

Neutrína v modelech částicových interakcí

Michal Malinský

Department of Theoretical Physics, Royal Institute of Technology (KTH), Roslagstullsbacken 21, SE-106 91 Stockholm, Švédsko

Prokazatelně nenulové hmotnosti neutrin a nečekaně velké směřovací úhly v leptonovém sektoru představují jeden z důležitých střípků v mozaice poznatků, které snad v blízké budoucnosti bude možné využít k testování fyzikálních scénářů vycházejících za rámec dnešního Standardního modelu částicových interakcí.

Jedním z nejvýznamnějších výsledků fyziky elementárních částic v poslední dekádě je bezesporu důkaz nenulovosti hmotností alespoň dvou ze tří tzv. lehkých neutrin – velmi lehkých elektricky neutrálních leptonů, které v mikrosvětě vstupují pouze do slabých jaderných interakcí zodpovědných například za rozpad neutronu $n \rightarrow p^+ e^- \bar{\nu}$ nebo mionu $\mu^- \rightarrow e^- \nu \bar{\nu}$.

Ačkoli se jejich první přímá pozorování v procesech tzv. β -záchytu na protonech $p^+ \bar{\nu} \rightarrow e^+ n$ datují již do druhé poloviny padesátých let minulého století [1], donedávna nebylo možné usoudit, jsou-li neutrína přesně nehmotná, nebo mají-li malou, ale nenulovou klidovou hmotnost. Důvodem je zejména skutečnost, že účinné průřezy relevantních procesů jsou nesmírně malé, a tudíž veškeré kinematické odhady klidové hmotnosti vysoce relativistických neutrin (s energiemi typicky v oblasti MeV) jsou nutně zatíženy velkou statistickou chybou – pro ilustraci uvedme, že střední volná dráha neutrin v běžných materiálech je v řádu světelných let.

Je zajímavé, že samotná existence neutrin byla postulována již v roce 1930 Wolfgangem Paulim ve slavném dopise (začínajícím slovy „Drahé radioaktivní dámy a pánové, ...“) adresovaném účastníkům konference v Tübingenu [2]. Jednalo se vlastně – jak sám Pauli s omluvou uvádí – o „zoufalý pokus“ o záchranu zákonů zachování ve světě elementárních částic. Ukazovalo se totiž, že energie elektronů emitovaných při β -rozpadech radioaktivních jader nejsou diskrétní (což by odpovídalo tehdejší představě o β -přeměně coby rozpadu vázaného stavu protonu a elektronu, tj. dvoučásticovému procesu), nýbrž spojitá. To ovšem podle zákonů zachování energie a hybnosti není možné, pokud se zároveň s elektronem neemituje další, elektricky neutrální částice, v Pauliho dopise nazvaná „neutron“. Jelikož se však poměrně záhy podařilo prokázat, že tyto částice (pokud existují) musí být mnohem lehčí než elektron, byl Pauliho „neutron“ později přejmenován¹ E. Fermim na „neutrino“, a neutronem byl nakonec označen elektricky neutrální nukleon objevený Ja-

mesem Chadwickem v roce 1932. Z dnešního pohledu je v případě lehkého neutrálního leptonu emitovaného v β -rozpadech neutronů namísto mluvit o antineutrinu, poněvadž tato částice nese záporné tzv. leptonové číslo; neutrinem se potom nazývá lepton vstupující do nábojově sdružených procesů, jako je například tzv. inverzní β -rozpad $\nu n \rightarrow p^+ e^-$. Čtenáři se zájmem o historii moderní fyziky lze v této souvislosti vřele doporučit zejména přehledný článek A. Vančury [3] z minulého roku.

Záhada deficitu solárních neutrin

Kromě jaderných reaktorů, v nichž se při štěpných jaderných reakcích produkuje velké množství tzv. reaktorových antineutrin právě v β -rozpadech neutronů, máme k dispozici též velmi vydatný přírodní zdroj neutrin v podobě jaderných procesů v nitru Slunce. Pro ilustraci uvedme, že množství těchto tzv. solárních neutrin produkovaných v případě hvězd slunečního typu zejména v reakcích tzv. proton-protonového (PP) cyklu, viz obr. 1, je takové, že jejich tok i ve vzdálenosti 1 AU + $1,5 \times 10^8$ km činí zhruba 10^{11} cm⁻².s⁻¹. Jelikož ani vysoká hustota plazmatu ve slunečním nitru nebrání neutrinům o energiích řádu MeV opustit oblast svého zrodu prakticky okamžitě (na rozdíl od fotonů), představují případná měření jejich toku ideální příležitost k testování tzv. standardního slunečního modelu. Již v roce 1964 ukázali J. Bahcall a R. Davis Jr. [4, 5], že solární neutrína produkovaná v rozpadech bóru ⁸B v PP cyklu (viz obrázek 1) jsou rozumně detekovatelná v pozemských experimentech, a to v rámci tehdejší technologie. Ještě v témže roce pak započali se stavbou odpovídající detekční aparatury na dně zlatého dolu v Homestake v Jižní Dakotě – umístění více než dva kilometry pod zemským povrchem bylo voleno kvůli maximálnímu odstínění rušivých efektů kosmického záření.

Již první výsledky publikované v roce 1968 ovšem vykazovaly systematicky nižší (zhruba třetinové) pozorované hodnoty toku solárních neutrin, než předpovídala teorie. Tento nesouhlas byl potom konzistentně potvrzován i v ostatních experimentech podobného zaměření v průběhu dalších tří dekád. Začalo být zřejmé, že buď je něco v nepořádku se standardním slunečním

¹ Zatímco přípona *-one* v italstině evokuje představu masivního objektu, pro označení obecně malého se používá právě přípony *-ino*.

modelem, anebo s našimi představami o fyzice neutrin. V anglicky psané literatuře se pro tuto situaci vžil název „solar neutrino puzzle“, což lze volně přeložit jako „záhada (deficitu) slunečních neutrin“.

Tři druhy lehkých neutrin

Již v polovině šedesátých let bylo ovšem jasné, že existují alespoň dva odlišné typy neutrin [6]. Zatímco při záchytech antineutrin produkovaných v β -rozpadech reaktorových neutronů a jader byly v detektorech pozorovány pozitrony, část neutrin vznikajících v rozpadech nabitých pionů $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu \bar{\nu}$ (produkovaných např. ve srážkách protonů s pevným terčem) a následných rozpadech $\mu^\pm \rightarrow e^\pm \nu \bar{\nu}$ dávala při průchodu prostředím detektoru vznikat mionům. Pro neutrina vystupující v reakcích společně s nabitými leptony první generace, tj. elektronem a pozitronem, se následně vžilo označení ν_e , popřípadě $\bar{\nu}_e$, kdežto neutrina doprovázející nabitě leptony druhé generace, tj. miony, se obvykle značí ν_μ a $\bar{\nu}_\mu$.

S objevem „těžkého“ nabitého leptonu τ^\pm v roce 1975 [7] pak již nebylo pochyb, že existuje ještě třetí druh neutrin ν_τ ; jeden z nepřímých důkazů poskytla přesná měření tzv. „neviditelné“ rozpadové šířky intermediálního vektorového bosonu Z na zařízení LEP v CERNu v první polovině 90. let. Konec roku 2000 potom přinesl definitivní potvrzení těchto představ v podobě výsledků experimentu DONUT v americkém FermiLabu, kde byla pozorována přímá produkce τ^\pm v reakcích tzv. sekundárních svazků neutrin s pevným železným terčem [8].

OSCILACE NEUTRIN

Experimentální fakt, že existuje více než jeden typ neutrin, nabízí velmi pozoruhodnou možnost vysvětlení solárního deficitu. Jak se pokusíme popsat v následujících odstavcích, v procesech produkce, detekce, a dokonce i během osmi minut pouti solárních neutrin k Zemi se totiž velmi výrazně uplatňuje kvantová povaha jejich interakcí.

Směšování kvarků ve slabých nabitých proudech

Jak jsme již uvedli, neutrina všech typů obvykle vstupují do reakcí společně s nabitými leptony, viz např. $\mu \rightarrow e \nu_\mu \bar{\nu}_e$. Na úrovni Standardního modelu částicových interakcí (SM) v takových případech mluvíme

2 V této souvislosti obvykle v analogii s kvarky a nabitými leptony často mluvíme o tzv. „vůni“ z anglického „flavour“.

o reakcích tzv. slabých nabitých proudů. Je velmi dobře známo, že v hadronových procesech podobného typu se často se změnou náboje mění také „vůně“ zúčastněných částic. Příkladem může být např. změna tzv. podivnosti v rozpadu $\Lambda^0 \rightarrow p^+ \pi^-$, který na kvarkové úrovni odpovídá procesu $s \rightarrow uud$. V jazyce kvantové teorie potom mluvíme o tzv. nediagonalitě slabých nabitých proudů v bázi vlastních stavů celkového hamiltoniánu (tj. i operátoru hmotnosti, jenž umožňuje rozlišení kvarků různých generací). Tyto efekty lze vystihnout pomocí tzv. Cabibbovy-Kobayashiovy-Maskawovy (CKM) směšovací matice V vystupující v hadronové části interakčního lagrangiánu slabých nabitých proudů

$$\mathcal{L}_{\text{int}} \ni \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}_L^\alpha \gamma^\mu V_{\alpha\beta} d_L^\beta W_\mu^+ + h.c., \quad (1)$$

kteří definuje amplitudy pravděpodobnosti přechodů „dolních“ kvarků typu β (kde β odpovídá d, s nebo b) do stavu popisujícího „horní“ kvark typu α ($\alpha \sim u, c, t$), popřípadě produkce dolního antikvarku typu β společně s horním kvarkem typu α . Amplituda pravděpodobnosti procesu $s \rightarrow uud$ je pak úměrná kombinaci $V_{us} V_{ud}^*$, přičemž první faktor odpovídá přechodu $s \rightarrow u$, zatímco druhý vystihuje produkci $\bar{u}d$.

Slabé nabitě proudy v leptonovém sektoru

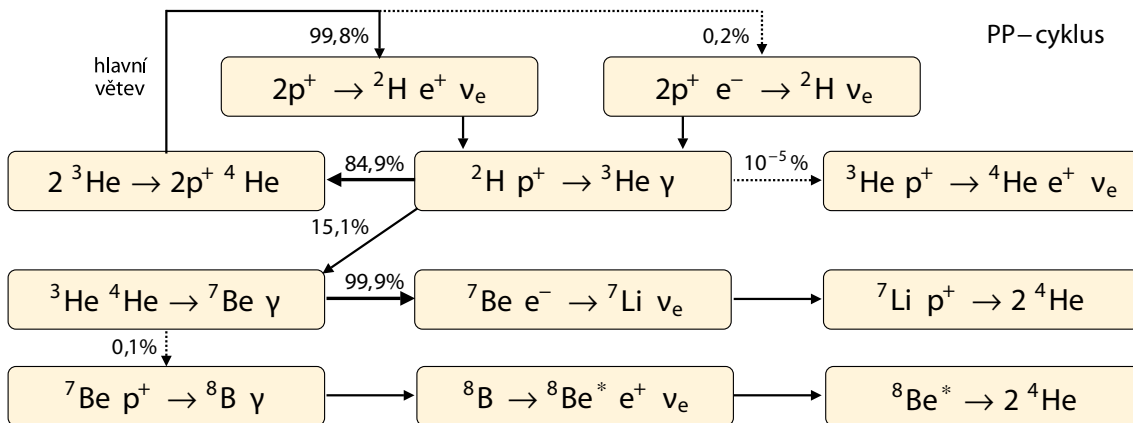
Jsou-li hmotnosti alespoň některých typů neutrin nenulové, je velmi přirozené očekávat podobné efekty i ve slabém nabitě proudě v leptonovém sektoru³. Kupříkladu neutrina produkované společně s nabitým antileptonem typu α (tj. $\alpha = e, \mu, \tau$), které dle definice označujeme ν_α , bude ve stavu $|\nu_\alpha\rangle$ odpovídajícím superpozici jednotlivých vlastních stavů hamiltoniánu $|\nu_i\rangle$

$$|\nu_\alpha\rangle = U_{\alpha 1}^* |\nu_1\rangle + U_{\alpha 2}^* |\nu_2\rangle + U_{\alpha 3}^* |\nu_3\rangle, \quad (2)$$

kde $U_{\alpha i}$ jsou elementy tzv. Pontecorvovy-Makiiovy-Nakagawa-Sakatovy (PMNS) směšovací matice U . Konvence v předchozí formuli je potom volena tak, aby U vystupující v interakčním lagrangiánu odpovídající produkci antineutrina v i -tém vlastním stavu hmotnosti $|\nu_i\rangle$ společně s nabitým leptonem typu α

$$\mathcal{L}_{\text{int}} \ni \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{\ell}_L^\alpha \gamma^\mu U_{\alpha i} \nu_L^i W_\mu^- + h.c., \quad (3)$$

3 Pokud by neutrina byla přesně nehmotná, ztrácí rozlišení interakční a hmotnostní báze obvykle smysl, neboť neutrina produkovaná ve slabých nabitých proudech pak bývají též vlastními stavy úplného hamiltoniánu.



Obr. 1 Schéma tzv. proton-protonového (PP) cyklu jaderných reakcí probíhajících ve slunečním nitru coby hlavního zdroje neutrin pozorovaných v Davisově experimentu.

» Již v polovině šedesátých let bylo ovšem jasné, že existují alespoň dva odlišné typy neutrin. <<

» V procesech produkce, detekce, i během osmi minut pouti solárních neutrin k Zemi se velmi výrazně uplatňuje kvantová povaha jejich interakcí. «

již neobsahovala komplexní sdružení. Hermitovsky sdružený člen potom odpovídá produkci antileptonu a neutrina v j -tém vlastním stavu hmotnosti. Dodejme, že rozdíl mezi značením indexů v případě $V_{\alpha\beta}$ a $U_{\alpha i}$ není samoučelný – zatímco „vůně“ kvarků, tj. „podivnost“, „krása“ atp. odpovídají přímo vlastním stavům hmotnosti (a lze na ně alespoň v principu usuzovat např. z tzv. invariantní hmotnosti jetů vznikajících při jejich hadronizaci), flavour je neutrinu připisován vždy podle typu partnerského nabitého leptonu.

Oscilace neutrin

Skutečnost, že neutrimo produkované v reakcích slabých nabitých proudů v některém z vlastních stavů „vůně“ $|\nu_\alpha\rangle$ obecně není vlastním stavem celkového hamiltoniánu, vyžaduje, abychom jeho evoluci popisovali v rámci kvantové teorie jako koherentní vývoj superpozice vlnových balíků odpovídajících jednotlivým vlastním stavům hmotnosti $|\nu_i\rangle$. Je-li např. neutrimo produkované společně s pozitronem, tj. v okamžiku vzniku t_0 se nachází ve stavu $|\psi, t_0\rangle = |\nu_e\rangle$, bude v čase $t > t_0$ ve stavu odpovídajícím řešení Schrödingerovy rovnice

$$i \frac{d}{dt} |\psi, t\rangle = H |\psi, t\rangle. \quad (4)$$

To má v případě hamiltoniánu H nezávislého na čase (tj. uvažujeme-li procesy ve vakuu nebo v homogenním prostředí) tvar

$$|\psi, t\rangle = \exp[-iH(t - t_0)] |\psi, t_0\rangle. \quad (5)$$

Rozepsáním do hmotnostní báze (2) pak pro amplitudu pravděpodobnosti nalezení neutrina typu $|\nu_\beta\rangle$ v čase $t > t_0$ obdržíme

$$\langle \nu_\beta | \psi, t \rangle = \sum_i \exp[-iE_i(t - t_0)] U_{\beta i} U_{e i}^*, \quad (6)$$

kde E_i označuje energie vlastních stavů hmotnosti $|\nu_i\rangle$. Jsou-li klidové hmotnosti m_i stavů $|\nu_i\rangle$ odlišné (což znamená, že alespoň jedna z nich je nenulová), závisí absolutní hodnota výrazu na pravé straně rovnice (6) explicitně na čase, a to prostřednictvím rozdílu fázových faktorů odpovídajících různým E_i .

To ovšem znamená, že pravděpodobnost detekce stavu $|\psi, t\rangle$ v procesu $\nu n \rightarrow p^+ e^-$ v Davisově detektoru (který „cítí“ pouze elektronovou komponentu $|\nu_e\rangle$), je v případě hmotných neutrin dodatečně potlačena tzv. pravděpodobností přežití stavu $|\nu_e\rangle$

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = |\langle \nu_e | \psi, t \rangle|^2 = \left| \sum_i \exp[-iE_i(t - t_0)] U_{e i} U_{e i}^* \right|^2. \quad (7)$$

V typických případech (tj. při energiích E řádu MeV) lze pak pro ultrarelativistická neutrima psát $E_j - E_i \approx \Delta m_{ji}^2 / 2E$, kde Δm_{ji}^2 je rozdíl kvadrátů klidových hmotností stavů $|\nu_j\rangle$ a $|\nu_i\rangle$. Uvažujeme-li v nejjednodušším případě situaci, kdy se koherentního vývoje počátečního stavu účastní pouze dvě hmotnostní komponenty $|\nu_1\rangle$ a $|\nu_2\rangle$, lze pravděpodobnost přežití solárního ν_e psát ve tvaru (v jednotkách $\hbar = c = 1$)

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} \doteq 1 - \sin^2 2\theta_\odot \sin^2 \left(\frac{\Delta m_\odot^2 L}{4E} \right), \quad (8)$$

kde L je vzdálenost detektoru a zdroje a θ_\odot je tzv. (solární) směšovací úhel parametrizující PMNS matici

(jež je v tomto případě dvourozměrná). V této souvislosti poznamenejme, že pro solární neutrima je uvedena aproximace velmi dobrá, a to z důvodů malé hodnoty parametru $|U_{e3}|^2$ vystupujícího v rovnici (2), viz tabulka 1.

Povšimněme si dále, že faktor $\sin^2 2\theta_\odot$ ve vztahu (8) udává amplitudu potlačení $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$, zatímco podíl L/E je proměnnou závislejší na konkrétní fyzikální situaci. Pro danou energii E dostáváme pravděpodobnost přežití ν_e periodicky závislou na L . Z tohoto důvodu v této souvislosti obvykle mluvíme o tzv. „oscilacích neutrin“. V této souvislosti poznamenejme, že idea neutrinových oscilací se datuje již do roku 1957 a jejím duchovním otcem je B. Pontecorvo [9], který jako první uvažoval leptonovou analogii hypotézy oscilačního chování tzv. neutrálních kaonů popsanou M. Gell-Mannem a A. Paisem v roce 1955 [10].

Pro úplnost ještě dodejme, že přepsáním argumentů druhého sinu ve formuli (8) ve fyzikálních jednotkách

$$\frac{\Delta m^2}{4\hbar c E} L \doteq 1.27 \times \left(\frac{\Delta m^2}{\text{eV}^2} \right) \left(\frac{L}{\text{km}} \right) \left(\frac{\text{GeV}}{E} \right) \quad (9)$$

lze pro každou hodnotu E definovat tzv. oscilační délku L_0 , na níž se veličina (9) změní právě o π a pravděpodobnost přežití $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$ znovu nabyde hodnotu 1.

Řešení problému deficitu slunečních neutrin

Je ovšem skutečně možné připsat deficit slunečních neutrin právě efektu dodatečného potlačení toku ν_e v okolí Země v důsledku jejich oscilace do nedetekovaných stavů $|\nu_\mu\rangle$, popřípadě $|\nu_\tau\rangle$? Jinými slovy, odpovídá formule (8) realitě?

Hodnoty θ_\odot a Δm_\odot^2 lze stanovit nezávisle v reaktorových experimentech s antineutrimy elektronového typu (tj. pro fixní L a známé spektrum energií E), a to ze studia závislosti úbytku počtu pozorovaných ν_e na energii. Z přesných měření tohoto typu na zařízení KamLAND v posledních šesti letech [11] pak vychází $\Delta m_\odot^2 = 7.9_{-0.5}^{+0.6} \times 10^{-5} \text{eV}^2$ a $\tan^2 \theta_\odot = 0.40_{-0.07}^{+0.10}$. Je pozoruhodné, že pro tyto hodnoty je oscilační délka solárních neutrin L_0^\odot relativně krátká, typicky desítky km. Vzhledem k velikosti oblasti, v níž se ve Slunci neutrima rodí, je tudíž nutné ve formuli (8) vystředovat přes L :

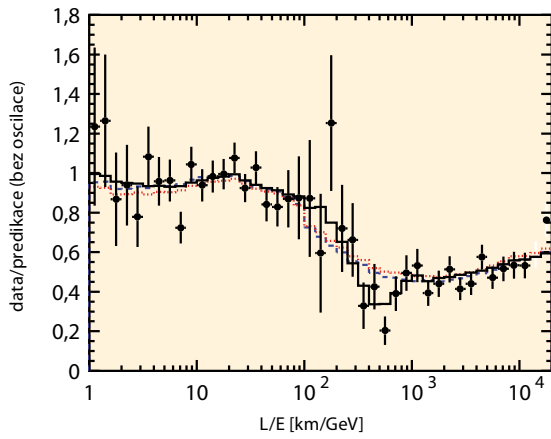
$$\langle P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} \rangle \doteq 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_\odot, \quad (10)$$

což odpovídá tzv. „efektivní dekoherenci“ solárních neutrin, tj. nemožnosti pozorovat jejich oscilační chování, nýbrž pouze úbytek.

Zde ovšem narážíme na potíž, neboť efektům oscilací lze v tomto případě připsat nanejvýš poloviční deficit ν_e v Davisově experimentu, a to ještě pro extrémní hodnotu $\theta_\odot \sim \pi/4$ ve formuli (10); dosazením θ_\odot podle dat KamLANDu pak dostáváme dokonce pouze $\langle P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} \rangle \sim 0,6$, a tedy nikoli zhruba třetinu.

Micheevův-Smirnovův-Wolfensteinův efekt

Klíč k této záhadě tkví v tom, že jednoduché přiblížení popsané výše zcela ignoruje podmínky panující v nitru Slunce, kdy hamiltonián systému nelze považovat za konstantní v čase. Při průchodu neutrin slunečním plazmatem s vysokou hustotou elektronů n_e se uplatňují efekty tzv. koherentního dopředného rozptylu v procesech $\nu_e e \rightarrow \nu_e e$, jež pro určité hodnoty n_e vykazuje dokonce rezonanční chování. Následkem toho dochá-



Obr. 2 První přesvědčivý důkaz nenulovosti hmotnosti neutrin – úbytek a následná regenerace mionového signálu v důsledku oscilace atmosférických neutrin v experimentu Super-Kamiokande [13]. Zatímco bez oscilací by vertikální poloha bodů na obrázku měla být ve všech případech kompatibilní s hodnotou 1, je pozorován podstatný úbytek signálu pro L/E řádu 500 km/GeV, a jeho následné oživení pro větší hodnoty L/E odpovídající zvyšující se vzdálenosti od místa zrodu detekovaného neutrina. Obrázek byl převzat z článku [13] se svolením American Physical Society (<http://www.aps.org>).

zí k přechodné, avšak lavinovitě efektivní dekoherenci hmotnostních komponent $|\nu_i\rangle$ (tzv. Michееvův-Smirnovův-Wolfensteinův efekt [12]), což vede ke změnám ve výsledné pravděpodobnosti přežití $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$. Ta má po započtení této tzv. MSW korekce tvar

$$\langle P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} \rangle_{MSW} \doteq \sin^2 \theta_{\odot} \quad (11)$$

a pro $\tan^2 \theta_{\odot} \sim 0,4$ výborně souhlasí s pozorováním.

Oscilace atmosférických neutrin

Podobně jako lze z chování neutrin elektronového typu usuzovat na velikosti elementů v prvním řádku PMNS matice, je možné studovat i veličiny odpovídající ostatním druhům neutrin (tj. druhý a třetí řádek U), a to zejména v experimentech s neutrinami mionového typu. Kromě již zmíněných rozpadů pionů produkovaných na urychlovačích i v tomto případě existuje jejich přirozený zdroj, a tím jsou interakce kosmického záření v zemské atmosféře. Tato neutrina se však kinematically výrazně liší od neutrin solárních či reaktorových; relevantní energie leží typicky v oblasti desítek GeV, v případě atmosférických neutrin pak může dosahovat hodnot řádově vyšších v závislosti na energii primární částice kosmického záření.

V takovém případě je ovšem typická oscilační délka L_0^A mnohem větší než L_0^{\odot} – obvykle stovky až tisíce kilometrů – a pro testování hypotézy oscilací je tudíž třeba se uchýlit ke studiu neutrin detekovaných ve značných vzdálenostech od zdroje. K tomu lze s úspěchem využít např. atmosférická neutrina rodící se hluboko pod místním horizontem, nezřídka na opačné straně zeměkoule. Ta dávají vzniknout elektronům a mionům pohybujícím se v detektorech „zdola nahoru“, jež lze snadno identifikovat. Klasickou veličinou zkoumanou v těchto typech reakcí je potom poměr četnosti produkce mionů a elektronů (odpovídající zhruba poměru toků relevantních neutrin), a zejména jeho prostorová anizotropie. Odpovídá-li totiž vzdálenost místa vzniku od místa detekce více než polovině oscilační délky L_0^A

pro danou energii, měli bychom být v principu schopni pozorovat opětovný nárůst signálu v důsledku oscilačního chování formule typu (8).

Toto je zároveň jeden z mála způsobů, jak lze skutečně rozlišit hypotézu neutrinových oscilací od ostatních mechanismů, jako jsou např. dekoherence a rozpady, které sice mohou zodpovídat za úbytek signálu v případě Davisova experimentu, nikdy ale nemohou vést k jeho relativnímu zesílení se zvyšující se vzdáleností od zdroje. Lze proto říci, že prvním skutečným důkazem nenulovosti hmotností neutrin byly výsledky experimentu Super-Kamiokande [13], zveřejněné v roce 2004, které vykazují právě „oživení“ četnosti detekce neutrin mionového typu, a to pro oscilační délky řádu tisíce km, viz obr. 2. Zároveň z měření relevantního $\Delta m_A^2 \doteq 2,1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ a odpovídajícího směšovacího úhlu $\sin^2 2\theta_A \doteq 1$ bylo zřejmé, že se nemůže jednat o tentýž efekt jako v případě solárních neutrin (tj. oscilace $\nu_e \leftrightarrow \nu_{\mu}$); Δm_A^2 se totiž podstatně liší od hodnot měřených na KamLANDu. Je potom přirozené interpretovat oscilace atmosférických neutrin jako přechody, v nichž hraje výraznou roli $|\nu_3\rangle$ a Δm_A^2 měří rozdíl hmotností jiných dvou vlastních stavů celkového hamiltoniánu než Δm_{\odot}^2 . To ovšem znamená, že alespoň dvě ze tří neutrin mají nenulovou klidovou hmotnost, přičemž nejtěžší z nich musí být hmotnější než zhruba $m_{min} \doteq \sqrt{\Delta m_A^2} \sim 0,05 \text{ eV}$.

Podobným způsobem byl oscilační charakter řešení problému deficitu solárních neutrin definitivně potvrzen v roce 2005 výsledky experimentu SNO [14], který díky možnosti přesného měření celkového toku neutrin všech typů (pomocí interakcí tzv. slabých neutrálních proudů, které jednotlivé typy neutrin nerozlišují) pozoroval zároveň s úbytkem solárních ν_e adekvátní nárůst toků ν_{μ} a ν_{τ} .

Absolutní škála hmotností neutrin

Obdržené hodnoty Δm_{\odot}^2 a Δm_A^2 v principu nic neříkají o absolutní škále neutrinových hmotností m_i , nýbrž poskytují pouze dolní hranici pro velikosti dvou z těchto veličin. Na relevantní horní meze je potom možné usuzovat pouze mimo rámec oscilačních experimentů, a to zejména v přesných měřeních polohy koncového bodu elektronového spektra v β -rozpadech tritia, která dávají omezení na efektivní hmotu elektronového antineutrina zhruba na úrovni 2,3 eV, viz například [15]. Nepřímé, a tudíž modelově závislé odhady lze odvodit též z kosmologie, a sice z měření anizotropie tzv. reliktního záření a dále též z úvah o mechanismech ovlivňujících utváření struktur v raném stadiu vývoje vesmíru [19].

Experimentální poznatky – shrnutí

Na závěr ještě shrňme současné experimentální poznatky o hmotnostech a směšovacích úhlech v leptonovém sektoru. Jak ukazuje tabulka 1, neutrina se od ostatních elementárních fermionů SM (tj. kvarků a nabitých leptonů) výrazně odlišují hned v několika aspektech. Pomineme-li obrovskou propast v absolutních škálách hmotností, nelze si nevšimnout rozdílu mezi hierarchií jejich spektra, která může být maximálně řádu $\sqrt{\Delta m_{\odot}^2 / \Delta m_A^2} \sim 0,2$, a typickou hierarchií ve spektrech nabitých fermionů, která je alespoň desetinasobná. Dva velké leptonové směšovací úhly pak nemají v kvarkovém sektoru už vůbec obdobu. Poznámeme, že pro velikost elementu U_{e3} existuje pouze

» Alespoň dvě ze tří neutrin mají nenulovou klidovou hmotnost, přičemž nejtěžší z nich musí být hmotnější než zhruba 0,05 eV. «

» Vyšší kalibrační symetrie vede ke korelacím mezi yukawovskými maticemi ve Standardním modelu. «

horní mez s hodnotou zhruba $|U_{e3}| \lesssim 0,2$ (99% C. L.) z měření experimentu CHOOZ [16], která by měla být v dohledné době výrazně zpřesněna v rámci jeho rozšíření Double-CHOOZ [17] a v dalších experimentech (např. Daya-Bay [18]) s rozlišovací schopností v řádu několika procent.

Hmotnosti a směšování neutrin ve Standardním modelu

Ve Standardním modelu elektroslabých interakcí v jeho původní, tj. Glashowově-Salamově-Weinbergově (GSW) formulaci [20] jsou neutrina přesně nehmotná, neboť odpovídají tzv. Weylovým spinorům s negativní chiralitou $\nu_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\nu_L$ (připomeňme, že helicity ν_e je záporná), zatímco pravá chirální komponenta neutrinového pole (obvykle značená N_R) úplně chybí. To se jednak bezprostředně odráží v tzv. $V - A$ chirální struktuře slabých nabitých proudů, v nichž se intermediační vektorové bosony W^\pm vážou pouze na levé chirální komponenty kvarků a leptonů, viz též formule (1) a (3). Jinými slovy, pouze levé chirální komponenty polí popisujících kvarky a leptony se transformují netriviálně vzhledem k $SU(2)_L$ (tj. izospinové) části kalibrační grupy $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Weylovská povaha neutrin se ovšem díky jejich nulovým elektrickým i barevným nábojům nijak neprojevuje v sektoru silných a elektromagnetických interakcí, které jsou prokazatelně vektorové povahy. To znamená, že kromě neutrin se levé chirální komponenty všech fermionů ve SM musí vždy vyskytovat společně se svými chirálními partnery, tj. například levé chirální komponenty kvarků u_L a d_L (sdružené do izospinového dubletu Q_L^i) jsou doprovázeny kvarkovými poli s pravou chiralitou u_R a d_R (které se však vzhledem k $SU(2)_L$ transformují triviálně). Transformační vlastnosti fermionů ve SM vůči $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ kalibrační grupě jsou zachyceny v tabulce 1.

Hmotnostní členy fermionů ve Standardním modelu

Přítomnost obou chirálních komponent dává přirozenou možnost uvažovat tzv. Dirakovy hmotnostní členy pro všechny kvarky a nabitě leptony v SM. Ačkoli požadavek $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ invariance zakazuje psát přímo kontrakce typu $m\bar{\psi}_L\psi_R + h.c.$ (kde $h.c.$ popisuje Hermitovsky sdružený člen), efektivní hmotnostní členy lze získat z tzv. Yukawova lagrangiánu

$$\mathcal{L}_{SM}^Y = \overline{Q}_L^i Y_u u_R \tilde{H} + \overline{Q}_L^i Y_d d_R H + \overline{L}_L^i Y_l l_R H + h.c. \quad (12)$$

$Q_L^1 \leftrightarrow (u_L, d_L)$	$(3, 2, +\frac{1}{6})$	$Q_L^2 \leftrightarrow (c_L, s_L)$	$(3, 2, +\frac{1}{6})$	$Q_L^3 \leftrightarrow (t_L, b_L)$	$(3, 2, +\frac{1}{6})$
u_R	$(\bar{3}, 1, +\frac{2}{3})$	c_R	$(\bar{3}, 1, +\frac{2}{3})$	t_R	$(\bar{3}, 1, +\frac{2}{3})$
d_R	$(\bar{3}, 1, -\frac{1}{3})$	s_R	$(\bar{3}, 1, -\frac{1}{3})$	b_R	$(\bar{3}, 1, -\frac{1}{3})$
$L_L^1 \leftrightarrow (\nu_{eL}, e_L)$	$(1, 2, -\frac{1}{2})$	$L_L^2 \leftrightarrow (\nu_{\mu L}, \mu_L)$	$(1, 2, -\frac{1}{2})$	$L_L^3 \leftrightarrow (\nu_{\tau L}, \tau_L)$	$(1, 2, -\frac{1}{2})$
e_R	$(1, 1, +1)$	μ_R	$(1, 1, +1)$	τ_R	$(1, 1, +1)$
(N_R^1)	$(1, 1, 0)$	(N_R^2)	$(1, 1, 0)$	(N_R^3)	$(1, 1, 0)$

$m_u \sim 3 \text{ MeV}$	$m_c \sim 1.3 \text{ GeV}$	$m_t \sim 175 \text{ GeV}$	kvarky	leptony
$m_d \sim 6 \text{ MeV}$	$m_s \sim 110 \text{ MeV}$	$m_b \sim 4.3 \text{ GeV}$	$\theta_{12} \sim 13^\circ$	$\theta_{12} \sim 32^\circ$
$m_e \sim 0.5 \text{ MeV}$	$m_\mu \sim 106 \text{ MeV}$	$m_\tau \sim 1.77 \text{ GeV}$	$\theta_{23} \sim 2^\circ$	$\theta_{23} \sim 45^\circ$
$\Delta m_{\odot}^2 \sim 10^{-4} \text{ eV}^2$	$ \Delta m_{A}^2 \sim 2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	$\sum m_i \lesssim 1 \text{ eV}$	$\theta_{13} \sim 0.2^\circ$	$ U_{e3} \lesssim 0.2$

Tab. 1 Transformační vlastnosti fermionů v SM vůči $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ kalibrační grupě, jejich přibližná spektra a směšovací úhly. Pravé chirální komponenty neutrin N_R byly doplněny pro ilustraci „symetrizace“ chirální struktury SM v rámci jeho LR rozšíření.

Obecné 3×3 komplexní matice (v prostoru fermionových generací) Y_f zahrnují tzv. yukawovské vazbové konstanty, které popisují sílu interakce kvarků a leptonů s tzv. Higgsovým skalárem H transformujícím se jako $(1, 2, +\frac{1}{2})$ vůči $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ a $\tilde{H} = i\tau_2 H^*$ (kde τ_2 je tzv. druhá Pauliho matice). Spontánní narušení $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ kalibrační symetrie v režimu nízkých energií lze fyzikálně chápat jako fázový přechod popisovaný parametrem uspořádání úměrným tzv. vakuové střední hodnotě neutrální skalární komponenty H , tj. $\langle H \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, v)$, kde $v \doteq 246 \text{ GeV}$ definuje charakteristickou hmotnostní škálu ve SM. Hmotnosti nabitých fermionů lze potom vyčíst z lagrangiánu (12) po nahrazení $H \rightarrow \langle H \rangle$:

$$\mathcal{L}_{SM}^Y \ni \overline{u}_L M_u u_R + \overline{d}_L M_d d_R + \overline{l}_L M_l l_R + h.c., \quad (13)$$

kde $M_{u,d,l} = \frac{1}{\sqrt{2}} Y_{u,d,l} v$ jsou odpovídající hmotnostní matice. Připomeňme, že hmotnosti kvarků a leptonů obecně odpovídají vlastním číslům hmotnostních matic po diagonalizaci prostřednictvím tzv. biunitárních transformací $M_f \rightarrow M_f^{\text{diag}} = U_L^f M_f U_R^{f\dagger}$ a relevantní směšovací matice lze potom psát ve tvaru $V_{CKM} = U_L^u U_L^{d\dagger}$ a $U_{PMNS} = U_L^l U_L^{\nu\dagger}$. Povšimněme si ovšem, že lagrangián (13) dává v důsledku nepřítomnosti N_R nulový příspěvek ke hmotnostní matici lehkých neutrin M_ν – neutrina tudíž zůstávají na této úrovni nehmotná a jejich směšovací úhly nejsou definovány.

Problém „vůně“ ve Standardním modelu

Na současné úrovni našich znalostí ovšem Standardní model neposkytuje téměř žádné užitečné informace o struktuře matic M_f , neboť yukawovské vazbové konstanty lze rozumně měřit pouze v případě, že jsme schopni experimentálně produkovat Higgsův boson. Jelikož jsou navíc jednotlivé matice hmotností nekořelované (každá z nich závisí na „vlastní“ množině yukawovských vazbových konstant Y_f), nelze si pomoci ani tím, že bychom využili známých vlastností některých z M_f pro pochopení poměrů v jiném sektoru. Na úrovni GSW teorie tedy nezbyvá než určit hmotnosti fermionů experimentálně, viz opět tabulka 1.

Jelikož je ovšem znalost těchto parametrů klíčová pro chování účinných průřezů a rozpadových šířek velké části procesů, v nichž dochází ke změně typu částic, tj. např. „vůně“, mluvíme v této souvislosti o tzv. „problému vůně“ ve Standardním modelu. Ten se ještě dále prohlubuje, vezmeme-li v úvahu prokazatelně nenulové hmotnosti a pozoruhodně velké směšovací úhly neutrin pozorované v oscilačních experimentech.

Weinbergův operátor

Upustíme-li od požadavku renormalizovatelnosti SM, tj. uvažujeme-li GSW model pouze jako efektivní nízkoenergetickou limitu nějaké obecnější teorie, lze uvažovat i hmotnostní členy vyšších dimenzí. Je zajímavé, že nejjednodušší kalibračně invariantní operátor dimenze 5 ve SM (tzv. Weinbergův operátor) má tvar

$$\mathcal{O}_W = \frac{C_{ij}}{\Lambda} L_L^i H L_L^j H \quad (14)$$

a v asymetrické (tj. $SU(3)_c \otimes U(1)_Q$) fázi vede právě na hmotnostní členy neutrin tzv. Majoranova typu ve tvaru $\nu_L^c M_\nu^\nu \nu_L + h.c.$, přičemž symetrická matice M_ν^ν splňuje

$M_\nu^M = Cv^2/\Lambda$. Škála Λ potom odpovídá typickým energiím procesů, které mají operátor (14) tak říkajíc „na svědomí“. Hmotnosti neutrin v řádu zlomků eV napovídají, že tato „nová“ dynamika se musí začít silně projevovat zhruba v oblasti energií řádu $\Lambda \sim 10^{12} - 10^{15}$ GeV, tj. na škálách, které leží za horizontem technologické dosažitelnosti v pozemských podmínkách. Připomeňme, že majoranovský hmotnostní člen typu $\bar{\psi}M\psi$ (který lze psát i v případě, máme-li k dispozici pouze jednu chirální komponentu pole ψ) narušuje všechna aditivní kvantová čísla, a tudíž je přípustný pouze v případě, že ψ je striktně neutrální – to je ovšem právě případ ν_L , jež je úplným singletem vůči $SU(3)_c \otimes U(1)_Q$, popřípadě kombinace typu $L_L H$ na úrovni SM. Přítomnost Weinbergova operátoru tudíž znamená, že se v interakcích hmotných neutrin nezachovává leptónové číslo. Majoranovský charakter jejich hmotností lze potom v principu testovat např. v procesech tzv. dvojitého β -rozpadu, kdy se radioaktivní jádro v konfiguraci (A, Z) mění na $(A, Z + 2)$, přičemž neutrina emitovaná v β -rozpadech dvou neutronů anihilují.

„Houpačkový“ (seesaw) mechanismus v jednoduchých rozšířeních SM

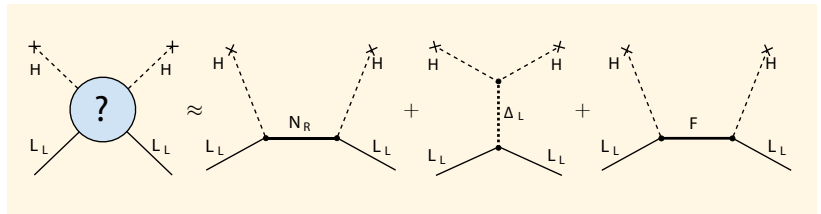
Weinbergův operátor ovšem představuje pouze efektivní popis majoranovských hmot neutrin v případě, že nemáme k dispozici obecnější dynamický model fyziky na škále Λ , který by umožňoval nahlédnout „do jeho útrob“. V této souvislosti uveďme, že existují celkem tři základní realizace efektivního operátoru (14) na úrovni jednoduchých renormalizovatelných rozšíření SM lišící se typem polí odpovídajících vnitřním liniím efektivního operátoru $L_L H L_L H$, viz obr. 3.

Vyšetřujeme-li nejprve kontrakce, které mohou spojit dva bilineární $L_L H$, lze uvažovat výměnu fermionu transformujícího se buď jako $SU(2)_L$ -singlet (jehož roli může hrát pravá chirální komponenta neutrina N_R), nebo jako $SU(2)_L$ -triplet F , viz diagramy I. a III. To odpovídá interakcím typu $\bar{L}_L N_R \tilde{H}$ a $\bar{L}_L F \tilde{H}$ na úrovni obecnější teorie. Pro kontrakce fermionového proudu $L_L L_L$ s HH pak přichází v úvahu pouze nabitý skalár Δ_L transformující se jako $SU(2)_L$ -triplet, viz diagram II. Poznamenejme, že v tomto případě máme dokonce možnost konstruovat renormalizovatelné hmotnostní členy neutrin přímo, a to pomocí kontrakce typu

$$\mathcal{L}_{II}^Y = \bar{L}_L^c Y_\Delta L_L \Delta_L + h.c., \quad (15)$$

což ovšem vyžaduje nenulovou vakuovou střední hodnotu neutrální komponenty $SU(2)_L$ tripletu $\langle \Delta_L \rangle \neq 0$. Ve všech těchto případech potom efektivní škála Λ vystupující ve formuli (14) odpovídá hmotnosti „mediátoru“; to znamená, že velmi lehká fyzikální neutrina vyžadují velmi těžká N_R , Δ_L anebo F – odtud pojmenování „seesaw“ (tj. „houpačkový“) mechanismus.

Efektivní popis hmotností neutrin pomocí Weinbergova operátoru (případně jeho renormalizované realizace v rámci „houpačkového“ mechanismu) ovšem z hlediska problému „vůně“ SM poskytuje pouze částečnou úlevu. Ačkoli technicky nic nebrání volbě hmotnosti mediátorů na úrovni $10^{12} - 10^{15}$ GeV, bez dodatečné informace nelze škálu neutrinových hmotností nijak předpovědět. Směšovací úhly v leptónovém sektoru také nejsou nikterak omezeny, neboť matice C^{ij} obecně zůstává neurčená.



Obr. 3 Renormalizovatelné realizace Weinbergova operátoru \mathcal{O}_w v rámci tzv. „houpačkového“ mechanismu typu I, II a III.

To lze ilustrovat na příkladu „seesaw“ typu I, tj. uvažujeme-li SM s pravými chirálními komponentami neutrin N_R . V takovém případě je nutné rozšířit lagrangian (12) o členy typu

$$\mathcal{L}^Y = \mathcal{L}_{SM}^Y + \bar{L}_L Y_\nu N_R \tilde{H} + h.c., \quad (16)$$

a zároveň je třeba uvažovat majoranovský hmotnostní člen pro N_R ve tvaru

$$\mathcal{L}^M = \frac{1}{2} \bar{N}_R^c M_N N_R + h.c. \quad (17)$$

V $SU(3)_c \otimes U(1)_Q$ fázi ovšem nelze rozlišit mezi ν_L a N_R^c , jelikož obě pole odpovídají singletnímu Weylovu fermionu s levou chiralitou, a tudíž dochází k jejich směšování. Následkem toho je efektivní matice hmotností neutrin ve skutečnosti šestidimenzionální

$$M_\nu^{6 \times 6} = \begin{pmatrix} 0 & Y_\nu v \\ Y_\nu^T v & M_N \end{pmatrix} \quad (18)$$

a její bloková diagonalizace vede na matici hmotností lehkých neutrin ve tvaru

$$M_\nu \doteq -Y_\nu M_N^{-1} Y_\nu^T v^2. \quad (19)$$

Nelineární závislost M_ν na dvou maticových strukturách M_N a Y_ν sice umožňuje pochopit odlišnost směšovacích úhlů v kvarkovém a v leptónovém sektoru, ale obecně ještě zhoršuje vyhlídky na odhalení užitečných korelací mezi hmotnostmi a směšovacími úhly fermionů ve SM.

HMOTNOSTI NEUTRIN A JEJICH SMĚŠOVACÍ ÚHLY V MODELECH S ROZŠÍŘENOU KALIBRAČNÍ SYMETRIÍ

Jak jsme viděli, kalibrační symetrie SM neklade na strukturu matic M_u, M_d, M_b , popřípadě M_ν , žádná dodatečná omezení. Na druhou stranu ovšem víme, že pozorované hierarchie spekter kvarků a nabitých leptónů jsou značně podobné; to je ostatně důvod, proč mluvíme o jejich generacích, viz tabulka 1.

Levo-pravá (LR) symetrie

Nabízí se myšlenka, že tyto podobnosti mohou být důsledkem vyšší symetrie, která netriviálním způsobem spojuje (nejen) yukawovské vazbové konstanty v lagrangianu (12), a to například tak, že sdružuje též pravé chirální komponenty fermionů SM do multipletů (přičemž nejpřirozenější je uvažovat dublety v analogii s levým chirálním sektorem). Jejich interakce pak mohou mít analogickou strukturu jako interakce $SU(2)_L$ -dubletů ve SM, pouze s tím rozdílem, že hmotnosti relevantních intermediálních vektorových bosonů jsou mnohem vyšší než v případě W^\pm a Z , což by mělo za následek silné potlačení nežádoucích tzv. $V + A$ proudů na úrovni elektroslabé škály.

» Teorie velkých sjednocení, zejména jejich jednoduché realizace založené na $SO(10)$ grupě, vykazují všechny známky fyzikality. <<

To odpovídá předpokladu, že kromě $SU(2)_L$ kalibrační symetrie existuje ještě další kalibrační sektor s dynamikou diktovanou grupou symetrie $SU(2)_R$, vůči níž se ovšem netriviálně transformují nikoli levé, nýbrž pravé chirální komponenty kvarků a leptonů⁴ v dubletech Q_R a L_R . SM s narušenou paritou je pak pouze efektivním popisem dynamiky v asymetrické fázi, tj. po fázovém přechodu odpovídajícím spontánnímu narušení této vyšší, tzv. levo-pravé (LR) symetrie $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes \dots$ na podgrupu odpovídající $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ faktoru SM, a to pomocí Higgsova pole, jehož vakuová střední hodnota není invariantní vůči $SU(2)_R$.

Yukawův sektor SM pak odpovídá nízkenergetické limitě Yukawova sektoru LR modelu, jehož lagrangian

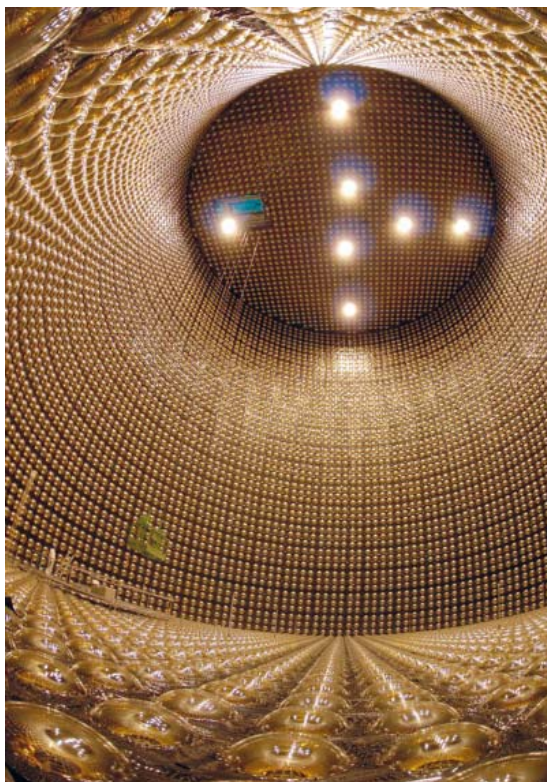
$$\mathcal{L}_{LR}^Y = \overline{Q}_L Y_Q Q_R \phi + \overline{L}_L Y_L L_R \phi + h.c. \quad (20)$$

je však parametrizován pouze dvěma nezávislými yukawovskými maticemi Y_Q a Y_L . Tzv. bidublet ϕ ve formuli (20) pak lze chápat jako $SU(2)_R$ dublet tvořený dvojicí $SU(2)_L$ dubletů H_d a H_u s opačnými hypernáboji, které hrají analogickou roli jako H a \tilde{H} v relaci (12). Po narušení $SU(2)_R$ symetrie se „horní“ a „dolní“ části dubletů Q_R a L_R chovají odlišně, a sice jako pravé chirální komponenty kvarků u_R a d_R a leptonů N_R a e_R . Efektivní vazbové konstanty v lagrangianu (16) lze potom vyjádřit pomocí Y_Q a Y_L jako

$$Y_u = Y_d = Y_Q, \quad Y_\nu = Y_e = Y_L. \quad (21)$$

Vyšší kalibrační symetrie tedy vede ke korelacím mezi yukawovskými maticemi hmotností ve SM, a tu-

4 Jak pozorný čtenář jistě již tuší, tato strategie přímo vyžaduje existenci pravé chirální komponenty neutrina N_R , která pak společně s e_R obývá $SU(2)_R$ -dublet L_R , čímž se kromě „symetrizace“ fermionového sektoru SM nabízí též příležitost k implementaci „houpačkového“ mechanismu typu I.



Pohled do neutrinového detektoru Super-Kamiokande

díží i k netriviálním vztahům mezi hmotnostmi a směšovacími úhly kvarků a leptonů.

Další pozoruhodnou vlastností LR modelu je fakt, že přítomnost $SU(2)_R$ faktoru vyžaduje existenci další $U(1)_X$ kalibrační symetrie, bez níž nelze realizovat spontánní narušení $SU(2)_R$ na hypernábojovou $U(1)_Y$ podgrupu SM. Inspekci kvantových čísel SM lze nahlédnout, že X odpovídá rozdílu baryonového a leptonového čísla $B - L$, tj. původní náhodné globální $U(1)$ -symetrii lagrangianu SM, tentokrát ovšem v podobě plně lokální kalibrační invariance! Nejjednodušším konzistentním LR-symetrickým rozšířením SM je tedy model s kalibrační grupou $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$, která se někdy zkráceně zapisuje jako 3221.

Poznamenejme, že výjimečnost kombinace $B - L$ je patrná již na úrovni SM, a to při studiu tzv. anomálií v divergencích axiálních proudů odpovídajících baryonovému a leptonovému číslu, které se kompenzují pouze v kombinaci odpovídající právě rozdílu B a L . Anomálie v $B + L$ proudu má potom závažné důsledky pro osud baryonového a leptonového čísla v raných stádiích vývoje vesmíru.

LR model a flavour problém SM

Relace (21) lze s úspěchem využít k pochopení některých vlastností kvarkových spekter, tj. například ze znalosti m_t , m_b a m_c je možné odhadnout hmotnost s -kvarku, a sice $m_s = m_c m_b m_t^{-1}$. Ta alespoň řádově souhlasí s pozorováním, přičemž odchylky lze přičítat efektům vyšších řádů. Další zajímavou předpovědí je obecná preference malých směšovacích úhlů v CKM matici V , pro níž v nejjednodušším případě získáváme $V \approx 1$. To je ovšem pozoruhodný pokrok ve srovnání se situací ve SM, kde žádnou z kvarkových hmot nelze podobným způsobem odhadnout a V je v principu libovolná.

Poněkud horší je však situace v sektoru leptonů: z korelace $Y_\nu = Y_e$ nelze usuzovat na vlastnosti PMNS směšovací matice ani na spektra neutrin, poněvadž Majoranova hmotnostní matice vystupující ve formuli (19) není v 3221 teorii nijak korelovaná s Y_L ani Y_Q . Hmotnostní člen tvaru $\overline{N}_R^c N_R + h.c.$ lze totiž v renormalizovatelném LR modelu generovat pouze kontrakcí s dodatečným skalárním $SU(2)_R$ -tripletem Δ_R , a to pomocí příspěvku $\overline{L}_R^c Y_\Delta L_R \Delta_R + h.c.$ (v analogii se členem (15) v případě „seesaw“ typu II), v němž však vystupuje další symetrická komplexní matice Y_Δ . To ovšem znamená, že (i přes částečný úspěch v kvarkovém sektoru) ani vyšší 3221 symetrie LR modelu neumožňuje vysvětlit žádný z výsledků oscilačních experimentů.

HMOTNOSTI NEUTRIN V $SO(10)$ VELKÝCH UNIFIKACÍCH

Situace se ovšem dramaticky změní, pokusíme-li se uspořádat fermiony SM do větších multipletů, než jaké představují $SU(2)$ -dublety, popřípadě $SU(3)$ -triplety. Přirozeným vyvrcholením takovéto strategie je potom vnorenění všech fermionů jedné generace (včetně N_R) do jediného multipletu nějaké ještě vyšší grupy symetrie. V takové situaci lze totiž očekávat vůbec nejsilnější korelace mezi yukawovskými vazbami v efektivním lagrangianu (16). Nejjednodušší kalibrační grupou, která umožňuje realizovat tuto strategii a jež zároveň zahrnuje $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$ symetrii LR

modelu jako podgrupu, je grupa unimodulárních 10dimenzionálních ortogonálních matic $SO(10)$. Kvantová čísla jedné z jejich 16dimenzionálních spinorových reprezentací potom přesně odpovídají kvantovým číslům jedné kompletní generace fermionů ve SM.

Rozšíření SM, jejichž dynamika je diktována prostou grupou kalibrační symetrie (v našem případě⁵ $SO(10)$), se obecně nazývají teoriemi velkých unifikací [22]. Velmi atraktivní vlastností modelů tohoto typu je potom fakt, že všechny tři typy kalibračních interakcí SM jsou z hlediska sjednocené teorie chápány pouze jako různé projevy jediné síly, což na úrovni $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ symetrie vede (v analogii s Yukawovým sektorem) k relacím mezi odpovídajícími efektivními kalibračními vazbovými konstantami ve SM (α_s, G_F a α). Konkrétně pak mluvíme o dynamickém efektu tzv. běžících vazeb, který ze znalosti vazbové konstanty sjednocené teorie a škály, na níž se prostá symetrie spontánně narušuje, umožňuje předpovědět hodnoty efektivních kalibračních konstant SM na úrovni „našich“, tj. nízkých energií, viz obr. 4. Kromě toho předpovídají sjednocené modely, v nichž jsou kvarky a leptony členy stejných multipletů, též exotické procesy narušující baryonové číslo, jako je např. rozpad protonu $p^+ \rightarrow e^+ \pi^0$ nebo neutron-antineutronové oscilace. Odpovídající (třebaže velmi malé) účinné průřezy dokonce dosahují hodnot měřitelných v moderních experimentech. V této souvislosti není bez zajímavosti, že původním určením aparatury Super-Kamiokande bylo právě hledání rozpadu protonu, přičemž detailní studium fyziky neutrin bylo nutné zejména kvůli pochopení vlivu pozadí na měřené veličiny.

Yukawův sektor minimálního $SO(10)$ modelu

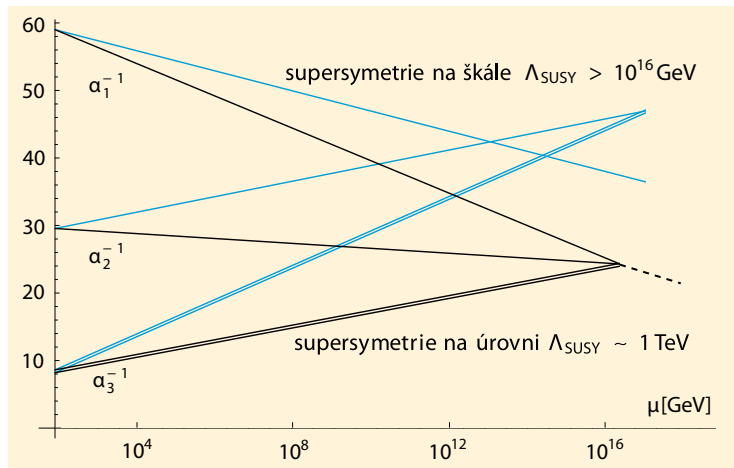
Možnost popisu všech fermionů téže generace pomocí jediné spinorové reprezentace v rámci $SO(10)$ znamená, že alespoň v principu lze všechny yukawovské vazby ve SM (včetně Y_i) modelovat jediným renormalizovatelným členem v interakčním lagrangiánu. Uvažujme například

$$\mathcal{L}_{SO(10)}^Y = \psi^T Y_{126} \psi H_{126} + h.c., \quad (22)$$

kde H_{126} označuje skalární pole Higgsova typu, tentokrát ovšem 126komponentní (odpovídající tzv. self-duální části úplně antisymetrického tenzoru $SO(10)$ s pěti indexy, která kromě jiného zahrnuje též multiplet Φ odpovídající bidubletu ϕ v LR modelu) a Y_{126} je relevantní symetrická yukawovská matice. Je zajímavé, že z hlediska 3221 podgrupy lze v H_{126} identifikovat též komponenty odpovídající oběma výše zmíněným skalárním tripletům, tj. $SU(2)_R$ -tripletu Δ_R i $SU(2)_L$ -tripletu Δ_L , které figurují v „seesaw“ realizaci Weinbergova operátoru typu I a II na úrovni LR modelu. Poznamenejme, že kontrakce fermionového bilineáru $\psi^T \psi$ s H_{126} dokonce představuje jediný možný způsob, jak lze v renormalizovatelných $SO(10)$ modelech tohoto typu Majoranovy hmotnostní členy vůbec generovat. Efektivní Yukawův lagrangián LR modelu pak dostaneme rozepsáním výrazu (22) ve tvaru

$$\mathcal{L}_{SO(10) \rightarrow LR}^Y = \overline{Q}_L Y_{126} Q_R \Phi - 3 \overline{L}_L Y_{126} L_R \Phi + \overline{L}_L^c Y_{126} L_L \Delta_L + \overline{L}_R^c Y_{126} L_R \Delta_R + h.c., \quad (23)$$

5 Mezi další populární scénáře patří např. modely na bázi prostých grup $SU(5)$, E_6 a dalších.



Obr. 4 Změna velikosti efektivních vazbových konstant $\alpha_i = g_i^2/4\pi$ kalibračních interakcí SM v závislosti na tzv. renormalizační škále μ . Jejich nápadná konvergence v režimu velmi vysokých energií je jedním z hlavních argumentů ve prospěch teorií velkých unifikací a též ideje tzv. supersymetrie na relativně nízkých energiích, v tomto případě na úrovni TeV škály.

přičemž Clebschův-Gordanův koeficient -3 je důsledkem nehomogenity $\langle H_{126} \rangle$ v prostoru kvarků a leptonů. Je evidentní, že po narušení 3221 symetrie na úroveň SM získáváme lagrangián (16) doplněný o dva „houpačkové“ (seesaw) příspěvky, a to tripletní (15) a singletní (17).

Lze snadno nahlédnout, že tento scénář je ovšem až příliš jednoduchý – efektivní hmotnostní matice jsou všechny úměrné Y_{126} , což mimo jiné znamená, že hierarchie spekter všech typů fermionů ve SM jsou obdobné a směšovací úhly malé, a to tentokrát i v leptonovém sektoru. To, jak ale víme, je v rozporu s pozorováním.

Je tudíž nutné rozšířit minimální lagrangián (22) alespoň o jeden další člen, a to nejlépe tak, abychom se zbavili degenerace fermionových spekter a směšovacích úhlů, avšak co možná nejméně narušili prediktivitu modelu. Yukawův lagrangián tzv. „minimálního renormalizovatelného $SO(10)$ modelu“ je proto volen ve tvaru

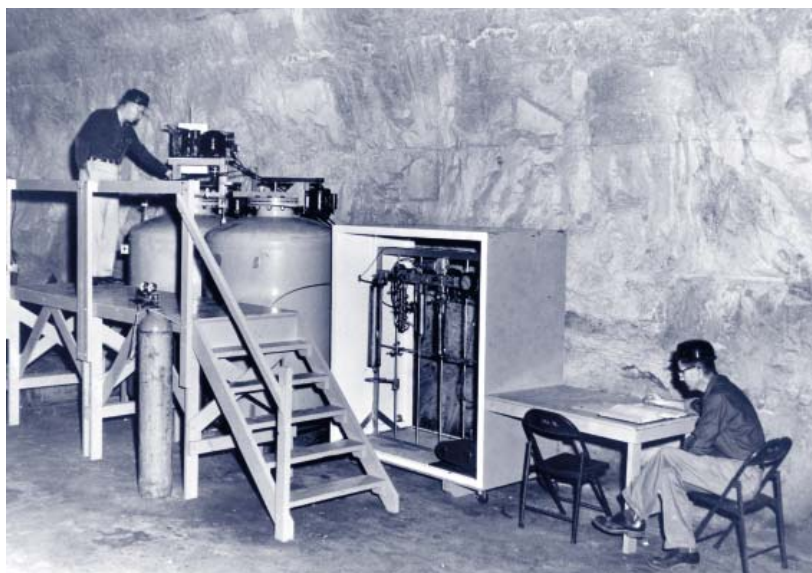
$$\mathcal{L}_{SO(10)}^Y = \psi^T Y_{126} \psi H_{126} + \psi^T Y_{10} \psi H_{10} + h.c., \quad (24)$$

kde nový člen na pravé straně odpovídá kontrakci fermionového bilineáru s desetidimenzionálním Higgsovým polem, která zároveň představuje vůbec nejjednodušší možnou strukturu yukawovské vazby v $SO(10)$ modelech. S přítomností nové yukawovské matice Y_{10} se situace mění, ovšem pouze v Dirakově sektoru, poněvadž H_{10} neobsahuje žádný z tripletů Δ_L nebo Δ_R , nýbrž pouze dodatečný Higgsův LR-bidublet ϕ . K základní části efektivního lagrangiánu (23) tudíž přibývá člen

$$\Delta \mathcal{L}_{SO(10) \rightarrow LR}^Y = \overline{Q}_L Y_{10} Q_R \phi + \overline{L}_L Y_{10} L_R \phi + h.c., \quad (25)$$

který generuje univerzální příspěvek k yukawovským maticím Y_Q a Y_L na úrovni LR modelu.

Těto vlastnosti lze využít ke studiu efektivního Majoranova sektoru, jehož maticová struktura diktovaná příspěvkem (22) je korelovaná s rozdílem efektivních yukawovských vazeb Y_d a Y_l , poněvadž $Y_d - Y_l$ závisí pouze na Y_{126} , a to díky univerzalitě příspěvku (25). To například znamená, že „flavour“ struktura seesaw příspěvku typu II (15) ke hmotě lehkých neutrin, viz Δ_L -člen ve formuli (23), je přímo svázána se strukturou



Na fotografii z roku 1963 je první Davisův detektor umístěn ve vápencovém dole v Ohio, který předcházela detekční aparaturu ze zlatého dolu v Homestake v Jižní Dakotě.

matice $M_d - M_l$. V případě, že M_ν^H dokonce dominuje celkové matici neutrinových hmotností M_ν , lze nalézt zajímavou souvislost [23] mezi hodnotou atmosférického směšovacího úhlu θ_A , hmotnostmi τ -leptonu a b -kvarku $m_{\tau,b}$ a tzv. V_{cb} elementem CKM matice ve tvaru

$$\tan 2\theta_A \doteq \frac{2|V_{cb}|}{2|V_{cb}|^2 - (1 - \frac{m_b}{m_\tau})}. \quad (26)$$

Ta v případě konvergence $m_b \rightarrow m_\tau$ v oblasti vysokých energií a pro $|V_{cb}| \ll 1$, což dobře odpovídá našim představám o chování těchto veličin, poskytuje přirozené vysvětlení přibližné maximality $\theta_A \sim 45^\circ$. Obdobným způsobem lze získat též dolní mez pro velikost U_{e3} elementu PMNS matice ve tvaru $|U_{e3}| \gtrsim 0,1$, jež představuje vysoce netriviální předpověď minimálního $SO(10)$ modelu, kterou lze relativně snadno testovat v experimentech blízké budoucnosti.

ZÁVĚREM

Teorie velkých sjednocení, zejména potom některé jejich realizace založené např. na $SO(10)$ kalibrační symetrii, tudíž vykazují všechny známky fyzikalit – nejenom že v limitě nízkých energií zahrnují veškeré zákonitosti mikrosvěta pozorované na úrovni elektroslabé škály a obvykle poskytují alespoň náznak řešení některých problémů jejich stávajícího popisu, ale zároveň jsou do značné míry testovatelné. Není bez zajímavosti, že i tradiční metody jejich verifikace založené na hledání vzácných rozpadů typu $p^+ \rightarrow e^+ \pi^0$ vyžadují alespoň částečnou znalost struktury relevantního Yukawova sektoru. Prokazatelně nenulové hmotnosti neutrin a nečekaně velké směšovací úhly v leptonovém sektoru tak představují jeden z důležitých střípků v mozaice poznatků, které snad v blízké budoucnosti bude možné využít k testování fyzikálních scénářů vycházejících za rámec dnešního Standardního modelu částicových interakcí.

LITERATURA

- [1] C. L. Cowan, F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse, A. D. McGuire: *Science* **124**, 103 (1956).
- [2] viz například W. Pauli: *Phys. Today* **31(9)**, 27 (1978).

- [3] A. Vančura: *Čs. čas. fyz.* **58**, 147 (2008).
- [4] J. N. Bahcall: *Phys. Rev. Lett.* **12**, 300 (1964).
- [5] R. Davis: *Phys. Rev. Lett.* **12**, 303 (1964).
- [6] G. Danby, J. M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. B. Mistry, M. Schwartz, J. Steinberger: *Phys. Rev. Lett.* **9**, 36 (1962).
- [7] M. L. Perl a kol.: *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1489 (1975).
- [8] K. Kodama a kol. [DONUT Collaboration]: *Phys. Lett. B* **504**, 218 (2001).
- [9] B. Pontecorvo: *Sov. Phys. JETP* **6**, 429 (1957) [*Ž. Exsp. Teor. Fiz.* **33**, 549 (1957)].
- [10] M. Gell-Mann, A. Pais: *Phys. Rev.* **97**, 1387 (1955).
- [11] S. Abe a kol. [KamLAND Collaboration]: *Phys. Rev. Lett.* **100**, 221803 (2008).
- [12] L. Wolfenstein: *Phys. Rev. D* **17**, 2369 (1978), S. P. Mikheev, A. Yu. Smirnov: *Sov. J. Nucl. Phys.* **42**, 913 (1985).
- [13] Y. Ashie a kol. [Super-Kamiokande Collaboration]: *Phys. Rev. Lett.* **93**, 101801 (2004).
- [14] B. Aharmim a kol. [SNO Collaboration]: *Phys. Rev. C* **72**, 055502 (2005).
- [15] C. Kraus a kol.: *Eur. Phys. J. C* **40**, 447 (2005) [arXiv:hep-ex/0412056].
- [16] M. Apollonio a kol. [CHOOZ Collaboration]: *Eur. Phys. J. C* **27**, 331 (2003).
- [17] F. Ardellier a kol. [Double Chooz Collaboration]: arXiv:hep-ex/0606025.
- [18] X. Guo a kol. [Daya-Bay Collaboration]: arXiv:hep-ex/0701029.
- [19] A. D. Dolgov: *Phys. Rep.* **370**, 333 (2002) [arXiv:hep-ph/0202122].
- [20] S. L. Glashow: *Nucl. Phys.* **22**, 579 (1961); A. Salam, J. C. Ward: *Phys. Lett.* **13**, 168 (1964); S. Weinberg: *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (1967).
- [21] P. Minkowski: *Phys. Lett. B* **67**, 421 (1977).
- [22] H. Georgi, S. L. Glashow: *Phys. Rev. Lett.* **32**, 438 (1974).
- [23] B. Bajc, G. Senjanovic, F. Vissani: *Phys. Rev. Lett.* **90**, 051802 (2003).

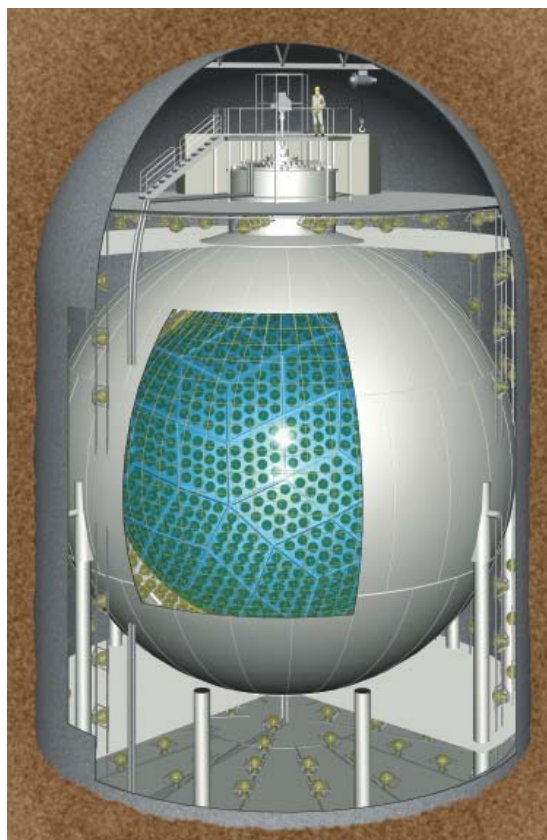


Schéma detekční aparatury KamLAND v dole Kamioka v Japonsku určené ke studiu antineutrin produkovaných zejména v reaktorech jaderných elektráren na ostrově Honšú.