

# CAPACITATI

## I. RAPORTARE ȘTIINȚIFICĂ

### FAZA DE EXECUȚIE NR. I

**CU TITLUL : "*Identificare surse fond de neutrini. Imbunatatirea performantelor sistemelor de detectie*"**

- RST – raport științific și tehnic**
- RFA – raport final de activitate (numai pentru faza finală)**
- Copia raportărilor financiare anterioare la Comisia Europeană, certificată de conducerea instituției contractante (dacă este cazul)**
- Declarație privind corelarea activităților și fondurilor din proiectul european PC – Anexa 2 – RST**

\*Prescurtări utilizate în modelele de raportare:

- RST – raport științific și tehnic
- RFA – raport final de activitate

# CAPACITATI

Anexa 1 – RST

## Indicatori de realizare a fazei/proiectului

Nr. crt.	Denumirea indicatorilor	UM
1	Investiții noi în infrastructura CDI	Mii lei
2	Gradul mediu de utilizare a echipamentelor CDI	%
3	Număr de entități susținute pentru creșterea capacității de ofertare a serviciilor de experiment	Nr.
4	Număr de reviste finanțate, din care: - Co-editate internațional - Indexate ISI - Incluse în alte baze de date internaționale recunoscute	Nr.
5	Cărți, atlase, dicționare și alte produse cu caracter științific publicate anual, în țară și în străinătate	Nr.
6	Număr de conferințe organizate, din care internaționale	Nr.
7	Număr de expoziții finanțate	Nr.
8	Valoarea investiției în infrastructură și servicii de comunicații	Mii lei
9	Ponderele cercetătorilor care au acces la resursele de informare științifică on-line	%
10	Număr de reviste dedicate popularizării științei	Nr.
11	Număr de proiecte de comunicare știință-societate	Nr.
12	Număr de proiecte de studii prospective	Nr.
13	Număr de proiecte de pregătire a unor participări la programe internaționale	Nr.
14	Număr de participări în proiecte internaționale	Nr.
15	Valoarea apelurilor tematice comune lansate	Mii lei

# **CAPACITATI**

**UNIVERSITATEA BUCUREȘTI  
FACULTATEA DE FIZICĂ**

**RAPORT ȘTIINȚIFIC ȘI TEHNIC  
pentru proiectul**

*"Design of a pan-European Infrastructure for Large Apparatus studying Grand unification, Neutrino Astrophysics and Long Baseline neutrino Oscillations""Design of a pan-European Infrastructure for Large Apparatus studying Grand unification, Neutrino Astrophysics and Long Baseline neutrino Oscillations",*

*Durata proiectului: 13 luni*

# CAPACITATI

## *Raport de cercetare științifică*

### *Identificarea surselor de fond de neutrini Îmbunătățiri ale performanțelor sistemelor de detecție*

*Raport pentru anul 2013*

#### *Obiectivele generale ale proiectului*

Uniunea Europeană investește sume importante în proiecte de cercetare având ca obiectiv cercetarea Universului, folosind radiația cosmică și – acolo unde este posibil – sisteme complexe de acceleratori. Un astfel de proiect este și cel care propune stabilirea condițiilor pentru construirea în subteran a unui megadetector de  $10^5$ - $10^6$  m<sup>3</sup>. Pentru atingerea acestui scop, Uniunea europeană a acceptat finanțarea proiectului FP7-INFRASTRUCTURES -2007 212343 „Design of a pan-European Infrastructure for Large Apparatus studying Grand Unification and Neutrino Astrophysics”. În acest proiect sunt vizate 7 laboratoare subterane din Europa aflate în: Marea Britanie, Franța, Spania, Finlanda, Italia, Polonia și România. La consorțiul de cercetare creat au participat numeroase instituții și întreprinderi europene, printre care și unele românești. Ulterior, în anul 2011, proiectul a fost dezvoltat și a fost aprobat cu noul titlu, și anume: „Design of a pan-European Infrastructure for Large Apparatus studying Grand Unification, Neutrino Astrophysics and Long Baseline Neutrino Oscillations”, având acronimul LAGUNA-LBNO, cu numărul 284518. În proiect sunt implicate peste 40 de instituții, între care se numără și unele românești, cum ar fi Facultatea de Fizică a Universității din București și Institutul Național de Fizică și Inginerie Nucleară „Horia Hulubei” FIN-HH.

Programul științific al Colaborării LAGUNA-LBNO urmărește, printre altele: testarea teoriilor de mare unificare, studii asupra Astrofizicii neutrinelor, cu luarea în considerare a oscilațiilor neutrinelor în baze de distanță foarte lungă (peste 2000 km) și implicațiile acestora pentru Știință, educație și societate.

Detectarea evenimentelor foarte rare în mega-detectori va permite căutarea dezintegrării protonului cu o sensibilitate fără precedent în raport cu toate experimentele existente. Trebuie menționat faptul că dezintegrarea protonului reprezintă consecința generică cea mai direct verificabilă a testelor de mare unificare. Detectarea dezintegrării protonului implică, în fapt, următoarele: (i) noi simetrii fundamentale între cuarci și leptoni, ceea ce ar permite o explicare directă a numărului identic al acestora; (ii) explicarea sarcinii electrice a fermionilor fundamentali; (iii) realizarea unui ghid pentru modelele de masă pentru fermioni și clarificări în problema amestecului; (iv) găsirea unor motivații pentru introducerea modelelor supersimetrice (SUSY) și introducerea de predicții de încredere pentru materia întunecată; (v) găsirea unei motivații pentru unele clase de modele, cum sunt cel de tip „see-saw”, și explicarea maselor foarte mici ale neutrinelor.

Mega-detectorii subterani reprezintă o oportunitate pentru noua generație de programe de Fizică pentru studiul neutrinelor pentru că se pot efectua studii de precizie ridicată pentru procesele de fuziune termonucleară din Soare, utilizând neutrini solari. De asemenea, se vor putea testa modelele geofizice pentru neutrini (neutrini proveniți din crusta terestră). O altă direcție este cea a detectării neutrinelor galactici proveniți din exploziile supernovelor. În aceste condiții, vor fi înțelese exploziile

## CAPACITATI

stelare și vor fi clarificate proprietăți ale neutrinelor. O direcție majoră, extrem de interesantă pentru această etapă a proiectului este cea a studierii oscilațiilor neutrinelor pentru baze lungi de oscilație (sute - mii de km).

În proiectele LAGUNA și LAGUNA-LBNO pentru detecția de astroparticule sunt analizați 3 tipuri de detectori, și anume: cu apă - numit MENPHYS, cu scintilator lichid - numit LENA, și cu argon lichid - numit GLACIER.

Din cele 7 laboratoare subterane aflate, inițial, în competiție, laboratoare situate în mine din Marea Britanie, Franța, Italia, Spania, Finlanda, Polonia și România, a fost selectat cel finlandez, cu deschiderea unor opțiuni de rezervă și/sau complementaritate, în funcție de finanțare, cu deosebire a celei finale.

România are un laborator subteran – realizat într-un contract de colaborare dintre IFIN-HH și Facultatea de Fizică a Universității din București – plasat în Salina „Unirea” din Slănic-Prahova. Avantajul minei „Unirea” constă în faptul că există deja o excavație, de circa 3 milioane metri cubi. Dezavantajul constă în adâncimea nu prea mare, fiind relativ aproape de suprafața, doar 208 m adâncime fizică, ceea ce reprezintă un echivalent de circa 900 m apă. Trebuie menționat că această adâncime îl face, totuși, compatibil cu unele din obiectivele științifice specifice pentru detectorul GLACIER. Informații suplimentare despre proiect se găsesc pe internet, pe următoarele situri:

<http://laguna.ethz.ch:8080/Plone>,

<http://indico.in2p3.fr/conferenceOtherViews.py?view=standard&confId=402>,

<http://www.ifj.edu.pl/dept/no1/nz16/agnieszka/index.php?page=cv>,

[http://209.85.129.132/search?q=cache:gEJ1mYKepMwJ:nwg.phy.bnl.gov/~diwan/nwg/fnal-bnl/sep16-17-2006/Rubbia\\_FNAL-](http://209.85.129.132/search?q=cache:gEJ1mYKepMwJ:nwg.phy.bnl.gov/~diwan/nwg/fnal-bnl/sep16-17-2006/Rubbia_FNAL-)

[BNL.fpt.pdf+LAGUNA+Poland+Zalewska&cd=5&hl=en&ct=clnk](http://BNL.fpt.pdf+LAGUNA+Poland+Zalewska&cd=5&hl=en&ct=clnk),

Acest proiect este împărțit în mai multe pachete de lucru. Printre cele mai importante se numără cele legate de proiectarea cavității și construirea detectorului, siguranță, mediu înconjurător și impact socio-economic, precum și cele dedicate realizărilor științifice și perspectivei.

Pe plan național, până la proiectul FP7 LAGUNA DS, respectiv, LAGUNA-LBNO, nu s-a pus problema construirii și exploatarei unui mega-detector de particule elementare amplasat în subteran. Pe plan internațional există deja o vastă experiență în Japonia unde au fost construiți primii megadetectori cu apă, numiți „Kamiokande”, respective, „Superkamiokande”. Este de notorietate că detecția neutrinelor proveniți din supernova SN-1987A, realizată cu ajutorul detectorului „Kamiokande” a condus la acordarea premiului Nobel pentru Fizică în anul 2002. În SUA și UE abia acum se pune problema construirii unui astfel de mega-detector. Abordările sunt diferite, în SUA și în UE, în ceea ce privește forma posibilă a mega-detectorului. În SUA, de exemplu, detectorul cu argon lichid propus a se construi este de formă paralelipipedică, iar în UE este de formă cilindrică.

O foarte scurtă listă de publicații pe acest domeniu este prezentată în continuare. Sunt incluse câteva lucrări ale membrilor grupului de cercetare.

[1]. A. Badertscher, L. Knecht, M. Laffranchi, A. Marchionni, G. Natterer, P. Otiougova, F. Resnati, A. Rubbia, “Construction and operation of a Double Phase LAr Large Electron Multiplier Time Projection Chamber”, To appear in the proceedings of 2008 IEEE Nuclear Science Symposium (NSS) and Medical Imaging Conference (MIC) and 16th International Workshop on Room-Temperature Semiconductor X-Ray and Gamma-Ray Detectors (RTSD), Dresden, Germany, 18-25 Oct 2008. e-Print: arXiv:0811.3384 [physics. ins-det]

[2]. Anokhina et al. [OPERA Collaboration], “Study of the effects induced by lead on the emulsion films of the OPERA experiment,” JINST 3 (2008) P07002 [arXiv:0805.0123 [physics. ins-det]].

[3]. A. Anokhina et al. [OPERA Collaboration], “Emulsion sheet doublets as interface trackers for the OPERA experiment,” JINST 3 (2008) P07005 [arXiv:0804.1985 [physics. ins-det]].

## CAPACITATI

- [4]. N. Abgrall et al., [NA61/SHINE Collaboration], "Report from the NA61/SHINE experiment at the CERN SPS," CERN-ANNUAL-REPORT-2007
- [5]. N. Abgrall et al. [NA61 Collaboration], "Calibration and analysis of the 2007 data," CERN-SPSC-SR-033
- [6]. J. Ellis, N. Harries, A. Mereaglia, A. Rubbia and A. Sakharov, "Probes of Lorentz Violation in Neutrino Propagation," Phys. Rev.D 78 (2008) 033013 [arXiv:0805.0253 [hep-ph]].
- [7]. N. E. Mavromatos, A. Mereaglia, A. Rubbia, A. Sakharov and S. Sarkar, "Quantum-Gravity Decoherence Effects in Neutrino Oscillations: Expected Constraints From CNCS and J-PARC," Phys. Rev. D 77 (2008) 053014 [arXiv:0801.0872 [hep-ph]].
- [8]. A. Badertscher et al., "A Possible Future Long Baseline Neutrino and Nucleon Decay Experiment with a 100 kton Liquid Argon TPC at Okinoshima using the J-PARC Neutrino Facility," arXiv:0804.2111 [hep-ph].
- [9]. A. Mereaglia and A. Rubbia, "Neutrino Oscillations With A Next Generation Liquid Argon TPC Detector in Kamioka or Korea Along The J-PARC Neutrino Beam," arXiv:0801.4035 [hep-ph].
- [10]. A. Rubbia and A. Sakharov, "Polarization measurements of gamma ray bursts and axion like particles," arXiv:0809.0612 [hep-ph].
- [11]. T. Kajita, S. B. Kim and A. Rubbia, "Summary of the 3rd International Workshop on a Far Detector in Korea for the J-PARC Beam," arXiv:0808.0650 [hep-ph]. 2008
- [12]. T. Enqvista, A. Mattilab, V. Fohra, T. Jamsen, M. Lehtolab, J. Narkilahtib, J. Joutsenvaarab, S. Nurmenniemi, J. Peltoniemi, H. Remesb, J. Sarkamob, C. Shena, I. Usoskinc Measurements of muon flux in the Pyhasalmi underground laboratory, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 554 (2005) 286–290
- [13]. Search for Neutrinos from GRB 080319B at Super-Kamiokande, The Super-Kamiokande Collaboration, Astrophys. J. 696, 10 (2009), [arXiv:0903.0624](#)
- [14]. Kinematic reconstruction of atmospheric neutrino events in a large water Cherenkov detector with proton identification, The Super-Kamiokande Collaboration, [arXiv:0901.1645](#)
- [15]. First Study of Neutron Tagging with a Water Cherenkov Detector, The Super-Kamiokande Collaboration, [arXiv:0811.0735](#)
- [16]. Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-II, The Super-Kamiokande Collaboration, [Phys. Rev. D 78, 032002 \(2008\)](#), [arXiv:0803.4312](#), [Pertinent SK information](#)
- [17]. Search for Matter-Dependent Atmospheric Neutrino Oscillations in Super-Kamiokande, The Super-Kamiokande Collaboration, [Phys. Rev. D 77, 052001 \(2008\)](#), [hep-ex/arXiv:0801.0776](#)
- [18]. H. Falcke, W.D. Apel, F. Badea, L. Bahren, K. Bekk, A. Bercuci, M. Bertaina, P.L. Biermann, J. Blumer, H. Bozdog, I.M. Brancus, S. Buitink, M. Bruggemann, P. Buchholz, H. Butcher, A. Chiavassa, K. Daumiller, A.G. de Bruyn, C.M. de Vos, F. Di Pierro, P. Doll, R. Engel, H. Gemmeke, P.L. Ghia, R. Glasstetter, C. Grupen, A. Haungs, D. Heck, J.R. Horandel, A. Horneffer, T. Huege, K.H. Kampert, G.W. Kant, U. Klein, Y. Kolotaev, Y. Koopman, O. Kromer, J. Kuijpers, S. Lafebre, G. Maier, H.J. Mathes, H.J. Mayer, J. Milke, B. Mitrica, C. Morello, G. Navarra, S. Nehls, A. Nigl, R. Obenland, J. Oehlschlager, S. Ostapchenko, S. Over, H.J. Pepping, M. Petcu, J. Petrovic, S. Plewnia, H. Rebel, A. Risse, M. Roth, H. Schieler, G. Schoonderbeek, O. Sima, M. Stumpert, G. Toma, G.C. Trinchero, H. Ulrich, S. Valchierotti, J. Van Buren, W. Van Cappellen, W. Walkowiak, A. Weindl, S. Wijnholds, J. Wochele, J. Zabierowski, J.A. Zensus, D. Zimmermann, Detection and imaging of atmospheric radio flashes from cosmic ray air showers. 2005, Nature 435, 313-316
- [19]. B. Mitrica, I. M. Brancus, H. Rebel, J. Wentz, A. Bercuci, G. Toma, C. Aiftimiei, M. Duma, Experimentally guided Monte Carlo calculations of the atmospheric muon and neutrino flux. Nucl. Phys. Proc. Suppl. 151: 295-298, 2006
- [20]. *Ionel Lazanu, Aana-Maria Apostu, Iliana Brâncuș, ..., Alexandru Jipa, ... - About the possibility to measure some standard model parameters and search for New Physics with low energy neutrinos -*

## CAPACITATI

*Romanian Reports in Physics* 64(1)(2012)24-32

[21]. Daniela Cheșneanu, **Alexandru Jipa**, Ionel Lazanu - *The study of neutrino-nucleus interactions using a Monte Carlo generator – University "Politehnica" Bucharest Scientific Bulletin – Series A- Applied Mathematics and Physics* 74(2)(2012)161-167

[22]. **Alexandru Jipa** – *From nuclear matter to Big Bang and back. New results on the nuclear matter dynamics in relativistic and ultrarelativistic nuclear collisions - Seminar prezentat la Institutul de Fizică al Universității din Helsinki, Finlanda, 7 iunie 2012 (o oră) - <http://www.hip.fi/seminars/seminarlist12.html>*

[23]. Daniela Cheșneanu, **Alexandru Jipa** – *Methods for reconstruction of kinematic variables in neutrino-nucleus interactions - Sesiunea Anuală de Comunicări Științifice a Facultății de Fizică, 22 iunie 2012, Măgurele (prezentare orală)*

[24]. Claudia Gomoiu, **Alexandru Jipa**, Romul Mircea Mărgineanu, Ana-Maria Blebea-Apostu - *Preliminary measurements of thermoluminescent response in salt rocks - Sesiunea Anuală de Comunicări Științifice a Facultății de Fizică, 22 iunie 2012, Măgurele (prezentare orală)*

[25]. Denis Stanca, Bogdan Mitrică, Mihai Petcu, Iliana Brâncuș, **Alexandru Jipa**, A. Haungs, Hans Gerhard Rebel, Alexandra Săftoiu, Gabriel Toma - **Journal of Physics: Conference Series** 409(2013)012136 - *Measurements of the atmospheric muon flux using a mobile detector based on plastic scintillators read-out by optical fibers and PMTs – Proceedings of the 23<sup>rd</sup> European Cosmic Ray Symposium and 23<sup>rd</sup> Russian Cosmic Ray Conference, 2012*

### **Obiectivele fazei proiectului**

#### **Metode de lucru și de evidențiere a aspectelor de interes**

Avându-se în vedere obiectivele generale ale proiectului LAGUNA-LBNO și gradul posibil de implicare a membrilor echipei de cercetare, în prezent, ca obiective specifice au fost propuse următoarele: (a) *Identificarea surselor de fond de neutrini*; (b) *îmbunătățiri ale performanțelor sistemelor de detecție*.

Cele două obiective majore au permis câteva activități de cercetare specific, cu luarea în considerare a unor preocupări anterioare și a dotărilor existente. Măsurătorile anterioare au indicat faptul că sare din Salina „Unirea” de la Slănic Prahova au un conținut extrem de redus de izotopi radioactivi (sub 1 ppm), ceea ce permite condiții bune de detecție și scădere semnificativă a fondului de radiații la măsurători în subteran (Claudia Gomoiu, **Alexandru Jipa**, Romul Mircea Mărgineanu, Ana-Maria Blebea-Apostu - Preliminary measurements of thermoluminescent response in salt rocks - Sesiunea Anuală de Comunicări Științifice a Facultății de Fizică, 22 iunie 2012, Măgurele (prezentare orală)). De asemenea, măsurătorile de flux de miuoni – la suprafață și în subteran – realizate cu detectorul de mobil de miuoni (B.Mitrică, R.Mărgineanu, Iliana Brâncuș, ..., I.Lazanu, ..Al.Jipa,... - *Romanian Reports in Physics* 62(4)(2010)750-757, B.Mitrică, R.Mărgineanu, ..., I.Lazanu, ..Al.Jipa, ... - *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*654(2011)176-183) au permis estimări ale adâncimii efective a minei, în metri de apă echivalenți.

În aceste condiții s-au putut efectua simulări cu coduri de calcul și unele măsurători pentru a analiza posibile surse de fond de neutrino/anineutrini de la reactoarele nucleare din zona geografică vecină. S-a început cartografierea grosimii stratului de sare și rocă aflat deasupra minei „Unirea” din Slanic Prahova. Ținând seama că suprafața minei este de circa 70000 m<sup>2</sup>, măsurările de miuoni s-au făcut în 10 puncte, folosindu-se laboratorul mobil existent la IFIN-HH. **Experimentele s-au derulat în colaborare cu IFIN-HH.**

Datele experimentale astfel obținute sunt folosite în prezent pentru a stabili dimensiunile minime ale unui detector care să permit o rată de numărare rezonabilă. *Datele obținute din măsurarea fluxului de miuoni în subteran pot fi folosite pentru a fundamenta din punct de vedere științific*

## CAPACITATI

*alegerea detectorului cu argon lichid ca soluție optimă pentru adâncimi relativ mici, sub 1000 mwe. Tot în această etapă s-au obținut unii parametri de rocă, parametri necesari în calculul unei cavități de mari dimensiuni, de circa 45 m înaltime, 80 m lungime și 80 m lățime, **cavitate necesară amplasării detectorului GLACIER de formă cilindrică cu diametrul de 75 m și înălțimea de 30 m, ca rezervă la opțiunea de bază a colaborării, mina de granit de lângă Oulu, Finlanda.***

Tot în cadrul acestei etape au fost făcute simulări pentru investigarea limitelor secțiunilor eficiente de interacție pentru diferite sisteme (hadron-hadron, hadron-nucleu, lepton-hadron, lepton-nucleu, și nucleu-nucleu) la diferite energii.

De asemenea, au permis prime propuneri pentru realizarea de surse de neutrino la viitorul aranjament experimental ELI-NP, cu posibilitatea măsurării lor în laboratorul subteran. Acestea au impus noi acțiuni legate de cunoașterea performanțelor de interes ale acceleratoarelor și fasciculelor care pot fi extrase, posibilele impurificări de la alte surse și dezvoltarea unor propuneri de detectori. **Dezvoltările asociate vor face obiectul următoarei faze, în cadrul proiectului**

### **Fondul radioactiv în mina „Unirea” de la Slănic-Prahova**

#### Introducere

Fondul radioactiv extrem de redus în laboratoare este o cerință esențială pentru succesul diferitelor clase de experimente, în particular, pentru cele de punere în evidență a unor procese foarte rare, ca, de exemplu, **dezintegrarea protonului, existența diferitelor componente ale materiei întunecate** - în special, *particule masive care interacționează slab* (WIMPs), *dezintegrări duble fără neutrini, măsurări directe ale masei neutrinelor electronici*.

În același timp, trebuie acordată o mare atenție posibilelor surse de radiații din materialul detectorului sau a electronicii și componentelor folosite, dar, de asemenea, trebuie considerată și posibilitatea apariției de izotopi radioactivi, ca procese secundare în urma expunerii permanente a acestor materiale la radiația cosmică. În același timp, izotopi ale unor elemente existente în rocile pereților acestor laboratoare pot fi activate de radiațiile cosmice.

Cele mai multe studii pentru determinarea fondului radioactiv în laboratoare amplasate în locații subterane sau tunele. Ele au fost realizate în condițiile care presupun roci standard și luând în considerare adâncimile la care sunt situate acestea. Un caz special este reprezentat de salinele în care sunt construite laboratoarele, în caverne uriașe obținute în urma exploatării sării. Laboratorul subteran selectat pentru potențiale experimente de Astrofizică este situat în mina de sare "Unirea" de la Slănic-Prahova. Acest amplasament este situat la circa 440 de metri altitudine față de nivelul mării. Diferența de nivel dintre suprafață și nivelul inferior al salinei este de 208 m. Temperatura de 12,6 grade Celsius este constantă pe tot parcursul anului, iar nivelul de umiditate din subteran este de ordinul a 50-60 % . Ventilația în mină se face în mod natural.

Domenii științifice diferite, ca Fizica astroparticulelor, Biologia, Geologia și Ingineria pot profita de mediul subteran foarte special și de facilitățile existente. O analiză comparativă a laboratoarelor subterane existente – în special pentru cele din Europa - a fost realizată de Bettini [1]. Investigații foarte detaliate s-au făcut pentru diferite laboratoare, acestea cuprinzând măsurători care acoperă informații despre izotopii radioactivi și concentrațiile acestora în rocile respective, tipurile de radiații cu fluxuri și distribuții energetice ale acestora, dar și modelarea și simularea fondului radioactiv. Prin comparație, există mult mai puține studii pentru laboratoarele subterane în roci de sare. Pentru laboratorul subteran de la Slănic-Prahova rezultatele măsurărilor existente sunt incluse, în bună măsură, în lucrările [2-8].



## CAPACITATI

### Analiza surselor externe de radiații

Există mai multe surse posibile de radiații în subteran. În cele ce urmează sunt listate principalii izotopi radioactivi și metodele de evidențiere și reducere a efectelor

### Problema potasiului

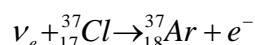
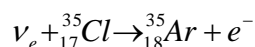
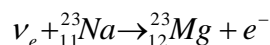
$^{40}\text{K}$  cauzează probleme doar aproape de suprafața detectorului. Un ecran de aproximativ doi metri grosime echivalent apă reduce semnificativ efectele acestei componente radioactive.

### Uraniul și thoriul

Izotopii proveniți din seriile de dezintegrare ale uraniului și thoriului reprezintă o alta sursă de radiații nucleare, iar prezența radonului reprezintă un poluant radioactiv periculos. În aceste serii de dezintegrare energiile se extind până la aproximativ 3.27 MeV [9]. În cazul minelor de sare, situația este diferită, deoarece prezența acestor elemente este corelată doar cu impuritățile prezente în compoziția rocilor de sare. În cazul particular, de la Slănic-Prahova, analiza prin activare cu neutroni epitermici a pus în evidență numai niveluri foarte scăzute din aceste elemente: 6.4 ppm pentru uraniu și 5,5 ppm pentru thoriu [10]. În această analiza, neutrinii cosmici, captura muonilor și neutronii din interacțiunile muonilor au fost considerate surse de radioactivitate externă.

### Reacții induse de neutrini electronici în roca de sare

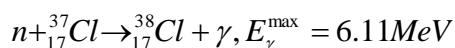
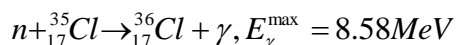
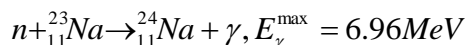
Natriul natural este compus din izotopul 23, în timp ce clorul natural are doi izotopi, cu numerele de masă 35 și 37, aflați în concentrațiile relative de 75,5% și, respectiv, 24,5 %. Energia de prag a reacției cu Na este ~7.5 MeV pentru starea fundamentală, în timp ce pentru reacțiile cu Cl, aceste praguri sunt la 5 MeV și, respectiv, 0,8 MeV. Excitățile argonului în aceste procese sunt foarte puțin probabile. Neutrinii interacționează cu izotopii de Na și Cl prin reacțiile:



Reacțiile de captură pentru miuoni cosmici în rocă sunt date mai jos:

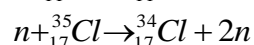
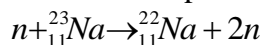
$\mu^- + {}^{23}_{11}\text{Na} \rightarrow {}^{23}_{10}\text{Ne} + \nu_\mu$	$\mu^- + {}^{23}_{11}\text{Na} \rightarrow {}^{22}_{10}\text{Ne} + n + \nu_\mu$
$\mu^- + {}^{35}_{17}\text{Cl} \rightarrow {}^{35}_{16}\text{S} + \nu_\mu$	$\mu^- + {}^{35}_{17}\text{Cl} \rightarrow {}^{34}_{16}\text{S} + n + \nu_\mu$
$\mu^- + {}^{37}_{17}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}_{16}\text{S} + \nu_\mu$	$\mu^- + {}^{37}_{17}\text{Cl} \rightarrow {}^{36}_{16}\text{S} + n + \nu_\mu$

Neutronii interacționează cu atomii de sare conform cu următoarele clase de reacții:

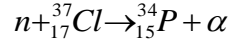
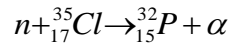
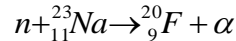
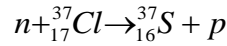
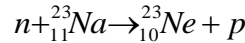


Secțiunile eficace pentru captura neutronilor termici sunt:  $(0.528 \pm 0.005)b$ , în  ${}^{23}_{11}\text{Na}$ , respective,  $35.5 b$  în Cl.

Alte procese induse de neutroni în roca de sare pot fi următoarele (lista nu este exhaustivă):



# CAPACITATI



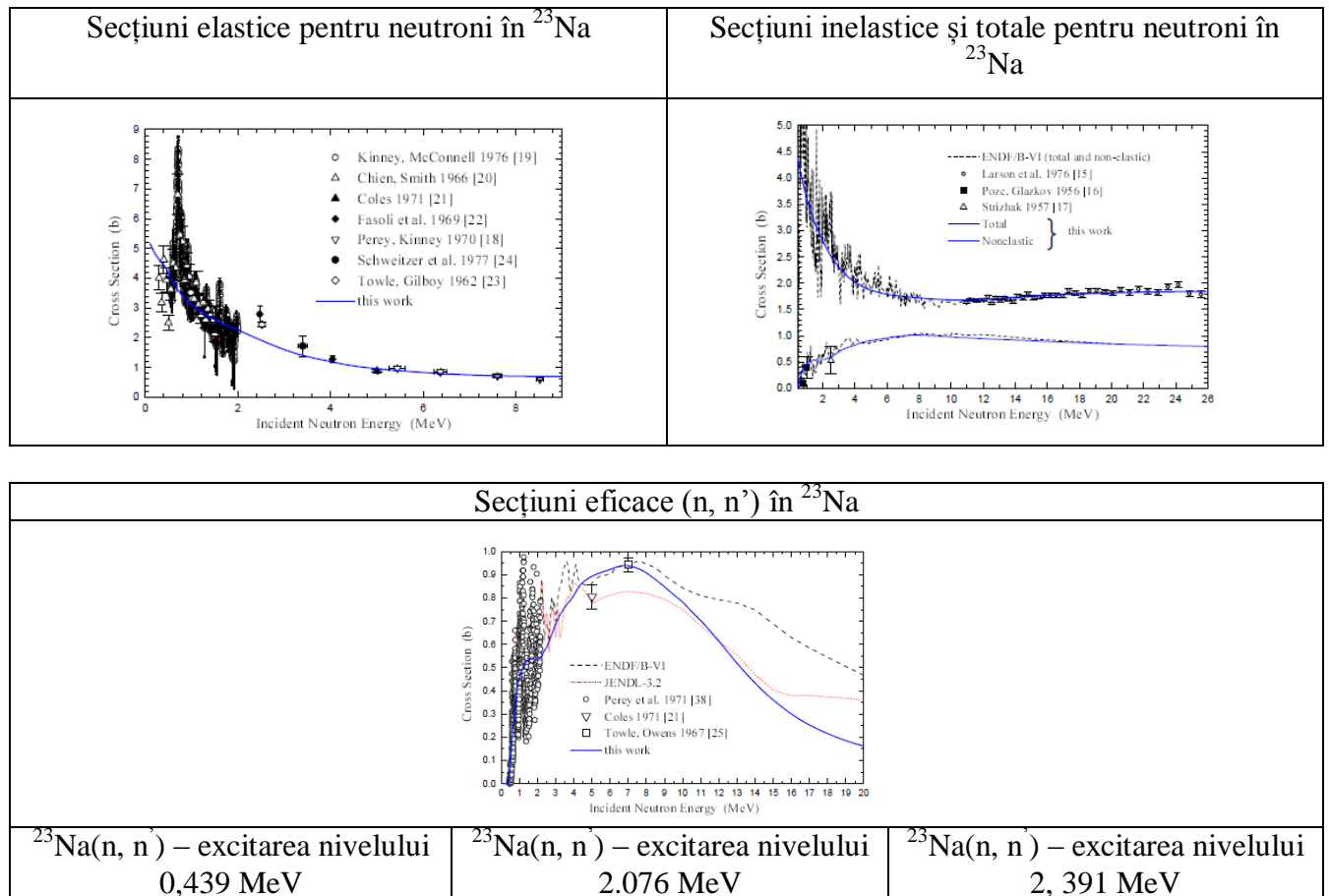
O serie de predicții legate de fluxuri de particule (muoni și neutroni) sunt date în lucrarea [11]. O analiză detaliată și diferite compilații ale datelor experimentale există în Ref. [12-16]. O parte din rezultate sunt incluse în anexa de la acest capitol.

Investigarea surselor de fond pentru laboratorul subteran de la Slănic-Prahova, identificarea acestora și măsurarea diferitelor contribuții, precum și estimarea/simularea acestora este o activitate care este în plină desfășurare.

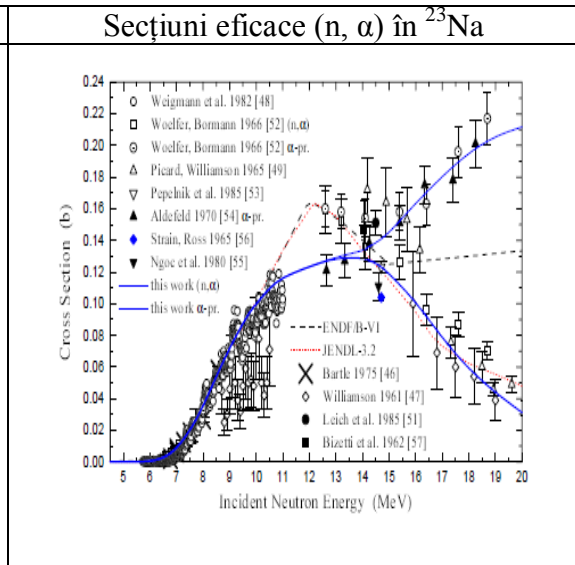
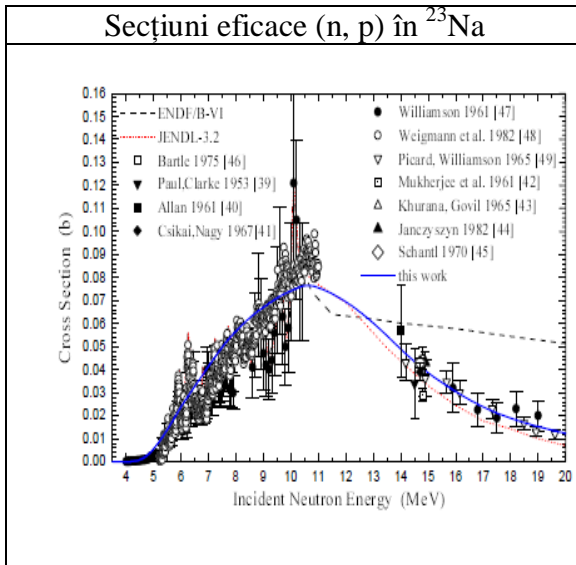
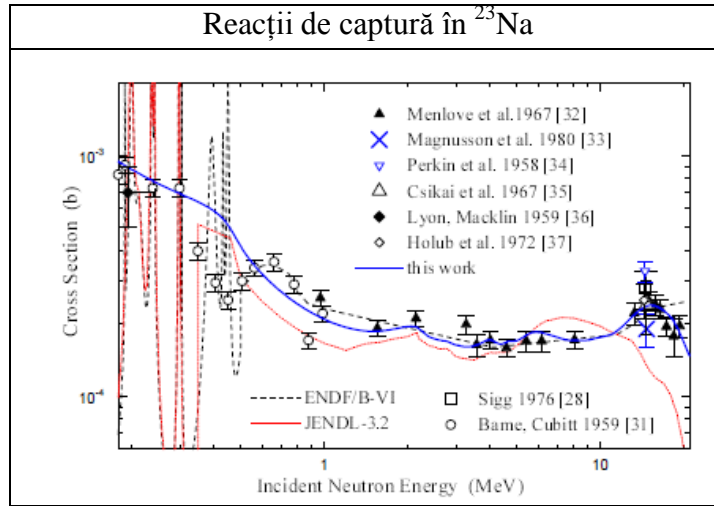
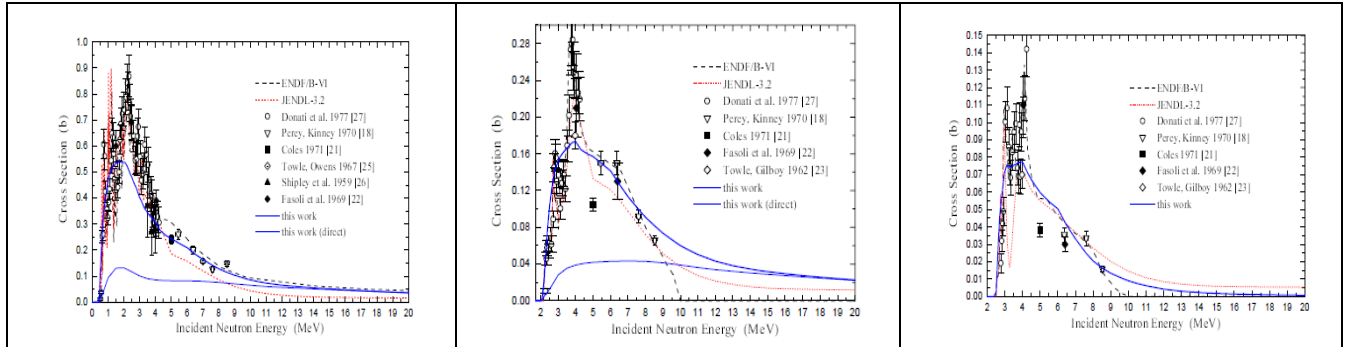
## Anexă

### Compilație cu secțiuni eficace măsurate și modelate

#### Reacții induse de neutroni în ${}^{23}\text{Na}$ [12]

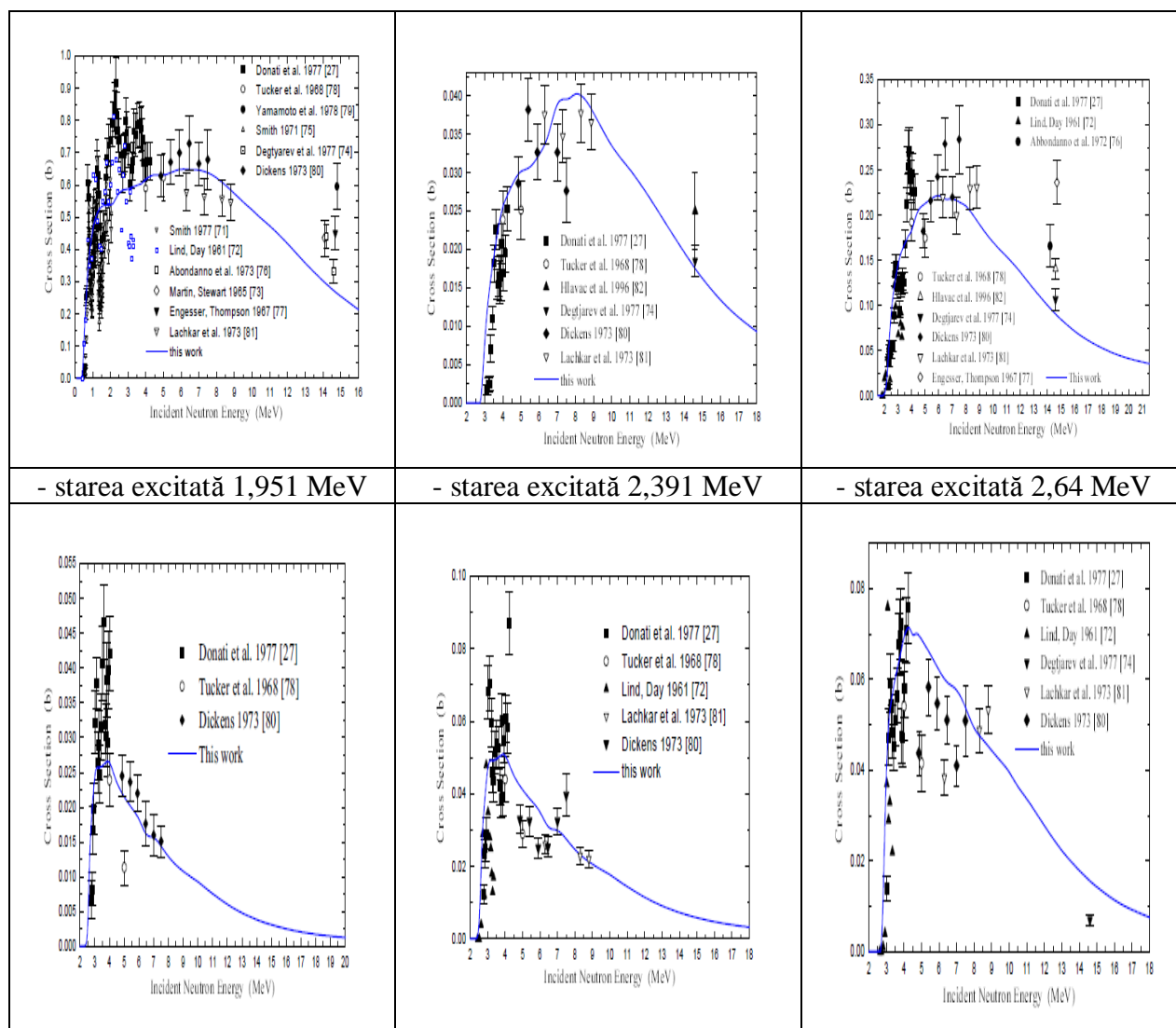


# CAPACITATI



Secțiuni eficace (n, $\gamma$ ) în $^{23}\text{Na}$		
- starea excitată 0,439 MeV	- starea excitată 0,628 MeV	- starea excitată 1,636 MeV

# CAPACITATI



## Valori numerice pentru unele secțiuni eficace

Referința [15]

Izotopul	Secțiunea eficace de captură [b]
Cl-35	$43.55 \pm 0.40$
	$43.6 \pm 0.4$
Cl-37	$0.430 \pm 0.006$
	$0.433 \pm 0.006$

Referința [16]

*Secțiuni eficace elastice termice, în barni [b], pentru două temperaturi  $T = 0\text{ K}$ , and  $293.6\text{ K}$*

$^{23}_{11}\text{Na}$	T=0	3.320E+0	3.020E+0	3.020E+0	3.320E+0	3.020E+0	$3.040\text{E}+0 \pm 7.000\text{E}-3$
	T=293.6	3.390E+0	3.090E+0	3.090E+0	3.390E+0	3.090E+0	

## CAPACITATI

$^{35}_{17}\text{Cl}$	T=0	2.070E+1	2.070E+1	2.060E+1	2.070E+1	2.060E+1±3.000E-1
	T=293.6	2.100E+1	2.100E+1	2.090E+1	2.100E+1	

### *Secțiuni eficiente termice de captură, în barni [b]*

$^{23}_{11}\text{Na}$	5.280E-1	5.314E-1	5.314E-1	5.280E-1	5.314E-1	4.237E-1	5.170E-1±4.000E-3
$^{35}_{17}\text{Cl}$	4.361E+1	4.362E+1	4.360E+1	4.362E+1	4.363E+1	4.360E+1±4.000E-1	
$^{37}_{17}\text{Cl}$	4.331E-1	4.331E-1	4.329E-1	4.331E-1	4.333E-1	4.330E-1±6.000E-3	

### *Bibliografie*

- [1]. A.Bettini - The world underground scientific facilities. A compendium, Proceedings of TAUP 2007, [arXiv:0712.1051](https://arxiv.org/abs/0712.1051)
- [2]. R. Margineanu, C. Simion, S. Bercea, O.G. Dului, D. Gheorghiu, A. Stochioiu, M. Matei - Applied Radiation and Isotopes, **66**, 1501 (2008)
- [3]. R.M. Margineanu, A.M. Apostu, O.G. Dului, S. Bercea, C.M. Gomoiu, C.I. Cristache, Applied Radiation and Isotopes, **67**, 759 (2009)
- [4]. B. Mitrica, R. Margineanu, I.M. Brancus, I. Lazanu, A. Jipa, O. Sima, M. Dima, G. Toma, A. Saftoiu, A. Apostu, C. Gomoiu, M. Petre - Romanian Reports in Physics, Vol. 62, No. 4, P. 750–757, 2010
- [5]. A. M. Apostu, Al. Chiroasca, C. Gomoiu, Al. Jipa, I. Lazanu, R. Margineanu, B. Mitrica, D. Stanca - Romanian Reports in Physics, Vol. 63, No. 1, P. 220–225, 2011
- [6]. I. Lazanu, A. Apostu, I. Brancus, O.G. Dului, A. Jipa, R.M. Margineanu, B. Mitrica, A. Saftoiu, O. Sima, Romanian Reports in Physics, Vol. 64, No. 1, P. 24–32, 2012
- [7]. D. Chesneanu, A. Jipa, I. Lazanu, R. Margineanu, B. Mitrica - Romanian Reports in Physics, Vol. 64, No. 3, P. 695–701, 2012
- [8]. I. Lazanu, Al. Chilug - Romanian Reports in Physics, Vol. 64, No. 4, P. 977–985, 2012
- [9]. Glenn R. Jocher et.al. - Theoretical Antineutrino Detection, Direction and Ranging at Long Distances, arXiv:1307.2832
- [10]. C.Cristache, C.A. Simion, R.M. Margineanu, M. Matei, O.G. Dului - Radiochimica Acta 97, 333-337, 2009
- [11]. A. Chilug - Estimation of the radioactivity induced by cosmic rays in the rock salt cavern of an underground laboratory – acceptata spre publicare ]n Romanian Reports in Physics
- [12]. E. L. Trykov, I. R. Svinin, Analysis and reevaluation of the neutron cross sections for  $^{23}\text{Na}$ , IAEA, 2000, INDC(CCP)-425
- [13]. M.Bormann, H.Neuert, W.Scobel, in [Handbook on Nuclear Activation Cross-Sections, IAEA, 1974, www-nds.iaea.org/publications/tecdocs/technical-reports-series-156.pdf](https://www-nds.iaea.org/publications/tecdocs/technical-reports-series-156.pdf)
- [14]. <http://environmentalchemistry.com/yogi/periodic/crosssection.html>
- [15]. S.F. Mughabghab, IAEA, 2003, INDC(NDS)-440
- [16]. B. Pritychenko, S.F. Mughabghab, [arXiv:1208.2879v3](https://arxiv.org/abs/1208.2879v3)

# CAPACITATI

## Anexă generală

### Bazele Fizicii neutrinelor

#### Introducere

Neutriful a fost propus prima data de W. Pauli in 1930 [3] ca fiind o particula neutra, fara masa si cu spin  $\frac{1}{2}$ , cu scopul de a rezolva problema neconservarii energiei in dezintegrarea beta. De atunci s-a depus un efort foarte mare pentru a elabora o teorie care sa descrie particulele elementare si interactiile dintre ele. Prin urmare, neutrinii au devenit una dintre pietrele de temelie ale Modelului Standard (MS) al particulelor elementare insa unele dintre proprietatile lor precum masa si tipul de particula (Dirac sau Majorana) sunt inca necunoscute.

#### Neutrinii in cadrul Modelului Standard

Modelul Standard (MS) al interactiilor si particulelor elementare s-a dovedit a fi o teorie de succes in ceea ce priveste descrierea datelor experimentale. Particulele elementare se impart in doua grupe de 6 fermioni (particule cu spin  $\frac{1}{2}$ ), fiecare grupa fiind formata din 3 familii:

1. leptoni:  $\begin{bmatrix} e(\text{electron}) \\ \nu_e(\text{neutrino electronic}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mu(\text{muon}) \\ \nu_\mu(\text{neutrino muonic}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tau(\text{tau}) \\ \nu_\tau(\text{neutrino taonic}) \end{bmatrix}$
2. cuarci:  $\begin{bmatrix} u(\text{up}) \\ d(\text{down}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c(\text{charm}) \\ s(\text{strange}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} t(\text{top}) \\ b(\text{bottom}) \end{bmatrix}$

In cadrul MS se cunosc 4 tipuri de interactii, fiecare mediata de bozoni (particule cu spin intreg): i) interactia electromagnetica, mediata de fotonul  $\gamma$ ; ii) interactia slaba, mediata de particulele  $W^\pm$  si  $Z^0$ ; iii) interactia tare, mediata de gluon, studiata in acceleratoarele de particule de tip electron-proton; iv) interactia gravitacionala despre care se stiu mai putine lucruri in comparatie cu celelalte trei interactii.

Proprietatile fermionilor si ale mediatorilor sunt prezentate in tabelul 1 respectiv tabelul 2. In cadrul MS fermionii si bozonii de etalonare capata masa datorita mecanismului Higgs[4] care introduce un camp aditional ce are o particula asociata numita bozonul Higgs.

#### Numarul leptonic in Modelul Standard

Fiecare familie de leptoni are asociat un numar cuantic numit numar leptonic. Exista trei numere cuantice leptonice: numarul leptonic al electronului ( $L_e$ ), numarul cuantic leptonic al muonului ( $L_\mu$ ) si numarul cuantic leptonic al taonului ( $L_\tau$ ). Electronii si neutriful electronic au  $L_e=1$  iar pozitronii si antineutriful electronic au  $L_e=-1$ . Pentru toti ceilalti leptoni  $L_e=0$ . In mod similar  $L_\mu=0$  si  $L_\tau=0$  pentru leptonii care nu fac parte din familia leptonului  $\mu$ , respectiv familia leptonului  $\tau$ . Numarul leptonic se conserva intotdeauna in interactiile neutrinelor deoarece neutriful apare in combinatie cu leptonul din aceeasi familie.

# CAPACITATI

	fermions	charge	mass
leptons	electron ( $e$ )	-1	0.51 MeV
	electron-neutrino ( $\nu_e$ )	0	< 2 eV
	muon ( $\mu$ )	-1	105.6 MeV
	muon-neutrino ( $\nu_\mu$ )	0	< 2 eV
	tau ( $\tau$ )	-1	1777 MeV
	tau-neutrino ( $\nu_\tau$ )	0	< 2 eV
quarks	up (u)	+2/3	1.5–4 MeV
	down (d)	-1/3	4–8 MeV
	charm (c)	+2/3	1.15–1.35 GeV
	strange (s)	-1/3	80–130 MeV
	top (t)	+2/3	174 ± 5 GeV
	bottom (b)	-1/3	4.1–4.4 GeV

**Tab. 1.** Fermionii in Modelul Standard

gauge bosons	interaction	mass (GeV)
$\gamma$ (photon)	electromagnetic	0
Z boson	weak	91.188±0.002
$W^\pm$ boson	weak	80.425 ± 0.038
g (gluon)	strong	0

**Tab. 2.** Bozonii de etalonare in Modelul Standard

## Masa neutrinilor

Deși MS este o teorie de succes, aceasta nu este capabilă să explice conceptul de masă a neutrinilor. În MS neutrinii sunt considerați particule cu helicitate de stangă (direcția spinului și direcția mișcării sunt opuse), ceea ce exclude posibilitatea ca neutrinii să aibă masă deoarece helicitatea (proiecția spinului pe direcția impulsului) se conservă numai pentru particulele fără masă. Oricum, observarea oscilațiilor între diferite familii de neutriți [6,7] a condus la concluzia că stările proprii de masă ale neutrinului ( $\nu_1, \nu_2, \nu_3$ ) sunt diferite de stările proprii de aromă ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ) și astfel s-a demonstrat că neutrinii au masă. Acest fapt a dus la apariția a două întrebări fundamentale: care este natura masei neutrinului și care este valoarea acestei mase? (secțiunea 1.4).

Pentru a studia natura masei neutrinului se considera că acesta este fie o particulă Dirac, ceea ce înseamnă că particula diferă de antiparticula sa, fie o particulă Majorana, semnificând faptul că poate fi propria antiparticula. Deoarece nu există un motiv fundamental pentru ca în cadrul MS neutrinul să aibă masă nulă, modelul poate fi extins pentru a include cei doi termeni de masă, Dirac și Majorana, în cadrul Lagrangianului. În prezent, rezultatele experimentale nu favorizează existența nici unui dintre cei doi termeni de masă.

Se poate demonstra că neutrinul este o particulă de tip Majorana dacă se demonstrează existența dezintegrării beta dubla fără neutriți  $(Z, A) \rightarrow (Z-2, A) + 2e^-$ , în care tranziția nucleară duce la modificarea numărului cuantic leptonic  $L$  cu 2 unități, lucru care este permis numai în cadrul acestei ipoteze. Oricum, acest tip de dezintegrare nu a fost observat experimental până în prezent [1,39,59].

Încercările experimentale de a măsura direct masă neutrinului au reușit să stabilească un set de limite [27]. Masa antineutrinului electronic a fost investigată prin intermediul dezintegrării  $\beta$  a tritiului  ${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + e^- + \tilde{\nu}_e$ . Limitele masei pentru această particulă au fost obținute prin fitarea cozii spectrului de energie al electronului. Cele mai bune limite provin de la experimentele din Mainz și Troisk [165,166]:

Mainz

Troisk

## CAPACITATI

$$m_{\nu_e}^2 = -1.2 \pm 2.2 \pm 2.1 \text{ eV}^2$$

$$m_{\nu_e} < 2.2 \text{ eV (95\% CL)}$$

$$m_{\nu_\mu}^2 = -2.3 \pm 2.5 \pm 2.0 \text{ eV}^2$$

$$m_{\nu_\mu} < 2.1 \text{ eV (95\% CL)}$$

Daca se presupune ca neutrinō este o particula de tip Majorana atunci setul de limite pentru masa neutrinōului electronic se obtine din studiul dezintegrarii beta dubla fara neutrini:

$$m_{\nu_e} < 300 \text{ eV (95\% CL) [A]}$$

Pentru a determina masa neutrinōului muonic s-a studiat dezintegrarea pionului pozitiv:  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ . In cadrul acestui proces marimile care influenteaza precizia masuratorilor sunt masa pionului si impulsul muonului. Ultima valoare determinata a limiteli masei  $\nu_\mu$  este:

$$m_{\nu_\mu} < 0.19 \text{ MeV (90\% CL) [A]}$$

In ceea ce priveste limitele impuse asupra masei  $\nu_\tau$ , acestea au fost determinate din studiul dezintegrarilor leptonului  $\tau$ :  $\tau \rightarrow 5\pi(\pi^0) + \nu_\tau$  si  $\tau \rightarrow 3\pi(\pi^0) + \nu_\tau$ . Ultimele rezultate au fost obtinute de colaborarea ALEPH la LEP, CERN[A]:

$$m_{\nu_\tau} < 18.2 \text{ MeV (95\% CL)}$$

### Neutrinōul de tip Dirac

Termenul de masa Dirac din Lagrangianul neutrinōului se scrie astfel [8]:

$$\mathcal{L}_{m_D} = \overline{\nu_R^0} \nu_L^0 + \overline{\nu_L^0} \nu_R^0 \quad (1)$$

unde  $m_D$  este matricea nediagonala de masa Dirac si  $\nu_L^0$  si  $\nu_R^0$  sunt familiile de neutrini de chiralitate stanga si de chiralitate dreapta;

$$\nu_L^0 = \begin{pmatrix} \nu_{eL}^0 \\ \nu_{\mu L}^0 \\ \nu_{\tau L}^0 \end{pmatrix}, \nu_R^0 = \begin{pmatrix} \nu_{eR}^0 \\ \nu_{\mu R}^0 \\ \nu_{\tau R}^0 \end{pmatrix} \quad (2)$$

Termenul al doilea din ecuatia (1) este conjugata hermitica (h.c) a primului termen. Deoarece neutrini de dreapta nu cupleaza in interactia slaba modelul Dirac prezice existenta a 3 neutrini care nu interactioneaza si care nu pot fi detectati. Termenii de masa Dirac presupun existenta a 4 componente independente ( $\nu_L^0, \nu_R^0, \overline{\nu_L^0}, \overline{\nu_R^0}$ ), ceea ce inseamna ca neutrinōul si antineutrinōul sunt particule distincte si numarul leptonic se conserva. Modelul Dirac conduce la un cuplaj slab al neutrinōului la campul Higgs (in comparatie cu cuplajul altor leptoni). Acest model nu explica de ce masa neutrinōului este mult mai mica decat a altor leptoni.



# CAPACITATI

## Neutriful de tip Majorana

Termenul de masa Majorana poate fi construit atat pentru neutriful cu helicitate de dreapta cat si pentru neutriful cu helicitate de stanga. Deoarece se obisnuieste sa se scrie termenul de masa pentru neutriful cu helicitate de dreapta, Lagrangianul are expresia:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} m_{RM} \overline{(v_R^0)^c} v_R^0 + h.c. \quad (3)$$

unde  $m_{RM}$  este matricea simetrica de masa Majorana si  $\overline{(v_R^0)^c}$  este componenta conjugata a  $v_R^0$ , care satisface conditia  $\overline{(v_R^0)^c} = C \overline{(v_R^0)^T}$  unde C este matricea conjugata iar T reprezinta transpunerea. Acest camp are de asemenea proprietatea conform careia  $\overline{(v_R^0)^c} = P_L \overline{(v^0)^c}$ , unde  $P_L$  este operatorul proiectiilor de stanga de unde rezulta ca  $\overline{(v_R^0)^c}$  are helicitate de stanga. Acest lucru semnifica miscarea intr-un sistem de referinta in care helicitatea se schimba. Neutrifii Majorana sunt singurii fermioni care pot coincide cu antiparticulele lor deoarece sunt particule neutre. Teoria Majorana este mult mai simpla decat teoria Dirac deoarece campul neutrifilor de tip Majorana are doar 2 componente ( $v_R^0, \overline{(v_R^0)^c}$ ) in comparatie cu cele patru componente ale campului neutrifilor de tip Dirac. Intrucat nu exista motive pentru a crede ca termenul Majorana este nul, neutrifii sunt considerati particule de acest tip in cadrul altor teorii, extensii ale MS.

## Mecanismul see-saw

Acest mecanism [9] este un model Dirac-Majorana dezvoltat pentru a explica de ce masa neutrifilor este mult mai mica in comparatie cu masa altor fermioni din MS. Daca se considera ca neutriful este o particula de tip Dirac, ca si alti fermioni din cadrul MS, dar si o particula de tip Majorana, atunci termenul total de masa Dirac-Majorana,  $\mathcal{L}_{mass}$ , se defineste astfel:

$$\mathcal{L}_{mass} = \mathcal{L}_D + \mathcal{L}_{RM} = m_D \overline{v_R} v_L + \frac{1}{2} m_{RM} \overline{(v_R)^c} v_R + h.c. = \frac{1}{2} ((\overline{v_L}^c) \overline{v_R}) \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & m_{RM} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_L \\ v_R^c \end{pmatrix} \quad (4)$$

Matricea  $M_\nu = \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & m_{RM} \end{pmatrix}$  reprezinta matricea de masa a neutrifului. Din ecuatia (4) se obtin starile proprii de masa cu valorile proprii:

$$M_{1,2} = \frac{1}{2} (m_{RM} \pm \sqrt{(m_{RM}^2 + 4(m_D^2))}) \quad (5)$$

Daca se presupune ca termenul de masa Dirac,  $m_D$ , al neutrifului este de acelasi ordin cu cel al altor fermioni si ca termenul de masa Majorana este mult mai mare ( $m_{RM} \gg m_D$ ), intr-o prima aproximatie, se obtin valorile proprii  $M_1 = \frac{m_D^2}{m_{RM}}$  si  $M_2 = m_{RM}$ . Acest lucru semnifica faptul ca modelul prezice existenta a 2 neutrifi: un neutrif cu masa foarte mica cu helicitate de stanga si unul cu masa si cu helicitate de dreapta. Daca masa neutrifului de tip Majorana este de ordinul scalei Marii Unificari (GUT  $\sim 10^{14}$  GeV), atunci masa neutrifului de tip Dirac este de ordinul a cativa eV. Prin urmare, acest model poate explica de ce masa neutrifului in cadrul MS este mult mai mica decat

## CAPACITATI

masa altor fermioni. Deoarece termenul corespunzator neutrinelui de tip Majorana apare in cele doua valori proprii ale masei,  $M_1$  si  $M_2$ , acest model prezice ca neutrinelui este o particula de tip Majorana.

### Amestec de neutrini in vid

Faptul ca neutrinelui poate avea masa nenula poate duce la un amestec al neutrinelor daca stările proprii de masa ( $m_1, m_2, m_3$ ) ale lor nu corespund cu stările proprii ale interactiei slabe ( $e, \mu, \tau$ ).

$$\Psi_{weak} = U \Psi_{mass} \quad (6)$$

Aceasta situatie este similara cu amestecul observat in sectorul cuarcilor, amestec parametrizat in cadrul matricii Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). Aceasta asemanare intre familiile de cuarci si leptoni poate reprezenta punctul de pornire pentru o eventuala unificare a interactiei electroslabe cu interactia tare. In cazul a 3 familii de leptoni matricea U este o matrice de tipul 3x3:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (7)$$

Relatia de mai sus se mai poate scrie:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (8)$$

Daca se considera ca la momentul  $t=0$  din punctul  $x=0$  porneste un fascicol de neutrini din familia  $\nu_\alpha$  si un amestec special  $\nu_i$  (se foloseste indicele grec pentru familie iar indicele latin pentru masa) se observa ca la momentul  $t$  si la distanta  $x$  amestecul  $\nu_i$  din fascicolul de neutrini se modifica deoarece stările proprii de masa, care nu sunt degenerate (au energia  $E$  diferita), se propaga cu viteze diferite in vid. Acest lucru se regaseste in amestecul de familii diferite ale fascicolului. Probabilitatea de tranzitie a neutrinelui din familia  $\alpha$  in familia  $\beta$  este data de formula:

$$P(\alpha \rightarrow \beta) = \left| \sum_i U_{\beta i} \exp \left[ -i \frac{c}{\hbar} \left( E_i t - \frac{p_i}{c^2} x \right) \right] U_{\alpha i}^* \right|^2 \quad (9)$$

unde termenul  $U_{\alpha i}^*$  reprezinta probabilitatea ca neutrinelui sa fie produs in starea cu aroma  $\alpha$ , termenul exponential reprezinta propagarea in spatiu a stărilor proprii de masa ale neutrinelui iar  $U_{\beta i}$  reprezinta probabilitatea ca neutrinelui sa fie detectat in starea cu aroma  $\beta$ . Ecuatia de mai sus mai poate fi scrisa:

$$P(\alpha \rightarrow \beta) = \sum_i |U_{\beta i}|^2 |U_{\alpha i}|^2 + Re \sum_{i \neq j} U_{\beta i} U_{\beta j}^* U_{\alpha i}^* U_{\alpha j} \exp \left[ -i \frac{c}{\hbar} (E_i - E_j) t - \frac{(p_i - p_j)}{c^2} x \right] \quad (10)$$

## CAPACITATI

primul termen reprezinta probabilitatea de tranzitie din starea  $\alpha$  in starea  $\beta$ . Al doilea termen contine informatii despre faza neutrinilor, conducand la o probabilitatea de tranzitie dependenta de spatiu si timp. Din moment ce masele neutrinilor sunt de ordinul  $eV/c^2$ , in timp ce energiile sunt de ordinul MeV si GeV, impulsul neutrinilor poate fi tratat ultrarelativist:

$$E_i = E_j \equiv E_\nu$$

$$p_i = \frac{1}{c} (E_\nu^2 - m_i^2 c^4)^{1/2} = \frac{E_\nu}{c} \left( 1 - \frac{m_i^2 c^4}{E_\nu^2} \right)^{1/2} = \frac{1}{c} \left( E_\nu - \frac{m_i^2 c^4}{2E_\nu} \right) \quad (11)$$

Dupa ce fascicolul parcurge distanta L, probabilitatea de tranzitie a neutrinilor devine:

$$P(\alpha \rightarrow \beta) = \sum_i |U_{\beta i}|^2 |U_{\alpha i}|^2 + Re \sum_{i \neq j} U_{\beta i} U_{\beta j}^* U_{\alpha i}^* U_{\alpha j} \exp \left[ -i 2.534 \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{E_\nu} \right] \quad (12)$$

unde  $\Delta m_{ij}^2 = |m_i^2 - m_j^2|$  se masoara in  $(eV/c^2)^2$ , L se masoara in km,  $E_\nu$  se masoara in GeV si constanta  $2.534 = 10^3 / 2\hbar c$  ( $\hbar c = 197.33 \text{ MeV fm}$ ).

### Amestec de doua familii de neutrini

Pentru a simplifica analiza amestecului de neutrini se ia in considerare doar amestecul intre 2 familii de neutrini. In acest caz probabilitatea de tranzitie se reduce la:

$$P(\alpha \rightarrow \beta) = \left| \delta_{\alpha\beta} - \sin^2 2\theta \sin^2 \left( 1.267 \Delta m^2 \frac{L}{E_\nu} \right) \right| \quad (13)$$

In acest caz exista numai doi parametri de amestec:  $\sin^2 2\theta$  (taria amestecului) si  $\Delta m^2$  (diferenta patratelor maselor).

### Amestec de doua familii de neutrini. Matricea PMNS

In cazul in care se studiaza amestecul de 3 familii de neutrini, matricea de amestec U (8) poate fi parametrizata astfel:

$$U = \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & s_{23} c_{13} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & s_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{23} c_{13} \end{pmatrix} D \quad (14)$$

$$D = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\phi_1} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\phi_2} \end{pmatrix} \quad (15)$$

## CAPACITATI

unde  $s_{ij}$ ,  $c_{ij}$  sunt sinusul respectiv cosinusul unghiului de amestec  $\theta_{ij}$ ,  $\delta$  este faza Dirac si  $\phi_1$ ,  $\phi_2$  sunt fazele Majorana care actioneaza numai asupra neutrinelor de tip Majorana. Matricea U este cunoscuta sub numele de matricea Pontecorvo-Maki-Nakawaga(PMNS), iar D este matricea diagonala si apare in matricea PMNS numai daca neutrinii sunt particule de tip Majorana.

### Factorii de faza de tip Dirac si Majorana

Factorii de faza de tip Dirac si Majorana din cadrul matricii PMNS se datoreaza violarii CP. Factorul de faza Dirac,  $\delta$ , poate fi masurat in cadrul experimentelor de oscilatii ale neutrinelor comparand probabilitatea ca un neutrino si un antineutrino sa oscileze si sa treaca dintr-o familie in alta familie. In cadrul acestor experimente nu s-au putut masura factorii de faza Majorana,  $\phi_1$  si  $\phi_2$ , deoarece apar numai in cadrul matricii D si prin urmare dispar din toate marimile masurate in astfel de experimente. Singurele experimente capabile sa impuna constrangeri asupra acestor factori de faza sunt cele in care se studiaza dezintegrarea dubla fara neutrino, deoarece  $(0\nu\beta\beta)$  este sensibila la valoarea efectiva a masei neutrino.

$$|m_\nu\rangle = \left| \sum_i U_{\alpha i}^2 m_i \right| = |c_{12}^2 c_{13}^2 m_1 + s_{12}^2 c_{13}^2 m_2 e^{-2i\phi_1} + s_{13}^2 m_3 e^{-2i(\phi_2 - \delta)}| \quad (16)$$

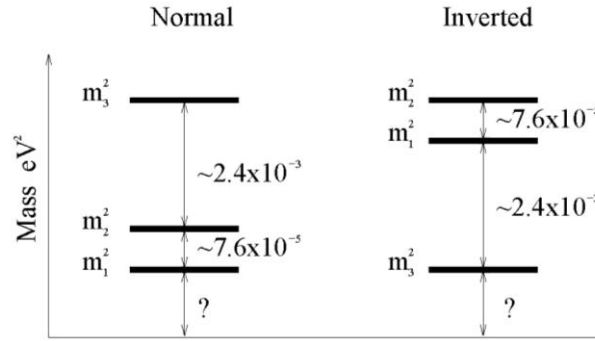
unde  $m_i = \nu_i$ .

### Problema ierarhiei maselor neutrino

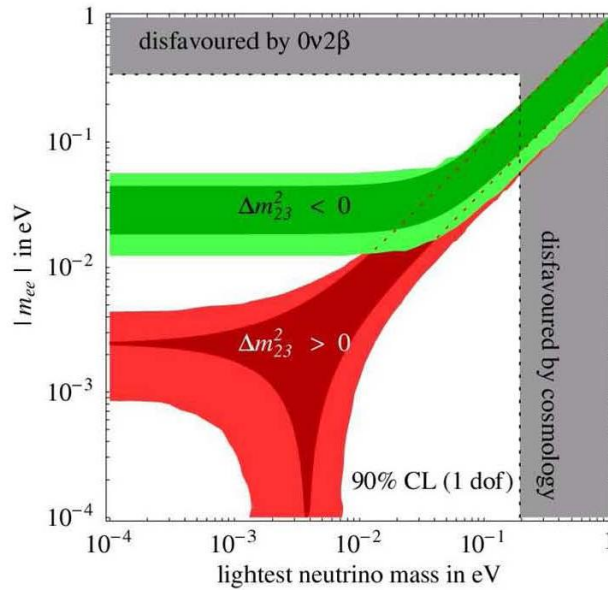
Probabilitatea ca un neutrino sa oscileze si sa treaca dintr-o familie de neutrino in alta este legata de diferenta intre patratele maselor stari proprii de masa,  $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ . Au fost propuse diverse modele bazate pe observatiile provenite din studiul oscilatiilor neutrino. Aceste modele respecta o ierarhie normala pe scala masei, in care  $m_1$  are valoarea cea mai mica dintre cele trei mase, si o ierarhie inversa in care  $m_1$  are valoarea cea mai mica. In ambele ipoteze  $m_1$  si  $m_2$  au valori apropiate. Al treilea model propus este unul degenerat, in care cele trei stari proprii de masa au valori similare. Figura 1 reprezinta schematic modelele de ierarhie normala si inversa. S-a reprezentat diferenta masei la patrat intre stari proprii de masa determinata in cadrul experimentelor de oscilatii [13,14]. Figura 2 reprezinta distributia lui  $\langle m_\nu \rangle$  respectand parametrii de oscilatie pentru ierarhie normala (rosu) si inversa (verde).

Noua generatie de experimente cu dezintegrare beta dubla vor fi sensibile la regiunile corespunzatoare ierarhiei inverse dar si a celei degenerate. Daca in cadrul acestor experimente nu va fi observat nici un eveniment provenit din  $(\text{DBD})_{0\nu}$  atunci modelul ierarhiei inverse va fi exclus.

# CAPACITATI



**Fig. 1.** Prezentare schematica a modelelor de ierarhie a masei neutrinelor



**Fig. 2.** Limitele impuse asupra valorii efective a masei neutrinelor cel mai usor la 90% CL; ierarhie normala (rosu), ierarhie inversa (verde)

## Masa absoluta a neutrinelor

Experimentele de oscilatii incearca sa masoare diferenta intre starile proprii de masa inasa nu sunt sensibile la valoarea absoluta a masei neutrinelor. Din punct de vedere experimental exista 3 posibilitati de a masura sau a impune constrangeri asupra valorii absolute a masei neutrinelor:

**a)** un mod de a cauta masa de repaus a neutrinelor este analiza punctului final de energie din spectrul  $e^-$  proveniti din dezintegrarea  $\beta$  a tritiului, ceea ce duce la determinarea valorii  $\langle m_\nu \rangle$  direct cinematica dezintegrarii. Recent a fost determinata o limita pentru masa  $\nu_e$  mai mica de 2.2 eV [15,16]. Avantajul acestei abordari experimentale consta in faptul ca nu tine cont de caracterul Dirac sau Majorana al neutrinelor; oricum, determinarea masei din spectrul dezintegrarii  $\beta$  este limitata de

## CAPACITATI

fondul si rezolutia energetica a experimentului. Acest lucru face ca precizia determinarii masei  $\nu_e$  sa nu poata fi imbunatatita pana la o valoare de ordinul MeV-ilor.

b) constrangeri asupra masei neutrinoi pot fi obtinute din analiza datelor cosmologice. Experimentele astrofizice pot impune limite asupra sumei maselor neutrinoi ( $\sum_i m_i$ ). Aceste limite se bazeaza pe modele cosmologice care dau contributia neutrinoi la densitatea universului. Cele mai recente limite pentru  $\sum_i m_i$  sunt in intervalul (0.7-2) eV (90% CL)[17]. Acest interval impune constrangeri asupra masei celui mai usor neutrino ( $m_1$  sau  $m_3$ ). Regiunea cea mai defavorizata pentru o valoare mica a masei neutrinoi este reprezentata in figura 2 printr-o bordura gri. Deoarece modelele cosmologice se bazeaza pe unele ipoteze, imbunatatirea acestor rezultate va reprezenta o provocare.

c) incercarea de a pune in evidenta, pe cale experimentală, dezintegrarea beta dubla fara neutrino reprezinta o alta cale de a obtine limite pentru valoarea absoluta a masei neutrinoi. Asa cum s-a mai specificat in sectiunea 1.3 acest tip de dezintegrare este sensibil la masa efectiva a neutrinoi  $\langle m_\nu \rangle$  daca neutrinoi este o particula de tip Majorana.

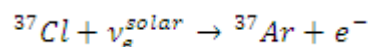
### Implicatiile amestecului de neutrinoi

Probabilitatea de oscilatie a neutrinoi este o functie care depinde de taria oscilatiei dar si de faza neutrinoi ( $L/E_\nu$ ). Un experiment poate fi sensibil la amestecul de neutrinoi in doua cazuri: de disparitie a neutrinoi si de aparitie a acestora. Fluxul de neutrinoi provenit de la o sursa cunoscuta este monitorizat. Observarea unui deficit in fluxul de neutrinoi asteptat poate fi interpretat ca trecerea neutrinoi dintr-o familie in alta prin intermediul oscilatiei. Pe de alta parte, aparitia unui nou tip de neutrino care nu se regaseste in fascicolul initial poate fi un test concludent in ceea ce priveste existenta amestecului de neutrinoi. In fiecare caz, precizia este minima pentru  $\Delta m^2 L/E_\nu \ll 1$ . Determinarea lui  $\Delta m^2$  si a tarii oscilatiei poate fi facuta daca pozitionarea experimentului este de asa natura incat raportul  $\Delta m^2 L/E_\nu \sim 1$  iar efectul poate fi asociat cu neutrinoi dintr-un interval specific  $L/E_\nu$ . Pentru  $\Delta m^2 L/E_\nu \gg 1$  amestecul de neutrinoi va fi saturat si numai diferenta fata de rata initiala de neutrinoi poate fi folosita pentru a determina valoarea limitei inferioare a lui  $\Delta m^2$ .

In continuare vor fi prezentate rezultate provenite din experimente cu neutrinoi solari si neutrinoi atmosferici. Aceste experimente sunt sensibile la un interval de valori pentru  $\Delta m^2$  cuprins intre  $10^{-10} \text{ eV}^2/c^4$  si  $10^3 \text{ eV}^2/c^4$ . Pentru o valoare mare  $\Delta m^2$ , experimentele de aparitie sunt sensibile la o taria a oscilatiei de valoare mica.

### Neutrinoi solari

Prima incercare experimentală de succes de a observa neutrinoi solari a avut loc acum 40 de ani. Ray Davis jr. si colaboratorii au construit un detector de 650 de tone in mina de aur de la Homestake, South Dakota (Fig.3) [18]. Tehnica de detectie se baza pe metoda radiochimica a clorurii de carbon, iar detectorul a fost construit pentru a detecta unul din cei aproximativ  $10^{18}$  neutrinoi de energie mare care strabateau zilnic volumul sensibil fara a interactiona. Reactia de detectie a fost captura electronica inversa :



## CAPACITATI

$^{37}\text{Ar}$  produs in aceasta reactie in starea finala este un gaz nobil cu timp de injumatatire de aproximativ 30 de zile. Acesta poate fi inlaturat eficient dintr-o cantitate mare de lichid organic printr-o purificare cu heliu in forma gazoasa, apoi numarata in contori proportionali cu gaz deoarece  $^{37}\text{Ar}$  se dezintegreaza inapoi in  $^{37}\text{Cl}$ . Davis a expus detectorul timp de 2 luni, atingand nivelul de saturare de cateva sute de atomi de argon, apoi a determinat numarul de neutrini solari captati in aceasta perioada.

In cativa ani s-a dovedit ca numarul de neutrini detectati reprezenta numai o treime din numarul prezis de Modelul Standard Solar (MSS) [19,20], modelul care studiaza Soarele si care se bazeaza pe teoria standard a evolutiei stelare. Initial s-a asociat aceasta "problema a neutrinilor solari" cu incertitudinile din SSM : deoarece fluxul de neutrini variaza cu  $\sim T_c^{22}$  ( $T_c$  reprezinta temperatura in centrul Soarelui), o incertitudine de 5% in  $T_c$  poate explica aceasta diferenta observata in numarul neutrinilor solari.



**Fig. 3.** Detectorul cu tinta de  $^{37}\text{Cl}$  din mina Homestake

In perioada urmatoare, cat a functionat detectorul cu tinta de  $^{37}\text{Cl}$  (30 de ani) au fost construite alte 5 experimente care studiaza neutrini solari. Experimentele SAGE si GALLEX/GNO cu tinte de  $^{71}\text{Ga}$  au fost proiectate sa masoare fluxul de neutrini pp, neutrinii solari cu energia cea mai mica. Primul detector care a masurat neutrinii, eveniment cu eveniment, inregistrand interactiile in timp real, a fost detectorul Kamiokande, format din 3 ktone de apa pura si fototubi plasati pe peretii interni ai tancului, cu care s-au masurat inelele de radiatie Cerenkov produse de electronii relativisti de recul. In cele din urma, a fost construita o noua generatie de detectori masivi cu apa (Super-Kamiokande) si apa grea (SNO). Ultimul experiment amintit a aratat, intr-un mod foarte direct, ca neutrinii solari nu dispar ci mai degraba sufera o schimbare de aroma in drumul lor de la Soare la Pamant.

### Modelul Standard Solar (MSS)

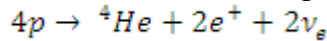
Soarele face parte dintr-o categorie de stele care capata energie in urma proceselor de ardere a protonilor in He, procese care au loc in centrul acestor stele. MSS se bazeaza pe 4 ipoteze:

- Soarele dezvolta un echilibru hidrostatic, mentinand un echilibru local intre forta gravitacionala si gradientul presiunii. Pentru a descrie in detaliu aceasta stare se specifica ecuatia de stare electron-gaz ca o functie de temperatura, densitate si compozitie.
- Energia este transportata prin radiatie si curenti de convective. In timp ce la suprafata Soarelui

# CAPACITATI

domina curentii de convecție, transportul radiativ este dominant in centrul Soarelui unde au loc reactiile termonucleare. Opacitatea radiativa (mărimă egală cu raportul dintre intensitatea radiației incidente pe un corp și intensitatea radiației transmise prin acesta) depinde sensibil de compozitia Soarelui, in particular de abundenta elementelor grele.

- Lantul de reactii termonucleare genereaza energia solara. Modelul Standard prezice ca 99% din aceasta energie se produce in urma conversiei a 4 protoni din lantul pp in  ${}^4\text{He}$  (Fig.4)

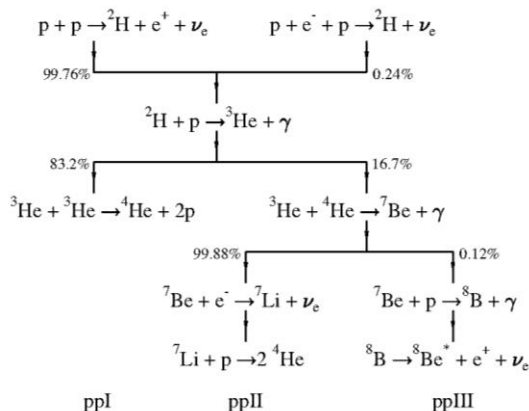


Soarele este un reactor de dimensiuni foarte mari dar foarte incet: temperature miezului  $T_c \sim 1.5 \times 10^7 \text{ K}$ , rezultata in sistemul centrului de masa cu energii ale particulelor de  $\sim 10 \text{ keV}$ , este mult mai mica decat bariera Coulomb care impiedica reactiile nucleare ale particulelor incarcate. Astfel, sectiunile eficace de reactie au valori mici : in cele mai multe cazuri, in laborator este posibila masurarea lor numai la energiile mari; valorile sectiunilor eficace trebuie extrapolate la nivelul energiilor solare.

- Modelul este constrins sa calculeze masa, raza si luminozitatea Soarelui. O presupunere importanta este aceea ca Soarele a fost extrem de convectiv la inceputul procesului de ardere (secventa principala) si, prin urmare, uniform in compozitie. Se presupune ca abundenta metalelor de la suprafata sa (nuclee cu  $A > 5$ ) nu a fost modificata de evolutia ulterioara (secventiala), ceea ce a dus la determinarea gradului initial de metalicitate al Soarelui. Parametrul ramas constant este raportul initial  ${}^4\text{He}/\text{H}$ , care a fost ajustat pana cand modelul a reprodus luminozitatea solara din zilele noastre. Valoarea rezultata a acestui raport este aproximativ  $0.27 \pm 0.01$ , valoare ce poate fi comparata cu cea din momentul Big Bang-ului:  $0.23 \pm 0.01$ .

Lantul pp cuprinde 3 cicluri cu o dependenta diferita de temperatura, reflectand incetinirea relativa sau dificultatea de a penetra bariera Coulomb. Concurenta dintre cicluri este sensibila la temperature miezului solar,  $T_c$ . Interesul initial pentru studiul neutrinelor solari a rezultat din observarea faptului ca fiecare dintre cele 3 cicluri este asociat cu un anumit tip de neutrin. Astfel, masurand neutrinii solari, pp,  ${}^7\text{Be}$  si  ${}^8\text{B}$ , se poate determina importanta ciclurilor ppI, ppII si ppIII si, in consecinta, se poate determina  $T_c$  cu o precizie de 1%.

Reactiile de producere a neutrinelor din lantul pp si ciclul CN (al doilea process de trecere a protonilor in  ${}^4\text{He}$ , dominant in stelele masive dar responsabil cu producerea numai a 1% din energia solara) sunt prezentate in tabelul 3. Primele sase reactii sunt de tip dezintegrare  $\beta$  care produc neutrini cu spectrul continuu. Ultimele doua reactii sunt surse de electroni ce capteaza neutrinii, cu largimi de  $\sim 2 \text{ keV}$  caracteristice temperaturii miezului solar. Tabelul 3 prezinta fluxurile acestor neutrini la nivelul Pamantului, determinate in urma calculelor din cadrul MSS realizate de Bahcall, Serenelli si Basu (BS05(AGS,OP))[4] si Brun, Turk-Chieze si Morel (BTCM98)[21].



Source	$E_{\nu}^{max}$ (MeV)	BS05(AGS,OP) ( $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )	BTCM98 ( $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )
$p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu$	0.42	$6.06 \times 10^{10}$	$5.98 \times 10^{10}$
${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu$	1.20	$2.01 \times 10^8$	$4.66 \times 10^8$
${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu$	1.73	$1.45 \times 10^8$	$3.97 \times 10^8$
${}^{17}\text{F} \rightarrow {}^{17}\text{O} + e^+ + \nu$	1.74	$3.25 \times 10^6$	
${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu$	$\sim 15$	$4.51 \times 10^6$	$4.82 \times 10^6$
${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu$	18.77	$8.25 \times 10^3$	
${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu$	0.86 (90%) 0.38 (10%)	$4.34 \times 10^9$	$4.70 \times 10^9$
$p + e^- + p \rightarrow {}^2\text{H} + \nu$	1.44	$1.45 \times 10^8$	$1.41 \times 10^8$



## CAPACITATI

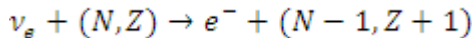
**Fig. 4.** Lantul de reactii pp care au loc in Soare

**Tab. 3.** Sursele neutrinoilor solari si fluxurile precise de Bahcall, Serenelli si Basu (BS05(AGS,OP))[4] si Brun, Turk-Chieze si Morel (BTCM98)[5].

### SNO si Super-Kamiokande

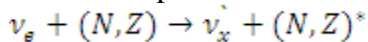
Tehnica de detectie a neutrinoilor solari este o combinatie a mai multor conditii: detectorii trebuie sa aiba volum mare (asigura rata de evenimente necesara), fondul sa fie scazut (pentru a putea separa neutrinoii de fondul datorat razelor cosmice si radioactivitatii naturale) si semnalul sa fie specific. Prima conditie favorizeaza detectorii construiti cu materiale ieftine si/sau materiale caracterizate de sectiuni eficiente de captura a neutrinoilor foarte mari. A doua conditie presupune amplasarea detectorului in subteran cu strat protector de roca pentru a atenua muonii produși in atmosfera de razele cosmice. De asemenea, presupune o atentie deosebita la impuritatile care pot introduce radioactivitate, lucru ce poate fi eliminat prin folosirea unor materiale de constructie cu fond scazut, prin controlul radonului, si foarte des prin folosirea unor ingustari ale volumului sensibil astfel incat partile periferice ale detectorului sa protejeze impotriva radiatiilor produse in peretii inconjuratori.

Exista mai multe tehnici de detectie a neutrinoilor solari interesante din punct de vedere al sensibilitatii la aroma neutrinoilor. Experimentele bazate pe tehnica radiochimica, avand tinte de  $^{37}\text{Cl}$  si  $^{71}\text{Ga}$  au folosit reactia in curenti incarcati:



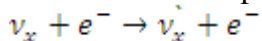
unde semnalul dat de absorbtia neutrinoului a fost reprezentat de cresterea in timp a concentratiilor nucleelor fiica (N-1, Z+1) in detector. Deoarece spectrul neutrinoilor solari se intinde pana la 15 MeV, mult sub energia de prag a producerii muonilor, aceasta reactie este posibila numai in cazul neutrinoilor electronici  $\nu_e$ .

A doua posibilitate de detectie este imprastierea in curenti neutri:



proces independent de tipul de neutrino. Deoarece in starea finala obtin un nucleu excitat, observabila este reprezentata de dezexcitarea nucleului, raze  $\gamma$  sau ruperea nucleului. Alternativ, imprastierea elastica a neutrinoului (fara excitarea nucleului) este un proces coerent la energii joase cu o sectiune eficienta proportionala cu patratul sarcinii, care este reprezentata de numarul de neutroni N ai nucleului. Semnalul este dat de energia de recul a nucleului dupa imprastiere.

Cea de-a treia posibilitate este imprastierea neutrinoilor pe electroni:



cu detectia electronului de recul imprastiat. Atat  $\nu_e$  cat si  $\nu_\mu, \nu_\tau$  solari pot fi imprastiatii pe electroni, primul in curenti incarcati si curenti neutrii, iar ultimii numai in reactii de curenti neutrii. Prin urmare, sectiunea eficienta pentru imprastierea  $\nu_\mu, \nu_\tau$  este mai mica decat cea a neutrinoilor electronici. Aceste procese reprezinta o alta cale de a demonstra existenta aromei neutrinoilor tocmai datorita acestei sensibilitati. Un aspect important al imprastierii electron-neutrino este reprezentat de directia pe care poate avea loc acest proces: pentru neutrinoii solari, care au energii mult mai mici decat masa electronului (0.511 MeV), electronul este imprastiat intr-un con de-a lungul directiei neutrinoului incident. Acest fapt permite separarea neutrinoilor solari de evenimentele de fond: neutrinoii solari sunt corelati cu directia Soarelui, in timp ce evenimentele de fond sunt izotrope. Astfel, neutrinoii pot fi

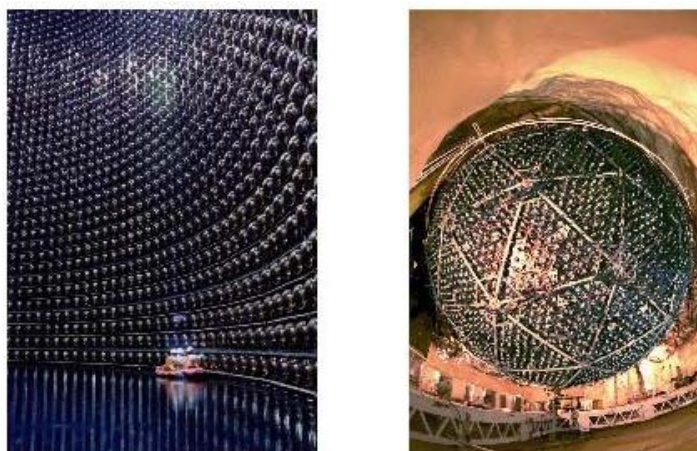
## CAPACITATI

identificati ca fiind excesul de evenimente observat la unghiuri de imprastiere inainte ale electronului.

Aceste canale diferite de detectie au fost studiate in doi detectori foarte mari, cu volum sensibil reprezentat de apa, bazati pe tehnica de detectie Cerenkov, care au inregistrat date in timp real si au oferit o diferentiere a aromei neutrinilor.

Super-Kamiokande (Fig. 5) este un detector format dintr-un tanc de otel cu diametrul de 39 m si inaltimea de 50 cm, al carui volum sensibil este reprezentat de 50 de ktone de apa. Pe interiorul peretilor se gasesc grupate tuburi fotomultiplicatoare (PMT) semisferice cu diametrul de 50 cm orientate spre interiorul detectorului pentru a observa volumul sensibil. Exista si tuburi orientate spre exterior care observa acea parte din detector care se comporta ca un scut. Un neutrin solar poate interactiona in detectorul intern imprastiindu-se pe un electron. Reculul, un electron relativist, poate produce un con de radiatie Cerenkov, urma ce poate fi reconstruita prin trigerarea fotomultiplicatorilor care inconjoara detectorul intern. Detectorul este localizat in mina Kamioka, Japonia la o adancime de 1 km.

De la detector s-au obtinut 3 seturi de date. Pentru primul set de date, obtinut intre anii 1996-2001, detectorul a functionat cu 11.146 fotomultiplicatori reprezentand o acoperire de 40%. In noiembrie 2001 unul dintre fototubi a explodat, producand o unda de soc care s-a propagat in interiorul tancului, distrugand 60% din fotomultiplicatori. Detectorul a fost reconstruit folosind jumatate din numarul initial de fotomultiplicatori, acestia fiind mult mai distantati, ceea ce a dus la o reducere cu 20% a acoperirii. In aceasta a doua faza, SK-II, detectorul a functionat intre anii 2003-2005. In august 2006, detectorul a reinceput sa functioneze dupa o a doua etapa de reconstructie in care acoperirea cu fotomultiplicatori a fost restabilita la 40%. Acesta a fost inceputul fazei SK-III. Rezultatele fazelor SK-I si SK-II [22] pentru fluxul de neutrino  $^8\text{B}$  de energie mare sunt  $(2.35 \pm 0.02(\text{stat}) \pm 0.08(\text{sys})) \times 10^6/\text{cm}^2\text{s}$  respective  $(2.38 \pm 0.05(\text{stat}) \pm 0.16(\text{sys})) \times 10^6/\text{cm}^2\text{s}$ , mult sub predictiile MSS prezentate in tabelul 3.



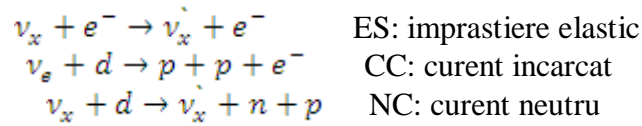
**Fig. 5.** Detectorii Super-Kamiokande si Sudbury Neutrino Observatory (SNO)

Sudbury Neutrino Observatory (SNO)(Fig.5) a fost construit la o adancime de 2 km in mina de nichel Inco Creighton din Ontario, Canada. Detectorul a functionat in perioada mai 1999-noiembrie 2006, in 3 moduri diferite. SNO a folosit o tinta formata dintr-o ktona de apa grea continuta intr-o sfera cu raza de 6 m. Aceasta sfera a fost inconjurata de 7 ktone de apa obisnuita, care umplea intreaga cavitate in care se gasea detectorul. Un numar de 9600 de PMT cu diametrul de 20 cm, montate pe o sfera ce inconjura vasul intern, asigura o acoperire de 56% a detectorului. Ca si Super-Kamiokande, SNO a functionat la o energie de prag egala cu 5 MeV. Astfel, au fost detectati

## CAPACITATI

neutrini solar  $^8\text{B}$  cu spectru între 5-15 MeV.

Alegerea apei grele ca tinta a permis experimantatorilor sa studieze toate cele trei canale de reactie descrise anterior cu sensibilitate diferita in ceea ce priveste aroma neutriniilor:



Imprastierea elastica (ES) este aceeași reacție care a fost studiată și la Super-Kamiokande, diferit fiind sensibilitatea la tipul de neutrin (electronic sau neutrini grei). Reacția în curenti încarcati (CC) pe deuteriu este posibilă numai în cazul neutriniului electronic, obținându-se în starea finală electroni ce poartă o mare parte din energia neutriniului incident (exceptând energia de 1.4 MeV necesară ruperii nucleului de deuteriu în p+p). Astfel, din distribuția de energie a electronului se poate reconstrui spectrul  $\nu_e$  incidenti mult mai exact decât în cazul ES.

Reacția NC, care poate fi observată prin producerea neutronului, nu oferă informații spectrale dar oferă posibilitatea măsurării fluxului total al neutriniilor solare, indiferent de familia de neutrini. Experimentul SNO a folosit 3 metode pentru a măsura neutronii. În prima fază - D<sub>2</sub>O pur - neutronii sunt captati de deuteriu, producând cuante gama cu energia de 6.25 MeV. În faza a doua au fost introduse 2.7 tone de sare în apa grea pentru ca prezenta clorului să intensifice captura, producând cuante gama cu energia de 8.6 MeV. Prin ambele metode s-a putut realiza o separare foarte bună a evenimentelor NC de cele de tip CC datorită existenței picului ( $\sim 1 - \cos^2\theta/3$ ) în distribuția unghiulară CC, în regiunea înapoi. Acest lucru a permis determinarea fracției de neutrini electronici din fluxul neutriniilor solare. În final, în cea de-a treia fază, s-a realizat detectia directă a neutronului în apa grea pură cu ajutorul unor contori proporționali plini cu  $^3\text{He}$ , ceea ce a dus la o separare exactă a acestui semnal de cel obținut în imprastierea CC.

SNO a fost construit în subteran în condiții de puritate maximă pentru a reduce fondul. În particular, o cantitate mică de praf în detector poate introduce radioactivitate naturală care ar altera semnalul NC corespunzător producerii unui singur neutron.

Primele rezultate [23] ale experimentului SNO sunt prezentate în Fig. 6. Fluxurile obținute în faza SNO1 (captura neutronului pe deuteriu) sunt [24]:

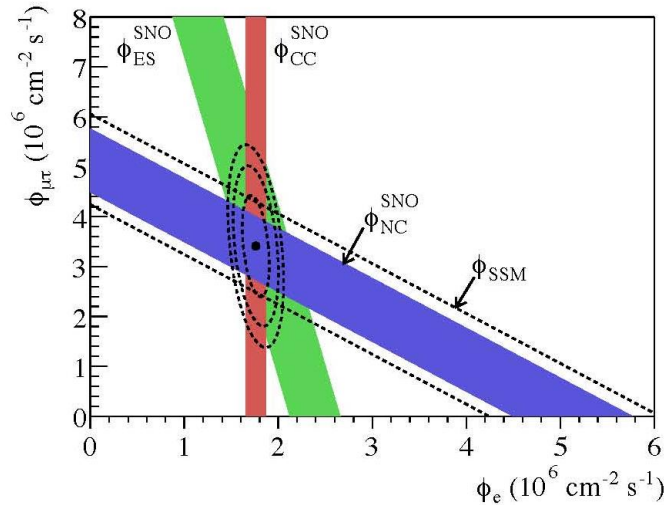
$$\phi_{CC} = [1.76_{-0.05}^{+0.06}(\text{stat.})_{-0.09}^{+0.09}(\text{syst.})] \times 10^6 / \text{cm}^2 \text{ s}$$

$$\phi_{ES} = [2.39_{-0.23}^{+0.24}(\text{stat.})_{-0.12}^{+0.12}(\text{syst.})] \times 10^6 / \text{cm}^2 \text{ s}$$

$$\phi_{NC} = [5.09_{-0.43}^{+0.44}(\text{stat.})_{-0.43}^{+0.46}(\text{syst.})] \times 10^6 / \text{cm}^2 \text{ s}$$

Fig. 6 indică faptul că fluxul total (NC) este în acord cu predicția MSS, dar s-a modificat tipul de neutrin: aproape două treimi din neutriniile electronice produse în Soare ajung pe Pământ ca neutrini muonici sau taonici. Detectorul lui Davis și canalul CC studiat în experimental SNO nu au putut detecta acești neutrini,  $\nu_\mu, \nu_\tau$ , putând observa numai fracția de neutrini electronici. Rezultă că problema neutriniilor solare nu este una de dispariție a neutriniilor ci de camuflare a acestora. Implicațiile acestei descoperiri- neutriniile sunt masivi și pot migra de la o familie la alta- sunt foarte importante, indicând faptul că Modelul Standard al particulelor elementare este o teorie incompletă.

## CAPACITATI



**Fig. 6.** Rezultatele fazei D<sub>2</sub>O a experimentului SNO [24]. Intersectia zonelor premise pentru reactiile CC, NC si ES ale neutrinoilor solari reprezinta fluxul format din  $\nu_e$  (1/3) si  $\nu_\mu, \nu_\tau$  (2/3). Exista concordanta intre fluxul total NC (zona albastra) si predictiile MSS (linie punctata)

### Oscilatiile si masa neutrinoilor

Fenomenul prin care un neutrino de un anumit tip se transforma intr-un neutrino provenind dintr-o alta familie se numeste oscilatie. Oscilatiile neutrinoilor sunt responsabile nu numai pentru lipsa neutrinoilor solari din experimentalul lui Davis dar si de lipsa neutrinoilor atmosferici, care va fi discutata in capitolul urmator. Oscilatiile neutrinoilor pot fi influentate de prezenta materiei sau de prezenta altor neutrini. Din aceasta cauza "laboratoarele" astrofizice pentru studiul neutrinoilor- Soarele, supernova, universul timpuriu- sunt foarte importante datorita conditiilor deosebite pe care le ofera, printre care amintim distanta foarte mare pe care se propaga neutrini, densitati de materie si fluente de neutrini (flux de particule integrat pe unitatea de timp) foarte mari.

Oscilatiile neutrinoilor deriva din doua proprietati marcante ale acestor particule: aroma (proprietate a interactiei slabe-  $\nu_e$  se defineste ca fiind neutrino care se produce in dezintegrarea  $\beta$ ) si masa (daca un neutrino are masa  $m$ , el se propaga prin spatiu cu o energie si un impuls legate prin relatia  $\omega = \sqrt{k^2 + m^2}$ ). Astfel, starea unui neutrino poate fi caracterizata de aroma sau de masa.

Oricum, nu se impun conditii conform carora neutrini caracterizati de o anumita aroma sa coincida cu neutrini cu masa definita. (De fapt, in cazul cuarcilor se stia ca stările proprii de aroma nu coincid cu stările proprii de masa; adica cuarcul up se poate dezintegra nu numai in cuarcul down ci si ocazional in cuarcul strange). Oscilatiile neutrinoilor au loc atunci cand stările proprii de masa  $|\nu_1\rangle$  si  $|\nu_2\rangle$  (cu masele  $m_1$  si  $m_2$ ) sunt legate de stările proprii ale interactiei slabe prin relatiile:

$$\begin{aligned} |\nu_e\rangle &= \cos\theta_\nu |\nu_1\rangle + \sin\theta_\nu |\nu_2\rangle \\ |\nu_\mu\rangle &= -\sin\theta_\nu |\nu_1\rangle + \cos\theta_\nu |\nu_2\rangle \end{aligned}$$

unde  $\theta_\nu$ , unghiul de amestec, este diferit de zero. (se considera cazul a 2 neutrini).

In acest caz o stare produsa ca  $|\nu_e\rangle$  sau  $|\nu_\mu\rangle$  la un moment de timp  $t$ - de exemplu, un neutrino produs in dezintegrarea  $\beta$  in centrul Soarelui- nu poate ramane ca o stare proprie de aroma pura in timp ce se propaga de la sursa. Diferitele stări proprii de masa ale neutrinoului vor avea faze diferite

## CAPACITATI

deoarece neutrino se propaga in jos, fenomen cunoscut ca oscilatii in vid (vid deoarece experimental are loc in spatiu deschis). In timp ce  $t=0$ , neutrino este o stare proprie de aroma:

$$|v(t=0)\rangle = |\nu_e\rangle = \cos\theta_\nu |\nu_1\rangle + \sin\theta_\nu |\nu_2\rangle$$

iar fazele acumulate depind de masa:

$$e^{i(\vec{k}\vec{x}-\omega t)} = e^{i[\vec{k}\vec{x}-\sqrt{\vec{k}^2+m^2}t]}$$

Daca masa neutrino este mica in raport cu energia/impulsul acestuia, se obtine:

$$|v(t)\rangle = e^{i\left(\vec{k}\vec{x}-kt-\frac{(m_1^2+m_2^2)t}{4k}\right)} \left( \cos\theta_\nu |\nu_1\rangle e^{i\delta m^2 t/4k} + \sin\theta_\nu |\nu_2\rangle e^{-i\delta m^2 t/4k} \right)$$

Exista o valoare medie a fazei (fara importanta din punct de vedere fizic) si o pulsatie a fazei care depinde de:

$$\delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$$

De aici se poate obtine probabilitatea ca neutrino sa ramana in aceeași stare  $|\nu_e\rangle$  la momentul de timp  $t$ :

$$P_{\nu_e}(t) = |\langle \nu_e | v(t) \rangle|^2 = 1 - \sin^2 2\theta_\nu \sin^2\left(\frac{\delta m^2 c^4 x}{4\hbar c E}\right)$$

De-a lungul unei lungimi de oscilatie probabilitatea oscileaza intre 1 si  $1-\sin^2 2\theta_\nu$  si inapoi la 1:

$$L_0 = \frac{4\pi\hbar c E}{\delta m^2 c^4}$$

$L_0$  reprezentata ca in Fig. 7. In cazul neutrinoilor solari, daca  $L_0$  este comparabil sau mai mic decat o unitate astronomica, in detector se asteapta sa se masoare un flux al neutrinoilor solari  $\nu_e$  redus.

Propunerea ca problema neutrinoilor solari sa fie explicata pe baza oscilatiilor a fost facuta de Pontecorvo in 1958, bazandu-se pe analogia cu oscilatiile  $K_0 \leftrightarrow \bar{K}_0$ . Daca distanta de la Soare la Pamant este mult mai mare decat  $L_0$ , se asteapta o diminuare medie a fluxului de neutrini datorata oscilatiilor  $1-\frac{1}{2}\sin^2 2\theta_\nu$ . Pentru un neutrino cu energia de 1 MeV, acest lucru presupune o reducere de ordinul  $\delta m^2 c^4 \gg 10^{-12} eV^2$ , inasa o astfel de reducere a fluxului nu parea suficienta pentru a explica diferenta cu un factor 3 rezultata din masuratorile lui Davis.

Perceptia despre oscilatiile neutrinoilor s-a schimbat cand Mikheyev si Smirnov [25] au aratat in 1985 ca oscilatiile neutrinoilor in materie se pot produce cu probabilitate de oscilatie mult mai mare. Aceasta marire se datoreaza propagarii neutrinoilor prin materie, in urma careia acesta capata un surplus de masa datorita interactiilor suferite. In particular, pentru ca Soarele contine foarte multi electroni,  $\nu_e$  devine mai greu in raport cu densitatea locala a electronilor. O probabilitate de oscilatie mare se poate obtine atunci cand  $\nu_e$  traverseaza o regiune cu densitate mare (miezul Soarelui) spre o regiune cu densitate mai mica (suprafata Pamantului). Aceasta crestere a materiei reprezinta mecanismul MSW numit dupa Mikheyev, Smirnov si Wolfenstein [26], care au descris pentru prima data fenomenul de masa efectiva a neutrinoilor.

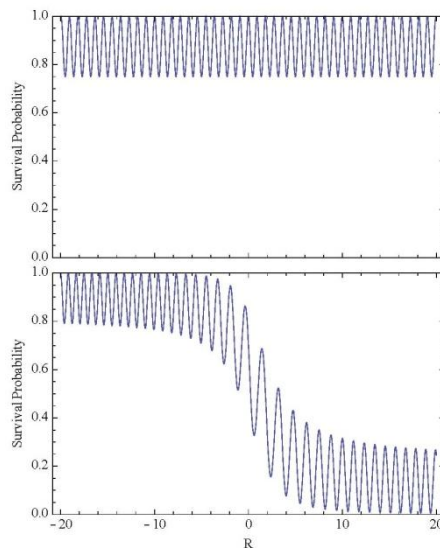
## CAPACITATI

Pentru a explica aceasta crestere se considera cazul in care unghiul de amestec in vid  $\theta_v$  este mic si  $m_2 > m_1$ . Atunci  $|v_e \rangle \sim |v_1 \rangle \equiv |v_L(\rho = 0) \rangle$  unde  $\rho$  este densitatea locala de electroni, adica  $v_e$  este aproape identic cu starea proprie de masa usoara  $|v_L(\rho = 0) \rangle$ . (Corespunzator, starea proprie de masa grea in vid are expresia  $|v_\mu \rangle \sim |v_2 \rangle \equiv |v_H(\rho = 0) \rangle$ ). Ce se intampla in materie? Asa cum interactiile in materie fac posibil ca  $v_e$  sa devina mai greu in raport cu densitatea de electroni, daca aceasta densitate este suficient de mare atunci  $v_e$  va deveni cea mai grea stare proprie de masa. Adica,  $|v_e \rangle \sim |v_H(\rho \rightarrow \infty) \rangle$  respectiv  $|v_\mu \rangle \sim |v_L(\rho \rightarrow \infty) \rangle$ . Acest lucru inseamna ca trebuie sa existe un unghi de amestec local  $\theta(\rho)$  care ia valori de la  $\theta_v \sim 0$  in vid la  $\theta_v \sim \pi/2$  cand  $\rho \rightarrow \infty$ .

Efectul MSW are loc atunci cand densitatea se modifica intre momentul producerii neutrinilor si detectia acestora. In particular,  $v_e$  produsi in centrul Soarelui (densitate mare) sunt considerate stari de masa proprii grele. Daca acesti neutrini se propaga adiabatic spre suprafata Soarelui- asta inseamna ca schimbarile in scala densitatii solare  $\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dx}$  sunt mai mici de-a lungul unei lungimi de oscilatie in toate punctele de-a lungul traiectoriei neutrinului- atunci vor ramane pe traiectoria particulei de masa mare si vor parasii Soarele ca  $|v_\mu \rangle \sim |v_2 \rangle \equiv |v_H(\rho = 0) \rangle$ . Asta inseamna ca va exista o conversie aproape completa a neutrinilor solari produsi in centrul Soarelui in neutrini muonici solari.

In fig. 7 este prezentata schematic o comparatie intre fenomenul de oscilatie in vid si efectul MSW. Tranzitia intre  $v_e$  si  $v_\mu$  este centrata in jurul unei densitati unde diferenta de masa in vid este compensata de contributiile materiei.

Rezultatele experimentelor SNO, Super-Kamiokande impreuna cu cele obtinute in primele experimente care au masurat neutrinii solari si cu cele provenite de la experimentul KamLAND cu reactor nuclear au dus la determinarea destul de precisa a parametrilor ce descriu oscilatiile neutrinilor solari [27]. Unghiul de amestec este relativ mare  $\theta_{12} \sim 34^\circ$ . Diferenta de masa obtinuta in vid,  $\delta m_{12}^2 \sim 7.94 \times 10^{-5} eV^2$ , demonstreaza existenta unui efect datorat interactiei cu materia in regiunea energiilor inalte ale spectrului neutrinilor solari, acest lucru influentand ratele masurate in experimentele SNO, Super-Kamiokande si in cele cu tinta de Cl. Acest efect produce o deformare in spectrul neutrinilor electronici solari  $v_e$  dependent de energie.



**Fig. 7.** Prezentare schematica a mecanismului MSW pentru oscilatii in vid (figura de sus) si pentru oscilatii in materie (figura de jos)

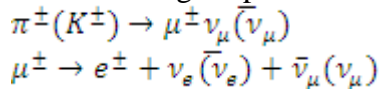
# CAPACITATI

## Neutrini atmosferici

Neutrini atmosferici au fost studiatii in paralel cu problema neutriniilor solari, acest studiu bazandu-se pe fenomenul de disparitie al acestor particule. Prima afirmatie conform careia neutrini sunt masivi a fost facuta in anul 1998 si provine de la grupul care a studiat neutrini atmosferici in cadrul experimentului Super-Kamiokande. Oscilatiile observate la acesti neutrini difera de cele observate la neutrini solari, fiind rezultatul cuplarii unei perechi diferite de neutrini.

## Sursele de neutrini atmosferici

Atunci cand protonii si nucleele (particule primare) din razele cosmice ajung in atmosfera superioara, reactiile nucleare care se produc cu oxigenul atmosferic si nucleele de azot produc particule secundare ca pioni, kaoni si muoni. In urma dezintegrarii acestor particule secundare se obtin neutrini atmosferici. Pentru energii mai mici de  $\sim 1\text{GeV}$ , particulele secundare se dezintegreaza inainte de a atinge suprafata Pamantului.



In consecinta, ne asteptam ca raportul

$$r = \frac{(\nu_e + \bar{\nu}_e)}{(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)}$$

Sa fie aproximativ 0.5 in aceasta regiune a energiei. Calculele Monte Carlo, incluzand modelul polarizarii muonilor, au dus la un rezultat pentru  $r \sim 0.45$ . Acest raport ar trebui sa nu fie afectat de incertitudinile teoretice. El nu depinde de fluxurile totale si fiind un raport intre procese legate ne asteptam ca multe surse de erori sistematice sa se anuleze. Intr-adevar, daca se ia in considerare o modificare a dimensiunii fluxului de neutrini de 25%, aceasta se regaseste in valoarea raportului la nivelul a catorva procente. Aceasta comportare se observa si la energii mai mari, unde  $r$  descreste deoarece muonii de energie mare supravietuiesc traversarii atmosferei datorita efectului de dilatare a timpului.

Neutrini atmosferici sunt surse astrofizice atractive pentru experimentatori. Producerea de neutrini atmosferici este uniforma deasupra Pamantului, asa incat un experiment cu detector amplasat in subteran poate folosi si o serie de surse de neutrini echivalente situate la distante cuprinse intre zeci de kilometri (cele de deasupra detectorului) pana la 13.000 km (cele de sub detector, situate pe partea opusa a Pamantului). Efecte ca oscilatiile neutriniilor care depind de distanta de la sursa la tinta, pot pune in evidenta o dependenta caracteristica a fluxului de neutrini de unghiul zenith, furnizand lungimea de oscilatie care este comparabila sau mai mica decat diametrul Pamantului. (De remarcat faptul ca parametrul  $\delta m_{12}^2$  al neutriniilor solari, pentru neutrini atmosferici cu energia de  $\sim 1\text{GeV}$ , nu poate satisface aceasta conditie deoarece lungimea de oscilatie este de cateva ori mai mare decat diametrul Pamantului).

## Neutrini atmosferici si detectori pentru studiul dezintegrarii protonului

## CAPACITATI

Studiul neutrinelor atmosferice a dus la intensificarea efortului de a construi in subteran detectori de dimensiuni mari pentru a putea studia dezintegrarea protonului, unul dintre fenomenele prezise de Teoria Marii Unificari (TMU) formulate la sfarsitul anilor 1970 si inceputul anilor '80. Deoarece in astfel de detectori depunerile de energie provenite din dezintegrarea protonului si de la neutrinii atmosferici sunt similare, studiul neutrinelor atmosferice reprezinta al doilea scop al acestor detectori. Dovezi ale existentei anomaliei neutrinelor atmosferice au fost obtinute in cadrul unor experimente ca IMB [28] si Kamiokande [29]. Experimentul IMB a fost primul care in 1986 a semnalat un posibil deficit in numarul de evenimente in timp ce experimental Kamiokande in 1998 a stabilit ca exista un deficit ce depaseste  $4\sigma$ . Din 1998 aceasta anomalie a reiesit si din datele experimentelor Soudan si Super-Kamiokande.

Marimea determinata in cadrul acestor experimente este un raport intre date experimentale si calcule Monte Carlo:

$$R = \frac{(\nu_\mu/\nu_e)_{data}}{(\nu_\mu/\nu_e)_{MonteCarlo}}$$

Daca  $R \sim 1$  exista acord intre date si teorie. Primele experimente au avut dificultati in a evalua acest raport datorita statisticii mici; ratele de numerare au fost prea mici pentru a permite realizarea unei analize detaliate bazata pe unghiul zenith, adica bazata pe lungimea parcursului neutrinelor. Acest lucru s-a schimbat o data cu construirea detectorului Super-Kamiokande, care a oferit un volum sensibil de 20 ktone. O prima analiza realizata in cadrul acestui experiment a avut ca rezultat

$$R = 0.61 \pm 0.03(stat) \pm 0.05(syst)$$

pentru evenimente cu energia sub-GeV care au fost total continute in detector si

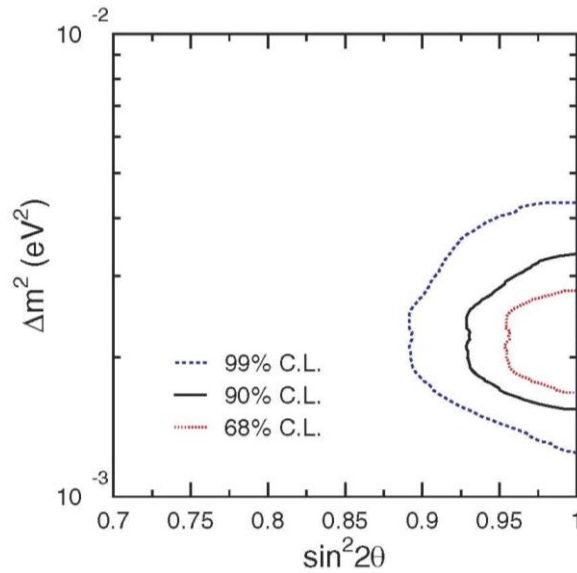
$$R = 0.66 \pm 0.05(stat) \pm 0.08(syst)$$

pentru evenimente total si partial continute in detector cu energia multi-GeV. In plus, colaborarea a prezentat in 1998 o analiza bazata pe date care indicau o neconcordanza in dependenta unghiului zenith de calculele teoretice ale fluxului atmosferic, in absenta oscilatiilor [30]. Acest lucru a aratat o dependenta de distanta a deficitului de muoni, indicatie a existentei oscilatiilor. Mai mult, parametrii de oscilatie, in special  $5 \times 10^{-4} eV^2 < \delta m_{23}^2 < 6 \times 10^{-4} eV^2$  erau diferiti de cei care vor fi determinati mai tarziu din studiul neutrinelor solari. Colaborarea a ajuns la concluzia ca datele corespund unei oscilatii de tip  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ .

Super-Kamiokande I in cei 5 ani de functionare a masurat aproximativ 15.000 de evenimente de neutrini atmosferici. Analiza datelor bazata pe unghiul zenith a pus in evidenta aparitia unei oscilatii minime la  $L/E \sim 500$  km, deci  $L_0 \sim 1000$  km pentru un neutrin muonic cu energia de 1 GeV. Analiza completa a parametrilor de oscilatie (Fig. 8) are ca rezultat, in urma celui mai bun fit aplicat, o valoare  $\delta m_{23}^2 \sim 2.1 \times 10^{-3} eV^2$ , total diferita de cea obtinuta in cazul neutrinelor solari. Mai interesant este faptul ca s-a obtinut pentru unghiul de amestec o valoare de  $\sim 45^\circ$ , ceea ce reprezinta existenta unui amestec egal intre 2 stari proprii de masa.



## CAPACITATI



**Fig. 8.** Rezultatele analizei oscilatiilor neutrinoilor obtinute in cadrul experimentului Super-Kamiokande I

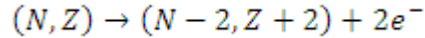
### Perspective in Fizica neutrinoilor atmosferici

Desi descoperirile experimentelor care studiaza neutrini atmosferici si neutrini solari sunt foarte importante, raman totusi cateva intrebari la care se cauta raspunsuri [31]:

- Experimentele care studiaza oscilatiile neutrinoilor sunt sensibile la diferenta dintre patratele maselor si nu la valoarea absoluta a masei acestora. Se stie, din termenul  $\delta m^2$  al neutrinoilor atmosferici, ca cel putin unul dintre neutrini trebuie sa aiba masa  $\geq 0.04 \text{ eV}$ , dar singura dovada experimentală obtinuta din experimentele cu dezintegrare  $\beta$  a tritiului, permite existenta unor mase pentru neutrini de 50 de ori mai mari. De aceea, cei trei neutrini usori au mase aproape egale separate de diferente de masa mici datorate oscilatiilor neutrinoilor solari si atmosferici.
- Efectele datorate trecerii neutrinoilor prin materie (traversarea Pamantului) nu au fost observate in cadrul experimentelor cu neutrini atmosferici. Acest lucru explica cele 2 ierarhii ale starilor proprii de masa, ilustrate in Fig. 9.
- Unghiurile de amestec solar si atmosferic,  $\theta_{12}$  si  $\theta_{23}$  au fost determinate, insa cel de-al treilea unghi de amestec,  $\theta_{13}$ , are o valoare determinata numai in experimentele cu reactor nuclear,  $\sin\theta_{13} \leq 0.17$ .
- In cadrul matricii care descrie relatia dintre masa neutrinoilor si starile proprii de aroma exista 3 faze care violeaza simetria CP, una dintre ele poate fi determinata urmarind diferentele dintre oscilatiile neutrinoilor in canale conjugate cum ar fi  $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$  si  $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ . Observarea unei asemenea diferente este importanta pentru a explica excesul de materie in raport cu antimateria existent in Univers.
- Neutrinoii, avand sarcina electrica sau alt tip de sarcina care isi schimba semnul datorita conjugarii de sarcina, este o particularitate unica in cadrul Modelului Standard al particulelor elementare deoarece exista posibilitatea sa fie propria sau antiparticula. Aceasta supozitie (neutrinoii sunt particule Majorana) nu a fost confirmata experimental insa noua generatie de

## CAPACITATI

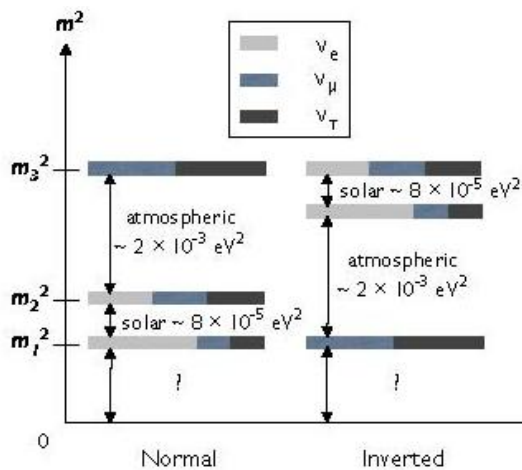
experimente care studiaza dezintegrarea  $\beta$  fara neutrini ar putea rezolva aceasta problema:



Existenta acestui process presupune violarea numarului leptonic si mase de tip Majorana. Cele doua faze, din cadrul matricii de amestec, care au ramas nedeterminate, sunt faze Majorana care pot afecta ratele dezintegrarii  $\beta$  fara neutrini.

- Nu s-au prezentat argumente convingatoare pentru valorile mari obtinute din studiul neutrinelor atmosferici si solari pentru unghiurile de amestec. Acestea difera foarte mult fata de cele masurate in cazul cuarcilor. In particular, valoarea  $\theta_{23} \sim 45^\circ$  a unghiului de amestec pentru neutrinii atmosferici este una curioasa.

Desi in experimentele terestre viitoare se vor gasi raspunsuri la unele din aceste intrebari, astrofizica neutrinelor va continua sa reprezinte un mediu unic si propice pentru determinarea proprietatilor fundamentale ale neutrinelor.



**Fig. 9.** Ierarhia starilor proprii de masa in cazul neutrinelor atmosferici si solari

### Neutrini de la Supernova

Exploziile asociate cu colapsul miezului supernovei sunt printre cele mai interesante surse de neutrini in astrofizica [32]. O stea masiva, peste 10 mase solare, isi incepe ciclul de viata prin arderea hidrogenului in centrul sau in conditii de echilibru hidrostatic. Cand hidrogenul se epuizeaza, miezul se contracta pana se atinge temperatura si densitatea la care poate avea loc reactia  $3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$ . Apoi se arde heliul pana la epuizare. Acest ciclu (evacuarea combustibilului, contractie, incalzirea si aprinderea cenusei provenita din ciclurile de ardere anterioare) se repeta de mai multe ori, ducand in final la arderea exploziva a Si si obtinerea Fe. Pentru o stea masiva evolutia este rapida datorita cantitatii de energie pe care steaua trebuie sa o produca pentru a invinge gravitatiea. O stea cu greutatea de 25 de mase solare va parcurge ciclul de ardere in 7 My, etapa finala de ardere a Si durand cateva zile. Rezulta o structura in straturi (de tip ceapa) a stelei de dinainte de colaps in care se poate observa toate ciclurile parcurse, analizand steaua de la suprafata spre centru: sunt invelisuri concentrice dominate de  $H$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}$ ,  ${}^{28}\text{Si}$  si  ${}^{56}\text{Fe}$ .

# CAPACITATI

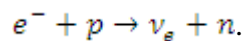
## Mecanismul de explozie si aparitia neutrinilor

Sursa de energie pentru evolutia unei stele este energia nucleara de legatura. Daca se schiteaza dependenta energiei nucleare de legatura,  $\delta$ , de masa nucleara se poate observa ca minimumul este atins in cazul Fe. Pe o scala in care consideram masa  $^{12}\text{C}$  egala cu 0 vom avea:

$^{12}\text{C}$	$\delta/\text{nucleon} = 0.000\text{MeV}$
$^{16}\text{O}$	$\delta/\text{nucleon} = -0.296\text{MeV}$
$^{28}\text{Si}$	$\delta/\text{nucleon} = -0.768\text{MeV}$
$^{40}\text{Ca}$	$\delta/\text{nucleon} = -0.871\text{MeV}$
$^{56}\text{Fe}$	$\delta/\text{nucleon} = -1.082\text{MeV}$
$^{72}\text{Ge}$	$\delta/\text{nucleon} = -1.008\text{MeV}$
$^{98}\text{Mo}$	$\delta/\text{nucleon} = -0.899\text{MeV}$

O data ce Si arde pentru a produce Fe nu exista sursa de energie nucleara adecvata pentru a sustine steaua. Asadar, dupa ce dispare si ultima urma de energie nucleara, miezul este sustinut de presiune, cu o rata de producere a energiei mai mica decat luminozitatea stelara. Densitatea miezului este  $2 \times 10^2 \text{ g/cm}^3$  iar temperatura este  $kT \sim 0.5 \text{ MeV}$ .

In acest fel colapsul care incepe cu arderea Si nu este interupt de un nou ciclu de ardere ci este continuu. Datorita gravitatiei colapsul duce la incalzirea rapida si apoi la comprimarea materiei. Caldura suficienta a Fe poate elibera particule  $\alpha$  si cativa nucleoni cu energia de legatura de  $\sim 8 \text{ MeV}$ . In acelasi timp creste potentialul chimic al electronului, ceea ce favorizeaza captura electronica pe nucleu si pe protoni liberi,



Deoarece conditia de echilibru chimic este:

$$\mu_e + \mu_p = \mu_n + \langle E_\nu \rangle,$$

cresterea suprafetei Fermi a electronului cu densitatea va duce la cresterea ratei de aparitie a neutronilor in materie, atata timp cat neutrinii parasesc steaua. Acesti neutrinii sunt purtatori de energie si numar leptonic. Procesele de captura electronica si excitare si separare nucleara consuma energia gazului de electroni, care reprezinta singura sursa de sustinere a stelei. In consecinta, colapsul are loc foarte repede, din simularile numerice rezultand ca miezul de Fe al stelei ( $\sim 1.2-1.5$  mase solare) colapseaza la aproape 0.6 din viteza de cadere libera.

In timp ce neutrinii electronici migreaza rapid in primele etape ale ciclului de ardere, conditiile se schimba cand densitatea atinge valoarea de  $\sim 10^{12} \text{ g/cm}^3$ . In acest moment interactia neutrinilor cu materia are loc prin intermediul proceselor in curenti incarcati si in curenti neutri, ceea ce duce la modificarea parcursului particulelor. Imprastierea neutrinilor pe nucleu in curent neutru este un proces important deoarece amplitudinea de imprastiere este proportionala cu sarcina totala nucleara slaba, care este aproximativ egala cu numarul de neutroni. Imprastierea elastica transfera energie foarte putina deoarece masa nucleului este mult mai mare decat energia neutrinilor, insa procesul are loc cu transfer de impuls. Datorita imprastierilor multiple neutrinul strabate si reuseste sa paraseasca steaua. Cand drumul liber mediu al neutrinului devine suficient de scurt timpul necesar acestuia pentru a parasi miezul incepe sa fie mai mare decat timpul necesar pentru ca explozia sa fie completa. Acesti neutrinii raman blocati in interiorul stelei atunci cand densitatea atinge o valoare mai mare de  $10^{12} \text{ g/cm}^3$  sau  $\sim 1\%$  din densitatea nucleara.

## CAPACITATI

Pentru o stea neutronica cu 1.4 mase solare si o raza de 10 km, energia de legatura estimata este:

$$\frac{GM^2}{2R} \sim 2.5 \times 10^{53} \text{ ergs.}$$

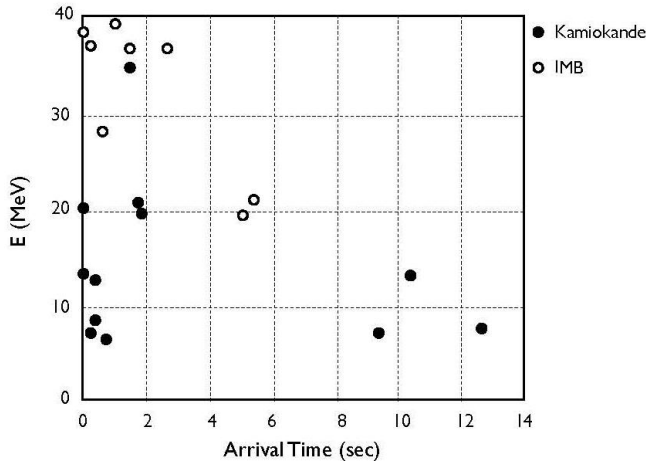
Colapsul produce o unda de soc foarte importanta pentru emisiile ulterioare ale invelisului stelei. Referitor la detaliile exploziei, neutrinii sunt particulele rezultante dominante din punct de vedere energetic. Energia cinetica necesara exploziei si aparitia optica a supernovei consuma mai putin de 1% din energia disponibila. Restul de 99% din  $3 \times 10^{53} \text{ ergs}$ , eliberata in timpul colapsului, se emite sub forma de neutrini de toate tipurile. Timpul in care sunt eliberati neutrinii prizonieri in steaua protono-neutronica este de 3 secunde. Energia se imparte egal intre toate familiile de neutrini. Modul cum se realizeaza decuplarea neutrinelor emisi- decuplarea are loc la o densitate de  $\sim 10^{11} \div 10^{12} \text{ g/cm}^3$  -depinde de familia de neutrini. Acest lucru duce la aparitia diferentelor in ceea ce priveste temperatura,  $\nu_e$  este o particular mult mai rece ( $T \sim 3.5 \text{ MeV}$ ) decat ceilalti neutrini ( $T \sim 6 \text{ MeV}$ ). Raza spatiului necesar decuplarii neutrinelor de stea defineste adanc in interiorul acesteia o "sfera neutrinica".

Aparitia neutrinelor produsi in urma colapsului miezului unei supernove a fost observata cu dispozitive ca Super-Kamiokande si SNO. Pe 23 februarie 1987 au fost observati de catre experimentele Kamiokande si IMB primii neutrini de la Supernova din norul lui Magellan [33]. Au fost detectate pe parcursul a 10 secunde un numar de aproximativ 20 de evenimente. Desi statistica a fost foarte mica numarul de evenimente si intervalul cat a durat explozia au fost in concordanta cu estimarile energiei eliberate si timpului de racire ale supernovei. Datele de la cele 2 experimente sunt prezentate in Fig. 10 [34].

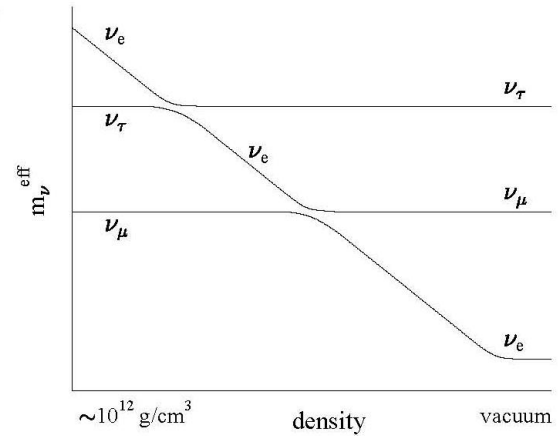
Diferentele de temperatura observate intre cele 3 familii de neutrini sunt importante datorita oscilatiilor si nucleosintezei. Efectele materiei in cazul problemei neutrinelor solari au fost discutate pentru 2 familii de neutrini insa densitatea mare observata in urma colapsului miezului supernovei a facut ca toate cele 3 familii de neutrini sa devina la fel de importante. In Fig. 11 este prezentata diagrama efectului MSW pentru toate cele 3 familii de neutrini. Se observa ca pe langa schimbarea  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  foarte importanta pentru neutrinii solari, exista si o trecere a lui  $\nu_e$  in  $\nu_\tau$ . Densitatea mai mare ce caracterizeaza aceasta trecere,  $\sim 10^4 \text{ g/cm}^3$ , este determinata de diferenta de masa atmosferica  $\delta_{m_{\nu\tau}}^2$  si de energia neutrinelor de la supernova,  $\sim 10\text{-}20 \text{ MeV}$ . Aceasta densitate este peste cea observata in Soare ( $\leq 10^2 \text{ g/cm}^3$ ) dar mult mai mica decat cea a sferei de neutrini a supernovei. In consecinta, aceasta a doua trecere modifica aroma neutrinelor numai dupa ce acestia parasesc steaua cu spectre bine definite (aproape termice). Acesta trecere poate modifica spectrele neutrinelor electronici si taonici astfel incat  $\nu_e$  devin mai fierbinti decat ceilalti neutrini.

De fapt aceasta descriere simplifica fizica neutrinelor de la supernova. Densitatea foarte mare de neutrini observata la supernova duce la un nou aspect al efectului MSW- oscilatiile se modifica datorita imprastierilor  $\nu - \nu$  si nu datorita proceselor de tip  $\nu - e^-$  [35]. Supernova reprezinta singurul mediu in care interactiile  $\nu - \nu$  domina in efectul MSW.

## CAPACITATI



**Fig. 10.** Evenimentele de la SN1987A observate în experimentele Kamiokande și IMB



**Fig. 11.** Reprezentarea schematica a proceselor suferite de  $\nu_e$  datorita efectului MSW

### Fizica neutrinoilor de la supernova

Acest nou potential efect MSW datorat interacțiilor  $\nu - \nu$  este unul din numeroasele motive pentru care explozia supernovelor joacă un rol important în astrofizica neutrinoilor. Altele includ:

- Trecerea  $\nu_e \rightarrow \nu_{\tau}$  implică existența celui de-al treilea unghi de amestec  $\theta_{13}$  a cărui valoare nu a fost determinată încă. Aceasta trecere are loc în învelișul steii și reprezintă un proces adiabatic- condiția pentru schimbarea aromei- pentru unghiurile de amestec  $\sin^2 2\theta_{13} \geq 10^{-4}$ . Aceasta precizie în măsurarea unghiurilor de amestec de valori mici nu va putea fi atinsă cu noua generație de experimente terestre care au ca scop măsurarea unei valori de ordinul  $\geq 10^{-2}$ . De aceea, studiul supernovelor reprezintă singura modalitate de a introduce constrângeri asupra unghiului de amestec, în cazul în care se va dovedi că are valori mici.
- Numărul neutrinoilor de la supernova nu va fi influențat de materie sau de praf, spre deosebire de semnalele optice. Acești neutrini, în următorii ani, vor reprezenta modalitatea cea mai sigură de măsurare a ratei de explozie a miezului supernovei.
- Există un fond nedetectat difuz format din neutrini produși în exploziile supernovelor care au avut loc în trecut în Univers. Viitoarea generație de detectori masivi (de ordinul megatona) va putea fi capabilă să măsoare câteva evenimente provenite din acest fond. Detectia acestor neutrini va oferi informații despre exploziile care au loc în stelele masive de la formarea lor și până în prezent.

### Concluzii

Neutrini provin din obiecte astrofizice și oferă informații despre procesele care au loc în Univers și care nu pot fi studiate pe alte căi decât prin intermediul studierii proprietăților neutrinoilor. Prima detecție cu succes a unui neutrin provenit de la Supernova SN1987A, în cadrul experimentului subteran Kamiokande, Japonia, realizare pentru care Ray Davies a fost recompensat, în anul 2002, împreună cu Masatoshi Koshiba, cu Premiul Nobel, a deschis calea spre studiul neutrinoilor la energii joase, marcând începutul unei tradiții de 20 de ani de realizări incredibile ale experimentelor cu detectori subterani de dimensiuni mari, cel mai mare fiind cel folosit în cadrul experimentului SuperKamiokande (22.5 ktone).

## CAPACITATI

Aceste experimente subterane, datorită evoluției Științei și Tehnologiei, au obținut rezultate fundamentale pentru Fizică, precum soluția problemei neutrinelor solari, și semnale experimentale pentru o Fizică nouă în ceea ce privește neutrini fără masă și violarea aromei leptonilor, peste predicțiile Modelului Standard (MS) al interacțiilor particulelor elementare. În paralel, pentru a testa modelele de formare a stelelor, sau impus limite asupra fluxului de neutrini proveniți de la supernove. Experimentul KamLand, beneficiind de cel mai mare detector cu scintilatori construit până în prezent, a anunțat prima detecție a unui neutrin emis de elemente radioactive în interiorul Pământului (geoneutrini), deschizând astfel noi posibilități de investigare a interiorului acestuia. În curând, neutrini vor putea fi studiați într-un fascicul accelerat provenit de la noul accelerator al noului institut japonez de la Tsukuba, JPARC, în experimentul T2K, fascicul direcționat către detectorul SuperKamiokande. Important este și faptul că tot mai multe experimente subterane au mărit limita timpului de viață al protonului în jurul valorii de 1031 ani.

Aceste rezultate au revoluționat modul de a înțelege Fizica particulelor elementare și au deschis o nouă fereastră spre Fizica peste Modelul Standard (MS). Această nouă Fizică, care implică existența unor particule și forțe noi, apare la scala energiilor foarte înalte, de ordinul a 10<sup>16</sup> GeV, sau chiar la o scală mai mare. Este necesar să descoperim caracteristicile acestei Fizici noi pentru a putea răspunde la întrebări privind unificarea forțelor, originea masei neutrinelor și problema aromelor (flavours). În timp ce la acceleratorul LHC (Large Hadron Collider) de la CERN interacțiile proton-proton, la energia maximă în sistemul centrului de masă de 14 TeV, vor oferi informații despre Fizica la scala energiilor electroslabe (sau scala TeVilor), informațiile despre noua Fizică la 10<sup>16</sup> GeV, energie mult mai mare decât cea de la LHC, vor fi obținute în urma cercetărilor privind dezintegrarea protonului și determinarea parametrilor care descriu masele și amestecul de neutrini.

Noua generație de experimente subterane care vor căuta evenimente rare (dezintegrarea protonului) și vor studia sursele de neutrini terestre și din Univers vor putea răspunde la întrebări fundamentale din Fizica particulelor și Astrofizică și vor explica legi fundamentale ale Naturii, care în alte condiții ar putea rămâne neelucidate.

Există motive pentru a crede că astfel de programe de Fizică se vor extinde pe parcursul unei perioade de 3040 de ani, implicând mai multe generații de cercetători. Prin investigarea timpului de viață al protonului până la o valoare apropiată de 1035 ani se va realiza un ultim test al ipotezelor "Marii Unificări". După detecția neutrinelor proveniți de la supernovă, următoarea descoperire majoră legată de experimente care implică detectarea neutrinelor este așteptată, probabil, în următorul deceniu, și, cu certitudine, în următorii 30 de ani. Între timp va fi studiat fondul reprezentat de neutrini proveniți de la supernova SN1987A. Studiul proprietăților neutrinelor a pus în evidență existența unei noi Fizici, peste predicțiile Modelului Standard. Noi descoperiri, ca violarea CP în cazul leptonilor, sunt așteptate în acest domeniu.

## BIBLIOGRAFIE

- [1] Y. Shitov. SuperNEMO: A next generation project to search for neutrinoless double beta decay. arXiv:nucl-exp/0807. 3078, 2008.
- [3] W. Pauli, Letter reproduced in translation, Physics Today, 1978.
- [4] P. Higgs, Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons, Phys. Rev. 145:1156 (1996).
- [5] C. Amsler et al., Review of particle physics, Phys. Lett. B667:1 (2008).
- [6] Y. Fukuda et al., [Super-Kamiokande Collaboration] Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos, Phys. Rev. Lett. 81:1562 (1998).
- [7] D. V. Aleksandrov et al., JEPT Lett. 40, 909 (1984).
- [8] J. Giovinazzo et al., Phys. Rev. Lett. 89, 102501 (2002).
- [9] P. Woods and C. Davids, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 47, 541 (1997).

## CAPACITATI

- [10] A. A. Oglobin et al., Phys. Rev. C61, 034301 (2000).  
[11] B. A. Brown, Phys. Rev. Lett. 69, 1034 (1992).  
[12] D. H. Wilkinson, Nucl. Phys. A209, 470 (1973).  
[13] D. H. Wilkinson and B. E. F. Macefield, Nucl. Phys. A232, 58 (1974).  
[14] D. H. Wilkinson, A. Gallman and D. E. Alburger, Phys. Rev. C18, 401 (1978).  
[15] D. H. Wilkinson, Nucl. Phys. A377, 474 (1982).  
[16] I. S. Towner and F. C. Khanna, Nucl. Phys. A399, 334 (1983).  
[17] B. A. Brown and B. H. Windenthal, Phys. Rev. C28, 2397 (1983).  
[18] R. Davis Jr., D. S. Harmer, and K. C. Ho\_man, Phys. Rev. Lett. 20 (1966) 1205.  
[19] J. N. Bahcall, A. Serenelli, and S. Basu, Ap. J. 621 (2005) L85.  
[20] A. S. Brun, S. Turck-Chieze, and P. Morel, Ap. J. 506 (1998) 913.  
[21] J. N./Bahcall and M. H. Pinsonneault, Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 121301.  
[22] J. Hosaka et al., Phys. Rev. D73 (2006) 112001; J. P. Cravens et al., arXiv:0803.4312 (2008).  
[23] Q. R. Ahmad et al., Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 011301.  
[24] Q. R. Ahmad et al., Phys. Rev. C75 (2007) 045502.  
[25] S. P. Mikheyev and A. Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys. 42 (1985) 913.  
[26] L. Wolfenstein, Phys. Rev. D17 (1979) 2369.  
[27] B. Aharmim et al., arXiv:0806.0989 (submitted to Phys. Rev. Lett.); KamLAND Collaboration, Phys. Rev. Lett. 92 (2005) 081801.  
[28] T. J. Haines et al., Phys. Rev. Lett. 20 (1986) 1986; D. Casper et al., Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 2561.  
[29] K. S. Hirata et al., Phys. Lett. B205 (1988) 416.  
[30] Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562.  
[31] APS Mult-Divisional Study of the Physics of Neutrinos,  
<http://www.aps.org/policy/reports/multidivisional/neutrino/>.  
[32] H.-Th. Janka, K. Langanke, A. Marek, G. Martinez-Pinedo, and B. Muller, Phys. Rep. 442 (2007) 38; A. Mezzacappa, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 55 (2005) 467; K. Kotake, K. Sato, and K. Takahashi, Rep. Prog. Phys. 69 (2006) 971; S. Woosley and J. S. Bloom, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 44 (2006) 507.  
[33] K. Hirata et al., Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1490; R. M. Bionta et al., Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1494.  
36  
[34] G. M. Fuller, R. W. Mayle, J. R. Wilson, and D. N. Schramm, Ap. J. 322 (1987) 795; D. Notzold and G. Ra\_elt, Nucl. Phys. B307 (1988) 924.  
[35] G. Steigman, Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci. 57 (2007) 463

Director de proiect  
Prof.univ.dr. Alexandru JIPA

