

Otokar Dragoun

Pátrání po hmotných neutrínech spektrometry záření beta

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 52 (2007), No. 2, 100--121

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/141348>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 2007

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>

Pátrání po hmotných neutrinech spektrometry záření beta

Otokar Dragoun, Praha

*„Neutrino podněcuje teoretiky k odvaze
a experimentátory k vytrvalosti.“*

MAURICE GOLDBABER, 1974

Logické uspořádání poznatků ve fyzikálních učebnicích může studenty svádět k mylné představě, že cesta poznávání přírodních jevů je téměř přímočará. Opak je pravdou, jak ukazuje i půlstoleté pátrání po hmotných neutrinech. Podobných případů vytrvalého bádání je celá řada. V tomto článku se snažíme na konkrétním příkladu ukázat, jak poutavá je tvůrčí práce v základním výzkumu. Zvědavým mladým čtenářům bychom tak rádi pomohli při volbě zajímavého a užitečného povolání.

1. Série objevů několika druhů neviditelného záření

Snad každý čtenář Pokroků zná schematický obrázek ukazující, jak se přímý proud záření přirozených radionuklidů rozdělí po průchodu magnetickým polem na dva opačně zakřivené svazky záření α a β a neodchýlený svazek záření γ . Tomuto obrázku však předcházelo téměř dvacetileté úsilí výzkumníků, z nichž někteří byli oceněni Nobelovou cenou.

Prvním impulzem ke zkoumání byl objev záření X, který se podařil roku 1895 Wilhelmu Roentgenovi. Toto záření, které vystupovalo z fluoreskujícího místa výbojové trubice, přivedlo Henriho Becquerela k domněnce, zda rentgenové záření nevzniká při každé fluorescenci. To se sice nepotvrdilo, ale Becquerel objevil již v roce 1896 další nový druh neviditelného záření. Dospěl k závěru, že je spontánně vysílají všechny látky obsahující uran, nezávisle na tom, zda přitom fluoreskují či nikoliv. Tyto paprsky, které Becquerel nazval „uranovými“, nezbudily takovou senzací a neměly tak rychlé praktické využití jako rentgenové záření. Neunikly však pozornosti dvou mladých badatelů, Marie Sklodovské-Curieové v Paříži a Ernsta Rutherforda v Cambridge.

Marie Sklodovská společně se svým manželem Pierrem Curieem v roce 1898 prokázali, že „uranové“ paprsky nevysílá pouze uran, ale také jeden či více dalších prvků. Společně s Gustavem Bémontem pak skutečně ve zkoumaném smolinci objevili

Ing. OTOKAR DRAGOUN, DrSc. (1937), Ústav jaderné fyziky AV ČR, v. v. i., 250 68 Řež,
e-mail: dragoun@ujf.cas.cz

Tento článek věnuji doc. RNDr. ZDEŇKU PLAJNEROVI, CSc., zakladateli československé jaderné spektroskopie, k jeho 80. narozeninám.

polonium a radium¹⁾). Jev nazvali radioaktivitou a Becquerelův objev se stal počátkem jaderné fyziky.

V roce 1899 publikoval Rutherford výsledky svých absorpčních měření „uranových“ paprsků. Zjistil, že jednu složku, kterou nazval paprsky α , pohltí list papíru a její doběh ve vzduchu nepřevyšuje několik cm. Druhá složka, nazvaná paprsky β , byla stokrát pronikavější a prošla i tenkým hliníkovým plechem. Rok nato prokázal Paul Villard, že radium emituje ještě pronikavější záření, které nazval paprsky γ . Ty dokázaly proniknout i půlmetrovou vrstvou betonu.

Manželé Curieovi zjistili v roce 1900, že paprsky β mají záporný elektrický náboj. Zhruba ve stejné době změřil Becquerel jejich měrný náboj. Ukázalo se, že je blízký měrnému náboji elektronu, který byl objeven tři roky předtím. V roce 1902 Walter Kaufmann v Göttingen prokázal, že paprsky β jsou proudem elektronů.

Paprsky α byly zpočátku považovány za elektricky neutrální, protože se jejich dráhu v magnetickém poli nedařilo odklonit. V roce 1903 to však Rutherford se silným magnetem dokázal a odchylka směřovala na opačnou stranu než u záporně nabitých elektronů. V roce 1908 jednoznačně prokázal, že paprsky α jsou totožné s dvojnásobně ionizovanými atomy helia.

Snadná nebyla ani identifikace pronikavých paprsků γ . V příčném magnetickém poli se neodkláněly a Rutherford se zpočátku domníval, že by mohlo jít o extrémně rychlé částice β . Později se však prokázalo, že jde o elektromagnetické záření s velmi krátkou vlnovou délkou.

2. Nesnáze s tvarem spektra záření β

Mnoholetá zkušenost potvrzuje, že spektrometrie elektromagnetického i korpuskulárního záření je jedním z nejmocnějších nástrojů experimentální fyziky a příbuzných oborů. Měření energetických spekter je trvalým zdrojem nových poznatků o elementárních částicích, atomových jádrech, molekulách, hvězdách i galaxiích.

Spolehlivé změření tvaru spektra β přirozených radionuklidů si proti očekávání vyžádalo téměř dvacetileté úsilí. Přispělo však významně k vyjasnění představ o atomovém jádru a elementárních částicích. Historie tohoto období jaderné fyziky je zajímavě popsána např. v knížce Ch. Suttonové [3]. Zde se zaměříme jen na část související s hmotností neutrina.

Lise Meitnerová a Otto Hahn oznámili roku 1908, že částice β emitované určitou radioaktivní látkou mají všechny stejnou energii. Interpretace jejich absorpčních měření však byla obtížná, a proto se společně s Otto von Bayerem rozhodli analyzovat hybnost částic β magnetickým polem. K tomu potřebovali nanést na krátký úsek

¹⁾ Chemicky vzdělaní čtenáři najdou zajímavé historické podrobnosti v článcích [1, 2]. O nápadu M. Sklodowské-Curieové — zkusit proměřit ionizační komůrkou záření různých uranových a thoriových rud a srovnat je se zářením čistého kovového uranu — se František Běhounek vyjádřil, že to byl „jeden z těch vzácných nápadů, které vytvářejí dějiny vědy“. Tehdy stěží uvěřitelný výsledek, že totiž v různých případech zářila ruda silněji než čistý uran, je z hlediska později objevených přirozených radioaktivních řad snadno pochopitelný.

tenkého drátku co nejmenší vrstvu radioaktivně čisté látky, aby potlačili energetické ztráty částic β v samotném zdroji záření. L. Meitnerová později vzpomínala, že když se jim to v berlínském chemickém ústavu podařilo, utíkali s radioaktivním zdrojem „jako vystřelení z děla“ do kilometr vzdáleného fyzikálního ústavu k jednoduchému magnetickému spektrometru (obr. 1). V příčném homogenním poli tohoto přístroje se částice β pohybovaly po kružnicích, jejichž poloměr byl úměrný hybnosti částice, a dopadaly na fotografickou desku. Bylo tak možné měřit hybnost mnoha částic β současně. Nevýhodou byla složitá závislost zčernání fotografické desky na počtu dopadajících částic.



Obr. 1. Jeden z prvních spektrografů záření β , kterým Otto Hahn, Liese Meitnerová a Otto von Baeyer zkoumali elektronové záření radionuklidů. Originál je vystaven v Německém muzeu v Mnichově, odkud je i tento snímek. Vidíme otevřenou vakuovou komoru o průměru asi 15 cm, která se vkládala do homogenního magnetického pole. V pravém dolním rohu je stojánek pro absorpční měření.

Zmínění badatelé dospěli v roce 1911 k závěru, že částice β emitované jednou radioaktivní látkou však naopak mají několik různých energií. Podobný efekt pozoroval i Ernst Rutherford, který si v dopisu Otto Hahnovi v témže roce postěžoval: „Pokouším se nyní sepsat kapitolu o paprscích β do svého nového vydání²⁾ a zjišťuji, že to je nejtěžší úkol z celé knihy.“

²⁾ Knihy Radio-activity z roku 1904.

V roce 1914 nahradil James Chadwick fotografickou registraci záření β v magnetickém spektrometru Geigerovým zařízením s deskou a hrotem, ve kterém byla intenzita výboje úměrná počtu ionizujících částic. Prokázal, že spektrum záření β je v širokém energetickém intervalu *spojité*. Na tomto spektru zaznamenal i několik čar, o kterých se později ukázalo, že jde o monoenergetické elektrony uvolněné z atomového obalu při deexcitaci vzbuzených jaderných a atomových stavů.

3. Platí zákon zachování energie i při radioaktivním rozpadu β ?

Všeobecně se očekávalo, že tento fundamentální zákon bude platit i v mikrosvětě při radioaktivních přeměnách. Emise monoenergetických částic α tomu ostatně nasvědčovala. Rozpadne-li se např. mateřské jádro ^{226}Ra v klidu na dvě části, tj. dceřiné jádro ^{222}Rn a částici α , rozletí se obě části od sebe se stejnou hybností (až na znaménko). To je důsledek zákona zachování hybnosti. Každá z těchto částí proto bude mít pokaždé stejnou energii a spektrum částic α bude monoenergetické³⁾.

Proč při předpokládaném rozpadu β mateřského jádra na jiné dvě části, tj. dceřiné jádro a částici β , je spektrum záření β spojité, bylo naprostou záhadou. Jedním z možných vysvětlení bylo, že částice β jsou ve skutečnosti emitovány vždy se stejnou energií, ale v důsledku nějakých sekundárních procesů pozorujeme jen část této energie. Kalorimetrické pokusy však prokázaly, že teplo uvolněné rozpadem β odpovídá střední energii spojitého spektra β a nikoliv jeho maximální energii. Někteří fyzikové (např. i sám Niels Bohr, tvůrce prvního kvantového modelu atomu) dokonce vážně pochybovali o tom, zda zákon zachování energie v mikrosvětě platí.

V roce 1930 se Wolfgang Pauli pokusil zachránit zákon zachování energie odvážným předpokladem [4], že v atomovém jádru existuje dosud nepozorovaná neutrální částice — *neutrino*. Kdyby se totiž o celkovou energii rozpadu β rozdělily tři částice (dceřiné jádro, částice β a neutrino), byla by jejich energetická spektra spojitá. Tuto smělou hypotézu označil Pauli za „zoufalý prostředek“ k záchraně zákona zachování energie. Není divu, v té době byly známy jen dvě elementární částice: proton a elektron. Aby při radioaktivních přeměnách platil zákon zachování elektrického náboje, který Pauli považoval za stejně důležitý jako zákon zachování energie, dostalo neutrino do vínku nulový náboj. Pro platnost zákona zachování momentu hybnosti postuloval spin neutrina rovný $\frac{1}{2}$ (blíže viz [3]). A z hmotnostní bilance rozpadu β odhadl, že „hmotnost neutrina musí být téhož řádu jako hmotnost elektronu, v každém případě ne větší než 0,01 hmotnosti protonu“. Vzhledem k tomu, že experimentátoři v té době neutrino nepozorovali, Pauli předpokládal, že tato částice bude pronikavější než záření γ .

³⁾ Skutečnost bývá poněkud složitější, protože dceřiné jádro může vzniknout nejen v základním stavu, ale též v některém ze vzbuzených stavů. Část celkové energie rozpadu se pak spotřebuje na toto vzbuzení a ve spektru α přibude čára s nižší energií. Zákon zachování energie přitom ovšem porušen není.

Názory tehdejších fyziků na to, z jakých částic se skládá atomové jádro a zda zákony zachování platí i při radioaktivních přeměnách, jsou podrobně popsány v článku [5]. První část problémů, týkající se spinu a statistiky jader, vyřešil Chadwickův objev neutronu v roce 1932. Vyřešit druhou část, související se zákony zachování energie a hybnosti, dostalo za úkol hypotetické neutrino.

Úspěšnou teorii rozpadu β vytvořil v roce 1934 Enrico Fermi na základě analogie s kvantovou teorií vyzařování světla soustavou nabitých částic. Předpokládal, že částice β i neutrino vzniknou v atomovém jádru až v okamžiku rozpadu β působením nové síly, mnohem slabší, než je elektromagnetická síla. Fermi tak do své teorie zahrnul jak Pauliho hypotézu o neutrinu, tak i Diracovu představu o rození částic.

Vzápětí po publikaci Fermiho práce se J. Chadwick a D. E. Lea pokusili změřit ionizaci způsobenou neutrinou z rozpadu β přirozeně radioaktivního radia-E (^{210}Bi). Zjistili, že tyto částice průměrně uběhnou ve vzduchu vzdálenost nejméně 150 km, než ionizují jeden atom. Při podobném experimentu, provedeném v roce 1935 kvůli nižšímu pozadí v londýnském metru v hloubce 30 m pod zemí, prodloužil M. E. Nahmias tuto vzdálenost na nejméně 31 000 km.

Fermiho teorie stimulovala Hanse Betheho a Rudolfa Peierlse k výpočtu pravděpodobnosti tzv. obráceného rozpadu β , při kterém by nedošlo k emisi, ale naopak k absorpci neutrina atomovým jádrem. Ukázalo se, že pro neutrino s energií, vyskytující se v rozpadech β , je takový proces o dvacet řádů méně pravděpodobný než obvyklé jaderné reakce. Neutrino byla tudíž mnohem pronikavější, než se Pauli domníval, a bylo téměř beznadějně očekávat, že se je někdy podaří detekovat.

Fermiho teorie předpověděla i tvar spojitého spektra záření β . Experimentální ověření tohoto tvaru narazilo na potíže způsobené energetickými ztrátami částic β při průchodu radioaktivním zdrojem, při zpětném rozptylu od jeho podložky a též při nepružném rozptylu na clonách spektrometru. Naši předchůdci si těchto rušivých procesů byli vědomi a snažili se je minimalizovat. Přesto např. jak β^+ , tak i β^- spektra⁴⁾ radionuklidu ^{64}Cu [5] a rovněž spektra β^- ^{35}S [7], změřená roku 1948 magnetickým spektrometrem [8], měla v oblasti nižších energií větší intenzitu, než předpovídala Fermiho teorie. V oblasti vyšších energií experimentální spektra β tuto teorii potvrzovala. Tato měření a podobné výsledky pro další zářiče β byly — spolu s experimenty s dceřinými jádry odraženými při rozpadu — nepřímým potvrzením existence neutrina, a tudíž i platnosti zákona zachování energie v rozpadu β .

Přímý důkaz toho, že neutrino v přírodě skutečně existují, se podařil až v roce 1956, jak je poutavě popsáno v nobelovské přednášce [9]. Dokázali to Frederick Reines a Clyde Cowan Jr. díky své vytrvalosti, mocnému toku neutrin (přesněji antineutrin) z jaderného reaktoru a na tehdejší dobu obrovskému počtu scintilačních detektorů.

⁴⁾ U tohoto radionuklidu jsou energeticky možné všechny tři druhy rozpadu β : jak rozpad β^- ($^{64}\text{Cu} \rightarrow ^{64}\text{Zn}$), tak i rozpad β^+ a elektronový záchyt ($^{64}\text{Cu} \rightarrow ^{64}\text{Ni}$).

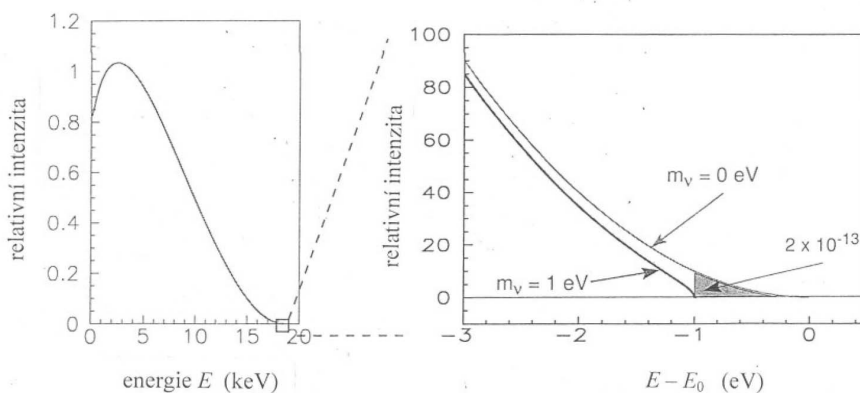
4. Lze z tvaru spektra záření β určit hmotnost neutrina?

V principu to možné je, neboť ve Fermiho rovnici pro tvar spektra β se vyskytuje kvadrát hmotnosti neutrina m_ν :

$$\frac{dN}{dE} = CF(E, Z + 1)p(E + m_e)(E_0 - E)[(E_0 - E)^2 - m_\nu^2]^{1/2}, \quad E \leq E_0 - m_\nu. \quad (1)$$

Rovnice (1) je zapsána v přirozené soustavě jednotek ($c = h = 1$) a veličiny E , p a m_e v ní označují po řadě kinetickou energii, hybnost a hmotnost částice β . Fermiho funkce $F(E, Z + 1)$, kde Z je protonové číslo, bere v úvahu vliv jaderného náboje a jeho stínění atomovými elektrony na částici β vyletující z jádra. Veličina C obsahuje univerzální konstanty a jaderný maticový element rozpadu β , který je v případě dovolených přechodů (jakým je např. rozpad β tritia) ve velmi dobré aproximaci nezávislý na E . Symbol E_0 označuje maximální kinetickou energii částice β v případě, že by bylo $m_\nu = 0$.

Z rovnice (1) vyplývá, že v případě $m_\nu = 0$ intenzita spektra β plynule klesá až k horní hranici E_0 , zatímco pro $m_\nu > 0$ spektrum prudce skončí u energie $E_0 - m_\nu$. Změna tvaru spektra se významně projeví jen v intervalu pod maximální energií, jehož šířka je rovna několikanásobku m_ν . Pro $m_\nu \ll E_0$ připadne na tento energetický interval jen nepatrná část všech rozpadů β , úměrná třetí mocnině ($1/E_0$).



Obr. 2. Celkové spektrum β tritia a jeho část v blízkosti hraniční energie $E_0 = 18,6$ keV pro hmotnost neutrina $m_\nu = 0$ a $m_\nu = 1$ eV. Jak je patrné, změnu tvaru spektra může zaznamenat jen spektrometr, který má *současně* vysoké rozlišení, velkou světelnost a nízké pozadí. Kdyby hmotnost neutrina byla rovna 5 keV, tj. 1 % klidové hmotnosti druhé nejlehčí částice — elektronu, končilo by spektrum tritia prudkým záhybem již u energie 13,6 keV.

Tyto vlastnosti demonstruje na obr. 2 spektrum β radioaktivního tritia, jehož hraniční energie $E_0 = 18,6$ keV je druhá nejmenší ze všech známých radionuklidů⁵⁾.

⁵⁾ O speciálním měření ^{187}Re s nejnižší hraniční energií a extrémně dlouhým poločasem rozpadu se zmíníme v 9. kapitole.

V teoretickém spektru β tritia vypočteném pro $m_\nu = 0$ připadá na 10 eV interval pod E_0 jen $2 \cdot 10^{-10}$ a na interval široký 1 eV dokonce jen $2 \cdot 10^{-13}$ všech rozpadů β . Pro ostatní zářiče β s vyšší hraniční energií E_0 je situace ještě nepříznivější. Z toho důvodu se téměř všechna pátrání po hmotných neutrinech ve spektrech β zaměřila na rozpad tritia ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$.

5. Požadavky na spektrometry a zdroje záření β

Přerušíme nyní nakrátko historický výčet událostí, abychom si lépe uvědomili, jaké vlastnosti spektrometrů a radioaktivních zdrojů jsou při pátrání po hmotných neutrinech ve spektrech β rozhodující.

Podobně jako u většiny spektrometrických metod je změřené energetické spektrum elektronů $g(E)$ dáno konvolucí skutečného spektra záření β , popsaného funkcí $f(E)$, a tzv. *rozlišovací funkce* $R(E, E')$

$$g(E) = \int R(E, E') \cdot f(E') dE'. \quad (2)$$

Rozlišovací funkce je odezvou spektrometru na monoenergetický signál jednotkové intenzity $\delta(E - E')$. Bez její znalosti nelze změřené spektrum $g(E)$ srovnat s teoretickou předpovědí podle rovnice (1).

Vzhledem k nízké intenzitě spektra β v oblasti pod hraniční energií E_0 je třeba usilovat o to, aby spektrometr analyzoval co největší část plného prostorového úhlu Ω , do kterého jsou emitovány částice β . Současně požadujeme, aby spektrometr měl vysoké energetické rozlišení ΔE , umožňující odlišit od sebe dvě skupiny elektronů s velmi blízkou energií. Je třeba, aby přístrojové ΔE bylo srovnatelné s hledanou hodnotou m_ν . Při nedostatečném rozlišení nelze spektra s $m_\nu = 0$ a $m_\nu > 0$ od sebe odlišit. Potřebujeme proto *současně* vysoké rozlišení i velký prostorový úhel, což jsou dva protichůdné požadavky. Reálné spektrometry mívají buď obě vlastnosti průměrné, anebo vynikající jen jednu z nich. Tento problém je vlastní téměř všem spektrometrickým metodám.

Abychom co nejvíce omezili energetické ztráty částic β při průchodu radioaktivní vrstvou konečné tloušťky, je účelné zvětšovat plochu zdroje, což však vede ke zhoršení přístrojového rozlišení. Usilujeme o co nejlepší světelnost L , definovanou součinem relativního prostorového úhlu $\Omega/4\pi$ a plochy zdroje S . To lze dosáhnout zvětšováním lineárních rozměrů spektrometru, použitím Bergkvistova mnohonásobného zdroje [10] (viz též 6. kapitolu) a ovšem vývojem spektrometrů nových typů.

Správná interpretace měřeného spektra β se neobejde bez přesného uvážení pružného a nepružného rozptylu elektronů v radioaktivním zdroji a jeho podložce. Někteří autoři zahrnují tyto efekty do funkce $R(E, E')$ v rovnici (2), kterou pak považují za *celkovou odezvu* zařízení (spektrometru a radioaktivního zdroje) na monoenergetický signál. Spolehlivé určení této odezvy patří mezi nejobtížnější části β -spektroskopického experimentu a rozhoduje o jeho kvalitě i důvěryhodnosti odvozené hodnoty m_ν .

Nesprávná odezva se projeví odchylkou tvaru měřeného spektra β od teorie v nízkoenergetické oblasti. Při nedávném zkoumání rozpadu $^{241}\text{Pu} \rightarrow ^{241}\text{Am} + e^- + \bar{\nu}$ se nám kombinací výpočtů metodou Monte Carlo a experimentů s monoenergetickými elektrony podařilo dosáhnout shody teoretického a měřeného spektra β až do neobvykle nízké energie 2 keV [11].

S nízkou intenzitou spektra β v oblasti citlivé na hmotnost neutrina souvisí i potřeba co nejnižšího pozadí. Nezbytným požadavkem je dlouhodobá stabilita spektrometru, protože měření trvají často řadu měsíců. Zde se uplatňují i metody statistického srovnávání tzv. parciálních spekter, změřených v různých časových intervalech. Tyto metody (např. [12]), které nevyžadují žádnou znalost teoretického tvaru spektra, umožňují kvantitativně ověřit, proběhlo-li celé měření za neproměnných podmínek, případně je rozložit na stabilní části.

6. Úspěchy a potíže počátečních experimentů

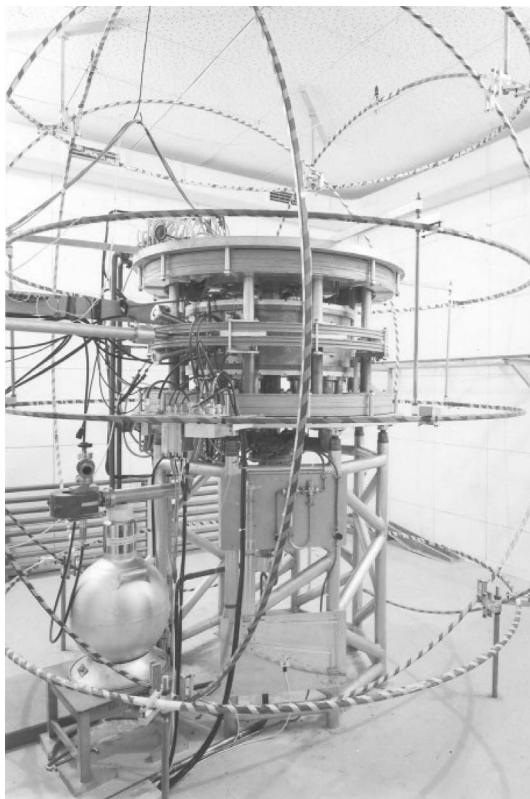
První kvantitativní údaj o hmotnosti neutrina získali v roce 1948 Cook et al. [7] ze spektra β izotopu ^{35}S , změřeného magnetickým spektrometrem s polokruhovou fokusací [8]. Díky radiálně nehomogennímu poli tento přístroj dosáhl v oblasti hraniční energie $E_0 = 167$ keV rozlišení 1,5 keV při přijatelném prostorovém úhlu 0,1 % ze 4π . Elektrony byly detekovány Geigerovým-Müllerovým počítačem s tenkým vstupním okénkem. Pro energie částic β větší než 60 keV souhlasil změřený tvar spektra s Fermiho předpovědí. Z experimentu jednoznačně vyplynulo, že hmotnost neutrina je menší než 1 % hmotnosti elektronu, tj. $m_\nu < 5$ keV.

Rok nato prozkoumali Hanna s Pontecorvem [13] a Curran et al. [14] proporcionálními spektrometry spektrum β plynného tritia s $E_0 = 18,6$ keV a stanovili horní mez $m_\nu < 1$ keV.

Mimořádně pečlivě změřili spektrum β tritia v roce 1952 Langer a Moffat [15]. U magnetického spektrometru [8] kontrolovali stabilitu budícího proudu s relativní přesností lepší než 10^{-4} . Ověřili, že požadovaný tvar pole železného magnetu se nezmění ani při rostoucím buzení, ani v důsledku remanentního magnetizmu. Radioaktivní zdroj připravili vakuovým napařením tritiované kyseliny jantarové ($\text{HOOC} \cdot \text{CH}_2\text{CH}_2 \cdot \text{COOH}$) o měrné aktivitě $33 \text{ MBq} \cdot \mu\text{g}^{-1}$ (tzn., že zhruba 2 % atomů ^1H byla nahrazena atomy ^3H). Napařená stopa o rozměrech $6 \times 25 \text{ mm}^2$ byla téměř neviditelná, podle autoradiografického ověření bez zřetelných nehomogenit, a její tloušťka byla odhadnuta na 5 nm. Při střední volné dráze 18 keV elektronů rovné zhruba 16 nm tedy 85 % těchto částic vystoupilo ze zdroje bez energetické ztráty. Nitrocelulóza podložka zdroje o tloušťce 30 nm minimalizovala zpětný rozptyl částic β od podložky. Důmyslným způsobem bylo zajištěno uzemnění radioaktivní vrstvy, bez něhož se zdroj nabíjel až na 450 V. Energetické rozlišení spektrometru rovné 250 eV v oblasti $E_0 = 18,6$ keV bylo stanoveno konverzními elektrony z kalibračního zdroje ^{208}Tl .

Změřené spektrum β souhlasilo s Fermiho tvarem pro všechny energie nad 5,5 keV a vyplynula z něj horní hranice $m_\nu < 250$ eV.

V řadě β -spektroskopických pátrání po hmotných neutrínech vyniká Bergkvistova práce [10] z roku 1972, ve které se mu podařilo zvětšit o tři řády světelnost magnetického spektrometru s dvojitou fokusací. Předchozí přístroje tohoto typu obvykle pracovaly s uzemněným radioaktivním zdrojem o rozměrech $(0,5-2) \text{ mm} \times (10-30) \text{ mm}$. Bergkvist použil poprvé elektrostaticky korigovaný mnohonásobný zdroj, který se skládal z mnoha pásků na různých elektrostatických potenciálech. Vhodnou volbou těchto potenciálů a korekční soustavou elektrod dosáhl toho, že tritiový zdroj s celkovou plochou $10 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$ (!) bylo možné měřit s přístrojovým rozlišením 40 eV . Energetické ztráty částic β ve zdroji, připraveném iontovou implantací tritiových molekul s kinetickou energií 1 keV do povrchové vrstvy hliníkové fólie, zhoršily celkové rozlišení experimentu na 55 eV .



Obr. 3. Heidelberský bezželezový magnetický spektrometr záření β , kterým Röde a Daniel [16] zkoumali před 35 lety tritiová spektra β s rozlišením 30 eV a prostorovým úhlem $1,5\%$ ze 4π . Čeští fyzikové tento unikátní přístroj intenzivně využili k výzkumu vnitřní konverze záření γ , viz např. [17, 18].

Při interpretaci spektra β změřeného s tímto rozlišením bylo poprvé třeba vzít v úvahu, že část energie rozpadu se může spotřebovat na vzbuzení některého elektronu atomového obalu dceřiného iontu. I v nejjednodušším případě rozpadu volných tritiových atomů totiž vznikne 70% dceřiných iontů ${}^3\text{He}^+$ v základním stavu $1s$,

25 % rozpadů vzbudí stav 2s s excitační energií 40,5 eV a zbývajících 5 % rozpadů vede k vyšším energetickým stavům včetně kontinua. Změřené spektrum β tritia je proto superpozicí spekter daných rovnicí (1) s různou hraniční energií $E_{0j} = E_0 - V_j$, kde V_j je excitační energie j -tého elektronického stavu dceřiného iontu buzeného s pravděpodobností W_j :

$$\frac{dN}{dE} = CF(E, Z + 1)p(E + m_e) \sum_j W_j \varepsilon_j (\varepsilon_j^2 - m_\nu^2)^{1/2} \theta(\varepsilon_j - m_\nu), \quad (3)$$

kde $\varepsilon_j = E_0 - V_j - E$. Stupňová funkce $\theta(\varepsilon_j - m_\nu)$ zabezpečuje, aby pro každé j platilo $E < E_0 - V_j - m_\nu$.

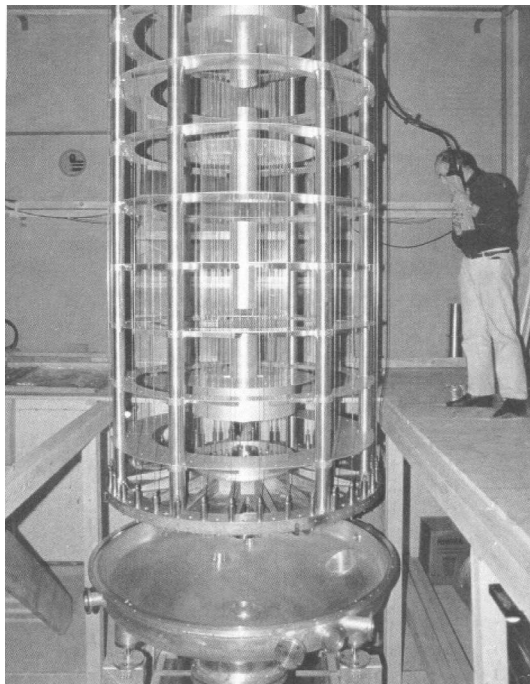
Bergkvist aproximoval všechny vzbuzené stavy iontů ${}^3\text{He}^+$ ve svém zdroji jediným stavem s excitační energií 43 eV. Efektivní přístrojová funkce zahrnující fokusační vlastnosti spektrometru, atomovou excitaci a energetické ztráty měla šířku 70 eV. Analyzované spektrum β souhlasilo s předpokladem $m_\nu = 0$. Na hladině významnosti 90 % z něj byla určena horní hranice $m_\nu < 60$ eV.

Röde a Daniel [16] poukázali v roce 1972 na nezbytnost přesného popisu nepružného rozptylu částic β i v tenkých tritiových zdrojích tloušťky desítek nm. Zjistili, že změny tvaru spektra β způsobené energetickými ztrátami a nenulovou hmotností neutrina se mohou za určitých okolností téměř kompenzovat. Využili elektronový spektrometr na obr. 3.

7. První překvapení: nenulová hmotnost neutrina?

Mimořádnou pozornost vyvolala v roce 1980 zpráva Lubimova et al. [19], že ze spektra záření β tritiovaných molekul valinu $(\text{CH}_3)_2\text{CH} \cdot \text{CH}(\text{NH}_2) \cdot \text{COOH}$, změřeného magnetickým toroidálním spektrometrem, určili *nenulovou hmotnost neutrina*: $26 \text{ eV} \leq m_\nu \leq 46 \text{ eV}$ na hladině významnosti 99 %. O výsledek se intenzivně zajímali fyzikové zkoumající svět nejmenších i největších rozměrů. Pro částicové fyziky by to byl první experimentální důkaz jevu nad rámec standardního modelu elektroslabých interakcí. Kosmologové by mohli reliktní neutrina prohlásit za hlavní složku neznámé temné hmoty ve vesmíru. Lubimov se spolupracovníky postupně zdokonalovali spektrometr a jeho kalibraci, detektor i způsob zpracování spekter až do roku 1987, kdy dospěli k závěru, že $17 \text{ eV} \leq m_\nu \leq 40 \text{ eV}$, viz [20].

Experimentální výsledek takového významu si ovšem žádal nezávislé ověření v dalších laboratořích. Zabývali se jím celé desetiletí fyzikové z řady významných laboratoří. Použili přitom spektrometry různých typů (ve třech případech toroidální magnetický spektrometr podobně jako Lubimov et al. [19, 20]; viz fotografii jednoho z nich na obr. 4). Rovněž tritiové zdroje byly různého typu. Fyzikové v Los Alamos [22] vyvinuli první zdroj plynného tritia, ze kterého jsou částice β vedeny do spektrometru vodícím magnetickým polem. V plynném zdroji lze korekci na energetické ztráty elektronů i na vzbuzené stavy dceřiných iontů určit spolehlivěji než v případech zdrojů tritia v pevných



Obr. 4. Curyšský spektrometr, kterým Holzschuh et al. [23] změřili v roce 1992 koncovou část spektra β tritia. Před magnetickou analýzou byly částice β brzděny proměnným elektrickým polem na kinetickou energii 2,2 keV, na kterou byl nastaven magnetický spektrometr. Díky této nízké průchozí energii pracoval spektrometr s rozlišením 17 eV. Po čtyřnásobném průchodu toroidálním polem byly částice β detekovány polohově citlivým proporcionálním počítačem.

látkách či ve složitých molekulách. Plyný zdroj však musí být bezokénkový a intenzivním diferenciálním čerpáním je třeba zajistit, aby do spektrometru neproniklo tritium, které by neúnosně zvyšovalo pozadí detektoru.

Cesta kontrolních experimentů ke spolehlivým údajům o hmotnosti neutrina nebyla snadná. Po určitou dobu se většina výzkumníků potýkala s tím, že hodnota m_ν^2 , vycházející z analýzy měřených spekter podle rovnice (3), byla záporná. Hledáme-li ve spektru s pozadím hodnotu nějaké veličiny, která je ve skutečnosti nulová, může ovšem z analýzy vyplynout z čistě statistických důvodů i záporná hodnota. Je-li však tato hodnota velká ve srovnání se směrodatnou odchylkou či vyskytuje-li se soustavně, je téměř určitě důsledkem nějaké systematické chyby při měření či analýze. Nakonec se podařilo tyto potíže překonat a žádný z nových experimentů tvrzení [19, 20] o nenulové hmotnosti neutrina nepotvrdil.

Tyto experimenty jsou popsány v kritických přehledech [21, 22]. Zde jako příklad uvedeme měření [23] spektra β monovrstvy tritiových uhlovodíkových molekul toroidálním magnetickým spektrometrem, ukázaným na obr. 4. Autoři [23] využili Bergkvistovu metodu [10] a rozdělili svůj tritiový zdroj o celkové ploše 157 cm² na deset válcových částí, na které přiložili vhodné napětí pro kompenzaci velkých axiálních

rozměrů zdroje. Při analýze spektra β , získaného v celkové expozici 3000 hodin, uvážili kromě základního elektronického stavu molekuly $\text{CH}_3\text{-CHT-CH}_3$ všechny její vzbuzené stavy až do energie téměř 120 eV [25]. Kvantifikovali vliv systematických chyb vznikajících v nejistotě energetických ztrát, tvaru přístrojové funkce a distribuce koncových elektronických stavů. Z jejich výsledku $m_\nu^2 = (-24 \pm 48_{\text{stat}} \pm 61_{\text{sys}}) \text{eV}^2$ vyplynula horní hranice $m_\nu < 11 \text{eV}$ na hladině významnosti 95 %. Podobné výsledky získaly další čtyři laboratoře.

8. Druhé překvapení: příměs neutrina s hmotností 17 keV ?

Tato část pátrání po hmotných neutrinech souvisí s nedávno prokázaným jevem neutrinových oscilací, které jasně předpověděl Bruno Pontecorvo již v letech 1957–1958. Při interpretaci prvních experimentů s reaktorovými neutriny předpokládal, že stav neutrina, vyskytujícího se v procesech se slabou interakcí, může být superpozicí stavů s různou hmotností. Shrock [26] zkoumal, jak by se tento kvantově mechanický jev projevil kromě jiného ve spektrech záření β .

Z kapitoly 4 víme, že v případě, kdy všechna neutrina emitovaná v rozpadu β určitého radionuklidu mají stejnou hmotnost m_ν , je tvar spektra určen rovnicí (1) a jeho horní hranice je u energie $E_0 - m_\nu$. Mohou-li však v tomto rozpadu vzniknout neutrina v různých hmotnostních stavech m_i , bude celkové spektrum β vyjádřeno váženým součtem parciálních spekter odpovídajících těmto stavům:

$$\frac{dN}{dE} = \sum |U_{ei}|^2 \cdot \left(\frac{dN}{dE} \right)_i, \quad (4)$$

kde U_{ei} jsou prvky neutrinové směšovací matice a sčítání probíhá přes všechny neutrinové hmotnostní stavy, které jsou pro uvažovaný rozpad β energeticky možné. Spektrum pro každou z komponent má stejný tvar jako v případě bez směšování, tj.

$$\left(\frac{dN}{dE} \right)_i = Cp(E + m_e)F(Z, E)(E_0 - E)[(E_0 - E)^2 - m_i^2]^{1/2}\theta(E_0 - m_i - E), \quad (5)$$

s jediným rozdílem, že dřívější hodnota m_ν je nyní nahrazena neutrinovým hmotnostním stavem m_i . Směšování neutrin změní tvar celkového spektra β tak, že nyní skončí u energie $E = E_0 - m_1$, kde $m_1 = \min m_i$, zatímco dříve končilo u energie $E_0 - m_\nu$. Kromě toho se ve spektru objeví při energiích $E = E_0 - m_i$ zlomy, jejichž amplituda bude úměrná $|U_{ei}|^2$. O tom, zda tyto zlomy budou v naměřeném spektru rozlišeny, rozhodne přístrojové rozlišení.

Shrock [26] prozkoumal tvar řady publikovaných spekter β a dospěl k hrubému odhadu, že možná příměs těžkých neutrin s hmotností mezi 0,1 keV a 3 MeV je menší než 10 %. Ani další výzkumníci stopy po těžkých neutrinech nenalezli. Přehled výsledků je na obr. 4.5 monografie [27]. Např. autoři [28] analyzovali spektra β^+ a β^- radionuklidu ^{64}Cu a nepozorovali žádná neutrina s hmotností 30 až 460 keV. Horní hranici příměsi 350 keV neutrin stanovili na 0,35 %.

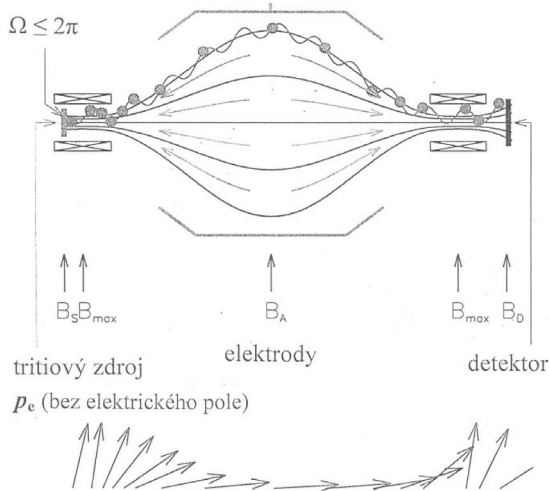
Velké překvapení proto vyvolalo Simpsonovo tvrzení [29], že ve spektru záření β tritia (měřeného polovodičovým detektorem) pozoroval zlom svědčící o 3 % příměsi neutrina s hmotností asi 17,1 keV. Takové neutrino by mělo ovlivnit tvar spektra β všech zářičů s hraniční energií nad 17,1 keV. Existence neutrina s tak velkou klidovou hmotností by ovšem měla mimořádně závažné důsledky pro částicovou fyziku i kosmologii. První kontrolní experimenty Simpsonovo tvrzení nepotvrdily, ale později se vyskytlo několik podpůrných měření ve prospěch asi 1 % příměsi 17 keV neutrina. Záhadou přitom bylo, že příměs nebyla pozorována v žádném z měření s magnetickými spektrometry záření β . Situaci z roku 1991 charakterizuje název článku [30]: „Čtyři z pěti nových experimentů tvrdí, že pozorují 17 keV neutrina.“ Nová série experimentů však tato tvrzení vyvrátila. Např. Ohshima et al. [31] prozkoumali magnetickým spektrometrem tvar spektra β izotopu ^{63}Ni a určili, že příměs tohoto hypotetického těžkého neutrina k obvyklému lehkému neutrinu je menší než 0,073 % na hladině významnosti 95 %. Hypotézu 1 % příměsi 17 keV neutrina vyloučili na úrovni 22 směrodatných odchylek a pro neutrina s hmotností 10,5–25 keV určili horní hranici příměsi 0,15 %.

My jsme ve spolupráci s kolegy z Technické univerzity v Mnichově ukázali, že zanedbání rozptylu částic β na cloně polovodičového spektrometru vyvolá ve spektru β izotopu ^{35}S falešnou 0,3% příměs 17 keV neutrina [32]. Společně s fyziky z dubněského SÚJV jsme režským elektrostatičkým spektrometrem měřili 5700 hodin část spektra β izotopu ^{241}Pu s hraniční energií blízkou hraniční energii Simpsonova tritia. Žádnou příměs neutrin s hmotností 14–17 keV jsme nenašli; pro 16 keV neutrina jsme určili horní hranici příměsi 0,10 %. Díky správnému popisu energetických ztrát částic β jsme na rozdíl od většiny autorů dosáhli souhlasu s teoretickým tvarem spektra β bez jakýchkoliv volných fenomenologických parametrů. „Vzestup a pád 17 keV neutrina“ je podrobně popsán v přehledech [33, 34].

9. Současné experimenty

Významného pokroku v pátrání po hmotných neutrinech dosáhli ruští fyzikové v Troicku a němečtí fyzikové v Mainzu. Nezávisle na sobě vyvinuli elektrostatičký spektrometr záření β s magnetickou adiabatičkou kolimací, tzv. MAC-E filtr. Jeho princip je patrný z obr. 5. Částice β emitované pod různými úhly vzhledem k ose spektrometru se díky vodícímu magnetickému poli pohybují po šroubovitých drahách, přičemž jejich příčná hybnost se díky klesající intenzitě tohoto pole postupně transformuje do podélného směru. V centrální rovině spektrometru je retardační potenciál U_{ret} , který směrem k detektoru propustí jen částice β s kinetičkou energií $E > e \cdot U_{\text{ret}}$.

Zatímco diferenciální spektrometry (s výjimkou plynových proporcionálních detektorů s nedostatečným energetickým rozlišením) mohou analyzovat jen částice emitované do nepatrné části plného prostorového úhlu 4π , mohou MAC-E filtry v principu zkoumat všechny elektrony emitované do přední polokoule. Další výhodou je to, že díky vodícímu magnetickému poli tyto spektrometry nepotřebují ke kolimaci analyzovaných svazků žádné clony, na kterých často dochází k rozptylu částic, a tudíž ke zkreslení měřeného spektra.



Obr. 5. Princip MAC-E filtru, vyvinutého v Mainzu a Troicku a využitého k měření koncové části tritiových spekter β [37, 38]. Relativní energetické rozlišení $\Delta E/E = B_A/B_{\max}$, kde B_A je intenzita magnetického pole v analyzační rovině a B_{\max} je maximální intenzita vytvořená supravodivým magnetem. Radioaktivní zdroj emituje částice β všemi směry; analyzovaná část prostorového úhlu Ω závisí na odmocnině z poměru B_S/B_{\max} , kde B_S je intenzita v místě zdroje. Intenzita pole v místě detektoru B_D se volí tak, aby rozptýl elektronů na detektoru byl co nejmenší a přitom jeho rozměry (a tudíž i pozadí) nebyly příliš velké. Spodní část obrázku ukazuje, jak se vlivem nehomogenního magnetického pole postupně mění směr hybnosti částice β . Cílem je dosáhnout, aby široký svazek těchto nabitých částic byl v analyzační rovině co nejvíce rovnoběžný s osou spektrometru.

Předchozí spektrometry měřily téměř vždy diferenciální spektrum, tj. počty částic β připadajících na jednotlivé energetické intervaly. MAC-E filtrem lze postupnou změnou U_{ret} změřit integrální spektrum, tj. počty všech částic β s energií větší než $e \cdot U_{\text{ret}}$. Signál monoenergetických elektronů je v integrálním spektru superponován na pozadí elektronů s větší energií. Při měření spektra β , jehož intenzita s energií prudce klesá, se však tento efekt téměř neprojeví.

Při přesném měření koncové části spektra β se příznivě uplatňuje to, že rozlišovací funkce MAC-E filtru nemá žádný vysokoenergetický chvost, který by skutečné spektrum rozmýval nad hraniční energii E_0 . Většina diferenciálních spektrometrů takový chvost má a správná interpretace spektra pak vyžaduje velmi přesnou znalost jeho tvaru. Stejně jako ostatní spektrometry s vysokým rozlišením, měří MAC-E filtry energetická spektra bod po bodu, což klade mimořádné nároky na stabilitu celého zařízení.

Při měření koncové části spekter β tritia pracovaly spektrometry v Mainzu i Troicku v oblasti 18,6 keV s celkovým rozlišením okolo 5 eV. Fyzikové v Mainzu použili radioaktivní tritium kondenzované na grafitové podložce, výzkumníci v Troicku pracovali s plynným tritiem. Ani tyto dva experimenty se nevyhnuly souboji s nečekanými systematickými chybami, které se prozradily nefyzikální, významně zápornou hodnotou hledané veličiny m_ν^2 .

V mainzském případě to bylo způsobeno difúzí tritiových molekul po povrchu grafitové podložky při teplotě 3–4 K. V důsledku této difuze se z původně homogenní vrstvy kondenzovaného tritia vytvořily nepatrné krystalky, v nichž částice β ztrácely větší energii, než se při analýze změřeného spektra předpokládalo. Po ochlazení podložky radioaktivního zdroje pod 2 K ke zmíněné deformaci spekter již nedocházelo⁶⁾.

Při analýze mainzského spektra β bylo též třeba korigovat na nabíjení vrstvy přimrzlého tritia v důsledku nepřetržité emise nabitých částic. Toto nabíjení se po 30 minutách ustálilo a dosahovalo na povrchu zdroje asi 2,5 V. Při interpretaci měřeného spektra bylo třeba vzít v úvahu i to, že část energie rozpadu β mohou převzít nejen elektrony dceřiného iontu (T^3He)⁺, jak udává rovnice (2), ale i sousední molekuly kondenzovaného tritia. Efekt je důsledkem lokální relaxace mřížky po náhlém vzniku zmíněného iontu a nastává asi v 5 % rozpadů β přimrzlého tritia. Konečný výsledek mainzského experimentu je $m_\nu^2 = (-0,6 \pm 2,2_{\text{stat}} \pm 2,1_{\text{syst}}) \text{eV}^2$, odkud vyplývá horní mez $m_\nu \leq 2,3 \text{eV}$ na hladině významnosti 95 %, viz [37].

V troickém plynném tritiovém zdroji by popis energetických ztrát částic β měl být přesnější než u pevných zdrojů, např. tritia přimrzlého na podložku. Nesnadnou úlohou je ovšem zajistit diferenciálním čerpáním a vymrazováním, aby žádné tritium z plynného zdroje neproniklo do spektrometru. V opačném případě by zvýšené pozadí měřené spektrum β znehodnotilo. Z troických měření z let 1994–1999 a 2001 byla odvozena hodnota $m_\nu^2 = (-2,3 \pm 2,5_{\text{stat}} \pm 2,0_{\text{syst}}) \text{eV}^2$ a horní mez $m_\nu \leq 2,05 \text{eV}$ na hladině významnosti 95 % [38]. Potíž je v tom, že k získání tohoto výsledku bylo třeba přidat k popisu naměřeného spektra kromě obvyklého spektra β ještě diskretní spektrální anomálii s intenzitou asi $6 \cdot 10^{-11}$ všech rozpadů β . Poloha a amplituda této komponenty, jejíž fyzikální význam není jasný, byly při zpracování spektra volnými parametry. Anomálie se vyskytovala ve vzdálenosti 5–15 eV pod hraniční energií a jevila náznaky posouvání s periodou asi půl roku. Bez zahrnutí této záhadné komponenty vedla obvyklá analýza k významně záporné hodnotě $m_\nu^2 \approx -(20-10) \text{eV}^2$. V prosinci 2002 provedly obě výzkumné skupiny na svých spektrometrech současně měření spekter β tritia. V Mainzu anomálii nepozorovali, v Troicku ano. Jde pravděpodobně o přístrojový artefakt troického uspořádání. Vzhledem k tomu, že plynný tritiový zdroj bude použit i v budovaném experimentu KATRIN [39], je třeba původ troické anomálie vysvětlit. K tomu účelu provádějí troičtí fyzikové rozsáhlou rekonstrukci svého spektrometru a chystají další měření. Zaslíbenou diskusi možných příčin záporných hodnot m_ν^2 lze nalézt v Ottenově článku [40] z roku 1995.

Zcela odlišným způsobem bylo změřeno spektrum záření β radionuklidu ^{187}Re , který má nejnižší známou energii rozpadu β , pouhých 2,5 keV. Koncová část spektra β

⁶⁾ Tato skutečnost se vyjasnila až po důkladném prozkoumání vlastností tenkých tritiových vrstev při nízkých teplotách [35]. V Mainzu zpočátku zvažovali, zda by záporná hodnota m_ν^2 nemohla být způsobena chybějící komponentou v teoretickém spektru excitačních energií dceřiného iontu [36]. Nejlepší shody experimentálního spektra s teoretickým dosáhli přidáním umělé komponenty s excitační energií 75 eV a pravděpodobností buzení 4 %. Taková komponenta se nevyskytuje ani v současných výpočtech excitovaných stavů iontu (T^3He)⁺. Úbytek energie 75 eV však odpovídá průměrné energetické ztrátě ve dvou nepružných srážkách částice β v nepatrném tritiovém krystalu.

^{187}Re , citlivá na hmotnost neutrina, má proto 400krát větší relativní intenzitu než v případě tritia. Extrémně dlouhý poločas rozpadu $T_{1/2} = 4,3 \cdot 10^{10}$ roků izotopu ^{187}Re , však vylučuje obvyklé spektrometrické postupy. Fyzikové z Milána a Janova proto vyvinuli kryogenní mikrokalorimetry, v nichž měřili nepatrný vzrůst teploty malého vzorku kovového rhenia či rhenistanu stříbrného, vyvolaný úplným pohlcením částice β ve zkoumaném vzorku. V 1 mg přirozené izotopické směsi rhenia dochází průměrně k jednomu rozpadu β za sekundu, takže detektory měly dostatek času k ochlazení na původní teplotu v oblasti 100 mK před příchodem další částice β . Principiální výhodou kalorimetrů je to, že s výjimkou kinetické a klidové energie neutrina detekují veškerou energii uvolněnou při rozpadu β . Není proto třeba provádět korekci na excitaci dceřiných produktů (či dokonce sousedních atomů) jako v případě tritia.

Nevýhodou je to, že kalorimetry měří — podobně jako polovodičové detektory — celé spektrum záření β , jehož naprosto dominující část je k hmotnosti neutrina necitlivá. Potřebné statistické přesnosti v oblasti spektra blízké k hraniční energii tak bohužel nelze dosáhnout zvětšením hmotnosti zkoumaného rheniového vzorku, ale pouze zvyšováním počtu mikrokalorimetrů. Současné horní hranice těchto rheniových experimentů, $m_\nu < 15$ eV a $m_\nu < 19$ eV na hranici významnosti 90 % [41], sice nemohou konkurovat výsledkům nejlepších tritiových experimentů, ale jak uvidíme v 10. kapitole, je naděje na jejich výrazné zlepšení.

10. Přípravované experimenty

KATRIN (Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment)

Spektrometry záření β v Mainzu a Troicku snížily horní hranici hmotnosti neutrina až k 2,3 eV, čímž prakticky dosáhly hranice své citlivosti. Proto byl s naší účastí v roce 2001 založen neutrinový experiment nové generace KATRIN [39, 42, 43]. Jeho cílem je dosáhnout horní mez $m_\nu \leq 0,2$ eV na hladině významnosti 90 %, či změřit hodnotu $m_\nu = 0,35$ eV jako efekt s věrohodností pěti směrodatných odchylek. Proto musí mít KATRIN 100krát větší intenzitu a 5krát lepší rozlišení, než měly předchozí experimenty v Mainzu a Troicku. Snaha o desetinasobné zvýšení citlivosti na m_ν v jediném vývojovém kroku ovšem vede k řadě inženýrských výzev.

KATRIN bude pracovat se zdrojem plynného tritia, který při teplotě 27 K zajistí sloupcovou hustotu $5 \cdot 10^{17}$ molekul ^3H v každém cm^2 průřezu válcové roury o průměru 9 cm. Tritium bude vstupovat do střední části této 10 m dlouhé roury pod tlakem $3 \cdot 10^{-3}$ mbar. Mohutné diferenciální čerpání na jejích koncích zajistí jak zpětný návrat tritia do zdroje, tak i zabrání jeho úniku do spektrometrické části systému. Zbývající stopy tritia zachytí kryosorpční sekce na teplotě tekutého helia.

Pro udržení neproměnné hustoty tritia, a tedy i radioaktivity plynného zdroje, bude teplota zdroje i průtok tritia stabilizován s přesností $\pm 0,1$ %. Extrémně vysokou injekční rychlost $1,7 \cdot 10^{11}$ Bq \cdot s $^{-1}$ (tj. průtok 40 g tritia za den) a 95% izotopickou

čistotu může v Evropě zajistit jen Tritiová laboratoř Výzkumného centra v Karlsruhe (FZK). To byl hlavní důvod pro budování KATRIN na tomto pracovišti, které má navíc vynikající pověst v kryogenní technice a supravodivých magnetech, nemluvě o zkušenosti z rozsáhlých mezinárodních experimentů.

Částice β , vzniklé rozpadem tritia uvnitř plynného zdroje, budou vedeny magnetickým polem o intenzitě několika T směrem k dvojici spektrometrů typu MAC-E filtr. První z nich — předsazený spektrometr — bude nastaven na energii asi 300 eV pod hraniční energii tritiového β spektra. K energetické analýze v hlavním spektrometru tak propustí jen částice β z koncové části spektra citlivé na hmotnost neutrina. Tok částic β vystupujících ze zdroje, 10^{10} s^{-1} , se tak sníží na 10^4 s^{-1} částic, vstupujících do hlavního spektrometru. Tím se sníží část spektrálního pozadí, způsobená rozptylem částic β na zbytkových molekulách plynu v hlavním spektrometru.



Obr. 6. Komora hlavního spektrometru KATRIN v době vakuových zkoušek ve výrobním závodu v Deggendorfu. V komoře bylo bez vyhřátí na vysokou teplotu dosaženo vakuum $6 \cdot 10^{-8}$ mbar a heliové hledače nezjistily žádnou netěsnost. Vzhledem ke svým rozměrům nemohl být tento 200tunový kolos dopraven do 300 km vzdáleného Karlsruhe kanálem mezi Dunajem a Rýnem. Video [39] ukazuje jeho 8800 km dlouhou objížďku přes Černé a Středozemní moře, Atlantský oceán i nesnadných posledních 7 km po souši do Výzkumného centra Karlsruhe.

Aby hlavní spektrometr analyzoval částice β o energii kolem 18,6 keV s rozlišením 0,9 eV, musí mít jeho vakuová komora průměr 10 m a délku 23 m (viz obr. 6). Dosažení vakua 10^{-11} mbar v této komoře o objemu 1250 m^3 a vnitřním povrchu 650 m^2 představuje technologickou výzvu. Celková 70metrová trasa částic β zařízením KATRIN musí být konstruována i s ohledem na to, že se při odplyňování bude komora hlavního

spektrometru zahřívát na teplotu 350 °C. Komora se přitom vždy prodlouží o 14 cm a její průměr vzroste o 6 cm.

Při měřeních spektra beta tritia bude na komoře napětí kolem 18 kV (při kalibračních měřeních až 32 kV). Uvnitř komory bude systém podélných drátových elektrod na napětí asi o 200 V zápornějším než na samotné komoře. Toto napětí zabrání sekundárním elektronům, vyraženým ze stěny komory kosmickým zářením či zářením přirozených radionuklidů, proniknout do svazku analyzovaných částic a tak zkreslit tvar zkoumaného spektra β .

Částice β , které překonají retardační potenciál hlavního spektrometru, přivede vodící magnetické pole na polovodičový detektor, rozdělený na 145 samostatných sekcí. Každá z těchto sekcí bude detekovat určitou část průřezu tritiového zdroje, protože elektrony z této části budou během celého průletu systémem vykonávat postupný šroubovitý pohyb kolem téže magnetické siločáry. Bude proto možné korigovat na malé nehomogenity retardačního potenciálu v analyzační rovině spektrometru. Zamýšlená citlivost experimentu KATRIN vyžaduje, aby pozadí detektoru nepřevýšilo $0,01 \text{ s}^{-1}$. Proto budou (kromě extra vysokého vakua ve spektrometru) vybrány pro detektor a jeho nejbližší okolí materiály s co nejnižší radioaktivitou a detektor bude mít pasivní i aktivní stínění.

Naše výpočty ukázaly [44], že neregistrovaný posuv energetické stupnice spektrometru o 50 meV (tj. o necelé tři miliontiny z 18,6 keV) může způsobit systematickou chybu experimentální hodnoty m_ν až 0,04 eV — celou pětinu očekávané citlivosti KATRIN! Proto bude retardační napětí hlavního spektrometru nejen měřeno s nejvyšší možnou přesností, ale bude připojeno i k monitorovacímu spektrometru. Energetická stupnice tohoto přístroje se bude opírat o radioaktivní standardy monoenergetických elektronů. Budou to jak konverzní elektrony z rozpadu $^{83}\text{Rb}/^{83\text{m}}\text{Kr}$, tak i fotoelektrony, vyražené zářením γ izotopu ^{241}Am z kobaltového konvertoru. Na vývoji těchto standardů pracuje intenzivně jak řežská skupina, tak i fyzikové z münsterské univerzity.

Z podrobné analýzy statistických a systematických nejistot experimentu KATRIN vyplývá [42], že při měření spektra β tritia je třeba se soustředit na energetický interval ($E_0 - 30 \text{ eV}$, $E_0 + 5 \text{ eV}$). Šířka tohoto intervalu souvisí se složitým spektrem koncových stavů molekulárního iontu $(^3\text{HeT})^+$, jehož první vzbuzený *elektronický* stav má excitační energii 24 eV. Na rozdíl od předchozích experimentů se tak v KATRIN uplatní téměř výhradně jen základní elektronický stav, buzený s pravděpodobností 57,4%. V důsledku jaderného odrazu po rozpadu β však nad tímto stavem vznikne mnoho rotačních a vibračních stavů se střední energií 1,73 eV a šířkou distribuce 0,4 eV. Naštěstí lze spektrum všech těchto stavů i pravděpodobností jejich vzbuzení vypočítat s dostatečnou přesností [45].

Na kvalitě spektra β se příznivě projeví i to, že minimální energetická ztráta při průchodu elektronů plynným tritiovým zdrojem je 12 eV. Důležitá část měřeného spektra tak těmito ztrátami nebude vůbec ovlivněna. Malou změnu spektra vyvolá i Dopplerův posuv, způsobený náhodným pohybem tritiových molekul v plynu, a synchrotronové záření, vznikající při pohybu nabitých částic v magnetickém poli. Všechny tyto jevy jsou dobře známy a mohou být při analýze změřeného spektra uváženy.

Bude-li KATRIN měřit v souladu s výpočty [42] a jsou-li skutečné hmotnostní stavy neutrina pod hranicí její citlivosti, vyplyne již z jednodenního měření horní hranice $m_\nu < 1 \text{ eV}$ a z dvouměsíčního měření dokonce $m_\nu < 0,35 \text{ eV}$. K vyrovnání statistických a systematických nejistot experimentu dojde za 1000 měřících dnů, kdy citlivost dosáhne zamýšlenou mez $m_\nu < 0,2 \text{ eV}$. Pokud by byl vliv hmotnosti neutrina na tvar spektra β pozorován, určila by KATRIN hodnotu $m_\nu = 0,3 \text{ eV}$ s věrohodností $3,5$ směrodatné odchylky σ a hodnotu $m_\nu = 0,4 \text{ eV}$ na úrovni $6,5\sigma$.

Rozsáhlé výpočty metodou Monte Carlo umožnily kvantifikovat řadu procesů v budoucím zařízení KATRIN a tak optimalizovat jeho návrh. V něm se např. počítá s 90% účinností elektronového detektoru při pozadí $0,01 \text{ s}^{-1}$. Simulační výpočty ukázaly, že při požadavku zachování plánované citlivosti $0,2 \text{ eV}$ na hmotnost neutrina povede každé zhoršení účinnosti detektoru o 1% k prodloužení celkové doby měření o dva týdny. Podobně každé zvýšení pozadí detektoru o $0,001 \text{ s}^{-1}$ bude vyžadovat prodloužení této doby o šest týdnů.

MARE (Microcalorimeter Arrays for a Rhenium Experiment)

Tento projekt [41] si klade za cíl změřit spektrum ^{187}Re mnohem dokonaleji než předchozí experimenty zmíněné v 9. kapitole. K tomu je třeba jak výrazně zlepšit energetické rozlišení a rozlišovací dobu mikrokalorimetrů, tak i podstatně zvýšit jejich počet. V první fázi chce kolektiv italských, německých a amerických vědců použít 300 detektorů s rozlišením 10 eV a rozlišovací dobou $100 \mu\text{s}$. Za čtyři roky chtějí registrovat 10^{10} částic β a dosáhnout tak v roce 2010 citlivost na m_ν rovnou $2,5 \text{ eV}$ a tím nezávisle ověřit současnou hranici [46] stanovenou tritiovými experimenty. V druhé fázi projektu MARE chtějí zvýšit počet mikrokalorimetrů na 50 000 a jejich energetické a časové rozlišení dále zlepšit až na 5 eV a $1 \mu\text{s}$. Plánují zaznamenat za tři roky 10^{14} částic β a výsledkem $m_\nu < 0,2 \text{ eV}$ nezávisle ověřit měření KATRIN. Vzhledem k naprosté rozdílnosti spektrometrických filtrů MAC-E a mikrokalorimetrů si lze jen přát, aby se oba experimenty zdařily⁷⁾.

V 8. kapitole jsme hovořili o tom, jak experimentálně prokázaný jev neutrinových oscilací změni tvar spektra β . Říkali jsme, že zlomy ve spektru β se mohou projevit jen tehdy, budou-li se jednotlivé neutrinové hmotnostní stavy m_i od sebe lišit o veličinu srovnatelnou s rozlišením použitého spektrometru. Z oscilací atmosférických neutrin vyplývá, že rozdíl $m_i - m_j$ bude nejméně 40 až 70 meV , příliš malý na to, aby mohl být v blízké budoucnosti změřen ve spektrech záření β . Můžeme proto zpracovávat naměřená spektra dosavadním způsobem s jedinou hledanou hmotností m_ν . Musíme však mít na paměti, že nalezenou hodnotu m_ν^2 je v případě kvazi degenerovaného uspořádání hmotností $m_1 \approx m_2 \approx m_3$ třeba chápat [47] jako

$$m_\nu^2 = \sum |U_{ei}|^2 \cdot m_i^2. \quad (6)$$

⁷⁾ Osobně bych se cítil lépe, kdyby MARE [41] dokázal měřit s rozlišením lepším než 5 eV . V reálném experimentu se totiž předpokládána a skutečná rozlišovací funkce v rovnici (2) nemusejí tak dobře shodovat jako při simulačních výpočtech.

11. Perspektivy měření hmotnosti neutrina

Teorie zatím nedokáže hmotnost neutrina předpovědět a přesné měření spektra β tritia zůstává nejcitlivějším *modelově nezávislým způsobem* určení této fundamentální veličiny. Slova „modelově nezávislý“ vyjadřují, že jde o kinematický experiment, založený pouze na relativistickém vztahu mezi celkovou energií, hybností a klidovou hmotností částice⁸⁾, $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$. Analýza dat některých jiných experimentů sice může vést k výraznějšímu omezení hodnot m_ν , je však silně modelově závislá. Tak např. interpretace dolní hranice poločasu zatím nepozorovaného dvojitého bezneutrinového rozpadu $0\nu\beta\beta$ závisí na způsobu výpočtu jaderných maticových elementů. Při analýze údajů o kosmickém mikrovlnném pozadí a uspořádání galaktických struktur je hmotnost neutrin jednou z mnoha hledaných fyzikálních veličin. V tomto případě by kosmologové budující model vesmíru nepochybně uvítali spolehlivé určení m_ν jiným nezávislým způsobem.

S ohledem na silné směšování neutrinových hmotnostních stavů m_i již nejnovější vydání Přehledu částicové fyziky [46] nerozlišuje mezi hmotností elektronového, mionového a tauonového neutrina. Pro efektivní hmotnost neutrina podle rovnice (6) udává $m_\nu \leq 2 \text{ eV}$.

K určení všech prvků matice U_{ik} a hmotnostních stavů m_i musejí pokračovat experimenty všech tří typů: neutrinových oscilací, dvojitého rozpadu beta a tvaru spektra β . Tyto náročné experimenty si nekonkurují, ale vzájemně se doplňují. Jejich nové výsledky významně přispějí k rozvoji částicové fyziky nad rámec standardního modelu i k hlubšímu pochopení řady astrofyzikálních a kosmologických jevů, jakými jsou např. výbuch supernovy či rozložení velkorozměrových struktur ve vesmíru. „Z částice potřebné k vysvětlení rozpadu β se neutrino stalo nástrojem k poznání Slunce a nedávno i k poznání hmoty ve vesmíru, a proto nyní považujeme neutrina za astrofyzikální částice.“ [48]

Letos je tomu 51 let, co jsem v provizorní laboratoři bývalého hostivařského mlýnu [49] začal pracovat jako technik u prvního československého spektrometru záření β , který vybudoval doc. RNDr. Zdeněk Plajner, CSc. [50]. Jsem mu vděčný za citlivé odborné vedení v počátečním období své výzkumné činnosti. V ÚJF AV ČR v Řeži jsme vybudovali laboratoř elektronové spektroskopie [51]. Společně s kolegy z jedenácti zemí jsme podrobně prozkoumali, jak se elektrony vnějších atomových slupek podílejí na deexcitaci vzbuzených jaderných stavů. V posledním desetiletí jsme se soustředili na pátrání po hmotných neutrinech spektroskopii záření β [32, 11]. Jeden z nás se účastnil i mainzského neutrinového experimentu [37]. Od roku 2001 jsme spoluzakladateli a aktivními účastníky neutrinového experimentu KATRIN [39, 42, 43]. V naší skupině jsou tři studenti magisterského a doktorského studia. Podobně je tomu v Ústavu technické a experimentální fyziky ČVUT, zapojeném do měření dvojitého rozpadu β spektrometry NEMO a TGV v podzemní laboratoři ve francouzském Fréjus. Pracovníci a studenti Ústavu částicové a jaderné fyziky MFF UK se nedávno zapojili do přípravy experimentu v čínském Daya Bay, zaměřeném na oscilace reaktorových antineutrin. Na bouřlivém rozvoji neutrinové fyziky se tak aktivně podílejí i čeští fyzikové.

Tento článek vznikl za podpory GA ČR (grant č. 202/06/0002) a MŠMT (projekt LC07050).

⁸⁾ Tento vztah byl použit i ke stanovení horní hranice hmotnosti neutrina z kinematiky rozpadu mezonu π^+ , $m_\nu < 0,19 \text{ MeV}$ a z rozpadu leptonu τ na více částic, $m_\nu < 18,2 \text{ MeV}$ [46].

L i t e r a t u r a

- [1] VOBECKÝ, M.: *O radioaktivních prvcích a radioaktivitě v Listech chemických*. Chem. Listy 91 (1997), 1056.
- [2] VOBECKÝ, M.: *Contribution of the industrial chemical processing of pitchblende in Jáchymov to the first isolation of radium*. Czech. J. Phys. 48 (1998), 21.
- [3] SUTTON, CH.: *Spaceship Neutrino*. Cambridge University Press, 1992.
- [4] PAULI, W.: *Dopis ze 4. prosince 1930 účastníkům porady o radioaktivitě v Tübingenu*. Viz např. *Celebrating the Neutrino*, Los Alamos Science, 25 (1997), 6.
- [5] BROWN, L. M.: *The idea of the neutrino*. Physics Today (Sept. 1978), 23.
- [6] COOK, C. S., LANGER, L. M.: *The beta-spectrum of ^{64}Cu as a test of the Fermi theory*. Phys. Rev. 73 (1948), 601.
- [7] COOK, C. S., LANGER, L. M., PRICE, JR., H. C.: *The beta-spectrum of ^{35}S and the mass of the neutrino*. Phys. Rev. 75 (1948), 1395.
- [8] LANGER, L. M., COOK, C. S.: *A high resolution nuclear spectrometer*. Rev. Sci. Instr. 19 (1948), 257.
- [9] REINES, F.: *Neutrino — od poltergeista k částici*. Čs. čas. fyz. 46 (1996), 199.
- [10] BERGKVIST, K.-E.: *A high-luminosity, high-resolution study of the end-point behaviour of the tritium β -spectrum (I). Basic experimental procedure and analysis with regard to neutrino mass and neutrino degeneracy*. Nucl. Phys. B 39 (1972), 317.
- [11] DRAGON, O. et al.: *Search for an admixture of heavy neutrino in the β -decay of ^{241}Pu* . J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 25 (1999), 1839.
- [12] DRAGON, O., RYŠAVÝ, M., ŠPALEK, A.: *Statistical tests of invariability of the measurement conditions in the β -ray spectroscopy*. Nucl. Instrum. Meth. A391 (1997), 345.
- [13] HANNA, G. C., PONTECORVO, B.: *The β -spectrum of ^3H* . Phys. Rev. 75 (1949), 983.
- [14] CURRAN, S. C., ANGUS, J., COCKROFT, A. L.: *The beta spectrum of tritium*. Phys. Rev. 76 (1949), 853.
- [15] LANGER, L. M., MOFFAT, R. J. D.: *The beta-spectrum of tritium and the mass of the neutrino*. Phys. Rev. 88 (1952), 689.
- [16] RÖDE, B., DANIEL, H.: *Measurement of the ^3H β -ray spectrum and determination of an upper limit for the electron-antineutrino rest mass*. Lett. Nuovo Cimento 5 (1972), 139.
- [17] DRAGON, O., JAHN, P., ALLERS, H., VOBECKÝ, M., DANIEL, H.: *Approximate internal conversion coefficients for N, O and P shell electrons*. Phys. Lett. 28B (1968), 251.
- [18] DRAGON, O., PLAJNER, Z., MARTIN, B., KAP-HERR, A. V.: *Experimental evidence for the nuclear structure effect in internal conversion of N- and O-shell electrons*. Phys. Lett. 29B (1969), 221.
- [19] LUBIMOV, V. A., NOVIKOV, E. G., NOZIK, V. Z., TRETYAKOV, E. F., KOSIK, V. S.: *An estimate of the ν_e mass from the β -spectrum of tritium in the valine molecule*. Phys. Lett. 94B (1980), 266.
- [20] BORIS, S. et al.: *Neutrino mass from beta spectrum in the decay of tritium*. Phys. Rev. Lett. 58 (1987), 2019.
- [21] WILKERSON, J. F. et al.: *Limit on the ν_e mass from free-molecular-tritium beta decay*. Phys. Rev. Lett. 58 (1987), 2023.
- [22] ROBERTSON, R. G. H., KNAPP, D. A.: *Direct measurements of neutrino mass*. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 38 (1988), 185.
- [23] HOLZSCHUH, E., FRITSCHI, M., KÜNDIG, W.: *Measurement of the electron neutrino mass from tritium β -decay*. Phys. Lett. B 287 (1992), 381.
- [24] WILKERSON, J. F.: *Direct searches for neutrino mass*. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 31 (1993), 32.
- [25] CLAXTON, T. A., SHAFROTH, S., MEIER, P. F.: *Molecular final states after β decay of tritium-substituted molecules*. Phys. Rev. A 45 (1992), 6209.

- [26] SHROCK, R. E.: *New tests for and bounds on neutrino masses and lepton mixing*. Phys. Lett. *96B* (1980), 159.
- [27] BOEHM, F., VOGEL, P.: *Physics of Massive Neutrinos*. Cambridge University Press, Second edition, 1992.
- [28] SCHRECKENBACH, K., COLVIN, G., VON FEILITZCH, F.: *Search for mixing of heavy neutrinos in the β^+ and β^- spectra of the ^{64}Cu decay*. Phys. Lett. *129B* (1983), 265.
- [29] SIMPSON, J. J.: *Evidence of heavy-neutrino emission in beta decay*. Phys. Rev. Lett. *54* (1985), 1891.
- [30] SCHWARZCHIEDL, B.: *Four of five new experiments claim evidence for 17-keV neutrinos*. Physics Today, May 1991, p. 17.
- [31] OHSHIMA, T. et al.: *No 17keV neutrino: Admixture $< 0.073\%$ (95 % C. L.)*. Phys. Rev. D *47* (1993), 4840.
- [32] MÜLLER, S. et al.: *Search for an admixture of a 17keV neutrino in the β decay of ^{35}S* . Z. Naturforsch. *49a* (1994), 874.
- [33] MORRISON, D. R. O.: *The rise and fall of the 17-keV neutrino*. Nature *336* (1993), 29.
- [34] WIETFELDT, F. E., NORMAN, E. B.: *The 17keV neutrino*. Phys. Rep. *273* (1996), 149.
- [35] FLEISCHMANN, L. et al.: *On dewetting dynamics of solid films of hydrogen isotopes and its influence on tritium β spectroscopy*. Eur. Phys. J. *B16* (2000), 521.
- [36] WEINHEIMER, CH. et al.: *Improved limit on the electron-antineutrino mass from tritium β -decay*. Phys. Lett. B *300* (1993), 210.
- [37] KRAUS, CH. et al.: *Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium β decay*. Eur. Phys. J. *C40* (2005), 447.
- [38] LOBASHEV, V. M.: *The search for the neutrino mass by direct method in the tritium beta-decay and perspectives of study in the project KATRIN*. Nucl. Phys. A *719* (2003), 153c.
- [39] *KATRIN Home page*: <http://www-ik.fzk.de/katrin/>
- [40] OTTEN, E. W.: *Squeezing the neutrino mass with new instruments*. Nucl. Phys. News *5* (1995), No. 1, p. 11.
- [41] GATTI, F. et al.: *MARE proposal — Microcalorimeter Arrays for a Rhenium Experiment*. <http://crio.mib.infn.it/wig/silicini/proposal/>
- [42] ANDRIK, J. et al.: *KATRIN Design Report 2004*. FZKA Sci. Rep. 7090, MS-KP-0501, Report NPI ASCR Řež, EXP-01/2005.
<http://www-bibliothek.fzk.de/zb/berichte/FZKA7090.pdf>
- [43] *Projekt KATRIN (i česky)*. <http://ojs.ujf.cas.cz/~rysavj/katr1.htm>
- [44] KAŠPAR, J., RYŠAVÝ, M., ŠPALEK, A., DRAGON, O.: *Effect of energy scale imperfections on results of neutrino mass measurements from β -decay*. Nucl. Instr. Meth. A *527* (2004), 423.
- [45] SAENZ, A., JONSELL, S., FROELICH, P.: *Improved molecular final-state distribution of HeT^+ for the β -decay process of T_2* . Phys. Rev. Lett. *84* (2000), 242.
- [46] YAO, W.-M. et al.: *Review of particle physics*. J. Phys. *G33* (2006), 1;
<http://pdg.lbl.gov>
- [47] FARZAN, Y., SMIRNOV, A. YU.: *On the effective mass of the electron neutrino in beta decay*. Phys. Lett. B *557* (2003), 224.
- [48] MATEOS, G., NAVARRO, J.: *The use of neutrinos: a historical perspective*. Eur. J. Phys. *27* (2006), 1257.
- [49] ŠIMÁNEČ, Č.: *Život mezi atomy aneb jak to vše u nás i jinde začalo*. Ústav jaderného výzkumu Řež, a. s., 2005.
- [50] PLAJNER, Z.: *Magnetický spektrometr záření beta s krátkou čočkou*. Čs. čas. fyz. *5* (1955), 204.
- [51] BRABEC, V.: *50 let jaderné spektroskopie v Řeži*. PMFA *50* (2005), č. 3, 237.