

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

Josip Kleczek

Neutrinová astronomie

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 11 (1966), No. 4, 197--214

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/137145>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1966

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

NEUTRINOVÁ ASTRONOMIE

JOSIP KLECZEK, Ondřejov

Působení neutrína na ostatní elementární částice je nesmírně slabé. V slabé interakci neutrína tkví příčina slabosti i slávy neutrinové astronomie. Pesimisté ji definují jako „mnoho povyku pro nic“, optimisté jsou přesvědčeni, že jim neutrino dá odpověď na některé palčivé otázky o životě vesmíru. Článek popisuje snahu astrofyziků poznat vlastnosti této plaché a bázlivé částice, která v budoucnu může podstatně přispět k prohloubení našich vědomostí o vesmíru.

ÚVOD

V nedávné době vzniklo několik nových odvětví astronomie. Nová technika a nové objevy v příbuzných vědních oborech daly vzniknout rádiové astronomii, gama-astronomii, rentgenovské astronomii, infračervené astronomii, astronomii vysokých energií a neutrinové astronomii. Poslední z nich se vyvinula během posledního čtvrt století, a proto nestačila ještě dozrát v solidní vědní obor. Vždyť ještě není na světě ani jeden pořádný neutrinový teleskop. Situace je však jiná než v době Galileově, kdy optický dalekohled objevoval především skutečnosti ve vesmíru (Jupiterovy měsíčky, skvrny na Slunci aj.). Neutrinové pozorování má především potvrdit správnost poznatků získaných cestou ryze teoretickou (např. přímo měřit teplotu hvězdného nitra).

Informace o životě hvězd přicházejí na povrch naší Země v proudu fotonů, produkovaných elektromagnetickými interakcemi elementárních částic na povrchu hvězdy. Rozložení fotonů podle jejich energie (spektrum hvězdy) nás informuje o prostředí, v němž se fotony zrodily. Pomocí spektra hvězdy určujeme teplotu, tlak, chemické složení jejího povrchu, excitaci a ionizaci atomů a disociaci molekul, magnetické pole, turbulenci v jejích povrchových vrstvách, i pohyb hvězdy samé vzhledem k naší sluneční soustavě. Klasická astrofyzika používala především fotonů světelných (optická astrofyzika). Moderní technika velmi rozšířila obor studovaného záření o fotony vyšších energií (X -astronomie, γ -astronomie) i o fotony o energiích nižších než mají fotony světla (infračervená astronomie a rádiová astronomie). Tato odvětví astronomie – včetně astronomie optické – bychom mohli nazvat *fotonovou astronomií*.

Naskytá se ovšem otázka, zda fotony jsou jediné částice emitované z hvězd. Z měření přístrojů na meziplanetárních sondách víme, že např. Slunce je zdrojem *slunečního větru*, to jest protonů, elektronů, α -částic i jiných jader, které se pohybují meziplanetárním prostorem rychlostí několika set km/sec směrem od Slunce. Korpuskulární emise Slunce obsahuje někdy částice s rychlostmi vyššími, které se blíží rychlosti světla (kosmické záření). Vše nasvědčuje tomu, že i jiné hvězdy jsou vydatnými zdroji korpuskulární emise, tzv. *hvězdného větru*. Tyto korpuskulární emise však – s výjimkou Slunce – astronomům ve výzkumu hvězd příliš neposlouží, neboť vlivem magnetických polí v mezihvězdném prostoru nejsou dráhy částic přímočaré, ale složité křivky. Magnetické pole sluneční soustavy a Země samotné kromě toho zabraňuje pomalejším částicím z jiných hvězd pronikat až k Zemi. Jen částice kosmického záření jsou dostatečně energetické, aby pronikly ochranným valem magnetického pole až k povrchu zemskému. Avšak ani o nich nelze s určitostí říci, z které části vesmíru přicházejí, neboť jejich dráhy jsou složité a směry, z nichž přicházejí, jsou rovnoměrně rozloženy po obloze.

Tyto nedostatky – způsobené vlivem magnetických polí na náboj částic – nemá neutrino, částice šířící se přímočaře rychlostí téměř světelnou, neboť není elektricky nabitá. Úsek astronomie, který využívá neutrin (místo fotonů) ke studiu vesmíru, se nazývá *neutrinová astronomie* (také neutrinová astrofyzika, neboť jejími průkopníky jsou především fyzikové). Předmětem jejího studia je

nitro Slunce,

nitra hvězd (zvláště těch, jejichž středová teplota přesahuje 600 miliónů stupňů),
exploze supernov a jader Galaxií,

mezihvězdná hmota (kde zdrojem neutrin jsou interakce kosmických paprsků s mezihvězdnou hmotou),

rádiové zdroje,

celková struktura vesmíru (neboť neutrinová složka představuje pravděpodobně značnou část celkové energie ve vesmíru). Přímé měření neutrinového toku na Zemi není neuskutečnitelné a dá neutrinové astronomii ráz experimentální vědy opírající se o přímá měření.

Při reakcích mezi elementárními částicemi zůstávají zachovány některé veličiny (hybnost, úhlový moment, elektrický náboj, celková energie a některé jiné vlastnosti). A bylo to právě zdánlivé narušení zákona o zachování energie při beta-rozpadu, které vedlo k objevu neutrina.

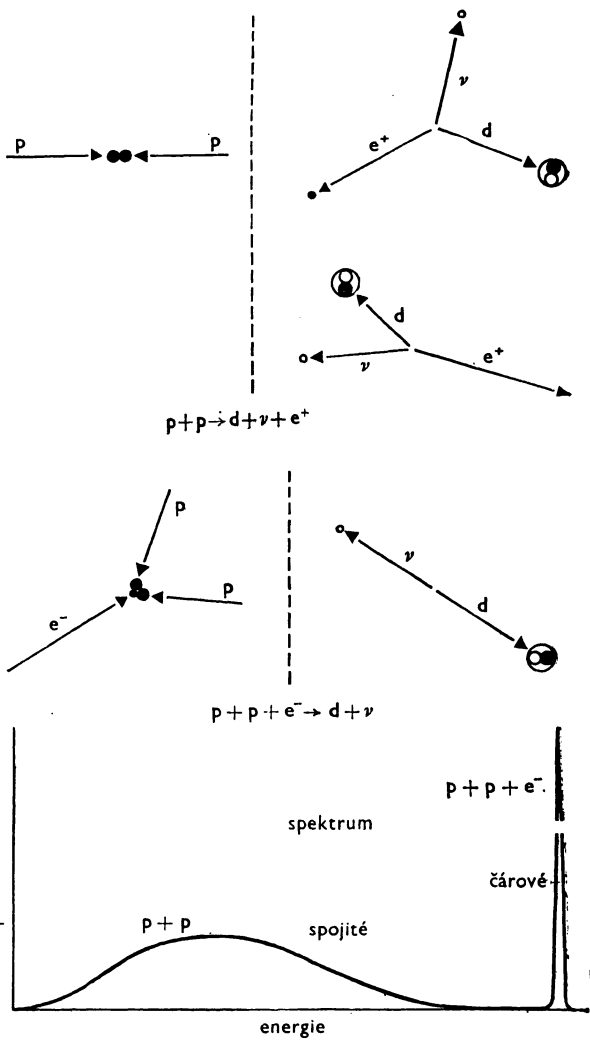
NEUTRINO

Při radioaktivním rozpadu vysílá jádro γ -foton, α -částice nebo elektrony (beta-rozpad). Podle teorie odpovídá jádru určitého druhu systém energetických stavů. Při radioaktivní emisi přechází jádro ze stavu vyššího do nižšího s přesně definovaným energetickým rozdílem. Očekávali bychom, že emitované částice budou mít stejnou energii. Tak tomu skutečně je při radioaktivní emisi α -částic a γ -fotonů. Avšak elek-

trony emitované z jádra mají různé energie, od nuly až po rozdíl stavů jádra. Energetické spektrum rozpadových elektronů je spojité, kdežto α -částice a γ -fotony mají spektrum „monochromatické“, čárové. Při β -rozpadu se z jádra také vyšle určitá energie, odpovídající rozdílu hladin. Avšak elektron odnáší pouze část této energie; druhá část je unášena částicí bez náboje o velmi slabé interakci, tzv. *neutrinem* (malou neutrální částicí).

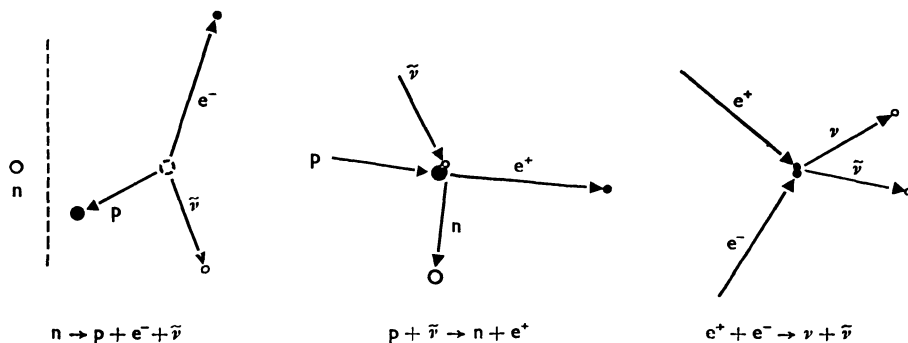
Velmi slabé působení neutrin na jiné částice je příčinou, že je pozorovatelné jen se značnými obtížemi. Jeho hmota (masa) je nulová, přesněji řečeno: menší než tisícina hmoty elektronu ($< 10^{-30}$ g). Podobně jako u fotonů – částic bez klidové hmoty – náleží podle principu ekvivalence neutrinu o energii E ekvivalentní hmota E/c^2 .

Obr. 1. Spektrum neutrinové – podobně jako fotonové spektrum – je kombinací kontinua a čar. Reakce znázorněná v horní části obrázku (tj. reakce A v tabulce I) dává vznik spojitému spektru ze Slunce (viz též obr. 3). Při energetické srážce dvou protonů (p) vznikne deuterium (d), pozitron (e^+) a neutrinu (ν). Protože hybnost unášejí tři částice, může mít neutrinu různý směr a různou energii. Spektrum neutrin z této reakce je tedy spojité. Prostřední obrázek znázorňuje reakci, při níž dochází k trojné srážce. Dva protony a elektron dávají vznik deuteriu a neutrinu. Poněvadž výsledkem této reakce jsou jen dvě částice, mohou se pohybovat pouze v opačném směru. Emitovaná neutrina mají tedy vždy stejnou energii, jak vyplývá ze zákonů zachování hybnosti a energie. Různost kinetické energie částic (protonů a elektronu) je nepatrná (\sim keV) ve srovnání s energií uvolněnou interakcí (\sim MeV). Neutrina emitovaná prostřední reakcí vytvoří spektrální čáru, nepatrně rozšířenou tepelným pohybem protonů. Tato čára je ve spodním obrázku označena jako $p + p + e^-$ a v obrázku 3 jako $p + p$. Poněvadž prostřední reakce má v nitru Slunce mnohem menší pravděpodobnost než reakce horní, je čára slabší než kontinuum $p + p$, jak vidíme na obr. 3.



Pro představu, jak slabé jsou síly působící mezi neutrinem a ostatními částicemi uvedme, že za celý život projde lidským tělem asi 10^{24} neutrin. Z nich pouze jedno je v těle zachyceno. Z důvodů velmi slabé interakce procházejí neutrina i naší Zemí bez překážky. Z 10^{10} neutrin o energii 10 MeV, která projdou Zemí, má pouze jedno naději na zachycení. Tok neutrin ze Slunce je proto prakticky stejný v poledne jako o půlnoci. Nepřekvapí nás proto, že přístroje na měření toku neutrin jsou umístěny hluboko v dolech.

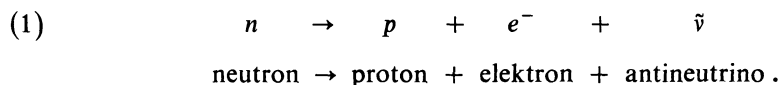
Tok neutrin z jádra Slunce a hvězd nemohou zastínit ani obrovské masy hvězdné látky, jimiž je jádro obklopeno. Kdyby naše oči byly citlivé na neutrina místo na fotony, viděli bychom žhavá jádra hvězd. Obraz oblohy by potom byl zcela odlišný od obrazu fotonového. Neutrinové Slunce by byla pouze malá, intenzivní tečka o průměru stokrát menším než viditelný kotouč Slunce. Většina hvězd by byla slabší, neboť neutrinový tok představuje pouze několik procent celkové energie vyzařované normální hvězdou. Avšak masivní hvězda, jejíž jádro dosáhlo teploty přes šest set miliónů stupňů, vyzařuje svou energii především ve formě neutrin. Taková hvězda by se jevila mnohem jasnější v neutrinech než ve fotonech. Čas od času (asi jednou za sto roků v určité galaxii) by na dobu asi jedné minuty vzplanula některá z jasných hvězd takovou měrou, že její neutrinové záření by se rovnalo celkovému světelnému záření mnoha tisíc galaxií. Naše oči jsou však citlivé na světlo, proudy neutrin z nitra hvězd jimi procházejí, aniž bychom si to uvědomovali a obraz neutrinového vesmíru je zatím jen vykonstruovaný logickou úvahou.



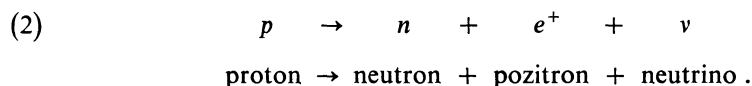
Obr. 2. Znárodnění důležitých neutrinových reakcí. Levý obrázek ukazuje rozpad neutronu podle reakce (1). Jestliže tento proces postihne neutron v atomovém jádru, hovoříme o beta-radioaktivitě. Střední obrázek znázorňuje reakci (4). Je základní důležitosti pro detekci antineutrin ($\bar{\nu}$). Podrobně je technika detekce pomocí prostřední reakce popsána v odstavci b), v kapitole Detekce neutrin. Pravý obrázek znázorňuje reakci, která rozhoduje o životě hvězd v pozdější fázi vývoje. Ztráty energie hvězdy v neutrinech jsou podstatně větší než ztráty ve formě záření fotonového (viz křídlo a odstavec c) v kapitole Přírozené zdroje neutrin).

Podle teorie má každá částice svou antičástici a neutrino není výjimkou. Neutrinu odpovídá *antineutrino*. Je-li elektron emitovaný při β -rozpadu považován za částici, musí být neutrino antičásticí. Částice provázející β -rozpad je tedy antineutrino

($\bar{\nu}$) (obr. 2).



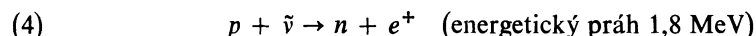
Název neutrino v užším slova smyslu se ponechává pro částici při β^+ -rozpadu, to jest neutrální částici provázející radioaktivní emisi pozitronů z jádra:



Vedle svého původního poslání – nést část energie a hybnosti při beta-rozpadu – se neutrino stalo důležitým partnerem v soustavě elementárních částic. Všechny fermiony (částice se spinem $1/2$, to je elektron, pozitron, μ -mezon, proton, neutron, hyperon a odpovídající antičástice) mohou pohlcovat nebo emitovat neutrino. Dvojice fermionů se přitom může měnit v jinou dvojici. Takové přeměny mají malou pravděpodobnost, která je značně závislá na uvolňované energii a nikoli na tom, o jaké fermiony jde. Vznik částice je při těchto procesech rovnocenný se zánikem antičástice a naopak. Podle tohoto posledního pravidla můžeme například (1) psát



a (2) pak



Podle rovnice (3) neutron pohltí neutrino a mění se v proton a elektron. Tato rovnice vyjadřuje nejběžnější neutrinovou reakci a je zpravidla psána v ekvivalentní formě (1), v níž vznik antineutrina $\bar{\nu}$ (na první straně 1) nahrazuje zánik neutrina ν (na levé straně 3).

Reakce typu (1) je pozorovaná. Neutron se podle ní rozpadá, a to za dobu asi 12 minut. Uvolní se přitom energie 782 keV. Emise γ -fotonu o stejné energii by proběhla za dobu podstatně kratší ($\sim 10^{-16}$ vteřin). Pomalost je typickou vlastností neutrinových interakcí (slabých interakcí).

Rovnici (1) můžeme ovšem psát ve zcela ekvivalentní formě tak, že místo vzniku elektronu budeme uvažovat zánik pozitronu



Tato reakce – podobně jako ostatní reakce mezi částicemi – může probíhat obráceně, jestliže částice na pravé straně (5) mají potřebné množství energie. Obrácení šipky tedy znamená, že se původní reakce exotermická stává endotermickou (4).

Podobně z (3)



Tato reakce, to jest zachycení elektronu protonem, je zdrojem neutrin, probíhá-li v jádře argonu Ar^{37} . Jádra radioaktivního argonu 37 zachytí vnitřní elektron ze své elektronové slupky (obrácený β -rozpad), tím se jeden z protonů mění v neutron a uvolní se neutrino (ν). Poločas zachycení elektronu je 34,3 dne a uvolněná energie je 0,8 MeV. Argon se stává chlórem, prvkem s atomovým číslem o jednotku nižším



čili v jádře:



Rozpad neutronu (1) je zdrojem antineutrin $\bar{\nu}$ a reakce (7) je zdrojem neutrin. Ještě budeme o ní – přesněji řečeno o její obrácené formě – hovořit, neboť se užívá při *detekci neutrin*.

Kromě uvedených dvou druhů (stavů) neutrina, nazývaných *elektronové neutrino* a *elektronové antineutrino*, existují ještě *mionové neutrino* a *mionové antineutrino* (*neutretta*). Oba poslední druhy (stavy) – značené ν_μ a $\bar{\nu}_\mu$ – byly objeveny poměrně nedávno. Vznikají při rozpadu částic, kde se vyskytují μ -mezony (μ^+ , μ^-), např. při rozpadu kladného a záporného π -mezonu:



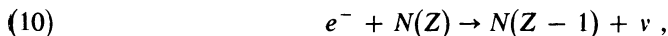
a



Rozpad (8) a (9) proběhne za dobu 3×10^{-8} vteřiny pro π -mezon v klidu. Rozpady a reakce s neutrinami se řídí přísnými výběrovými pravidly a právě tato pravidla určují, o který ze čtyř druhů neutrina jde.

VZNIK NEUTRIN

První reakcí v astrofyzice, která zaváděla neutrina do energetické rovnováhy hvězdy, byl tzv. *Urca-proces*. Vzhledem k novým poznatkům o atomových jádrech a struktuře hvězdného nitra má však Urca-proces dnes význam spíše historický. Sestává ze dvou po sobě následujících reakcí:



$$(11) \quad N(Z - 1) \rightarrow N(Z) + e^- + \bar{\nu}_e,$$

kde $N(Z)$ je jádro se Z protony. V první reakci (obrácený beta-proces (6)), která může probíhat jen ve velmi horké plazmě (energie několik MeV) se část energie elektronů mění v neutrino a radioaktivní jádro $N(Z - 1)$. To se pak rozpadá podle (1) a emituje antineutrino, jak znázorňuje druhá reakce Urca-procesu. Energie horké plazmy tím přechází v neutrino a antineutrino, která z plazmy bez překážky unikají. Radioaktivní izobar $N(Z - 1)$ musí být hmotnější než jádro $N(Z)$, aby mohlo dojít k beta-rozpadu. Proto *energie elektronu* musí být větší než rozdíl energií obou izobarů $N(Z - 1)$ a $N(Z)$. Aby se Urca-proces uplatnil, musí být plazma dostatečně horká ($\sim 10^9$ °K) a vhodná jádra $N(Z)$ musí být v dostatečném množství. Podrobný rozbor ukáže, že vhodná jádra byla ve hvězdě již „vypálena“ v předcházejících obdobích vývoje hvězdy. Pro energetické ztráty hvězd v pozdějších vývojových stádiích jsou mnohem důležitější jiné procesy, především proces (22). Než pohovoříme o možných procesech, při kterých v nitru hvězd vznikají neutrino, objasníme nezvyklý název reakce (10, 11). GAMOW a SCHÖNBERG zvolili název Urca podle proslulého kasina v Rio de Janeiru. Mizení peněz se stolů, kde se provozují hazardní hry, připomíná nezadržitelné mizení energie z nitra hvězd tvořením neutrín.

Kromě reakcí, o nichž jsme dosud hovořili, jež dávají vzniknout neutrínům a anti-neutrínům, lze pomocí teorie slabých interakcí odvodit některé další možné procesy. Zmíníme se o nich velmi stručně. Závislost vydatnosti jednotlivých reakcí na teplotě vyplývá z tabulky

a) neutrinové brzdné záření elektronu nebo pozitronu v poli jádra $N(Z)$

$$(12) \quad e^+ + N(Z) \rightarrow e^+ + N(Z) + \nu + \bar{\nu}$$

$$(13) \quad e^- + N(Z) \rightarrow e^- + N(Z) + \nu + \bar{\nu}$$

b) rozptyl elektronu na elektronech

$$(14) \quad e^+ + e^+ \rightarrow e^+ + e^+ + \nu + \bar{\nu}$$

$$(15) \quad e^- + e^- \rightarrow e^- + e^- + \nu + \bar{\nu}$$

c) fotoneutrino (z fotonu gama v poli elektronu)

$$(16) \quad \gamma + e^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$$

$$(17) \quad \gamma + e^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$$

d) fotoneutrino (z fotonu gama v poli jádra)

$$(18) \quad \gamma + N(Z) \rightarrow N(Z) + \nu + \bar{\nu}$$

e) $\gamma - \gamma$ neutrino

$$(19) \quad \gamma + \gamma \rightarrow \gamma + \nu + \bar{\nu}$$

$$(20) \quad \gamma + \gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu}$$

f) anihilace elektronu a pozitronu, vytvořených při procesu

$$\gamma + N(Z) \rightarrow N(Z) + e^+ + e^- ,$$

to je

$$(21) \quad e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}$$

$$(22) \quad e^+ + e^- + N(Z) \rightarrow N(Z) + \nu + \bar{\nu}$$

g) rozpad plazmonu Ω (plazmon je kvantum plazmových vln, podobně jako foton je kvantum elektromagnetických vln)

$$(23) \quad \Omega \rightarrow \nu + \bar{\nu}$$

h) energetické rekombinace atomu:

$$(24) \quad e^- (\text{volný}) \rightarrow e^- (\text{vázaný}) + \nu + \bar{\nu}$$

Procesy pro vznik mionového neutrina a antineutrina jsou obdobné (až na to, že v přechodném stadiu vznikají μ -mezony). Tak např.:

$$(25) \quad \gamma + \gamma \rightarrow \gamma + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$$

$$(26) \quad \gamma + N(Z) \rightarrow N(Z) + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$$

$$(27) \quad \gamma + \gamma \rightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \quad (\text{pro } kT \geq m_\mu c^2, \text{ to je } T \geq 1,2 \times 10^{12} \text{ }^\circ\text{K})$$

$$(28) \quad \Omega \rightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$$

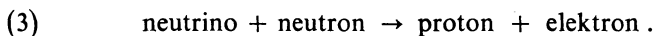
DETEKCE NEUTRIN

I když interakce neutrin jsou velmi slabé, přece jen pravděpodobnost jejich zachycení není nulová. Zmíníme se o několika metodách detekce neutrin. Některé již byly realizovány, jiné jsou zatím v plánu.

a) *Detekce neutrin chlórem 37* (pokus Davisův). Zachycení elektronu jádrem argonu 37 je proces exotermní, při němž se uvolňuje energie 0,814 MeV. Naopak neutrino s energií větší než 0,814 MeV má jistou pravděpodobnost, že bude zachyceno chlórem 37. Jestliže se tak stane, proběhne endotermní reakce

$$(29) \quad \nu + \text{Cl}^{37} \rightarrow \text{Ar}^{37} + e^- \quad (\text{energetický práh } 0,814 \text{ MeV})$$

v jádře



Je to obrácená reakce (7). Tato reakce slouží k detekci neutrin ze Slunce. Myšlenku využít (29) k detekci neutrin navrhl Bruno PONTECORVO a poprvé ji realizoval Raymond DAVIS z Brookhaven National Laboratory. Jako detektoru je užito perchlorethylenu C_2Cl_4 , což je běžný čisticí prostředek, a tedy levný. Pro malou interakci je třeba užít velkého množství perchlorethylenu. V posledním pokusu Davis používá celkem 400 tisíc litrů C_2Cl_4 (zaplnil by jím olympijský plavecký bazén) a celou neutrinovou observatoř umístil do hlubokého dolu v Jižní Dakotě, aby odstínil rušivý vliv kosmického záření. Za jeden měsíc vznikne v detektoru podle (29) zhruba dvě stě atomů radioaktivního argonu 37. To je nesmírně malé množství vzhledem k 400 tisícům litrů. Extrakce radioaktivního argonu z C_2Cl_4 je technickým divem. Spočívá na poznatku, že atomy s podobnou vnější elektronovou slupkou mají snahu se seskupovat. Argon je inertním plynem se zaplněnou vnější slupkou. Davis proto používá hélium, které nechá probublávat kapalinou C_2Cl_4 . Hélium unáší argon s 90% účinností. Potom plyn chladí na 20 °K, argon zachycuje uhlíkem. V počítači pak měří gama-kvanta emitovaná v důsledku rozpadu A^{37} .

Aby bylo možno přejít k celkovému počtu neutrin emitovaných Sluncem (s energií $> 0,814$ MeV), je třeba znát pravděpodobnost (efektivní průřez) zachycení neutrina jádrem chlóru 37. Pravděpodobnost byla vypočtena pomocí matematického modelu jádra Cl^{37} , a to pro všechna neutrina emitovaná termonukleárními reakcemi v nitru Slunce. Ukazuje se, že Davisův detektor měří z 90% neutrina produkovaná při radioaktivním rozpadu bóru 8. Tato neutrina jsou totiž nejenergetičtější neutrina produkovaná v nitru Slunce. V celkovém neutrinovém toku ze Slunce představují neutrina z bóru 8 pouze 0,1%. Pravděpodobnost zachycení neutrin chlórem 37 je $(3,6 \pm 2) \times 10^{-35}$ na atom pozemského Cl^{37} za 1 sec. Termonukleární reakce, která vede k syntéze B^8 a tím k emisi neutrin z bóru (Tab. I, G, H) je velmi citlivá na teplotu v jádru Slunce T_c . Její efektivní průřez

$$(30) \quad \sigma \sim T_c^{14} .$$

Tak je Davisův přístroj velmi citlivým slunečním teploměrem. Přesnost $\pm 50\%$ v určení neutrinového toku ze Slunce znamená $\pm 10\%$ přesnost při určení středové teploty Slunce.

Původní pokus Davisův, provedený pouze se 4 tisíci litry C_2Cl_4 , mohl stanovit jen horní mez

$$T_c < 2 \times 10^7 \text{ } ^\circ\text{K} .$$

Modely Slunce vedou k nižším hodnotám pro T_c (13 až 16) $\times 10^6$ °K. Tak nám neutrinová astronomie brzy určí středovou teplotu Slunce a ověří správnost dosavadních teorií o stavbě hvězd a produkci hvězdné energie.

Tok neutrin z ostatních neutrinových zdrojů vesmíru by neměl Davisova měření narušovat. Zdá se, že je mnohem menší než neutrinový tok sluneční. Tento předpoklad lze ověřit tak, že se využije excentricity dráhy Země kolem Slunce. Vzdálenost Země od Slunce kolísá, a proto musí kolísat i sluneční neutrinový tok, a to o 7%.

Za zmínku stojí, že Davisův pokus byl původně určen k tomu, aby dokázal, že neutrino a antineutrino jsou různé částice. Důkaz záležel v tom, že v C_2Cl_4 nebyly vytvořeny žádné atomy Ar^{37} , když C_2Cl_4 bylo vystaveno intenzivnímu toku antineutrin z atomového reaktoru. Tohoto záporného výsledku se dosáhlo v roce 1956.

b) *Detekce antineutrin* (L. COWAN, F. REINES). Poprvé bylo antineutrino experimentálně dokázáno v roce 1953 v Savannah River, Georgia, USA, kde je obrovský atomový reaktor. Štěpné produkty v reaktoru jsou bohaté na neutrony. Rovnováhy v jádře je dosaženo přeměnou neutronů v protony. Tak rozpadem neutronů vzniká intenzivní tok antineutrin z atomového reaktoru (10^{13} $\bar{\nu}/cm^2$ sec).

Detekce antineutrin se koná na základě (4), při níž antineutrino je zachyceno protonem (efektivní průřez srážky je 10^{-43} cm^2). Hlavní složkou měřicího přístroje je asi tisíc litrů vody, jejíž vodík zachycuje antineutrino. Ve vodě je rozpuštěn $CdCl_2$. Vzniklý neutron se zpomaluje vodou a je zachycen během 10 mikrosekund atomem kadmia. Při absorpci je vyzářeno γ -záření.

Další částicí, která v reakci (4) vzniká, je pozitron. Ten se při setkání s elektronem mění v γ -záření. A tak jedno pohlčené antineutrino dá vznik dvěma zábleskům γ -záření, která po sobě následují v intervalu několika mikrosekund. Elektronická část detektoru vybírá jen ty záblesky, které mají odpovídající energii a následují po sobě v uvedeném intervalu. Tím se vyloučí vliv kosmického záření a jiné zdroje šumu.

Ačkoli detektorem postaveným u reaktoru procházelo každou vteřinu 10^{17} antineutrin, zaregistrovaly se za hodinu pouze tři reakce vyvolané antineutrinem.

Tato metoda detekce antineutrin bude po zdokonalení důležitá i při výzkumu vesmíru, neboť antineutrino jsou také vyzářována z hvězd.

c) *Rozptylu neutrin na elektronech*

$$(31) \quad \nu + e^- \rightarrow \nu' + (e^-)'$$

využívají F. REINES a W. R. KROPP ke studiu *spektra slunečních neutrin*. Neutrino přicházející ze Slunce mají jistou pravděpodobnost, že zasáhnou elektrony na povrchu Země (efektivní průřez 10^{-44} cm^2), udělí jim impuls a energii. Zasažený elektron se pohybuje ve směru dopadajícího neutrina, přičemž odchylka v obou směrech je menší než 10° . Z energie a směru elektronu lze vypočítat energii původního neutrina.

V prvním pokusu použili Reines a Kropp 200 litrů CH_2 (5×10^{28} elektronů), které umístili 650 m hluboko v solném dole ve státě Utah. Detektor byl obložen Čerenkovými počítači v antikoincidenčním zapojení, aby se vyloučil vliv kosmického záření. Za dobu 4500 hodin přístroj zaznamenal 3 elektrony odpovídající slunečním neutrinům od 9–14 MeV, což odpovídá toku slunečních neutrin $< 10^9$ ν/cm^2 sec^{-1} (jsou to

neutrína z bórové reakce H). Větším přístrojem, umístěným hlouběji pod Zemí, bude možno dosáhnout přesnějších výsledků. V současné době se koná Reinesovo měření neutrin ze Slunce a z vesmíru ve zlatém dole u Johannesburgu v hloubce odpovídající 8500 metrů vody. Reinesovým pokusem bude možno také měřit tok antineutrin $\bar{\nu}$ na základě rozptylu

$$(32) \quad \bar{\nu} + e^- \rightarrow \bar{\nu}' + (e^-)',$$

neboť ve vesmíru probíhají reakce, které jsou zdrojem antineutrin.

Reinesův pokus dovozuje měřit energetické spektrum neutrin (popř. antineutrin) a směr, z něhož přicházejí.

Na neutrinové konferenci v CERNU v lednu 1965 byla navržena neutrinová observatoř v tunelu pod Mont Blankem (2000 metrů skály, což je ekvivalentní ~ 5000 m vody).

d) K *detekci vysoceenergetických neutrin* lze užít jako terče elektronů zemské kůry. Vysoceenergetická neutrína z vesmíru interakcí s elektrony v horninách dávají vznik μ -mezonům, které lze detekovat. V důsledku zachování energie a momentu je odchylka μ -mezonu od původního směru neutrina velmi malá. Teleskop měřící takto neutrína o vysokých energiích má velkou rozlišovací schopnost ($\sim 10^{-6}$ steradiánu).

PŘIROZENÉ ZDROJE NEUTRIN

a) *Kosmické záření v atmosféře Země.* Atmosféra Země je vystavena částicím kosmického záření o vysokých energiích. Interakce primárních částic s jádry atmosférických atomů dává vznik nukleonům, mezonům, elektronům, γ -fotonům a neutrinům. Vysoceenergetická neutrína a antineutrína ($\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$) vznikají rozpadem π -mezonů (reakce 8 a 9). Ze známého spektra mezonů bylo odvozeno spektrum vysoceenergetických neutrin a antineutrin, vznikajících v atmosféře Země.

Sekundární kosmické záření skýtá zdroj neutrin (energie 10^{12} eV), vhodných ke studiu slabých interakcí při vysokých energiích. Taková vysoceenergetická neutrína nelze zatím uměle v laboratoři vyrobit.

Neutrína z kosmického záření však mohou přinášet i cenné informace o některých astronomických objektech, např. o silných rádiových zdrojích. Technika měření se odlišuje od měření nízkoenergetických (např. slunečních) neutrin. Pro detekci ν_μ a $\bar{\nu}_\mu$ navrhli PONTECORVO a CHUDAKOV využití reakce:

$$(33) \quad \nu_\mu + n \rightarrow p + \mu^-$$

$$(34) \quad \bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+.$$

Jako detekující látky se užívá kůry zemské, jejíž neutrony a protony slouží za terče ν_μ a $\bar{\nu}_\mu$. Vlastní měření záleží v určování počtu a směru mezonů v hlubokém dole.

Několik skupin fyziků pracuje na detekci neutrin z mezonového rozpadu (University of Utah a Case Institut of Technology v USA, Tata Institute v Indii).

b) *Neutrinová emise ze Slunce*. Zdrojem neutrin ve Slunci jsou některé reakce v *pp*-řetězci. Za vysoké teploty ve středových oblastech Slunce převažuje *pp*-řetězec nad CNO-cyklem. Všimněme si, že v řetězci *pp* jsou celkem tři možnosti. Nicméně celkový výsledek je vždy přeměna čtyř protonů v jádro hélia (α -částici), uvolnění energie a emise dvou neutrin.

Jsou tři hlavní skupiny neutrin emitovaných v *pp*-řetězci (tab. I):

$$\nu_{pp} \text{ (v reakci A), } \nu_{Be^7} \text{ (v reakci E) a } \nu_{B^8} \text{ (v reakci H) .}$$

Tabulka I

PP-řetěz je hlavním zdrojem energie hvězd se středovou teplotou nižší než 16×10^6 °K.

Nejdříve se spaluje vodík, nejhojnější prvek:

$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu$	$1,19 \times 2 = 2,38$ (MeV)	(A)
$d + p \rightarrow He^3 + \gamma$	$5,49 \times 2 = 10,98$	(B)
$He^3 + He^3 \rightarrow He^4 + p + p$	12,86	(C)
celkem		26,22 MeV,
z toho 2% jsou ztráty v neutrinech		

Později, když je dostatek He^4 , místo (C) někdy probíhá

$He^3 + He^4 \rightarrow Be^7 + \gamma$	1,59	(D)
$Be^7 + e^- \rightarrow Li^7 + \nu$	0,05	(E)
$Li^7 + p \rightarrow He^4 + He^4$	17,35	(F)
celkem (A), (B), (D), (E), (F)		25,67 MeV,
z toho 4% představují ztráty v neutrinech		

Reakce (D) může však pokračovat ještě jinou cestou:

$Be^7 + p \rightarrow B^8 + \gamma$	0,13 MeV	(G)
$B^8 \rightarrow Be^8 + e^+ + \nu$	7,7	(H)
$Be^8 \rightarrow He^4 + He^4$	3,0	(J)
celkem (A), (B), (D), (G), (H), (J)		25,8 MeV,

Určení jejich energie a pravděpodobnosti emise závisí na pokusech konaných v nukleárních laboratořích po celém světě. Celková energie uvolněná *pp*-řetězcem je 26 MeV a z toho kolem 0,8 MeV (to jest $\sim 3\%$) je emitováno ve formě neutrin. Celková uvolněná energie představuje 0,7% energie klidové hmoty částic do reakce vstupujících ($m_{\text{protonu}} = 1,67 \times 10^{-24}$ g, takže klidová energie jednoho protonu je $mc^2 = 938$ MeV). Jestliže během hvězdného vývoje došlo k přeměně asi 1/3 vodíku v hélium, potom energie neutrin ve vesmíru uvolněných *pp*-řetězcem by zhruba byla

$$0,03 \times 0,007 \times 0,33 \sim 10^{-4}$$

klidové energie látky ve vesmíru. Příspěvky jiných reakcí, zejména v pozdějším stadiu hvězdného vývoje jsou mnohem vyšší.

Jádra těžších prvků (počínaje uhlíkem C^{12}) se zúčastní produkce energie v nitru těchto hvězd, jejichž středová teplota je větší než 20 milionů stupňů. Tam je rozhodující cyklus CNO (tabulka II). Výsledkem je také spojení čtyř protonů v α -částici.

Tabulka II

Reakce cyklu CNO

$C^{12} + p \rightarrow N^{13} + \gamma$	1,94 MeV	(K)
$N^{13} \rightarrow C^{13} + e^+ + \nu$	1,50	(L)
$C^{13} + p \rightarrow N^{14} + \gamma$	7,55	(M)
$N^{14} + p \rightarrow O^{15} + \gamma$	7,29	(N)
$O^{15} \rightarrow N^{15} + e^+ + \nu$	1,73	(O)
$N^{15} + p \rightarrow C^{12} + He^4$	4,96	(P)
celkem	24,97 MeV, z toho 6% v neutrinech	

Nebo místo (P) v některých případech (1/2200)

$N^{15} + p \rightarrow O^{16} + \gamma$	12,13	(Q)
$O^{16} + p \rightarrow F^{17} + \gamma$	0,60	(R)
$F^{17} \rightarrow O^{17} + e^+ + \nu$	1,76	(S)
$O^{17} + p \rightarrow N^{14} + He^4$	1,19	(T)
celkem	15,68 MeV	

Protože při přeměně $4 H^1 \rightarrow He^4$ jsou emitována dvě neutrina a známe energii uvolňovanou při této přeměně ($26 \text{ MeV} = 26 \times 1,6 \times 10^{-6} \text{ erg}$), můžeme snadno určit tok slunečních neutrín na povrchu Země.

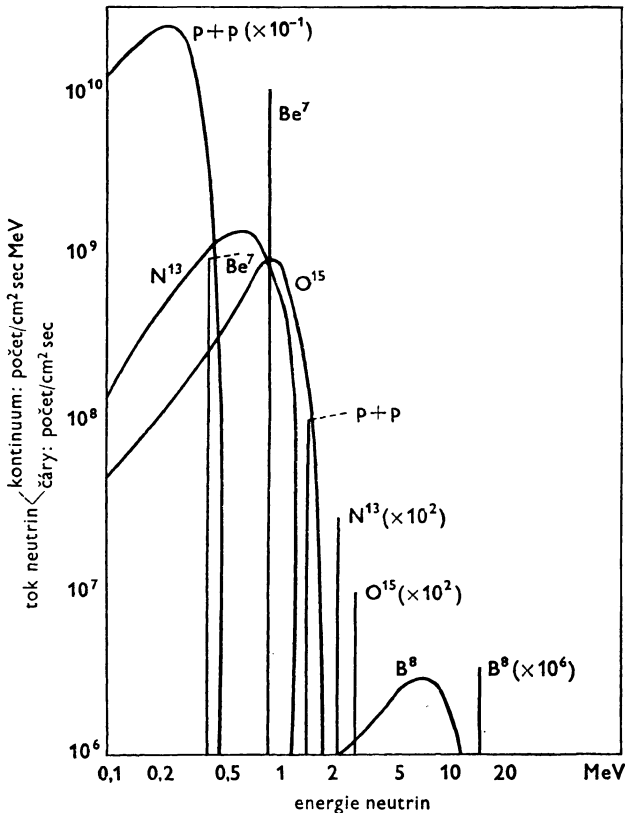
Tabulka III

odpovídající obrázku 3. Energie (E), tok, efektivní průřez reakce $\bar{\sigma} Cl^{37} + \nu \rightarrow Ar^{37} + e^-$ a pravděpodobnost detekce jednotlivých druhů neutrín na povrchu Země

	kontinuum $p+p$ reakce (A)	čára $p+p$ střed obr. 1	ν_{Be} (E)	ν_B (H)	ν_N (L)	ν_O (O)
E_{max} MeV	0,420	—	—	14,060	1,199	1,739
$E_{průměrná}$ MeV	0,263	—	—	7,250	0,710	1,000
$E_{čáry}$ MeV	—	1,442	0,861	15,082	2,221	2,761
tok $\nu/cm^2 \text{ sec}$	5×10^{10}	$1,3 \times 10^8$	$1,2 \times 10^{10}$	$2,6 \times 10^7$	10^9	10^9
ef. průřez $\bar{\sigma} (cm^{-2})$	0	$1,7 \times 10^{-45}$	$2,8 \times 10^{-46}$	$1,3 \times 10^{-42}$	$1,8 \times 10^{-46}$	$7,0 \times 10^{-46}$
pravděpodobnost	0	$2,2 \times 10^{-37}$	$3,3 \times 10^{-36}$	$4,0 \times 10^{-35}$	$1,8 \times 10^{-37}$	$7,0 \times 10^{-37}$

$$\begin{aligned}
& \text{Tok neutrin na povrchu Země} = \\
& = 2 \times \frac{\text{tok fotonové energie na povrchu Země}}{\text{energie uvolněná při } 4 \text{ H} \rightarrow \text{He}^4} \\
& = 2 \frac{\text{sluneční konstanta}}{26 \times 1,6 \times 10^{-6} \text{ erg}} \\
& = 2 \frac{1,34 \times 10^6}{26 \times 1,6 \times 10^{-6}} \\
& = 6,5 \times 10^{10} \text{ (neutrin/cm}^2 \text{ sec)}.
\end{aligned}$$

Hodnota $6,5 \times 10^{10} \text{ v cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ představuje celkový počet neutrin – bez rozdílu energie – dopadajících na 1 cm^2 zemského povrchu (kolmý na směr ke Slunci) za 1 vteřinu. Jsou v něm obsažena neutrina z různých reakcí se spojitým spektrem i monochromatická. Rozložení celkového toku ve spektrum je znázorněno na obr. 3. Tok neutrin z jednotlivých reakcí je v tabulce III.



Obr. 3. Vypočtené neutrinové spektrum Slunce. Toky udané na svislé ose jsou pro povrch Země. Ve velmi nízkých energiích je hlavním zdrojem neutrin první reakce PP -řetězce (Tab. I, reakce A; obrázek 1, horní reakce). Neutrinové čáry vznikají, jak jsme viděli na obr. 1, zachycením elektronů. Čáru $p + p$ vytváří proces znázorněný ve středu obrázku 1.

V předposledním řádku je efektivní průřez $\bar{\sigma}$ reakce $\text{Cl}^{37} + \nu \rightarrow \text{Ar}^{37} + e^-$ pro neutrina různého původu. Efektivní průřez roste zhruba se čtvercem energie nad

kritickou energií uvažované reakce. Poslední řádek tabulky udává pravděpodobnost, že jeden atom chlóru Cl^{37} na Zemi bude interagovat se slunečním neutrinem daného původu. Vidíme, že nejdůležitější pro detekci slunečních neutrin jsou neutrina ν_B a potom ν_{Be} . Povšimněme si vlivu na efektivní průřez: ν_B vyvolají desetkrát více reakcí než ν_{Be} , i když jejich tok je $500 \times$ slabší.

Vidíme, že by bylo třeba $\sim 10^{35}$ atomů chlóru, aby každou vteřinu proběhla reakce (29). To je obrovské množství, které je třeba vykompenzovat delší pozorovací dobou. Avšak ta je omezena poločasem rozpadu Ar^{37} na 35 dnů ($\sim 3 \times 10^6$ sec). V pokusu se 4000 litry C_2Cl_4 Davis mohl určit pravděpodobnost reakce

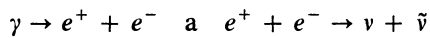
$$(35) \quad \sum \Phi_{\nu} \sigma \leq 3 \times 10^{-34} \text{ sec}^{-1} (\text{Cl})^{-1},$$

což odpovídá

$$\Phi_{\nu_B} \leq 1,5 \times 10^8 \nu_B \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}.$$

Teoretický výpočet (viz tab. III.) je desetkrát menší než horní mez (35). Z výsledků Davisových je však možno stanovit středovou teplotu Slunce na $< 2 \times 10^7$ °K. Pro zpřesnění měření Davis opakuje pokus s 400 000 litry C_2Cl_4 .

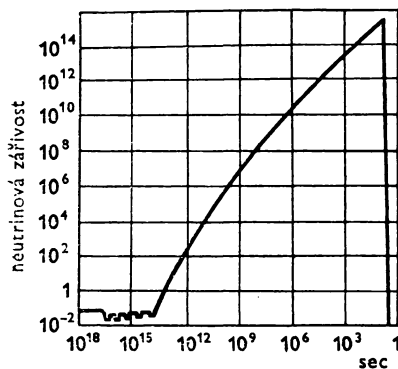
c) *Zánik masivních hvězd.* V této části si všimneme pouze úlohy, jakou mají neutrina ve vývoji masivních hvězd. Procesy



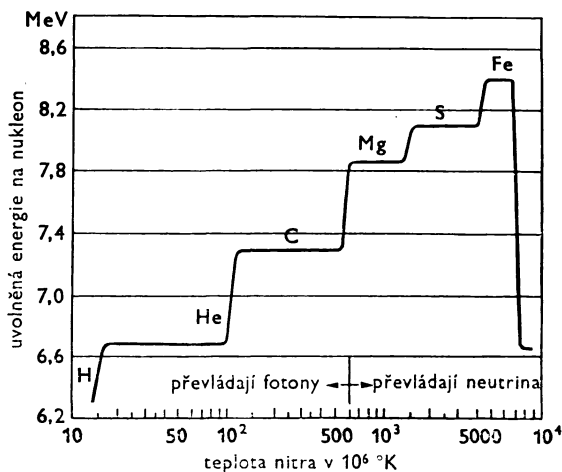
jsou důležité v plazmě, jejíž teplota přesahuje 6×10^8 °K. Anihilace pozitronu a elektronu v neutrina a antineutrina je poměrně velmi vzácný proces. Je 10^{20} krát vzácnější než anihilace v γ -fotony. V hmotných hvězdách v pozdních vývojových stádiích je však pozitronů a elektronů (vznikajících z energetických γ -fotonů) velmi mnoho. Neutrina pro svou fantastickou pronikavou schopnost unikají z nitra hvězd bez překážky, a to za několik vteřin. Fotony záření naopak potřebují mnoho tisíc roků, aby unikly z nitra hvězdy. To je důvod, proč pro hvězdy o středové teplotě větší než 600 miliónů stupňů energie vynášená z hvězdy ve formě neutrin podstatně převyšuje všechny ostatní mechanismy přenosu energie (obr. 4 a 5).

Poznali jsme, že termonukleární reakce a gravitace vytvořily postupně v nitru masivní hvězdy teploty několika miliard stupňů. Při takových teplotách je tvoření párů elektron-pozitron velmi intenzivní, asi 10^{30} párů v cm^3 , což odpovídá 1 kg na cm^3 ($m_e \sim 10^{-27}$ g, tedy $10^{27} m_e \sim 1$ g a $10^{30} m_e \sim 10^3$ g = 1 kg). To nepřekvapí, jestliže si uvědomíme, že hustota látky za těchto podmínek je 10^4 kg/ cm^3 a ekvivalentní váha γ -fotonů za těchto teplot odpovídá také 1 kg/ cm^3 . Anihilace párů e^+ , e^- vede velkou většinou ke vzniku γ -fotonů. Nicméně i při velmi malé pravděpodobnosti anihilace $e^+ + e^- \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e$, představuje tento proces energetickou ztrátu 10^{20} erg $\text{cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$. Jinak řečeno, v konečném vývojovém stadiu, kdy masivní hvězda dosáhla teplot několika miliard stupňů (začínající supernova), je z každého cm^3 vynášena energie ekvivalentní tisíci tunám TNT (trinitrotoluolu). Takové velmi rychlé energe-

tické ztráty hvězdu silně ochladí. Tím dojde ovšem k značné nerovnováze sil ve prospěch gravitace, neboť tlak horké plazmy (směřující proti gravitaci) ochlazením prudce poklesl. Tato situace vede ke *gravitačnímu kolapsu*. Zde si všimneme té části kolapsu, při níž dojde k velmi intenzivní emisi neutrin o velmi vysokých energiích $\sim 10^{10}$ eV.



Obr. 4. Neutrinová zářivost masivní hvězdy (to jest celková energie uvolňovaná hvězdou za jednu vteřinu ve formě neutrin). Na vodorovné ose je doba, kterou má ještě hvězda do své smrti (gravitačního kolapsu). Jednotkou neutrinové zářivosti hvězdy na svislé ose je 4×10^{33} erg/sec, což je fotonová zářivost našeho Slunce.

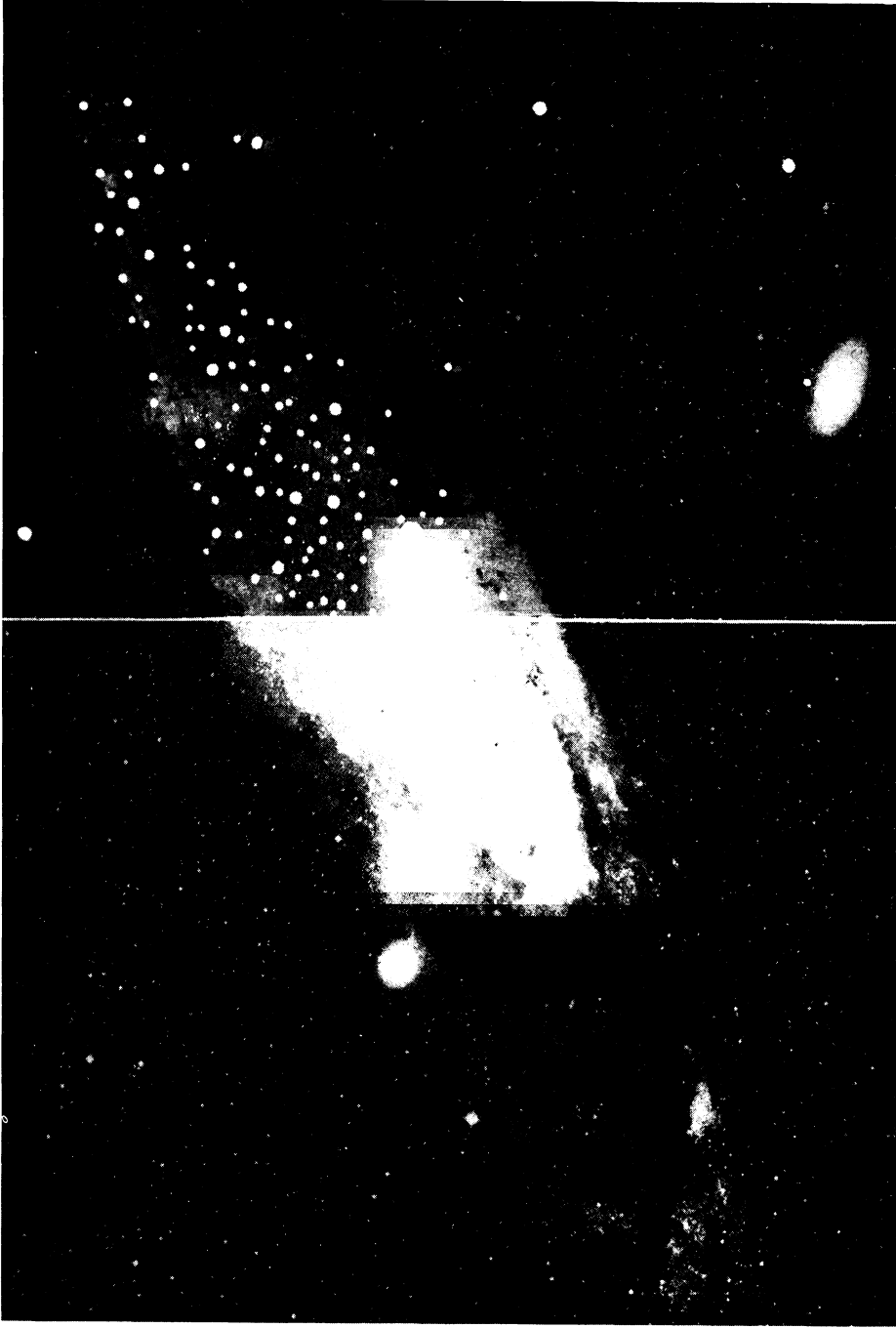


Obr. 5. Schematické znázornění uvolněné energie (na jeden nukleon) v různých fázích vývoje hvězdy. Vodorovné úseky odpovídají obdobím, kdy hvězda se gravitací smršťuje a zahřívá. Svislé úseky odpovídají obdobím, kdy se spaluje prvek na předcházejícím vodorovném prahu. Kontrakční období trvají staletí až statisíce let, termonukleární období (svislé úseky) trvají různě dlouho, od $10^7 - 10^{10}$ roků pro spalování vodíku do 1–100 roků pro spalování hořčíku.

Kontrakce se týká centrálních částí, které velmi rychle vychladly neutrinovou emisí. Vnější obalové vrstvy ještě neprohořely v termonukleárních reakcích. Při kolapsu se prudce prohřejí a rázem se v nich zapálí termonukleární reakce. Dochází v nich k explozi, a to podobně jako u vodíkové bomby, avšak ve fantasticky větším měřítku.

Při gravitačním kolapsu vznikne intenzivní rázová vlna, která se šíří od jádra k povrchu. Jakmile dosáhne tato rázová vlna povrchu hvězdy, předá jeho částicím takovou energii ($\sim 10^{10}$ eV), že dochází k lavinovitému vzniku všech druhů elementárních částic. Většina z nich však je nestabilní a brzy se rozpadnou na protony nebo elektrony. A právě v tomto mohutném rozpadovém procesu, který je součástí supernovy, vznikají neutrina obrovských energií ($\sim 10^{10}$ eV). Hrubé odhady vedou k hodnotě 10^{48} neutrin na jednu supernovu.

Supernovy vybuchují v galaxii v intervalu 100 až 300 roků. Poslední byla pozorována v roce 1700 a očekáváme, že vybuchne brzy některá v naší Galaxii. Doufejme,

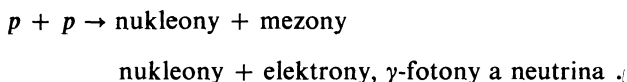


Obr. 6: Většina hvězd vyzařuje svou energii převážně ve formě fotonů. Neutrina unášejí jen několik málo procent. Ale pro hvězdy, jejichž středová teplota přesahuje půl miliardy stupňů (viz obr. 5), neutrinová emise je základním mechanismem energetických ztrát. Na levé polovině obrázku je fotografie galaxie v Andromedě, v pravé polovině obrázku je znázorněna druhá polovina galaxie, jak by se asi jevila v neutrinovém záření.

že neutrinová astronomie pokročí natolik, aby mohla pozorováním potvrdit tento obraz zániku masivních hvězd.

Nemusíme však čekat na výbuch supernovy v naší Galaxii, abychom se přesvědčili, že obraz zániku masivních hvězd je v podstatě správný (to jest, že anihilace $e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}$ představuje základní mechanismus energetických ztrát hvězdy). Svědčí o tom izotopické zastoupení železa (a prvků kolem něho) v naší sluneční soustavě.

Kosmické záření, které vzniká explozí supernovy, je zachyceno v magnetických polích okolního prostoru. Dává vznik netepelnému (synchrotronovému) rádiovému záření. Interakce prvků kosmického záření s protony mezihvězdného vodíku vede k reakcím



Tento proces v *netepelných rádiových zdrojích* (supernovy, jádra explodujících galaxií, kvasitelární rádiové zdroje) je obdobou produkce vysoceenergetických neutrin v zemské atmosféře. Netepelné rádiové zdroje jsou tedy zdroji neutrin o vysoké energii.

d) *Neutronové hvězdy*. Avšak i hvězdy s hmotou malou (srovnatelnou s hmotou našeho Slunce a menší) jsou při svém zániku zdrojem neutrin. Jejich konečnou fází je neutronová hvězda. Při vysokých hustotách ($\sim 10^{10}$ g/cm³) je degenerace elektronů tak pokročilá, tj. elektrony nabývají takových energií, že protony a elektrony přecházejí v neutrony. Neutron je za tak vysokých hustot stálý a jeho energie je menší než energie protonu a degenerovaného (vysoceenergetického) elektronu. To je právě opak toho, co pozorujeme v normálních neutronech, které jsou nestabilní a rozpadají se na proton a elektron, neboť součet jejich klidových energií je nižší než klidová energie neutronu.

Při přechodu protonů v neutrony se uvolňují neutrina, neboť



Proto se někteří fyzikové domnívají, že neutronové hvězdy bude možno objevit pomocí neutrinových teleskopů.

e) *Neutrinová kosmologie*. Pro svou obrovskou pronikavou schopnost je neutrino důležitým faktorem v kosmologických teoriích. Při efektivním průřezu $\sim 10^{-43}$ cm² a průměrné hustotě vesmíru $\sim 10^{-29}$ g/cm³ = 10^{-5} protonů/cm³ (podle *kosmologických teorií*) je střední volná dráha neutrina, tj. vzdálenost mezi dvěma interakcemi (rozptylem nebo pohlcením) $\sim 10^{48}$ cm = 10^{30} světelných let. Poloměr pozorované části vesmíru je $\sim 10^{10}$ světelných let a střední volná dráha neutrina je 10^{20} krát větší. Je-li však hustota vesmíru 10^{-31} g/cm³, jak plyne z *pozorování*, je střední volná dráha o dva řády vyšší.

Jakmile neutrino jednou vznikne, pohybuje se vesmírem prakticky navždy. Prostor se tak pozvolna naplňuje neutrinami. Pontecorvo a Smorodinsky vyslovili teorii, že vesmír se vyvinul z neutrin. Kdyby to bylo pravda, pak z neutrina pocházíme a v neutrinu se přeměníme. K rozhodnutí, zda takové teorie jsou správné nebo nesprávné, je ještě třeba velkého pokroku v neutrinové astronomii – teoretické i experimentální.

Otázka *průměrné hustoty vesmíru* je základního významu. Z pozorování plyne $3 \times 10^{-31} \text{ g/cm}^3$, z relativistické kosmologie 10^{-29} g/cm^3 . Pontecorvo a Smorodinsky připouštějí možnost, že hustota neutrin může být 10^{-29} g/cm^3 . Tím by se vysvětlil velký nesouhlas mezi teorií a pozorováním. Zatím není žádný důkaz proti domněnce, že neutrinový substrát o takové hustotě ve vesmíru skutečně existuje. Podle teorie zmíněných autorů je počet neutrin a antineutrin stejný. Vesmír by tedy byl symetrický vzhledem k látce a antilátce, až na „malé fluktuace“, jako je např. opticky pozorovaná látka naší Galaxie. Některé reakce (např. (29)) mohou probíhat jen s neutrinem, jiné (např. rozptyl (31), (32)) probíhají pro neutrino i antineutrino. Tak by bylo možno určit poměr neutrin i antineutrin (látky a antilátky). Takové rozlišení mezi látkou a antilátkou může provést v kosmickém měřítku pouze neutrinová astronomie, neboť foton z antiatomu se neliší od fotonu z atomu.

Viděli jsme, že důvod k pesimistickému postoji některých odborníků k neutrinové astronomii záleží ve velmi slabé interakci neutrin a v obtížnosti jejich měření. Avšak ze stejné vlastnosti těchto plachých částic pramení i možnost odhalit nové obzory ve vesmíru.

ANALOGOVÉ POČÍTAČE

KAREL BENEŠ, Olomouc

Při studiu chování např. nějakého fyzikálního systému můžeme postupovat dvěma směry. Buď vyřešíme rovnice, které popisují chování tohoto systému (tyto rovnice jsou matematickým modelem systému), nebo můžeme zhotovit zjednodušený, např. zmenšený model systému a vyšetřovat chování tohoto modelu. Z chování modelu můžeme potom podle zákona podobnosti určit chování originálu. Např. z chování modelu navrhovaného letadla v aerodynamickém tunelu můžeme předem přímo určit letové vlastnosti letadla, popřípadě podle výsledku zkoušek modelu upravit návrh v některých směrech. Toto tzv. fyzikální modelování má své výhody i nevýhody. Výhodou je, že model zachovává i ty vlastnosti originálu, které se dají matematicky velmi těžko formulovat a které se musí nějakým způsobem aproximovat, popřípadě vůbec zanedbat. Jako nedostatky tohoto modelování můžeme uvést nutnost úpravy