relativity pojmu současnost.

Newtonův gravitační zákon je totiž v polním pojetí ekvivalentní Poissonově rovnici

$$(1) \quad \Delta\varphi = 4\pi\kappa\rho_0,$$

kde φ je gravitační potenciál, ρ_0 (klidová) hustota (klidové) hmoty a κ gravitační konstanta, doplněné příslušnými krajovými podmínkami. Nejjednodušší cestou, jak přejít k relativisticky invariantní teorii, je nahradit v této rovnici Laplaceův operátor D'Alembertovým operátorem \square . Tím získáme rovnici

$$(2) \quad \square\varphi = 4\pi\kappa\rho_0,$$

kteřá je vzhledem k Lorentzově transformaci invariantní. Tato rovnice představuje

spolu s pohybovou rovnicí bodové částice ve vnějším gravitačním poli

$$(3) \quad m_0 \frac{d^2 x_i}{d\tau^2} = m_0 \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_i} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \varphi}{\partial x_k} U_k U_i \right)$$

(τ je vlastní čas a U_i čtyřrychlost částice) základ NORDSTRÖMOVY teorie gravitace. Ačkoliv rovnice (1) má totéž statické řešení jako rovnice (2), Nordströмова teorie nevede v důsledku rovnice (3) k přesně stejným výsledkům jako Newtonova teorie. Obdobně jako v Sommerfeldově teorii jemné struktury spektra atomu vodíku vede relativistická pohybová rovnice (3) k posuvu perihélia zkušební částice, která se pohybuje v centrálním poli. Nordströмова teorie však předpovídá pouze 1/3 absolutní hodnoty posuvu pozorovaného u Merkura, a to ještě s opačným znaménkem, perihélium se zpožďuje, avšak nepředbíhá se.

Nehledíme-li na její experimentální neuspokojivost, má teorie další závažný nedostatek, společný všem teoriím, které popisují gravitaci prostřednictvím pole v plochém pseudoeuclidovském prostoru, ať již jde o skalární pole jako v Nordströmově teorii, nebo o vektorové či tenzorové pole v jiných teoriích. Na obou stranách rovnice (3) stojí táž konstanta m_0 , kterou jsme úmyslně nezkrátili. Stejně dobře si však můžeme představit, že poměr „gravitační hmoty“ stojící na pravé straně rovnice (3) a charakterisující gravitační náboj k „setrvačné hmotě“, stojící na levé straně této rovnice a popisující odpor, který klade těleso při urychlování, je různý pro tělesa z různých materiálů. Rovnost tíhové a setrvačné hmoty vystupuje v těchto teoriích stejně tak jako v Newtonově teorii v roli sice zajímavé, ale s principy teorie nijak nesouvisející náhody a představuje sama nezávislý přírodní zákon. A právě důraz, který Einstein položil na tento experimentální fakt, známý od dob Galileiho, jej vedl po zcela jiné cestě než po té, kterou jsme výše naznačili. Einstein podrobil kritice privilegované postavení inerciálních systémů ve speciální relativitě. Byl přitom inspirován Machovou myšlenkou, že má smysl hovořit pouze o zrychlení vzhledem k prázdnému prostoru. Fyzikální děje lze vyšetřovat i v rámci speciální relativity v libovolném souřadném systému; ve čtyřrozměrném formalismu představuje přechod k neinerciálnímu systému zavedení křivočarých souřadnic do Minkowského prostoročasu. V těchto souřadnicích nebude již „elementární vzdálenost“ v prostoročasu vyjádřena „Pythagorovou větou“

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - c^2 dt^2 ;$$

nýbrž kvadratickou formou

$$(4) \quad ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k .$$

Zde složky metrického tenzoru g_{ik} jsou obecně funkcemi souřadnic. (Indexy nabývají hodnot 1 ... 4 a užíváme sumačního pravidla, takže přes opakovaný index se sčítá. Souřadnice x^4 představuje souřadnicový čas, signatura formy (4) je +2.)

Interval (4) je invariantní co do formy vzhledem ke každé transformaci souřadnic; obdobně lze vyjádřit v křivočarých souřadnicích každou speciálně relativistickou rovnici a ta pak bude invariantní co do formy vůči libovolným transformacím, ovšem za cenu, že v ní vystupují složky metrického tenzoru g_{ik} a jejich derivace, jež dávají členy obdobné fiktivním silám v newtonovské mechanice. Tato úprava je zatím formální; ekvivalence tíhové a setrvačné hmoty však umožňuje dát jí hluboký fyzikální smysl tím, že metrický tenzor ztotožníme s dynamickými gravitačními potenciály a budeme předpokládat, že gravitační pole má na přírodní zákony stejný vliv jako neinercialita systému. Metrický tenzor odpovídající „skutečnému“ gravitačnímu poli rozeznáme od metrického tenzoru plochého prostoru teprve tehdy, zkoumáme-li jeho druhé derivace, z nichž lze spolu s derivacemi nižšího řádu vytvořit Riemannův tenzor R_{iklm} . Jeho vymizení je nutnou a postačující podmínkou pro to, aby prostoročas byl plochý, to znamená, aby bylo možno nelokálně zavést souřadný systém, v němž metrický tenzor nabývá Minkowského hodnot. V opačném případě je prostoročas zakřivený a jeho křivost je určena tenzorem energie a hybnosti ne-gravitačních polí T_{ik} , kterému je podle Einsteinova gravitačního zákona úměrný tenzor vytvořený jako kombinace zúženého Riemannova tenzoru křivosti $R_{ik} = R^l{}_{ikl}$ a skalární křivosti R :

$$(5) \quad R_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik} R = kT_{ik}$$

($k = 8\pi\kappa/c^4$, kde c je rychlost světla a κ gravitační konstanta). Tyto rovnice jsou nelineární; jejich nelinearita je příčinou značných matematických obtíží, ale i zároveň velkou teoretickou předností obecné relativity; rovnice (5) jednoznačně určují pohybové rovnice hmotných těles bez vnitřní struktury (monopólů), což nemůže platit v žádné lineární teorii. Speciálně nemusíme postulovat, že pohyb zkušební částice se děje po geodetické čáře, jak bylo zvykem v první fázi vývoje obecné relativity. (Rozsah článku nám nedovoluje podrobnější rozbor základů obecné relativity. První poučení najde čtenář např. v [6].)

V tomto popisu se princip ekvivalence tíhové a setrvačné hmoty stává zřejmým důsledkem teorie. Pohyb částice v gravitačním poli je bezsilový, částice se pohybuje nejrovnoměrněji a nejpřímochařeji, jak je možno, v zakřiveném prostoročase, a proto je přirozené, že její pohyb nezávisí na parametrech m_g, m_a , které popisovaly v newtonovské teorii velikost gravitační síly, resp. odpor, jež částice klade při urychlování. Co nejpřesnější ověření zákona, že všechna tělesa padají v gravitačním poli se stejným zrychlením, má tedy pro obecnou relativitu zásadní význam. Všimneme si proto v dalším podrobněji pokusů konaných v posledních letech na princetonské universitě, které značně snížily horní mez možného rozdílu mezi oběma hmotami.

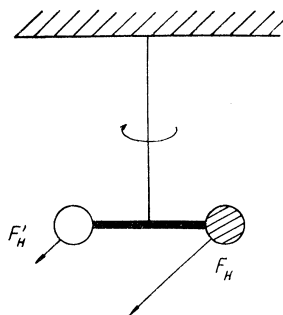
Ačkoliv zákon (5) má značně odlišný tvar od Newtonova gravitačního zákona (1) a v blízkosti extrémně velkých hmot, tj. pro silná gravitační pole by vedl k pronikavě rozlišným důsledkům, v běžně dosažitelných podmínkách se předpovědi získané na základě rovnic (5) téměř neliší od předpovědi získaných na základě rovnic (1).

Obecná relativita je následkem toho až dosud ověřena pouze třemi „klasickými“ testy: posuvem perihélia, ohybem světelných paprsků a rudým posuvem spektrálních čar v centrálním gravitačním poli.

Teprve v posledních letech umožňuje rozvoj experimentální techniky uvažovat o dalších důsledcích obecné relativity, které by bylo možno změřit. Všimneme si principu těchto pokusů, především však rozebereme tři klasické testy, jejichž přesnost byla v posledních letech značně zvýšena, hlavně v případě rudého posuvu.

EKVIVALENCE TÍHOVÉ A SETRVAČNÉ HMOTY

Konal-li skutečně GALILEI legendární pokusy, při nichž pouštěl s pisánské věže železné a dřevěné kuličky, aby dokázal, že padají se stejným zrychlením, byly tyto pokusy rozhodně velmi nepřesné; NEWTON užil k měření rovnosti tíhové a setrvačné hmoty kyvadla a stejnou metodou stanovil BESSEL (1827), že se poměr obou hmot neliší od jedné více než o $2 \cdot 10^{-5}$. H. H. POTTER (1923) sice zpřesnil tento výsledek stejnou technikou o řád, ale již dříve L. V. EÖTVÖS (1890) dosáhl podstatně lepší hodnoty $5 \cdot 10^{-8}$ pomocí torzních vah a později spolu s D. PEKAREM a E. FEKETEM dokonce hodnoty $3 \cdot 10^{-9}$. Přesnost jejich měření je umožněna tím, že jde o nulový pokus. Na vahadle torzních vah (obr. 1) jsou upevněny dvě kuličky z různých materiálů. Kdyby poměr setrvačné hmoty k tíhové a tím i poměr horizontálních složek odstředivé a gravitační síly byl pro obě závaží různý, stáčela by vahadlo silová dvojice, pokud by ji nevykompenzoval torzní moment vlákna. Při otočení přístrojem o 180° by se směr dvojice převrátil a vahadlo by se vychýlilo na opačnou stranu.



Obr. 1.

Na stejném principu, ale ve značně zlepšeném uspořádání prováděli tato měření R. H. DICKE, P. G. ROLL a R. KROTKOV [7]. Nutnosti otáčet přístrojem se vyhnuli tím, že přenechali tuto úlohu Zemi a sledovali případné porušení rovnováhy přitažlivé síly mezi Sluncem a závažími a odstředivé síly, která na závaží působí na oběžné dráze kolem Slunce. Natáčí-li Slunce v 6 hodin ráno vahadlo orientované severojižně jedním směrem, octne se v 6 hodin večer na opačné straně a vychyluje je opačně. Při

dlouhodobém provádění by se měly objevit kmity se čtyřiaadvacetihodinovou periodou.

Pokus tak vysoké přesnosti může ovlivnit ovšem řada rušivých jevů, z nichž obzvláště nebezpečné jsou takové, které se vyskytují s denní periodou. To jsou např. změny teploty během dne, denní variace magnetického pole apod. Proto byl přístroj tepelně izolován a vyroben z materiálu bez magnetických příměsí. Torzní váhy jsou velmi citlivé na lokální nehomogenity gravitačního pole (v geofyzikálním průzkumu se jich užívá právě k vyhledávání těchto nehomogenit). Proto byla celá aparatura umístěna v místě vzdáleném od komunikací a ovládána dálkově (přiblížení experimentátora více než na čtyři metry by již vyvolalo měřitelný efekt). Dále byla citlivost k lokálním nehomogenitám značně snížena nahrazením přímého vahadla rovnostranným trojúhelníkem z taveného křemene (délka strany činila pouhých 6 cm), zavěšeném ve středu na torzním křemenném vlákně, v jehož vrcholech byla upevněna závaží ze zkoušených materiálů. O citlivosti pokusu svědčí, že byl zkoumán i možný vliv takových změn v rozložení okolních hmot, které se vyskytují s denní pravidelností, jako byla ranní rosa v blízkém lese. Hlavní část přístroje byla umístěna ve vakuové komoře. Registrace výchylek byla prováděna opticky, zaznamenávána automaticky a záznam byl statisticky vyhodnocován.

Eötvös a jeho spolupracovníci konali měření s mnoha různými materiály; pro všechny vedl pokus k výsledku, že velikost parametru

$$\eta(A, B) = \frac{\left(\frac{M}{m}\right)_A - \left(\frac{M}{m}\right)_B}{\frac{1}{2} \left[\left(\frac{M}{m}\right)_A + \left(\frac{M}{m}\right)_B \right]},$$

kde $M_{A,B}$ a $m_{A,B}$ jsou gravitační a setrvačná hmoty materiálů A, B je nejvýše řádu 10^{-9} . Je těžké říci, zda je k užití i tak exotických materiálů jako je hadodřev nebo batavské sklo vedly fyzikální důvody nebo smysl pro romantiku; princetonský pokus však trval přes rok, takže bylo třeba zvolit materiály, které by poskytly co nejvíce informací. Pro volbu je rozhodující co největší rozdílnost atomové stavby materiálů. Je totiž zřejmé, že kdyby svět byl složen pouze z jednoho druhu částic, bylo by tvrzení o rovnosti tíhové a setrvačné hmoty triviální; rovnosti tíhové a setrvačné hmoty pro jednu částici lze dosáhnout volbou jednotek a obě hmoty by se pak samozřejmě rovnaly i pro soubor těchto částic. Z dnešního hlediska není ovšem samozřejmé, že lze volbou jednotek dosáhnout rovnosti tíhové a setrvačné hmoty pro všechny elementární částice, pro soustavy částic s různou vazbovou energií, popř. pro částice nezávisle na rychlosti jejich pohybu. Princetonský pokus byl prováděn s hliníkem a zlatem, které jsou z uvedených hledisek velmi vhodné. Poměr počtu protonů a neutronů v jádře hliníku je 1,08, v jádře zlata 1,5. Zatímco v hliníku se pohybují elektrony nerelativistickými rychlostmi, představuje relativistický přírůstek 15% K -elektronů

ve zlatě, a konečně elektromagnetická vazbová energie je v hliníku zanedbatelná, kdežto u zlata činí 1/2% celkové hmoty.

Nulový výsledek princetonského pokusu vede k závěru, že $\eta(\text{Al}, \text{Au}) < 3 \cdot 10^{-11}$. Z tohoto výsledku plyne pro proton a neutron vztah $\eta(p, n) < 3 \cdot 10^{-10}$, úbytek tíhové hmoty s úbytkem hmoty odpovídající jaderné vazbové energii je stanoven s přesností o dva řády nižší, pro vazbovou energii orbitálních elektronů o čtyři řády nižší.

SCHIFF [1] ukázal, že přesnost pokusu umožňuje vyloučit možnost, že by antičástice měly gravitační hmotu opačné polarity. Protože nukleon je obklopen virtuálními elektronovými-pozitronovými páry, jejichž počet v atomu je v různých atomech různý, vedla by záporná gravitační hmota pozitronu k anomálnímu poměru tíhové a setrvačné hmoty; pro hliník a platinu, pro něž Schiff rozbor prováděl, by bylo $\eta(\text{Al}, \text{Pb}) = 3 \cdot 10^{-7}$, takže již Eötvösova měření tuto možnost vylučují.

TŘI KLASICKÉ TESTY

a) Rudý posuv

Posuv spektrálních čar v gravitačním poli přiřazujeme zde k zbyvajícím dvěma efektům z tradičních důvodů; ve skutečnosti není pro platnost obecné relativity o mnoho průkaznější než výsledek Eötvösova pokusu. Přesná formule, v níž ν_P a ν_Z značí frekvenci pozorovaného a vysílaného světla

$$(6) \quad \frac{\nu_P}{\nu_Z} = \sqrt{\left(\frac{-g_{44(P)}}{-g_{44(Z)}} \right)},$$

platná ve statickém gravitačním poli, vzhledem ke kterému jsou pozorovatel P i zdroj Z v klidu v místech s gravitačním potenciálem $g_{44(P)}$, $g_{44(Z)}$, plyne přímo z požadavku ekvivalence účinků gravitačního pole a neinerciálnosti systému na průběh fyzikálních dějů. To je ovšem silnější požadavek než rovnost tíhové a setrvačné hmoty. Avšak z Eötvösova-Dickeho pokusu plyne, jak jsme viděli, se značnou přesností rovnost tíhové a setrvačné hmoty odpovídající elektromagnetické vazbové energii. Postulujeme-li ještě zákon zachování energie, jsme oprávněni provést následující úvahu: Foton o hmotě $h\nu/c^2$, který přejde z místa o gravitačním potenciálu Φ_1 na místo s vyšším gravitačním potenciálem Φ_2 , získá potenciální energii $h\nu/c^2(\Phi_2 - \Phi_1)$. Tento přírůstek musí nahradit úbytkem své kinetické energie $h\Delta\nu$, takže jeho frekvence se musí změnit podle vztahu

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\nu_P - \nu_Z}{\nu_Z}$$

Tuto formuli dostaneme linearizací vztahu (6), neboť pro slabá gravitační pole je

možno aproximativně psát $g_{44} \approx -c^2(1 - 2\Phi/c^2)$, kde Φ je newtonovský potenciál. Experimentálně dostupná pole jsou v tomto smyslu slabá, rozdíl mezi přesným a linearizovaným výrazem je hluboko pod hranicí měřitelnosti.

Až donedávna bylo možno rudý posuv pozorovat pouze na světle z astronomických zdrojů, které prošlo dostatečně velkým rozdílem potenciálů, aby byl vyvolán měřitelný posuv. Vzhledem k tomu, že gravitační potenciál je přímo úměrný hmotě a nepřímo úměrný vzdálenosti od středu hvězdy, nastává největší posuv na čarách spektra bílých trpaslíků, hvězd s hmotou srovnatelnou s hmotou Slunce a poloměrem až stokrát menším, než je sluneční. Z přibližně čtyřset známých objektů tohoto typu se však jen velmi málo hodí k měření. Aby bylo totiž možno určit teoretickou hodnotu posuvu, je třeba znát hmotu i poloměr hvězdy. Hmotu je možno určit z dráhy, je-li hvězda částí dvojhvězdy. Povrch (a tím poloměr) hvězdy se určuje jako poměr absolutní svítivosti hvězdy k množství záření vydávaného jednotkovou plochou při teplotě povrchu určené ze spektrálního rozložení.

První měření byla provedena již ve dvacátých letech na Siriu B. Nejnovější měření, konaná na této hvězdě GREENSTEINEM, dávají pro ekvivalentní rychlost, tj. rychlost, kterou by se musel pohybovat zdroj, aby nastal stejně velký rudý posuv v důsledku Dopplerova jevu, 60 až 80 km/s oproti teoretické hodnotě 79 km/s. Nepřesnost v určení experimentální hodnoty je především důsledkem vlivu rozptýleného světla ze Siria A, neboť úhlová vzdálenost obou hvězd je velmi malá. Průkaznější jsou POPPEROVA měření na 40 Eridani B, která je částí vícenásobné hvězdy. Vzdálenost této hvězdy od jejích společníků je dostatečná, aby se vyloučilo rušení rozptýleným světlem. Zde byla určena hodnota ekvivalentní rychlosti 21 ± 3 km/s, kdežto teoretická hodnota činí 17 km/s.

Nejistota měření na bílých trpaslicích je způsobena nejen nepřesností změření posuvu, ale především obtížemi s určením parametrů hvězdy a tím i teoretické hodnoty rudého posuvu. Pro sluneční světlo je teoretická hodnota ekvivalentní rychlosti značně menší, pouhých 0,636 km/s, zato je určena s mnohem větší jistotou. Výsledky měření na různých Fraunhoferových čarách slunečního spektra ukazují, že velikost posuvu závisí nejen na frekvenci ν , jak plyne z (7), ale i na šířce spektrální čáry a poloze zdroje na slunečním disku. Ve středu disku je posuv pro středně široké čáry značně pod předpovídanou hodnotou, v blízkosti okraje prudce vzrůstá až k relativistické hodnotě, popř. ji převyšuje (tzv. „limb-efekt“). Naproti tomu široké čáry jeví ve středu disku posuv značně převyšující relativistickou hodnotu a tento posuv se zmenšuje směrem k okraji, ale zůstává nad předvídanou hodnotou.

Tato měření nás nemusejí zviklat ve víře v obecnou relativitu, uvědomíme-li si, že pohyb zdroje rychlostí 0,5 km/s vyvolá řádově stejný efekt jako gravitační posuv, takže výsledek je jistě podstatně ovlivněn pohybem slunečních hmot. Kvalitativně dobré vysvětlení podává teorie radiálních proudů, podle které se šíří teplo v hlubších vrstvách zářením, blíže k povrchu konvektivně a v nejvyšších vrstvách opět zářením. Tuto teorii podporuje pozorovaná granulace slunečního povrchu, která

podle SCHWARZSCHILD A vzniká tím, že světlejší místa představují proudy horkého plynu, který přichází k povrchu, chladne a v tmavých místech opět klesá. Kombinace rudého a fialového posuvu, který postihuje světlo vyzařované atomy v sestupném a vzestupném proudě, způsobuje odchylku od relativistické hodnoty. Různě široké čáry pocházejí z různých vrstev sluneční atmosféry, a jsou proto různě zatíženy normálním Dopplerovým jevem. Tento model dává jenom kvalitativní souhlas a ještě ne dokonalý, neboť nedovede vysvětlit, proč na okraji disku posuv převyšuje relativistickou hodnotu (na okraji pozorujeme proudy z boku a výsledek nemůže být proto ovlivněn podélným Dopplerovým efektem; příčný Dopplerův jev nehraje podstatnou roli). Velmi přesná měření gravitačního posuvu v pozemských podmínkách, dosažená v posledních letech Mössbauerovskou technikou, snižují však význam měření na Slunci, takže se můžeme spokojit konstatováním, že tato měření lze patrně uvést do souladu s obecnou relativitou a ponechat naopak gravitační posuv astrofyzikům jako nástroj k zkoumání modelů sluneční atmosféry. Za zmínku stojí však měření provedená J. BRAULTEM [4] na široké sodíkové D_1 čáře. O této čáře lze předpokládat, že vzniká v nejvyšších vrstvách sluneční atmosféry, a není tedy podle teorie konvektivních proudů zatížena Dopplerovým posuvem. Technikou, kterou se mu podařilo přesně stanovit střed čáry (což je hlavní obtíž při měření na širokých čarách), došel k výsledku, který se shodoval s teoretickou hodnotou s přesností 5%, přičemž výsledky nezávisely na poloze zdroje na slunečním disku.

Užití Mössbauerova jevu k měření gravitačního posuvu. Základní experimentální obtíží při měření rudého posuvu v oblasti frekvencí viditelného světla je, že přirozená šíře spektrální čáry znemožňuje přesné určení malého posuvu, který vzniká při průchodu fotonu tak malým rozdílem potenciálů, jaký je k dispozici v pozemských podmínkách. Na druhé straně nejistota znalosti potřebných parametrů při astronomických měřeních svádí do jisté míry k podezření, že — zejména při měření na Slunci — je příslušný model vytvářen tak, aby se vyhovělo požadavkům obecné relativity. Proto vzbudily neobyčejný zájem pokusy užívající k měření rudého posuvu Mössbauerovské techniky, a to nejen svou přesností, ale i skutečností, že mohou být realizovány v přesně definovaných laboratorních podmínkách.

Mössbauerův jev umožňuje vytvořit velmi ostré emisní a absorpční čáry γ -záření, a tím citlivě měřit změnu frekvence, ke které došlo mezi emisí a absorpcí fotonu. Krátce po Mössbauerově objevu využilo jeho techniky k měření gravitačního posuvu několik skupin nezávisle na sobě [17], [18]; nejlepších výsledků dosáhl v sérii pokusů R. V. POUND ve spolupráci s G. A. REBKOU Jr., a J. L. SNIDEREM [19], [20]. Zmíníme se stručně o uspořádání jejich původního pokusu, který je podrobně popsán v referativním článku [21].

Z různých důvodů je nevhodnějším izotopem pro tato měření Fe^{57} , ačkoliv jeho emisní čára je poměrně široká. Aby se vrchol čáry posunul v důsledku gravitačního posuvu do bodu odpovídajícího poloviční intenzitě, musel by být rozdíl výšky mezi zdrojem a absorberem 3 km. Při pokusech byl užíván výškový rozdíl zhruba 21 m.

Měřitelných výsledků se dosáhlo tím, že zdroj byl umístěn na piezoelektrické destičce kmitající s frekvencí 50 c/s. Tím se při pohybu zdroje dolů posouvala frekvence emitovaného γ -kvanta do „fialova“ a naopak při pohybu vzhůru do „červena“ tak, že vrchol emitované čáry se ocitl na strmých bocích absorpční čáry. Tím se měření stalo velmi citlivé ke změně velikosti absorpce. Absorbované záření pak bylo registrováno dvěma počítači, zapojovanými synchronně s pohybem zdroje vzhůru a dolů. Mezi zdrojem a absorbérem vzniká však ještě posuv v důsledku teplotního gradientu a dalších ne plně vysvětlených faktorů. Proto se konaly dvě série měření; při první byl zdroj výše než absorbér, takže γ -kvanta „padala“ v gravitačním poli, při druhé se poloha zdroje v absorbérovi vyměnila, takže fotony „stoupaly“ v gravitačním poli. Z rozdílu výsledku obou měření se pak stanovil vlastní gravitační posuv.

Postupným zlepšováním techniky tohoto měření se podařilo autorům výsledky neobyčejně zpřesnit; proti desetiprocentní přesnosti původního pokusu souhlasí poslední publikované výsledky s předpovědí teorie relativity s přesností 1%.

S interpretací tohoto pokusu úzce souvisí jiný experiment založený na užití Mössbauerova jevu. Teoretická předpověď pro rudý posuv je založena na předpokladu, že systém emitující záření představuje ideální hodiny, tj. hodiny, jejichž chod měří prostoročasový interval. Chod ideálních hodin závisí pouze na jejich rychlosti, nikoli na jejich zrychlení vzhledem k lokálnímu inerciálnímu systému. Chod běžných hodin na zrychlení ovšem závisí („vlastní čas“ svých náramkových hodinek můžeme dokonce zastavit, upustíme-li je na zem). Pokus provedený H. J. HAYEM, J. P. SCHIFFEREM, T. E. CRANSHAWEM a P. A. EGELSTAFFEM ukazuje, že chod mössbauerovských hodin na zrychlení nezávisí, což je nutná podmínka k tomu, abychom je mohli pokládat za reálný model ideálních hodin.

Jejich zařízení sestává ze dvou koncentrických válců, které se otáčejí kolem společné osy. Na vnitřním válci je zdroj, na vnějším válci absorbér, realizovaný jako v předchozím případě jádry Fe^{57} . Systém se otáčí kolem společné osy. Protože poloměry obou válců jsou různé, je různá nejen rychlost pohybu zdroje a absorbérovi, ale liší se i jejich zrychlení. Pokud by chod „hodin“ závisel i na zrychlení, lišil by se posuv spektrální čáry od hodnoty dané příčným Dopplerovým efektem,

$$(8) \quad \frac{\Delta v}{v} = \left(\frac{1 - \frac{2\omega R_z}{c^2}}{1 - \frac{2\omega R_A}{c^2}} \right)^{1/2}$$

(R_z , R_A jsou průvodiče zdroje a absorbérovi, ω úhlová rychlost). Výsledky pokusu však dobře souhlasí s předchozí formulí (8).

Interpretace tohoto pokusu je velmi názorná, ve skutečnosti však závěr, že chod jaderných hodin nezávisí na zrychlení, plyne s větší přesností přímo z měření Pounda a Rebky. Jádra vázaná v mříži se pohybují značnými rychlostmi a jsou podrobena zrychlením značně převyšujícím zrychlení dosažené v předchozím pokusu. Zatímco

odstředivé zrychlení vzorku na rotujícím kotouči bylo rovno $6,6 \cdot 10^4 g$ ($g = 9,81 \text{ m/s}^2$), zrychlení jader v mříži dosahují až $10^{16} g$. Rozbor pokusu Pounda a Rebky ukazuje, že posuv spektrálních čar, který vzniká v důsledku pohybu jader v mříži, závisí právě jen na jejich rychlosti, nikoli na jejich zrychlení.

b) Posuv perihélia planet

Řešení Einsteinových rovnic gravitačního pole, jehož zdrojem je sféricky symetrické těleso hmoty m , vede ve sférických souřadnicích vně tělesa k intervalu tvaru (viz např. [8])

$$(9) \quad ds^2 = \left(1 - \frac{2\kappa m}{c^2 r}\right)^{-1} dr^2 + r^2(d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\varphi^2) - \left(1 - \frac{2\kappa m}{c^2 r}\right) c^2 dt^2$$

(K. Schwarzschild 1916). Radiální souřadnice r není totožná se vzdáleností měřenou od středu tuhou tyčí, avšak s rostoucím r se rozdíl mezi přírůstkem této souřadnice a přírůstkem fyzikální vzdálenosti stává zanedbatelný, takže v astronomických úlohách lze r zaměňovat za vzdálenost měřenou běžnými astronomickými prostředky. Řešení (9) popisuje gravitační pole vně centrálního tělesa a stejně jako v klasické teorii platí pro potenciál pouze vně tělesa, jež pole budí. V klasické teorii však můžeme centrální těleso bez omezení zmenšovat, až přejde v bodovou singularitu. Kdybychom chtěli totéž udělat v obecné relativitě, objeví se nám v řešení singularita, jakmile se povrch tělesa ocitne pod plochou

$$r = r_g \equiv \frac{2\kappa m}{c^2}.$$

Singularnost plochy $r = r_g$ se projevuje např. tím, že z hlediska vnějšího pozorovatele se pohyb zkušební částice volně padající v radiálním směru v její blízkosti natolik zpomalí, že částice plochu nikdy nedostihne (i když vlastní čas částice potřebný k dosažení plochy je konečný). Podobně světelný signál vyslaný ze vzdálenosti gravitačního poloměru r_g nikdy nedostihne pozorovatele v místě s radiální souřadnicí větší než r_g .

V blízkosti povrchu tělesa, jehož rozměry by málo převyšovaly gravitační poloměr, by se drasticky projevovaly odchylky od newtonovské teorie. Ovšem i u tak hutných těles, jako jsou bílí trpaslíci, je mezi jejich skutečným poloměrem a gravitačním poloměrem rozdíl několika řádů; např. pro Siria B je $r_g \sim 3 \cdot 10^5 \text{ cm}$, $R \sim 0,5 \cdot 10^9 \text{ cm}$. Nejméně by se tyto veličiny měly lišit u hypotetických hyperonových hvězd. Studium chování těles smršňujících se ke svému gravitačnímu poloměru se stává důležitým při studiu gravitačního kolapsu. Zkoumáme-li pohyb planet v poli Slunce, představuje obecně relativistický efekt jen malou korekci k newtonovskému pohybu. „Binetův vzorec“ pro trajektorii částice v tomto poli

$$(10) \quad \frac{d^2 u}{d\varphi^2} + u = \frac{\kappa m}{\beta^2} + \frac{3\kappa m}{c^2} u^2$$

(β je konstanta reprezentující plošnou rychlost, $u = 1/r$) se liší od příslušné newtonovské rovnice pouze druhým členem na pravé straně, který je pro reálné dráhy planet velmi malý ve srovnání s prvním. Tento člen se projeví stáčením eliptické trajektorie částice v její rovině ve směru pohybu částice. Značí-li a velkou poloosu a e výstřednost této elipsy, představuje

$$(11) \quad \Delta\varphi = \frac{2\pi\kappa m}{ac^2(1 - e^2)}$$

úhel, o který se elipsa stáčí při jednom oběhu. Velikost tohoto přírůstku roste se zmenšováním velké poloosy a se zvětšováním výstřednosti dráhy. Šťastnou shodou okolností je výstřednost dráhy Merkura, planety s nejmenší velkou poloosou, větší než u všech ostatních planet s výjimkou Neptuna. Relativně velká excentricita umožňuje samozřejmě též přesnější změřením polohy perihélia. Následující tabulka srovnává teoretické a pozorované hodnoty pro tři Slunci nejbližší planety. Hodnoty označené jako pozorované nejsou ovšem skutečně změřenými hodnotami posuvu perihélia; ty jsou mnohonásobně větší v důsledku perturbací ostatními planetami. Uvedené hodnoty jsou tou částí změřených hodnot, která zbude po odečtení newtonovských poruch a čistě geometrické části dané precesí jarního bodu.

Planeta	a (v 10^6 km)	e	Délka siderického roku	Úhel stočení za století	
				teoretický	pozorovaný
Merkur	58	0,2056	87,969	42,9"	42,56 ± 0,94"
Venuše	108,26	0,0068	224,7	8,6"	8,4 — 4,8"
Země	149,504	0,0934	365,256	3,84"	4,6 — 2,7"

Z tabulky je vidět, že pro Merkura souhlasí relativistická předpověď s empirickou hodnotou neobyčejně dobře. I v případě dalších dvou planet jsou měření v souladu s teoretickou hodnotou, ale právě vzhledem k malé výstřednosti jejich drah se poloha perihélia špatně určuje. Efekt byl znám již před objevem obecné relativity a byla navržena řada hypotéz, které jej měly vysvětlit beze změn newtonovské teorie. Vzhledem k tomu, že u Merkura tvoří anomální posuv méně než desetinu celkového posuvu (572") a zbytek je způsoben perturbacemi, byla snaha vysvětlit i jej tímto způsobem. Více než sto let je starý první pokus LE VERRIERŮV, který předpokládal existenci malé planetky uvnitř dráhy Merkura. Bližší rozbor však ukazuje, že by planetka potřebná k vyvolání anomálního posuvu musela být viditelná. SEELINGER se pokoušel nahradit planetku spojitě rozptýlenou hmotou ve sluneční koruně, narazil však na obdobnou obtíž, neboť tato hmota by musela rozptylovat mnohem více světla, než je pozorované zoidikální světlo. Další možností je předpoklad nekulo-

vého tvaru Slunce. Slunce rotuje s poměrně malou úhlovou rychlostí, které odpovídá rovnovážný tvar slunečního tělesa nepatrně se lišící od koule. Vliv tohoto malého zploštění by byl zanedbatelný. Přímé optické měření tvaru slunečního disku je dosti obtížné. DICKEMU a GOLDENBERGOVI se nedávno podařilo vypracovat metodu, s jejíž pomocí změřili, že poměr rovníkového poloměru k polárnímu je roven $5 \cdot 10^{-5}$. Tito autoři vykládají toto zploštění, která značně převyšuje zploštění odpovídající pozorované rotaci Slunce, rychlejší rotaci slunečního „jádra“. Pokud je pozorovaný povrch plochou konstantního $\Phi = \varphi_g + \varphi_o$, kde φ_g je gravitační potenciál a φ_o je potenciál odstředivé síly příslušející povrchové rotaci, lze na něm určit φ_g a z něho kvadrupolový moment Slunce. Z jejich výsledku vyplývá, že kvadrupolový moment je natolik veliký, že by působil v newtonovské teorii posuv perihélia Merkura $3,4''$ za století, tedy asi 10% naměřené hodnoty. Tedy i tento výsledek by vedl k závěru, že newtonovská teorie k výkladu posuvu perihélia nestačí. Na druhé straně však ruší až podivuhodně dobrou shodu experimentu s relativistickou předpovědí a pootvívá dveře jiným teoriím gravitace. Avšak i za předpokladu, že uvedený experimentální výsledek je spolehlivý, nepokládá se naznačené určení kvadrupolového momentu za zaručeně správné. Např. argumentuje se proti interpretaci pozorovaného „povrchu“ Slunce jako ekvipotenciální plochy a tvrdí, že kvadrupolový moment je zanedbatelný, jak se dosud předpokládalo.

Vzhledem k tomu, že velikost posuvu závisí podstatným způsobem na výstřednosti dráhy, bylo by účelné užít k ověření tohoto efektu umělých družic, jež lze uvést na dráhu značně excentrickou. Pokusy s umělými družicemi Země v literatuře diskutované narážejí však na obtíž, že poměrně veliká hodnota relativistického posuvu je překrývána rušivým vlivem zemské atmosféry a vlivem nekulového tvaru Země; kromě toho znalost potřebných parametrů není dostatečná, aby tyto vlivy bylo možno eliminovat z výsledku. Přesto se však tato možnost v budoucnu považuje za reálnou. Současný stav raketové techniky dovoluje uvažovat i o užití umělých družic Slunce, které by při vhodných parametrech dráhy byly nejvýhodnější.

c) Ohyb světelných paprsků

Šíření světla po nulové geodetice v zakřiveném prostoročase lze popsat ve statickém gravitačním poli jako šíření v euklidovském prostoru, který je vyplněn refraktivním prostředím o efektivním indexu lomu, který je určen skalárním potenciálem [8]. Vyjdeme-li z intervalu [9] pro sféricky symetrické pole vyjádřené tentokrát v izotropním souřadném systému

$$ds^2 = - \left(\frac{1 - \frac{\kappa m}{2rc^2}}{1 + \frac{\kappa m}{2rc^2}} \right)^2 c^2 dt^2 + \left(1 + \frac{\kappa m}{2rc^2} \right)^4 (dx^2 + dy^2 + dz^2),$$

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2,$$

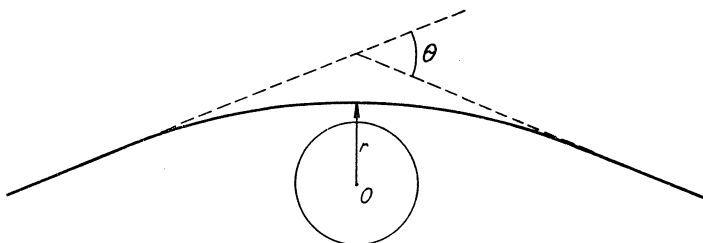
dostaneme na základě rovnice $ds^2 = 0$, popisující šíření světelného paprsku, pro souřadnicovou rychlost šíření světla vztah

$$(12) \quad w = \frac{d\sigma}{dt} = \frac{1 - \frac{\kappa m}{2rc^2}}{\left(1 + \frac{\kappa m}{2rc^2}\right)^3} c \approx \left(1 - \frac{2\kappa m}{rc^2}\right) c$$

$d\sigma^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$. Světlo se tedy šíří stejně jako v prostředí s indexem lomu $n = \left(1 - 2\kappa m/rc^2\right)^{-1}$. Dráhu paprsku můžeme nyní vyšetřovat jakoby v euklidovském prostoru pomocí klasické geometrické optiky. Čím blíže k centrálnímu tělesu, tím opticky hustším se stává prostředí; proto z Fermatova principu vyplyne, že paprsek přicházející z nekonečna se při průchodu kolem tělesa odkloní o úhel

$$g = \frac{4\kappa m}{rc^2}$$

(viz obr. 2). Pro paprsek, který míjí Slunce tak, že se právě dotýká jeho okraje, činí úhel $1,75''$.



Obr. 2.

Ohyb paprsku dostaneme i na základě Newtonovy teorie, pokládáme-li světlo za částice pohybující se rychlostí světla a zkoumáme-li jejich rutherfordovský rozptyl. Tímto způsobem dostaneme pro úhel g poloviční hodnotu.

Odchylka paprsku od přímky se měří srovnáním fotografie hvězd v okolí Slunce při zatmění a fotografie téhož úseku nebe v době, kdy se na něm Slunce nenachází.

Ohyb paprsků se projeví radiálním posuvem hvězd směrem od Slunce na první fotografii ve srovnání s druhou. Naměření tohoto efektu při zatmění v roce 1919 vzbudilo velký ohlas, třebaže shoda měření s teoretickou předpovědí nebyla příliš přesná.

V následující tabulce uvádíme pro srovnání výsledky dosažené měřeními při různých zatměních. Vidíme z ní, že hodnoty dosažené při různých měřeních se navzájem značně liší. Kromě toho jiní autoři došli na základě těchto měření k rozdílným výsledkům, když užili jiného způsobu analýzy těchto měření. Tabulka udává hodnotu

úhlu, o který se odchyluje paprsek procházející v těsné blízkosti slunečního kotouče; tato hodnota je ve skutečnosti extrapolací hodnot ohybu paprsků z většího množství hvězd v blízkosti Slunce při zatmění; nejbližší z nich se nacházely ve vzdálenosti rovné dvojnásobku slunečního poloměru od středu slunečního disku. Čtenář najde podrobnější přehled výsledků různých způsobů analýzy a podrobnou bibliografii v [1], odkud jsou uváděné hodnoty převzaty; cílem naší tabulky je jen ukázat rozmezí, ve kterém se výsledky pohybují.

Autoři	Zatmění	Úhel ve vteřinách
DYSON, EDDIGTON a DAVIDSON	1919	$1,98 \pm 0,12$
CAMPBELL a TRUMPLER	1923	$1,72 \pm 0,11$
FREUNDLICH, KLÜBER a BRUNN	1929	$2,24 \pm 0,10$
MICHAILOV	1936	$2,71 \pm 0,26$
BEISBROECK	1947	$2,01 \pm 0,27$
BEISBROECK	1952	$1,70 \pm 0,10$

Přesnost měření je snižována řadou těžko vylučitelných vlivů. Především obě fotografie jsou exponovány v různou dobu, tedy za různých vnějších podmínek. Vlivy jako zmenšení teploty atmosféry a tím změna indexu lomu ve slunečním stínu ap. se zdají být zanedbatelné; důležité však je, že při obou pokusech není deska umístěna zcela stejně vzhledem k objektivu. Dále může docházet k deformacím emulze při zpracování. Tyto a další faktory se mohou projevit jako systematické chyby, které znemožňují přesné stanovení měřítka fotografií.

Rozptyl elektromagnetických vln v sluneční koruně je podle současných představ o jejím složení zanedbatelný v optické oblasti. Bohužel, je již značný v oblasti rádiových vln, takže není možno užít k měření paprsků z radiozdrojů, což by jinak mělo přednost, neboť by se měření nemuselo konat pouze při zatmění. Na yaleské univerzitě pracují na fotoelektrické metodě, která by umožnila měření ohybu mimo zatmění i v optické oblasti.

Přes svou malou přesnost jsou výsledky pro obecnou relativitu příznivé ve srovnání s newtonovskou teorií. Výsledky měření spíše převyšují hodnotu předpověděnou obecnou relativitou, která je dvojnásobkem newtonovské hodnoty. Rozmezí empirických dat však poskytuje dosti velkou volnost jiným teoriím gravitace.

NAVRHOVANÉ POKUSY

I když souhlas teoretických předpovědí s empirickými daty je u předchozích efektů uspokojivý a i když se přesnost měření dá u nich ještě zvýšit, prověřují jen jedno speciální řešení gravitačních rovnic — centrálně symetrické pole. V závěreční části

rozebereme podrobněji, nakolik můžeme tvrdit, že ověřují obecnou relativitu; nacházíme se ovšem v obdobné situaci, jako kdybychom měli k experimentálnímu důkazu maxwellovské elektrodynamiky k dispozici pouze statické pole bodového náboje. Pokrok jak v experimentální technice tak v rozpracování teorie umožňuje uvažovat o nových gravitačních pokusech. Náš přehled navrhovaných pokusů není úplný; soustředíme se především na ty, které se konají nebo jsou ve stadiu příprav.

a) Měření rychlosti světla v gravitačním poli

Současná radarová astronomie umožňuje realizaci pokusu, který navrhl I. I. SHAPIRO [9]. Při pokusu se vyšle rádiový signál k Merkuru nebo Venuši, od nichž se odrazí a vrátí se. Přesně se změří čas mezi vysláním a návratem signálu. Podle obecné relativity gravitační pole — zde pole Slunce — signál zpomaluje, přesněji řečeno, světelný signál se pohybuje pomaleji v místech s nižším gravitačním potenciálem než v místech s vyšším gravitačním potenciálem, takže k vykonání cesty potřebuje delší čas, než kdyby světlo s gravitačním polem neinteragovalo. Efekt je ovšem velmi malý. Pro signál odražený od Merkura, když Merkur leží na spojnici Země — Slunce na opačné straně Slunce než Země, což je optimální případ, je rozdíl relativistické a klasické hodnoty roven $\Delta t = 1,6 \cdot 10^{-4}$ sec. Nicméně podle Shapiroa lze tento rozdíl změřit dnešními prostředky s přesností 5—10%.

Časový rozdíl odpovídá dráze 60 km. Parametry drah planet a jejich poloměr lze stanovit dostatečně přesně, aby nejistota v jejich určení neovlivňovala podstatně výsledek; rovněž povrch zmíněných planet je pravděpodobně dostatečně nečlenitý, takže jeho zvlnění bude hrát zanedbatelnou roli. Z dalších rušivých vlivů je nejdůležitější interakce se sluneční korunou, která způsobí zpoždění srovnatelné s relativistickým. Protože je však frekvenčně závislé, lze je z výsledku eliminovat.

Shapiro diskutoval možnosti provedení pokusu pomocí dvou radarů, a to v Arecibo Ionospheric Observatory a v Haystocku, a určoval nejvhodnější data v r. 1965 a 1966 k provedení pokusu. Výsledky však dosud nebyla uveřejněny.

Obdobně jako rudý posuv ani tento pokus nemůže sloužit k prověření Einsteinych rovnic pole. Závislost souřadnicové rychlosti světla na gravitačním potenciálu je důsledkem principu ekvivalence a pokus neklade na tvar gravitačních potenciálů silnější omezení než korespondence s newtonovskou teorií. Vzhledem k tomu, že signál je vyslán a přijímán pozorovatelem, který se pohybuje s planetou, výsledek je kombinací dvou efektů, zpomalení světelného paprsku v Schwarzschildově poli a speciálně relativistického zpomalení chodu hodin pozorovatele.

b) Posuv perihélia planety v důsledku rotace centrálního tělesa

Podle Newtonovy teorie se neliší gravitační pole rotující koule od gravitačního pole koule o téže hmotě v klidu, neboť v gravitačním zákoně vystupuje pouze hmota tělesa. Protože v Einsteinově gravitačním zákoně stojí jako zdroj všechny složky

tenzoru energie a hybnosti, je přirozené, že se řešení pro oba uvedené případy navzájem liší. Přibližný výraz pro interval v případě pole rotující koule hmoty m

$$(13) \quad ds^2 = \left(1 + \frac{2\kappa m}{c^2 r}\right) (dx^2 + dy^2 + dz^2) + \frac{4\kappa I \omega}{c^2 r^3} (y dx - x dy) dt - \left(1 - \frac{2\kappa m}{c^2 r}\right) c^2 dt^2$$

se liší od schwarzschildovského pole nediagonálními členy v metrickém tenzoru, které jsou úměrné momentu setrvačnosti I a úhlové rychlosti ω centrálního tělesa. Velikost těchto členů klesá s druhou mocninou vzdálenosti, takže jejich vliv v pohybových rovnicích je malý proti diagonálním členům; projeví se doplňkovým posuvem perihélia, které je dáno výrazem

$$(14) \quad \Delta\varphi_{\text{rot}} = - \frac{4,8r_0^2\omega\sqrt{\kappa m \cos \alpha}}{c^2[a(1 - e^2)]^{3/2}}$$

(za jeden oběh). Zde značí r_0 poloměr centrálního tělesa, ω jeho úhlovou rychlost a α úhel, který svírá rovina dráhy obíhající částice s rovníkovou rovinou centrálního tělesa.

Pro planety sluneční soustavy je tento efekt neměřitelný, protože úhlová rychlost rotace Slunce je poměrně malá a poloosa dráhy a velká. Například pro Merkura je poměr posuvu v důsledku rotace Slunce k normálnímu relativistickému posuvu roven $4 \cdot 10^{-4}$. Poměrně značná ($-3'46''$ za stol.) je teoretická hodnota pro jeden z měsíčků rychle rotujícího Jupitera; měření je však neobyčejně obtížné. Velké teoretické hodnoty lze dosáhnout pro umělou družici vhodných parametrů; pro blízkou družici se značně výstřednou oběžnou drahou v rovníkové rovině, pro niž činí schwarzschildovský posuv $1700''$ za století, je rotační posuv $-60''$. Jak jsme však již uváděli, oba efekty jsou překrývány perturbacemi, jejichž vliv zatím nedovedeme odkorigovat v důsledku nedostatečných znalostí potřebných parametrů.

c) Precese setrvačnicku v gravitačním poli

Pohyb hmotného středu sféricky symetrického rotujícího setrvačnicku se v důsledku I. impulsové věty neliší v newtonovské teorii od pohybu nerotujících částic stejné hmoty. V relativitě je situace rozdílná. Předně již ve speciální relativitě musí zřejmě pohybová rovnice pro dva zmíněné případy vypadat různě, protože kinetická energie rotačního pohybu přispívá k hmotě elementů částice. Dále, i když hledáme pohybovou rovnici pro zkušební částici, tj. částici, jejíž poloměr v limitě jde k nule (chceme-li hovořit o rotaci částice, tj. nemá-li vymizet její vlastní moment hybnosti), nemůžeme ji pokládat za lokální objekt. To se projeví tím, že v pohybové rovnici vystupují druhé derivace gravitačních potenciálů prostřednictvím Riemannova tenzoru křivosti,

a proto již není trajektorií geodetika; odchylka je však tak malá, že její vliv na dráhu nebeských těles je zcela zanedbatelný.

Trajektorie částice a změna jejího vlastního momentu hybnosti je určena celkem šesti rovnicemi, jež nebudeme vypisovat v plném tvaru. Uvedeme však v přehlednějším vektorovém tvaru rovnici, která je jejich aproximativním důsledkem, neboť popisuje změnu vlastního momentu hybnosti [11]

$$\frac{d\mathbf{S}_0}{dt} = \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{S}_0$$

$$(15) \quad \boldsymbol{\Omega} = \frac{1}{2mc^2} (\mathbf{F} \times \mathbf{v}) + \frac{3\kappa M}{2c^2 r^3} (\mathbf{r} \times \mathbf{v}) + \frac{\kappa I}{c^2 r^3} \left[\frac{3\mathbf{r}}{r^2} (\boldsymbol{\omega} \mathbf{r}) - \boldsymbol{\omega} \right].$$

Tato rovnice dokládá, jak se mění z hlediska doprovázejícího pozorovatele v systému, jehož osy jsou fixovány vzhledem ke stálícím, vektor spinu \mathbf{S}_0 částice hmoty m , pohybující se pod vlivem negravitační síly \mathbf{F} rychlostí \mathbf{v} v poli tělesa hmoty M a momentu setrvačnosti I , které se otáčí kolem své osy úhlovou rychlostí $\boldsymbol{\omega}$. Polohový vektor \mathbf{r} má počátek v centrálním tělese a o síle \mathbf{F} se předpokládá, že působí v hmotném středu částice.

Vidíme, že vektor \mathbf{S}_0 nemění svou velikost, koná však precesní pohyb kolem vektoru $\boldsymbol{\Omega}$ s úhlovou rychlostí velikosti Ω .

Žádný z členů ve výrazu pro $\boldsymbol{\Omega}$ nedostaneme z newtonovské teorie. Protože náš setrvačnický je kulově symetrický, nevzniká podle Newtonovy teorie žádná silová dvojice následkem nehomogenity uvažovaného gravitačního pole a žádná precese nevzniká ani účinkem síly \mathbf{F} , neboť ta působí v hmotném středu. (Modelem takového uspořádání je setrvačnický v Cardanově závěsu.)

První člen $1/2mc^2$ se objeví jako důsledek speciální teorie relativity. Že nesouvisí s gravitačním polem, je vidět z toho, že nezávisí na hmotě centrálního tělesa. Představuje tzv. Thomasovu precesi, která vzniká v podstatě jako důsledek skutečnosti, že osy kartézského souřadného systému, realizované fyzikálně setrvačnickými, nejsou na sebe kolmé z hlediska pozorovatele v souřadném systému spojeném s původním systémem obecnou Lorentzovou transformací.

Druhý člen má obecně relativistický charakter a je dán hmotou centrálního tělesa. Kdybychom jej chtěli pokládat za důsledek Thomasovy precese v důsledku zrychlení vyvolaného newtonovskou gravitační silou, dostali bychom jen $1/3$ jeho velikosti. Konečně třetí člen je důsledkem rotace centrálního tělesa, tj. nediagonálních členů v metrice [13].

Povšimněme si, že ve výrazech pro $\boldsymbol{\Omega}$ nevystupuje moment hybnosti částice \mathbf{S}_0 ; precese všech setrvačnicků se děje stejně, a to bez ohledu na rychlost, kterou rotují kolem své osy. Změnu směru vektoru \mathbf{S}_0 lze interpretovat tak, že v souhlasu s klasickou mechanikou zachovává osa setrvačnicku pevný směr při přenosu, ale v důsledku křivosti prostoročasu se mění tento směr vzhledem k vzdáleným hvězdám (detailní geometrickou interpretaci viz v [10]).

SCHIFF podrobně rozpracoval možnosti empirického ověření tohoto jevu. Pro setrvačnické umístění v pozemské laboratoři a unášený zemskou rotací v gravitačním poli Země dávají obecně relativistické členy úhel pootočení $0,4''$ za rok. Velikou nevýhodou laboratorního pokusu však je, že setrvačnické je třeba podpírat. Tuto obtíž lze odstranit umístěním setrvačnicku do umělé družice Země, kdy setrvačnické padá volným pádem. Pro družici s technicky realizovatelnými parametry dává druhý (schwarzschildovský) člen precese $7''$ za rok, třetí (rotační) $0,1''$ za rok, kdežto první člen (Thomasova precese) vymizí.

Podle Schiffa jsou oba členy měřitelné a navzájem odlišitelné i v obtížných experimentálních podmínkách v družici. Měření nelze ovšem konat prostě tak, že ponecháme družici volnou a měříme změnu směru osy vzhledem k ní. Stabilizaci družice lze provést právě pomocí setrvačnicku; viděli jsme však, že rychlost precese libovolného kulové symetrického setrvačnicku je stejná. Je proto třeba změřit pohyb osy setrvačnicku vzhledem ke vzdáleným hvězdám, prakticky je však výhodnější natáčet do pevného směru družici a pak měřit relativní výchylku setrvačnicku.

Pokud by na družici nepůsobily žádné negravitační síly, setrvačnické uvnitř by nemusel být vůbec podpírán, protože je v beztížném stavu. Rozdíl dráhy družice a setrvačnicku vzhledem k jejich různému vlastnímu momentu hybnosti je zcela zanedbatelný, prakticky se však projeví síly jako odpor atmosféry, nárazy meteoritů, světelný tlak apod.; zrychlení, které družici udělují, nepřevyšuje však $\sim 10^{-7} \cdot 9,81 \text{ m/s}^2$.

V současné době se vyvíjejí dva typy setrvačnicků pro použití v družici [11]. U jednoho (N. NORDSIECK) se setrvačnické udržuje v rovnováze vzhledem k družici elektrostatičticky a precese se registruje opticky. W. M. FAIRBANKS konstruuje setrvačnické tvořené supravodivou koulí udržovanou v rovnováze statickým magnetickým polem. Precese se v tomto případě registruje velmi citlivě pomocí mössbauerovské techniky.

Pokus je ve stadiu příprav a měl by se uskutečnit v dohledné době. Kdyby se podařilo změřit i rotační efekt, představoval by velmi cenný nový test obecné relativity.

d) Gravitační záření

Umožní-li setrvačnickový pokus změřit rotační efekt, přibude k Schwarzschildovu řešení další empirický přístupný důsledek Einsteinových rovnic. Obě řešení jsou však statická, respektive stačionární. V Einsteinových rovnicích však vystupuje symetricky k prostorovým proměnným čas, a očekáváme tedy, že připouštějí řešení, která bychom klasifikovali jako vlnová. Skutečně tomu tak je, avšak složitost rovnic způsobuje, že dosud nejsou nalezena přesná a současně fyzikálně reálná řešení, např. řešení, které by odpovídalo gravitačnímu záření z dvojhvězdy. Nalezení přesného řešení např. pro záření z antény je ostatně značně složitý problém i v elektrodynamice; na rozdíl od ní je však gravitační případ o to komplikovanější, že nelinearity Einsteinových rovnic činí nespolehlivými výsledky aproximačního postupu. K tomu přistupují obtíže s formulací pojmů hustoty a toku gravitační energie, nejasnosti, jaká pole pokládat za zářivá apod., takže kolem otázek gravitačního záření zůstává řada neřešených teoretických otázek. (Přehledné práce viz [13], [14], v české lit. [15].)

Pokud představuje řešení linearizovaných Einsteinových rovnic v přiblížení slabých polí dobrý obraz přesného řešení, vypadají gravitační vlny zcela analogicky k elektromagnetickým, lze je psát ve tvaru retardovaných, resp. advancovaných potenciálů, a mají příčný charakter. Na rozdíl od elektrodynamiky vystupuje však jako multipólové záření nejnižšího řádu kvadrupólové záření.

Nejrozsáhlejší experimentální práce k zjištění gravitačních vln se konají na univerzitě v Marylandu za vedení J. WEBERA. Základem detektoru gravitačního záření je elastické těleso, které by kmitalo v rezonanci s gravitačními vlnami. Přístroj zkonstruovaný v Marylandu je složen z hliníkového válce hmoty přibližně 10^6 g, izolovaného ve vakuové komoře a spojeného s piezoelektrickým krystalem, který slouží k registraci kmitů válce. Přístroj je neobyčejně citlivý; registruje změnu délky válce na hranici tepelných fluktuací. Měl by registrovat gravitační záření blízké frekvenci 1657 cyklů za sekundu. Přes neobyčejnou citlivost zůstává rozdíl několika řádů mezi intenzitami gravitačních vln, které lze laboratorně vyrobit, a intenzitami vln, které je možno registrovat. Podle Webera by bylo v současné době možno uskutečnit „laboratorní“ pokus Hertzova typu přístrojem o rozměrech několika set metrů, který by si však vyžádal náklady srovnatelné s kosmickým výzkumem.

To neznamená, že by se nepodařilo uvést přístroj do chodu gravitační interakcí. Válec se rozkmitá gravitačním účinkem druhého válce umístěného tak, že mezi konci obou válců je vzdálenost 10 cm. Dokonalá izolace vůči mechanickému rozkmitání, dosažená pomocí akustických filtrů, vylučuje, že by rezonance byla vyvolána jinak než prostřednictvím gravitace; o tom se lze přesvědčit měřením závislosti jevů na vzájemné orientaci obou válců.

Tento pokus však nelze vykládat jako příjem gravitačních vln; rozkmitání musí nastat i v důsledku newtonovské přímé interakce a retardační efekty není možno změřit. Detekci gravitačních vln je třeba provádět ve vzdálené vlnové zóně, kde zářivé členy $\sim 1/r$ převýší „coulombovský“ člen $1/r^2$.

Speciálně zkonstruovaným přístrojem se snažili v Marylandu nalézt gravitační záření z kosmických zdrojů. Záření produkované podle linearizované teorie běžnými dvojhvězdami nebo planetárními systémy je velmi slabé. Pro srovnání uvedme, že gravitační energie vyzařovaná celou sluneční soustavou je 10^{24} krát menší než energie vyzařovaná Sluncem ve formě elektromagnetického záření, která činí přibližně $3,8 \cdot 10^{33}$ erg/s. Existují však objekty, jejichž gravitační záření by mělo být značně silnější. Např. dvojhvězda Novae WZ Sagitta, jejíž doba oběhu je pouhých 81,5 minuty, má vyzařit gravitačně energii přibližně 10^{29} erg/sec.

Podle některých autorů by měli být nadějnými zdroji gravitačního záření systémy v gravitačním kolapsu nebo neutronové hvězdy. Pokus však dosud nedal pozitivní výsledky.

Protože účinný průřez pro gravitační záření je přímo úměrný hmotě, snaží se též v Marylandu užít jako přístroje Země a separovat ze seismografických záznamů kmity, které by odpovídaly kvadrupólovým kmitům Země vynuceným gravitačním zářením. Šum působený pohybem atmosféry celé měření velmi komplikuje a po této

stránce by byl daleko vhodnějším přístrojem Měsíc, pokud by byl vybaven seismografy. Nadějný by byl např. pokus o registraci kvadrupólových kmitů Měsíce vyvolaných kmity Země při zemětřesení.

Nevýhodou zmíněných metod je mimo jiné to, že pracují na poměrně malých vlnových délkách, zatímco lze předpokládat existenci gravitačního záření kosmologického charakteru i o vlnových délkách řádově mezigalaktických vzdáleností. Možný vliv těchto vln na dráhy planet, zdánlivou jasnost hvězd ap. nebyl zatím dostatečně podrobně studován, detekce těchto vln by však pravděpodobně byla neobyčejně obtížná.

Pokusy s gravitačním zářením mají značně výhledový charakter. Pro ověření obecné relativity by nestačila pouhá detekce gravitačních vln, neboť jejich existenci předpovídá každá lorentzovsky invariantní teorie; museli bychom změřit takové charakteristiky záření, které jsou specifické pro Einsteinův gravitační zákon.

KOSMOLOGIE A ASTROFYZIKA

I když nás klasické testy rozhodně nutí zavrhnout newtonovskou teorii gravitace, jsou odchylky od ní v rámci sluneční soustavy tak nepatrné, že pro všechny praktické účely je newtonovská teorie naprosto dostačující. Gravitační poloměr protonu je o ~ 43 řádů menší než poloměr první Bohrovy orbity, což je důvodem toho, že zatím nenachází obecná relativita uplatnění v atomovém světě. Existují však dvě oblasti, ve kterých nabývá obecná teorie relativity praktické důležitosti: jde o kosmologii a studium hvězd v konečné fázi jejich vývoje. Avšak pro experimentální ověření obecné relativity se zde průkazný materiál nepodařilo dosud vytěžit. V dalším rozebereme proč.

Na kosmologické problémy aplikoval EINSTEIN svůj gravitační zákon již v r. 1917. Užil rovnic doplněných o tzv. kosmologický člen λg_{kl} ,

$$(5') \quad R_{kl} + \frac{1}{2}g_{kl} + \lambda g_{kl} = kT_{kl},$$

kteří na rozdíl od rovnic (5) připouštějí řešení představující statický vesmír rovnoměrně vyplněný hmotou. FRIEDMANN v r. 1922 našel kosmologické řešení původních Einsteinových rovnic (5), které představuje nestatický vesmír rozpínající se z bodové singularity. V tomto modelu se galaxie navzájem vzdalují rychlostí přibližně lineárně úměrnou jejich vzdálenosti. Proto je světlo z nich podroběno dopplerovskému rudému posuvu; experimentální potvrzení kosmologického rudého posuvu podal HUBBLE v r. 1929.

Přesto, že pokusy o jiné vysvětlení rudého posuvu světla z galaxií selhávají, takže představa rozpínajícího se vesmíru je obecně přijímána, nebývá tento jev pokládán za křížový test obecné relativity vzhledem k tomu, že dynamiku rozpínajícího se vesmíru lze vcelku vyložit i na základě newtonovské teorie. Relativistických modelů vesmíru, které jsou v souladu s pozorováním, lze vytvořit celou řadu; avšak přesnost

naměřených hodnot, z nichž by bylo možno rozhodnout o modelu vesmíru, není zatím dostatečná.

Hubbleova jevu není možno užít ani k opětovnému zavržení kosmologického členu, protože nestatická řešení (rozpínající se vesmír) připouští i modifikovaný zákon (5'). Jakmile ovšem přijmeme obecnou relativitu za správnou, stává se nepostradatelnou hlavně pro studium počátečního stavu vesmíru, kdy hustota hmoty v něm byla fantasticky velká ve srovnání se současným stavem.

Důležitost astrofyzikálních aplikací obecné relativity byla zjištěna při současných intenzivních studiích gravitačního kolapsu. Hvězda, u níž vnitřní tlaky jsou překonány gravitačními silami, se počne katastrofálně smršťovat. Zatímco v newtonovské teorii se kolaps může zastavit vzrůstem tlaků při smršťování hvězdy, zdá se, že podle obecné relativity není proti jednému nastalému kolapsu záchrany. Hvězda se smršťuje ke svému gravitačnímu poloměru a pro pozorovatele na ni se smršťování ani zde nezastaví. Pro vnějšího pozorovatele hvězda ovšem nikdy gravitační poloměr nedostihne, pouze se k němu asymptoticky blíží; pro pozorovatele na hvězdě však k tomu dojde v konečném čase.

Z toho, co jsme uvedli v odst. IIIb), je zřejmé, jaké překážky kladou objekty ve vysokém stadiu kolapsu (pokud ve vesmíru v současné době existují) pozorování. (Přítom gravitačním kolapsem má končit vývoj každé hvězdy s hmotou větší, než je zhruba dvojnásobek sluneční hmoty.) Čím více se blíží poloměr hvězdy gravitačnímu, tím delší dobu potřebuje světlo, aby se dostalo k vzdálenému pozorovateli a tím menší je jeho intenzita vzhledem k ztrátám energie gravitačním rudým posuvem. Řada autorů však předpovídá, že astrofyzika přinese vbrzku testy obecné relativity obdobně důležité, jako jsou tři klasické testy. Názor mnoha vědců též je, že ukáže-li se vznik singulárních stavů jako nezbytný výsledek kolapsu, bude nutno revidovat celou teorii relativity nebo tak vžité zákony jako zachování baryonového čísla ap.

ZÁVĚR

V závěru bychom chtěli odpovědět na otázku, nakolik uvedený materiál dokazuje správnost obecné relativity. Předně jsme viděli, že není znám žádný jev, který by s ní byl v rozporu, což je nutná podmínka pro správnost každé teorie. Prohlašujeme-li nějakou teorii za správnou, máme obvykle na mysli ještě navíc to, že existují taková empirická data, která jiná teorie vyložit nedovede. Srovnáme-li empirický materiál s jinými existujícími teoriemi, nemůžeme ovšem vyloučit možnost, že bude nalezena teorie, která její materiál vysvětlí, i když tuto možnost můžeme omezit, klademe-li různé teoretické požadavky na tvar hledané teorie. Tak se omezujeme např. na polní teorie, ve kterých rovnice obsahují derivace jen do určitého řádu, na teorie, které jsou založeny na pokud možno malém počtu nezávislých hypotéz, popř. klademe další požadavky, jež můžeme shrnout do „kritéria jednoduchosti“ sice poněkud neurčitého, ale zato velmi užitečného. Je ovšem přirozené, že čím větší je množství empirického

materiálu, tím více je omezeno pole fantazie teoretiků, a že tedy naopak obecná relativita se svými třemi testy může očekávat konkurenty.

Proti Newtonově teorii gravitace svědčí jak neshoda se dvěma testy, tak neslučitelnost se speciální relativitou. Počínaje Nordströmovou teorií, diskutovanou v úvodu, byla však vybudována celá řada lorentzovsky invariantních teorií, které popisují gravitační působení prostřednictvím skalárního, vektorového nebo tenzorového pole v pseudoeuklidovském prostoru. Přesto, že náš empirický materiál je tak chudý, stačí k vyloučení většiny z nich. (Přehledné srovnání lorentzovských teorií viz v [16].) Existují však některé teorie, např. BELIFANTOVA vektorová teorie, KUSTAAANHEIMOVA, CAPELOVA a BIRKHOFFOVA teorie tenzorového typu a WHITEHEADOVA teorie přímé retardované interakce na dálku, které jsou ve shodě se současným experimentálním materiálem. Proti všem lze vznést řadu výhrad. Jejich společným nedostatkem je, že rovnost tíhové a setrvačné hmoty zůstává postulována ad hoc proti přirozenému způsobu, jakým tento fakt vyplývá z obecné relativity. Některé z nich nebudí důvěru také proto, že rovnice pole, resp. příslušné Lagrangeovy funkce obsahují na počátku libovolné parametry, které jsou později fixovány tak, aby se dosáhlo souhlasu s experimentem. Obtíží Birkhoffovy teorie je, že zákon síly v ní není slučitelný se zákony zachování celkové energie a hybnosti (rozbor viz v [2]). Lze vznést ještě další námítky tohoto druhu. Nicméně existence těchto teorií vyvolává snahu nalézt jevy, které by jejich platnost experimentálně vyloučily.

Principiálně by mohlo být vhodným testem měření dodatečného posuvu perihélia v důsledku rotace centrálního tělesa. Jak jsme však uvedli, jeho zjištění je velmi obtížné a rozdíly v teoretických hodnotách nejsou příliš velké; Birkhoffova teorie dává např. $3/4$ obecně relativistické hodnoty. Whiteheadova teorie dává pro tento efekt shodnou hodnotu s obecnou relativitou, zato však předpovídá jinou hodnotu pro normální posuv perihélia planety, pokud centrální těleso nelze pokládat za bodové. Pro Merkura je efekt samozřejmě neměřitelný, ale pro blízkou družici Země s vhodnými parametry dráhy může dát $1/4$ celkového efektu. Jakou předpověď dávají lorentzovské teorie pro precesi setrvačníků, se pokud víme podrobně nezkoumalo.

Téměř ve všech lorentzovských teoriích se liší od obecné relativity řešení problému dvou těles. Výsledky odlišné od výsledků obecné teorie relativity dávají pro posuv periastru i ty teorie (Birkhoffova, Whiteheadova), jež s ní vedou ke stejné hodnotě posuvu perihélia, tedy jevu, který je limitním případem posuvu periastru pro případ, že jedna z hmot je zanedbatelná proti druhé. Zajímavý je druhý efekt; opět podle téměř všech lorentzovských teorií se má hmotný střed dvojhvězdy urychlovat ve směru periastru hmotnější z obou hvězd. I když tento efekt není (stejně jako předešlý) zatím v mezích pozorovacích možností, můžeme pokládat za klad obecné relativity, že toto urychlování právě tak jako klasická mechanika nepředpovídá (připomeňme ovšem, že obvyklá definice hmotného středu není lorentzovsky invariantní).

Druhou řadu možných teorií gravitace tvoří různá zobecnění obecné relativity. Některé teorie pouze mění gravitační zákon. Nejjednodušší takovou změnou je

přidání λg_{kl} na levou stranu rovnice (5), přičemž hodnota kosmologického členu je natolik malá, že neovlivní výsledek klasických testů (ani případných citlivějších pokusů v rámci sluneční soustavy). Po přidání kosmologického členu jsme získali nejobecnější tenzor druhého řádu, který lze vytvořit z metrického tenzoru a jeho derivací do druhého řádu a jehož divergence vymizí; je však možno přejít k rovnicím s vyššími derivacemi. Dále sem zahrneme všechny až dosud navržené tzv. unitární teorie, původně inspirované snahou o jednotný popis gravitačního a elektromagnetického pole. Některé z nich jsou plně ekvivalentní obecné relativitě, jiné předpovídají rozdílné důsledky, vesměs však hluboko pod hranicí měřitelnosti. Se čtvercem jejich rostoucího počtu klesá však mezi teoretiky důvěra v jejich význam.

Důsledky jednotlivých testů pro experimentální ověření obecné relativity je možno zkoumat ještě jiným způsobem, původně vypracovaným Eddingtonem. Přijmeme-li myšlenku geometrického popisu, můžeme zkoumat, jaké změny gravitačního zákona jsou slučitelné s experimentem. Všechny provedené pokusy jsou testy sféricky symetrického řešení; je tedy otázka, nakolik jednoznačně je určen jeho tvar. Napíšeme proto obecný sféricky symetrický interval ve tvaru mocniné řady v $1/r$,

$$(16) \quad ds^2 = \left(1 + \gamma \frac{\kappa m}{c^2 r} + \delta \frac{\kappa^2 m^2}{c^4 r^2} + \dots \right) dr^2 + r^2 (d\Theta^2 + \sin^2 \Theta d\varphi^2) - \left(1 + \alpha \frac{\kappa m}{c^2 r} + \beta \frac{\kappa^2 m}{c^4 r^2} + \dots \right) c^2 dt^2$$

obsahující bezrozměrné koeficienty α , β , γ , δ řádu jednotky. Abychom dostali pro velká r výsledky shodné s newtonovskou teorií, musí být $\alpha = -2$. Ke stejné shodě vede i rudý posuv. Ohyb paprsků je určen kombinací koeficientů $\gamma + \alpha$ a posuv perihélia kombinací $2\alpha(\alpha + \gamma) - \beta$. Protože výsledek měření ohybu světla je určen s přesností zhruba 20%, není určeno příliš citlivě; zato posuv perihélia určuje značně přesně kombinaci $2\gamma - \beta$.

Určení koeficientu γ by mohl zpřesnit navrhovaný Schiffův pokus se setrvačником. Obecně relativistická část precese setrvačniku v sféricky symetrickém poli je určena kombinací $\alpha + 2\gamma$, pokus je tedy na koeficient γ citlivější než ohyb světla. Shapiroův pokus závisí pouze na koeficientu α , který je přesněji určen dříve zmíněnými experimentálními daty. V Schwarzschildově řešení je $\alpha = -2$, $\gamma = 2$ a $\beta = 0$. Tyto hodnoty jsou v souladu s empiricky určenými hodnotami, nepřesnost měření ohybu světla však ponechává určitou nejistotu ve stanovení koeficientů β a γ . Pokusy nám již nic neříkají o tom, jak vypadají vyšší členy v rozvoji (16).

V souhrnu můžeme tedy říci, že obecná relativita je ve velmi dobrém souladu s empirickými daty a že není známa jiná uspokojivá teorie gravitace. Logická dokonalost a elegance obecné relativity svádí její příznivce k tomu, aby ji přijímali za správnou a ani nežádali empirické důvody; na námitky odpovídají slovy: „Blahoslavení, kteří neviděli a přece uvěřili“. Domníváme se však, že experimentální materiál by měl přesvědčit i legendárního Tomáše, jehož skeptický postoj je nutno ovšem přijímat.

Poznámka: K sepsání přehledného článku o experimentálním ověření obecné relativity mne vyzval zesnulý profesor Čestmír Muzikář, DrSc. Chtěl bych na tomto místě vzpomenout povzbuzujícího zájmu, který projevoval o práci všech svých spolupracovníků a žáků.

Literatura

Citace [1], [3], [4], [5] jsou přehledné články o experimentálním ověření obecné relativity, [2] je monografie věnovaná tomuto tématu. Obsáhlou bibliografii najde čtenář především v [1] a [2].

- [1] BERTOTTI B., BRILL D., KROTKOV R., v sborníku „*Gravitation: An introduction to current research*“, ed. L. Witten, J. Wiley & Sons, Inc. New York 1962.
- [2] TONNELAT M. A. „*Les vérifications expérimentales de la relativité générale*“, Paris, Mason et Cie, 1964.
- [3] GINZBURG V. L. v sborníku „*Relativistic Theories of Gravitation*“. (Proceedings of a conference in Warsaw 1962), Pergamon Press 1964.
- [4] DICKE R. v sborníku „*Relativity, Groups and Topology*“ ed. B. a C. De Witt, New York 1964.
- [5] DICKE R. v sborníku „*Gravitation and Relativity*“, ed. Hong-Yee Chin, Ho W. F. Hoffman, W. A. Benjamin Inc. New York 1964 (též ruský překlad Moskva 1965).
- [6] HORSKÝ J., Pokroky MFA, 11, 351, (1966).
- [7] ROLL P. G., KROTKOV R., DICKE R. H. Ann. Phys. (N. Y.) 26, 442 (1964).
- [8] PAULI W. „*Theory of Relativity*“, Pergamon Press, London 1958.
- [9] SHAPIRO J. J. Phys. Rev. Letters 13, 789, (1964).
- [10] PIRANI F. A. E. Acta Phys. Polonica, 15, 389, (1956).
- [11] SCHIFF L. J. v [3].
- [12] PIRANI F. A. E. v [1].
- [13] WEBER J. „*General Relativity and Gravitational Waves*“, New York—London 1961.
- [14] BURCEV P., Pokroky MFA 11, 364, (1966).
- [15] WHITROW G. J., MORDUCH G. E., Nature, 188, 790, (1960).

SOUČASNÝ POHLED NA IONOSFÉRU A JEJÍ VÝZKUM

LUDMILA TRÁSKOVÁ, Praha

ÚVOD

Jako *ionosféra* se obvykle označuje oblast zemské atmosféry, která obsahuje volné ionty a elektrony v takovém množství, že mohou ovlivnit šíření rádiových vln. Spodní hranice této oblasti leží ve výšce kolem 60 km, horní hranice není přesně určena, orientačně lze za ni považovat výšku 1000 km nad zemí. Dříve se za ionosféru považovala celá ionizovaná oblast zemské atmosféry až k rozhraní s meziplanetárním