

# Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

---

Čestmír Šimáně  
Mössbauerův jev

*Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, Vol. 6 (1961), No. 5, 255--273

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/138115>

## Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1961

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>

# MÖSSBAUERŮV JEV

ČESTMÍR ŠIMÁNE, Praha

Je podán přehled teorií MÖSSBAUEROVA jevu, vyložena jeho fyzikální podstata a uvedeny výsledky výzkumu a jeho využití v oblasti jaderné fyziky, fyziky pevných látek a v oboru jevů z obecné teorie relativity.

## TEORIE MÖSSBAUEROVA EFEKTU

Dříve než přejdeme k výkladu vlastního MÖSSBAUEROVA efektu, je třeba se krátce zmínit o tak zvané *jaderné fluorescenci*, jejíž pozorování s Mössbauerovým objevem těsně souvisí.

Podobně jako v elektronovém obalu atomu i v jádru může dojít k rezonanční absorpci kvanta  $\gamma$ , jehož energie odpovídá přesně energetickému rozdílu výchozího a konečného stavu jádra. Pozorování této jaderné fluorescence pomocí kvant  $\gamma$  emitovaných jádrem je ztíženo tím, že tato kvanta nemají již rezonanční energii, protože část energie přechodu přejde v kinetickou energii zpětného odrazu jádra. K vyvolání jaderné fluorescence je naopak třeba kvant s energií větší, než odpovídá přechodu, protože část energie při absorpci se opět projeví jako kinetická energie vzbuzeného jádra, kterým byl foton absorbován. Pomocí Dopplerova efektu lze principiálně dosáhnout zvětšení energie emitovaného fotonu tím, že foton je vyslán jádrem pohybujícím se směrem k absorbujícímu rychlostí  $v$ . Změna frekvence je dána známým vztahem

$$\Delta\nu = \nu \frac{v}{c}, \quad (1)$$

kde  $\nu$  je frekvence fotonu a  $c$  rychlost světla.

Energie odrazu  $R = E^2/2Mc^2$ , kde  $E$  je energie fotonu a  $Mc^2$  klidová energie jádra. Klidové energie u středně těžkých jader jsou řádově  $10^{11}$  eV, takže při energii kvanta  $\gamma$  rovné  $10^6$  eV činí energie zpětného odrazu 5 eV. K vykompenzování ztrát energie jak při emisi tak i při absorpci je třeba udělit emitujícímu jádru rychlost přibližně  $3 \cdot 10^6$  cm/s.

Dalším faktorem důležitým pro pozorování jaderné fluorescence je monochromatická kvanta  $\gamma$ . Šířky rezonančních a absorpčních linií jsou dány vztahem

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}, \quad (2)$$

kde  $\hbar = 10^{-27}$  ergs a  $\tau$  je střední doba života vzbuzeného stavu. Při  $\tau = 10^{-10}$  s je šířka linie  $10^{-17}$  erg, tj. přibližně  $6 \cdot 10^{-6}$  eV. Natolik monochromatická musí být kvanta  $\gamma$ , aby se jaderná fluorescence výrazně projevila. Je zřejmé, že tepelný pohyb jader způsobí polychromatickou a několik řádů větší, než je šířka emisní nebo absorpční linie. Veliký účinný průřez pro rezonanční absorpci umožňuje však na druhé straně její pozorování i tenkrát, jestliže jen malá část kvant  $\gamma$  splňuje rezonanční podmínky. Je samozřejmé, že rezonanční absorpce je lépe pozorovatelná na jádrech s malou střední dobou života, která mají širokou rezonanční linii.

Při pokusech s jadernou fluorescencí bylo zvoleno k dosažení potřebné rychlosti emitujícího jádra několik způsobů. Látka obsahující radioaktivní jádra byla zahřívána na vysokou teplotu, a tím se objevila grupa jader majících postačující rychlost. Bylo rovněž použito centrifugy s vysokou obvodovou rychlostí, na jejímž obvodu byla nanesena radioaktivní jádra. Třetí cesta záležela konečně v tom, že jádro emitovalo ještě během pohybu, v kterém se nacházelo v důsledku zpětného odrazu při emisi částice, která předcházela emisi  $\gamma$ . Vhodnou volbou úhlu mezi směrem emise této částice a směrem letu následujícího kvanta  $\gamma$  lze vybrat rychlost jádra potřebnou k vyvolání žádoucího Dopplerova posuvu. Žádnou z uvedených metod nelze získat zcela monochromatické záření  $\gamma$  a pozorovaná jaderná fluorescence leží vždy na hranici pozorovatelských možností.

V roce 1958 R. MÖSSBAUER vycházejí ze známé LAMBOVY teorie o vlivu vazby jádra v krystalové mříži na rozptýl neutronů ukázal, že za jistých podmínek není jádro vázané v krystalové mříži schopno převzít odrazovou energii při emisi kvanta  $\gamma$ . Zpětný odraz v tomto případě přejímá celý krystal sestávající z velkého počtu atomů.

Místo klidové energie jádra ve vztahu pro energii odrazu se objeví klidová energie krystalu, která je o mnoho řádů větší, takže odrazová energie je prakticky nulová a emitované kvantum  $\gamma$  je rezonanční. Totéž platí i o absorpci v jádru zabudovaném do podobného krystalu.

Intenzita rezonančního záření  $\gamma$  souvisí s teplotou krystalu  $T$  vztahem

$$f = e^{-2W(T,R,\Theta)}, \quad (3)$$

kde

$$W = \frac{3R}{k\Theta} \left[ \frac{1}{4} + \left( \frac{T}{\Theta} \right)^2 \int_0^{\Theta/T} \frac{t}{e^t - 1} dt \right] \quad (4)$$

závisí především na poměru energie odrazu  $R$  k energii  $k\Theta$ , odpovídající tak zvané DEBYEOVĚ teplotě  $\Theta$ , a dále na poměru teploty krystalu  $T$  k  $\Theta$ . Při tom  $R$  je energie odrazu, kterou by přejalo jádro nevázané v krystalové mříži. Z Debyeova modelu krystalu je třeba připomenout, že  $k\Theta$  odpovídá maximální energii ve spektru vlastních kmitů atomů v krystalové mříži. Aby intenzita rezonančního záření byla zřetelně různá od nuly, je třeba především, aby  $W$  bylo řádově rovno 1 nebo menší. Minimální hodnota, které  $W$  může nabýt bez ohledu na druhý člen v závorce, závisí jen na energii odrazu a na Debyeově teplotě. Intenzita bude tím větší, čím menší bude odrazová energie a čím vyšší bude Debyeova teplota. Prakticky je proto Mössbauerův efekt omezen na středně těžká až těžká jádra a na energie záření  $\gamma$  pod 100 keV. Druhý člen v závorce ve výrazu pro  $W$  závisí na poměru skutečné teploty krystalu k Debyeově a s klesající teplotou  $T$  se zmenšuje. Aby nepřispíval k  $W$ , je třeba pracovat při teplotách  $T < \Theta$ .

Vztahy (3) a (4) se zcela shodují s tak zvaným DEBYEOVÝM-WALLEROVÝM faktorem udávajícím intenzitu záření X koherentně rozptýleného na krystalu. Abychom ze vztahů (3) a (4) dostali tento faktor, stačí za odrazovou energii  $R$  dosadit energii  $E_R$ , kterou by ztratil foton záření X při rozptýlu na atomu s hmotou  $M$  pod úhlem  $\vartheta$

$$E_R = \frac{E^2}{Mc^2} (1 - \cos \vartheta). \quad (5)$$

Maximální  $E_R$  je pro  $\theta = 90^\circ$ , kdy foton mění svůj impuls ze záporné hodnoty v kladnou. Odrazová energie, kterou v tomto případě přijme atom, je právě rovna dvojnásobku energie odrazu, kterou přejme jádro při emisi stejně energetického kvanta  $\gamma$ , jehož impuls se mění od nuly před emisí do maximální hodnoty po emisi.

Vidíme, že shoda je úplná; jde tedy v podstatě o jeden a tentýž jev, jehož příčinou je vazba atomů, a tedy i jader v krystalové mříži, a jehož důsledkem je neschopnost jednoho jádra nebo atomu převzít energii odrazu ať už koherentně rozptýleného záření X dopadajícího na atom z vnějšku nebo kvanta  $\gamma$  emitovaného jádrem.

Pro kvanta  $\gamma$  emitovaná v důsledku Mössbauerova jevu bez odrazu atomového jádra se vžil pojmenování Mössbauerova kvanta  $\gamma$ , Mössbauerovo záření nebo Mössbauerova linie.

Mössbauer odvodil svůj vztah pro intenzitu Mössbauerovy linie pomocí Debyeova modelu krystalu. F. L. ŠAPIRO dospěl k výrazu pro intenzitu Mössbauerovy linie klasickou metodou používanou v teorii frekvenční modulace. Kvantum  $\gamma$  emitované jádrem kmitajícím frekvencí  $\omega$  je frekvenčně modulované, to jest vedle hlavní nosné frekvence se vytvářejí postranní pásma. Pro intenzitu nosné frekvence vychází Šapirovi vztah

$$f = e^{-\bar{x}^2/\lambda^2}, \quad (6)$$

v kterém  $\bar{x}^2$  je střední kvadrát odchylky atomu v krystalové mříži v důsledku tepelných kmitů,

$$\bar{x}^2 = \frac{1}{m} \sum x_m^2$$

$\lambda$  je vlnová délka fotonu dělená  $2\pi$ . Tento vztah ukazuje, že intenzita Mössbauerovy linie bude výrazná tehdy, jestliže střední kvadratická výchylka atomu ze střední polohy bude rovna přibližně vlnové délce fotonu nebo bude menší. Vyjádří-li se střední kvadratická odchylka ve výrazu (6) klasickým způsobem pomocí střední energie oscilátoru a použije-li se Debyeova modelu pro spektrum vlastních kmitů krystalu, dostane se opět původní Mössbauerův vztah.

M. V. KAZORNOVSKIJ odvodil závislost mezi specifickým teplem krystalové mříže  $C_L$  a intenzitou Mössbauerovy linie

$$f = e^{-\frac{E^2}{2\pi^2 M c^2 k^2} \int_0^\infty C_L(T) \frac{dT}{T}}, \quad (7)$$

který platí pro teploty  $T \ll \Theta$  a pro izotropní krystaly s kubickou mříží. Do jisté míry platí tento vztah i pro jiné typy krystalů.

Podrobnější teorie Mössbauerova efektu byla podána W. M. VISSCHEREM, který ukázal, že při emisi kvanta  $\gamma$  jádrem je nejpravděpodobnější vznik nebo zánik pouze jediného fononu v krystalové mříži. Současný vznik nebo zánik více fononů je mnohem méně pravděpodobný. Jestliže fononové spektrum krystalu je omezeno snížením teploty hluboko pod Debyeovu na velmi málo energetické fonony, může kvantum  $\gamma$  při emisi ztratit nebo získat jen zcela nepatrnou energii a zůstane rezonančním.

#### MOŽNOSTI EXPERIMENTÁLNÍHO OVĚŘENÍ

Mössbauerův efekt umožňuje získat kvanta  $\gamma$  mající přesně definovanou energii. V tabulce jsou uvedena jádra, střední doby života prvního vzbuzeného

Tabulka

Jádro (ve vzbuzeném stavu jako zdroj, v základ- ním stavu jako absorbátor)	Mateřský izotop (poločas)	Debyeova teplota látky °K	Energie gama E (keV)	Střední doba života (s)	Relativní šířka linie (eV)
Re <sup>187</sup>	W <sup>187</sup> (23,8h)	300	134	1,0 · 10 <sup>-11</sup>	3 · 10 <sup>-10</sup>
Ir <sup>191</sup>	Os <sup>191</sup> (14,6d)	285	129	1 · 10 <sup>-10</sup>	4 · 10 <sup>-11</sup>
Tm <sup>169</sup>	Er <sup>169</sup> (9,2d)	166	8,4	4 · 10 <sup>-9</sup>	1 · 10 <sup>-11</sup>
Hf <sup>177</sup>	Lu <sup>177</sup> (7,0d)	213	113	4 · 10 <sup>-10</sup>	1 · 10 <sup>-11</sup>
W <sup>183</sup>	Ta <sup>183</sup> (111,2d)	310	100	1,3 · 10 <sup>-9</sup>	4 · 10 <sup>-12</sup>
Er <sup>166</sup>	Ho <sup>166</sup> (27,5h)	163	80,6	1,7 · 10 <sup>-9</sup>	3 · 10 <sup>-12</sup>
Au <sup>197</sup>	Hg <sup>197</sup> (64,5h)	170	77	1,9 · 10 <sup>-9</sup>	3 · 10 <sup>-12</sup>
	Pt <sup>197</sup> (18,0h)				
Ir <sup>193</sup>	Os <sup>193</sup> (11,9d)	285	73	5,7 · 10 <sup>-9</sup>	1 · 10 <sup>-12</sup>
Sn <sup>119</sup>	Sb <sup>119</sup> (279,0d)		23,8	1,8 · 10 <sup>-8</sup>	1 · 10 <sup>-12</sup>
Dy <sup>161</sup>	Tb <sup>161</sup> (6,75d)	158	26	2,8 · 10 <sup>-8</sup>	6 · 10 <sup>-12</sup>
Fe <sup>57</sup>	Co <sup>57</sup> (270,0d)	420	14,4	1,0 · 10 <sup>-7</sup>	3 · 10 <sup>-12</sup>
Zn <sup>67</sup>	Ga <sup>67</sup> (77,9h)	260	93	9,4 · 10 <sup>-8</sup>	5 · 10 <sup>-12</sup>

stavu a energie kvant  $\gamma$  emitovaných při přechodu na základní stav. Tato jádra jsou seřazena podle relativních šířek emisních linií. Vidíme, že nejužší relativní šířku linie má Zn<sup>67m</sup> se střední dobou života přibližně 10<sup>-5</sup> s. Tabulka současně ukazuje, že počet jader, u jejichž záření lze Mössbauerův efekt pozorovat, je poměrně omezený. Relativní šířky linií se pohybují od 10<sup>-10</sup> do 10<sup>-16</sup>. Mezi Zn<sup>67m</sup> se střední dobou života 10<sup>-5</sup> s a radioizotopy s poločasem několika sekund neleží žádná radioaktivní jádra. Ve většině případů pro nízkou Debyeovu teplotu je třeba pracovat při teplotách tekutého dusíku nebo ještě níže. Pouze u Fe<sup>57m</sup> lze efekt pozorovat při pokojové teplotě.

Energii linie lze velmi pohodlně měnit pohybem zdroje. Její posuv při rychlosti zdroje  $v$  je dán Dopplerovým vztahem (1). Podobně pohybem absorbátoru lze posouvat absorpční linii. Rychlosti potřebné k posuvu linie o pološířku činí na příklad u Fe<sup>57</sup> přibližně 10<sup>-2</sup> cm/s. Pomocí Mössbauerova efektu lze tedy nejenom získat velmi monochromatické zdroje záření  $\gamma$ , avšak současně i zdroje s proměnnou energií, což dává možnost rozvinout absorpční spektroskopii s neobyčejně vysokou rozlišovací schopností. Absorpční spektra se obvykle (až na Zn<sup>67</sup>) dostávají ve formě závislosti intenzity záření po průchodu absorbátorem na rychlosti zdroje nebo absorbátoru. Jako absorbátor slouží vždy látka obsahující v základním stavu tatáž jádra, která se ve zdroji nacházejí ve vzbuzeném stavu. Aby byl efekt rezonanční absorpce větší, bývá někdy třeba obsah daného izotopu v absorbátoru zvýšit proti přirozenému (případ Fe<sup>57</sup>, kdy se absorbátor obohacuje tímto izotopem až na 50 i více procent.) K pohybu zdroje nebo absorbátoru se používá nejrůznějších systémů. Řada prací byla vykonána se zdrojem nebo absorbátorem posunovaným pomocí mikrometrického šroubu nebo pomocí vačkových systémů. Také elektrodynamických reproduktorových systémů se použilo. Spektra byla v četných případech snímána postupně při různých rychlostech zdroje. Byly však rovněž konstruovány rychlostní spektrometry, v nichž rychlost je lineární funkcí času a jednotlivým intervalům rychlosti jsou přiřazeny kanály mnohokanálového analyzátoru, do nichž se přivádějí registrované impulsy z detektoru.

Tento poslední způsob má velkou výhodu ve srovnání s postupným snímáním jednotlivých bodů spektra v tom, že vylučuje — i když není zcela kontinuální — do značné míry vliv kolísání účinnosti detekce záření  $\gamma$ , které je způsobeno nejrůznějšími příčinami. Záření  $\gamma$ , u něhož se Mössbauerův efekt dá pozorovat, je obvykle značně měkké a často bývá doprovázeno při složitějších rozpadových schématech mateřského radioizotopu nebo při znečištění jiným radioizotopem tvrdšími komponentami  $\gamma$ . Jeho registrace se koná zpravidla pomocí scintilačních detektorů s krystaly NaI(Tl). V případě velmi měkkého záření 14,4 keV železa 57 volí se tloušťka krystalu jen asi 1 mm, aby se snížila jeho účinnost na několikrát energetičtější kvanta  $\gamma$ , která při rozpadu mateřského  $\text{Co}^{57}$  vznikají. Také proporcionálních počítačů bylo použito při detekci Mössbauerova záření.

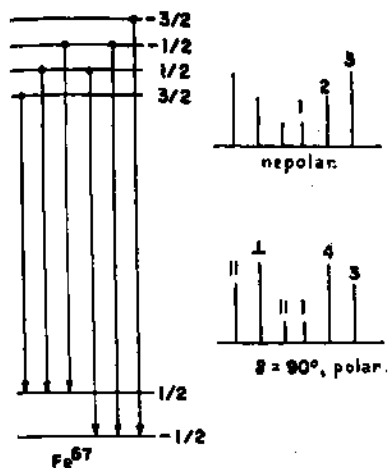
Velkou péči je třeba věnovat přípravě zdroje a absorbátorů zejména v těch případech, kdy jde o pozorování vyžadující rozlišovací schopnosti lepší než  $10^{-13}$ . Prakticky byla tato otázka nejúplněji vyřešena u  $\text{Fe}^{57}$ , kde se podařilo pečlivým žiháním železných fólií, na něž byl elektrolyticky vyloučen radioaktivní  $\text{Co}^{57}$ , dosáhnout šířek linie odpovídajících vlastním šířkám určeným ze vztahu (2) pomocí známé střední doby života. Řada efektů, které mohou způsobit buď rozšíření linie, nebo její pošunutí, byla studována při měření tak zvaného rudého posuvu. Má-li být emisní linie nepošunuta proti absorpci, je třeba, aby zdroj i absorbátor byly přesně identické co do krystalové struktury, izotopického složení a aby měly přesně tutéž teplotu. Radioaktivní atomy, jejichž rozpadem vzniká příslušný vzbuzený stav, musí se nacházet zabudováni v krystalové mříži na správných místech a nesmějí vytvářet poruchy mříže. Zatím co u  $\text{Fe}^{57}$  lze připravit do značné míry identické zdroje i absorbátory, u  $\text{Zn}^{67}$  se to již prakticky nepodařilo.

Ze všech případů uvedených v tabulce je Mössbauerův efekt nejspíše pozorovatelný u  $\text{Fe}^{57}$ , a to nejenom proto, že lze pracovat při pokojové teplotě, ale zejména také z toho důvodu, že v místě rezonance klesne intenzita záření za absorbátorem o několik procent, použije-li se železa s přirozeným obsahem  $\text{Fe}^{57}$  jako absorbátoru a o několik desítek procent při použití absorbátoru obohaceného izotopem  $\text{Fe}^{57}$ . Absorpční spektrum je velmi výrazné a lze na něm studovat velmi jemné efekty.

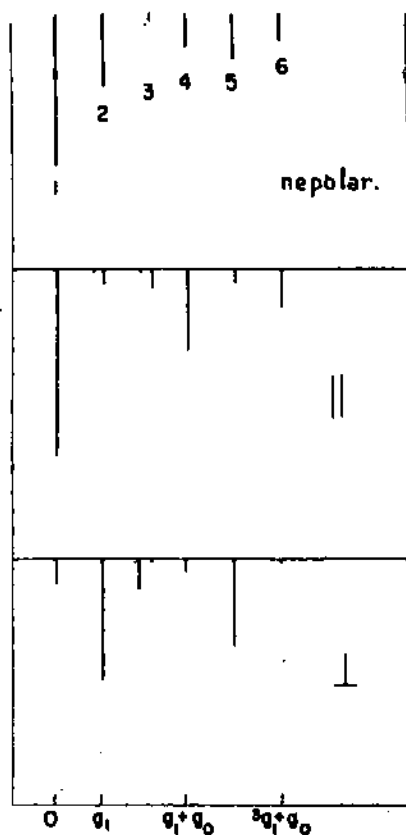
## POUŽITÍ MÖSSBAUEROVA JEVU

### a) MAGNETICKÉ POLE V MÍSTĚ JÁDRA

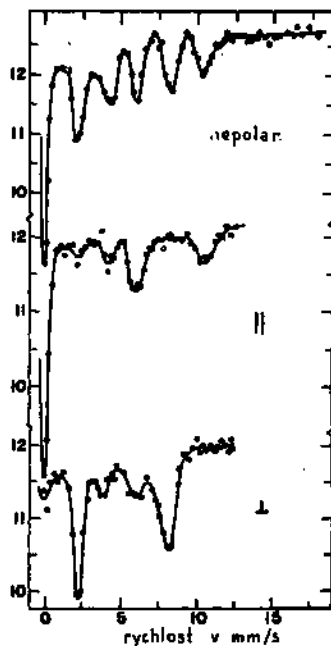
Již v prvních pracích s tímto radioizotopem bylo možno nalézt hyperjemnou strukturu linie  $\gamma$  způsobenou rozštěpením vzbuzeného i základního stavu  $\text{Fe}^{57}$  v magnetickém poli, které u železa ve feromagnetickém stavu v místě jádra existuje. Na obr. 1 je termové schéma přechodu  $\gamma$  ze vzbuzeného stavu do základního. Vzbuzený stav má spin  $\frac{3}{2}$ , a je tedy rozštěpen na čtyři magnetické podhladiny; základní se spinem  $\frac{1}{2}$  je rozštěpen na dvě. Výběrová pravidla omezují celkový počet možných přechodů na šest. Naměřené absorpční spektrum na obr. 2 nahoře je symetrické vzhledem k nule a má na každé straně pět absorpčních minim. Z termového schématu při různých magnetických momentech základního a vzbuzeného stavu vyplývá větší počet minim, než bylo nalezeno; ukazuje se však, že některá z minim jsou dublety, jejichž rozlišení se podařilo téže skupině pracovníků provést využitím polarizačních efektů, uvedených v jedné z jejich předešlých prací. (G. J. PRESTON, S. S.



Obr. 1



Obr. 3



Obr. 2

HANNA a další.) Zdroj i absorbátor magnetovali vnějším magnetickým polem v rovině kolmé na směr letu kvant  $\gamma$  jednou paralelně, podruhé na sebe kolmo. Kvanta  $\gamma$  ze zdroje jsou polarizována, jejich absorpce závisí na orientaci jader v absorbátoru. Touto metodou dosáhli autoři zesílení nebo potlačení jedné z linií v dubletech. Na obr. 2 uprostřed a dole jsou naměřená spektra pro oba případy. Paralelní a kolmá magnetizace je vyznačena symbolicky po stranách spekter. Na obr. 3 jsou znázorněna spektra předpověděná podle termového schématu (obr. 1). Je vidět, že třetí absorpční minimum je dubletem, který se zřetelně rozliší při paralelní a kolmé magnetizaci zdroje a absorbátoru. Vzdálenost linií v tomto dubletu  $\Delta$  byla naměřena  $0,5 \pm 0,1$  mm/s. Pomocí gyromagnetického poměru  $g_1$  vzbuzeného stavu a  $g_0$  základního stavu je tato vzdálenost vyjádřena vztahem

$$\Delta = 2g_1 - g_0.$$

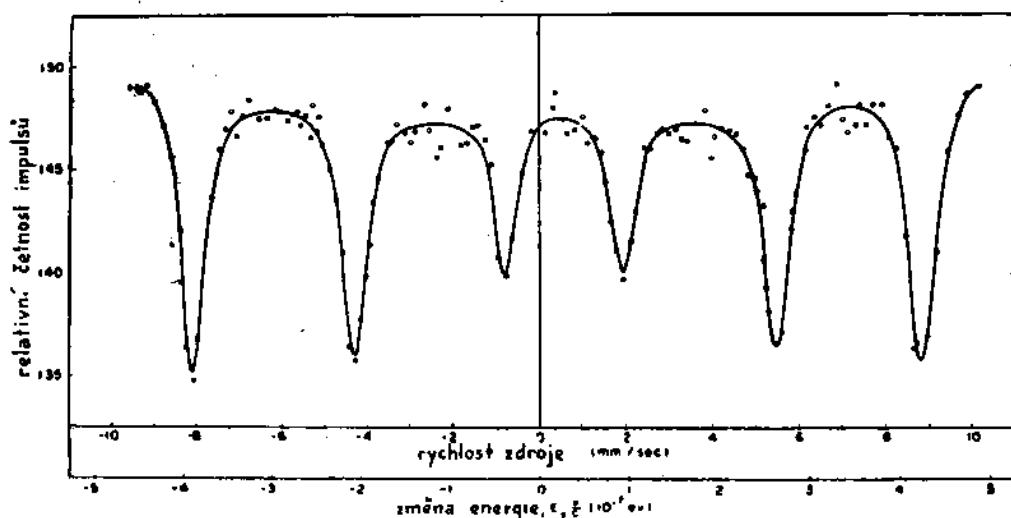
Pro  $g_1$  lze z měření absorpčního Mössbauerova spektra získat hodnotu  $2,23 \pm 0,03$  mm/s, takže  $g_0 = 3,96 \pm 0,1$  mm/s. S pomocí magnetického momentu základního stavu jádra  $Fe^{57}$   $\mu = 0,0903 \pm 0,0007$  nukleárních magnetonů stanovili autoři velikost magnetického pole v místě, kde se nachází atomové jádro. Toto pole má velikost  $3,33 \cdot 10^8$  Oe, což je překvapivě vysoká hodnota, která však byla již potvrzena i jinými měřeními. Předpokládáme-li totéž magnetické pole i v místě jádra  $Fe^{57}$  v excitovaném stavu, vychází naopak pro jeho magnetický moment hodnota  $\mu = -0,153$  n. m. Aby naměřené absorpční spektrum souhlasilo s teoreticky předpověděným spektrem podle termového schématu, je třeba, tak jak je to provedeno na obr. 1, položit pořadí hladin v základním stavu obráceně než ve vzbuzeném.

Týmž autorům se dále podařilo zjistit i orientaci magnetického pole v místě jádra vůči směru magnetizace domén. Působením vnějšího magnetického pole měnili velikost pole v místě jádra, a tím docházelo i ke změnám v rozštěpení hladin. Ukázalo se, že magnetické pole v místě jádra má obrácený směr, než je směr vnějšího magnetického pole, a tedy i směr magnetizace domén.

Stanovení velikosti magnetického pole v místě jádra železa a zejména určení jeho směru má velký význam pro teorii vnitřního magnetického pole, které podle V. MARSHALA je vytvářeno jednak polarizací 3  $d$ -elektronů, jednak polarizací různých  $s$ -elektronů. O  $s$ -elektronech, které dávají příspěvek k vnitřnímu magnetickému poli proti směru magnetizace domén, se soudilo, že se podílejí velmi nepatrně na vytváření vnitřního pole. Práce autorů S. S. HANNA et al. ukazují, že tomu tak pravděpodobně není.

#### b) ELEKTRICKÉ POLE V KRYSTALU

Malá relativní šířka linie  $Fe^{57}$  umožňuje studovat i jemnější efekty způsobené kvadrupólovou interakcí elektrického pole jádra s elektrickým polem uvnitř krystalu. K tomuto účelu je výhodné mít k dispozici zdroj, který nejví

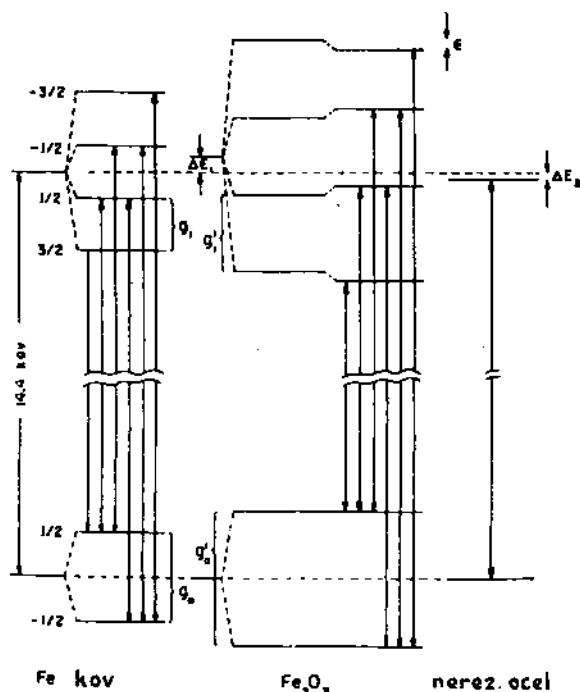


Obr. 4



rozštěpení linií. Takový zdroj lze připravit zabudováním atomů  $\text{Co}^{57}$  do mřížky nemagnetické oceli. Experimentálně bylo potvrzeno, že v tomto případě skutečně linie zůstává nerozštěpená a její šířka je velmi přesně rovna vlastní šířce. Pomocí tohoto zdroje sledovali O. C. KISTNER a A. W. SUNYAR u  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  velikost kvadrupólové elektrické interakce, která způsobuje posuvy hladin rozštěpených dříve uvedenou magnetickou interakcí. K posunu, jehož velikost je dána vztahem

$$\varepsilon = \frac{e^2qQ}{4I(2I - 1)} [3m^2 - I(I + 1)]$$



Obr. 5

$(q = \frac{1}{e} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2})$  závisí na gradientu intenzity elektrického pole,  $Q$  je kvadrupólový moment jádra,  $I$  celkový spin jádra a  $m$  je magnetické kvantové číslo), dochází pouze u vzbuzeného stavu se spinem  $\frac{3}{2}$ , a to tak, že hladiny s  $m = \pm \frac{3}{2}$  jsou posunuty jedním směrem, hladiny s  $m = \pm \frac{1}{2}$  druhým směrem. Obecně nebývají posuvy způsobené kvadrupólovou interakcí stejně velké pro všechna  $m$ . V daném případě lze je však považovat za stejné, protože  $\varepsilon$  je mnohem menší než rozštěpení způsobené magnetickou interakcí. Na obr. 4 je absorpční spektrum, které autoři naměřili, a na obr. 5 termové schéma (vpravo) z něho odvozené. Pro srovnání je na obr. 4 uvedeno schéma příslušející železu zabudovanému v ku-

bické kovové mřížce, kde dochází jen k magnetické interakci.

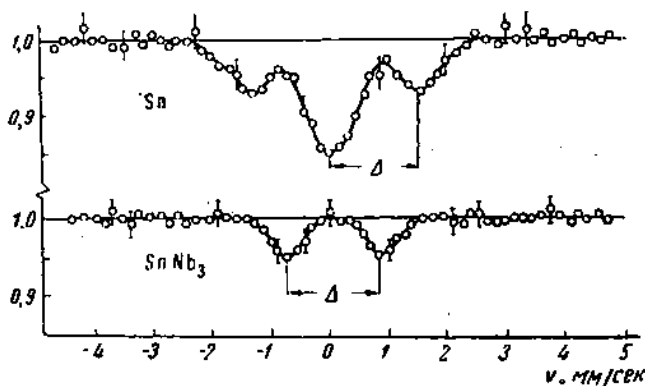
Velikost kvadrupólové interakce stanovená z naměřeného spektra je v absolutní hodnotě

$$\varepsilon = \frac{|e^2qQ|}{4} = 0,012 \pm 0,003 \text{ cm/s, tj. } 5,75 \cdot 10^{-9} \text{ eV,}$$

při čemž pro stavy  $m = \pm \frac{3}{2}$  je záporná, pro stavy  $m = \pm \frac{1}{2}$  kladná; z toho vyplývá, že součin  $e^2 \cdot q \cdot Q$  je záporný. Velikost kvadrupólového momentu jádra  $Q$  nelze určit, protože není známo  $q$ . Z malé naměřené hodnoty však autoři usuzují, že  $Q$  nemůže být příliš vysoké.

Z termového schématu také vyplývá, že magnetické pole uvnitř atomu železa je v případě  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  větší než u železa zabudovaného v kovové mřížce a činí  $5,15 \cdot 10^5$  Oe. Kromě toho je z naměřeného spektra zřejmé, že dochází

k posunutí těžiště hyperjemného spektra vůči rezonanční linii  $\text{Fe}^{57}$  při zdroji v klidu, takže spektrum není symetrické vůči počátku. Tento posuv byl sledován také L. R. WALKEREM, G. K. WERTHEIMEM a V. JACCARINIM. Na rozdíl od KISTNERA a SUNYARA, kteří tento efekt nazývají efektem chemické vazby, dávají mu uvedení autoři název izomerický posuv. Proměřili jej na celé řadě látek s jádry železa v kovové mříži nebo v krystalech s dvojmocnými a trojmocnými ionty železa. Přiřítají jej různým poloměrům, na kterých je rozložen náboj jádra železa 57 v základním a vzbuzeném stavu. Protože tento náboj je v interakci s celkovou hustotou  $s$ -elektronů v místě jádra, je jasné, že při různé



Obr. 6

hustotě ve zdroji a absorbátoru dochází k posuvu rezonanční linie. Z naměřených posuvů se jim podařilo určit relativní změnu poloměru náboje jádra při přechodu ze základního do vzbuzeného stavu na  $\partial R/R = 1,8 \cdot 10^{-3}$ . Obdobnými měřeními zabýval se rovněž M. I. SOLOMON na  $\text{FeS}$ . (Konference v Urbaně, červen 1960.)

Lépe než u  $\text{Fe}^{57}$  lze sledovat kvadrupólovou elektrickou interakci u  $\text{Sn}^{119}$ , což provedli N. N. DĚLJAGIN et al. V tomto případě totiž neruší vnitroatomární magnetické pole, které je nulové. Základní stav  $\text{Sn}^{119}$  má spin  $\frac{1}{2}$  a nevykazuje žádnou hyperjemnou strukturu. Protože spin jádra  $\text{Sn}^{119m}$  je roven  $\frac{3}{2}$ , dochází v důsledku interakce k rozštěpení na dvě linie. Překrýváním těchto linií při vzájemném pohybu zdroje a absorbátoru dochází ke vzniku tří minim v absorpčním spektru (obr. 6 nahoře). Jestliže se jako absorbátoru použije  $\text{SnNb}_3$ , kde se neočekává kvadrupólová elektrická interakce, získá se jednoduché spektrum s dvěma komponentami (obr. 6 dole), z jejichž vzdálenosti lze určit velikost kvadrupólové interakce na  $1,15 \pm 0,25 \cdot 10^{-7}$  eV.

Podobným způsobem jako u  $\text{Fe}^{57}$  byl i zde stanoven magnetický moment jádra  $\text{Sn}^{119}$  v základním i vzbuzeném stavu, který činí  $1,1 \pm 0,3$  n. m. pro základní a  $1,9 \pm 0,4$  n. m. pro vzbuzený stav. Při měřeních se použilo vnějšího magnetického pole velikosti 12 150 Oe. Autoři považují za zajímavé, že naměřená hodnota magnetického momentu vzbuzeného stavu téměř dvakrát převyšuje hodnotu přípustnou podle linií SCHMIDTOVÝCH; měla by být nejvýše 1,1 n. m. na základě jednočásticového modelu jádra se stavem lichého neutronu  $d_{\frac{1}{2}}$ .

### c) DOPPLERŮV EFEKT DRUHÉHO ŘÁDU

Při experimentech s  $\text{Fe}^{57}$  se poměrně brzy shledalo, že vedle efektu chemické vazby (izomerického efektu) může dojít k posuvu rezonanční linie z mnoha jiných příčin. Všechny mají svůj původ ve změně fononového spektra krystalu, a tím spojené změny střední hodnoty kvadrátu rychlosti jádra emitujícího nebo absorbujícího. Jednou z těchto příčin je Dopplerův efekt druhého řádu, který vždy vede ke snížení energie kvanta  $\gamma$  a zvýšení střední energie krystalu. Je vyvolán změnou hmoty jádra při emisi nebo absorpci kvanta  $\gamma$ . Jeho velikost lze určit na příklad ze změny hmoty jádra při emisi kvanta  $\gamma$   $\Delta M = -\frac{E}{c^2}$ ; to má za následek změnu jeho střední kinetické energie v krystalové mříži o hodnotu

$$\delta E = \frac{\bar{p}^2 M}{2M^2} = \frac{\bar{p}^2 E}{2M^2 c^2} = E \frac{\bar{v}^2}{2c^2}. \quad (8)$$

O tuto hodnotu se zmenší energie kvanta gama, které tak nabude nové energie

$$E_1 = E(1 - \bar{v}^2/c^2).$$

Přímo z relativistické formule Dopplerova efektu, která má tvar

$$\omega = \omega_0 \frac{\sqrt{1 - (v/c)^2}}{1 - \mu/c},$$

dochází k výrazu (8) i Šapiro s použitím aproximací vyplývajících z malé velikosti  $v/c$ . Vztah (8) je vyjádřením časového paradoxu, tj. vyplývá z různého průběhu času ve dvou inerciálních soustavách pohybujících se vůči sobě rychlostí  $v$ . Naproti tomu C. W. SHERWIN dokazuje, že vztah (8) je přímým důkazem tak zvaného časového paradoxu Einsteinovy obecné teorie relativity; podle něho hodiny (v daném případě jádro emitující záření s určitou frekvencí), které po řadě zrychlení a zpomalení se vrátí na výchozí místo, ukazují jiný údaj než hodiny, které byly trvale na výchozím místě a jejichž údaj na počátku souhlasil s prvními hodinami. K odvození výrazu (8) použil výrazu pro tak zvaný vlastní čas pohybujícího se systému

$$\tau = \int_0^t \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} dt.$$

Použití tohoto vztahu lze podrobit značné kritice. Tak na příklad FOK ve své teorii prostoru, času a gravitace na str. 212 popírá možnost použití výše uvedeného vztahu pro vlastní čas v systémech, které podléhají jakémukoliv zrychlení.

Je zřejmé, že možnost pozorování tak jemných efektů jako Dopplerův efekt druhého řádu nebo změny kvadrátu střední rychlosti atomu v krystalové mříži v důsledku změny hmoty jádra při emisi kvanta gama či snad i přímé pozorování hodinového paradoxu vzbudilo nový zájem teoretiků o tyto efekty. Zdá se však, že výklad posuvu energie kvanta  $\gamma$  založený jen na energetických úvahách je nejjasnější.

Vztah (8) umožňuje odvodit výraz i pro tak zvaný teplotní efekt, který záleží ve změně energie kvanta  $\gamma$  při změně teploty krystalu. K tomuto účelu posta-

čí  $\bar{v}^2$  ve vztahu (8) vyjádřit pomocí vnitřní energie  $U$  krystalové mříže. Pak pro relativní posuv energie kvanta  $\gamma$  dostaneme místo vztahu (8) výraz

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{U}{2c^2}. \quad (9)$$

Jestliže se změní  $U$ , změní se i velikost výrazu (9). Změna vnitřní energie krystalu připadající na změnu teploty o jeden stupeň je dána jeho specifickým teplem  $c_p$ . Proto změna relativního posuvu energie kvanta  $\gamma$  připadající na jeden stupeň změny teploty krystalu je

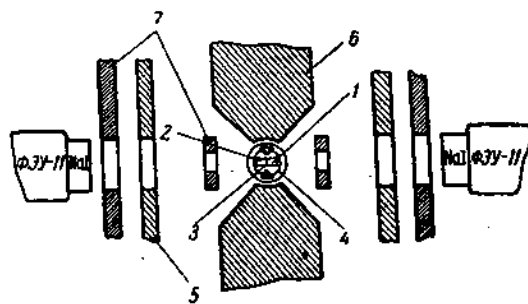
$$\frac{\partial}{\partial T} \left( \frac{\delta E}{E} \right) = \frac{c_p}{2c^2}. \quad (10)$$

Dopplerův efekt druhého řádu (jak se dnes běžně označuje efekt způsobený změnou hmoty jádra v důsledku emise kvanta  $\gamma$  právě tak jako efekty způsobené kmity jádra během emise) činí u  $\text{Fe}^{57}$  zabudovaného v kovové mříži při teplotě  $300^\circ\text{K}$  asi  $8 \cdot 10^{-18}$ , což je hodnota převyšující vlastní šířku rezonanční linie. Pokud je jádro  $\text{Fe}^{57}$  zabudované ve zdroji a absorptoru ve stejném nebo blízkém druhu krystalové mříže, v kterých má tutéž hodnotu střední kvadratické rychlosti, pak emisní i absorpční linie jsou nepořinuty. POUND a REBKA při pokusech o důkaz platnosti tak zvaného principu ekvivalence z obecné teorie relativity pomocí  $\text{Fe}^{57}$  uvádějí, jak je obtížné připravit na příklad řadu absorptorů, které by měly všechny absorpční linie na téměř místě. Je to proto, že Dopplerův efekt závisí na tom, jak je atom zabudován v krystalové mříži a jaké má spektrum vlastních kmitů.

Teplotní efekt je mnohem menší a činí opět na příklad u železa  $2,2 \cdot 10^{-15}/^\circ\text{K}$  při teplotě  $300^\circ\text{K}$ . Tato hodnota byla skutečně Poundem a Rebekou nalezena experimentálně.

#### d) POKUSY S POUŽITÍM $\text{Zn}^{67}$

Zatím co u  $\text{Fe}^{57}$  se veškeré výše uvedené efekty projevují jen jako více méně parazitní při pozorování Mössbauerova záření, uplatňují se jako hlavní efekty při pozorování téhož záření u  $\text{Zn}^{67}$ . Práce s tímto zdrojem záření, jehož pološířka linie činí  $5 \cdot 10^{-16}$ , představují v současné době nejpřesnější srovnávání energií kvanta  $\gamma$  s rozdíly na jednadvacátém místě. K získání absorpčního spektra tohoto záření nelze použít principu založeného na pohybu zdroje; to vyplývá z jednoduchého faktu, že rychlost pouhých  $10^{-5}$  cm/s způsobí již posun linie o její pološířku. Mechanicky lze těžko realizovat zařízení, v kterém by se zdroj pohyboval vůči absorptoru kontrolovatelně s tak malými rychlostmi, bez otřesů a kromě toho ještě při teplotě tekutého hélia, jejíž použití je v tomto případě nezbytné v důsledku nízké Debyeovy teploty krystalů obsahujících zinek. Otřesy budov běžné ve městech mají amplitudy rychlosti o jeden řád vyšší. Změna jakéhokoliv parametru krystalové mříže mající za důsledek změnu fononového spektra se plně uplatňuje v posuvu linie. Pro změnu relativního posuvu energie kvanta  $\gamma$  způsobenou změ-

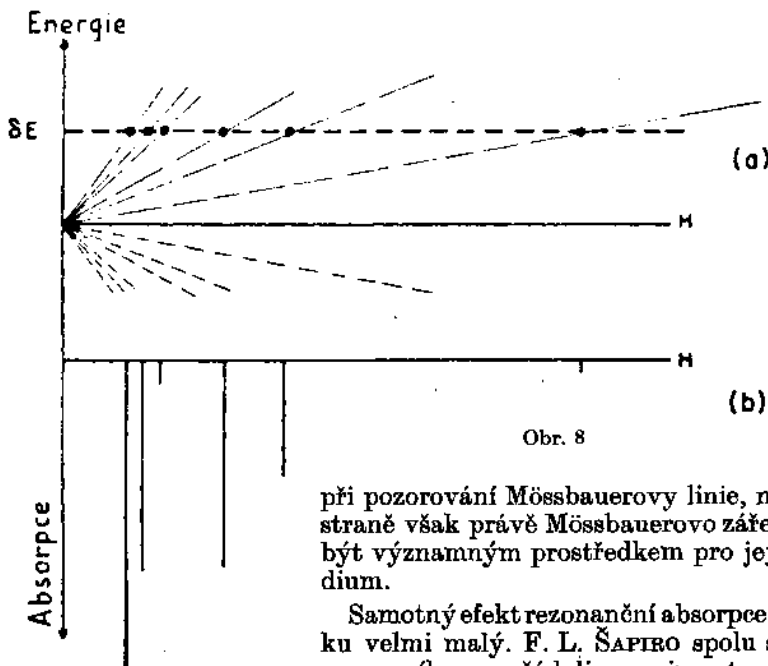


Obr.,7

nou některého parametru krystalové mříže  $x$  dostaneme výraz obdobný výrazu (9)

$$d\left(\frac{\delta E}{E}\right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\delta E}{E}\right) dx, \quad (11)$$

z kterého lze na příklad odvodit, že změna průměrného izotopického složení o 2% má za následek posuv linie o 4 šířky, změna teploty o 1,3°K vede k posuvu o šířku linie atd. Podobně se uplatňují rozdíly v chemickém složení zdroje a absorbátoru a defekty mříže. Na jedné straně tyto efekty jsou na závadu



Obr. 8

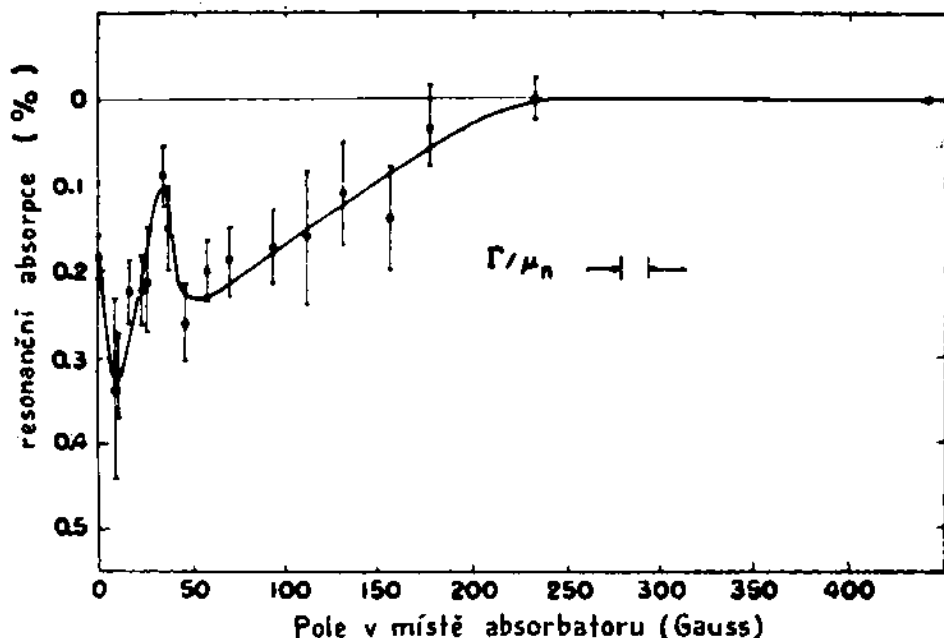
při pozorování Mössbauerovy linie, na druhé straně však právě Mössbauerovo záření může být významným prostředkem pro jejich studium.

Samotný efekt rezonanční absorpce je u zinku velmi malý. F. L. ŠAPIRO spolu s jinými pracovníky uspořádali experiment podle obr.

7. Jako zdroj jim sloužili zinkové bločky 1 a 2, jejichž jedna strana byla ozářena v cyklotronu protony. Na této straně tím vznikl radioaktivní izotop Ga 67, jehož rozpadem vzniká Zn<sup>67</sup>. Bločky byly k sobě dány tak, že radioaktivní plochy 3 přiléhaly na sebe. Vše bylo umístěno do heliového kryostatu 4 a umístěno mezi póly elektromagnetu 5, který mohl vytvářet nehomogenní magnetické pole silné v místě zdroje, slabé v ostatních částech zinkových bloček, které sloužily současně za absorbátor. Vytvořením radioaktivní vrstvy na samotném povrchu absorbátoru vyhnuli se autoři vlivům otřesů z vnějška. Bez magnetického pole je zdroj i absorbátor v rezonanci. Při zapnutí magnetického pole dojde k Zeemanovu rozštěpení emisní linie, které v důsledku nehomogenosti magnetického pole je daleko větší než rozštěpení absorpční linie, takže rezonanční absorpce se zmenší. Naměřený rozdíl v intenzitách záření s magnetickým polem a bez něho činil  $2,58 \pm 0,84 \cdot 10^{-2} \%$ . Je zřejmé, že k naměření tak malého relativního rozdílu je zapotřebí neobyčejné pečlivosti při sestavení měřicí aparatury a řady zkoušek na ověření její vlastní stability. Tyto kontrolní pokusy autorů daly jako míru stability celého zařízení hodnotu  $0,05 \pm$

$\pm 0,4 \cdot 10^{-2} \%$  v rozdílu intenzit v těch případech, kdy intenzity měly být naprosto stejné. Lze tedy mít za to, že naměřený rozdíl má skutečný význam.

P. P. CRAIG et al. měřili Zeemanův efekt na ZnO, který sintrovali tak, aby měl monokrystaly o dostatečném počtu atomů (nejméně rozměry  $0,4 \mu$ ). Ga<sup>67</sup> připravili ozařováním ZnO v cyklotronu deuterony. Po ozaření byl zdroj žhán na vzduchu po jednu hodinu při 1000°C, aby se odstranily důsledky radiačního poškození a aby se Ga<sup>67</sup> dostalo na správné místo v krystalové mříži. Jako absorbátor sloužil ZnO se zinkem obohaceným na 92,4% zinkem 97. V důsledku izotopického efektu měli autoři posunutou emisní linii proti



Obr. 9

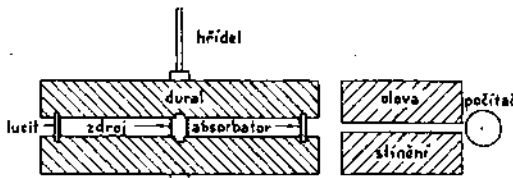
absorpční o hodnotu  $\delta E$  (obr. 8). Jak zdroj, tak i absorbátor umístili do heliového kryostatů a ochladili na teplotu tekutého hélia. Aby nerušilo chvění způsobené varem dusíku v ochranném plášti, byl tento plášť zmrazen. Veškeré mechanické vývěvy byly zastaveny. Zdroj i absorbátor byly v cívice solenoidu, který mohl vytvářet magnetické pole až 700 Oe. Zdroj byl od tohoto pole odstíněn supravodivou tenkou olověnou fólií. Základní stav Zn<sup>67</sup> má spin  $\frac{5}{2}$ , vzbuzený  $\frac{3}{2}$ . Výběrová pravidla umožňují celkem 12 přechodů. Velikost rozštěpení linií základního a vzbuzeného stavu závisí na magnetickém poli a jeho změnou je možno vzdálenost jednotlivých hladin měnit. Toho použili autoři k tomu, že postupnou změnou magnetického pole dostávali se s jednotlivými absorpčními liniemi rozštěpených stavů absorbátoru do rezonance s linií zdroje posunutou o  $\delta E$ . Jako výsledek měli dostat spektrum znázorněné schematicky na dolní části obr. 8, v kterém intenzita záření je funkcí magnetického pole. Na obr. 9 je spektrum skutečně jimi naměřené. Kontrolní experimenty daly jako míru stability zařízení hodnotu 0,02%.

e) PRINCIP EKVIVALENCE V OBECNÉ TEORII RELATIVITY

Oba uvedené experimenty potvrzují zcela jednoznačně, že Mössbauerův efekt lze nalézt i u Zn<sup>67</sup>. Zároveň však ukazují neobyčejné potíže, které vyvstávají již při pouhém pokusu o prokázání jeho existence. Třebaže rozlišovací schopnost absorpční spektroskopie je u něho obrovská, pro praxi zatím má poměrně malý význam. Na druhé straně totiž pomocí Fe<sup>57</sup>, které má téměř o tři řády širší linii, lze dosáhnout téměř stejného rozlišení díky tomu, že efekt u něho je veliký a lze pracovat při normální teplotě. Tyto úvahy vedly Pounda a Rebku k volbě Fe<sup>57</sup> jako zdroje záření k ověření tak zvaného principu ekvivalence v obecné teorii relativity. Ověření tohoto principu bylo navrženo poměrně brzy po Mössbauerově objevu také mnoha jinými autory, avšak Pound a Rebka dostali první experimentální výsledky. V podstatě jde o to naměřit rozdíl v energii fotonů způsobený průletem mezi dvěma místy na různém gravitačním potenciálu nebo (což má stejný výsledek) nalézt rozdíl ve vlastních časech, a tedy i ve frekvenci zdroje a absorbátoru nacházejících se na různých gravitačních potenciálech, při čemž frekvence fotonů při průletu gravitačním polem mezi oběma místy se nemění. Tento rozdíl, v astronomii nazývaný rudým posuvem, podle předpovědi teorie činí při výškovém rozdílu 21 m použitým uvedenými autory pouhých  $2,33 \cdot 10^{-15}$  z energie kvanta  $\gamma$ . Při pozorování tohoto rozdílu setkali se autoři se všemi efekty, které způsobují posuv emisní a absorpční linie a které byly již dříve popsány. Studovali velmi přesně vliv rozdílu teplot absorbátoru a zdroje na posuv linie a dospěli k velmi dobré shodě s teorií. Naměřená hodnota činila  $-2,09 \pm 0,24 \cdot 10^{-15}/^{\circ}\text{K}$  proti teoretické  $-2,21 \cdot 10^{-15}/^{\circ}\text{K}$ .

Citlivosti metody na velmi malé změny energie fotonu dosáhli autoři tím, že poněkud pošinuli emisní linii proti absorpční, neboť pracovali na boku absorpční linie, kde je největší citlivost vůči malému relativnímu posuvu emisní linie proti absorpční. Zjišťovali rozdíl v energii fotonu při dvou různých vzájemných orientacích zdroje a absorbátoru v gravitačním poli zemském. V prvním případě byl zdroj nahoře a absorbátor dole, v druhém naopak. Naměřili rozdíl  $4,57 \pm 0,18 \cdot 10^{-15}$ , který by měl odpovídat dvojnásobku rozdílu

uvedeného výše. Je zřejmé, že souhlas je neobyčejně dobrý. Význam tohoto experimentu záleží v tom, že poprvé se podařilo na naší zemi za kontrolovatelných podmínek naměřit rudý posuv, kdežto astronomická pozorování dávala vždy výsledky zatížené velikou nejistotou způsobenou efekty, kterými je emise záření ve hvězdách vždy doprovázena.



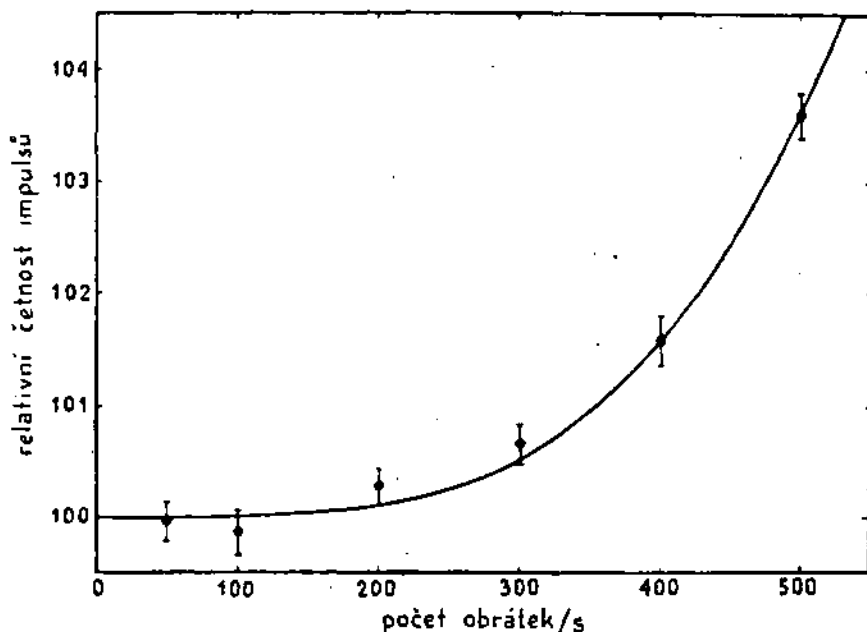
Obr. 10

J. HAY, J. P. SCHIFFER, T. E. CRANSHAW a P. A. EGELSTAFF pozorovali posuv v energii kvanta  $\gamma$  nebo posuv emisní linie proti absorpční v případě, kdy zdroj a absorbátor podléhaly různému centripetálnímu urychlení v rotujícím systému, kde byly umístěny na různých poloměrech (obr. 10). Autoři pokládají posuv, který naměřili jako funkci úhlové rychlosti (obr. 11), za důkaz platnosti principu ekvivalence. Podle tohoto principu účinek urychlení je ekvivalentní účinkům gravitačního pole. Jestliže se určí gravitační potenciály

odpovídající zrychlení zdroje a absorptátoru, dostane se pro posuv linií výraz

$$\frac{\delta\nu}{\nu} = \frac{(R_1^2 - R_2^2) \omega^2}{2c^2}$$

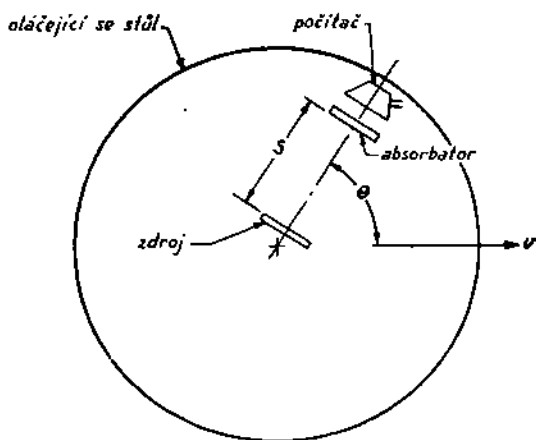
Poloměr  $R_1$  volili autoři rovný 6,64 cm a  $R_2$  byl 0,4 cm. Za těchto okolností uplatňuje se ve vztahu pro posuv linie pouze člen s  $R_1$  a výraz je ekvivalentní vztahu pro tak zvaný příčný Dopplerův efekt, kdy pozorovatel pozoruje



Obr. 11

záření zdroje ve směru kolmém na směr jeho pohybu. Výsledek tohoto experimentu není proto tak jednoznačně interpretovatelný jako výsledek experimentu Poundova a Rebekova, který se týká rudého posuvu. Jeho opakování s jinými parametry by mohlo přispět k tomu, aby se odlišila role příčného Dopplerova efektu od vlastního efektu plynoucího z principu ekvivalence.

Do téže kategorie experimentů patří i experiment navrhovaný M. RUDERFEREM; týká se nového ověření starého problému existence či neexistence éterového vět-



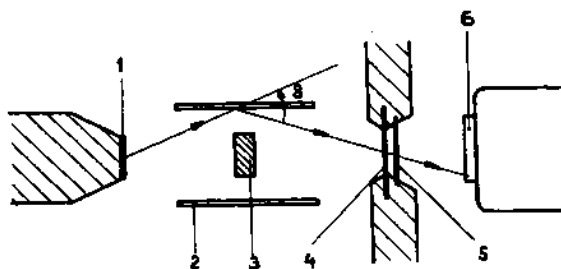
Obr. 12



ru. Pomocí uspořádání podle obr. 12, kdy v důsledku rotace celé soustavy zdroje a absorptoru spolu s detektorem by se musela ukázat frekvenční modulace způsobená éterovým větrem, mělo by být možno stanovit éterový vítr o rychlosti řádu km/s při použití  $\text{Fe}^{57}$  nebo ještě méně, kdyby se použilo techniky Poundovy a Rebkovy. Použití  $\text{Zn}^{67}$ , které by umožnilo zjistit éterový vítr z rychlosti 1,5 m/s, je podle dosavadních zkušeností s tímto zářičem těžko proveditelné.

#### f) JINÉ APLIKACE

G. COCCONI a E. E. SALPETER ve spojení s šířkou linie  $\text{Fe}^{57}$ , která v době, kdy svou stať psali, byla naměřena téměř dvakrát větší než vlastní šířka linie, upozorňovali na to, že tato větší šířka by mohla být vyvolána jako důsledek



(1)  $\text{Sn}^{119}$  zdroj; (2) rozptylující materiál; (3) vizmutový absorptor; (4)  $40 \text{ mg cm}^{-2}$   $\text{Sn}^{119}$  folie (71.5%  $\text{Sn}^{119}$ ); (5)  $62 \text{ mg cm}^{-2}$  Pd folie absorbující Sn x záření; (6) 1.5 mm NaI(Tl) scintilator a fotonásobič.

Obr. 13

platnosti tak zvaného Machova principu. Podle tohoto principu setrvačná hmota tělesa závisí na tom, v jakém směru vůči centru galaxie je urychlováno. Relativní rozdíl setrvačné hmoty při urychlování k centru a od centra galaxie může být maximálně  $10^{-9}$ . Z naměřené šířky linie (která se později ukázala být nesprávnou) odvodili autoři jako horní mez anizotropie setrvačné hmoty hodnotu  $10^{-14}$ . Protože nyní měřené hodnoty šířek linií se shodují s vlastními šířkami, je tato anizotropie, existuje-li vůbec, ještě podstatně menší. Autoři ve své práci udávají ještě několik dalších efektů, které by použitím Mössbauerova záření pomohly tuto otázku objasnit.

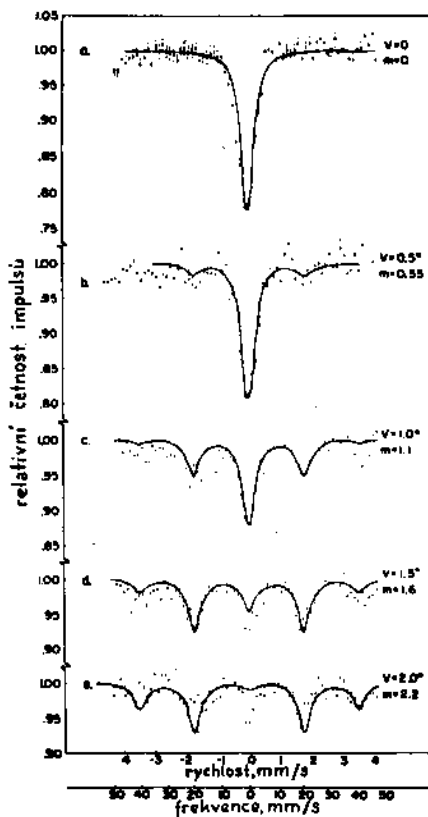
Velmi zajímavé jsou experimenty S. C. RUBYHO a D. J. BOLERA, kteří prokázali kvantový charakter Mössbauerova efektu uvažovaný v práci W. M. VISSCHERA; tento efekt je pozorovatelný při použití zdroje kmitajícího s vysokou frekvencí. Zdroj ve formě železné fólie byl přitmelena na křemennou destičku kmitající s frekvencí  $2 \cdot 10^7$  c/s. Amplitudu jejich kmitů bylo možno měnit. Pomocí běžné techniky proměřovali autoři absorpční spektrum záření, které vycházelo z tohoto zdroje. Na obr. 13 jsou absorpční spektra získaná pro různé hodnoty amplitudy v napětí na křemenné destičce, tj. pro různé amplitudy kmitů a různé maximální rychlosti. Podle klasické nekvantové představy bylo by lze u kmitajícího zdroje očekávat rozšíření absorpční linie nebo na nejvyšší nějaká pseudominima, jejichž vzdálenost by se měnila s amplitudou

kmitů. Ve shodě s teorií (která v podstatě dává stejné výsledky jako teorie frekvenční modulace) objevují se ve spektru minima, jejichž vzdálenost odpovídá kvantům s frekvencí  $2 \cdot 10^7$  c/s, při čemž rozdělení intenzit mezi nimi souvisí s amplitudou vř kmitů krystalu. Bylo dokázáno, že touto cestou je možno nabudit v krystalu jednu linii v jeho fononovém spektru; tato metoda dává však jedinečnou možnost přesné kalibrace při absorpční spektroskopii pomocí Mössbauerova záření. Výsledky vykazují přesto jisté rozdíly proti teorii zejména ve velikosti minim v absorpčním spektru. Bylo by třeba zjistit původ těchto rozdílu; zároveň je naděje, že by se ukázaly další efekty.

Mössbauerův objev byl podnětem k mnoha dalším pracím, o kterých je možno se zmínit pouze zcela stručně. Tak pomocí uspořádání na obr. 14 C. TZARA a R. BARLOUTAUD sledovali souhlas mezi hodnotou DEBYEHOVA-WALLEROVA faktoru vypočtenou pomocí Debyeovy teploty a hodnotou naměřenou pomocí měření rezonančního rozptylu Mössbauerova záření ze Sn<sup>119</sup> u Pt, Al, C, CH<sub>2</sub>. Ukázali, že touto cestou je možno Debyeovy-Wallerovy faktory měřit přímo. M. I. PODGORECKIJ a J. J. ROZEN navrhli použít Mössbauerova efektu k experimentálnímu ověření tak zvané migrace kvanta  $\gamma$  neboli přenosu excitace jádra na jiné jádro v krystalovém systému. V důsledku tohoto efektu podle teorie autorů je možno očekávat závislost intenzity Mössbauerova záření na směru výletu vzhledem ke krystalovým osám, posunutí energie kvanta  $\gamma$  a změny v šířce linie. J. G. DASH et al. použili Mössbauerova záření

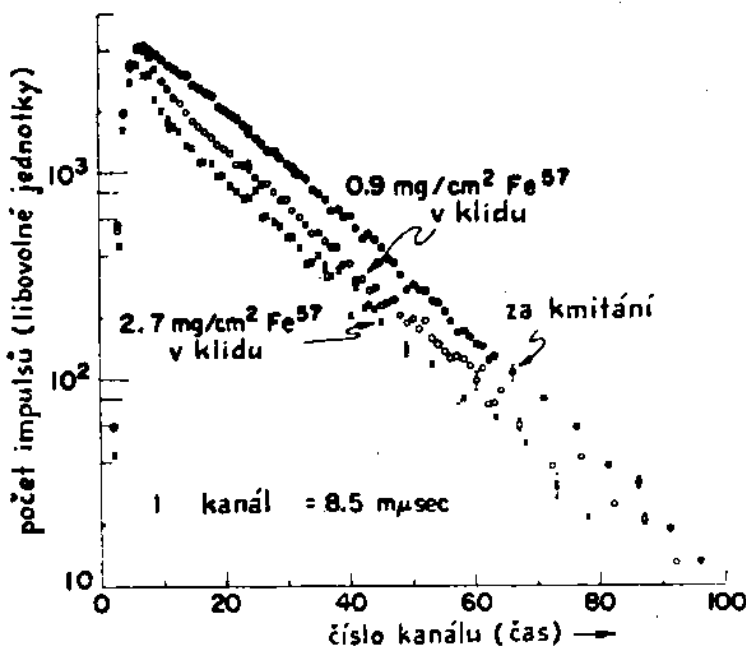
ke studiu změn v obsazení Zeemanových hladin při ohřívání železa z teploty 0,2°K. Dokázali, že přechod Co<sup>57</sup> na druhý a první excitovaný stav Fe<sup>57</sup> probíhá tak rychle, že nenastává podstatná změna v obsazení Zeemanových hladin. Tím se jim podařilo dokázat, že i u Co<sup>57</sup> mají Zeemanovy hladiny obrácený pořádek než u Fe<sup>57</sup> a vnitřní magnetické pole obrácený směr než magnetizace domén.

Velmi zajímavou otázkou z hlediska principů, na nichž spočívá moderní kvantová teorie, se zabýval R. E. HOLLAND et al. Tito autoři se pokusili najít souvislost mezi monochromatickostí kvanta  $\gamma$  a dobou, která uplynula od vzniku vzbuzeného stavu jádra. Železo 57, které má za sebou v kaskádě dvě  $\gamma$ , je k tomu velmi vhodné. Emise prvního  $\gamma$  udává okamžik vzniku prvního vzbuzeného stavu, u jehož záření je možno sledovat Mössbauerův efekt.



Obr. 14

Jestliže pro pozorování tohoto efektu vybereme jen kvanta, která jsou emitována po určité době od emise prvního kvanta, což lze provést pomocí tak zvaných zpožděných koincidenčí, můžeme proměřovat šířku jejich linií. Výsledky jsou znázorněny na obr. 15, kde horní křivka je intenzita záření po průchodu rezonančním absorbátorem v závislosti na době, která uplynula od vzniku vzbuzeného stavu, a to při kmitajícím zdroji, kdy nemůže nastat rezonanční



Obr. 15

absorpce. Prostřední a dolní křivka jsou intenzity pro zdroj i absorbátor v klidu pro dvě různé tloušťky absorbátoru. Ukazuje se, že pro doby menší než střední doba života se rezonanční absorpce zmenšuje. To svědčí o rozšiřování emisní linie. Experimenty jsou po stránce technické značně náročné a vyžadovaly by ještě další přesné proměrování tvaru emisních linií pro různá zpoždění od vzniku vzbuzeného stavu. Přesto však měření autorů se zdá jednoznačně dokazovat, že čím kratší doba uplyne od vzniku vzbuzeného stavu, tím méně je záření monochromatické, neboli opět se potvrzuje nerovnost

$$\Delta E \Delta \lambda \geq \hbar,$$

která pro dobu  $\lambda = \tau$  od vzniku vzbuzeného stavu dává právě šířku linie.

#### ZÁVĚR

Z uvedeného přehledu je zřejmé, že Mössbauerův efekt se uplatnil prakticky v době jednoho až dvou posledních let v mnoha fyzikálních oborech. Absorpční spektrometrie rozvinutá na základě Mössbauerova efektu byla původně určena pro vlastní jadernou fyziku ke studiu hyperjemné struktury vzbuze-

ných stavů. Z přehledu je však zřejmé, že velmi brzy dala neobyčejně závažné informace o vnitroatomárních magnetických polích. Je do jisté míry překvapením, že dává informace o elektrických polích v krystalu a jejich interakcích s jádrem, že s její pomocí byly řešeny problémy z oblasti teorie relativity a gravitace, problémy krystalové fyziky a mnohé další otázky. Jen velmi málo objevů mívá v poměrně krátké době takové uplatnění.

Mössbauerův objev ležel, jak se v historii vědy stalo už mnohokrát, na dlani po několik desetiletí a mohl být učiněn již dávno. Od DEBYEHOVA-WALLEROVA faktoru vedla k němu přímá cesta. Další popud mohl již dávno vzejít ze studia rozptylu neutronů na krystalech. Mössbauerova zásluha záleží především v tom, že se dovedl oprostít od vžitě představy přenosu energie při emisi kvanta  $\gamma$  pouze na jedno jádro, a v tom, že svou představu ihned prokázal experimentem. Je zajímavé poznamenat, že v období několika let je to po objevu zákona nezachování parity již druhý případ, kdy vžitě představy bránily provést experimenty, k nimž byla experimentální technika zralá již před dlouhou dobou. U zákona nezachování parity touto překážkou byl názor o naprosté symetrii mikrosvětla vyjádřen mimo jiné především v čtyřkomponentové DIRACOVĚ rovnici neutrina. Tato rovnice byla zábranou v názoru, že by záření  $\beta$  mohlo být polarizované; nikoho nenapadlo provést nejzákladnější experimenty v tomto směru. Nejsou tyto případy dokladem, že je třeba neustále prověřovat nejzákladnější představy, které máme o dějích v mikrosvětě?

#### Literatura\*)

- [1] R. MÖSSBAUER, Zeitschrift f. Physik 151 (1958) 124.  
[2] F. L. ŠAPIRO, Uspěch. fyz. nauk 72 (1960) 685.

## METEOROLOGIE JAKO FYZIKA ATMOSFÉRY A KLIMATOLOGIE JAKO NEODDĚLITELNÁ SOUČÁST METEOROLOGIE

KAREL BAYER, Praha

### ÚVOD

Meteorologie jakožto samostatný vědní obor zabývající se studiem zemské atmosféry prochází v posledních desetiletích prudkým vývojem. Rozvoj metodiky pozorování, konstrukce nových přístrojů — především pro aerologická měření —, organizace meteorologických měření v celosvětovém měřítku, rozvoj teoretických metod, konstrukce matematických modelů atmosféry a jejich užití v prognóze barického nebo proudového pole pomocí nejvýkonnějších počítačích strojů, to vše vede k tomu, že se rychle mění i obsah pojmu meteorologie.

### METEOROLOGIE V ŠIRŠÍM SLOVA SMYSLU

Dnes se používá termínu meteorologie ve dvou významech. *Meteorologii v širším slova smyslu se rozumí fyzika atmosféry. To je základní skutečnost, která do nedávna nebyla vždy zřejmá a všeobecně známá. Meteorologie v této*

\*) Autorův přehled literatury (celkem 29 prací) byl podle redakčních zvyklostí podstatně zkrácen; redakce je však ochotna zaslat zájemcům původní seznam literatury.