

**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"**

Durata proiectul: *13 luni*

August 2014

Raport de cercetare științifică

Oscilațiile neutrinelor.

Ierarhia de masă a neutrinelor și posibilități de detectare

Raport etapa 2/ 2014

Obiectivele generale ale proiectului

Cercetarea Universului, a originii și evoluției sale, precum și conexiunile cu procese hadronice și nucleare observate în interacții complexe, reprezintă direcții de cercetare de interes pe plan internațional. De aceea, în ultimii ani Uniunea Europeană investește sume importante în proiecte de cercetare având astfel de obiective. Unele dintre ele își propun să obțină informații fizice de interes folosind atât radiația cosmică, cât 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 m³. 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 au fost 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. Proiectul a avut numărul 284518. În proiect au fost implicate peste 40 de instituții, între care s-au numărat și unele românești, și anume: *Facultatea de Fizică a Universității din București* (FFUB) și *Institutul Național de Fizică și Inginerie Nucleară „Horia Hulubei”* (IFIN-HH).

Programul științific al Colaborării LAGUNA-LBNO a urmărit, 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 explicație 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 și Astrofizică 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 modele geofizice pentru neutrini (neutrini proveniți din crusta terestră). O altă direcție este cea a detectării neutrinilor galactici proveniți din exploziile supernovelor. În aceste condiții, vor fi înțelese exploziile stelare și vor fi clarificate unele proprietăți ale neutrinilor. O direcție majoră, extrem de interesantă și importantă în cadrul proiectului, a fost aceea a studierii oscilațiilor neutrinilor 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 suprafață, 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 sit-uri:

<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-

BNL.f.ppt.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 neutrinilor 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 unor astfel de mega-detectori. 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]].

- [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 CNGS 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. Mattila, V. Fortner, T. Järnström, M. Lehtolab, J. Narkilahti, J. Joutsenvaara, S. Nurmenmies, J. Peltoniemi, H. Remes, J. Sarkamäe, C. Shena, I. Usoskin. 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 - 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 23rd European Cosmic Ray Symposium and 23rd 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, cu luarea în considerare a faptului că termenul final al proiectului european a fost stabilit în 31 august 2014, ca obiective specifice au fost propuse următoarele: (a) *studierea oscilațiilor neutrinilor*; (b) *investigarea ierarhiei de masă a neutrinilor*. Aceste obiective, sunt, de altfel, în strânsă conexiune cu cele ale întregii colaborări LAGUNA-LBNO.

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 extreme de redus de izotopi radioactive (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 A654(2011)176-183*) au permis estimări ale adâncimii efective a minei, în metri de apă echivalenți.

În condițiile existenței unei opțiuni a colaborării pentru plasarea, în condițiile continuării finanțării de Uniunea Europeană, unui detector-pilot, de circa 10-20 kt, în faza inițială, în mina de la Pyhasalmi (Finlanda), la adâncimea de 1420 m, grupul de la Facultatea de Fizică a Universității din București a continuat, în strânsă colaborare cu grupul de la IFIN-HH, să se integreze eforturilor generale ale Colaborării LAGUNA-LBNO, cu luarea în considerare a posibilităților de a derula unele experimente de interes în mina „Unirea” din Slănic Prahova.

O primă direcție de investigare a fost cea a investigării oscilațiilor neutrinilor. S-au avut în vedere sursele posibile ale acestor oscilații, în contextul modelelor actuale din Fizica particulelor

elementare și Fizica astroparticulelor. Analiza făcută a arătat că este posibilă investigarea acestor oscilații atât la distanțe foarte mari, de peste 2000 km, cum propune Colaborarea LAGUNA-LBNO, dar există o probabilitate nenulă de investigare a acestor oscilații la distanțe foarte mici, sub 30 m. În particular, astfel de oscilații ale neutrinelor la distanțe foarte mici ar putea fi investigate la Laboratorul ELI-NP de la IFIN-HH, în condițiile în care energia laserului va fi suficient de mare pentru a permite un flux de particule suficient de mare pentru realizarea unei rate de numărare semnificative statistice.

În activitățile de cercetare din această etapă s-au avut în vedere rezultatele obținute anterior, cu deosebire cele legate de *măsurarea fluxului de miuoni în subteran, ca suport științific pentru alegerea detectorului cu argon lichid ca soluție optimă pentru adâncimi relativ mici, în jur de 1000 m (echivanenți apă), estimările pentru investigare limitelor secțiunilor eficiente de interacție pentru diferite sisteme (hadron-hadron, hadron-nucleu, lepton-hadron, lepton-nucleu, și nucleu-nucleu) la diferite energii și surse de neutrini.*

Ele au permis să se obțină câteva estimări de interes pentru *oscilațiile neutrinelor și investigarea ierarhiei de masă a neutrinelor*. Unele dintre rezultate au fost prezentate la sesiuni de comunicări sau publicate: 1. *On the perspectives of the Romanian involvement in LAGUNA-LBNO Project*, Al. JIPA, I. LAZANU, O. RISTEA, M. CALIN, C. GOMOIU, T. ESANU, R. MARGINEANU, B. MITRICA, A-M APOSTU-BLEBEA, D. STANCA, D. CHESNEANU, L. NITA, D. STOIAN, M. SIN, T. ALIONTE, C. RISTEA, Bucharest University Faculty of Physics 2014 Meeting, Nuclear and Elementary Particles Physics Section; 2. *LAGUNA-LBNO: Large Apparatus studying Grand Unification and Neutrino Astrophysics and Long Baseline Neutrino Oscillations*, 12TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON TOPICS IN ASTROPARTICLE AND UNDERGROUND PHYSICS (TAUP 2011), PTS 1-6 Book Series: Journal of Physics Conference Series Volume: 375, Article Number: 042056

Așa cum se menționa anterior, aceste eforturi s-au încadrat în eforturile generale ale colaborării. Cele mai importante rezultate ale acestora sunt incluse în articolul publicat în ***Journal of High Energy Physic: Issue: 5, Article Number: 094, DOI: 10.1007/JHEP05(2014)094, Published: MAY 21 2014***, precum și în documentele asociate cererii acceptate ca experimentul să facă parte din *platforma de Fizica neutrinelor a CERN*, cerere acceptată de Consiliul Științific al CERN, în iunie 2014. A apărut, astfel, ***Experimentul WA-105***. Acesta își propune construirea unui detector paralelipipedic/cubic cu volum sensibil argon lichid, de peste 200 m³, care să devină detector de proximitate pentru detectorul pilot de 20 kt care va fi amplasat în mina de la Pyhasalmi. ***Membrii grupului de cercetare din prezentul proiect sunt și membrii ai Experimentului WA-105.***

Oscilațiile neutrinelor Ierarhia de masă a neutrinelor și posibilități de detectare

Introducere

În modelul standard al Fizicii particulelor elementare este bazat pe fermioni fundamentali, grupați în cuarci și leptoni, și bosoni asociați, cuante de schimb ale interacțiilor pe care le descrie (tare – nucleară și subnucleară, slabă și electromagnetică – în varianta clasică, respectiv, tare și electroslabă – în varianta recentă). Leptonii sunt grupați în trei familii, fiecare având neutrini asociați (Fig.1). Neutrini sunt leptoni cu sarcină electrică 0, spinul $-\frac{1}{2}$, numărul leptonic $L_i = 1$, pentru ν_i ($i=e,\mu,\tau$). Masele lor sunt încă necunoscute, deși există indicații ale unor limite superioare pentru aceste mase. Există trei arome asociate neutrinelor, și anume: electronic, muonic și tauonic. Ei interacționează doar slab și gravitațional, cele mai slabe interacții fundamentale. Din această cauză detecția lor este foarte dificilă și, în consecință, cunoașterea proprietăților lor este limitată. Leptonilor le sunt asociați antileptonii, iar neutrinelor le sunt asociați antineutrini.

În literatura de specialitate se consideră și existența *neutrinelor sterili*. Se presupune că aceștia interacționează doar gravitațional. Se caută dovezi experimentale în acest sens.

O diferență cunoscută între neutrini și antineutrini este *helicitatea*. Se consideră că neutrino prezintă helicitate stânga, iar antineutrino prezintă helicitate dreapta. Dacă nu ar avea masă, atunci neutrino ar avea helicitatea $\mathcal{H} = +1$, iar antineutrino $\mathcal{H} = -1$. Neutrini sterili sunt neutrini de helicitate dreapta, iar antineutrini sterili sunt helicitate stânga.

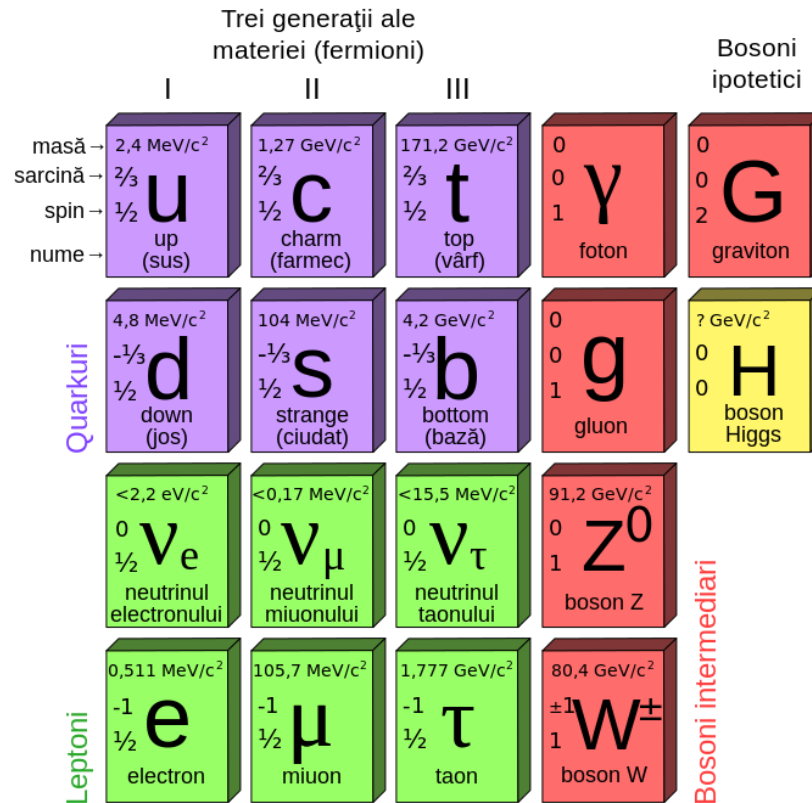
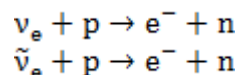


Fig.1. Particule fundamentale în Modelul standard al Fizicii particulelor elementare

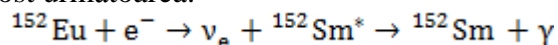
Dacă neutrinel și antineutrinel ar fi particule identice atunci reacțiile de mai jos ar avea loc cu aceeași probabilitate ((secțiune eficace):



Punerea în evidență a existenței neutrinelor/antineutrinelor s-a făcut în deceniul al șaselea al secolului alXX-lea folosind reacția inversă reacției de captură de electroni (de exemplu, o reacție de tipul $\bar{\nu}_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$). Secțiunea eficace a unui astfel de proces este foarte mică. Pentru exemplul considerat, valoarea este $\bar{\sigma}(\bar{\nu}_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}) < 0.9 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$.

Acesta este, de astfel, principiul de detecție folosit în toate experimentele de detecție a neutrinelor, indiferent de natura sau originea acestora (telurici sau solari).

Măsurarea directă a heliciții neutrinelui a fost realizată în experimentul propus de Goldhaber și colaboratorii. Aceasta implică măsurarea polarizării fotonilor emiși în reacții de captură de electroni. Reacția folosită a fost următoarea:



Legea conservării impulsului aplicată pentru reacția dintre electron și nucleul de ${}^{152}\text{Eu}$, aflat în

repaus, conduce la următoarea egalitate: $\vec{p}^{152}_{Sm^*} = -\vec{p}_\nu$. Emisia fotonilor, cu energia de 961 keV, va implica o egalitate între impulsurile neutrinoilor și fotonilor, pentru un nucleu de samariu în repaus: $\vec{p}_\gamma = -\vec{p}_\nu$. Acești fotoni preiau și energie de recul a nucleului de $^{152}Sm^*$, esențială pentru absorbtia rezonantă folosită în detecție. Absorbția rezonantă este realizată într-un inel de Sm_2O_3 , iar fotonii reemiși sunt detectați sub unghiuri mari de un detector cu NaI(Tl) bine ecranat. Impulsul acestor fotoni este antiparalel cu impulsului neutrinoilor. În privința spinului, starea inițială este caracterizată de spinul electronului $J_z = \pm \frac{1}{2}$ (definind direcția de emisie a fotonului ca axa z, folosind faptul că $J(^{152}Eu) = 0$ și că electronul emis de pe pătura K are momentul unghiular $l=0$), iar starea finală poate fi descrisă de două combinații $J_z = J_z(\nu) + J_z(\gamma) = (+\frac{1}{2}, -1)$ sau $(-\frac{1}{2}, +1)$. De aici rezultă că $J_z = \pm \frac{1}{2}$.

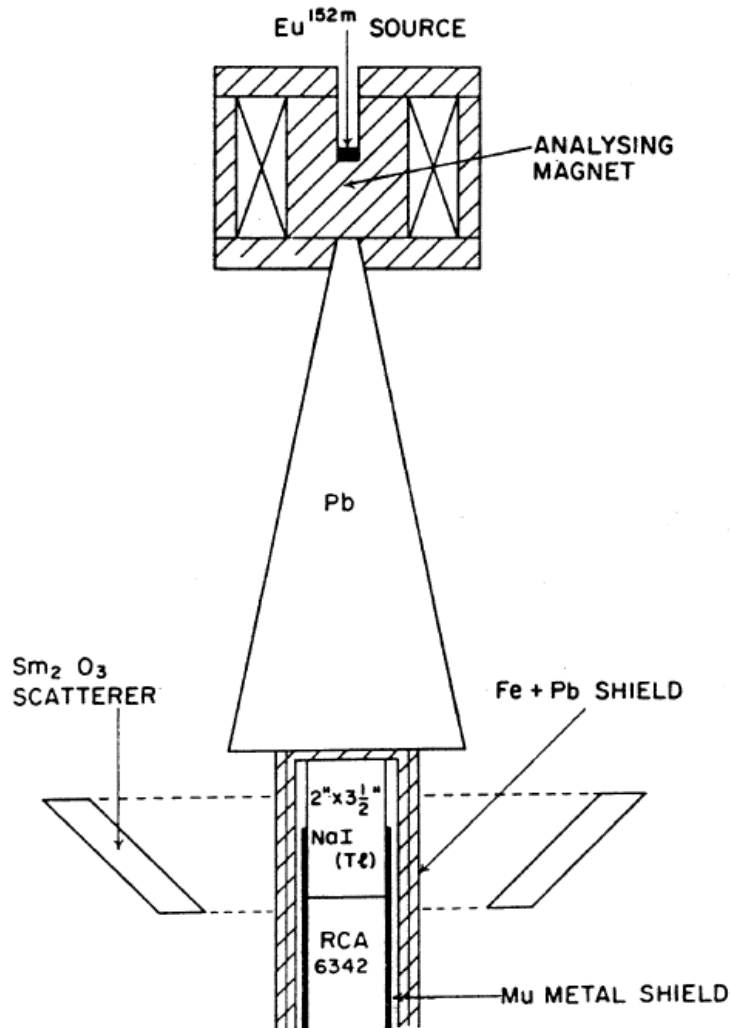


Fig.2. Dispozitivul experimental folosit de Goldhaber și colaboratorii

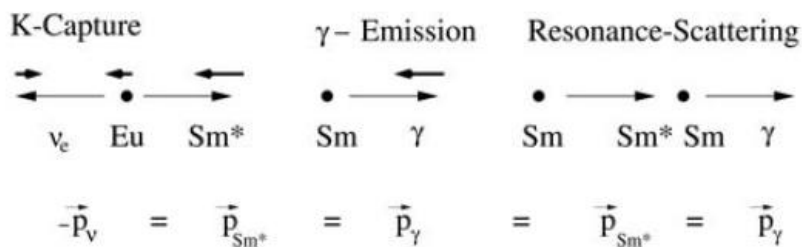


Fig.3. Orientările impulsurilor în reacția dintre electroni și europiu

Aceasta indică faptul că spinul neutrinului și cel al fotonului sunt în sensuri opuse. Luând în considerare și orientările impulsurilor (Fig.3) rezultă că helicitatea neutrinului și cea a fotonului sunt una și aceeași: $\mathcal{H}(\nu) = \mathcal{H}(\gamma)$. Deci, măsurarea helicității neutrinului este echivalentă cu măsurarea helicității fotonului. Helicitatea fotonului este chiar polarizarea sa circulară măsurată prin împrăștiere Compton într-un bloc de fier magnetizat înainte de procesul de absorbție. S-a constatat o polarizare de $67 \pm 10\%$, în acord cu valoarea estimată. După câteva corecții experimentale s-a constatat că helicitatea neutrinilor este $\mathcal{H}(\nu) = -1$.

În anul 1959, Bruno Pontecorvo a încercat să determine dacă neutrinul emis împreună cu un electron în dezintegrarea β este identic cu cel emis în dezintegrarea pionului. Dacă cele două particule sunt identice, atunci:

$$\begin{aligned} \nu_{\mu} + n &\rightarrow \mu^{-} + p, \\ \bar{\nu}_{\mu} + p &\rightarrow \mu^{+} + n, \end{aligned}$$

respectiv,

$$\begin{aligned} \nu_{\mu} + n &\rightarrow e^{-} + p, \\ \bar{\nu}_{\mu} + p &\rightarrow e^{+} + n. \end{aligned}$$

trebuie să aibă loc cu aceeași probabilitate, fiindcă ultimele două pot fi realizate prin ν_e și $\bar{\nu}_e$. Dacă ν_e și ν_{μ} nu sunt identici, ultimele două interacții nu pot fi observate.

Experimentul a fost realizat la Brookhaven AGS folosind un fascicul de protoni de 15 GeV care cădea pe o țintă de beriliu. Pionii și kaonii creați au produs un fascicul aproape pur de ν_{μ} . Zece grupuri de camere cu bule cu masa de o tonă fiecare au fost ecranate cu 13,5 m de fier pentru eliminarea hadronilor și majorității muonilor. Muonii și electronii au fost discriminați după urmele lăsate, miuonii producând linii drepte, în timp ce electronii formau o jerbă electromagnetică. 29 de evenimente de tip miuon și 6 de tip electron au fost observate, ceea ce a permis să se demonstreze că cei doi neutrino sunt diferiți, $\nu_e \neq \nu_{\mu}$. Experimentul a fost repetat la CERN Geneva, cu o statistică mai mare, iar diferența dintre cele două tipuri de neutrino a fost (re)confirmată.

Oscilațiile neutrinelor. Considerații fundamentale

Oscilațiile neutrinelor sunt un fenomen care se datorează faptului că stările proprii de aromă nu coincid cu stările proprii de masă. Între stările de masă există o mică diferență, ceea ce face ca ele să se propage diferit. Stările de aromă sunt definite de combinații liniare de stările de masă.

$$|\nu_{\alpha}\rangle = \sum_j U_{\alpha j} |\nu_j\rangle$$

unde $\alpha = e, \mu, \tau$ și $j = 1, 2, 3$, iar U este o matrice unitară de amestec și

$$U^{\dagger} = U^{-1},$$

de unde rezultă

$$|\nu_j\rangle = \sum_{\alpha} U_{\alpha j}^* |\nu_{\alpha}\rangle.$$

Studierea oscilațiilor neutrinelor pentru cazul cu 2 arome presupune scrierea unei matrici de amestec, sub forma unei matrici de rotație, de tipul următor:

$$\begin{pmatrix} \nu_{\alpha} \\ \nu_{\beta} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

Făcând calculele se obține următoarea probabilitate:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = 2\sin^2(2\theta)\sin^2\left(\frac{\phi_2 - \phi_1}{2}\right),$$

cu $\phi_i = E_i t - p_i x$.

Diferența de fază de mai sus se mai poate scrie astfel:

$$\phi_2 - \phi_1 = (E_2 - E_1)t - (p_2 - p_1)x$$

Presupunând că neutrinii sunt particule relativiste, atunci $t = x = L$, cu L distanța dintre sursă și detector. Se poate scrie:

$$p_i = \sqrt{E_i^2 - m_i^2} = E_i \sqrt{1 - \frac{m_i^2}{E_i^2}} \approx E_i \left(1 - \frac{m_i^2}{2E_i^2}\right),$$

Diferența de fază se poate rescrie astfel:

$$\phi_2 - \phi_1 = \left(\frac{m_1^2}{2E_1} - \frac{m_2^2}{2E_2}\right)L$$

În ipoteza că energiile stărilor de masă sunt identice, atunci diferența de fază se rescrie în modul următor:

$$\phi_2 - \phi_1 = \left(\frac{m_1^2}{2E_1} - \frac{m_2^2}{2E_2}\right)L = \frac{\Delta m^2 L}{2E}$$

unde $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$ și $E_1 = E_2 = E$.

Înlocuind în ecuația probabilității se obține:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = 2\sin^2(2\theta)\sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E_\nu}\right)$$

Dacă se exprimă distanța L în km și energia E în GeV, folosind valorile numerice pentru \hbar și c , atunci relația de mai sus se poate rescrie astfel:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = 2\sin^2(2\theta)\sin^2\left(1.27\Delta m^2 \frac{L}{E_\nu}\right)$$

Aceasta este probabilitatea de oscilație a neutrinelui ν_α în neutrinelui ν_β la distanța L și energia E_ν - ambele mărimi date - iar probabilitatea de supraviețuire pentru neutrinelui ν_α va fi:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta).$$

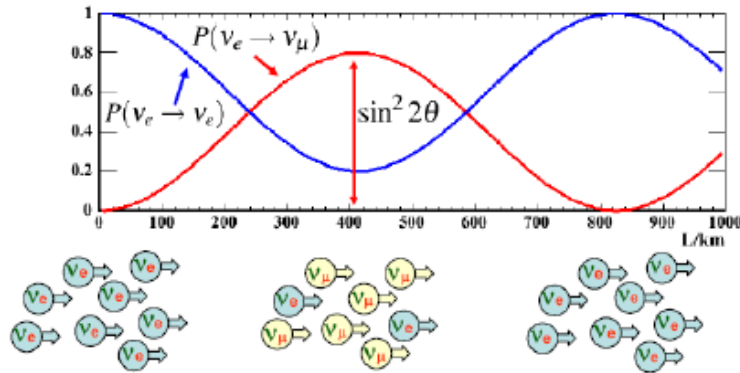


Fig.4. Oscilația probabilității în funcție de L pentru $\Delta m^2 = 0.003 \text{ eV}^2$, $\sin^2(2\theta) = 0.8$ și $E_\nu = 1 \text{ GeV}$

În Fizica particulelor elementare există trei simetrii discrete, și anume:

- (i) conjugarea de sarcină, \hat{C} , care schimbă particule în antiparticule
- (ii) paritatea, \hat{P} , care inversează componentele spațiale ale funcțiilor de undă
- (iii) inversia de timp (temporală), \hat{T} , care inversează interacția

Interacția slabă violează \hat{C} și \hat{P} . Fie dezintegrarea pionilor încărcăți, π^\pm . Pentru pionul negativ, π^- , reacția permisă este $\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}_\mu$. Dacă se aplică paritatea, se inversează direcțiile particulelor din starea finală, dar nu și spinul, rezultând un antineutrino de helicitate stânga, ceea ce nu este permis. Dacă se aplică conjugarea de sarcină se schimbă particulele în antiparticule, rezultând reacția $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, neutrino fiind de helicitate dreapta, ceea ce face ca nici această reacție să nu fie permisă. Aplicarea simultană a operatorilor $\hat{C}\hat{P}$ schimbă particulele de stânga cu antiparticule de dreapta, deci reacția rezultată este permisă. Invarianța la $\hat{C}\hat{P}$ implică identitatea dintre probabilitatea unei anumite interacții și cea rezultată după aplicarea $\hat{C}\hat{P}$. $\hat{C}\hat{P}$ este violată la nivel mic în interacția slabă. Se consideră că $\hat{C}\hat{P}\hat{T}$ ar trebui să se aplice.

Aceste simetrii afectează oscilațiile neutrino în felul următor:

(a) Inversia de timp (temporală) \hat{T} - se inversează direcția oscilației:

$$(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \rightarrow (\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha)$$

Invarianța la inversia de timp implică următoarea egalitate între probabilități:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha)$$

(b) $\hat{C}\hat{P}$ - se inversează semnele direcția neutrino:

$$(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \rightarrow (\tilde{\nu}_\alpha \rightarrow \tilde{\nu}_\beta)$$

Invarianța la $\hat{C}\hat{P}$ implică următoarea relație între probabilități:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = P(\tilde{\nu}_\alpha \rightarrow \tilde{\nu}_\beta)$$

(c) $\hat{C}\hat{P}\hat{T}$ - se inversează semnele și direcția neutrino și se inversează direcția de oscilație

$$(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \rightarrow (\tilde{\nu}_\beta \rightarrow \tilde{\nu}_\alpha)$$

Invarianța la $\hat{C}\hat{P}\hat{T}$ implică o relație de egalitate între alte două probabilități:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = P(\tilde{\nu}_\beta \rightarrow \tilde{\nu}_\alpha).$$

Oscilațiile neutrino pentru cazul considerării celor 3 arome necesită folosirea unei matrici tridimensionale corespunzătoare, și anume:

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

Aceasta este o matrice de schimb unitară și a fost dedusă de Pontecorvo, Maki, Nakagawa și Sakata (PMNS). Ea este similară matricii Cabibbo, Kobayashi Maskawa (CKM) pentru cuarci. Ea este exprimată, de obicei, ca 3 matrici de rotație și o fază complexă:

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta_{23} & \sin\theta_{23} \\ 0 & -\sin\theta_{23} & \cos\theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta_{13} & 0 & \sin\theta_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin\theta_{13}e^{i\delta_{CP}} & 0 & \cos\theta_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta_{12} & \sin\theta_{12} & 0 \\ -\sin\theta_{12} & \cos\theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Expresia probabilității este de forma de mai jos:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E}) + 2 \sum_{i>j} \text{Im}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E})$$

Prima matrice este numită “sectorul 12”, a doua “sectorul 13”, iar a treia “sectorul 23”. A doua matrice este responsabilă, posibil, pentru violarea $\hat{C}\hat{P}$. Dacă nu există violare, $\delta_{CP} = 0$. În acest caz, termenul imaginar dispare și rămâne:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re}(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E})$$

Sunt 3 stări proprii de masă pentru neutrino și, deci, 2 Δm independente, și anume Δm_{23}^2 și

Δm_{12}^2 . A treia este definită de relația:

$$\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2 + \Delta m_{31}^2 = 0$$

Din experimente legate de neutrini solari și atmosferici s-a ajuns la concluzia că diferența de masă legată de sectorul 23 este cea a neutrinilor atmosferici ($\Delta m_{23}^2 \approx 3 \times 10^{-3} eV^2$), iar cea legată de sectorul 12 este cea a neutrinilor solari ($\Delta m_{12}^2 \approx 8 \times 10^{-5} eV^2$).

O analiză detaliată, actuală, a acestor aspecte este inclusă în articolul publicat în Journal of High Energy Physics, în anul 2014, articol atașat acestui raport.

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}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)

Anexă generală

Noțiuni fundamentale de Astrofizică

I. Modelul cosmologic al „exploziei primordiale”/„marii explozii”

I.1. Introducere

Modelul standard al Universului timpuriu este „construit” folosind câteva argumente specifice de Fizică: expansiunea Universului este guvernată de relativitatea generală, interacțiunile particulelor au loc în acord cu Modelul Standard, iar distribuțiile particulelor sunt stabilite de Fizica statistică.

Două dintre ipotezele fundamentale pe care este construit acest model sunt cele de *izotropie* și *omogenitate* pentru întregul Univers. Astfel de ipoteze nu sunt corecte la scară mică, dar ele pot fi considerate ca acceptabile ca o primă aproximație în tratarea fenomenelor globale care au avut sau au loc la scara întregului Univers. Introducerea celor două ipoteze, de omogenitate și izotropie, reprezintă, din punct de vedere matematic, o simplificare importantă.

Pentru un Univers izotrop și omogen, structura spațio-temporală a acestuia poate fi descrisă de metrica Robertson-Walker, iar dinamica și modul de evoluție al acestuia pot fi înțelese cu ajutorul ecuațiilor Einstein, presupunând că materia este sub forma unui fluid ideal omogen. În Universul vizibil materia este concentrată în galaxii formate din stele într-un număr mediu de 10^{11} , a căror masă tipică este de ordinul masei solare. Galaxiile au diametre de ordinul 30 kpc și grosimi de circa 1 kpc. Galaxiile formează clusteri și superclusteri de galaxii, cu extinderi spațiale de la zeci până la sute de Mpc. Structura unor astfel de clusteri de galaxii este vizibilă de la cele mai mari distanțe studiate până în prezent de om. O trasatură importantă pe care o observăm studiind cerul nopții, o constituie neuniformitatea luminozității acestuia. Dacă Universul este infinit și umplut uniform cu galaxii, este plauzibilă presupunerea că, privind cerul, intensitatea luminoasă a acestuia ar trebui să fie aceeași în toate direcțiile. Neuniformitatea observată sugerează fie că Universul este finit, fie că, în funcție de durata de propagare a semnalului, se observă numai o parte a acestuia, reprezentată de o parte din corpurile cerești existente.

În anii 1964 și 1965, doi radioastronomi, Penzias și Wilson, au identificat existența unui fond de radiație de microunde care nu provine din stelele galaxiilor. Lungimea de undă caracteristică acestui spectru, cuprinsă între 1 mm și 10 cm, este consistentă cu spectrul de emisie al unui corp negru cu temperatura de circa 2,74 K. Acest spectru de radiație este cunoscut în prezent ca spectrul radiației cosmice de fond. Acesta nu poate fi explicat ca fiind o emisie a unui corp galactic. Contrar așteptărilor, acest spectru prezintă numai o mică anizotropie în temperatură pe direcția de mișcare, și, în prezent, este interpretat ca fiind *spectrul relicvă de radiație al Universului timpuriu*.

Hubble a arătat, în anul 1929, că liniile spectrale emise de surse astronomice apar sistematic deplasate spre roșu. Acest efect a fost interpretat ca fiind datorat expansiunii Universului și, în consecință, al măririi lungimii de undă a radiației electromagnetice în timpul scurs de la emisie până la măsurarea acesteia pe Pământ. Astfel, dacă λ_c este lungimea de undă a liniei spectrale dintr-o sursă de pe Pământ și λ este lungimea de undă a aceleiași linii dintr-un spectru, pentru o sursă din Galaxie, atunci, se poate defini parametrul z ,

$$z = (\lambda - \lambda_c) / \lambda_c \quad (1)$$

și, în acord cu legea descoperită de Hubble, parametrul z este proporțional cu distanța dintre sursă și observator:

$$z = Hd/c, \quad (2)$$

În această ecuație H este constanta lui Hubble, iar c este viteza luminii. Rezultate experimentale actuale dau valori ale constantei lui Hubble cu o precizie modestă, aceasta fiind cuprinsă în intervalul:

$$H_0 = (50 - 100) \text{ Km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \quad (3)$$

Aceste observații asupra Universului sunt consistente cu *principiul cosmologic*. Conform acestui principiu, observațiile făcute pe Pământ sau într-o altă regiune limitată din Univers sunt valabile la scara întregului Univers. Este evident că, în lipsa unui astfel de principiu, ar fi imposibilă studierea și înțelegerea istoriei și evoluției Universului în întregul său.

I.2. Metrica Robertson-Walker

În acord cu ipotezele de omogenitate și izotropie, evoluția Universului se face la fel în orice punct și pe orice direcție. În această situație este posibil să se realizeze o sincronizare a timpului pentru procesele fizice din Univers, ceea ce implică că procesele vor evolua la fel în orice punct. Acest timp este numit *timp cosmic*. În aceste circumstanțe, o hipersuprafață tridimensională va fi izotropă și omogenă. Curbura gaussiană, corespunzătoare tuturor suprafețelor geodezice, la această hipersuprafață va avea aceeași valoare care va depinde de timpul cosmic, astfel încât se poate scrie relația de mai jos:

$$K(I.t) = k/R^2(t), \quad (4)$$

unde R^2 dă mărimea, iar k semnul (+1, 0, -1) curburii. Se poate extinde această ipoteză la cazul unui spațiu cu 4 dimensiuni, pentru o curbura $k = +1$, cu coordonatele x, y, z și w . În acest caz ecuația hipersuprafeței se exprimă sub forma următoare:

$$x^2 + y^2 + z^2 + w^2 = R^2(t). \quad (5)$$

Relația se poate rescrie astfel:

$$r^2 + w^2 = R^2(t), \quad (6)$$

unde r, θ și φ reprezintă coordonatele polare din spațiul euclidian E_3 . Prin diferențiere se obțin relațiile de mai jos:

$$wdw = r dr, \quad (7.1)$$

$$w^2 dw^2 = r^2 dr^2. \quad (7.2)$$

Din relațiile (6) și (7) se obține:

$$dw^2 = \frac{r^2 dr^2}{R^2 - r^2}. \quad (8)$$

Pe astfel de hipersuprafață distanța între două puncte este dată de relația de mai jos:

$$dl^2 = dr^2 + r^2 d\Omega^2 + dw^2 \quad (9)$$

Eliminând dw^2 se poate obține ecuația de metrică spațială pe hipersuprafață, care are forma de mai jos:

$$dl^2 = \frac{R^2 dr^2}{R^2 - r^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 = \frac{R^2 dr^2}{R^2 - r^2} + r^2 d\Omega^2. \quad (10)$$

Ecuația generală pentru metrică se obține incorporând în ecuația de mai sus și componenta temporală. Se obține relația de mai jos:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) \left(\frac{d\sigma^2}{1 - \sigma^2} + \sigma^2 d\Omega^2 \right), \quad (11)$$

unde fost intridusă notația $\sigma = r/R$.

Orice punct care se mișcă astfel încât coordonatele sale spațiale să rămână constante va satisface o *ecuație geodezică*. Sistemul de referință care îndeplinește această cerință se numește *sistem de coordonate de co-mișcare*, iar coordonatele corespunzătoare *coordonate de co-mișcare*. Un observator aflat într-un astfel de sistem de referință va vedea galaxiile mișcându-se izotrop, radial, în acord cu legea descoperită de Hubble și confirmată experimental. În conformitate cu teoria relativității, un astfel de sistem de referință este unul inerțial. Trecerea la un alt sistem de referință se face pe baza transformărilor obișnuite pentru viteză și timp, iar sistemul de coordonate de co-mișcare este unic. Acest lucru este posibil pentru că într-un astfel de sistem de referință, în metrica Robertson-Walker, radiația cosmică de fond este izotropă, iar în orice alt sistem de referință această radiație va prezenta o anizotropie datorată efectului Doppler. Ca o consecință a acestei comportări, *sistemul de referință de co-mișcare este un sistem de referință preferențial*. Acest sistem de referință are o localizare particulară în Univers. Dacă se fac alegeri diferite ale originii, se obțin viteze și accelerații diferite. Această abordare de tip Robertson-Walker a Universului este complet consistentă cu relativitatea generală.

În relațiile obținute anterior s-a considerat că hipersuprafața are curbura pozitivă. Dacă se generalizează ecuația de metrică pentru orice tip de curbura se obține ecuația generală de mai jos:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) \left(\frac{d\sigma^2}{1 - k\sigma^2} + \sigma^2 d\Omega^2 \right), \quad (12)$$

unde k poate fi +1, 0 sau -1.

Mărimea $R^2(t)$ fixează mărimea curburii și este cunoscută ca *factorul de scală* al Universului. În cazul particular al curburii pozitive acest factor de scală reprezintă chiar hiper-raza spațiului. Luând galaxia noastră ca origine a sistemului de referință, coordonatele de co-mișcare pentru orice altă galaxie vor fi $(\sigma, 0, 0)$. Atunci, distanța până la o altă galaxie este:

$$d = R(t) \int_0^\sigma \frac{d\sigma}{(1 - k\sigma^2)^{1/2}}. \quad (13)$$

Acest rezultat depinde de semnul lui k . Dacă $k = -1$, atunci distanța este dată de $\sinh^{-1} \sigma$. Pentru $k=0$, distanța are valoarea $d = R(t) = \sigma$. În cazul în care curbura este pozitivă, $k=+1$, distanța este ată de $\sin^{-1} \sigma$.

În cazul unei curbură pozitive, pentru o sferă centrată la Pământ, aria sferei care intersectează o altă galaxie este dată de relația următoare:

$$A = 4\pi R^2 \sigma^2 = 4\pi R^2 \sin^2(d/R). \quad (14)$$

Se poate observa că, dacă d crește de la zero la $\pi R/2$, atunci aria crește corespunzător, iar când d crește în continuare, până la πR , aria scade la zero. Atunci când d atinge valoarea $2\pi R$, parametrul σ este zero, ceea ce implică reîntoarcerea în origine.

Pentru curbura negativă, $k = -1$, situația este total diferită. Aria sferei până la galaxie este de forma de mai jos:

$$A = 4\pi R^2 \sigma^2 = 4\pi R^2 \sinh^2(d/R) \quad (15)$$

Aria sferei crește ca parametrul σ și distanța d . Acest tip de univers este nelegat și deschis, contrar cazului $k = +1$, pentru care universul este închis.

În cazul $k = 0$, hipersuprafața este plană euclidiană, similară mecanicii clasice; este tot un caz de univers deschis și nelegat.

Măsurarea constantei lui Hubble dă informații despre comportarea lui R . Lungimile de undă care apar în relațiile care exprimă deplasarea spre roșu depind de R . Prin creșterea lui R crește și lungimea de undă. În consecință, relația (1) se poate rescrie astfel:

$$z = \frac{\lambda - \lambda_e}{\lambda_e} = \frac{R - R_e}{R_e} = \frac{\dot{R}\Delta t}{R}, \quad (16)$$

unde Δt reprezintă intervalul de timp necesar luminii pentru a străbate distanța dintre galaxia sursă și Pământ. Pe de altă parte, folosind relația (2), din identificare rezultă următoarea relație pentru constanta lui Hubble:

$$H = \frac{\dot{R}}{R}. \quad (17)$$

Se observă că această constantă exprimă rata relativă de creștere cu timpul a factorului de scală al Universului. Acest rezultat poate fi rafinat, în sensul că R se poate dezvolta în serie la momentul emisiei în termenii intervalului de timp $\Delta t = t - t_e$. Se poate scrie relația:

$$R_e = R \left\{ 1 - \Delta t H - (\Delta t)^2 q H^2 / 2 + \dots \right\}, \quad (18)$$

unde constanta lui Hubble este dată de relația (17), iar mărimea q este dată de relația de mai jos:

$$q = -\ddot{R} / R H^2 \quad (19)$$

Această mărime reprezintă parametrul de încetinire (decelerare/frânare) a expansiunii. El este pozitiv dacă expansiunea este încetinită. Parametrul z dat de relația (16) se poate rescrie astfel:

$$z = R/R_e - 1 = R \left\{ 1 - \Delta t H - (\Delta t)^2 q H^2 / 2 + \dots \right\}^{-1} - 1. \quad (20)$$

Valoarea actuală a constantei lui Hubble, $H_0 = 50 - 100 \text{ Kms}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$, face ca valoarea mărimii q_0 nu este bine determinată, aceasta fiind în intervalul $-1,3 < q_0 < 2$.

Pentru rezolvare unor aspecte de interes trebuie avut în vedere faptul că la momentul inițial și în primele momente ale evoluției Universului, radiația de fond avea o temperatură mult mai mare care s-a modificat datorită creșterii lui R . Se poate demonstra cu ușurință că în sistemul de referință de co-mișcare, distribuția de radiație caracteristică emisiei corpului negru se pastrează în timpul expansiunii Universului, cu modificarea numai a temperaturii.

I.3. Dinamică cosmică

În studiile cosmologice principalii parametri de interes sunt semnul curburii Universului și mărimea parametrului de scală. Ecuațiile lui Einstein permit stabilirea unei legături dinamice între metrică și materia din Univers și oferă o modalitate de calculare a dependenței de timp pentru $R(t)$. Tensorul energie-impuls pentru un fluid perfect aproximează foarte bine conținutul de materie al Universului. Forma explicită a tensorului energie-impuls este:

$$T_{\mu\nu} = (p/c^2 + \rho)v_\mu v_\nu - pg_{\mu\nu}, \quad (21)$$

unde p reprezintă presiunea produsă de materie, ρ reprezintă densitatea de repaus a materiei și v este viteza fluidului. În metrica Robertson-Walker componentele tensorului metric au forma:

$$g_{00} = g^{00} = 1, \quad g_{11} = \frac{1}{g^{11}} = \frac{-R^2}{1 - k\sigma^2}, \quad g_{22} = \frac{1}{g^{22}} = -R^2\sigma^2, \quad g_{33} = \frac{1}{g^{33}} = -R^2\sigma^2 \sin^2 \theta. \quad (22)$$

Pentru sistemul de referință de co-mișcare, vectorul viteză are componentele $v = (c, 0, 0, 0)$ și, de aceea, elementele tensorului metric au formele concrete de mai jos:

$$T_{00} = \rho c^2, \quad T_{11} = \frac{pR^2}{1 - k\sigma^2}, \quad T_{22} = pR^2\sigma^2, \quad T_{33} = pR^2\sigma^2 \sin^2 \theta. \quad (23)$$

Se pot stabili conexiuni între metrică, tensorul de curbura și tensorul energie-impuls. Astfel, se poate scrie relațiile:

$$\Gamma_{01}^1 = \Gamma_{10}^1 = g^{11}\Gamma_{110} = \frac{1}{2}g^{11}g_{11,0} = \frac{1}{2}\left(-\frac{1 - k\sigma^2}{R^2}\right) \cdot \left\{-\frac{2R\dot{R}}{c(1 - k\sigma)^2}\right\} = \frac{\dot{R}}{Rc}. \quad (24)$$

Componentele tensorului Riemann sunt:

$$R_{010}^1 = -\Gamma_{01,0}^1 - \Gamma_{10}^1\Gamma_{01}^1 = \left(\frac{\dot{R}^2}{R^2c^2} - \frac{\ddot{R}}{c^2R}\right) - \frac{\dot{R}^2}{c^2R^2} = -\frac{\ddot{R}}{c^2R}. \quad (25)$$

Se pot scrie relațiile $R_{020}^2 = R_{030}^3 - \frac{\ddot{R}}{c^2R}$ și $R_{000}^0 = 0$.

Componentele de bază ale tensorului Ricci sunt:

$$R_{00} = R_{000}^0 + R_{010}^1 + R_{020}^2 + R_{030}^3 = -3\ddot{R}/c^2 R . \quad (26)$$

Celelalte componente nenule sunt:

$$R_{11} = \frac{T}{1-k\sigma^2}; \quad R_{22} = T\sigma^2; \quad R_{33} = R_{22} \sin^2 \theta, \quad (27)$$

unde $T = 2k + R\ddot{R}/c^2 + 2\dot{R}^2/c^2$

De aceea, scalarul Ricci este dat de expresia următoare:

$$R(\text{scalar}) = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu} = -6S / R^2, \quad (28)$$

unde

$$S = k + R\ddot{R}/c^2 + \dot{R}^2/c^2. \quad (29)$$

Mărimile definite mai sus sunt folosite pentru construirea tensorului Einstein. Acesta este dat de expresia de mai :

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R(\text{scalar}). \quad (30)$$

Primele componente ale acestui tensor sunt nenule și sunt definite astfel:

$$G_{00} = 3\dot{R}^2 / R^2 c^2 + 3k / R^2$$

$$G_{11} = -\frac{k + 2R\ddot{R}/c^2 + \dot{R}^2/c^2}{1-k\sigma^2}$$

Ecuțiile Einstein se pot scrie, în acest caz, în felul următor:

$$3\dot{R}^2 / R^2 + 3kc^2 / R^2 - c^2 \Lambda = 8\pi G\rho, \quad (31)$$

și, respectiv,

$$-2\ddot{R}/R - \dot{R}^2 / R^2 - kc^2 / R^2 + c^2 \Lambda = 8\pi Gp / c^2, \quad (32)$$

unde Λ este constanta cosmologică.

Există și alte forme ale ecuațiilor Einstein. Unele dintre ele dublează aceste rezultate și nu aduc informații dinamice suplimentare. Astfel de ecuații sunt și ecuațiile Friedmann, deduse în anul 1922, pentru cazul în care $p = 0$. Ele au fost generalizate în 1927 de Lé Maître.

În epoca actuală presiunea p a Universului este mică și atunci se poate face aproximația $p = 0$. În această situație, ecuația (32) este de forma următoare:

$$-2\ddot{R}/R - \dot{R}^2 / R^2 - kc^2 / R^2 + c^2 \Lambda = 0. \quad (33)$$

Atunci când se neglijează constanta cosmologică, ecuațiile Einstein se reduc la formele particulare de mai jos:

$$3\dot{R}^2 / R^2 + 3kc^2 / R^2 = 8\pi G\rho, \quad (34)$$

respectiv,

$$-2\ddot{R}/R - \dot{R}^2/R^2 - kc^2/R^2 = 0. \quad (35)$$

Ecuatiile modelului cosmologic pot fi rescrise în funcție de constanta lui Hubble, H , și a factorului de decelerare, q , obținându-se următoarele forme alternative:

$$3kc^2/R^2 = 8\pi G\rho - 3H^2 + c^2\Lambda, \quad (36)$$

$$kc^2/R^2 = c^2\Lambda + (2q-1)H^2. \quad (37)$$

Valorile măsurate pentru cele două mărimi implicate, H și q , nu sunt niște mărimi măsurate cu mare acuratețe.

Din ecuație (36) rezultă că se obține o curbura pozitivă, $k > 0$, dacă $\rho > \frac{3H^2 - c^2\Lambda}{8\pi G}$. În cazul în care constanta cosmologică are valoarea zero, $\Lambda = 0$, se poate defini densitatea critică a Universului. Aceasta este dată de expresia următoare:

$$\rho_c = 3H^2 / 8\pi G. \quad (38)$$

Ea stabilește limita de densitate pentru închiderea Universului.

În epoca actuală, densitatea critică are valoarea în intervalul $\rho_c = (0,5 - 2,0) \times 10^{-26} \text{ kg/m}^3$, luând în considerare incertitudinea în determinarea constantei lui Hubble, H_0 . Densitatea de materie radiantă în galaxii este de ordinul 10^{-29} kg/m^3 , presupunând că raportul masă-luminozitate are o valoare medie egală cu cea a Soarelui.

Dacă se definește mărimea Ω ca raportul dintre densitatea actuală a Universului și densitatea critică, atunci această marime reprezintă un parametru care exprimă condiția de Univers închis sau deschis. Valoarea curentă este cuprinsă în domeniul: $0,1 \leq \Omega_0 \leq 1$.

Pentru $\Lambda = 0$, se obțin, pentru R și q , următoarele dependențe:

$$R^2 = \frac{kc^2}{H^2(\Omega - 1)}, \quad (39)$$

$$q = \Omega / 2. \quad (40)$$

Dacă parametrul Ω este egal cu unitatea, iar mărimile Λ și k sunt luate egale cu zero, atunci spațiu-timpul este plan. Acesta este așa-numitul univers Einstein-de Sitter. Dacă $k = +1$, atunci $\Omega_0 > 1$, iar dacă $k = -1$ se obține $\Omega_0 < 1$. Se poate particulariza, considerând constanta cosmologică egală cu zero și pentru k oricare dintre cele trei posibilități. Ecuatiile de model se reduc la forma de mai jos:

$$\ddot{R} = -\frac{4\pi}{3} G\rho R. \quad (41)$$

În acest caz, expansiunea este încetinită, cu creșterea lui R . Se poate lua ca punct de plecare momentul actual și se poate încerca să se facă o extrapolare, înapoi în timp. Se ajunge la situația din Fig.1. Se poate observa că, prin întoarcerea la timpul t_0 , dacă $k > 0$, atunci $R = 0$, ceea ce corespunde unui punct de singularitate, în modelul de „explozie primordială”. Universul curent este dominat de materie, situație în care: $\rho R^3 = \text{constant} \equiv \rho_0 R_0^3$. În aceste condiții, ecuația modelului se poate scrie astfel:

$$\dot{R}^2 = -kc^2 + \frac{8\pi G\rho_0 R_0^3}{3R}, \quad (42)$$

și se poate reduce la relația:

$$cdt = \frac{dR}{[(1/\mu) - k]^{1/2}}, \quad (43)$$

unde: $\mu = R/R_c$ și $R_c = 8\pi G\rho_0 R_0^3 / 3c^2$

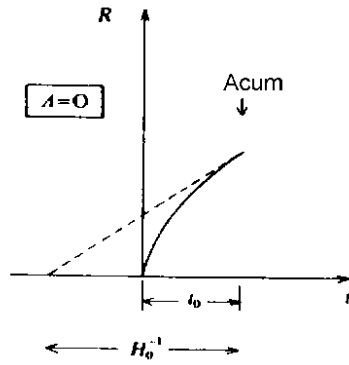


Fig.1. Variația parametrului cosmic de scală în funcție de timp

Prin integrarea acestei ecuații se obțin, în funcție de valorile lui k , următoarele rezultate:

$$k = 1 \quad t = \frac{R_c}{c} \left[\sin^{-1} \mu^{1/2} - (\mu - \mu^2)^{1/2} \right], \quad (44)$$

$$k = 0 \quad t = \left(\frac{2R_c}{3c} \right) \mu^{3/2}, \quad (45)$$

$$k = -1 \quad t = \frac{R_c}{c} \left[(\mu + \mu^2)^{1/2} - \sinh^{-1} \mu^{1/2} \right]. \quad (46)$$

Cand $k = +1$ și $\Omega_0 > 1$, densitatea de materie este mare, R crește cu timpul cosmic și, dincolo de o limită maximă, atracția mutuală a materiei limitează expansiunea, astfel că, odată cu trecerea timpului R scade și, în final, Universul colapsează. Cand $k = -1$ și $\Omega_0 < 1$, Universul este deschis și se dilată permanent. Dacă $\Omega_0 = 0$, dilatarea Universului se face cu viteza luminii, c . Dacă $k = 0$ și $\Omega_0 = 1$, Universul este tot deschis și nelegat, dar expansiunea lui este mai slabă cu trecerea timpului, în acord cu relația $t_0 = 2/3H_0^{-1}$. În tabelul de mai jos sunt prezentate rezultate pentru cele 3 cazuri semnificative.

k	Ω_0	q_0	t_0 (x 10^9) ani
-1	0,1	0,05	9-18
0	1,0	0,5	7-14
+1	2,0	1,0	6-12

Tabelul 1

Figura 2 prezintă variația factorului de scală R/R_0 în funcție de timpul cosmic tH_0 pentru mai multe alegeri ale densității de materie în ipoteza constantei cosmologice egale cu zero.

O estimare a vârstei Universului în jur de 15×10^9 ani sugerează, ca cel mai probabil, să fie vorba de un Univers plan sau deschis. Considerarea pentru mărimea k a valorilor $+1$ sau -1 , atunci când contribuția constantei cosmologice este neglijabilă, conduce la relația:

$$R^2 = \frac{c^2}{|2q - 1|H^2}, \quad (47)$$

relație care exprimă direct legătura dintre R^2 , q și constanta Hubble. Pentru momentul prezent observațiile experimentale restrâng valorile lui q_0 în intervalul $-1,3 < q_0 < +2$, fapt care impune că factorul de scală minim calculabil este $|R_0| \geq 1500 \text{Mpc}$.

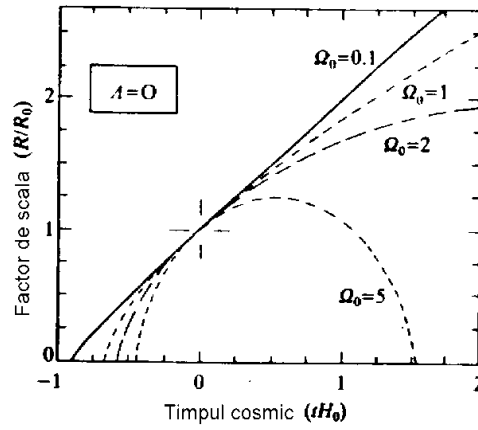


Fig.2. Variația factorului de scală R/R_0 în funcție de timpul cosmic tH_0

În cazul în care constanta cosmologică Λ poate fi diferită de zero, o limită pentru ea se poate determina din condiția ca, în aproximația nerelativistă, ecuația Einstein să coincidă cu ecuațiile din Mecanica clasică. Dacă este satisfăcută relația $|\Lambda| \approx 7 H_0^2/c^2$, atunci vârsta Universului se schimbă semnificativ față de estimările făcute în lipsa acestei constante. Pentru studierea evoluției Universului real, două elemente sunt extrem de importante și relevante. Ele sunt legate de răcirea acestuia și de expansiune și sunt: fondul de radiație relicvă și concentrațiile măsurate ale nucleelor ușoare. Aceste trăsături sunt consecință a tranzițiilor de fază ce au avut loc în istoria Universului și au supraviețuit până în prezent.

Densitatea de energie a radiației și a materiei au dependențe diferite pe scala parametrului R . Pentru materie densitatea de particule și, în consecință, densitatea de masă/energie este proporțională cu R^{-3} , și anume: $\varepsilon_m \propto R^{-3}$. La momentul actual această densitate are valoarea $\varepsilon_{m0} \approx \Omega_0 \rho_c c^2 \approx 10^{-10} \text{ Jm}^{-3}$, luând $\Omega_0 = 0,1$. În cazul fotonilor, lungimea lor de undă se scalează cu R , în acord cu deplasarea spre roșu și, de aceea, frecvența și energia se modifică ca $1/R$. În consecință, densitatea de energie a fondului cosmic de radiație este de forma: $\varepsilon_r \propto R^{-4}$. Valoarea stabilită în prezent pentru densitatea de energie este $\varepsilon_{r0} = 4,3 \times 10^{-14} \text{ Jm}^{-3}$.

La momentul actual Universul este dominat de materie. Variația mai rapidă a radiației cu factorul de scală impune ca la un moment trecut din evoluția Universului să fi existat un moment la care $R = R_c$, moment la care exista egalitate între cele două tipuri de densități: $\varepsilon_r = \varepsilon_m$. Se poate considera că înaintea acestui moment a dominat emisia de radiații. Evaluarea caracteristicilor acestui moment critic se poate face astfel:

$$\varepsilon_{m0} (R_0 / R_c)^3 = \varepsilon_{r0} (R_0 / R_c)^4. \quad (48)$$

De aceea, valoarea estimată a raportului la momentul critic este $(R_0 / R_c) = 2000$, ceea ce indică o temperatură a radiației fondului cosmic de $2000 \times (2,75) = 5500 \text{ K}$, la aceeași valoare a factorului de scală cosmologic.

Dacă se încearcă o extrapolare la momente de timp apropiate de nașterea Universului actual, atunci energia fotonilor depășește cu mult energia cerută pentru producerea de perechi particulă - antiparticulă pentru oricare dintre specii. În această epocă echilibrul termic era stabilit între toate tipurile de constituienți, particulele fiind toate ultrarelativiste ($v \approx c$). Densitatea totală de energie este dată de formula de mai jos:

$$\varepsilon = g a T^4, \quad (49)$$

unde $g = \sum g_i / 2$, g_i reprezintă numărul gradelor de libertate de spin, (g_i este 2 pentru fotoni, electroni

și nucleoni și 1 pentru neutrini), iar a este constanta radiației cu valoarea $a = 7,56 \times 10^{-16} \text{ Jm}^{-3}\text{K}^{-4}$.

Pentru Universul timpuriu, în ecuațiile Friedmann, termenul conținând k este neglijabil, și atunci se poate scrie relația:

$$\dot{R}^2 = \frac{8\pi G \rho_0 R^3}{3}. \quad (50)$$

Din această relație, substituind $R_0 T_0 / T$ pentru R și $g a T^4 / c^2$ pentru ρ , se obține următoarea dependență:

$$-\frac{dT}{T^3} = \left(\frac{8\pi G g a}{3c^2} \right)^{1/2} dt. \quad (51)$$

Prin integrare în relația (51) se obține următorul rezultat:

$$T = \frac{\left(\frac{3c^2}{8\pi G g a} \right)^{1/4}}{t^{1/2}} = \frac{1,52 \times 10^{10}}{g^{1/4} t^{1/2}}. \quad (52)$$

Această relație, care stabilește legătura dintre temperatură și momentul temporal, poate fi rescrisă în termenii energiei medii relicve pe foton de $2,7 \text{ kT}$:

$$t \approx \frac{12}{g^{1/2} \bar{E}^2}, \quad (53)$$

unde energia medie este exprimată în MeV. De asemenea, se poate determina raportul factorilor de scală ai Universului în funcție de temperatură și de momentul temporal:

$$\frac{R}{R_0} = \left(\frac{8\pi G g a}{3c^2} \right)^{1/4} T_0 t^{1/2} \approx g^{1/4} \times 1,81 \times 10^{-10} t^{1/2}. \quad (54)$$

În Universul timpuriu $g \approx 50$ și, atunci, $g^{1/4}$ este cuprins între 1 și 2,7. Atunci când materia domina în Univers, dependența pentru $t^{1/2}$ de R din ecuația (54) va fi înlocuită de o dependență de forma $t^{2/3}$, în acord cu ecuațiile anterioare.

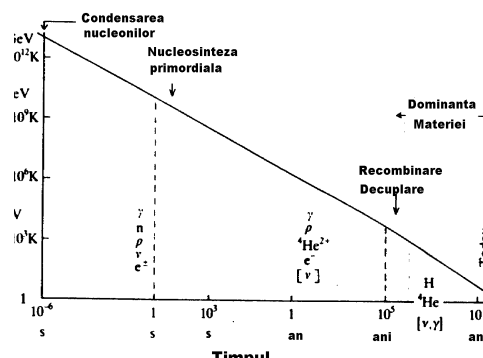


Fig.3. Variația temperaturii și a energiei de echilibru a particulelor în funcție de vârsta Universului, în modelul de „mare explozie”/„explozie primordială”

În Universul foarte timpuriu particulele constituente se răcesc datorită expansiunii acestuia și suferă succesiv o serie de tranziții de fază. În Fig. 3 este prezentată variația temperaturii și a energiei de echilibru a particulelor în funcție de vârsta la care Universul atinge respectivele caracteristici. Corespunzător fiecărei epoci, sunt scrise speciile dominante de particule. Între paranteze drepte sunt indicate particulele care decuplează și au abundențele „înghețate”. Trebuie menționat faptul că acest scenariu este aproximativ și că sunt sugerate numai perioadele principale, fără alte detalieri, și anume: mecanismele prin care se produce condensarea barionilor, formarea nucleelor primare (nucleosinteza primordială), captura de electroni, formarea atomilor și, ulterior, formarea moleculelor.

Legat de *fondul de radiație cosmică relicvă* trebuie menționat faptul că George Gamow a prevăzut, în lucrările sale de pionierat legate de modelul „exploziei primordiale”/„marii explozii”, necesitatea existenței unui fond de radiație cosmică, fond produs în Universul timpuriu și care ar putea supraviețui până la momentul actual. Această radiație relicvă are o interpretare naturală: în timpul primelor secunde ale Universului temperatura foarte mare asigură un echilibru termic între toate tipurile de particule prezente. În particular au avut loc reacții de tipul: $f + \bar{f} \leftrightarrow \gamma + \gamma$. În evoluția Universului, odată cu micșorarea temperaturii, datorită expansiunii, s-a produs o îndepărtare de la echilibrul termic. S-a estimat că neutrinii decuplează la o energie/temperatură în jur de 1 MeV, iar nucleosinteza se produce la aproximativ 0,05 MeV. După nucleosinteza rămân, în exces, electroni datorită excesului de materie față de antimaterie, dar într-o proporție mică. Fotonii suferă numeroase ciocniri cu particulele încărcate de diferite tipuri. Drumul lor liber este mic datorită densității mari de particule și ratelor mari de interacție. În consecință, cu probabilitate mare, fotonul este absorbit la trecerea prin materie. Altfel spus, Universul este opac la fotoni.

Odată cu expansiunea, temperatura Universului scade și sunt posibile reacții de recombinare de tipul $p + e^- \rightarrow H$. Numărul de specii de particule încărcate scade, ciocnirile cu fotonii devin mai puțin eficiente și drumul liber al acestora crește. La sfârșitul recombinației fotonii sunt liberi să se propage, astfel că Universul devine transparent pentru ei. Apare radiația de fond. Decuplarea fotonilor este efectul proceselor de recombinare. În definirea momentului apariției radiației cosmice de fond apare o ambiguitate; acest moment se poate defini ca momentul la care temperatura Universului a atins acea valoare pentru care 90% din plasmă a dispărut sub formă de hidrogen neutru (T_{rec}) sau temperatura la care Universul este transparent la fotoni (T_{dec}). Între cele două temperaturi există relația $T_{dec} \leq T_{rec}$.

II. Găurile negre

II.1. Efectul clasic de gaură neagră

J. Michell a notat prima oară, în anul 1784, despre implicațiile creșterii energiei potențiale cu masa corpului care generează potențialul. Dacă se consideră că un corp de masă m pleacă, de pe suprafața unei stele având masa M și raza r , cu viteza v , la infinit, atunci se poate estima energia cinetică a corpului pentru a se desprinde de pe suprafața stelei. Această energie cinetică a corpului trebuie să aibă o valoare care să depășească sau să fie cel puțin egală cu energia de atracție gravitațională. Se poate scrie relația:

$$\frac{mv^2}{2} \geq \frac{GMm}{r}, \quad (2.1)$$

de unde se obține valoarea vitezei, și anume:

$$v \geq \sqrt{\frac{2GM}{r}}. \quad (2.2)$$

Aici G reprezintă constanta atracției universale. Se observă că dacă raza stelei se micșorează, este necesar ca viteza corpului să crească. Dar, în acord cu postulatele teoriei relativității, viteza corpului nu poate depăși viteza luminii. Acest caz corespunde unei raze a stelei egală cu:

$$r_0 \equiv \frac{2GM}{c^2}. \quad (2.3)$$

Michell a argumentat că nici un corp nu poate părăsi o stea mai compactă decât această limită și, în consecință, steaua devine invizibilă pentru orice observator, prezența acesteia putând să fie pusă în evidență numai prin efecte gravitaționale. În mod curent observarea corpurilor cerești se realizează folosind radiație electromagnetică, iar o gaură neagră devine un corp care absoarbe complet această radiație, ceea ce nu mai permite observarea ei prin astfel de metode.

II.2. Caracteristici spațio-temporale ale unei găuri negre

Pentru estimarea unor caracteristici spațio-temporale ale unei găuri negre se poate folosi o metrică pseudoeuclidiană de forma următoare:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 \equiv c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 d\vartheta^2 - r^2 \sin^2 \vartheta d\varphi^2, \quad (2.4)$$

cu luarea în considerare a aspectelor relativiste, aspecte care implică transformările de mai jos:

$$dr \rightarrow \frac{dr}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad dt \rightarrow dt\sqrt{1-\beta^2},$$

cu $\beta = \frac{v}{c}$, unde viteză momentană v derivă dintr-un potențial V .

În aceste condiții, metrica capătă forma explicită următoare:

$$ds^2 = c^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) dt^2 - \frac{1}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)} dr^2 - r^2 d\vartheta^2 - r^2 \sin^2 \vartheta d\varphi^2. \quad (2.5)$$

Dacă mișcarea momentană satisface principiul conservării energiei și condițiile echivalenței dintre diferitele câmpuri materiale, în aproximația semiclassicală se obține:

$$\frac{1}{2}mv^2 = E(r) + C. \quad (2.6)$$

Dacă se impun condițiile următoare: $v \rightarrow 0$ și $E(r) \rightarrow 0$, atunci când $r \rightarrow \infty$, se găsește valoarea constantei, și anume: $C = 0$. De aceea, se poate considera că varietatea pseudoeuclidiană tangentă este echivalentă local cu varietatea care are metrica dată de relația de mai jos:

$$ds^2 = c^2 \left(1 - \frac{2U(r)}{c^2}\right) dt^2 - \frac{1}{\left(1 - \frac{2U(r)}{c^2}\right)} dr^2 - r^2 d\vartheta^2 - r^2 \sin^2 \vartheta d\varphi^2, \quad (2.7)$$

cu $E(r) = mU(r)$.

În acest caz potențialul este chiar energia potențială a unității de masă. În particular, dacă $U(r) = G \frac{M}{r}$, atunci se obține metrica Schwarzschild:

$$ds^2 = c^2 \left(1 - \frac{r_0}{r}\right) dt^2 - \frac{1}{\left(1 - \frac{r_0}{r}\right)} dr^2 - r^2 d\vartheta^2 - r^2 \sin^2 \vartheta d\varphi^2 \quad (2.8)$$

cu r_0 dat de relația (2.3).

Un observator aflat în exteriorul razei r_0 nu va primi niciodată un semnal luminos produs de o sursă aflată în interiorul razei r_0 . Pentru acest observator această suprafață constituie *orizontul evenimentului*. Raza r_0 este *raza Schwarzschild*. Atunci orice stea care are raza inferioară sau egală cu raza Schwarzschild devine invizibilă pentru orice observator și este descrisă ca o *gaură neagră*. Cele mai simple găuri negre, în sens Schwarzschild, nu au moment unghiular sau sarcină. Aparent, această metrică prezintă o singularitate radială. Această singularitate nu este una fizică, ci este consecința unei alegeri neadecvate a originii sistemului de referință. Astfel, un set de coordonate mai apropiat de unul local a fost stabilit de Eddington (1924) și redescoperit de Finkelstein (1958) și este obținut prin transformarea:

$$\tilde{t} = t + \frac{r_0}{c} \ln \left(\frac{r}{r_0} - 1 \right) \quad (2.9.a)$$

de unde rezultă

$$d\tilde{t} = dt - \frac{dr}{c \left(1 - \frac{r}{r_0} \right)}. \quad (2.9.b)$$

În termenii acestui nou sistem de coordonate, metrica Schwarzschild devine:

$$ds^2 = c^2 \left(1 - \frac{r_0}{r} \right) d\tilde{t}^2 - 2cdrd\tilde{t} \left(\frac{r_0}{r} \right) - dr^2 \left(1 + \frac{r_0}{r} \right) - r^2 d\vartheta^2 - r^2 \sin^2 \vartheta d\varphi^2 \quad (2.10)$$

Ea est fără singularități.

Trebuie menționat faptul că o alegere a coordonatelor de tip Eddington, de forma:

$$\tilde{t} = t - \frac{r_0}{c} \ln \left(\frac{r}{r_0} - 1 \right) \quad (2.11)$$

este egal valabilă.

II.3. Efecte cuantice. Radiația Hawking

În anul 1974 Steven Hawking a făcut o descoperire neașteptată legată de găurile negre, și anume aceea că acestea emit o radiație proprie. Acest efect este de origine cuantică și a fost neglijat în toate studiile anterioare. Radiația Hawking își are originea în posibilitatea ca în vidul cuantic, consecință a fluctuațiilor cuantice, să fie create și să se anihileze perechi particulă-antiparticulă. Apariția acestui tip de radiație poate fi explicată considerând că o pereche de fotoni poate fi creată în interiorul unei găuri negre, cele două particule având 4-impulsurile $(pc, -\vec{p})$ și $(-pc, \vec{p})$. Evident că 4-impulsul total al sistemului de doi fotoni este zero, dar fotonul cu energie negativă este virtual, violând cerința ca o particulă reală să aibă energia pozitivă. În acord cu principiul de incertitudine al lui Heisenberg acest foton "virtual" poate exista un timp egal cu timpul dat de relația:

$$\Delta t \approx \frac{\hbar}{pc}. \quad (2.12)$$

Pentru unele direcții posibile de emisie, acest foton poate exista un timp suficient de lung pentru a intersecta orizontul găurii negre. Așa cum s-a arătat anterior, pentru o gaură neagră orizontul reprezintă un punct critic, în care coeficienții $g_{00} = \left(1 - \frac{r_0}{r} \right)$ și $g_{11} = - \left(1 - \frac{r_0}{r} \right)^{-1}$ ai metricii Schwarzschild schimbă semnul, așa cum se vede din Tabelul 2:

	$r < r_0$	$r > r_0$
g_{00}	-	+
g_{11}	+	-

Tabelul 2. Schimbarea de semn a parametrilor în metrica Schwarzschild

Atunci când fotonul virtual intersectează orizontul el devine o particulă reală, la suprafața găurii negre. El poate părăsi liber această suprafață și constituie *radiația Hawking*. În plus, pot avea loc procese de creare și anihilare, de tipul:

$$\gamma + \gamma \leftrightarrow e^+ + e^- . \quad (2.13)$$

Acest raționament poate fi aplicat și pentru producerea altor particule. O estimare semiclassicală permite determinarea temperaturii acestei radiații. Ne imaginăm o particulă - de exemplu, un electron - de masă m , în vecinătatea orizontului. Energia potențială datorată gravitației este, clasic, de forma:

$$E = \frac{GMm}{r} . \quad (2.14)$$

Pentru o mică deplasare radială, Δx , la pragul orizontului evenimentului, gradientul energiei este dat de relația de mai jos:

$$\Delta E = \frac{GMm}{r^2} \Delta x . \quad (2.15)$$

Energia cinetică (ΔE_c) cerută particulei pentru a realiza deplasarea Δx este egală cu o pierdere de energie potențială ΔE . Considerând că energia cinetică este de ordinul energiei necesare pentru crearea perechii particulă-antiparticulă din vidul cuantic, se poate scrie egalitatea următoare:

$$\Delta E_c = 2mc^2 . \quad (2.16)$$

Folosind relațiile anterioare se obține o nouă formă a egalității, și anume:

$$\frac{GMm}{r^2} \Delta x = 2mc^2 , \quad (2.17)$$

de unde rezultă valoarea deplasării:

$$\Delta x = 2c^2 \frac{r^2}{GM} . \quad (2.18)$$

Acest proces, repetat de mai multe ori, poate crea un gaz de particule, la pragul exterior al orizontului. Pentru că particulele se mișcă în spațiul de grosime Δx , incertitudinea în energia cinetică este egală cu valoarea următoare:

$$\Delta E_c = \frac{\hbar c}{2\Delta x} = \frac{\hbar GM}{4cr^2} = \frac{\hbar c^3}{16GM} . \quad (2.19)$$

Fiecare particulă, tratată ca o particulă clasică, are o energie cinetică medie cu valoarea $\frac{3}{2}kT$, unde

T este temperatura gazului de particule, iar k este constanta lui Boltzmann. Dacă se interpretează incertitudinea în energia cinetică ca fiind datorată agitației termice, atunci se poate scrie relația:

$$\frac{3}{2}kT = \frac{\hbar c^3}{16GM} , \quad (2.20)$$

de unde rezultă valoarea temperaturii la care are loc procesul, și anume:

$$T = \frac{\hbar c^3}{24kGM} . \quad (2.21)$$

Aceasta este temperatura gazului de particule văzută de un observator cuasi-minkowkian, aflat la infinit. O relație practică de calcul a temperaturii radiației Hawking este:

$$T = 6 \times 10^{-8} \left(\frac{M_{\odot}}{M} \right) [K]. \quad (2.22)$$

Rata de pierdere de energie a unei găuri negre prin emisie de radiație Hawking este dată de relația de mai jos:

$$\frac{d(Mc^2)}{dt} = \sigma T^4 \propto M^{-2}, \quad (2.23)$$

unde σ este constanta Stefan-Boltzmann.

Tot din această evaluare se poate deduce lungimea Planck, L_p , lungimea spațială tipică pentru care fluctuațiile cuantice sunt esențiale și care caracterizează geometria spațiului și timpului. La această scală de lungime apar distorsiuni în topologia spațiu-timpului și se pot forma găuri negre (virtuale). Dacă se presupune că se observă o regiune a spațiului de lățime Δx , atunci fluctuațiile cuantice din această regiune vor fi de ordinul $\Delta E \cong \frac{\hbar c}{2\Delta x}$. Această energie este confinată într-o regiune mai mică

sau, eventual, de ordinul razei Schwarzschild asociată cu o masă $\Delta M = \frac{\Delta E}{c^2}$. Dimensiunea regiunii se poate estima din relația:

$$r = \Delta x = \frac{2G\Delta M}{c^2} = \frac{2G\Delta E}{c^4} = \frac{G\hbar}{c^3\Delta x}, \quad (2.24)$$

de unde rezultă:

$$\Delta x \equiv L_p = \left(\frac{G\hbar}{c^3} \right)^{1/2} \cong 1,66 \times 10^{-35} \text{ m}. \quad (2.25)$$

Timpul de viață al unei găuri negre este dat de relația aproximativă

$$\tau \approx \left(\frac{M}{10^{11} \text{ kg}} \right)^3 \times 10^{10} \text{ ani}. \quad (2.26)$$

II.4. Efectul Unruh-Davies și principiul de echivalență

Efectul Unruh-Davies implică faptul că răspunsul unui detector aflat în accelerație uniformă într-un spațiu-timp plan este echivalent cu cazul în care detectorul se găsește într-o incintă termodinamică cu o temperatură egală cu $T = \frac{\hbar a}{2\pi c k}$, unde a este accelerația detectorului, iar k este constanta lui Boltzmann. Cu alte cuvinte, pentru un observator aflat în mișcare uniform accelerată suprafața care emite radiația are o temperatură dată de relația anterioară, care stabilește o legătură între temperatură și accelerație. Această relație poate fi stabilită în cadrul aceluiași formalism semiclassical folosit anterior, apelând la un experiment ideal.

Fie un lift care se deplasează uniform accelerat în sus. Se presupune că există un gaz de electroni care se mișcă odată cu liftul. Energia cinetică înmagazinată de electroni datorită deplasării pe distanța Δx este:

$$\Delta E_C = mv\Delta v = ma\Delta x, \quad (2.27)$$

unde a este accelerația liftului și, în consecință, și a electronilor. Se poate impune condiția ca această energie să fie egală cu energia necesară creării unei perechi electron-positron, ca fluctuație cuantică a vidului; de aceea se poate scrie egalitatea:

$$\Delta E_C = 2mc^2. \quad (2.28)$$

Din aceste două relații – (2.27) și (2.28) – rezultă egalitatea:

$$ma\Delta x = 2mc^2, \quad (2.29)$$

de unde rezultă distanța pe care se face deplasare, și anume:

$$\Delta x = \frac{2c^2}{a}. \quad (2.30)$$

Perechea e^+e^- este confinată pe distanța Δx . Utilizând relația de incertitudine pentru energie și timp, pentru un singur electron, se obține:

$$\Delta E = \frac{\hbar c}{2\Delta x} = \frac{\hbar a}{4c}. \quad (2.31)$$

Această energie este interpretabilă, în sens clasic, ca energia cinetică a leptonilor creați datorită proceselor de agitație termică. În acest mod, pentru un singur electron, se poate scrie ecuația:

$$\frac{3}{2}kT = \frac{\hbar a}{4c}, \quad (2.32)$$

de unde se obține expresia temperaturi:

$$T = \frac{\hbar a}{6kc}. \quad (2.33)$$

Aceasta reprezintă temperatura gazului de electroni detectată de un observator aflat în mișcare accelerată. Aplicând principiul de echivalență, în ipoteza că accelerația observatorului are aceeași valoare în modul cu accelerația gravitațională, adică: $\vec{a} = -\vec{g}$, și că orizontul evenimentului este dat de raza unei găuri negre de tip Schwarzschild, se obține că temperatura orizontului coincide cu temperatura Hawking a găurii negre, stabilind, în plus, și o relație de legătură între efectul Unruh-Davies și efectul Hawking.

III. Neutrinii și nucleosinteza

III.1. Neutrinii în cadrul procesului de nucleosinteză

Neutrinii și nucleosinteza sunt asociate cu mediile explozive descoperite în Astrofizică. Se pot considera mai multe cazuri. Pentru temele de interes ale grupului interesează aspecte legate de implicarea neutrinilor în descrierea „Exploziei primordiale” (Big Bang) și în procese ulterioare, cum ar fi nucleosinteza.

Unele dintre problemele clasice în studiul nucleosintezei și proceselor cosmologice se referă la ponderea heliului primordial (25%), precum și la abundențele unor elemente ușoare, cum ar fi: D , ${}^3\text{He}$ și ${}^7\text{Li}$. Procentul de ${}^4\text{He}$ indică faptul că nucleele s-au format din marea de nucleoni din Universul timpuriu, la momentul în care raportul n/p a fost ~ 1.7 . Acest lucru presupune coordonarea a doua momente importante: unul este reprezentat de rata de dezintegrare a neutronilor liberi în protoni, iar celălalt este reprezentat de rata Hubble care guvernează expansiunea Universului:

$$H(t) = \frac{1}{R(t)} \frac{dR(t)}{dt} = \sqrt{\frac{8\pi G \rho(t)}{3}}, \quad (3.1)$$

unde G este constanta gravitațională.

Această mărime, $H(t)$, depinde de densitatea de energie, $\rho(t)$, care la acel moment era dominată de particule relativiste, inclusiv neutrinii. Nucleosinteza după „Explozia primordială” include, de asemenea, și un alt parametru ajustabil, densitatea de barioni, care se exprimă ca fiind un raport η între barioni și fotoni. Abundența primordială de ${}^4\text{He}$ nu depinde de η spre deosebire de abundențele altor elemente ușoare specifice momentului, cum ar fi de exemplu deuteriul, D . Abundența de ${}^4\text{He}$ reprezintă un test bun pentru determinarea numărului de arome ale neutrinilor

care au contribuit la expansiunea Universului timpuriu. Analiza detaliată a dus la o descriere consistentă a situației. Numărul de specii de neutrini s-a descoperit a fi $N_\nu = 2.4 \pm 0.4$. Se poate adopta valoarea $N_\nu = 3$ și se poate reproduce abundențele deuteriului, D , și heliului, ${}^4\text{He}$, la un nivel de încredere de 68%. Deși la un moment dat a reprezentat testul cel mai important pentru a determina numărul de specii de neutrini ușori, în prezent, teoria standard care descrie nucleosinteza după „Explozia primordială” nu se mai utilizează. Se mai folosesc variații, precum existența în Univers a unei asimetrii a numărului net de leptoni, prezența unui neutrin steril care se poate amesteca cu speciile active de neutrini ș.a.

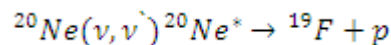
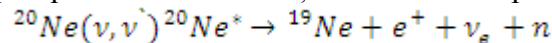
III.2. Procesele de interacție specifice neutrinilor

Rolul cel mai important al neutrinilor în cadrul procesului de nucleosinteza este reprezentat de procesele prin care neutrini sunt implicați în sinteza elementelor noi. Explozia supernovelor au ca rezultat fluente foarte mari de neutrini necesare pentru ca sinteza să fie semnificativă. De asemenea, se obține materie nouă care este ejectată în mediul stelar unde poate fi încorporată într-o nouă generație de stele.

Printre elementele care se produc complet sau parțial în procese de interacție în care sunt prezenți neutrini se numără ${}^{19}\text{F}$. Sinteza acestui element este un exemplu interesant. Singurul izotop natural al fluorului, ${}^{19}\text{F}$, are o abundență:

$$\frac{{}^{19}\text{F}}{{}^{20}\text{Ne}} \sim \frac{1}{3100}$$

${}^{20}\text{Ne}$ este un element produs cu abundență mare în stelele masive și este eliminat în timpul exploziei unei supernove. Acest mecanism convertește circa 0,035 din ${}^{20}\text{Ne}$ în ${}^{19}\text{F}$ în învelișul stelei. Zona în care se găsește Ne într-o stea este caracterizată de o rază de circa 20 000 km. În urma calculelor care combină fluența de neutrini în zona Ne cu secțiunea eficace de împrăștierea inelastică pentru procese de tipul $\nu - {}^{20}\text{Ne}$, s-a obținut că circa 0.3% dintre nucleele de ${}^{20}\text{Ne}$ interacționează cu neutrinii produși în urma exploziei. Aproape toate aceste reacții au ca rezultat producerea de ${}^{19}\text{F}$:



cu specificația că prima reacție este mai puțin frecventă decât cea de a doua reacție. De aceea, se așteaptă ca raportul abundențelor să fie $\frac{{}^{19}\text{F}}{{}^{20}\text{Ne}} \sim \frac{1}{300}$, cu un ordin de mărime mai mare decât raportul abundențelor aceluiași elemente găsit în natură.

Acest exemplu arată că stelele sunt surse complicate pentru nucleosinteza. Chiar și în reacțiile prezentate anterior există mecanisme care pot distruge elementul ${}^{19}\text{F}$. De exemplu, aproape 90% dintre neutronii obținuți în stare finală, în prima reacție, vor fi capturați de ${}^{19}\text{F}$, distrugându-se astfel produși de reacție importanți. Similar, protonii din starea finală pot distruge ${}^{19}\text{F}$ prin reacția ${}^{19}\text{F}(p, \alpha) {}^{16}\text{O}$, doar dacă steaua nu este bogată în ${}^{23}\text{Na}$. Acest izotop va „consuma” protonii prin reacția ${}^{23}\text{Na}(p, \alpha) {}^{20}\text{Ne}$. În final, o parte din ${}^{19}\text{F}$ produs în învelișul de neon dispare atunci când unda de șoc parcurge zona respectivă. Această undă încălzește centrul zonei cu neon până la $1.7 \times 10^9 \text{ K}$, temperatură la care ${}^{19}\text{F}$ poate fi eliminat prin reacția ${}^{19}\text{F}(\gamma, \alpha) {}^{15}\text{N}$.

Dacă în calcule se iau în considerare toate aceste procese fizice, atunci se obține raportul $\frac{{}^{19}\text{F}}{{}^{20}\text{Ne}} \sim \frac{1}{3100}$ pentru un neutrin (ν_μ, ν_τ) aflat la o temperatură de aproximativ 6 MeV. Acest rezultat este în concordanță cu rezultatele provenite din calcule din modele care studiază supernovele. Procesele

de interacție ale neutrinelor produc abundențe ale unor nuclee rare, cum ar fi cele de ${}^7\text{Li}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{138}\text{La}$, ${}^{180}\text{Ta}$ și ${}^{15}\text{N}$. Reacțiile neutrinelor pe protoni liberi, în curenți încărcăți, pot produce neutroni care, prin reacții de tip (n,p) și (n,γ) , duc la nucleosinteza nucleelor cu numere de masă cuprinse între 92 și 126. Producerea acestor nuclee a reprezentat foarte mult timp un adevărat mister în Astrofizica nucleară.

III.3. Neutrini astrofizici de energie mare

În paragrafele anterioare s-au prezentat unele aspecte legate de Fizica neutrinelor pentru domeniul de energii sub 10 GeV. În acest domeniu de energii sunt incluși și majoritatea neutrinelor atmosferici. Sursele de proveniență ale acestor neutrini sunt prezentate în Fig.4, în concordanță cu contribuția lor la densitatea de flux terestru. Fig.5 evidențiază existența neutrinelor cu energii mult mai mari, sursele de proveniență și experimentele în care aceștia sunt studiați fiind de mare actualitate în domeniu.

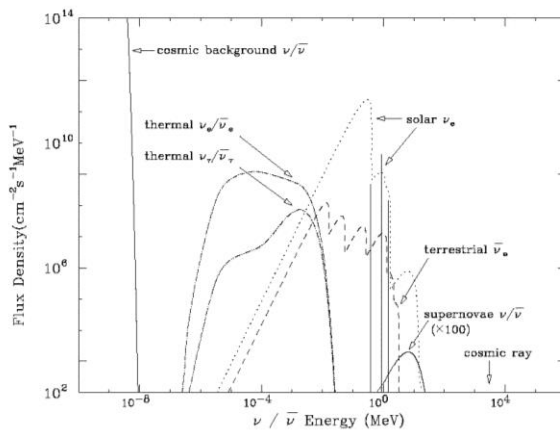


Fig.4. Sursele neutrinelor de energii joase

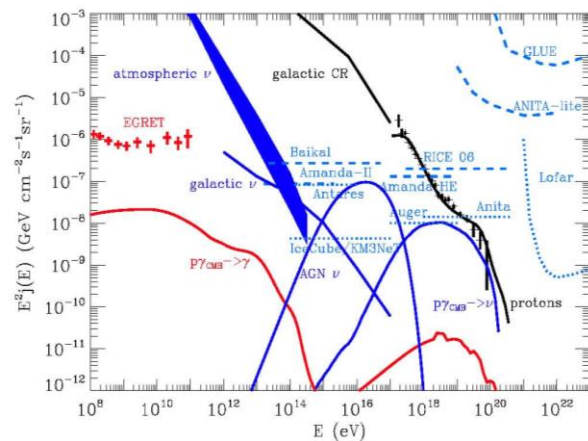


Fig.5. Reprezentare teoretică a surselor neutrinelor de energii înalte: fluxuri de raze cosmice primare (zona și liniile albastre) din date și calcule teoretice (liniile negre), fluxuri de raze γ secundare obținute în urma interacțiilor protonilor cu fondul de microunde (liniile roșii)

III.3.1. Neutrini produși de razele cosmice

Spectrul razelor cosmice de energii mari (UHECR - ultra-high-energy cosmic rays) – format, în principal, din protoni și nuclee - variază ușor până la o energie $E \sim 4 \times 10^{19}$ eV. Spectrul situat sub acest punct este caracterizat de un indice spectral $\alpha \sim -2.7$, iar fluxul variază ca E^α . Au fost observate evenimente cu energii mai mari, însă fluxul scade brusc dincolo de această valoare. Acest lucru este în concordanță cu predicția lui Greisen, Zatsepin și Kuz'min care realizează o tăiere în spectru în jurul valorii de circa $\sim 4 \times 10^{19}$ eV. Peste această valoare razele cosmice pot pierde din energie prin împrăștiere pe fotoni și producere de ioni, ceea ce duce la reducerea drumului liber mediu pentru aceste raze cosmice.

Se pot face estimări ale fluxului neutrinelor de energii mari asociați cu dezintegrările pionilor și celorlalți produși de reacție secundari proveniți din împrăștierea prevăzute de Greisen, Zatsepin și Kuz'min. Estimările fluxului pot fi influențate de incertitudini datorate compoziției și spectrului de raze cosmice de energii ultra-înalte, mai exact formei spectrului dincolo de tăierea Greisen, Zatsepin

și Kuz`min, precum și evoluției cosmologice a spectrului.

Legătura dintre toate acestea se regăsește într-o relație dată de Bahcall și Waxman. Aceste incertitudini sunt legate de aspecte astrofizice de interes, cum ar fi: energia maximă care poate fi atinsă în „acceleratori” astrofizice; uniformitatea spectrului de raze cosmice de energii ultra-înalte de-a lungul timpului; rolul fotonilor ca surse de fond, cum ar fi fondul optic și cel infraroșu în producerea neutrinelor de energii mari.

Ca și în cazul neutrinelor cu energii mai mici, detecția acestor neutrini a dus la apariția unor oportunități noi în domeniul Fizicii particulelor elementare și în cel al Astrofizicii. Datorită limitei Greisen, Zatsepin și Kuz`min în spectrul razelor cosmice de energii ultra-înalte, neutrinii reprezintă o probă directă a existenței acceleratorilor astrofizici foarte energetici. Deoarece neutrinii „călătoresc” liniar prin câmpurile magnetice, ei se întorc la sursă, permițând astronomilor să coreleze aceste surse cu replicile lor optice. Interacția acestor neutrini cu materia nu a fost testată experimental deoarece acceleratorii tereștri nu au atins decât energii de ordinul TeV-ilor, pentru protoni.

III.3.2. Surse ale neutrinelor cu energii mari și instrumente experimentale asociate

Determinarea surselor neutrinelor cu energii mari reprezintă motivul pentru care se dezvoltă aranjamente experimentale cu care aceștia pot fi mășurați. Există surse foarte energetice în cosmos, inclusiv nuclee galactice active, supernove și fenomene de ardere a razelor γ , care pot fi asociate cu supernovele, găuri negre sau stele neutronice. Câmpurile magnetice, undele de șoc, câmpurile gravitaționale și densitățile de energie asociate cu acestea sunt mult peste cele produse în laborator.

Există rezultate recente care motivează aceste studii ale neutrinelor de energii mari. Experimentul Pierre Auger (Fig.6, telescop pentru raze cosmice), în urma studiului evenimentelor din regiunea tăierii Greisen, Zatsepin și Kuz`min, a descoperit corelații între clusteri de evenimente și nuclee galactice active apropiate. La aceste energii traiectoriile protonilor și ale nucleelor nu sunt modificate de liniile magnetice, ceea ce, prin extrapolare, oferă posibilitatea de a afla informații despre sursele lor. O dată ce se atribuie unei surse anumite evenimente, acestea devin o probă a existenței sursei respective. În acest caz particular, este o provocare să se explice mecanismul prin care un nucleu galactic activ accelerează nucleoni sau nuclee până la energii de ordinul a $\sim 10^{20}$ eV.

Provocarea în domeniul neutrinelor cu energii mari este aceea de a construi telescoape capabile să măsoare aceste evenimente pe baza estimării curente a fluxurilor (Fig.5). Acest lucru impune construcția unor volume sensibile foarte mari. În acest scop s-au făcut eforturi pentru a se utiliza cantități mari de apă sau gheață cu rol de detector, experimentele fiind localizate în lacuri (Baikal), în Antarctica (AMANDA) și în oceane (NESTOR, ANTARES). În prezent, se construiește, la Polul Sud, proiectul extinzând dimensiunile unui astfel de detector la 1 km^3 , (Experimentul IceCube – Fig.7). Acest telescop este format din 4.200 de module optice așezate vertical în gheață, sub formă de șiruri (70), la adâncimi cuprinse între 1450 m și 2450 m. La aceste adâncimi, transparența gheții poate îmbunătăți detecția. Acest detector subteran este cuplat la un sistem localizat la suprafață, care masoară cascadele produse în atmosferă.

IV. Concluzii

Descoperirile din ultimul secol în domeniul Fizicii neutrinelor, de diferite energii, precum și investigarea printr-o gamă largă de experimente a diferitelor procese și fenomene legate strâns de evidențierea unificării interacțiilor fundamentale au fost posibile și prin construirea unor experimente subterane de mare anvergură. Creșterea volumului sensibil al detectorilor și folosirea unor tehnici de detecție complementare pentru detectori plasați în subteran, combinarea informației obținute folosind

interacții induse de radiația cosmică, dar și interacții realizate - sub un control general mult mai strict - folosind sistemele de acceleratori vor conduce la rezultate care vor permite clarificări majore în Fizica particulelor și astroparticulelor, Fizica neutrinilor și Astrofizică. Trebuie menționat faptul că în acest moment nu există în lume vreo infrastructură subterană care să fie capabilă să susțină detectori de volume sensibile mai mari de circa 55 kt și instrumentație electronică asociată, deși există multe laboratoare implicate în experimente subterane în mai multe țări din lume.

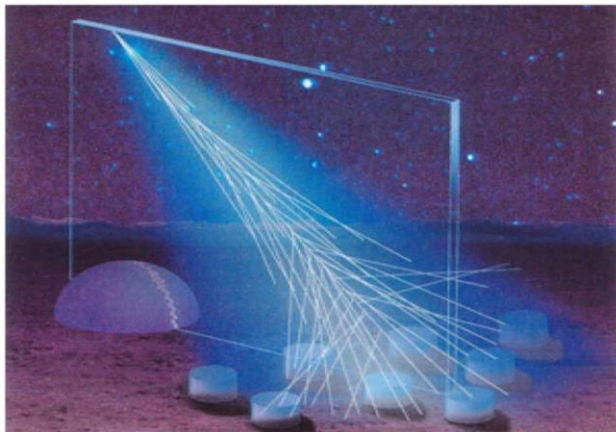


Fig.6. Reprezentare schematică a observatorului Pierre Auger

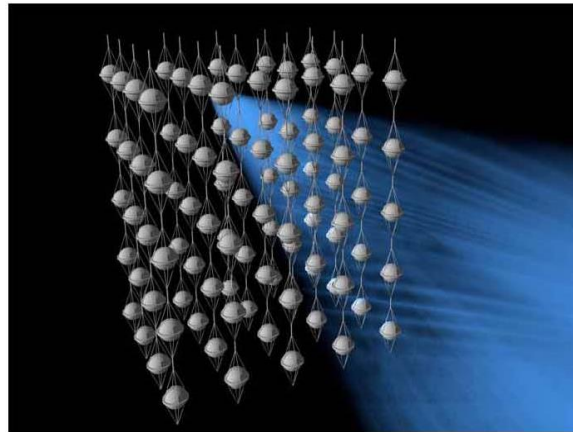


Fig.7. Detectorul IceCube

Idei remarcabile pentru o nouă generație de detectori subterani au apărut în lume și în Europa, în principal, în ultimii ani. Instalațiile experimentale propuse vor consta din detectori cu volume sensibile extrem de mari, conținând lichide cu densități mai mari decât densitatea apei, iar informații despre interacțiile produse în volumul sensibil vor putea fi obținute de numeroși detectori de alte tipuri, plasați la exteriorul volumului sensibil lichid. examinate de detectori, care sunt situați pe suprafața internă a vaselor. Ținta este lichidul volumului sensibil, ceea ce poate prezenta numeroase avantaje, dar și unele dezavantaje. Se poate afirma că Fizica neutrinilor a intrat într-o nouă etapă.

Bibliografie selectivă

- [1] Ramella, M., Geller, M. J., Pisani, A. and da Costa, L. N. 2002 *Astron. J.* **123**, 2976
- [2] Fang Li Zhi and Li Shu Xian 1989 *Creation of the Universe*. World Scientific, Singapore
- [3] Peebles, P. J. E. 1993 *Principles of physical cosmology*. Princeton University Press, Princeton, NJ.
- [4] Hagiwara, K. *et al.* 2002 *Phys. Rev.* **D66**, 010001-1
- [5] Harrison, E. 1987 *Darkness at night*. Harvard University Press, Cambridge, MA.
- [6] Wesson, P. S. 1991 *Astrophys. J.* **367**, 399
- [7] Freedman, W. L. *et al.* 2001 *Astrophys. J.* **553**, 47
- [8] Gibson, B. K. and Brook, C. B. 2001 *New cosmological data and the values of the fundamental parameters* (ed. A. Lasenby & A. Wilkinson), ASP Conference Proceedings Series, vol. 666
- [9] Bennett, C. L. *et al.* 2003 Preprint arXiv, astro-ph/0302207 and 2003 *Astrophys. J.* (In press.)
- [10] Krauss, L. M. and Chaboyer, B. 2003 *Science* **299**, 65–69
- [11] Cayrel, R. *et al.* 2001 *Nature* **409**, 691
- [12] Wanajo, S. *et al.* 2002 *Astrophys. J.* **577**, 853
- [13] Ferreras, I. *et al.* 2001 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **327**, L47
- [14] Shu, F. H. 1982 *The physical Universe*. University Science Books, Mill Valley, CA.

- [15] Kenyon, I. R. 1990 *General relativity*. Oxford University Press, Oxford
- [16] Peebles, P.J.E. 1993 *Principles of physical cosmology*. Princeton University Press, Princeton,NJ.
- [17] Pyykkö, P. 1988 *Chem. Rev.* **88**, 563
- [18] Lynden-Bell, D. *et al.* 1988 *Astrophys. J.* **326**, 19
- [19] Freedman, W. L. *et al.* 1994 *Nature* **371**, 757
- [20] Peacock, J. A. 1999 *Cosmological physics*. Cambridge University Press, Cambridge
- [21] Shore, G. M. 2002 *Nuclear Phys. B* **633**, 271
- [22] Gasirowicz, S. 1979 *The structure of matter*. Addison-Wesley, Reading, MA
- [23] Rich, J. 2001 *Fundamentals of cosmology*. Springer
- [24] Berry, M. V. 1989 *Principles of cosmology and gravitation*. Adam Hilger, Bristol
- [25] Peacock, J. A. 1999 *Cosmological physics*. Cambridge University Press, Cambridge
- [26] Kenyon, I. R. 1990 *General relativity*. Oxford University Press, Oxford
- [27] Will, C. M. 1993 *Theory and experiment in gravitational physics*, revised edn. Cambridge University Press, Cambridge
- [28] See <http://opposite.stsci.edu/pubinfo/pictures.html>
- [29] Peacock, J. A. 1999 *Cosmological physics*. Cambridge University Press, Cambridge.
- [30] Straumann, N. 2002 *Matter in the Universe*, Space Science Series of ISSI, vol. 14. Kluwer (Reprinted from *Space Sci. Rev.* **100**, 29.)
- [31] Hawking, S. and Penrose, R. 1996 *The nature of space and time*. Princeton University Press, Princeton, NJ
- [32] Bekenstein, J. 1973 *Phys. Rev. D* **7**, 2333
- [33] Hawking, S. W. 1974 *Nature* **248**, 30
- [34] Hawking, S. W. 1975 *Commun. Math. Phys.* **43**, 199
- [35] Schödel, R. *et al.* 2002 *Nature* **419**, 694
- [36] Gerssen, J. *et al.* 2002 *Astron. J.* **124**, 3270
- [37] Miyoshi, M. *et al.* 1995 *Nature* **373**, 127
- [38] Wilkes, B. J. *et al.* 1995 *Astrophys. J.* **455**, L13
- [39] Abramovici, A. *et al.* 1992 *Science* **256**, 325
- [40] Maggiore, M. 2000 *Phys. Rep.* **331**, 283
- [41] See <http://sci.esa.int/home/lisa/> and <http://lisa.jpl.nasa.gov/>
- [42] Berry, M. V. 1989 *Principles of cosmology and gravitation*. Adam Hilger, Bristol.
- [43] 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. B*307 (1988) 924
- [44] G. Steigman, *Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci.* 57 (2007) 463
- [45] S. E. Woosley, D. H. Hartmann, R. D. Ho_man, and W. C. Haxton, *Ap. J.* 356 (1990) 272
- [46] Y.-Z. Qian, *Prog. Part. Nucl.Phys.* 50 (2003) 153
- [47] G. G. Ra_elt, *Phys. Rev. Lett.* 64 (1990) 2856
- [48] W.C. Haxton and W. Lin, *Phys. Lett. B*486 (2000) 263
- [49] G. Sigl, *Nuc. Phys. Proc. Suppl.* 168 (2007) 219
- [50] The Pierre Auger Collaboration, arXiv:0806.4302 (to be published in *Phys. Rev. Lett.*)
- [51] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* 16 (1966) 748; G. T. Zatsepin and V. A. Kuz'min, *JETP Lett.* 4 (1966)78
- [52] E. Waxman and J. N. Bahcall, *Phys. Rev. D*59 (1999) 023002
- [53] J. Ahrens *et al.*, *Astropart. Phys.* 20 (2004) 507; F. Halzen, *Eur. Phys. J. C*46 (2006) 669; E. Resconi *et al.*, arXiv:0807:3891