

Ηλιακά νετρίνα: Επεξεργασία, ανάλυση και προσομοιώσεις διαστημικών και επίγειων παρατηρήσεων

Γεωργία Η. Καραθάνου

Διδακτορική Διατριβή

Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων
Σχολή Θετικών Επιστημών
Τμήμα φυσικής
Ιωάννινα

Επιβλέπουσα: Αναπληρώτρια Καθηγήτρια Βασιλική Τσικούδη

(Νοέμβριος 2010)

Η παρούσα Διδακτορική Διατριβή του Γεωργίας Η. Καραθάνου με τίτλο «Ηλιακά νετρίνα: Επεξεργασία, ανάλυση και προσομοιώσεις διαστημικών και επίγειων παρατηρήσεων» εξετάστηκε και εγκρίθηκε από την ακόλουθη Επταμελή Εξεταστική Επιτροπή:

Β. Τσικούδη, Αναπληρώτρια Καθηγήτρια, Τμήμα Φυσικής, Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων

Θ. Κοσμάς, Αναπληρωτής Καθηγητής, Τμήμα Φυσικής, Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων

Κ. Αλυσσανδράκης, Καθηγητής, Τμήμα Φυσικής, Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων

Λ. Βλάχος, Καθηγητής, Τμήμα Φυσικής, Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης

Ξ. Μουσσάς, Αναπληρωτής Καθηγητής, Τμήμα Φυσικής, Πανεπιστήμιο Αθηνών

Α. Νίντος, Επίκουρος Καθηγητής, Τμήμα Φυσικής, Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων

Η. Σαββίδης, Αναπληρωτής Καθηγητής, Τμήμα Φυσικής, Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης

0.1 Abstract

In the present thesis we focused our attention in the study of properties of solar neutrinos, combined with current experiments and solar neutrino detectors that present improved sensitivity and provide priceless information for the solar interior. We improved preexisting solar and stellar codes so that we study and we describe the mechanisms and the attributes that are consistent with the activities that are occurring in the interior of our Sun, there, where happened the thermonuclear reactions and produced solar neutrinos.

In the present thesis we focused our attention to the study of solar neutrino properties, which provide important and useful information of the solar interior.

We improved pre-existing solar codes and we used recent experimental data in order to update the reaction rate of the thermonuclear reactions which occur in the solar core and where the solar neutrinos are produced.

We created the formalism and techniques which are used to upgrade the nuclear reaction rate library REACLIB, which is the most comprehensive and widely used library of this kind. The updated rates can now be used in the low temperature regime ($T < 10^7$ K), which was forbidden in the old version of REACLIB.

We calculated neutrino fluxes using the low energy astrophysical factors from the LUNA experiment (2005). We also calculated the mean lifetimes of isotopes which participate in the CNO-cycle of energy production in the Sun, using a FORTRAN-code and newly determined values of radiative opacity and of heavy element abundance, which enter into the formalism used.

We studied neutrino-nucleus reactions and in particular the differential cross sections of coherent processes, as a function of the nucleus recoil energy. The nuclei used are ^{28}Si , ^{32}S , which are of great experimental interest of the current research. We studied the response of these nuclei in the energy spectra of ^8B and hep solar neutrinos, which are produced in the p-p chain.

We did an extensive study of the solar structure and solar evolution code TYCHO 6.92, which includes a variety of programs and subroutines.

In this code we incorporate microphysical parameters such as screening, recent experimental measurements (LUNA-2008) of the astrophysical factors-S, several new, recently measured, heavy element abundances, etc., and created new solar models. We used this code to calculate and update nuclear reaction rates, solar interior fluxes, solar quantities which characterize the internal solar structure such as temperature, pressure, density, luminosity, heavy element abundances (^4He , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , etc.) as well as sound speed profile and depth of the convection zone, which in turn we compare with the observations of helioseismology.

The results of the present work are very useful because we created the techniques and formalism which will be used, in the future, to renew and update thermonuclear reaction rate libraries that are used in the stellar evolution codes.

In addition, the solar neutrino fluxes, which we calculated using an analytical and precise formalism, new, very recent input parameters, have been improved greatly. The ^7Be , ^8B neutrino fluxes are in very good agreement with the very recent neutrino detector measurements of Borexino and SNO (2008). The predicted fluxes deviate by 0.5 – 5.7% from the detector measurements. This is a very good agreement if one considers that the experimental errors are $\sim 2\%$ and the theoretical uncertainties $\sim 8\%$.

We are eagerly waiting the measurements of the newly created detector SNO+, which will give fluxes of low energy neutrinos which are produced in the p-p chain and the CNO-cycle.

We find that the neutrino fluxes predicted by the models are not significantly affected by the choice of the heavy element abundances.

The predicted sound speed profiles converges satisfactorily to the helioseismologically observed sound speed profile, when we use the older, higher, Z/X abundance 0.0229. We find large differences in the predicted sound speed profiles and those of helioseismology, when we make use of the new, lower, measurements of the heavy element abundances, namely, $Z/X = 0.0165, 0.0178, 0.0181$.

The sound speed profile increases considerably at the distance, $R/R_{\odot} \sim 0.43 - 0.68$, from the solar center, in the radiation zone of the solar interior, and the convection zone (R_{CZ}) becomes more shallow in disagreement with the size given by the helioseismological measurements. We observe that, as Z/X increase and approaches the value of 0.0229, the predicted by the models sound speed profile approach the helioseismological profiles.

Περίληψη

Στην παρούσα διατριβή εστιάσαμε την προσοχή μας στην μελέτη των ιδιοτήτων των ηλιακών νετρίνων, συνδυαζόμενη με πρόσφατα πειράματα και ανιχνευτές ηλιακών νετρίνων τα οποία παρουσιάζουν βελτιωμένη ευαισθησία και παρέχουν ανεκτίμητη πληροφορία ως προς το ηλιακό εσωτερικό. Βελτιώσαμε προϋπάρχοντες ηλιακούς και αστρικούς κώδικες προκειμένου να μελετήσουμε και να περιγράψουμε τους μηχανισμούς και τις ιδιότητες που συνάδουν με τις διεργασίες που υφίστανται στο εσωτερικό του Ηλίου, εκεί όπου συμβαίνουν οι αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης και παράγονται τα ηλιακά νετρίνα.

Χρησιμοποιήσαμε πρόσφατα πειραματικά δεδομένα προκειμένου να ανανεώσουμε και να βελτιώσουμε τους ρυθμούς θερμοπυρηνικών αντιδράσεων που πραγματοποιούνται στον Ήλιο. Δημιουργήσαμε φορμαλισμούς και τεχνικές που χρησιμοποιήθηκαν για την ανανέωση και αναβάθμιση της βιβλιοθήκης ρυθμών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων REACLIB, η οποία είναι η πιο περιεκτική και ευρέως γνωστή βιβλιοθήκη αυτού του είδους. Οι ανανεωμένοι ρυθμοί μπορούν τώρα να χρησιμοποιηθούν για χαμηλές θερμοκρασίες ($< 10^7$ K), κάτι που δεν ίσχυε στην παλιά REACLIB. Στη συνέχεια υπολογίσαμε τη ροή ηλιακών νετρίνων τα οποία παράγονται στην αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου και στον κύκλο του άνθρακα, χρησιμοποιώντας πρόσφατα πειραματικά δεδομένα όπως αστροφυσικούς συντελεστές χαμηλής ενέργειας από το πείραμα LUNA. Υπολογίσαμε, επίσης, τους μέσους χρόνους ζωής πυρήνων που λαμβάνουν χώρα στον κύκλο του άνθρακα (CNO-cycle), χρησιμοποιώντας ειδικό κώδικα Fortran και νέες τιμές της αδιαφάνειας του υλικού και της αφθονίας των χημικών στοιχείων που προέκυψαν από πρόσφατα θεωρητικά μοντέλα και πειραματικά δεδομένα τα οποία υπεισέρχονται στον φορμαλισμό.

Πραγματοποιήθηκε μελέτη των αντιδράσεων νετρίνου-πυρήνα. Μελετήθηκαν οι διαφορικές ενεργές διατομές, για ελαστικές διαδικασίες, σαν συνάρτηση της ενέργειας ανάκρουσης του πυρήνα με πυρήνες οι οποίοι παρουσιάζουν έντονο πειραματικό ενδιαφέρον στη σύγχρονη έρευνα όπως, ^{28}Si , ^{32}S . Μελετήσαμε την απόκριση των πυρήνων αυτών στα ενεργειακά φάσματα των ηλιακών νετρίνων ^8B και hep τα οποία παράγονται στην αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου.

Έγινε εκτενής μελέτη και χρήση του κώδικα αστρικής δομής και εξέλιξης TYCHO 6.92 και πληθώρα προγραμμάτων που διαθέτει. Στον κώδικα εισάγαμε νέο, αναβαθμισμένο ηλιακό μοντέλο όπου χρησιμοποιήσαμε νέες βελτιωμένες τιμές των ρυθμών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων, παραμέτρους μικροφυσικής όπως screening, πρόσφατες, τιμές της αφθονίας των βαρέων χημικών στοιχείων και πρόσφατες πειραματικές μετρήσεις (LUNA) των αστροφυσικών παραγόντων -S. Στη συνέχεια υπολογίσαμε βελτιωμένες τιμές της ροής των ηλιακών νετρίνων, τις οποίες συγκρίναμε με τα αποτελέσματα των επίγειων ανιχνευτών νετρίνων. Υπολογίσαμε, επίσης, συναρτήσει της απόστασης από το κέντρο του Ηλίου, τις ηλιακές ποσότητες οι οποίες χαρακτηρίζουν την εσωτερική ηλιακή δομή, όπως είναι η αφθονία των χημικών στοιχείων (He^4 , C^{12} , N^{14} , O^{16} , κλπ), η πυκνότητα, η θερμοκρασία, η πίεση, η φωτεινότητα καθώς και η ταχύτητα του ήχου και το βάθος της ζώνης μεταφοράς, τα οποία και συγκρίναμε με τις παρατηρήσεις της ηλιοσεισμολογίας.

Τα αποτελέσματα της παρούσας εργασίας είναι ιδιαίτερα χρήσιμα διότι δημιουργήσαμε φορμαλισμούς και τεχνικές που θα χρησιμοποιηθούν στο μέλλον για την ανανέωση και αναβάθμιση βιβλιοθηκών ρυθμών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων, οι οποίες εισέρχονται στους κώδικες αστρικής δομής και εξέλιξης. Έχουν εξαχθεί σημαντικά νέα αποτελέσματα όπως, ο ακριβέστερος υπολογισμός των ρυθμών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων και της ροής

των ηλιακών νετρίνων, για τα οποία χρησιμοποιήθηκαν πρόσφατα πειραματικά δεδομένα και ο κώδικας TYCHO. Οι νέες, προβλεπόμενες τιμές της ροής των ηλιακών νετρίνων έχουν βελτιωθεί σημαντικά και προσεγγίζουν το 0.9 της ροής των ${}^7\text{Be}$ και ${}^8\text{B}$ νετρίνων των ανιχνευτών Borexino και SNO. Η προβλεπόμενη ταχύτητα του ήχου συγκλίνει ικανοποιητικά με την ταχύτητα των παρατηρήσεων της ηλιοσεισμολογίας όταν χρησιμοποιούμε παλαιότερες τιμές της αφθονίας βαρέων στοιχείων, $Z/X = 0.0229$, αποκλίνουν, όμως, σημαντικά όταν εισάγουμε στο ηλιακό μοντέλο τις πρόσφατες, μειωμένες, τιμές της αφθονίας $Z/X = 0.0165$, 0.0176 , 0.0187 .

Η τελευταία διαπίστωση καθιστά απαραίτητη την περαιτέρω βελτίωση των ηλιακών μοντέλων και την αναθεώρηση και βελτίωση των τιμών των εισαγόμενων παραμέτρων, όπως είναι η αδιαφάνεια του υλικού, ο παράγοντας screening, η διάχυση, κλπ, καθώς και η ενσωμάτωση στα θεωρητικά μοντέλα κάποιου βαθμού μη-ομοιογένειας (non-homogeneity) του ηλιακού εσωτερικού.

Ευχαριστίες

Ολοκληρώνοντας την προσπάθειά μου αυτή, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους ανθρώπους που με βοήθησαν και με στήριξαν σε όλη τη διάρκεια εκπόνησης αυτής της διδακτορικής διατριβής και όχι μόνο.

Θα ήθελα να ευχαριστήσω από καρδιάς την κυρία Βασιλική Τσικούδη, Αναπληρώτρια Καθηγήτρια του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων, κύρια επιβλέπουσα της διδακτορικής μου διατριβής γιατί με παρακίνησε να ξεκινήσω αυτή την προσπάθεια και στην πορεία αυτή με στήριξε πολύπλευρα. Στο πλαίσιο της συνεργασίας μας, η θετική της στάση, η ενθάρρυνση, οι συμβουλές και η καθοδήγησή της τόσο σε επιστημονικό όσο και σε προσωπικό επίπεδο ήταν πολύτιμες για την ολοκλήρωση της παρούσας διατριβής. Όλα όσα με δίδαξε με όρεξη και ενδιαφέρον και οι πολύτιμες συμβουλές της με ενέπνευσαν όχι μόνο όσον αφορά στην εκπόνηση της διδακτορικής διατριβής μου αλλά και στη ζωή μου γενικότερα.

Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τόσο τα μέλη της τριμελούς όσο και της επταμελούς επιτροπής που με τίμησαν με τη συμμετοχή και συμβολή τους, με υποστήριξαν και έδειξαν ενδιαφέρον και εμπιστοσύνη στην προσπάθειά μου αυτή. Ιδιαίτερος τους ευχαριστώ γιατί σεβάστηκαν την προσέγγισή μου και μέσα σ' ένα πνεύμα ελευθερίας της πανεπιστημιακής έρευνας συνέβαλαν εποικοδομητικά στην ευδοκίμηση αυτής της προσπάθειας.

Οφείλω να ευχαριστήσω ιδιαίτερος τον κύριο Θεοχάρη Κοσμά, Αναπληρωτή Καθηγητή του Τμήματος Φυσικής του Παν/μίου Ιωαννίνων, για τη συμμετοχή του στην τριμελή συμβουλευτική επιτροπή, την υποστήριξη, τη συνεργασία και τις σημαντικές παρατηρήσεις και υποδείξεις του, καθοριστικές για την ποιοτική αναβάθμιση της παρουσίας της διατριβής.

Επίσης, θέλω να απευθύνω θερμές ευχαριστίες στον κ. Κωνσταντίνο Αλυσσανδράκη, Καθηγητή του Τμήματος Φυσικής του Πανεπιστημιακού μας Ιδρύματος, μέλος της τριμελούς συμβουλευτικής επιτροπής, για τη συνεχή υποστήριξη που μου παρείχε με εμπειριστατωμένες και πολύ εύστοχες παρατηρήσεις, πολύπλευρα σχόλια και καλοπροαίρετες διορθώσεις.

Θερμές ευχαριστίες οφείλω να εκφράσω στον κ. Αλέξανδρο Νίντο, Επίκουρο Καθηγητή του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων για την στήριξη και συμπαράσταση τόσο στα προπτυχιακά όσο και στα μεταπτυχιακά χρόνια της φοιτητικής μου πορείας, καθώς και για τη συμμετοχή του στην επταμελή εξεταστική επιτροπή.

Θα ήθελα, επίσης, να ευχαριστήσω θερμά τους κ. Λουκά Βλάχο, Καθηγητή Τμήματος Φυσικής, του Πανεπιστημίου Θεσσαλονίκης, τον κ. Ξενοφώντα Μουσσά, Αναπληρωτή Καθηγητή του Τμήματος Φυσικής του Πανεπιστημίου Αθηνών, και τον κ. Ηλία Σαββίδη, Αναπληρωτή Καθηγητή του Πανεπιστημίου Θεσσαλονίκης, Τμήματος Φυσικής, για τη συμμετοχή τους στην επταμελή επιτροπή, την υποστήριξη και τις πολύτιμες επισημάνσεις τους.

Σε αυτά τα πλαίσια, ευχαριστώ τόσο τους διαμορφωτές, όσο και τους εκφραστές που το υλοποίησαν στα μέτρα μου, του Προγράμματος ΠΕΝΕΔ του αρμόδιου Υπουργείου για την σημαντική οικονομική ενίσχυση κι υποτροφία που μου παρείχε, απαραίτητη στη δύσκολη και περιορισμένη οικονομική μου κατάσταση. Χωρίς την ύπαρξη αυτής της βοήθειας δεν θα μπορούσα να εκπονήσω και να ολοκληρώσω τις προσδοκίες μου στην έρευνα και καταγραφή της παρούσας μου διατριβής.

Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους/ις καλούς/ές μου φίλους/ες για την υποστήριξη, την κατανόηση και τη συμπαράσταση, ιδίως σε κρίσιμες φάσεις σε όλη τη διάρκεια αυτής μου της πορείας.

Την οικογένειά μου για την ολόπλευρη στήριξη που αφειδώς μου παρείχε.

Το πιο μεγάλο ευχαριστώ απ' όλα δικαιωματικά το αφιερώνω στον πατέρα μου, ο οποίος ήταν η «δύναμή» μου όλο αυτό το χρονικό διάστημα.

Περιεχόμενα

0.1 Abstract	iii
Περίληψη	v
Ευχαριστίες	vii
1 Εισαγωγή	1
1.1 Επισκόπηση της παρούσας μελέτης	4
2 Η φυσική της θερμοπυρηνικής σύντηξης στο εσωτερικό του Ήλιου	7
2.1 Εισαγωγή	7
2.2 Γενικά χαρακτηριστικά του Ηλίου	7
2.2.1 Η δομή του Ηλίου	9
2.2.2 Ηλιακή δραστηριότητα	10
2.3 Θερμοπυρηνική σύντηξη και σύνθεση των χημικών στοιχείων στον Ήλιο	10
2.3.1 Διείσδυση φράγματος Coulomb	12
2.3.2 Η αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου	15
2.3.3 Ο κύκλος του Άνθρακα-Αζώτου-Οξυγόνου (CNO)	18
2.4 Η εξέλιξη του Ηλίου	21
2.5 Το καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο (SSM)	21
2.6 Κινηματική και ενεργειακή περιγραφή των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων	24
2.7 Ενεργός διατομή και ρυθμοί αντίδρασης	27
2.7.1 Μη συντονισμένοι (non resonant) ρυθμοί αντίδρασης	29
3 Τα ηλιακά νετρίνα και οι ιδιότητες τους	35
3.1 Εισαγωγή	35
3.2 Οι αντιδράσεις παραγωγής Ηλιακών νετρίνων	37
3.3 Τι πληροφορίες, σχετικές με το ηλιακό εσωτερικό, μεταφέρουν οι ροές των νετρίνων;	38
3.4 Ενεργειακά φάσματα νετρίνων	42
3.5 Οι θεωρητικές γνώσεις για τις τιμές της ροής νετρίνων	45
3.5.1 Η ανάπτυξη του καθιερωμένου ηλιακού μοντέλου για τις προβλέψεις των τιμών της ροής των νετρίνων	47
3.5.2 Η ροή των νετρίνων p-p και η ηλιακή φωτεινότητα	48
3.5.3 Ενεργές διατομές αντιδράσεων νετρίνου-πυρήνα ουδετέρων ρευμάτων	49
3.6 Ανιχνευτές ηλιακών νετρίνων	51
3.6.1 Οι αρχικές παρατηρήσεις ηλιακών νετρίνων	52
3.6.2 Ταλαντώσεις ηλιακών νετρίνων	53
3.6.3 Το Παρατηρητήριο Sudbury (SNO)	54
3.6.4 Ανίχνευση νετρίνων κάτω από 1 MEV: BOREXINO	54
3.7 Τα πειράματα ηλιακών νετρίνων-LUNA	56

4 Υπολογισμοί ρυθμών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων για χρήση αστροφυσικών κωδικών	61
4.1 Εισαγωγή	61
4.2 Η βιβλιοθήκη των ρυθμών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων (REACLIB)	62
4.2.1 Σύνομη περιγραφή της REACLIB	63
4.3 Υπολογισμοί των ρυθμών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων	64
4.3.1 Η χρησιμοποιούμενη μεθοδολογία	67
4.4 Αναβαθμίζοντας τις αντιδράσεις της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου	68
4.4.1 Η αντίδραση $^1H(p, \nu e^+) ^2H$	68
4.4.2 Η αντίδραση $^2H(p, \gamma) ^3He$	69
4.4.3 Η αντίδραση $^2H(d, \gamma) ^4He$	70
4.4.4 Η αντίδραση $^2H(d, n) ^3He$	70
4.4.5 Η αντίδραση $^2H(d, p) ^3H$	70
4.4.6 Η αντίδραση $^3He(^3He, 2p) ^4He$	71
4.4.7 Η αντίδραση $^3He(\alpha, \gamma) ^7Be$	72
4.4.8 Η αντίδραση $^6Li(p, \gamma) ^7Be$	72
4.4.9 Η αντίδραση $^6Li(p, \alpha) ^3He$	72
4.4.10 Η αντίδραση $^7Li(p, \gamma) ^8Be$	73
4.4.11 Η αντίδραση $^7Li(p, \alpha) ^4He$	73
4.4.12 Η αντίδραση $^7Li(\alpha, \gamma) ^{11}B$	73
4.4.13 Η αντίδραση $^7Be(p, \gamma) ^8B$	73
4.5 Συμπεράσματα	74
5 Βελτιωμένες τιμές της ροής ηλιακών νετρίνων και μέσοι χρόνοι ζωής των πυρήνων C, N, O	83
5.1 Εισαγωγή	83
5.2 Αβεβαιότητες στις προβλέψεις της ροής των ηλιακών νετρίνων	84
5.3 Νέες τιμές της ροής ηλιακών νετρίνων	85
5.4 Ο μέσος χρόνος ζωής των πυρήνων άνθρακα-αζώτου-οξυγόνου του κυκλου CNO	88
5.4.1 Εισαγωγή	88
5.4.2 Οι αστροφυσικοί παράγοντες ενεργούς διατομής	88
5.4.3 Ο μέσος χρόνος ζωής των πυρήνων C, N, O	90
5.5 Συμπεράσματα	92
6 Αντιδράσεις ηλιακού νετρίνου-πυρήνα	101
6.1 Εισαγωγή	101
6.2 Ο ρόλος των νετρίνων στη μελέτη των αντιδράσεων νετρίνου-πυρήνα	101
6.3 Σύμφωνες ενεργές διατομές νετρίνου-πυρήνα ουδετέρων ρευμάτων	104
6.3.1 Κανάλια σκέδασης νετρίνου - πυρήνα και υπολογισμοί πυρηνικών σ- τοιχείων πίνακα	105
6.3.2 Κινηματική περιγραφή της σκέδασης νετρίνου-πυρήνα	106
6.3.3 Σύμφωνη (<i>coherent</i>) σκέδαση νετρίνου-πυρήνα	107
6.4 Ο ρόλος των νετρίνων στη μελέτη της απόκρισης πυρηνικών ανυχνευτών σε ενεργειακά φάσματα ηλιακών νετρίνων	109
6.4.1 Απόκριση πυρήνων στα φάσματα ηλιακών νετρίνων 8B και hep	109
6.4.2 Ελαστική σκέδαση ηλιακών νετρίνων με πυρήνες	111
6.4.3 Μελέτη της απόκρισης των πυρήνων ^{28}Si και ^{32}S στα φάσματα ηλιακών νετρίνων 8B και hep.	112

7	Ο κώδικας αστρικής δομής και εξέλιξης-TYCHO 6.92, στη μελέτη του Ηλίου	115
7.1	Εισαγωγή	115
7.2	Ο κώδικας TYCHO 6.92	116
7.3	Screening factor (f)	118
7.4	Θεωρητικοί υπολογισμοί των τιμών της ροής των ηλιακών νετρίνων	118
7.4.1	Φορμαλισμός για τον υπολογισμό της ροής των ηλιακών νετρίνων	120
7.5	Αποτελέσματα του κώδικα TYCHO 6.92 για τον Ήλιο	123
7.5.1	Υπολογισμοί της ταχύτητας του ήχου	128
7.6	Συμπεράσματα	131
8	Συμπεράσματα και Προοπτικές	139
8.1	Σύνοψη και συμπεράσματα	139
8.2	Προοπτικές	142
9	Παράρτημα Α	145
9.1	Η δομή του Ηλίου από το εσωτερικό προς τα έξω	145
9.1.1	Ηλιακή δραστηριότητα	147
9.2	Η Ηλιοσεισμολογία	150
9.2.1	Παρατηρήσεις των ηλιακών ταλαντώσεων	151
9.2.2	Παρατηρήσεις του SOHO	152
9.2.3	Βασική θεωρία των ηλιακών ταλαντώσεων	154
9.2.4	Οι βασικές εξισώσεις της Ηλιοσεισμολογίας	156
9.2.5	Συμπεράσματα της Ηλιοσεισμολογίας σχετικά με την ηλιακή δομή	156
9.2.6	Το πρόβλημα της νέας μεταλλικότητας στον Ήλιο	159
10	Παράρτημα Β	161
10.1	Ρυθμοί θερμοπυρηνικών αντιδράσεων	161
10.2	Χρόνοι ημιζωής των πυρήνων C, N, O	161
10.3	Εισερχόμενες παράμετροι στα μοντέλα του κώδικα TYCHO	161
	Βιβλιογραφία	171

Κατάλογος Σχημάτων

2.1	Αναπαράσταση του δυναμικού Coulomb και του πυρηνικού δυναμικού μεταξύ δύο πυρήνων με φορτία Z_A και Z_B . Η απόσταση r_C είναι η κλασική απόσταση της πιο στενής προσέγγισης για πυρήνες με ενέργεια προσέγγισης ίση με E . Η απόσταση r_N αντιπροσωπεύει την ακτίνα δράσεως των μικρής εμβέλειας πυρηνικών δυνάμεων. E_C είναι το ύψος του φράγματος Coulomb που κρατά τους πυρήνες σε απόσταση.	12
2.2	Η κυματοσυνάρτηση παριστάνει τη διεύθυνση ενός φράγματος σταθερού ύψους E_C από σωματίδια των οποίων η ενέργεια προσέγγισης E είναι κάτω από το φράγμα. Η κυματοσυνάρτηση $\psi(r)$, ταλαντώνεται ημιτονοειδώς στις εξωτερικές και εσωτερικές κλασικά επιτρεπόμενες περιοχές. Φθίνει εκθετικά στην ενδιάμεσα παρεμβαλλόμενη κλασικά απαγορευμένη περιοχή. Στην αστρική θερμοπυρηνική σύντηξη το μήκος κύματος για τη σχετική κίνηση των πυρήνων στην εξωτερική κλασικά επιτρεπόμενη περιοχή είναι πάρα πολύ μεγάλο σε σύγκριση με την εμβέλεια των πυρηνικών δυνάμεων r_N	14
2.3	Το Hertzsprung-Russel (HR) διάγραμμα.	16
2.4	Οι τρεις ανταγωνιστικοί κλάδοι της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου με καθαρό αποτέλεσμα $4p \rightarrow {}^4He + Q_{eff}$. Εδώ Q_{eff} είναι η ενέργεια που απελευθερώνεται από τον κάθε κλάδο. Περιλαμβάνει την ενέργεια από την εξαϋλωση των ποζιτρονίων, αλλά δεν περιλαμβάνει οποιαδήποτε ενέργεια που μεταφέρεται από τα νετρίνα. Ο προϋπάρχον πυρήνας 4He ενεργεί ως καταλύτης στους κλάδους II και III, και η καταστροφή του οδηγεί σε δύο νέους πυρήνες 4He . Σύμφωνα με το τυποποιημένο ηλιακό μοντέλο (Standard Solar Model), Bahcall (1989), η αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου στον ήλιο ολοκληρώνεται από τον κλάδο I κατά 85%, από τον κλάδο II κατά 15% και από τον κλάδο III κατά 0.02%	17
2.5	Καύση υδρογόνου μέσω του κύκλου Άνθρακα-Αζώτου-Οξυγόνου (CNO). Το καθαρό αποτέλεσμα αυτής ακολουθίας αντιδράσεων είναι $4p \rightarrow {}^4He + Q_{eff}$. Η ενέργεια που απελευθερώνεται Q_{eff} είναι ίση με $23.8MeV$. Αυτή περιλαμβάνει την ενέργεια από την εξαϋλωση των ποζιτρονίων, αλλά δεν περιλαμβάνει την ενέργεια που μεταφέρεται από τα νετρίνα. Οι ρυθμοί για αυτές τις αντιδράσεις ρυθμίζονται από τα σχετικά φράγματα Coulomb και τους πυρηνικούς παράγοντες S	20
3.1	Γραφική παράσταση της ροής των ηλιακών νετρίνων που παράγονται από την αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου συναρτήσει της ακτίνας παραγωγής τους στο εσωτερικό του Ήλιου.	38
3.2	Η ροή των παραγόμενων 8B νετρίνων ως συνάρτηση της θερμοκρασίας, T_c , στο εσωτερικό του Ήλιου.	41
3.3	Η ροή των παραγόμενων pp νετρίνων ως συνάρτηση της θερμοκρασίας, T_c , στο εσωτερικό του Ήλιου.	42
3.4	Η ροή των παραγόμενων hep νετρίνων ως συνάρτηση της θερμοκρασίας, T_c , στο εσωτερικό του Ήλιου.	43
3.5	Η ροή των παραγόμενων 7Be νετρίνων ως συνάρτηση της θερμοκρασίας, T_c , στο εσωτερικό του Ήλιου.	45

3.6	Γραφική παράσταση της ροής των ηλιακών νετρίνων που παράγονται από την αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου συναρτήσει της ακτίνας παραγωγής τους στο εσωτερικό του Ήλιου.	47
3.7	Το αναμενόμενο φάσμα στον ανιχνευτή Borexino. Η τριμημένη του άξονα παριστά τον αριθμό των φωτοηλεκτρονίων και η τεταγμένη την καταμέτρηση ανα ημέρα σε 100 τόνους υγρού.	55
3.8	Το λαμβανόμενο φάσμα του ανιχνευτή Borexino. Η τριμημένη του άξονα παριστά τον αριθμό των φωτοηλεκτρονίων και η τεταγμένη την καταμέτρηση ανα ημέρα σε 100 τόνους υγρού.	56
4.1	Οι ρυθμοί των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων συναρτήσει της θερμοκρασίας T_9 . Η έντονη γραμμή παριστά τον ρυθμό της νέας REACLIB, η διακεκομμένη μαύρη γραμμή τον ρυθμό της νέας REACLIB ενώ η διακεκομμένη γκρι γραμμή παριστά τον ρυθμό της NACRE.	69
4.2	$^1H(p, \nu e^+) ^2H$: Η απόκλιση RD (%) της σχετικής διαφοράς ανάμεσα στους ρυθμούς REACLIB και στις τιμές που αποκτήθηκαν από αριθμητική ολοκλήρωση της Εξ. 4.6 χρησιμοποιώντας τα δεδομένα NACRE. Η έντονη γραμμή παριστά την RD ανάμεσα στον ρυθμό της νέας REACLIB και στον ρυθμό της NACRE ενώ η διακεκομμένη παριστά την RD ανάμεσα στον ρυθμό της παλιάς REACLIB και σε αυτόν της NACRE ($n = 3\%$).	70
4.3	$^2H(p, \gamma) ^3He$: Η απόκλιση της σχετικής διαφοράς RD ανάμεσα στους ρυθμούς της παλιάς REACLIB και σε αυτούς της NACRE αναφορικά με την θερμοκρασία ($n = 3\%$).	71
4.4	$^2H(p, \gamma) ^3He$: Η απόκλιση της σχετικής διαφοράς RD ανάμεσα στους ρυθμούς της νέας REACLIB και σε αυτούς της NACRE αναφορικά με την θερμοκρασία ($n = 3\%$).	72
4.5	$^2H(d, \gamma) ^4He$: Η απόκλιση της σχετικής διαφοράς RD ανάμεσα στους ρυθμούς της νέας και της παλιάς REACLIB αναφορικά με την θερμοκρασία ($n = 3\%$).	73
4.6	$^2H(d, n) ^3He$: Η απόκλιση της σχετικής διαφοράς RD ανάμεσα στους ρυθμούς της νέας και της παλιάς REACLIB αναφορικά με την θερμοκρασία ($n = 3\%$).	74
4.7	$^2H(d, p) ^3H$: Η απόκλιση της σχετικής διαφοράς RD ανάμεσα στους ρυθμούς της νέας και της παλιάς REACLIB αναφορικά με την θερμοκρασία ($n = 5\%$).	75
4.8	$^3He(^3He, 2p) ^4He$: Η απόκλιση της σχετικής διαφοράς RD ανάμεσα στους ρυθμούς της νέας και της παλιάς REACLIB και σε εκείνον που αποκτήθηκε χρησιμοποιώντας δεδομένα LUNA σε συνάρτηση με την θερμοκρασία. Η έντονη καμπύλη αναπαριστά την RD ανάμεσα στον ρυθμό νέας (παλιάς) REACLIB και σε αυτόν της LUNA.	76
4.9	$^3He(\alpha, \gamma) ^7Be$: Η απόκλιση της σχετικής διαφοράς RD ανάμεσα στον νέο ρυθμό της REACLIB και σ' αυτόν της NACRE σε συνάρτηση με την θερμοκρασία ($n = 6\%$).	76
4.10	$^3He(\alpha, \gamma) ^7Be$: Η απόκλιση της RD ανάμεσα στον ρυθμό της παλιάς REACLIB και σ' αυτόν της NACRE σε συνάρτηση με την θερμοκρασία ($n = 6\%$).	77
4.11	$^3He(\alpha, \gamma) ^7Be$: Η απόκλιση της RD ανάμεσα στον ρυθμό της νέας και της παλιάς REACLIB σε συνάρτηση με την θερμοκρασία ($n = 6\%$).	77
4.12	$^6Li(p, \gamma) ^7Be$: Η απόκλιση της RD ανάμεσα στον ρυθμό της παλιάς REACLIB και σ' αυτόν της NACRE σε συνάρτηση με την θερμοκρασία ($n = 7\%$).	78
4.13	$^6Li(p, \gamma) ^7Be$: Η απόκλιση της RD ανάμεσα στον ρυθμό της νέας REACLIB και σ' αυτόν της NACRE σε συνάρτηση με την θερμοκρασία ($n = 7\%$).	78

4.14	${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$: Η απόκλιση της RD ανάμεσα στον ρυθμό της παλιάς και της νέας REACLIB σε συνάρτηση με την θερμοκρασία (2%)	79
4.15	${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$: Οι λογάριθμοι των ρυθμών NACRE (συντονισμένων και μη) σε συνάρτηση με την θερμοκρασία (6%).	79
4.16	${}^7\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{B}$: Οι λογάριθμοι των ρυθμών NACRE (συντονισμένων, μη συντονισμένων και πολλαπλά-συντονισμένων) σε συνάρτηση με την θερμοκρασία ($n = 17\%$).	80
4.17	${}^7\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{B}$: Η απόκλιση της RD ανάμεσα τους ρυθμούς της παλιάς (έντονης καμπύλης)/ και της νέας (διακεκομμένης καμπύλης) REACLIB και σε εκείνους της NACRE σε συνάρτηση με την θερμοκρασία ($n = 17\%$).	80
4.18	${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$: Οι λογάριθμοι των ρυθμών NACRE (συντονισμένων, μη συντονισμένων και πολλαπλά-συντονισμένων) σε συνάρτηση με την θερμοκρασία ($n = 3\%$).	81
4.19	${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$: Η απόκλιση της RD ανάμεσα στους ρυθμούς της νέας REACLIB και σε αυτούς της NACRE (έντονη καμπύλη) και η απόκλιση της RD ανάμεσα στους ρυθμούς της παλιάς και της νέας REACLIB (διακεκομμένη καμπύλη)($n = 3\%$)	81
5.1	Ο CNO Bi-Cycle ο οποίος λαμβάνει χώρα στο εσωτερικό του Ηλίου και συνεισφέρει μόνο 2% της παραγόμενης ενέργειας. Στο σχήμα φαίνεται και ο χαρακτηριστικός μέσος χρόνος ζωής των χημικών στοιχείων που συμμετέχουν στις αντιδράσεις σύντηξης με πρωτόνια.	88
5.2	Γραφική παράσταση του χρόνου ημιζωής, ($\log \tau$), σαν συνάρτηση της μάζας στο εσωτερικό του Ηλίου για την αντίδραση $C^{12}(p + \gamma)N^{13}$, με τη χρήση αποτελεσμάτων τριών διαφορετικών ηλιακών μοντέλων: (i) το BPB2000 (συνεχή γραμμή), (ii) το μοντέλο BS05AGS,OP (διακεκομμένη γραμμή) και (iii) το μοντέλο BS05OP (στικτή γραμμή).	93
5.3	Γραφική παράσταση του χρόνου ημιζωής, ($\log \tau$), σαν συνάρτηση της μάζας στο εσωτερικό του Ηλίου για την αντίδραση $C^{13}(p + \gamma)N^{14}$, με τη χρήση αποτελεσμάτων τριών διαφορετικών ηλιακών μοντέλων: (i) το BPB2000 (συνεχή γραμμή), (ii) το μοντέλο BS05AGS,OP (διακεκομμένη γραμμή) και (iii) το μοντέλο BS05OP (στικτή γραμμή).	94
5.4	Γραφική παράσταση του χρόνου ημιζωής, ($\log \tau$), σαν συνάρτηση της μάζας στο εσωτερικό του Ηλίου για την αντίδραση $N^{14}(p + \gamma)O^{15}$, με τη χρήση αποτελεσμάτων τριών διαφορετικών ηλιακών μοντέλων: (i) το BPB2000 (συνεχή γραμμή), (ii) το μοντέλο BS05AGS,OP (διακεκομμένη γραμμή) και (iii) το μοντέλο BS05OP (στικτή γραμμή).	94
5.5	Γραφική παράσταση του χρόνου ημιζωής, ($\log \tau$), σαν συνάρτηση της μάζας στο εσωτερικό του Ηλίου για την αντίδραση $O^{16}(p + \gamma)F^{17}$, με τη χρήση αποτελεσμάτων τριών διαφορετικών ηλιακών μοντέλων: (i) το BPB2000 (συνεχή γραμμή), (ii) το μοντέλο BS05AGS,OP (διακεκομμένη γραμμή) και (iii) το μοντέλο BS05OP (στικτή γραμμή).	95
5.6	Γραφική παράσταση του χρόνου ημιζωής, ($\log \tau$), σαν συνάρτηση της σχετικής απόστασης από το κέντρο του Ηλίου για την αντίδραση $C^{12}(p + \gamma)N^{13}$, με τη χρήση αποτελεσμάτων τριών διαφορετικών ηλιακών μοντέλων: (i) το BPB 2000 (διακεκομμένη γραμμή), (ii) το μοντέλο BS05AGS,OP (συνεχή γραμμή) και (iii) το μοντέλο BS05OP (στικτή γραμμή).	95

5.7	Γραφική παράσταση του χρόνου ημιζωής, ($\log \tau$), σαν συνάρτηση της σχετικής απόστασης από το κέντρο του Ηλίου για την αντίδραση $C^{13}(p + \gamma)N^{14}$, με τη χρήση αποτελεσμάτων τριών διαφορετικών ηλιακών μοντέλων: (i) το BPB 2000 (διακεκομμένη γραμμή), (ii) το μοντέλο BS05AGS,OP (συνεχή γραμμή) και (iii) το μοντέλο BS05OP (στικτή γραμμή).	96
5.8	Γραφική παράσταση του χρόνου ημιζωής, ($\log \tau$), σαν συνάρτηση της σχετικής απόστασης από το κέντρο του Ηλίου για την αντίδραση $N^{14}(p + \gamma)O^{15}$, με τη χρήση αποτελεσμάτων τριών διαφορετικών ηλιακών μοντέλων: (i) το BPB 2000 (διακεκομμένη γραμμή), (ii) το μοντέλο BS05AGS,OP (συνεχή γραμμή) και (iii) το μοντέλο BS05OP (στικτή γραμμή).	96
5.9	Γραφική παράσταση του χρόνου ημιζωής, ($\log \tau$), σαν συνάρτηση της σχετικής απόστασης από το κέντρο του Ηλίου για την αντίδραση $O^{16}(p + \gamma)F^{17}$, με τη χρήση αποτελεσμάτων τριών διαφορετικών ηλιακών μοντέλων: (i) το BPB 2000 (διακεκομμένη γραμμή), (ii) το μοντέλο BS05AGS,OP (συνεχή γραμμή) και (iii) το μοντέλο BS05OP (στικτή γραμμή).	97
5.10	Γραφική παράσταση του χρόνου ημιζωής, ($\log \tau$), σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας για την αντίδραση $C^{12}(p + \gamma)N^{13}$, με τη χρήση αποτελεσμάτων τριών διαφορετικών ηλιακών μοντέλων: (i) το BPB 2000 (διακεκομμένη γραμμή), (ii) το μοντέλο BS05AGS,OP (συνεχή γραμμή) και (iii) το μοντέλο BS05OP (στικτή γραμμή).	97
5.11	Γραφική παράσταση του χρόνου ημιζωής, ($\log \tau$), σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας για την αντίδραση $C^{13}(p + \gamma)N^{14}$, με τη χρήση αποτελεσμάτων τριών διαφορετικών ηλιακών μοντέλων: (i) το BPB 2000 (διακεκομμένη γραμμή), (ii) το μοντέλο BS05AGS,OP (συνεχή γραμμή) και (iii) το μοντέλο BS05OP (στικτή γραμμή).	98
5.12	Γραφική παράσταση του χρόνου ημιζωής, ($\log \tau$), σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας για την αντίδραση $N^{14}(p + \gamma)O^{15}$, με τη χρήση αποτελεσμάτων τριών διαφορετικών ηλιακών μοντέλων: (i) το BPB 2000 (διακεκομμένη γραμμή), (ii) το μοντέλο BS05AGS,OP (συνεχή γραμμή) και (iii) το μοντέλο BS05OP (στικτή γραμμή).	98
5.13	Γραφική παράσταση του χρόνου ημιζωής, ($\log \tau$), σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας για την αντίδραση $O^{16}(p + \gamma)F^{17}$, με τη χρήση αποτελεσμάτων τριών διαφορετικών ηλιακών μοντέλων: (i) το BPB 2000 (διακεκομμένη γραμμή), (ii) το μοντέλο BS05AGS,OP (συνεχή γραμμή) και (iii) το μοντέλο BS05OP (στικτή γραμμή).	99
6.1	Ενεργειακά φάσματα ηλιακών νετρίνων όπως προβλέφθηκαν από το Καθιερωμένο Ηλιακό Μοντέλο SSM.	110
6.2	Τα ενεργειακά φάσματα των 8B και hep ηλιακών νετρίνων.	113
7.1	Η ροή των προβλεπόμενων pp νετρίνων ως συνάρτηση της απόστασης από το ηλιακό κέντρο, R/R_{\odot}	133
7.2	Η ροή των προβλεπόμενων pep νετρίνων ως συνάρτηση της απόστασης R/R_{\odot} από το κέντρο του Ηλίου.	133
7.3	Η ροή των προβλεπόμενων hep νετρίνων ως συνάρτηση της απόστασης R/R_{\odot} από το κέντρο του Ηλίου.	134
7.4	Η ροή των προβλεπόμενων 8B νετρίνων ως συνάρτηση της απόστασης R/R_{\odot} από το κέντρο του Ηλίου.	134
7.5	Η ροή των προβλεπόμενων 7Be νετρίνων ως συνάρτηση της απόστασης R/R_{\odot} από το κέντρο του Ηλίου.	135
7.6	Η ροή των προβλεπόμενων ^{13}N νετρίνων ως συνάρτηση της απόστασης R/R_{\odot} από το κέντρο του Ηλίου.	135

7.7	Η ροή των προβλεπόμενων ^{15}O νετρίνων ως συνάρτηση της απόστασης R/R_{\odot} από το κέντρο του Ήλιου.	136
7.8	Η ροή των προβλεπόμενων ^{17}F νετρίνων ως συνάρτηση της απόστασης R/R_{\odot} από το κέντρο του Ήλιου.	136
7.9	Σύγκριση της ταχύτητας του ήχου των τεσσάρων διαφορετικών ηλιακών μοντέλων TSK 1, TSK 2, TSK 3 και TSK4 που κατασκευάσαμε με τον κώδικα TYCHO και τεσσάρων καθιερωμένων ηλιακών μοντέλων του Bahcall et al. με τις παρατηρήσεις του LOWL1+BISON.	137
9.1	Μια γρήγορη ηλιακή ταλάντωση στην επιφάνεια του Ήλιου εξαιτίας μιας ηλιακής έκλαμψης. (MDI)	152
9.2	Οι MDI και VIRGO μέτρησαν ακτινικές και εγκάρσιες παραλλαγές ακουστικών κυμάτων στο εσωτερικό του Ήλιου.	154
9.3	Τα ακουστικά κύματα (α) διαπερνούν διαφορετικά μέρη του Ήλιου. Το γεγονός αυτό οφείλεται στη διαφορά πυκνότητας που υπάρχει στα διάφορα στρώματα του εσωτερικού του Ήλιου. Ο ακέραιος αριθμός l , που ονομάζεται σφαιρική αρμονική βαθμίδα, μας δείχνει πόσες φορές ένα στάσιμο ηχητικό κύμα αναπηδά στην επιφάνεια στο ταξίδι του γύρω από τον Ήλιο. Όπως φαίνεται και παραπάνω, τα κύματα με $l = 100$ διεισδύουν λιγότερο βαθιά από αυτά με $l = 2$. Τα βαρύτερα κύματα (β) με $l = 5$ περιορίζονται κυρίως στο βαθύ εσωτερικό. . .	155

Κατάλογος Πινάκων

2.1	Οι αντιδράσεις που λαμβάνουν χώρα στην αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου στον Ήλιο, το ποσοστό τερματισμού της κάθε αντίδρασης και η ενέργεια των παραγόμενων νετρίνων.	19
2.2	Οι αντιδράσεις οι οποίες λαμβάνουν χώρα στον κύκλο του άνθρακα (CNO-cycle) και οι ενέργειες των παραγόμενων νετρίνων.	19
2.3	Παράμετροι των αντιδράσεων του CNO-cycle. Η ενέργεια που εκλύεται σε κάθε αντίδραση, η μέση τιμή της και οι αστροφυσικοί παράγοντες ενεργούς διατομής, μηδενικής, πρώτης και δεύτερης τάξης.	20
3.1	Ροές νετρίνων ως συνάρτηση του λόγου μαζών $M(\leq r)/M_{\odot}$. Η πρώτη στήλη δείχνει τις πηγές παραγωγής νετρίνων, ενώ η δεύτερη τρίτη και τέταρτη δίνουν τις ροές νετρίνων που παράγονται μέσα στην περιοχή που περικλείει το 25%, 50% και 75%, αντίστοιχα, της ηλιακής μάζας.	40
3.2	Το ενεργειακό φάσμα των pp νετρίνων. Το κανονικοποιημένο ενεργειακό φάσμα των pp νετρίνων, $P(q)$, δίνεται με διάστημα των 10 keV. Η ενέργεια των νετρίνων, q , εκφράζεται σε MeV και $P(q)$ έχει κανονικοποιηθεί ανά MeV (is normalized per MeV).	44
3.3	Το φάσμα ενέργειας των 8B νετρίνων. Η ενέργεια των παραγόμενων νετρίνων, q , είναι σε MeV, και $P(q)$ είναι η πιθανότητα του νετρίνου με ενέργεια q να παραχθεί μεταξύ $q \pm 0.5MeV$	46
3.4	Οι υπολογιζόμενες ροές ηλιακών νετρίνων.	46
5.1	Βελτιωμένες τιμές της ροής ηλιακών νετρίνων για pp , pep , 7Be , 8B νετρίνα που υπολογίστηκαν στην παρούσα μελέτη, χρησιμοποιώντας πρόσφατα δεδομένα για τους αστροφυσικούς παράγοντες (cross-section S-factors) από το πείραμα LUNA (Gy Gyurky κ.α (2007)). Η δεύτερη στήλη σε κάθε ροή νετρίνων είναι οι τιμές των ροών που υπολογίστηκαν στην παρούσα μελέτη.	86
5.2	Βελτιωμένες τιμές της ροής ηλιακών νετρίνων για τα ${}^{13}N$, ${}^{15}O$, ${}^{17}F$ νετρίνα που υπολογίστηκαν στην παρούσα μελέτη, χρησιμοποιώντας πρόσφατα δεδομένα για τους αστροφυσικούς παράγοντες (cross-section S-factors) από το πείραμα LUNA (Gyurky κ.α (2007)). Η δεύτερη στήλη σε κάθε ροή νετρίνων είναι οι τιμές των ροών που υπολογίστηκαν στην παρούσα μελέτη.	86
5.3	Οι τιμές του παράγοντα ενεργούς διατομής, $\langle dS/dE \rangle$ σε μονάδες barn, και οι ενεργές τιμές του αστροφυσικού παράγοντα, S_{eff} , για τον Ήλιο σε keV-barns.για τις αντιδράσεις των πυρήνων (στήλη 1) με πρωτόνια.	90
5.4	Χαρακτηριστικές ποσότητες για αντιδράσεις πυρήνων του κύκλου του άνθρακα (CNO) με πρωτόνια.	92
6.1	Η διαφορική ενεργός διατομή $d\sigma/dT$ σαν συνάρτηση της κινητικής ενέργειας T χρησιμοποιώντας θεωρητικούς παράγοντες δομής $F(Q)$ για τους πυρήνες ${}^{28}Si$ και ${}^{32}S$	109

7.1	Η προβλεπόμενη ροή νετρίνων της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου και του κύκλου του άνθρακα, σε μονάδες $cm^{-2}s^{-1}$, που υπολογίσαμε για τέσσερις διαφορετικές τιμές της αφθονίας Z/X και η παρατηρούμενη ροή για τα 7Be και 8B νετρίνα από τις πρόσφατες μετρήσεις των ανιχνευτών Borexino και SNO και παλαιότερες του Super-Kamiokande.	125
7.2	Οι προβλεπόμενες τιμές της ροής νετρίνων σε μονάδες $10^{10}(pp)$, $10^9 ({}^7Be)$, $10^8(per, {}^{13}N, {}^{15}O)$, $10^6 ({}^8B, {}^{17}F)$ και $10^3 (hep) cm^{-2}s^{-1}$, πέντε θεωρητικών μοντέλων του Bahcall et al.	126
10.1	Οι βελτιωμένες τιμές των παραμέτρων $\alpha_1, \dots, \alpha_4$ που χρησιμοποιούνται από την βιβλιοθήκη ρυθμών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων REACLIB.	162
10.2	Οι βελτιωμένες τιμές των παραμέτρων $\alpha_5, \dots, \alpha_7$ που χρησιμοποιούνται από την βιβλιοθήκη ρυθμών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων REACLIB.	163
10.3	Εξάρτηση της ποσότητας $\log(\tau)$ από τη θερμοκρασία για τους πυρήνες ${}^{12}C$, ${}^{13}C$, ${}^{14}N$, και ${}^{17}O$ που συμμετέχουν στον κύκλο CNO. Χρησιμοποιήσαμε το μοντέλο BPB και τις νέες τιμές του παράγοντα S, καθώς και $Z/X = 0.0229$. .	164
10.4	Εξάρτηση της ποσότητας $\log(\tau)$ από τη θερμοκρασία για τους πυρήνες ${}^{12}C$, ${}^{13}C$, ${}^{14}N$, και ${}^{17}O$ που συμμετέχουν στον κύκλο CNO. Χρησιμοποιήσαμε το μοντέλο BS05AGSOP και τις νέες τιμές του παράγοντα S, καθώς και $Z/X = 0.0165$	165
10.5	Εξάρτηση της ποσότητας $\log(\tau)$ από τη θερμοκρασία για τους πυρήνες ${}^{12}C$, ${}^{13}C$, ${}^{14}N$, και ${}^{17}O$ που συμμετέχουν στον κύκλο CNO. Χρησιμοποιήσαμε το μοντέλο BS05OP και τις νέες τιμές του παράγοντα S, καθώς και $Z/X = 0.0229$.	166
10.6	Αφθονίες των χημικών στοιχείων των τεσσάρων μοντέλων (στις στήλες 2 – 5), τις οποίες χρησιμοποιήσαμε στα δικά μας μοντέλα (Tycho).	167
10.7	Αστροφυσικοί παράγοντες (S-factors) του πειράματος LUNA.	168
10.8	Χαρακτηριστικές ηλιακές ποσότητες με τις αντίστοιχες τιμές τους.	168
10.9	Χαρακτηριστικές ποσότητες του Ηλίου που υπολόγισε το μοντέλο TSK 1, χρησιμοποιώντας τον κώδικα Tycho.	169

Εισαγωγή

Το αρχικό κίνητρο πραγματοποίησης των πειραμάτων ηλιακών νετρίνων ήταν να χρησιμοποιήσουμε τα νετρίνα προκειμένου «να δούμε» το εσωτερικό ενός αστέρα και έτσι, να επαληθεύσουμε ακριβώς την υπόθεση της παραγωγής θερμοπυρηνικής ενέργειας στους αστέρες.

—Bahcall (1964)

The original motivation of solar neutrino experiments was to use the neutrinos to see into the interior of a star and thus verify directly the hypothesis of nuclear energy generation in stars.

—Bahcall (1964)

Ο *Arthur Eddington* στην αρχή του βιβλίου του «Η Εσωτερική Δομή των Αστέρων» τονίζει ότι: «Με μια πρώτη ματιά φαίνεται ότι το εσωτερικό του Ήλιου και των αστέρων είναι λιγότερο προσιτό στην επιστημονική έρευνα από οποιαδήποτε άλλη περιοχή του σύμπαντος. Τα τηλεσκόπια μπορούν να εξερευνήσουν, συνεχώς, μακρύτερα στα βάθη του διαστήματος. Αλλά πως μπορούμε να έχουμε γνώση γι' αυτό που είναι κρυμμένο πίσω από ουσιαστικά εμπόδια; Ποια κατασκευή μπορεί να διαπεράσει τα εξωτερικά στρώματα ενός αστέρα και να ελέγξει τις συνθήκες που επικρατούν στο εσωτερικό του;», (Eddington 1926). Στη συνέχεια ο κορυφαίος επιστήμονας επισημαίνει ότι ίσως δεν πρέπει να φιλοδοξούμε να «ερευνήσουμε» απευθείας το εσωτερικό του Ήλιου και των αστέρων, αλλά αντίθετα πρέπει να χρησιμοποιήσουμε την γνώση μας σχετικά με τις βασικές αρχές της φυσικής που γνωρίζουμε για να καθορίσουμε την δομή ενός αστέρα. Αυτή είναι η θεωρητική προσέγγιση στην μελέτη των αστέρων, η οποία ακολουθείται από τα καθιερωμένα ηλιακά μοντέλα-SSM. Μία άλλη βασική προσέγγιση είναι οι παρατηρήσεις φυσικών ποσοτήτων (ή παραμέτρων) και φυσικών διαδικασιών που προέρχονται από το εσωτερικό του Ήλιου, όπως τα ηλιακά νετρίνα και η ηλιοσεισμολογία. Τα ηλιακά νετρίνα διαπερνούν τα εξωτερικά στρώματα του Ήλιου και δίνουν σημαντικές πληροφορίες σχετικά με την εσωτερική του δομή. Επιπλέον, η ηλιοσεισμολογία, δηλαδή η μελέτη των ηλιακών ταλαντώσεων, παρέχει μια λεπτομερέστερη εικόνα ολόκληρου του Ήλιου. Η θεωρητική προσέγγιση και οι παρατηρήσεις βαδίζουν παράλληλα και αλληλοσυμπληρώνονται οδηγώντας μας προς την πληρέστερη κατανόηση του Ήλιου.

Η παραγωγή ενέργειας στο εσωτερικό του Ήλιου είναι αποτέλεσμα θερμοπυρηνικών αντιδράσεων, κυρίως του υδρογόνου (H) (98%). Το μεγαλύτερο μέρος της παρούσας μελέτης εστιάζεται στις αντιδράσεις οι οποίες συμβαίνουν στον ηλιακό πυρήνα κατά την καύση υδρογόνου. Αυτή η φάση ξεκινά όταν η θερμοκρασία στο κέντρο του αστέρα φτάσει στους 1.5×10^7 K και η σύντηξη πρωτονίου-πρωτονίου μπορεί να σχηματίσει το δευτέριο (d). Σε ένα περιβάλλον πλούσιο σε υδρογόνο, το δευτέριο αντιδρά σχεδόν αμέσως με ένα άλλο πρωτόνιο παράγοντας ${}^3\text{He}$, το οποίο με τη σειρά του αντιδρά με ένα άλλο πυρήνα ${}^3\text{He}$ παράγοντας δύο πρωτόνια και ένα σωματίδιο άλφα (${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$). Αυτή η αντίδραση αποτελεί τον κύριο τερματισμό της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου (pp-chain), η συνολική μορφή της

οποίας είναι $4p \rightarrow {}^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e + 26.73\text{MeV}$. Υπάρχουν, όμως, και άλλες δευτερεύουσες αντιδράσεις οι οποίες καταλήγουν στην παραγωγή ${}^4\text{He}$, όπως οι κλάδοι ${}^3\text{He} + p$ και ${}^3\text{He} + d$ που είναι πιο σπάνιοι εξαιτίας του ελεύθερου πυρήνα ${}^{4,5}\text{Li}$ και της χαμηλής αφθονίας του δευτερίου αντίστοιχα. Ένας άλλος κλάδος της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου απορρέει από την αντίδραση ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$ με έναν επιπλέον κλάδο, την σύλληψη ηλεκτρονίου από το ${}^7\text{Be}$ ή μία διαδοχική σύλληψη πρωτονίου, καταλήγοντας σε δύο πυρήνες ${}^4\text{He}$. Το τελικό αποτέλεσμα σε όλες τις παραπάνω αντιδράσεις είναι η μετατροπή τεσσάρων πρωτονίων σε έναν πυρήνα ηλίου η οποία συνοδεύεται από την εκπομπή νετρίνων και ακτονοβολίας γ .

Ένα μικρό ποσοστό (2%) της ενέργειας που παράγεται στον Ήλιο προέρχεται από τις αντιδράσεις άνθρακα (C), αζώτου (N) και οξυγόνου (O). Ο άνθρακας στον πυρήνα του αστέρα αντιδρά αποτελεσματικά με πρωτόνιο παράγοντας ${}^{13}\text{N}$. Αυτή η αντίδραση ξεκινά τον κύκλο του άνθρακα (CNO-cycle). Έπειτα από μία σειρά αντιδράσεων σύλληψης πρωτονίων, τέσσερα πρωτόνια μετατρέπονται σε ένα πυρήνα ${}^4\text{He}$ με την εκπομπή δύο νετρίνων. Η αρχική αφθονία του άνθρακα, του αζώτου και του οξυγόνου παραμένει αμετάβλητη κατά τη διάρκεια του κύκλου. Ο άνθρακας λειτουργεί ως καταλύτης.

Και στις δύο παραπάνω περιπτώσεις παραγωγής ενέργειας στον Ήλιο, τα παραγόμενα νετρίνα μεταφέρουν πληροφορίες από το εσωτερικό του αστέρα. Η παρατήρηση ενός μικρού αριθμού ηλιακών νετρίνων από ανιχνευτές στο ορυχείο Homestake, της South Dakota, των ΗΠΑ, (1967), ήταν ένα από τα πιο σημαντικά επιστημονικά επιτεύγματα του περασμένου αιώνα. Οι παρατηρούμενες τιμές της ροής των ηλιακών νετρίνων ήταν για πολλά χρόνια μη συνεπείς με την καθιερωμένη θεωρία των μικροφυσικών διαδικασιών που συμβαίνουν στον Ήλιο, δηλαδή υπολείπονταν της ροής που προβλέπονταν από το καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο (Solar Standard Model). Αυτό αποτέλεσε το «πρόβλημα» των ηλιακών νετρίνων. Τα ηλιακά νετρίνα ήταν για τις επόμενες τρεις δεκαετίες ένα από τα πιο ενδιαφέροντα προβλήματα της φυσικής των στοιχειωδών σωματιδίων και της αστροφυσικής.

Εν όψει των σημαντικών και θεμελιωδών συμπερασμάτων τα οποία προέκυψαν από τα αποτελέσματα της παρατήρησης των νετρίνων και της ηλιοσεισμολογίας, το καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο έχει βελτιωθεί σημαντικά. Οι βελτιώσεις οφείλονται στις πολυάριθμες μετρήσεις ηλιακών νετρίνων από τους ανιχνευτές SAGE, GALLEX/GNO, Super-Kamiokande και άλλων, στα επίγεια πειράματα, όπως το LUNA, τα οποία διεξάγονται για τον προσδιορισμό των ενεργών διατομών των αντιδράσεων της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου, καθώς και στις παρατηρήσεις της ηλιοσεισμολογίας κατά τις οποίες προσδιορίστηκαν, μεταξύ των άλλων, η ταχύτητα του ήχου, το βάθος της ζώνης μεταφοράς, η εσωτερική περιστροφή του Ήλιου. Όλες οι παρατηρήσεις επιβεβαίωσαν την ανάγκη για φυσική πέραν του καθιερωμένου μοντέλου της ηλεκτρασθενούς θεωρίας. Η ταυτόχρονη παρατήρηση και των τριών «γεύσεων» των νετρίνων, ν_e , ν_μ , ν_τ , στο Sudbury Neutrino Observatory (SNO), έδωσαν πειστικές αποδείξεις ταλαντώσεων των ηλιακών νετρίνων και επιβεβαίωσαν τις προβλέψεις του καθιερωμένου ηλιακού μοντέλου (SSM) για τη ροή των νετρίνων.

Το πείραμα LUNA (Gyurky κ.α., (2007)) συνέβαλε σημαντικά στη μελέτη των ηλιακών νετρίνων. Τα συστατικά της πυρηνικής φυσικής που περιέχονται στο καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο είναι οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων καύσεως υδρογόνου. Οι ενεργές διατομές έχουν βελτιωθεί πολύ με την πάροδο του χρόνου και έχουν αποκλείσει μια πυρηνική λύση για τα ηλιακά νετρίνα που λείπουν. Το σημαντικότερο επίτευγμα του πειράματος LUNA (2001) ήταν η μελέτη της αντίδρασης ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$. Η ηλιακή κορυφή Gamow σε αυτή την αντίδραση έχει ληφθεί σε ενέργεια $E(0) = 21\text{keV}$, μέσω ενός ανιχνεύσιμου ρυθμού αντιδράσεων 2 γεγονότων ανά μήνα στη χαμηλότερη αυτή ενέργεια. Έτσι, η ενεργός διατομή μιας σημαντικής αντίδρασης της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου μετρήθηκε για πρώτη φορά στις ηλιακές θερμοπυρηνικές ενέργειες. Αυτή η μέτρηση απέκλεισε μία θερμοπυρηνική λύση του προβλήματος του ηλιακού νετρίνου εξαιτίας του συντονισμού στην αντίδραση ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$. Οι μελέτες με τον πρώτο επιταχυντή LUNA συνεχίστηκαν με τη μέτρηση της αντίδρασης $d(p, \gamma){}^3\text{He}$, η πρώτη περίπτωση αντίδρασης σύλληψης η οποί-

α μελετήθηκε σε όλη την περιοχή των ενεργειών $E(0) = 1 - 2keV$ της ηλιακής κορυφής Gamow.

Στόχος πρέπει να είναι να μετατρέψουμε τον Ήλιο σε μία βαθμονομημένη πηγή νετρίνων προκειμένου να αντλήσουμε πληροφορίες σχετικές με τη μάζα των νετρίνων και τις παραμέτρους μίξης (mixing) μέσω της παρατήρησης με ανιχνευτές νετρίνων. Προσφάτως τέτοιες παρατηρήσεις είναι διαθέσιμες από τον αντιδραστήρα KamLAND, BOREXINO και SNO.

Τα πειραματικά αποτελέσματα των ηλιακών νετρίνων αποτελούν έναν ανεξάρτητο έλεγχο στον προσδιορισμό της εισερχόμενης φυσικής στο καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο (SSM), όπως είναι η θερμοκρασία στον ηλιακό πυρήνα, η αρχική αφθονία του άνθρακα, του οξυγόνου και των βαρέων στοιχείων και άλλα. Αυτοί οι παράμετροι απορρέουν από την ανάλυση πειραματικών ποσοτήτων όπως είναι η ροή των ηλιακών νετρίνων, οι ενεργές διατομές των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων, οι παράμετροι ταλάντωσης των νετρίνων οι οποίοι μετρήθηκαν στο εργαστήριο. Η πρόσφατη αναθεώρηση της αφθονίας των βαρέων στοιχείων, Z/X , στην ηλιακή ζώνη μεταφοράς προσθέτει επιπλέον έλεγχο του καθιερωμένου ηλιακού μοντέλου. Η νέα αφθονία των μετάλλων άλλαξε σημαντικά τη συμφωνία μεταξύ του καθιερωμένου ηλιακού μοντέλου και της ηλιοσεισμολογίας σε θερμοκρασιακές περιοχές κάτω από την ζώνη μεταφοράς (Asplund et al. (2009)).

Τα προβλήματα αυτά απαιτούν περαιτέρω βελτιωμένα δεδομένα πυρηνικής σύντηξης. Ο σκοπός των πρόσφατων πειραμάτων LUNA, BOREXINO, SNO και άλλων, είναι να προσφέρουν λύσεις σε αυτά τα προβλήματα. Στην περίπτωση του πειράματος LUNA αυτός ο σκοπός έχει επιτευχθεί, κατά ένα μέρος, μετά την πρόσφατη εγκατάσταση ενός νέου επιταχυντή ο οποίος προσέγγισε σημαντικές αντιδράσεις όπως τις: ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$, ${}^{14}\text{N}(p, \gamma){}^{15}\text{O}$. Τα χαμηλά όρια ενέργειας για ακριβή μέτρηση αυτών των αντιδράσεων έχουν μειωθεί και η ακρίβεια στα δεδομένα έχει βελτιωθεί σημαντικά.

Η ηλιοσεισμολογία αποδείχθηκε ένα σημαντικό εργαλείο για την μελέτη του Ήλιου. Χάρη σ' αυτή, γνωρίζουμε τα σημαντικότερα χαρακτηριστικά της δομής του Ήλιου εξαιρετικά καλά. Γνωρίζουμε ποιο είναι το προφίλ της ταχύτητας ήχου και της πυκνότητας ρ (Christensen-Dalsgaard (1985, 1989), Antia & Basu (1994), Gough κ.α. (1996), Kosovichev κ.α. (1997), Basu κ.α. (1997, 2000) κ.λ.π.). Αυτό σημαίνει ότι μπορούμε να καθορίσουμε την ακτινική κατανομή της πίεσης καθώς και το προφίλ του αδιαβατικού δείκτη Γ_1 (Antia & Basu (1994), Elliott (1996), Elliott & Kosovichev (1998)). Οι αντιστροφές των συχνοτήτων ηλιακών ταλαντώσεων μας επέτρεψαν να καθορίσουμε και άλλα θεμελιώδη χαρακτηριστικά του Ήλιου. Για παράδειγμα, γνωρίζουμε ότι το βάθος της ηλιακής ζώνης μεταφοράς μπορεί να καθοριστεί με ακρίβεια (Christensen-Dalsgaard κ.α. (1991), Basu & Antia (1997)). Ομοίως, μπορεί να καθοριστεί και η αφθονία του ηλίου στη ζώνη μεταφοράς (Dappen & Gough (1986), Christensen-Dalsgaard & Perez Hernandez (1991)). Πέρα από αυτές τις δομικές παραμέτρους, η ηλιοσεισμολογία μελέτησε και το προφίλ περιστροφής του Ήλιου. Ήταν γνωστό για αρκετό καιρό ότι ο ρυθμός περιστροφής της ηλιακής επιφάνειας εξαρτάται από το ηλιογραφικό πλάτος. Με τα ηλιοσεισμολογικά δεδομένα μπορέσαμε να ερευνήσουμε την περιστροφή του Ήλιου σαν συνάρτηση του βάθους (R/R_\odot) (Duvall κ.α. (1986), Thompson κ.α. (1996), Schou κ.α. (1998), κ.λ.π.).

Η ικανότητα της Ηλιοσεισμολογίας να ερευνά το ηλιακό εσωτερικό με μεγάλη λεπτομέρεια επέτρεψε να χρησιμοποιηθεί ο Ήλιος σαν ένα εργαστήριο για να δοκιμαστούν διαφορετικά δεδομένα και παράμετροι εισαγωγής που χρησιμοποιούνται για την κατασκευή των ηλιακών μοντέλων. Για παράδειγμα, οι ηλιοσεισμικές αντιστροφές επέτρεψαν τη μελέτη της φυσικής κατάστασης του αστρικού υλικού (Ulrich (1982), Christensen-Dalsgaard & Dappen (1992), Basu & Christensen-Dalsgaard (1997), Basu κ.α. (1999)), και βοήθησαν στους υπολογισμούς της αδιαφάνειας (Korzennik & Ulrich (1980), Basu & Antia (1997), Tripathy & Christensen-Dalsgaard (1998)). Εάν η αδιαφάνεια, η καταστατική εξίσωση και οι ρυθμοί θερμοπυρηνικών αντιδράσεων είναι γνωστά, μπορούμε να εξάγουμε συμπεράσματα

για το προφίλ της θερμοκρασίας και της αφθονίας του υδρογόνου του Ηλίου (Gough & Kosovichev (1988), Shibahashi & Takata (1996), Kosovichev (1996) κ.λ.π.). Οι παραπάνω μελέτες παρέχουν έναν επιπλέον έλεγχο των παραμέτρων εισαγωγής όπως είναι ο ρυθμός πυρηνικής αντίδρασης (Brun κ.α. (2002)) και η αφθονία των βαρέων στοιχείων στη ζώνη μεταφοράς (Basu & Antia (1997), Basu (1998)) και στον ηλιακό πυρήνα (π.χ. Antia & Chitre (2002)).

Ένα από τα κύρια δεδομένα εισαγωγής στα ηλιακά μοντέλα είναι η αφθονία των βαρέων χημικών στοιχείων (των μετάλλων), Z , η οποία επηρεάζει την αδιαφάνεια του υλικού. Η αφθονία συγκεκριμένων στοιχείων, όπως είναι το οξυγόνο, ο άνθρακας, το άζωτο και το νέον, μπορούν επίσης να επηρεάσουν τους ρυθμούς παραγωγής ενέργειας μέσω του κύκλου του άνθρακα (CNO-cycle). Η επίδραση του Z στην αδιαφάνεια αλλάζει τα όρια ανάμεσα στην ζώνη ακτινοβολίας και στην ζώνη μεταφοράς καθώς επίσης και τη δομή της ζώνης ακτινοβολίας. Η επίδραση του Z στους ρυθμούς παραγωγής ενέργειας μπορεί να αλλάξει και τη δομή του ηλιακού πυρήνα. Την αφθονία βαρέων στοιχείων του Ηλίου την γνωρίζουμε με μεγαλύτερη ακρίβεια απ' αυτή των άλλων αστεριών. Ωστόσο, υπάρχει ακόμα μεγάλη αβεβαιότητα και αυτό έχει σαν αποτέλεσμα να προκαλούνται αβεβαιότητες στα ηλιακά μοντέλα. Τα χημικά στοιχεία που επηρεάζουν την αδιαφάνεια του πυρήνα είναι, με βάση την σημαντικότητά τους, ο σίδηρος, το θείο, το πυρίτιο και το οξυγόνο. Τα στοιχεία που συνεισφέρουν στην αδιαφάνεια της ζώνης μεταφοράς και ως εκ τούτου επηρεάζουν το βάθος της ζώνης μεταφοράς, είναι, με σειρά σημαντικότητας, το οξυγόνο, ο σίδηρος και το νέον. Η αφθονία των βαρέων στοιχείων επηρεάζει, επίσης, την καταστατική εξίσωση. Συγκεκριμένα, ο αδιαβατικός δείκτης Γ_1 επηρεάζεται σε περιοχές όπου αυτά τα στοιχεία υπόκεινται σε ιονισμό. Αυτή η επίδραση είναι γενικά μικρή, αλλά μπορεί να είναι σημαντική στην ζώνη μεταφοράς όπου η διαστρωμάτωση είναι αδιαβατική και συνεπώς η δομή καθορίζεται από την καταστατική εξίσωση και όχι από την αδιαφάνεια.

1.1 Επισκόπηση της παρούσας μελέτης

Η παρούσα διατριβή ασχολείται με την μελέτη και τον υπολογισμό των ρυθμών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων και των τιμών της ροής των ηλιακών νετρίνων χρησιμοποιώντας προσομοιώσεις και κώδικες αστρικής δομής, όπου εισάγαμε πρόσφατες, βελτιωμένες τιμές των παραμέτρων μικροφυσικής. Στη συνέχεια συγκρίναμε τις προβλεπόμενες τιμές της ροής των νετρίνων με επίγειες παρατηρήσεις υψηλής ευαισθησίας. Πριν προδούμε στη μελέτη της ροής των ηλιακών νετρίνων θεωρούμε αναγκαίο να μελετήσουμε τις θερμοπυρηνικές αντιδράσεις που πραγματοποιούνται στον Ήλιο και παράγουν τα ηλιακά νετρίνα.

Το Κεφ. 1 αποτελεί την εισαγωγή της παρούσας διατριβής. Στο Κεφ. 2 παρέχουμε βασικούς ορισμούς και περιγράφουμε την θερμοπυρηνική σύντηξη και σύνθεση των χημικών στοιχείων στον Ήλιο, καθώς και τις βασικές αρχές και υποθέσεις του καθιερωμένου ηλιακού μοντέλου (SSM). Περιγράφουμε, επίσης, σε θεωρητική βάση τις ενεργές διατομές και τους ρυθμούς των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων που λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό του αστέρα μας.

Το Κεφ. 3 αφιερώνεται στα ηλιακά νετρίνα και στις ιδιότητές τους, δίνοντας έμφαση στα πρόσφατα πειράματα ηλιακών νετρίνων τα οποία επιτρέπουν τον έλεγχο του καθιερωμένου ηλιακού μοντέλου (SSM), και περιγράφουμε τα γενικά χαρακτηριστικά των επίγειων πειραμάτων και ανιχνευτών ηλιακών νετρίνων, όπως LUNA, Borexino, SNO, κλπ.

Ένας από τους στόχους της παρούσας έρευνας είναι να χρησιμοποιήσουμε πρόσφατα πειραματικά δεδομένα προκειμένου να βελτιώσουμε τους ρυθμούς θερμοπυρηνικών αντιδράσεων που πραγματοποιούνται στον Ήλιο. Στο Κεφ. 4 αναπτύξαμε φορμαλισμούς και τεχνικές που θα χρησιμοποιηθούν στο μέλλον για την ανανέωση και αναβάθμιση βιβλιοθηκών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων. Η REACLIB είναι η πιο περιεκτική και ευρέως γνωστή βιβλιοθήκη. Ωστόσο, οι ρυθμοί θερμοπυρηνικών αντιδράσεων που χρησιμοποιεί δεν έχουν ανανεωθεί παρόλο την πρόοδο και τη βελτίωση των πειραμάτων και στηρίζονται ακόμη στους

υπολογισμούς των Caughlan & Fowler (1988). Εξαιτίας σφαλμάτων προσαρμογής (fitting) η REACLIB δεν είναι αξιόπιστη σε θερμοκρασίες μικρότερες των 10^7 K. Εμείς αναβαθμίσαμε τους ρυθμούς θερμοπυρηνικών αντιδράσεων των Caughlan-Fowler και στη συνέχεια χρησιμοποιήσαμε τα αποτελέσματα της ερευνητικής ομάδας NACRE και του πειράματος LUNA προκειμένου να ανανεώσουμε τους ρυθμούς φορτισμένων σωματιδίων της REACLIB, εστιάζοντας στην αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου. Οι ανανεωμένοι ρυθμοί μπορούν τώρα να χρησιμοποιηθούν για χαμηλές θερμοκρασίες ($< 10^7$ K).

Στο Κεφ. 5 υπολογίσαμε τιμές της ροής των ηλιακών νετρίνων χρησιμοποιώντας πρόσφατα πειραματικά δεδομένα του LUNA όπως τα μεγέθη S_{33} και S_{34} , που είναι οι αστροφυσικοί συντελεστές χαμηλής ενέργειας, για τις αντιδράσεις ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$ και ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$. Υπολογίσαμε επίσης τους μέσους χρόνους ζωής πυρήνων που λαμβάνουν χώρα στον κύκλο του άνθρακα χρησιμοποιώντας ειδικό κώδικα Fortran και νέες τιμές της αδιαφάνειας του υλικού και της αφθονίας των χημικών στοιχείων που προέκυψαν από πρόσφατα θεωρητικά μοντέλα και πειραματικά δεδομένα τα οποία υπεισέρχονται στον φορμαλισμό.

Στο Κεφ. 6 μελετήσαμε τις σύμφωνες ενεργές διατομές νετρίνου-πυρήνα ουδετέρων ρευμάτων, χρησιμοποιώντας δύο μεγάλου ερευνητικού ενδιαφέροντος πυρήνες όπως οι ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{32}\text{S}$, και την απόκριση των πυρήνων αυτών στα ενεργειακά φάσματα των ηλιακών νετρίνων ${}^8\text{B}$ και hep . Τα ενεργειακά φάσματα των hep και pep νετρίνων που παράγονται στην αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου και αυτών που παράγονται από τον κύκλο του άνθρακα αναλύονται από ποικίλους πυρηνικούς ανιχνευτές στα τρέχοντα επίγεια πειράματα. Εμείς ερευνήσαμε και υπολογίσαμε την διαφορική και ολική ενεργό διατομή από τη σύμφωνη (coherent) σκέδαση νετρίνων με πυρήνες όπως ο ${}^{28}\text{Si}$ και ${}^{32}\text{S}$.

Στο Κεφ. 7 χρησιμοποιήσαμε τον κώδικα αστρικής δομής και εξέλιξης TYCHO 6.92, ο οποίος διαθέτει λεπτομερή φορμαλισμό για τον υπολογισμό των τιμών της ροής των νετρίνων. Υπολογίσαμε νέες βελτιωμένες τιμές της ροής των ηλιακών νετρίνων για τέσσερις διαφορετικές παρατηρήσεις της αφθονίας των βαρέων χημικών στοιχείων, Z/X , και τις συγκρίναμε με τα αποτελέσματα των επίγειων ανιχνευτών νετρίνων. Υπολογίσαμε επίσης ποσότητες οι οποίες χαρακτηρίζουν την εσωτερική ηλιακή δομή όπως την αφθονία των χημικών στοιχείων στο εσωτερικό, την πυκνότητα, την θερμοκρασία, τη φωτεινότητα και την ταχύτητα του ήχου. Προς το σκοπό αυτό χρησιμοποιήσαμε προγράμματα FORTRAN τα οποία συνοδεύονται από εισερχόμενα αρχεία καθώς και από βιβλιοθήκες δεδομένων. Η βιβλιοθήκη δεδομένων είναι ένα από τα εξερχόμενα αρχεία του TYCHO 6.92, ενώ τα σχεδιαγράμματα κατασκευάστηκαν από το PGPLOT.

Η παρουσίαση της διατριβής ολοκληρώνεται με το Κεφ. 8 περιέχει τα γενικά συμπεράσματα της διατριβής και προοπτικές, και με το Παράρτημα Α και Β όπου παρουσιάζουμε, συνοπτικά, χρήσιμες σημειώσεις, συχνά χρησιμοποιούμενες σχέσεις και απαραίτητοι τύποι καθώς και πίνακες με αποτελέσματα οι οποίοι δεν συμπεριλήφθηκαν στο κείμενο της διατριβής. Παρατίθενται, επίσης, μια εκτενής βιβλιογραφία.

Η φυσική της θερμοπυρηνικής σύντηξης στο εσωτερικό του Ήλιου

2.1 Εισαγωγή

Ο Ήλιος είναι ένας από τα 200 δισεκατομμύρια αστέρια στο Γαλαξία μας. Βρίσκεται μακριά από το Γαλαξιακό κέντρο, στη σπείρα του Ορείωνα. Δεν έχει σύντροφο άλλο αστέρα. Οι περισσότεροι αστέρες στο Γαλαξία είναι διπλοί, τριπλοί, πολλαπλοί. Μελετώντας τον Ήλιο μπορούμε να αντλήσουμε πληροφορίες για τη λειτουργία παρόμοιων αστέρων. Δηλαδή, τον τρόπο με τον οποίο παράγεται η ενέργεια στον αστρικό πυρήνα, πως διαδίδεται αυτή στην επιφάνεια, ποιά είναι η εσωτερική αστρική δομή, η χημική σύσταση κ.λ.π. Οι αστέρες μετατρέπουν μέρος της μάζας τους σε ενέργεια μέσω της θερμοπυρηνικής σύντηξης ατόμων υδρογόνου (H), και μέσω του κύκλου του άνθρακα (CNO-cycle). Μετατρέπουν συνεχώς υδρογόνο σε ήλιο και ενέργεια, αλλάζουν σταδιακά και εξελίσσονται. Η διαδικασία αλλαγής των αστέρων, συμπεριλαμβανομένου και του Ηλίου, περιγράφεται από τη θεωρία της αστρικής εξέλιξης η οποία είναι μια από τις θεμελιώδεις θεωρίες στη σύγχρονη αστροφυσική. Η θεωρία αυτή εξηγεί επιτυχώς τις διαφορετικές φυσικές καταστάσεις από τις οποίες περνούν όλοι οι αστέρες από τη στιγμή της δημιουργίας τους μέχρι και το «θάνατό τους».

Η επίδραση του ήλιου πάνω στη Γη παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον. Η υπεριώδης ηλιακή ακτινοβολία και το ηλιακό πλάσμα που εκπέμπεται στη διάρκεια ηλιακών εκλάμψεων, επιδρούν στην ιονόσφαιρα και το μαγνητικό πεδίο της Γης. Επιπλέον, στη διάρκεια του κύκλου ηλιακής δραστηριότητας (περιοδικότητα 11 χρόνια) η ολική ακτινοβολία του Ηλίου μεταβάλλεται και η μεταβολή αυτή έχει επίδραση στις κλιματολογικές συνθήκες της Γης.

Ο στόχος του παρόντος κεφαλαίου είναι η ανασκόπηση της σύγχρονης έρευνας της φυσικής της θερμοπυρηνικής σύντηξης στον ηλιακό πυρήνα που έχει ως άμεσο αποτέλεσμα την παραγωγή ηλιακών νετρίνων, ακτινοβολίας-γ και διαφόρων χημικών στοιχείων. Στις παραγράφους που ακολουθούν θα επικεντρώσουμε την προσοχή μας στα γενικά χαρακτηριστικά της εσωτερική δομής του Ηλίου (ενότητες 2.2, 2.2.1) και της ηλιακής δραστηριότητας (ενότητα 2.2.2). Θα συζητήσουμε τις θεμελιώδεις φυσικές ποσότητες και παραμέτρους που περιγράφουν τη θερμοπυρηνική σύντηξη στο εσωτερικό του Ηλίου (ενότητες 2.3, 2.3.1, 2.3.2, 2.3.3). Θα αναφερθούμε στο Καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο του εσωτερικού του Ηλίου το οποίο βασίζεται τόσο σε παρατηρήσιμες ποσότητες όσο και σε νόμους της φυσικής (ενότητα 2.5), θα περιγράψουμε κινηματικά και ενεργειακά τις θερμοπυρηνικές αντιδράσεις που συμβαίνουν στον Ήλιο (ενότητα 2.6) και τέλος θα αναπτύξουμε την θεωρία και τον φορμαλισμό της ενεργούς διατομής και του ρυθμού των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων, εστιάζοντας τη μελέτη μας στην περίπτωση των μη-συντονισμένων αντιδράσεων (ενότητα 2.7).

2.2 Γενικά χαρακτηριστικά του Ηλίου

Ο Ήλιος είναι ένας τυπικός αστέρας μεσαίου μεγέθους. Η φαινόμενη διάμετρός του κυμαίνεται μεταξύ των τιμών 31.51' και 32.58' (λεπτά τόξου) καθώς μεταβάλλεται, στη διάρκεια

του έτους, η απόσταση Γης-Ηλίου. Από την τιμή της φαινόμενης διαμέτρου υπολογίζεται η μέση απόσταση Γης-Ηλίου η οποία είναι 1.49×10^8 km (μια αστρονομική μονάδα) που, σε συνδυασμό με τη φαινόμενη διάμετρο μας δίνει την ακτίνα του Ηλίου, $R_{\odot} = 696 \times 10^3$ km.

Η μάζα του Ηλίου, M_1 , υπολογίζεται από τη περίοδο περιστροφής της Γης, (P), γύρω από τον Ήλιο, την τιμή της αστρονομικής μονάδας (α), τη μάζα της Γης M_2 και από την τιμή της σταθεράς παγκόσμιας έλξης (G), με τη βοήθεια του τρίτου νόμου του Kepler,

$$P^2 = \frac{4\pi^2}{G(M_1 + M_2)} \alpha^3 \quad (2.1)$$

ή, ισοδύναμα, εξισώνοντας την βαρυτική έλξη με τη κεντρομόλο επιτάχυνση. Η ηλιακή μάζα είναι 1.99×10^{33} gr, 333 χιλιάδες φορές μεγαλύτερη από τη μάζα της Γης. Η μέση πυκνότητα του Ηλίου είναι μικρή, 1.41 gr/cm^3 , λίγο μεγαλύτερη από την πυκνότητα του νερού. Αυτό συμβαίνει γιατί ο Ήλιος είναι σε αέρια κατάσταση.

Ο Ήλιος περιστρέφεται γύρω από τον άξονά του. Η περιστροφή του μπορεί να προσδιοριστεί είτε με την παρατήρηση διαφόρων σχηματισμών της επιφάνειάς του, όπως κηλίδων, προεξοχών, κλπ, είτε φασματοσκοπικά, με τη βοήθεια του φαινομένου Doppler. Η σχισμή του φασματογράφου τοποθετείται στο χείλος που πλησιάζει προς τον παρατηρητή (ανατολικό) ή που απομακρύνεται και μετρά την αντίστοιχη μετατόπιση Doppler $\Delta\lambda = \frac{v}{c}\lambda$, από την οποία προσδιορίζεται εύκολα η γραμμική ταχύτητα περιστροφής v και στη συνέχεια η γωνιακή ταχύτητα ω . Η μέση περίοδος περιστροφής του Ηλίου, όταν μετράται από τη Γη (συνοδική περίοδος), είναι 28 ημέρες.

Ένας κατάλληλος συνδυασμός της ποιότητας και ποσότητας του ηλιακού φωτός μετατρέπει τη Γη σε ένα γόνιμο «κήπο». Αφενός η υψηλή ποιότητα του ηλιακού φωτός συντηρεί τη ζωή στη Γη, αφετέρου η ποσότητα αυτή είναι σημαντική για τη διατήρηση της μέσης θερμοκρασίας περίπου 290 K (17° C) στην επιφάνεια της Γης. Οι μετρήσεις δείχνουν ότι η ηλιακή σταθερά, η ενέργεια δηλαδή που προσπίπτει κάθετα στη γήινη ατμόσφαιρα ανά μονάδα χρόνου και μονάδα επιφάνειας είναι

$$f = 1.36 \times 10^6 \text{ ergsec}^{-1} \text{ cm}^{-2} \quad (2.2)$$

Η Γη βρίσκεται σε απόσταση, $r = 1.50 \times 10^{13}$ cm από τον Ήλιο. Από την αρχή διατήρησης της ενέργειας ($1/r$ νόμος της ακτινοβολίας) και με βάση τις παραπάνω τιμές μπορούμε να υπολογίσουμε την ολική φωτεινότητα του Ηλίου προς όλες τις κατευθύνσεις ως εξής,

$$L_{\odot} = f \cdot 4\pi R_{\odot}^2 = 3.90 \times 10^{33} \text{ ergsec}^{-1} \quad (2.3)$$

Αυτή η ενέργεια αντιστοιχεί σε τεράστια ολική ισχύ. Η Γη λαμβάνει λιγότερο από το ένα δισεκατομμυριοστό της παραπάνω ισχύος. Ακόμη και αυτό το μικρό κλάσμα ενέργειας χάνεται σε μεγάλο βαθμό διαφεύγοντας στο διάστημα λόγω της άμεσης επανεκπομπής στο υπέρυθρο.

Ο Ήλιος ακτινοβολεί, κατά $\sim 95\%$, ως μέλαν σώμα και γι' αυτό η φωτεινότητα του δίνεται από τη σχέση των Steffan-Boltzmann,

$$L_{\odot} = \sigma T_e^4 \cdot 4\pi R_{\odot}^2 \quad (2.4)$$

όπου T_e είναι η ενεργός θερμοκρασία που χαρακτηρίζει την ακτινοβολία που εκπέμπεται από τον Ήλιο. Η ενεργός θερμοκρασία του Ηλίου, από τη σχέση 2.4, είναι

$$T_e = (L_{\odot}/\sigma 4\pi R_{\odot}^2)^{1/4} = 5.800K, \quad (2.5)$$

περίπου 20 φορές υψηλότερη, σε βαθμούς Kelvin, από τη θερμοκρασία στη Γήινη επιφάνεια.

Το ολικό μαγνητικό πεδίο του Ηλίου είναι ~ 1 Gauss. Η ύπαρξη έντονου μαγνητικού

πεδίου σε ορισμένες ηλιακές περιοχές είναι γνωστή από το 1912, όταν ο Hale μέτρησε εντάσεις 2.000 Gauss στη σκιά των ηλιακών κηλίδων. Σύμφωνα με το φαινόμενο Zeeman, οι δέσιμες ενεργειακές στάθμες των ηλεκτρονίων διαχωρίζονται υπο την επίδραση του μαγνητικού πεδίου σε συνιστώσες με διαφορετική ενέργεια. Στην πιο απλή περίπτωση, η φασματική γραμμή χωρίζεται σε τρεις συνιστώσες. Η κεντρική συνιστώσα (συνιστώσα π) δεν παρουσιάζει μετατόπιση, ενώ οι άλλες δύο (συνιστώσες σ) μετατοπίζεται κατά $\pm\Delta\lambda$ ως προς το μήκος κύματος που έχει η φασματική γραμμή όταν δεν επιδρά το μαγνητικό πεδίο. Η μετατόπιση είναι ανάλογη προς την ένταση του πεδίου

$$\Delta\lambda = 4.67 \times 10^{-13} g\lambda^2 B. \quad (2.6)$$

Στην παραπάνω σχέση το μαγνητικό πεδίο, B, μετριέται σε Gauss, το μήκος κύματος σε Angstrom, ενώ g είναι ο παράγοντας Lande που εξαρτάται από τους κβαντικούς αριθμούς των σταθμών ανάμεσα στις οποίες γίνεται η μετάπτωση του ηλεκτρονίου.

2.2.1 Η δομή του Ηλίου

Σύμφωνα με θεωρητικά μοντέλα, γύρω από το κέντρο του Ηλίου υπάρχει ο πυρήνας, μια περιοχή ακτίνας ίσης περίπου με 0.24 της ακτίνας, R_{\odot} του Ηλίου, όπου λαμβάνουν χώρα οι θερμοπυρηνικές αντιδράσεις. Γύρω από τον πυρήνα υπάρχει η ζώνη ακτινοβολίας, πάχους $0.60 R_{\odot}$, όπου η παραγόμενη στον πυρήνα ενέργεια διαδίδεται με ακτινοβολία. Γύρω από αυτήν υπάρχει η ζώνη μεταφοράς πάχους $0.15 R_{\odot}$, στην οποία η ενέργεια διαδίδεται με ρεύματα μεταφοράς. Οι εξώτατες στιβάδες του Ηλίου αποτελούν την ηλιακή ατμόσφαιρα, από όπου δεχόμαστε την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, σε αντίθεση με το εσωτερικό από όπου τα φωτόνια δεν φτάνουν στη Γη εξαιτίας της έντονης απορρόφησης του υλικού στο εσωτερικό του Ηλίου. Ένα μέρος της ακτινοβολίας που εκπέμπει κάθε αέριο στρώμα στο εσωτερικό του αστέρα, απορροφάται από τα υπερκείμενα στρώματα και αυτή η απορρόφηση αυξάνεται εκθετικά με το βάθος καθώς αυξάνεται η πυκνότητα του αερίου. Η ηλιακή ατμόσφαιρα χωρίζεται σε τρεις στιβάδες, που από μέσα προς τα έξω είναι, η φωτόσφαιρα, η χρωμόσφαιρα και το στέμμα.

Η θερμοκρασία του Ηλίου στο κέντρο είναι περίπου ίση με 15 εκατομμύρια βαθμούς Kelvin ενώ η πίεση ~ 250 δισεκατομμύρια ατμόσφαιρες. Η υψηλή θερμοκρασία του πυρήνα διατηρεί την ύλη σε αέρια, ιονισμένη, κατάσταση. Η πυκνότητα ρ του υλικού είναι πολύ μεγαλύτερη από αυτή των μετάλλων, $\rho \sim 141 \text{ gr/cm}^3$. Το 99% της ενέργειας του Ηλίου παράγεται στον πυρήνα, όπου επικρατεί η θερμοπυρηνική σύντηξη του H προς ${}^4\text{He}$. Η ενέργεια μεταδίδεται από τον πυρήνα προς τα έξω αρχικά με ακτινοβολία και στη συνέχεια με ρεύματα μεταφοράς. Υπολογίζεται ότι ένα φωτόνιο χρειάζεται 10^7 χρόνια για να φτάσει από τον πυρήνα στην ατμόσφαιρα και από εκεί να διαφύγει από τον Ήλιο. Αυτό οφείλεται στο ότι το φωτόνιο απορροφάται και ξανάεκπέμπεται πολλές φορές στη διαδρομή του. Ο Ήλιος συμπεριφέρεται σαν ένα μέλαν σώμα.

Καθώς απομακρυνόμαστε από τον πυρήνα η θερμοκρασία και η πυκνότητα του αερίου ελαττώνονται σταδιακά, οπότε έχουμε επανασύνδεση ατομικών πυρήνων και ηλεκτρονίων προς σχηματισμό ατόμων και αρνητικών ιόντων, τα οποία αυξάνουν την απορρόφηση της ακτινοβολίας. Σε απόσταση $r \sim 0.85 R_{\odot}$ από το ηλιακό κέντρο, επικρατεί η διάδοση της ενέργειας δια μεταφοράς, δηλαδή, με ανοδικές τυρβώδεις κινήσεις ζεστών μαζών ύλης, υπό μορφή ρευμάτων. Στη φωτόσφαιρα παρατηρούνται οι φωτοσφαιρικοί κόκκοι, οι οποίοι αποτελούν τις κορυφές των ρευμάτων μεταφοράς. Τα ρεύματα αυτά έχουν ως συνέπεια τη δημιουργία ακουστικών κυμάτων χαμηλής συχνότητας τα οποία διαδίδονται στην υπερκείμενη ατμόσφαιρα.

Η φωτόσφαιρα είναι μια λεπτή αέρια στιβάδα πάχους ~ 400 km, από την οποία προέρχεται το σύνολο σχεδόν της ηλιακής ακτινοβολίας. Είναι ορατή σε λευκό φως. Το μέγιστο της ακτινοβολίας της εκπέμπεται στην ορατή περιοχή του φάσματος (3.500 – 7.000Å). Το φάσμα

της φωτόσφαιρας είναι φάσμα απορρόφησης. Η ενεργός θερμοκρασία (T_{eff}^4) της φωτόσφαιρας, όπως προκύπτει από το νόμο των Stefan-Boltzmann, είναι περίπου 5800°K και η πυκνότητα της ύλης $\rho \sim 10^{-8} \text{ gr/cm}^3$.

Η χρωμόσφαιρα είναι μια αραιή αέρια στιβάδα πάχους $8000 - 10000 \text{ km}$. Είναι ορατή είτε σε μονοχρωματικό φως, είτε κατά τη διάρκεια των ολικών εκλείψεων όπου εμφανίζεται λίγο πριν από την ολική φάση σαν ένας ροζ δακτύλιος.

Το στέμμα, η εξώτατη στιβάδα της ηλιακής ατμόσφαιρας, βρίσκεται σε πολύ αραιή κατάσταση. Εκτείνεται στο μεσοπλανητικό χώρο σε μεγάλες αποστάσεις και διαστέλλεται υπό μορφή ηλιακού ανέμου, δηλαδή μιας συνεχούς ροής στοιχειωδών σωματιδίων. Είναι ορατό κατά τη διάρκεια ολικών ηλιακών εκλείψεων, αλλά και με ειδικό όργανο, το στεμματογράφο, κάτω από ορισμένες συνθήκες.

2.2.2 Ηλιακή δραστηριότητα

Ο όρος ηλιακή δραστηριότητα περιλαμβάνει διάφορα μεταβλητά και μεταβατικά ενεργειακά φαινόμενα τα οποία παρατηρούνται στην ηλιακή ατμόσφαιρα και των οποίων οι επιδράσεις γίνονται έντονα αισθητές πάνω στη Γη. Τα διάφορα αυτά φαινόμενα συνδέονται με το ηλιακό μαγνητικό πεδίο και τη διαφορική περιστροφή του ηλίου μέσω του ηλιακού κύκλου (περιόδου 11 ετών), που αποτελεί τη βασική περιοδικότητα των φαινομένων αυτών.

Τα φαινόμενα της ηλιακής δραστηριότητας στα διάφορα ατμοσφαιρικά στρώματα είναι. Φωτόσφαιρα: Κηλίδες, πυρσοί, διπολικές μαγνητικές περιοχές. Χρωμόσφαιρα: Χρωμοσφαιρικοί πυρσοί (πλαζ), προεξοχές (νήματα), εκλάμψεις. Στέμμα: Συμπυκνώσεις, ραδιοεξάρσεις, εκπομπή και επιτάχυνση σωματιδίων.

Οι εκλάμψεις είναι φωτεινές περιοχές στη χρωμόσφαιρα και έχουν συνδεθεί με τις εκτινάξεις στεμματικού υλικού. Τα τεράστια νέφη των φορτισμένων σωματιδίων (πλάσμα) χρειάζονται από 18 ώρες έως περίπου 3 ημέρες (αν ήταν ακτινοβολία θα έφταναν σε 8 min) για να φθάσουν στη Γη. Οι ισχυρότερες εκλάμψεις μπορούν να δημιουργήσουν προβλήματα στους διαστημικούς δορυφόρους και τα ηλεκτρικά δίκτυα.

2.3 Θερμοπυρηνική σύντηξη και σύνθεση των χημικών στοιχείων στον Ήλιο

Ο Ήλιος, καθώς και άλλοι παρόμοιοι αστέρες οι οποίοι βρίσκονται στη φάση θερμοπυρηνικής καύσεως υδρογόνου (H), που είναι γνωστή ως φάση της κύριας ακολουθίας, εξελίσσεται αργά προσαρμόζοντας τη θερμοκρασία του έτσι ώστε η μέση θερμική ενέργεια ενός ατομικού πυρήνα να είναι μικρή σε σύγκριση με την απώθηση Κουλόμπ που ασκείται σε ένα ιόν. Η μεγάλη απώθηση Κουλόμπ καθυστερεί τους ρυθμούς πυρηνικής αντίδρασης σε αστρονομικά μεγάλες χρονικές κλίμακες. Ο καθορισμός των ρυθμών πυρηνικής αντίδρασης στους αστέρες είναι μια δύσκολη εργασία επειδή οι σχετικές ενέργειες είναι τόσο χαμηλές ώστε οι εργαστηριακοί ρυθμοί του γεγονότος να είναι μικροί. Μετά από δεκαετίες έντονης εργαστηριακής και θεωρητικής έρευνας, οι ενεργές διατομές σύντηξης οι οποίες είναι πολύ σημαντικές για το πρόβλημα του ηλιακού νετρίνου, είναι γνωστές με ικανοποιητική ακρίβεια.

Οι αστέρες της κύριας ακολουθίας τήκουν πρωτόνια για να αποκτήσουν ενέργεια μέσω της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου (p-p chain) ή μέσω του κύκλου του άνθρακα (CNO), πυρηνικές αντιδράσεις κατά τις οποίες παράγονται και νετρίνα. Οι παρατηρήσεις των ηλιακών νετρίνων διαφορετικής ενέργειας μπορούν να παρέχουν άμεσες ενδείξεις του αριθμού και του τύπου των αντιδράσεων θερμοπυρηνικής σύντηξης που συμβαίνουν στο ηλιακό εσωτερικό.

Ο Ήλιος λάμπει εδώ και ~ 4.5 δισεκατομμύρια χρόνια. Οι ενδείξεις που υποστηρίζουν αυτή την ηλικία του ηλιακού μας συστήματος προέρχονται από γήινα απολιθώματα πρωτόγονων οργανισμών (1 *δισ.* ετών) από βράχους στη Γροιλανδία, ~ 3.8 δισεκατομμυρίων ετών,

και από τις ηλικίες μετεωριτών, ~ 4.5 δισεκατομμυρίων ετών.

Η ποσότητα της ενέργειας που απαιτείται για να διατηρηθεί η ηλιακή φωτεινότητα για 4.5×10^9 χρόνια είναι πολλές τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη απ' ό,τι η διαθέσιμη βαρυτική ή χημική ενέργεια. Η βαρυτική ενέργεια μπορεί να υποστηρίξει την ηλιακή φωτεινότητα μόνο για $\sim 10^6$ έτη και η διαθέσιμη χημική ενέργεια για $\sim 10^4$ έτη.

Η τήξη πυρήνων υδρογόνου για τον σχηματισμό του ήλιου (4He) είναι η μόνη γνωστή διαδικασία που είναι επαρκής για να παρέχεται η απαιτούμενη ποσότητα ενέργειας στον Ήλιο για μεγάλα χρονικά διαστήματα τα οποία προκύπτουν από τις βιολογικές, γεωλογικές και αστρονομικές ενδείξεις. Τα επιχειρήματα μέσω των οποίων οι φυσικοί και οι αστρονόμοι έφτασαν σε αυτό το συμπέρασμα αναπτύχθηκαν στις αρχές του 1900 από διακεκριμένους επιστήμονες. Η ιστορία ανάπτυξης της θεωρίας σύντηξης και παραγωγής θερμοπυρηνικής ενέργειας αναφέρεται στις εξαιρετικές εργασίες των Russell (1919), Eddington (1920, 1926), Gamow (1938), Chandrasekhar (1939), Bethe (1939) και Fowler (1984).

Η φωτεινότητα του Ηλίου καθορίζεται από την ατομική αδιαφάνεια, τη χημική σύνθεση του αερίου και την ισορροπία των βαρυτικών δυνάμεων και των δυνάμεων πίεσης. Η χαρακτηριστική φωτεινότητα L_{ch} για τον Ήλιο μπορεί να γραφεί

$$L_{ch} \sim \frac{\epsilon N \Delta E}{\tau}, \quad (2.7)$$

όπου ϵ είναι το κλάσμα του συνολικού αριθμού των ατομικών πυρήνων, N ($\sim 10^{57}$), που συμμετέχουν στη σύντηξη και $\Delta E \sim 25$ MeV. Ο χαρακτηριστικός χρόνος ζωής, τ_{ch} της αντίδρασης, είναι

$$\tau_{ch} \sim \frac{1}{n\sigma v}, \quad (2.8)$$

όπου η κεντρική αριθμητική πυκνότητα είναι $n \sim 10^{26} \text{ cm}^{-3}$ και οι ταχύτητες των ιόντων είναι $v \sim 10^9 \text{ cm/s}$. Μια τυπική πυρηνική ενεργός διατομή για τις ενέργειες πάνω από το όριο Coulomb είναι $\sigma \sim 1 \text{ millibarn} \sim 10^{-27} \text{ cm}^2$. Αυτοί οι αριθμοί δίνουν έναν χαρακτηριστικό χρόνο ζωής, $\tau \sim 10^{-8} \text{ s}$, πολύ μικρότερο από την αστρονομική χρονική κλίμακα των 10^{10} ετών. Υποθέτοντας μια εύλογη τιμή του $\epsilon \sim 10^{-2}$, βρίσκουμε ότι η χαρακτηριστική ηλιακή φωτεινότητα είναι,

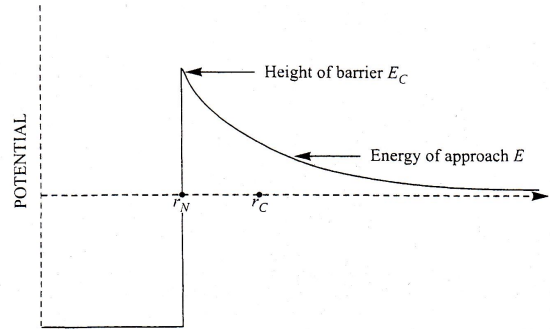
$$L_{ch} \sim 10^{20} L_{\odot}, \quad (2.9)$$

η οποία είναι πολύ μεγάλη για αστρικές φωτεινότητες. Για να επιτευχθεί η παρατηρήσιμη αστρική φωτεινότητα, ένας αστέρας πρέπει να εκτελέσει θερμοπυρηνική σύντηξη σε ενέργειες που είναι πολύ κάτω από το όριο Coulomb έτσι ώστε οι αποδοτικές ενεργές διατομές σύντηξης να μειωθούν πολλές τάξεις μεγέθους κάτω από τις τιμές που αναφέρονται σε κινητικές ενέργειες των MeV.

Για να διατηρηθεί ο αργός ρυθμός παραγωγής ενέργειας, ένας αστέρας ρυθμίζει τη θερμοκρασία του έτσι ώστε η μέση θερμική ενέργεια ενός ατομικού πυρήνα να είναι μικρή σε σύγκριση με τη μέγιστη απωθητική δύναμη ανάμεσα στα δύο πυρηνικά φορτία του ορίου Coulomb. Όταν η αναλογία ανάμεσα στο όριο Coulomb και στη θερμική ενέργεια είναι μεγάλη (είναι τυπικά μεγαλύτερη από χίλια για τον Ήλιο), οι ρυθμοί θερμοπυρηνικής αντίδρασης επιβραδύνονται στις απαιτούμενες μακροσκοπικές χρονικές κλίμακες. Μια άμεση συνέπεια αυτής της επιβράδυνσης των ρυθμών αντίδρασης είναι ότι το μεγαλύτερο μέρος της παραγωγής ενέργειας του αστέρα προέρχεται από μία στενή αποδοτική ενεργειακή κλίμακα. Η αποδοτική ενέργεια είναι μεγάλη σε σύγκριση με τη θερμική ενέργεια αλλά μικρή σε σύγκριση με το ύψος του ορίου Coulomb. Συνεπώς, ο παράγοντας Maxwell-Boltzmann και ο παράγοντας διείσδυσης του ορίου Coulomb είναι μικροί στην αποδοτική ενεργειακή εμβέλεια αλλά το προϊόν τους είναι ένα μέγιστο. Η κινητική ενέργεια που είναι περισσότερο αποδοτική στην παραγωγή της αστρικής θερμοπυρηνικής σύντηξης είναι χαμηλή και οι ενεργές διατομές συνήθως δεν μπορούν να μετρηθούν στις ενέργειες του εργαστηρίου.

2.3.1 Διείσδυση φράγματος Coulomb

Θεωρούμε δύο ατομικούς πυρήνες με φορτία Z_A και Z_B και με μάζες m_A και m_B . Σε μεγάλες αποστάσεις r αυτά τα σωματίδια αλληλεπιδρούν μέσω ενός απωστικού δυναμικού Coulomb $Z_A Z_B e^2 / 4\pi\epsilon_0 r$. Σε αποστάσεις συγκρίσιμες με ένα fermi ($10^{-15}m$) θα αλληλεπιδράσουν επίσης μέσω ενός ισχυρού, ελκτικού πυρηνικού δυναμικού δίνοντας έτσι τη συνολική δυναμική ενέργεια της αλληλεπίδρασης που παρουσιάζεται σχηματικά στο Σχ. 2.1. Υπάρχει το φράγμα Coulomb που θα εμποδίσει τη στενή προσέγγιση των πυρήνων και τη σύντηξη τους.



Σχήμα 2.1: Αναπαράσταση του δυναμικού Coulomb και του πυρηνικού δυναμικού μεταξύ δύο πυρήνων με φορτία Z_A και Z_B . Η απόσταση r_C είναι η κλασσική απόσταση της πιο στενής προσέγγισης για πυρήνες με ενέργεια προσέγγισης ίση με E . Η απόσταση r_N αντιπροσωπεύει την ακτίνα δράσεως των μικρής εμβέλειας πυρηνικών δυνάμεων. E_C είναι το ύψος του φράγματος Coulomb που κρατά τους πυρήνες σε απόσταση.

Η κλασσική μηχανική μιας μετωπικής σύγκρουσης είναι απλή: η κινητική ενέργεια μετατρέπεται σταδιακά σε δυναμική ενέργεια καθώς οι πυρήνες πλησιάζουν ο ένας τον άλλον έως ότου η κινητική ενέργεια μειωθεί στο μηδέν. Στιγμιαία θα σταματήσουν και θα αναπηδήσουν προς τα πίσω. Η απόσταση της πιο στενής προσέγγισης r_C αντιστοιχεί στο σημείο όπου η δυναμική ενέργεια φθάνει την ενέργεια προσέγγισης. Όταν αυτή η ενέργεια είναι E , η r_C δίνεται από τη σχέση

$$E = \frac{Z_A Z_B e^2}{4\pi\epsilon_0 r_C} \quad (2.10)$$

Σύμφωνα με την κλασσική φυσική, η σύντηξη θα ήταν δυνατή μόνο εάν η r_C ήταν μικρότερη από την r_N , την εμβέλεια δηλαδή της πυρηνικής αλληλεπίδρασης μεταξύ των δυο πυρήνων. Με άλλα λόγια, η σύντηξη θα ήταν δυνατή μόνο εάν οι πυρήνες είχαν επαρκή κινητική ενέργεια ώστε να αναρριχηθούν πάνω από το φράγμα Coulomb που είναι το ύψος E_C , (Σχ. 2.1),

$$E_C = \frac{Z_A Z_B e^2}{4\pi\epsilon_0 r_N} \approx \frac{1.4 Z_A Z_B}{(r_N \text{ in fermis})} \text{ MeV} \quad (2.11)$$

Μπορούμε να κάνουμε μια εκτίμηση τάξης μεγέθους για την κινητική ενέργεια που απαιτείται για να φέρει δύο πρωτόνια αρκετά κοντά ώστε να δράσει η πυρηνική δύναμη μεταξύ τους. Για απλότητα, παίρνουμε την εμβέλεια της πυρηνικής αλληλεπίδρασης να είναι $r_0 \sim 1fm$. Η ενέργεια Coulomb για δύο πρωτόνια που χωρίζονται από αυτήν την απόσταση είναι

$$E_C = \left[\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right] \frac{e^2}{r_0} = \frac{\alpha \hbar c}{r_0} = 1.4 \text{ MeV} \quad (2.12)$$

όπου το α είναι η αδιάστατη σταθερά λεπτής υφής,

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137} \quad (2.13)$$

Αυτή η ενέργεια είναι ισοδύναμη με τη θερμική ενέργεια ενός σωματιδίου σε θερμοκρασία

$$T = \frac{E_C}{k} \approx 2 \times 10^{10} K \quad (2.14)$$

όπου $k = 8.62 \times 10^{-11}$ MeV/K είναι η σταθερά Boltzmann. Αυτή η θερμοκρασία είναι τρεις έως τέσσερις φορές υψηλότερη από τις συνθήκες που επικρατούν στο εσωτερικό του ήλιου όπου γνωρίζουμε ότι πραγματοποιείται η σύντηξη πρωτονίων. Παρατηρούμε λοιπόν ότι το ύψος του φράγματος είναι πολύ μεγάλο έναντι των χαρακτηριστικών θερμικών ενεργειών των ατομικών πυρήνων στα αστέρια. Έτσι όταν η θερμοκρασία είναι $10^7 K$, η θερμική ενέργεια kT είναι της τάξης του $1keV$, και όχι του $1MeV$. Εκ πρώτης όψεως, η άπωση Coulomb παρουσιάζεται ως ένα αζεπέραστο και ανυπερβλήτο εμπόδιο για την σύντηξη στα αστέρια.

Υπάρχουν δυο λόγοι για τους οποίους η πυρηνική αντίδραση μεταξύ των πρωτονίων μπορεί να αρχίσει σε πολύ χαμηλότερες θερμοκρασίες. Ο πρώτος είναι ότι το αέριο στον ηλιακό πυρήνα βρίσκεται σε θερμική ισορροπία με $T \approx 2 \times 10^7 K$, και οι ταχύτητες των πυρήνων (πρωτονίων) υπακούουν στην κατανομή Maxwell-Boltzmann. Εφόσον η τυπική κινητική ενέργεια και ταχύτητα ενός πυρήνα σε αυτές τις θερμοκρασίες είναι μη-σχετικιστική η κατανομή ενεργειών δίνεται ως

$$f(E)dE = \frac{dN}{N} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{kT}\right)^{\frac{3}{2}} \exp^{-E/kT} E^{1/2} dE \quad (2.15)$$

Η μακριά εκθετική ουρά εξασφαλίζει ότι υπάρχει ένας μικρός αριθμός σωματιδίων με κινητικές ενέργειες πολύ υψηλότερες από kT . Αυτό το ποσοστό είναι της τάξης του $\exp(-E/kT)$, ή $\exp(-1000)$ εάν $E = 1MeV$ και $kT = 1keV$. Ο δεύτερος λόγος είναι ότι, δεδομένου ότι η σύγκρουση είναι μια κβαντομηχανική διαδικασία, η πιθανότητα εμφάνισης φαινομένου σήραγγος είναι σημαντική για οποιαδήποτε εξώθερμη διαδικασία όπως η σύντηξη πρωτονίων.

Σύμφωνα με τη κβαντική μηχανική, υπάρχει μια πιθανότητα οι πυρήνες να μπορέσουν να διαπεράσουν το φράγμα Coulomb και να φθάσουν στην περιοχή όπου δρα και είναι αποτελεσματική η ισχυρή πυρηνική αλληλεπίδραση δίνοντας τους έτσι τη δυνατότητα να μπορέσουν να συντηχθούν και να σχηματίσουν έναν βαρύτερο πυρήνα. Η φυσική που διέπει τη διείσδυση φράγματος, είναι ότι η κυματοσυνάρτηση που αντιπροσωπεύει την προσέγγιση των δύο πυρήνων μπορεί να περάσει στην απαγορευμένη για τα κλασσικά σωματίδια περιοχή. Τη κυματοσυνάρτηση $\psi(r)$, μπορούμε να τη βρούμε επιλύοντας την εξίσωση Schrodinger για τους δύο πυρήνες σε δυναμικό $V(r)$,

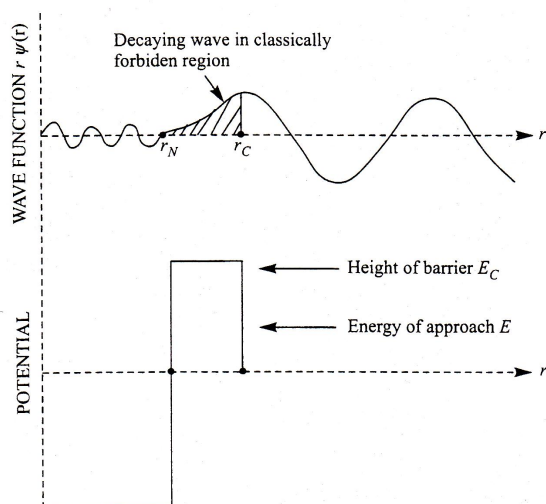
$$\left[-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m_r} + V(r)\right]\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}) \quad (2.16)$$

όπου $m_r = m_A m_B / (m_A + m_B)$ είναι η ανηγμένη μάζα. Εφόσον γνωρίζουμε τη κυματοσυνάρτηση, μπορούμε να βρούμε που είναι πιθανό να βρίσκονται οι πυρήνες, σημειώνοντας ότι η πιθανότητα να χωρίζονται με μια απόσταση μεταξύ r και $r+dr$ είναι

$$|\psi(\vec{r})|^2 4\pi r^2 dr \quad (2.17)$$

Για να καταλάβουμε τη κυματική μηχανική της διείσδυσης φράγματος, θεωρούμε το απλό παράδειγμα ενός φράγματος σταθερού ύψους E_C όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.2.

Όταν ένα σωματίδιο με ενέργεια E πλησιάζει από τα δεξιά, η προκύπτουσα κυματο-



Σχήμα 2.2: Η κυματοσυνάρτηση παριστάνει τη διείσδυση ενός φράγματος σταθερού ύψους E_C από σωματίδια των οποίων η ενέργεια προσέγγισης E είναι κάτω από το φράγμα. Η κυματοσυνάρτηση $\psi(r)$, ταλαντώνεται ημιτονοειδώς στις εξωτερικές και εσωτερικές κλασικά επιτρεπόμενες περιοχές. Φθίνει εκθετικά στην ενδιάμεσα παρεμβαλλόμενη κλασικά απαγορευμένη περιοχή. Στην αστρική θερμοπυρηνική σύντηξη το μήκος κύματος για τη σχετική κίνηση των πυρήνων στην εξωτερική κλασικά επιτρεπόμενη περιοχή είναι πάρα πολύ μεγάλο σε σύγκριση με την εμβέλεια των πυρηνικών δυνάμεων r_N .

συνάρτηση ταλαντώνεται ημιτονοειδώς στην κλασικά επιτρεπόμενη περιοχή. Καθώς διεισδύει στην κλασικά απαγορευμένη περιοχή, η κινητική ενέργεια $E - E_C$ είναι αρνητική και η προκύπτουσα κυματοσυνάρτηση ικανοποιεί την εξίσωση

$$\nabla^2 \psi(\vec{r}) = \chi^2 \psi(\vec{r}), \quad (2.18)$$

όπου το χ καθορίζεται από την

$$E = -\frac{\hbar^2 \chi^2}{2mr} + E_C. \quad (2.19)$$

Έπεται ότι η προκύπτουσα κυματοσυνάρτηση φθίνει εκθετικά καθώς το r γίνεται μικρότερο. Στην πραγματικότητα,

$$\psi(\vec{r}) = \frac{\exp(\chi r)}{r}, \quad (2.20)$$

εάν δεν υπάρχει καμία τροχιακή στροφορμή. Η πιθανότητα οι πυρήνες να διαπεράσουν το φράγμα Coulomb δίνεται κατά προσέγγιση από την σχέση,

$$\text{Πιθανότητα Διείσδυσης} \approx \frac{|\psi(r_N)|^2 4\pi r_N^2}{|\psi(r_C)|^2 4\pi r_C^2} = |\exp[-\chi(r_C - r_N)]|^2 \quad (2.21)$$

Αυτό το αποτέλεσμα μπορεί να αναπροσαρμοστεί για να δώσει την πιθανότητα διείσδυσης ενός φράγματος μεταβλητού ύψους, όπως το φράγμα Coulomb στο Σχήμα 2.1. Σε αυτήν την περίπτωση η παράμετρος χ , που ελέγχει και ρυθμίζει την εκθετική πτώση της κυματοσυνάρτησης στην κλασικά απαγορευμένη περιοχή, εξαρτάται από το r . Για πυρήνες με ανηγμένη μάζα m_r , έχουμε

$$E = -\frac{\hbar^2 [\chi(r)]^2}{2m_r} + \frac{Z_A Z_B e^2}{4\pi \epsilon_0 r} \quad (2.22)$$

και η εξίσωση που αντιστοιχεί στην Εξ.(2.21) είναι η:

$$\text{Πιθανοτητα Διείσδυσης} \approx \left| \exp\left[-\int_{r_C}^{r_N} \chi(\vec{r}) d\vec{r}\right] \right|^2 \quad (2.23)$$

Το ολοκλήρωμα αυτό μπορεί να υπολογιστεί χρησιμοποιώντας την αντικατάσταση $r = r_C \cos 2\theta$ και το αποτέλεσμα για ευκολία γράφεται με βάση την σχετική ενέργεια E των πυρήνων και μιας ενέργειας E_G που καλείται ενέργεια Gamow, και που ορίζεται ως

$$E_G = (\pi\alpha Z_A Z_B)^2 2m_r c^2 \quad (2.24)$$

Έπειτα η εξίσωση (2.23) οδηγεί στην

$$\text{Πιθανοτητα Διείσδυσης} \approx \exp\left[-\left(\frac{E_G}{E}\right)^{1/2}\right] \quad (2.25)$$

Κατά συνέπεια, το φράγμα Coulomb που κρατά τους φορτισμένους πυρήνες μακριά δεν χρειάζεται να υπερνικηθεί προκειμένου να δώσει στους πυρήνες μια πιθανότητα να συντηχθούν. Στην πράξη, τα αστέρια εξελίσσονται αργά ρυθμίζοντας τη θερμοκρασία τους έτσι ώστε η μέση θερμική ενέργεια των πυρήνων να είναι αρκετά κάτω από το φράγμα Coulomb. Η σύντηξη προχωρά με ένα ρυθμό ανάλογο προς την πιθανότητα διείσδυσης του φράγματος. Επειδή αυτή η πιθανότητα είναι πολύ μικρή, η σύντηξη προχωρά με αργό ρυθμό και τα πυρηνικά καύσιμα διαρκούν για ένα αστρονομικά μεγάλο χρόνο. Η διαπερατότητα του φράγματος περιγράφεται πλήρως από την ενέργεια Gamow της Εξ.(2.24). Για την σύντηξη δύο πρωτονίων η E_G είναι 493 keV . Εάν η θερμοκρασία είναι περίπου 10^7 K , η χαρακτηριστική θερμική ενέργεια kT είναι περίπου 1 keV , και η πιθανότητα διείσδυσης για δύο πρωτόνια με αυτήν την χαρακτηριστική ενέργεια είναι $\exp[-(EG/kT)^{1/2}] \approx \exp[-22]$. Υπάρχουν, φυσικά, παρόντα πρωτόνια με υψηλότερη κινητική ενέργεια τα οποία θα έχουν μια μεγαλύτερη πιθανότητα διείσδυσης του φράγματος Coulomb.

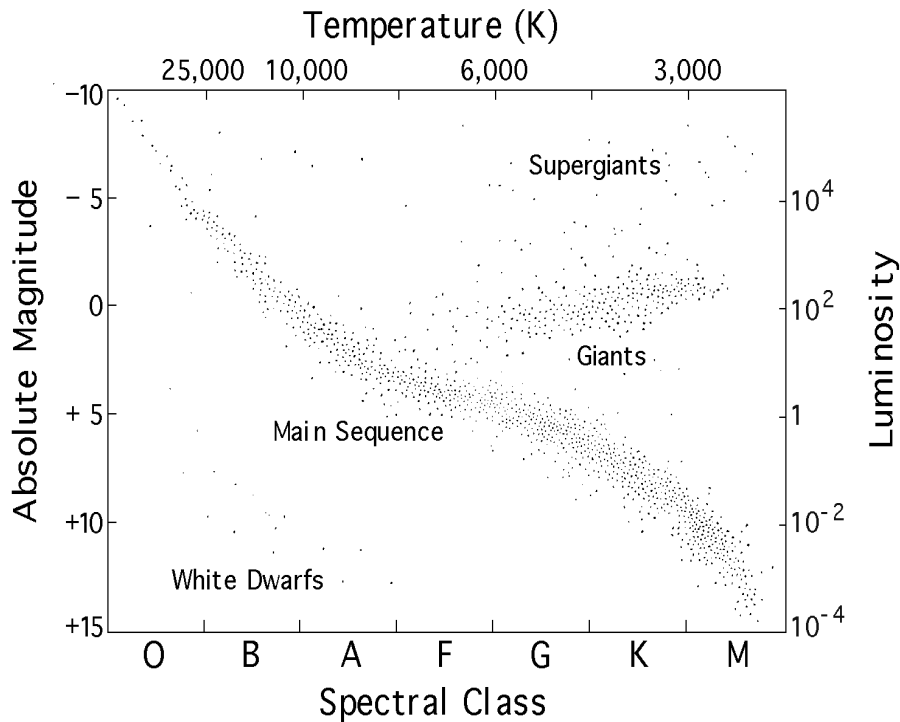
2.3.2 Η αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου

Οι παρατηρήσεις αστέρων απεκάλυψαν μια ευρεία ποικιλία αστρικών συνθηκών, με φωτεινότητες, σχετικές με την ηλιακή φωτεινότητα L_\odot , της τάξεως $L \sim 10^{-4}$ έως $10^6 L_\odot$ και επιφανειακές θερμοκρασίες $T_{eff} \sim 2000-50000 \text{ K}$. Η σχέση που υπάρχει ανάμεσα στην φωτεινότητα L και στην T_{eff} ενός αστέρα είναι αυτή για ένα μέλαν σώμα,

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4 \Rightarrow L/L_\odot = (R/R_\odot)^2 (L/L_\odot)^4, \quad (2.26)$$

η οποία υποδηλώνει ότι αστέρες παρόμοιας δομής βρίσκονται κατά μήκος μίας ζώνης που προκύπτει από τη γραφική παράσταση της φωτεινότητας (ή του απόλυτου μεγέθους) ως προς τη θερμοκρασία (ή το χρώμα) (διάγραμμα Hertzsprung-Russell) (Σχ. 2.3). Υπάρχει μία κυρίαρχη ζώνη στο διάγραμμα Hertzsprung-Russell κατά μήκος του οποίου βρίσκονται το 80% περίπου των αστέρων. Αυτή η ζώνη είναι η κύρια ακολουθία. Οι αστέρες που βρίσκονται στη ζώνη αυτή παράγουν ενέργεια μέσω της καύσης υδρογόνου, μέσω της αλυσίδας pp, και του κύκλου του άνθρακα (CNO).

Ο Ήλιος είναι ένα σημαντικό παράδειγμα στις θεωρίες της αστρικής εξέλιξης. Οι ιδιότητές του- ηλικία, μάζα, χημική σύσταση της φωτόσφαιρας, φωτεινότητα και ταχύτητα του ήχου από την ηλιοσεισμολογία- είναι γνωστές με μεγαλύτερη ακρίβεια σε σχέση με τους υπόλοιπους αστέρες. Το καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο (Standard Solar Model-SSM) καθορίζει την εξέλιξη του ηλίου τα τελευταία 4.6 δισεκατομμύρια χρόνια θερμοπυρηνικής σύντηξης στην κύρια ακολουθία, και ως εκ τούτου προβλέπει τα τρέχοντα χαρακτηριστικά του αστέρα όπως τη θερμοκρασία, τη χημική σύσταση, τη ροή νετρίνων, κλπ.



Σχήμα 2.3: Το Hertzsprung-Russel (HR) διάγραμμα.

Η μετατροπή του H σε ${}^4\text{He}$ εκφράζεται εν συντομία από την σχέση

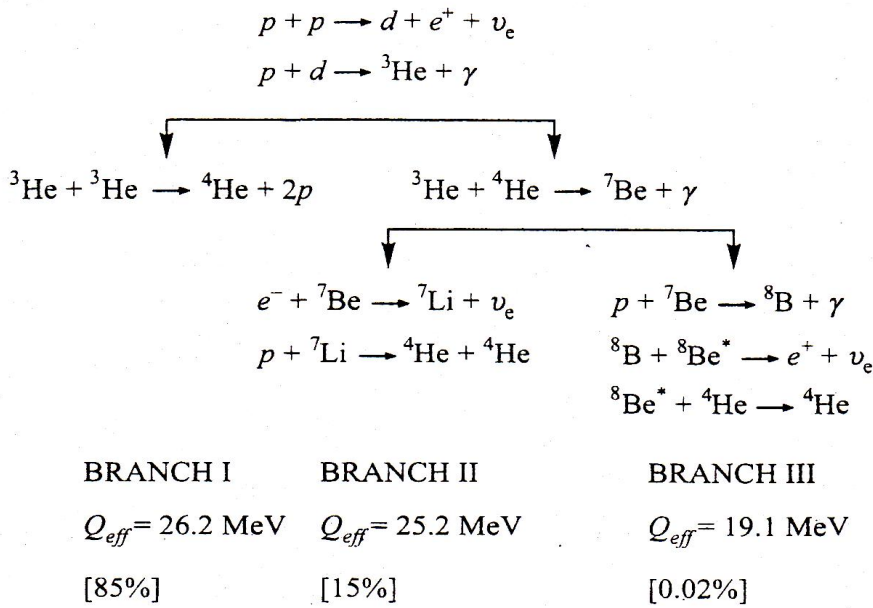


Τέσσερα πρωτόνια τήκονται για να σχηματίσουν ένα σωματίδιο α , δύο ποζιτρόνια, και δύο νευτρίνα ηλεκτρονίου. Τα ποζιτρόνια εξαυλώνονται με ελεύθερα ηλεκτρόνια παρέχοντας στον αστέρα $2mc^2$ ($= 1.02$ MeV) ενέργειας μαζί με πυρηνικές και κινητικές ενέργειες των τηκόμενων σωματιδίων. Η συνολική ενέργεια, E , που απελευθερώνεται στη σχέση 2.27 είναι $\simeq 26.731$ MeV, από την οποία, κατά μέσο όρο, μόνο μια μικρή ποσότητα (0.6 MeV για το τρέχον πρότυπο ηλιακό μοντέλο) απομακρύνεται μέσω των νευτρίνων. Είναι σύνηθες να αναφερόμαστε στην διαδικασία που περιγράφεται από τη σχέση 2.27 σαν καύση υδρογόνου και να μιλάμε για κάθε ολοκληρωμένη μετατροπή σαν έναν τερματισμό της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου ή του κύκλου του άνθρακα.

Υπάρχουν τρεις ακολουθίες αντιδράσεων που οδηγούν στο σχηματισμό πυρήνων ${}^4\text{He}$ και που διαμορφώνουν τους κύριους κλάδους της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου (p-p chain). Αυτοί οι κλάδοι, επονομαζόμενοι ως PPI, PPII, και PPIII, παρουσιάζονται στο Σχ. 2.4. Ένας πυρήνας ${}^3\text{He}$ που σχηματίζεται από την αντίδραση $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$ μπορεί να υποβληθεί σε περαιτέρω επεξεργασία με τους δύο τρόπους που παρουσιάζονται στο Σχ. 2.4. Μπορεί είτε να ολοκληρώσει τον κλάδο I της αλυσίδας με σύντηξη με ένα άλλο πυρήνα ${}^3\text{He}$, είτε να συντηχθεί με ένα πυρήνα ${}^4\text{He}$. Η τελευταία εναλλακτική λύση οδηγεί στο σχηματισμό του ${}^7\text{Be}$, και τερματίζει την αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου μέσω των κλάδων II και III, όπως φαίνεται στο Σχ. 2.4. Ο προϋπάρχων πυρήνας ${}^4\text{He}$ ενεργεί ως καταλύτης όταν η αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου ολοκληρώνεται από τον κλάδο II ή III. Καταστρέφεται όταν συντηχθεί με ένα πυρήνα ${}^3\text{He}$ όμως δύο άλλοι πυρήνες ${}^4\text{He}$ σχηματίζονται μεταγενέστερα.

Ο Πίνακας 2.1 συνοψίζει τις κύριες θερμοπυρηνικές αντιδράσεις της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου (pp) που είναι σημαντικές σε αστέρες της κύριας ακολουθίας όπως ο Ήλιος. Οι εναλλακτικές θερμοπυρηνικές αντιδράσεις (στήλη 1) είναι ασήμαντες υπό ηλιακές συνθήκες

REACTIONS OF THE PROTON-PROTON CHAIN



Σχήμα 2.4: Οι τρεις ανταγωνιστικοί κλάδοι της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου με καθαρό αποτέλεσμα $4p \rightarrow {}^4\text{He} + Q_{eff}$. Εδώ Q_{eff} είναι η ενέργεια που απελευθερώνεται από τον κάθε κλάδο. Περιλαμβάνει την ενέργεια από την εξαϋλωση των ποζιτρονίων, αλλά δεν περιλαμβάνει οποιαδήποτε ενέργεια που μεταφέρεται από τα νετρίνα. Ο προϋπάρχον πυρήνας ${}^4\text{He}$ ενεργεί ως καταλύτης στους κλάδους II και III, και η καταστροφή του οδηγεί σε δύο νέους πυρήνες ${}^4\text{He}$. Σύμφωνα με το τυποποιημένο ηλιακό μοντέλο (Standard Solar Model), Bahcall (1989), η αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου στον ήλιο ολοκληρώνεται από τον κλάδο I κατά 85%, από τον κλάδο II κατά 15% και από τον κλάδο III κατά 0.02%

(Parker, Bahcall και Fowler (1964), Bahcall και Wolf (1964), και Hardie κ.α. (1984)). Στη στήλη 2 παρουσιάζεται ο αριθμός αντίδρασης. Ο πίνακας δείχνει επίσης, για το πρότυπο ηλιακό μοντέλο, σε ποιο ποσοστό των τερματισμών της αλυσίδας pp συμβαίνει η κάθε αντίδραση (3η στήλη) και ποιες είναι οι ενέργειες των νετρίνων (4η στήλη) που εκπέμπονται.

Η πρώτη αντίδραση που παρουσιάζεται στον Πίνακα 2.1 είναι η βάση για ολόκληρη την αλυσίδα pp. Ποιοτικώς, η αντίδραση pp (αριθμός 1a) μοιάζει με την διάσπαση βήτα του νετρονίου. Σε αυτή την περίπτωση, ένα πρωτόνιο αποσυντίθεται στην εγγύτητα ενός άλλου πρωτονίου για να σχηματίσει ένα δεσμευμένο δευτέριο (${}^2\text{H}$). Ο ρυθμός γι' αυτή την κύρια αντίδραση είναι πολύ αργός για να μετρηθεί στο εργαστήριο σε σχετικές ενέργειες εφόσον ο μετασχηματισμός προχωράει μέσω της ασθενής αλληλεπίδρασης. Ωστόσο, ο ρυθμός μπορεί να υπολογιστεί με ακρίβεια χρησιμοποιώντας την θεωρία των ασθενών αλληλεπιδράσεων χαμηλής ενέργειας και τις μετρήσιμες ιδιότητες της σκέδασης πρωτονίου-πρωτονίου και του δευτέρου. Πάνω από 99% των ολοκληρώσεων (termination) της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου, στο καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο, εκπέμπεται ένα νεutrino του ηλεκτρονίου με μέγιστη ενέργεια 0.420 MeV.

Η ανίχνευση των νετρίνων από την αντίδραση pp είναι ένας από τους κύριους στόχους της αστροφυσικής του ηλιακού νετρίνου. Τα ραδιοχημικά πειράματα ${}^{71}\text{Ga}$ είναι ευαίσθητα στα νετρίνα pp, μαζί με άλλες πηγές νετρίνων που επίσης συνεισφέρουν στην συνολική αντίδραση του ανιχνευτή.

Η επόμενη αντίδραση (στον Πίνακα 2.1) είναι γνωστή σαν pep. Η αντίδραση pep είναι σημαντική εφόσον ο λόγος των νετρίνων pep προς τα νετρίνα pp είναι πρακτικά ανεξάρτητος από τα ηλιακά μοντέλα. Συνεπώς, τα νετρίνα pep περιέχουν βασικά τις ίδιες πληροφορίες σχετικά με το ρυθμό των βασικών αντιδράσεων σύντηξης όπως και τα χαμηλότερης ενέργειας

νετρίνα pp. Ο ρυθμός παραγωγής της αντίδρασης pep μπορεί να υπολογιστεί με ακρίβεια χρησιμοποιώντας την θεωρία της ασθενούς αλληλεπίδρασης σε σχέση με τον ρυθμό της αντίδρασης pp. Η αντίδραση αυτή είναι αρκετά σπάνια (περίπου 0.4% των ολοκληρώσεων –*terminations*– στο πρότυπο ηλιακό μοντέλο) που το αναμενόμενο σήμα είναι συγκρίσιμο με το υπόβαθρο για το πείραμα με ^{37}Cl .

Το σύνολο των συνεισφορών pp και pep στην στήλη 3 του Πίνακα 2.1 υπερβαίνει το 100% των ολοκληρώσεων. Τουλάχιστον ένα νεutrino pp παράγεται σχεδόν σε όλους τους τερματισμούς. Πιο συχνά, δημιουργούνται δύο νετρίνα pp. Σε περίπου 0.4% των ολοκληρώσεων, παράγεται ένα νεutrino pep και ένα νεutrino pp. Περίπου είκοσι τερματισμοί στο ένα εκατομμύριο παράγουν δύο νετρίνα pep και κανένα νεutrino pp.

Η αντίδραση $^2\text{H} + p$ (αντίδραση 2 στον Πίνακα 2.1) είναι τόσο γρήγορη που ο ρυθμός της είναι ασήμαντος. Συμβαίνει πάντα, αλλά χωρίς κανένα παρατηρούμενο αποτέλεσμα.

Ιστορικά, ο ρυθμός της αντίδρασης $^3\text{He} + ^3\text{He}$ (αντίδραση 3 του Πίνακα 2.1) αποτέλεσε την κύρια αβεβαιότητα στην αρχική πρόβλεψη των ροών των ηλιακών νετρίνων. Ευτυχώς, η αντίδραση έχει μέχρι τώρα μελετηθεί πολύ καλά και ο ρυθμός της σε θερμικές ενέργειες είναι γνωστός με μεγάλη ακρίβεια. Αυτή η αντίδραση ολοκληρώνει την αλυσίδα pp κατά $\sim 85\%$ των ολοκληρώσεων στο καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο, με καμία επιπλέον εκπομπή νετρίνου.

Η αντίδραση $^3\text{He} + ^4\text{He}$ (αντίδραση 4 του Πίνακα 2.1) οδηγεί σε δύο σημαντικές αντιδράσεις που παράγουν νετρίνα βεριλίου-7 (^7Be). Η ενεργός διατομή για την αντίδραση αυτή μετρήθηκε για πρώτη φορά από τους Holmgren και Johnston (1958, 1959) και βρέθηκε ότι είναι πολύ μεγαλύτερη απ' ό,τι αναμενόταν. Ο Fowler (1958) ανέδειξε την σημαντικότητα του αποτελέσματος των Holmgren και Johnston για την αστρονομία του ηλιακού νετρίνου. Η αντίδραση μελετήθηκε εκτεταμένα τα τελευταία χρόνια και ο ρυθμός της αντίδρασης έχει τώρα οριστεί καλά.

Στον Ήλιο, τα νετρίνα ^7Be σχεδόν πάντα καταστρέφονται από την σύλληψη ηλεκτρονίου (αντίδραση 5 του Πίνακα 2.1), συνήθως από ελεύθερα ηλεκτρόνια στο ηλιακό πλάσμα. Ο ρυθμός γι' αυτή την διαδικασία μπορεί να υπολογιστεί με ακρίβεια χρησιμοποιώντας την θεωρία της ασθενούς αλληλεπίδρασης.

Η αντίδραση $^7\text{Be} + p$ (αντίδραση 7 του Πίνακα 2.1) συμβαίνει σπάνια στο πρότυπο ηλιακό μοντέλο, περίπου μία φορά για κάθε 5.000 τερματισμούς της αλυσίδας pp. (Η αντίδραση σύλληψης ηλεκτρονίου από το ^7Be είναι περίπου χίλιες φορές πιο πιθανή). Παρ' όλα αυτά, η αντίδραση $^7\text{Be} + p$ είναι πολύ σημαντική γιατί οδηγεί σε νετρίνα ^8B με υψηλές ενέργειες των 14 MeV οι οποίες ανιχνεύονται πιο εύκολα απ' ό,τι τα πιο άφθονα αλλά χαμηλότερης ενέργειας νετρίνα pp, pep και ^7Be . Υπάρχουν ακόμη σημαντικές αβεβαιότητες στην ενεργό διατομή χαμηλής ενέργειας γι' αυτή την αντίδραση.

Η τελευταία αντίδραση στον Πίνακα 2.1 είναι η αντίδραση hep, που παράγει τα υψηλότερης ενέργειας ηλιακά νετρίνα. Τα νετρίνα απ' αυτή την αντίδραση είναι εξαιρετικά σπάνια, αλλά μπορεί να είναι μετρήσιμα σε κάποια από τα ηλεκτρονικά (electronic) πειράματα π.χ. με τους ανιχνευτές D_2O και υγρό αργόν.

2.3.3 Ο κύκλος του Άνθρακα-Αζώτου-Οξυγόνου (CNO)

Ο Πίνακας 2.2 και το Σχ. 2.5 δείχνουν τις κύριες αντιδράσεις στον κύκλο του άνθρακα-αζώτου-οξυγόνου (CNO-cycle). Σε αυτή την ομάδα αντιδράσεων, που αρχικά συζητήθηκε από τον Bethe (1939), η συνολική μετατροπή των τεσσάρων πρωτονίων για τον σχηματισμό ενός σωματιδίου α, δύο ποζιτρονίων και δύο νετρίνων, επιτυγχάνεται με την βοήθεια του ^{12}C , του πιο άφθονου βαρέου ισότοπου σε κανονικές αστρικές συνθήκες. Η απελευθέρωση της συνολικής ενέργειας είναι η ίδια όπως για την αλυσίδα pp (26.7 MeV).

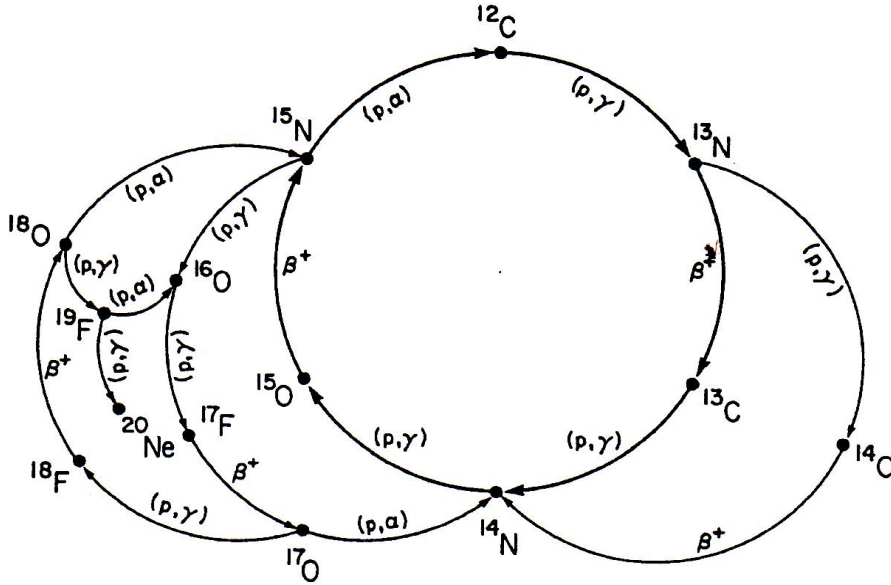
Ο Πίνακας 2.3 συνοψίζει τους παραμέτρους για αστέρες της κύριας ακολουθίας για τον κύκλο CNO, συμπεριλαμβάνοντας τους αστροφυσικούς παράγοντες S, τις τιμές της ενέργειας Q, και τις μέσες ενέργειες απώλειας νετρίνων ($\langle q \rangle$), τιμές που υπολογίστηκαν από τον μέσο όρο

Reaction	Number of reaction	Termination(%)	ν energy (MeV)
$p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$	1a	100	≤ 0.420
ή $p + e^- + p \rightarrow {}^2\text{H} + \nu_e$	1b (pep)	0.4	1.442
${}^2\text{H} + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	2	100	
${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow \alpha + 2p$	3	85	
ή ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$	4	15	
${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$	5	15	(90%)0.861 (10%)0.383
${}^7\text{Li} + p \rightarrow 2\alpha$	6	15	
ή ${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$	7	0.02	
${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$	8	0.02	< 15
${}^8\text{Be}^* \rightarrow 2\alpha$	9	0.02	
ή ${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$	10 (hep)	0.00002	≤ 18.77

Πίνακας 2.1: Οι αντιδράσεις που λαμβάνουν χώρα στην αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου στον Ήλιο, το ποσοστό τερματισμού της κάθε αντίδρασης και η ενέργεια των παραγόμενων νετρίνων.

Reaction	ν energy (MeV)
${}^{12}\text{C} + p \rightarrow {}^{13}\text{N} + \gamma$	
${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e$	≤ 1.199
${}^{12}\text{C} + p \rightarrow {}^{14}\text{N} + \gamma$	
${}^{14}\text{N} + p \rightarrow {}^{15}\text{O} + \gamma$	
${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$	≤ 1.732
${}^{15}\text{N} + p \rightarrow {}^{12}\text{C} + \alpha$	

Πίνακας 2.2: Οι αντιδράσεις οι οποίες λαμβάνουν χώρα στον κύκλο του άνθρακα (CNO-cycle) και οι ενέργειες των παραγόμενων νετρίνων.



Σχήμα 2.5: Καύση υδρογόνου μέσω του κύκλου Άνθρακα-Αζώτου-Οξυγόνου (CNO). Το καθαρό αποτέλεσμα αυτής ακολουθίας αντιδράσεων είναι $4p \rightarrow {}^4\text{He} + Q_{eff}$. Η ενέργεια που απελευθερώνεται Q_{eff} είναι ίση με 23.8MeV . Αυτή περιλαμβάνει την ενέργεια από την εξαύλωση των ποζιτρονίων, αλλά δεν περιλαμβάνει την ενέργεια που μεταφέρεται από τα νετρίνα. Οι ρυθμοί για αυτές τις αντιδράσεις ρυθμίζονται από τα σχετικά φράγματα Coulomb και τους πυρηνικούς παράγοντες S.

των φασμάτων των νετρίνων-mean neutrino losses computed by averaging over the neutrino spectra). Ο Πίνακας 2.3 δίνει επίσης την ενεργό διατομή για την αντίδραση ${}^{16}\text{O}(p, g){}^{17}\text{F}$ καθώς τα νετρίνα που παράγονται από την διάσπαση-β παρέχουν έναν τρόπο μέτρησης της αρχικής αφθονίας οξυγόνου του ηλιακού εσωτερικού (Bahcall κ.α. (1982», μια ποσότητα μεγάλου ενδιαφέροντος για την Πυρηνική Αστροφυσική και την Κοσμολογία. Η μέτρηση της μικρής ροής των νετρίνων ${}^{17}\text{F}$ δεν φαίνεται να είναι εφικτή. Η αντίδραση ${}^{14}\text{N}(p, g){}^{15}\text{O}$ είναι η πιο αργή διαδικασία στην αλυσίδα. Κάτω από θερμοκρασίες 10^7K , μόνο οι τρεις πρώτες αντιδράσεις στον Πίνακα 2.3 συμβαίνουν αρκετά γρήγορα για να πραγματοποιηθούν σε έναν ηλιακό χρόνο ζωής.

Reaction	$Q(\text{MeV})$	$\langle q \rangle (\text{MeV})$	$S(0) (\text{MeV barns})$	$S'(0) (\text{barns})$	$S''(0)(\text{barns/MeV})$
${}^{12}\text{C}(p, \gamma){}^{13}\text{N}$	1.943		$1.45(1 \pm 0.15)E - 03$	$2.45E - 03$	$6.80E - 02$
${}^{13}\text{N}(e^+, \nu_e){}^{13}\text{C}$	2.221	0.7067			
${}^{13}\text{C}(p, \gamma){}^{14}\text{N}$	7.551		$5.50(1 \pm 0.15)E - 03$	$1.34E - 02$	$9.87E - 02$
${}^{14}\text{N}(p, \gamma){}^{15}\text{O}$	7.297		$3.32(1 \pm 0.12)E - 03$	$-5.91E - 03$	$9.06E - 03$
${}^{15}\text{O}(e^+, \nu_e){}^{15}\text{N}$	2.754	0.9965			
${}^{15}\text{N}(p, \gamma){}^{16}\text{O}$	12.128		$6.4(1 \pm 0.09)E - 02$	$3E - 02$	4.0
${}^{15}\text{N}(p, \alpha){}^{12}\text{C}$	4.966		$78.0(1 \pm 0.17)$	351	$1.11E + 04$
${}^{16}\text{O}(p, \gamma){}^{17}\text{F}$	0.600		$9.4(1 \pm 0.16)E - 03$	$-2.3E - 02$	$6.0E - 02$
${}^{17}\text{F}(e^+, \nu_e){}^{17}\text{O}$	2.762	0.9994			

Πίνακας 2.3: Παράμετροι των αντιδράσεων του CNO-cycle. Η ενέργεια που εκλύεται σε κάθε αντίδραση, η μέση τιμή της και οι αστροφυσικοί παράγοντες ενεργούς διατομής, μηδενικής, πρώτης και δεύτερης τάξης.

2.4 Η εξέλιξη του Ηλίου

Η εξέλιξη του Ηλίου εξαρτάται από την αλληλεπίδραση ανάμεσα στις βαρυτικές, ηλεκτρομαγνητικές (ή ατομικές) και στις ισχυρές πυρηνικές δυνάμεις. Αυτές οι τρεις δυνάμεις καθορίζουν τις χαρακτηριστικές χρονικές κλίμακες στη ζωή ενός αστέρα. Εδώ τα M_\odot , R_\odot και L_\odot είναι, αντιστοίχως, η ηλιακή μάζα, ακτίνα και φωτεινότητα του Ηλίου.

Η βαρυτική χρονική κλίμακα είναι ο λόγος της βαρυτικής ενέργειας προς την συνολική φωτεινότητα.

$$t_{gravity} \approx GM_\odot^2/R_\odot L_\odot \approx 10^7 yr. \quad (2.28)$$

Η βαρυτική χρονική κλίμακα είναι επίσης, κατά προσέγγιση, ίση με τη θερμική χρονική κλίμακα (ή την χρονική κλίμακα Kelvin-Helmholtz), $E_{thermal}/L_\odot$, ο ρυθμός με τον οποίο η αποθηκευμένη θερμική ενέργεια ακτινοβολείται. Η ισοδυναμία αυτών των δύο υπολογισμών για την βαρυτική χρονική κλίμακα προέρχεται από το θεώρημα virial που συσχετίζει την κινητική και τη δυναμική ενέργεια.

Η ατομική χρονική κλίμακα είναι ο χρόνος που χρειάζεται ένα φωτόνιο για μια τυχαία πορεία έξω από το ηλιακό εσωτερικό. Ο συνολικός αριθμός των βημάτων που εκτελεί το φωτόνιο είναι το τετράγωνο της απόστασης που έχει διανυθεί, R_\odot , προς το μέσο μήκος κύματος του φωτονίου, λ . Ο χρόνος για ένα βήμα είναι της τάξης (λ/c). Συνεπώς,

$$t_{atomic} \sim (R_\odot/\lambda)^2 \frac{\lambda}{c} \approx 10^4 yr. \quad (2.29)$$

Μερικοί συγγραφείς λαθεμένα υπέθεσαν ότι $t_{atomic} \approx t_{gravity}$. Οι δύο χαρακτηριστικοί χρόνοι θα ήταν ίσοι αν το μεγαλύτερο μέρος της θερμικής ενέργειας ήταν με την μορφή φωτονίων. Ωστόσο, στο ηλιακό εσωτερικό το μεγαλύτερο μέρος της θερμικής ενέργειας είναι υπό τη μορφή ηλεκτρονίων και ιόντων, ενώ μόνο περίπου δέκα τοις εκατό της ενέργειας ανήκει στα φωτόνια.

Η πυρηνική χρονική κλίμακα είναι

$$t_{nuclear} \approx \epsilon \times 0.1 \times M_\odot c^2 / L_\odot \sim 10^{10} yr. \quad (2.30)$$

Το 0.1 στην Εξ.2.30 παριστά το κατά προσέγγιση ποσοστό μιας αστρικής μάζας που εξαντλείται πριν ο Ήλιος αφήσει την κύρια ακολουθία και γίνει ερυθρός γίγαντας οπότε και εξελίσσεται πολύ γρήγορα. Η ποσότητα ϵ παριστά το ποσοστό (0.7%) της υπόλοιπης μάζας που μετατρέπεται σε θερμική ενέργεια στην μετατροπή των φωτονίων σε σωματίδια α . Η πυρηνική χρονική κλίμακα είναι η χαρακτηριστική περίοδος στη διάρκεια της οποίας ένας αστέρας εξελίσσεται ενώ βρίσκεται στην κύρια ακολουθία.

2.5 Το καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο (SSM)

Το εσωτερικό του Ηλίου δεν είναι προσιτό στην παρατήρηση καθώς η ακτινοβολία που παράγεται στον ηλιακό πυρήνα δε φτάνει στην επιφάνεια εξαιτίας της απορρόφησης της από τα εξωτερικά ηλιακά στρώματα. Όλη σχεδόν η ακτινοβολία που λαμβάνουμε από τον Ήλιο προέρχεται από την φωτόσφαιρα. Για το εσωτερικό του Ηλίου έχουμε δύο σημαντικές πηγές παρατήρησης, τα νετρίνα και τις ηλιακές ταλαντώσεις ή αναπάλσεις. Αυτές οι παρατηρήσεις είναι δυνατό να «συναρμολογήσουν» μια εικόνα ή ένα καθιερωμένο μοντέλο του εσωτερικού του Ηλίου, το οποίο βασίζεται τόσο σε παρατηρήσιμες ποσότητες όσο και σε νόμους της φυσικής. Το καθιερωμένο θεωρητικό μοντέλο είναι μια μαθηματική περιγραφή του τρόπου που η πίεση, η θερμοκρασία, η πυκνότητα του υλικού αλλάζουν και ελαττώνονται με την απόσταση από το εσωτερικό του ηλίου ως την επιφάνεια.

Τα κύρια παρατηρήσιμα στοιχεία που χρησιμοποιεί το καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο (SSM) είναι η ηλιακή μάζα (2×10^{33} gr), η ακτίνα (696.000 km), η φωτεινότητα (3.9×10^{26} W) και

η ηλικία (4.6×10^9 χρόνια) του Ήλιου. Από τα τρία αυτά χαρακτηριστικά η ηλικία του Ήλιου είναι το λιγότερο γνωστό μέγεθος και συνάγεται από τις χρονολογήσεις του μεγαλύτερου σε ηλικία μετεωρίτη που έχει βρεθεί στη Γη, από τα πετρώματα της Σελήνης και της Γης, και από την υπόθεση ότι ο Ήλιος είναι κατά προσέγγιση της ίδιας ηλικίας με αυτά. Οι φυσικές αρχές ή υποθέσεις στις οποίες το καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο (SSM) στηρίζεται είναι οι ακόλουθες. Γίνεται χρήση του γεγονότος ότι ο Ήλιος είναι σφαίρα. Υποθέτει ότι η ενέργεια παράγεται σε μια περιοχή υψηλής θερμοκρασίας, στον ηλιακό πυρήνα, από θερμοπυρηνικές αντιδράσεις που περιλαμβάνουν τη τήξη τεσσάρων πρωτονίων για να παραχθεί ήλιο και άλλα υποπροϊόντα. Υποθέτει ότι ο Ήλιος ξεκίνησε τη ζωή του από τη βαρυτική συστολή ενός αερίου νέφους το οποίο αποτελούταν κυρίως από υδρογόνο και ήλιο και 2 – 3% από τα υπόλοιπα χημικά στοιχεία. Η αρχική αυτή χημική σύνθεση του Ήλιου άλλαξε στο χρόνο μετά τη σταθερή αύξηση του ήλιου μέσω των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων στον ηλιακό πυρήνα. Η ενέργεια που παράγεται στον πυρήνα μεταφέρεται δια μέσου της ακτινοβολίας και δια της μεταφοράς. Θα εξετάσουμε σύντομα αυτές τις υποθέσεις.

Το γεγονός ότι ο Ήλιος είναι μια σφαίρα αερίων σημαίνει ότι το βάρος του υπερκείμενου υλικού εξισορροπείται από τη πίεση. Το μεγαλύτερο μέρος της πίεσης οφείλεται στην πίεση του αερίου $P_{υλησ}$. Ωστόσο, υπάρχει ένα μικρό ποσοστό πίεσης, που πρέπει να ληφθεί υπόψη, εξαιτίας της ακτινοβολίας $P_{ακτ}$. Η υπόθεση είναι ισοδύναμη με την υδροστατική ισορροπία. Η πίεση του αερίου δίνεται από τον νόμο των ιδανικών αερίων και είναι ανάλογη της θερμοκρασίας, που πολλαπλασιάζεται με την πυκνότητα (ρ T).

Η δεύτερη υπόθεση είναι ότι η παραγωγή ενέργειας στον ηλιακό πυρήνα προέρχεται από την τήξη τεσσάρων ατόμων υδρογόνου (H) για την παραγωγή ηλίου (${}^4\text{He}$). Η κυρίαρχη διαδικασία αποτελείται από μια αλυσίδα αντιδράσεων, γνωστές ως αντιδράσεις πρωτονίου-πρωτονίου (pp).



Στην αρχή η αντίδραση περιλαμβάνει τη τήξη δυο πρωτονίων για το σχηματισμό ενός δευτερίου (${}^2\text{D}$), το οποίο αποτελείται από ένα πρωτόνιο και ένα νετρόνιο. Τα δύο συγκρουόμενα πρωτόνια πλησιάζουν σε μια πάρα πολύ μικρή απόσταση (10^{-15} m) για να υπερνικήσουν την ισχυρή ηλεκτροστατική δύναμη και ταυτόχρονα ένα από τα πρωτόνια μετατρέπεται σε νεutrino (ν) και ποζιτρόνιο (e^+) (θετικά φορτισμένο ηλεκτρόνιο). Έτσι δημιουργείται το ${}^2\text{D}$. Αυτή η ιδιαίτερα δύσκολη διαδικασία οδηγεί σε ένα εξαιρετικά χαμηλό ποσοστό αντίδρασης- μόνο μια αντίδραση για κάθε σωματίδιο σε περίπου 14 χιλιάδες εκατομμύρια χρόνια. Ωστόσο, υπάρχει ένα τεράστιο απόθεμα από διαθέσιμα πρωτόνια (H), έτσι ώστε στην πραγματικότητα να συμβαίνουν χιλιάδες τέτοιες αντιδράσεις ανά δευτερόλεπτο. Το δεύτερο βήμα στην αντίδραση πρωτονίου-πρωτονίου (pp) είναι η τήξη ενός δευτερίου με άλλο ένα πρωτόνιο για να σχηματίσουν τον πυρήνα ενός ισότοπου του ηλίου το ${}^3\text{He}$, αποτελούμενο από δυο πρωτόνια και ένα νετρόνιο. Το τελικό βήμα είναι η τήξη δύο τέτοιων ισότοπων ηλίου για να σχηματίσουν τον πυρήνα του ηλίου (${}^4\text{He}$) που ονομάζεται επίσης και σωματίο α και έχει δύο πρωτόνια και δύο νετρόνια. Παράγονται, επίσης άλλα σωματίδια με πολύ μικρή ή μηδενική μάζα, όπως το ποζιτρόνιο, νεutrino και ακτινοβολία- γ .

Για κάθε συμβάν της τρίτης αντίδρασης, οι δύο πρώτες πρέπει να συμβούν δύο φορές. Λαμβάνοντας αυτό υπόψη, μπορούμε να προσθέσουμε (για συντομία) τον αριθμό των σωματιδίων στο αριστερό μέρος των αντιδράσεων 2.31-2.33 και στο δεξί αντίστοιχα, αφαιρώντας αυτά που υπάρχουν και στις δυο πλευρές, και το τελικό αποτέλεσμα εν συντομία είναι



δηλαδή τέσσερα πρωτόνια συγχωνεύονται για να σχηματίσουν ένα πυρήνα ηλίου.

Οι αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης παράγουν την ηλιακή ενέργεια. Το standard solar model προβλέπει ότι πάνω από το 98% αυτής της ενέργειας παράγεται από την αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου, δηλαδή την μετατροπή τεσσάρων πρωτονίων σε ${}^4\text{He}$, ενώ με καύση πρωτονίου μέσω του κύκλου CNO το εναπομένειν 2%. Ο Ήλιος είναι ένας μεγάλος αλλά αργός αντιδραστήρας, η θερμοκρασία στον πυρήνα, $T_c \sim 1.5 \times 10^7 \text{ K}$, επιδρά σε τυπικές ενέργειες του κέντρου της μάζας για τα αντιδρώντα σωματίδια των $\sim 10 \text{ keV}$, πολύ μικρότερο από το φράγμα Coulomb απαγορεύοντας τις πυρηνικές αντιδράσεις φορτισμένου σωματιδίου. Συνεπώς οι ενεργές διατομές αντίδρασης είναι μικρές. Στις περισσότερες περιπτώσεις, οι εργαστηριακές μετρήσεις είναι πιθανές σε υψηλότερες ενέργειες, έτσι ώστε τα δεδομένα της ενεργούς διατομής πρέπει να επεκταθούν (extrapolated) στις ηλιακές ενέργειες που μας ενδιαφέρουν.

Η ολοκλήρωση της αλυσίδας των αντιδράσεων πρωτονίου-πρωτονίου (pp) καταλήγει στην απελευθέρωση ενέργειας, ακτινοβολία-γ. Αυτό είναι συνέπεια της ισοδυναμίας της μάζας (m) και της ενέργειας (E) που δίνεται από τη σχέση $E = mc^2$, όπου c είναι η ταχύτητα του φωτός. Οι μάζες των σωματιδίων μπορούν να εκφραστούν σε ατομικές μονάδες, όπου η μάζα του ατόμου του οξυγόνου είναι 16. Σε αυτήν την κλίμακα η μάζα του ατόμου του υδρογόνου είναι 1.00813, έτσι τέσσερα τέτοια άτομα έχουν μάζα 4.00386, αφήνοντας μια διαφορά των 0.02866 μονάδων. Μια ατομική μονάδα μάζας στο σύστημα S.I. είναι $1.66 \times 10^{-27} \text{ kg}$, έτσι αυτή η διαφορά μάζας είναι $4.8 \times 10^{-27} \text{ kg}$. Πολλαπλασιάζοντας την με το τετράγωνο της ταχύτητας δίνει την ενέργεια που ελευθερώνεται ως αποτέλεσμα της διαφοράς μάζας, $4.3 \times 10^{-12} \text{ J}$.

Η τρίτη υπόθεση του καθιερωμένου ηλιακού μοντέλου είναι ότι ο ήλιος δημιουργείται από ένα αρχικό νέφος αερίων, αποτελούμενο κυρίως από υδρογόνο και ήλιο και ένα μικρό ποσοστό βαρύτερων στοιχείων. Αυτή η χημική σύνθεση αλλάζει με το χρόνο καθώς στο εσωτερικό του Ηλίου συμβαίνουν οι θερμοπυρηνικές αντιδράσεις. Η ηλικία του ηλίου, 4.6×10^9 χρόνια, είναι πολύ μικρότερη από την υπολογιζόμενη ηλικία του σύμπαντος, $\sim 14 \times 10^9$ έτη. Στα πρώτα λεπτά της διαστολής του Σύμπαντος, το αέριο του υδρογόνου ήταν πολύ ζεστό, $T \sim 10^{12} \text{ K}$, και έτσι συνέβησαν πυρηνικές αντιδράσεις, μετατρέποντας ένα μέρος του υδρογόνου σε ήλιο. Τότε δημιουργήθηκε το 75% H και το 20% He^4 που υπάρχει σήμερα στη φύση. Σε μεταγενέστερα στάδια, όταν είχαν δημιουργηθεί οι γαλαξίες και οι αστέρες, $\sim 4\%$ ήλιο και όλα τα βαρύτερα στοιχεία της φύσεως συντέθηκαν στα κέντρα των αστέρων. Μερικοί από αυτούς τους αστέρες τελειώνουν τις ζωές τους με έκρηξη σουπερνόβα και με αυτό τον τρόπο επιστρέφουν το επεξεργασμένο αέριο τους στο διάστημα. Αυτό είναι το αέριο από το οποίο δημιουργήθηκε ένας νεώτερος αστέρας, όπως ο Ήλιος. Μια σημαντική αβεβαιότητα στο καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο είναι το ποσοστό του ηλίου που υπήρχε στο αέριο νέφος από το οποίο δημιουργήθηκε ο ήλιος.

Το μοντέλο παράγει τη σημερινή ηλιακή ακτίνα, μάζα και φωτεινότητα. Μια σημαντική υπόθεση του προτύπου ηλιακού μοντέλου είναι ότι ο Ήλιος έχει υψηλή αγωγιμότητα, και ως εκ τούτου ομογενής ως προς τη χημική σύσταση, όταν για πρώτη φορά εισήρθε στην κύρια ακολουθία. Επιπλέον υποθέτει ότι η αφθονία σε μέταλλα (πυρήνες με $A > 5$) στη φωτόσφαιρα είναι αδιατάρακτη από την επακόλουθη εσωτερική εξέλιξη, και συνεπώς παρέχει μια καταγραφή της αρχικής ηλιακής αφθονίας σε μέταλλα. Η παράμετρος ${}^4\text{He}/\text{H}$, προσαρμόζεται μέχρις ότου το μοντέλο να αναπαράγει την σημερινή ηλιακή φωτεινότητα έπειτα από 4.6 δισεκατομμύρια χρόνια εξέλιξης. Το απορρέων κλάσμα μάζας ${}^4\text{He}/\text{H}$ είναι ίσο με $0,27 \pm 0.01$ το οποίο μπορεί να συγκριθεί με την αντίστοιχη τιμή στην Μεγάλη Έκρηξη (Big-Bang) που είναι 0.23 ± 0.01 . Ο Ήλιος είναι τρίτης γενιάς αστέρας και σχηματίστηκε από υλικό προηγούμενων διαδικασιών, όπως από υπολείμματα έκρηξης SN.

Η τέταρτη υπόθεση αφορά τη μεταφορά της ενέργειας μέσα στον Ήλιο. Τρεις βασικοί τρόποι μεταφοράς ενέργειας υπάρχουν, αγωγιμότητα, μεταφορά και ακτινοβολία. Η αγωγιμότητα θεωρείται ότι έχει πολύ μικρή συνεισφορά στο εσωτερικό του Ηλίου. Στα εσωτερικά στρώματα του Ηλίου, όπου η θερμοκρασία είναι πολύ μεγάλη η ακτινοβολία (φωτόνια) είναι η κυρίαρχη διαδικασία. Έτσι, η ενέργεια διασκορπίζεται έξω από τον πυρήνα με φωτόνια.

Αυτά κινούμενα προς τα έξω συνεχώς διαχέονται καθώς συναντούν ελεύθερα ηλεκτρόνια, πρωτόνια και «γυμνούς» ατομικούς πυρήνες. Κάθε τόσο, ένα πρωτόνιο ή ένας ατομικός πυρήνας αποκτά ένα ή περισσότερα τροχιακά ηλεκτρόνια, αλλά κοντά στο κέντρο του Ήλιου, είναι τόσο υψηλή η θερμοκρασία που το αέριο είναι σε ιονισμένη μορφή. Στις εξωτερές στιβάδες, η θερμοκρασία έχει ελαττωθεί και δημιουργούνται ρεύματα μεταφοράς.

Το μοντέλο παρουσιάζει έναν εξελιγμένο Ήλιο. Καθώς η χημική σύσταση του πυρήνα αλλάζει, η αδιαφάνεια και η θερμοκρασία του πυρήνα αυξάνονται, προκαλώντας αύξηση της φωτεινότητας κατά 44% καθώς ο Ήλιος διανύει την κύρια ακολουθία. Η αύξηση της θερμοκρασίας ρυθμίζει τον ανταγωνισμό ανάμεσα στους τρεις κύκλους της αλυσίδας pp: ο κύκλος ppI κυριαρχεί κάτω από περίπου 1.6×10^7 K. Ο κύκλος ppII μεταξύ των τιμών $(1.7 - 2.3) \times 10^7$ K και ο ppIII πάνω από 2.4×10^7 K. Η θερμοκρασία του κεντρικού πυρήνα σήμερα είναι περίπου 1.55×10^7 K. Αυτός ο συναγωνισμός ανάμεσα στους κύκλους καθορίζει τη ροή νετρίνων. Μια συνέπεια της θερμικής εξέλιξης του Ήλιου είναι η σχετικά πρόσφατη παρουσία μια σημαντικής ροής νετρίνων 8B , τα νετρίνα που κυριαρχούσαν στο πείραμα του Davis. Το καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο προβλέπει μια εκθετική αύξηση σε αυτή την ροή με μια περίοδο περίπου των 0.9 δισεκατομμυρίων χρόνων.

Το πρότυπο ηλιακό μοντέλο είχε αξιοσημείωτες επιτυχίες. Η ταχύτητα του ήχου $v(r)$ καθορίστηκε από την ηλιοσεισμολογία με μεγάλη ακρίβεια για το 90% του Ήλιου, και συμφωνεί πλήρως με το πρότυπο μοντέλο. Η ηλιοσεισμολογία επιβεβαιώνει σημαντικές προβλέψεις του καθιερωμένου ηλιακού, όπως είναι το βάθος της ζώνης μεταφοράς, την αφθονία του ηλίου στη φωτόσφαιρα, τη περιστροφή στο εσωτερικό κτλ. για τα οποία θα κάνουμε ειδική μνεία στο Κεφ. 7. (Bahcall, (1989)).

2.6 Κινηματική και ενεργειακή περιγραφή των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων

Καρδιά της αστρικής εξέλιξης και της πυρηνικής σύνθεσης είναι οι θερμοπυρηνικές αντιδράσεις. Ο ρυθμός απελευθέρωσης ενέργειας για κάθε γραμμάριο αστρικού υλικού, καθορίζεται από το σύμβολο ϵ . Η τήξη των ελαφριών πυρήνων σε βαρύτερους πυρήνες απελευθερώνει κινητική ενέργεια (εις βάρος της μάζας) και λειτουργεί ως εσωτερική πηγή ενέργειας που ακτινοβολείται από την αστρική επιφάνεια. Η ενέργεια που απελευθερώθηκε εσωτερικά εξισορροπείται με την ενέργεια που ακτινοβολήθηκε από την επιφάνεια και αυτό καθορίζει μια σταθερή κατάσταση στην δομή του αστέρα. Αυτή η κατάσταση, ωστόσο, δεν μπορεί στην πραγματικότητα να είναι στατική επειδή οι ίδιες αντιδράσεις που απελευθερώνουν ενέργεια αλλάζουν την χημική σύσταση του αστρικού εσωτερικού. Είναι η αργή αλλαγή της χημικής σύνθεσης που προκαλεί την εξέλιξη της δομής του αστέρα. Αν έπειτα από έναν καθορισμένο χρόνο ζωής, ένα αστέρι εκτοξεύσει όλη ή μέρος της μάζας του στο μεσοαστρικό χώρο, η χημική σύσταση του διαστρικού υλικού θα έχει αλλάξει από τα θερμοπυρηνικά κατάλοιπα. Όλα τα βαριά χημικά στοιχεία πέρα του Li που βρίσκονται στον γαλαξία μας έχουν συντεθεί στους πυρήνες των αστέρων από τις θερμοπυρηνικές αντιδράσεις σύντηξης. Οι ρυθμοί θερμοπυρηνικής αντίδρασης αποτελούν σημαντικό μέρος της παρούσας διατριβής.

Μια πυρηνική αντίδραση στην οποία ένα σωματίδιο a συγκρούεται με έναν ατομικό πυρήνα-στόχο X παράγοντας έναν πυρήνα Y και ένα νέο σωματίδιο b συμβολίζεται από



Για παράδειγμα, μια αντίδραση στην οποία ένα δευτέριο (D^2) συγκρούεται με έναν πυρήνα ^{12}C παράγοντας έναν πυρήνα ^{13}C και ένα πρωτόνιο εκφράζεται ως



Το εισερχόμενο ή εξερχόμενο σωματίδιο μπορεί συχνά να είναι ένα φωτόνιο (γ), όπως για παράδειγμα στην εξίσωση

$$p + {}^{14}\text{N} \rightarrow {}^{15}\text{O} + \gamma \quad (2.37)$$

Σε αυτές τις πυρηνικές αντιδράσεις, η συνολική ενέργεια, η ορμή και η στροφορμή είναι διατηρούμενες ποσότητες. Απαραίτητη προϋπόθεση για την διατήρηση της συνολικής γραμμικής ορμής σε μια πυρηνική αντίδραση είναι η κινητική περιγραφή του κέντρου μάζας (ή του κέντρου της ορμής) του συστήματος των πυρήνων συν της κίνησης των σωματιδίων σχετικά με το κέντρο μάζας τους. Ακριβώς όπως και στην κλασική Μηχανική, η συνολική ενέργεια ή η συνολική ορμή του συστήματος μπορεί να εκφραστεί σαν το άθροισμα της ενέργειας ή της ορμής στο κέντρο μάζας του συστήματος και της ενέργειας ή της ορμής της κίνησης του ίδιου του κέντρου μάζας τους.

Για δύο σωματίδια που έχουν μάζες m_1 και m_2 και μη-σχετικιστικές (non relativistic) ταχύτητες v_1 και v_2 , η ταχύτητα, V , του κέντρου μάζας προκύπτει από την αρχή διατήρηση της ορμής.

$$m_1 v_1 + m_2 v_2 = (m_1 + m_2)V \quad (2.38)$$

Θα περιοριστούμε στην μη-σχετικιστική κινηματική που είναι κατάλληλη για τις χαμηλές κινητικές ενέργειες που κυριαρχούν στο εσωτερικό των αστέρων. Η ορμή του σωματιδίου 1 σχετικά με το κέντρο μάζας είναι

$$m_1(v_1 - V) = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}(v_1 - v_2) = \mu v, \quad (2.39)$$

όπου μ είναι η ανηγμένη μάζα και ($v = v_1 - v_2$) η σχετική ταχύτητα των m_1 και m_2 . Με τον ίδιο τρόπο η ορμή του m_2 ως προς το κέντρο μάζας είναι

$$m_2(v_2 - V) = \mu v. \quad (2.40)$$

Στο κέντρο μάζας τα σωματίδια προσεγγίζουν το ένα το άλλο με ίσες και αντίθετες ορμές (η συνολική ορμή είναι μηδέν στο κέντρο μάζα του συστήματος). Η διατήρηση της ορμής ικανοποιείται εφόσον η ταχύτητα στο κέντρο μάζας δεν αλλάζει από την σύγκρουση των σωματιδίων και η συνολική ορμή στο κέντρο μάζα του συστήματος είναι μηδενική μετά την σύγκρουση, ακριβώς όπως και πριν. Η κινητική ενέργεια πριν την σύγκρουση είναι

$$(KE)_i = \frac{1}{2}m_1 v_1^2 + \frac{1}{2}m_2 v_2^2 \quad (2.41)$$

Αυτές οι μη-σχετικιστικές εκφράσεις εφαρμόζονται στις πυρηνικές αντιδράσεις μόνο αν η ολική (combined) μάζα των τελικών σωματιδίων ισούται με την ολική (combined) μάζα των αρχικών σωματιδίων. Η πηγή της νέας κινητικής ενέργειας προέρχεται από ένα έλλειμμα μάζας, ΔM , σύμφωνα με την σχέση του Einstein

$$\Delta KE = -\Delta M c^2 \quad (2.42)$$

Στις πυρηνικές αντιδράσεις χαμηλής ενέργειας, ωστόσο, $\Delta M/M \sim 10^{-3} \rightarrow 10^{-4}$, έτσι ώστε η υπόθεση της σταθερής μάζας να είναι ακριβής περισσότερο από 0,1%. Για τους δικούς μας σκοπούς είναι επαρκές να σκεφθούμε ότι αυτό είναι ισότητα. Εφόσον η κινητική ενέργεια του κέντρου μάζας δεν αλλάζει με την αντίδραση, η κινητική ενέργεια στο κέντρο μάζας του συστήματος πρέπει να αυξηθεί ή να μειωθεί σύμφωνα με το αν η τελική μάζα είναι μικρότερη ή μεγαλύτερη από την αρχική μάζα.

Συνεπώς αν επιστρέψουμε στην αντίδραση

$$\alpha + X \rightarrow Y + b \quad (2.43)$$

η αρχή διατήρησης της ενέργειας απαιτεί την ισότητα

$$E_{\alpha X} + (M_{\alpha} + M_X)c^2 = E_{bY} + (M_b + M_Y)c^2 \quad (2.44)$$

όπου $E_{\alpha X}$ είναι η κινητική ενέργεια του κέντρου μάζας των α και X πυρήνων και E_{bX} είναι η κινητική ενέργεια στο κέντρο μάζας του συστήματος bY . Αυτή είναι η γνωστή σχέση μάζας-ενέργειας του Einstein. Για παράδειγμα, για την αντίδραση $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$ γίνεται,

$$E_{d,^{12}\text{C}} + c^2[M(d) + M(^{12}\text{C})] = E_{p,^{13}\text{C}} + c^2[M(p) + M(^{13}\text{C})] \quad (2.45)$$

Το συνολικό ηλεκτρικό φορτίο διατηρείται στις 'κανονικές' πυρηνικές αντιδράσεις. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα ο αριθμός των ηλεκτρονίων στα ουδέτερα άτομα να είναι ίσος και στις δύο πλευρές της εξίσωσης της αντίδρασης. Συνεπώς, μπορούμε, να αντικαταστήσουμε τις πυρηνικές μάζες με τις ατομικές μάζες, εφόσον ο ίδιος αριθμός μαζών ηρεμίας με ηλεκτρόνια προστίθεται τοιουτοτρόπως και στις δύο πλευρές της εξίσωσης. Η αντικατάσταση των πυρηνικών μαζών από ατομικές μάζες εισάγει ένα μικρό σφάλμα εξαιτίας της διαφοράς στις ενέργειες σύζευξης των ηλεκτρονίων στις δύο πλευρές της εξίσωσης. Ωστόσο, η διαφορά στην συνολική ενέργεια σύζευξης των ατομικών ηλεκτρονίων στις δύο πλευρές της εξίσωσης είναι πολύ μικρή εν συγκρίσει με την διαφορά στις πυρηνικές μάζες. Συνεπώς, αντί για την Εξ. 2.45 πρέπει να γράψουμε,

$$E_{d,^{12}\text{C}} + c^2[M(D^2) + M(^{12}\text{C})] = E_{p,^{13}\text{C}} + c^2[M(^1\text{H}) + M(^{13}\text{C})] \quad (2.46)$$

όπου οι μάζες είναι εκείνες των ουδέτερων ατόμων. Η μεγάλη χρησιμότητα των ατομικών μαζών είναι ότι αυτές οι ποσότητες παραδοσιακά μετρούνται σε πειράματα μέτρησης της ατομικής μάζας, π.χ. σε έναν φασματογράφο μάζας.

Μια άλλη ποσότητα η οποία επίσης διατηρείται είναι ο συνολικός αριθμός των νουκλεονίων. Το ατομικό βάρος, το οποίο ορίζεται ως ο ακέραιος αριθμός που είναι πιο κοντά στην τιμή της ακριβούς μάζας και εκφράζεται σε μονάδες ατομικής μάζας, παραμένει το ίδιο και στις δύο πλευρές της εξίσωσης μάζας-ενέργειας 2.46. Η ισορροπία της ενέργειας δεν διαταράσσεται αφαιρώντας το ατομικό βάρος επί την ενέργεια της μάζας ηρεμίας της μίας ατομικής μάζας (amu) από τις δύο πλευρές της εξίσωσης. Ορίζουμε την υπεροχή (excesses) της ατομικής μάζας σε μονάδες ενέργειας από την ποσότητα

$$\Delta M_{AZ} = (M_{AZ} - AM_u)c^2 = [M_{AZ(\text{amu})} - A]c^2 M_u, \quad (2.47)$$

όπου A, Z είναι ο μαζικός και ο ατομικός αριθμός αντίστοιχα, και M_u είναι η μάζα μιας ατομικής μονάδας (amu) που ορίζεται σαν το ένα δωδέκατο της μάζας του ουδέτερου ατόμου του ^{12}C . Σε μονάδες MeV, η Εξ. 2.47 γίνεται

$$\Delta M_{AZ} = 931.478(M_{AZ} - A)\text{MeV} \quad (2.48)$$

όπου ο συντελεστής 931.478 είναι η ενέργεια του ελλείμματος μάζας της μίας ατομικής μονάδας μάζας (amu) σε MeV, και M_{AZ} είναι η μάζα του σωματιδίου με αριθμούς A, Z σε μονάδες ατομικής μάζας. Με αυτόν τον ορισμό η εξίσωση ισορροπίας της ενέργειας γίνεται

$$E_{\alpha X} + (\Delta M_{\alpha} + \Delta M_X) = E_{bY} + (\Delta M_b + \Delta M_Y), \quad (2.49)$$

όπου ΔM εκφράζονται σε μονάδες ενέργειας, σε MeV, όπως ορίστηκε παραπάνω.

2.7 Ενεργός διατομή και ρυθμοί αντίδρασης

Η εξίσωση ισορροπίας της ενέργειας (Εξ. 2.49) μας δίνει την ενέργεια που απελευθερώνεται από κάθε πυρηνική αντίδραση. Από αυτή την ενέργεια και τον αριθμό των αντιδράσεων ανά μονάδα όγκου και ανά δευτερόλεπτο, η ενέργεια η οποία απελευθερώνεται ανά μονάδα όγκου ανά δευτερόλεπτο μπορεί να υπολογιστεί εύκολα. Ο υπολογισμός των ρυθμών απελευθέρωσης ενέργειας περιλαμβάνει την χρήση της έννοιας της ενεργούς διατομής για μια αντίδραση. Η ενεργός διατομή είναι η μέτρηση της πιθανότητας για κάθε ζεύγος σωματιδίων που απαντώνται σε μια αντίδραση. Πυρήνες τύπου X βομβαρδίζονται από μια ομοιόμορφη ροή σωματιδίων a σύμφωνα με την αντίδραση $a + X \rightarrow Y + b$. Η ενεργός διατομή για την αντίδραση που ερευνούμε καθορίζεται από τη σχέση

$$\sigma(\text{cm}^2) = \frac{\text{number of reactions/nucleus } X/\text{unit time}}{\text{number of incident particles/cm}^2/\text{unit time}} \quad (2.50)$$

Η έννοια του όρου «ενεργός διατομή» δημιουργήθηκε εξαιτίας των μονάδων επιφάνειας και εξαιτίας του ότι η σχέση για τον αριθμό των αντιδράσεων ανά μονάδα χρόνου μπορεί επίσης να υπολογιστεί αν υποθέσουμε ότι κάθε πυρήνας X έχει ενεργό διατομή σ και ότι μια αντίδραση συμβαίνει κάθε φορά που ένα σωματίδιο a συγκρούεται σε αυτή την περιοχή.

Υποθέτοντας ότι ο πυρήνας στόχος X είναι υπο τη μορφή αερίου με ομοιόμορφη πυκνότητα N_X , τότε ο ρυθμός αντίδρασης ανά μονάδα όγκου θα δοθεί από τον όρο σN_X και τη ροή των σωματιδίων τύπου a , πυκνότητας N_a . Στη συνέχεια η ροή των σωματιδίων a δίνεται από τη σχέση vN_a έτσι ώστε τελικά να γράψουμε την εξίσωση για τον ρυθμό αντίδρασης, r , ως,

$$r = \sigma(v)vN_aN_X \quad (2.51)$$

Αν το σωματίδιο a και ο πυρήνας-στόχος X κινούνται, τότε v είναι το μέγεθος της σχετικής τους ταχύτητας. Για ένα μείγμα αερίων σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας, υπάρχει κάποιο φάσμα σχετικών ταχυτήτων, $\phi(v)$ για τα σωματίδια τύπου a και X ($\int \phi(v)dv = 1$). Σε αυτή την περίπτωση $\phi(v)dv$ είναι η πιθανότητα η σχετική ταχύτητα του ζεύγους των σωματιδίων να έχει μέγεθος v στην κλίμακα dv . Στη συνέχεια, γενικεύοντας την Εξ. 2.51 ο συνολικός ρυθμός αντιδράσεων ανά μονάδα όγκου είναι

$$r_{\alpha X} = N_\alpha N_x \int_0^\infty v_r \sigma(v_r) f(v_r) dv_r = N_\alpha N_x \langle \sigma v_r \rangle, \quad (2.52)$$

όπου η ποσότητα στην αγκύλη, $\langle \sigma v \rangle$, είναι η μέση τιμή της σχετικής ταχύτητας επί την ενεργό διατομή. Το γινόμενο $N_a N_X$ της Εξ. 2.52 είναι ίσο με τον συνολικό αριθμό των σωματιδίων a, X ανά μονάδα όγκου. Ωστόσο, αν η αντίδραση συμβαίνει ανάμεσα σε πανομοιότυπα σωματίδια τύπου a , τότε ο συνολικός αριθμός των σωματιδίων ανά μονάδα όγκου δεν είναι N_a^2 αλλά $\frac{1}{2}N_a^2$. Ο παράγοντας $\frac{1}{2}$ πρέπει να εισαχθεί στην εξίσωση του ρυθμού αντίδρασης αν οι δύο τύποι των αλληλεπιδρώντων σωματιδίων είναι πανομοιότυποι, ώστε να αποφευχθεί το διπλό μέτρηση του κάθε ζεύγους σωματιδίων. Αυτός ο παράγοντας μπορεί επίσημα να εισαχθεί στους τύπους ρυθμού αντίδρασης όπως

$$r_{\alpha X} = (1 + \delta_{\alpha X})^{-1} N_\alpha N_X \langle \sigma v \rangle, \quad (2.53)$$

όπου $\delta_{\alpha X}$ είναι το δέλτα του Kronecker, και ισούται με τη μονάδα αν $a = X$ διαφορετικά είναι μηδέν. Θεωρώντας την ποσότητα

$$\lambda \equiv \langle \sigma v \rangle \quad (2.54)$$

που θα την ονομάζουμε ρυθμό αντίδρασης για κάθε ζεύγος σωματιδίων, τότε,

$$r_{\alpha X} = \lambda_{\alpha X} (1 + \delta_{\alpha X})^{-1} N_\alpha N_X \quad (2.55)$$

Σε συζητήσεις σχετικές με την χρονική κλίμακα στην πυρηνική αστροφυσική είναι συχνά χρήσιμος ο υπολογισμός του μέσου χρόνου ζωής, τ , των πυρηνικών σωματιδίων σε ένα δεδομένο περιβάλλον. Ο μέσος χρόνος ζωής, τ , των πυρήνων X στις αντιδράσεις τους με σωματίδια α , ορίζεται έτσι ώστε ο ρυθμός μεταβολής της αφθονίας των πυρήνων X εξαιτίας των αντιδράσεων με τα σωματίδια α να ικανοποιεί την εξίσωση

$$\left(\frac{\partial N_X}{\partial t}\right)_\alpha = -\frac{N_X}{\tau_\alpha(X)} \quad (2.56)$$

Η μερική παράγωγος στην Εξ. 2.56 δείχνει τον ρυθμό μεταβολής του N_X . Εφόσον $\left(\frac{\partial N_X}{\partial t}\right)_\alpha$ είναι επίσης ίσο με τον ρυθμό αντίδρασης $-r_{\alpha X}$ έχουμε

$$\tau_{\alpha X} = (1 + \delta_{\alpha X})^{-1} \frac{N_X}{r_{\alpha X}} = (\lambda_{\alpha X} N_\alpha)^{-1} \quad (2.57)$$

Ποια είναι η μορφή της συνάρτησης $\phi(v)$ η οποία εισέρχεται στον υπολογισμό του ρυθμού αντίδρασης; Οι πυρήνες στο αστρικό εσωτερικό είναι, με την εξαίρεση των αστερών νετρονίου, μη εκφυλισμένοι. Σε μια κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας, οι διαφορετικοί τύποι πυρήνων περιγράφονται ξεχωριστά από τις κατανομές ταχυτήτων των Maxwell-Boltzmann. Ίσως, δεν είναι τόσο προφανές ποια θα είναι η κατανομή των σχετικών ταχυτήτων ανάμεσα σε δύο διαφορετικές ομάδες σωματιδίων.

Έστω ότι τα σωματίδια τύπου 1 έχουν μια κατανομή ταχυτήτων v_1 που δίνεται από τη σχέση

$$N_1(v_1)dv_{1x}dv_{1y}dv_{1z} = N_1 \left(\frac{m_1}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_1 v_1^2}{2kT}\right) dv_{1x}dv_{1y}dv_{1z} \quad (2.58)$$

Ο ρυθμός αντίδρασης, $r_{\alpha X}$ θα περιλαμβάνει μία διπλή ολοκλήρωση,

$$N_1(v_1)dv_{1x}dv_{1y}dv_{1z}N_2(v_2)dv_{2x}dv_{2y}dv_{2z} = N_1N_2 \left(\frac{m_1m_2}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_1v_1^2 + m_2v_2^2}{2kT}\right) d^3v_1d^3v_2 \quad (2.59)$$

η οποία αναπαριστά την πιθανότητα το σωματίδιο 1 να έχει ταχύτητα v_1 στην κλίμακα d^3v_1 επί την πιθανότητα το σωματίδιο 2 έχει ταχύτητα v_2 στην κλίμακα d^3v_2 .

Σε σχέση με την σχετική ταχύτητα και την ταχύτητα του κέντρου μάζας, οι ταχύτητες των σωματιδίων 1 και 2 αναπαριστώνται ως

$$v_1 = V + \frac{m_2}{m_1 + m_2}v \quad (2.60)$$

$$v_2 = V - \frac{m_1}{m_1 + m_2}v \quad (2.61)$$

Τονίσαμε ήδη ότι η συνολική κινητική ενέργεια που εμφανίζεται στον εκθετικό όρο της Εξ. 2.59 μπορεί επίσης να γραφεί σαν το άθροισμα της κινητικής ενέργειας του κέντρου μάζας και της κινητικής ενέργειας της σχετικής κίνησης των συντεταγμένων του κέντρου μάζας. Η πιθανότητα, συνεπώς, μπορεί να εκφραστεί ως

$$N_1(v_1)d^3v_1N_2(v_2)d^3v_2 = N_1N_2 \left(\frac{m_1m_2}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{(m_1 + m_2)V^2}{2kT} - \frac{\mu v^2}{2kT}\right) d^3v_1d^3v_2 \quad (2.62)$$

Επειδή η ενεργός διατομή που εμφανίζεται στο ολοκλήρωμα του ρυθμού θερμοπυρηνικής αντίδρασης είναι συνάρτηση μόνο της σχετικής ταχύτητας, η ολοκλήρωση ως προς τη ταχύτητα του κέντρου μάζας μπορεί να γίνει αμέσως αν το ολοκλήρωμα ως προς $d^3v_1d^3v_2$ συσχετιστεί με ένα ολοκλήρωμα ως προς d^3Vd^3v . Αυτή η μετατροπή μπορεί να γίνει εύκολα με την βοήθεια της θεωρίας Jacob σύμφωνα με την οποία δύο δεδομένες συναρτήσεις $f(x,y)$ και $g(x,y)$ δύο μεταβλητών x και y , και μίας ολοκλήρωσης κατά $dx dy$, μπορεί, να αντικατασταθεί

από μία ολοκλήρωση κατά $df dg$ αλλά ο λόγος των δύο διαφορικών (differential) περιοχών δίνεται από το απόλυτο μέγεθος των μερικών παραγώγων.

Χρησιμοποιώντας τον ορισμό της ανηγμένης μάζας, η πιθανότητα στην εξίσωση 2.62 μπορεί να γραφεί ως

$$\left\{ \left(\frac{m_1 + m_2}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left[-\frac{(m_1 + m_2)V^2}{2kT}\right] d^3V \right\} \left[\left(\frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2kT}\right) d^3v \right] \quad (2.63)$$

Ο πρώτος όρος παριστά την κατανομή της ταχύτητας του κέντρου μάζας των Maxwell-Boltzmann και ο δεύτερος μια κατανομή της σχετικής ταχύτητας των Maxwell-Boltzmann. Επειδή αυτές οι κατανομές είναι κανονικοποιημένες, το ολοκλήρωμα ως προς d^3V είναι ίσο με τη μονάδα. Συνεπώς ο ρυθμός αντίδρασης r έχει μειωθεί σε

$$r = \int N_1(v_1)N_2(v_2)v\sigma(v)d^3v_1d^3v_2 = N_1N_2 \int v\sigma(v)\left(\frac{\mu}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2kT}\right) d^3v \quad (2.64)$$

που αντιστοιχεί στην Εξ. 2.52. Η αντιστοιχία γίνεται εάν d^3v αντικατασταθεί από $4\pi v^2 dv$, δεδομένης της πιθανότητας ότι η σχετική ταχύτητα έχει ένα μέγεθος v στο διάστημα dv ίσο με αυτό που αποκτήθηκε από μία κατανομή Maxwell η οποία περιελάμβανε την ανηγμένη μάζα,

$$\phi(v)dv = \left(\frac{\mu}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2kT}\right) 4\pi v^2 dv \quad (2.65)$$

Ο αντίστοιχος ρυθμός αντίδρασης είναι

$$r_{12} = (1 + \delta_{12})^{-1} N_1 N_2 \langle \sigma v \rangle = (1 + \delta_{12})^{-1} N_1 N_2 4\pi \left(\frac{\mu}{2\pi kT}\right)^{3/2} \int_0^\infty v^3 \sigma(v) \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2kT}\right) dv \quad (2.66)$$

Συνεπώς, απαιτείται ο υπολογισμός του όρου $\langle \sigma v \rangle$ για τους ρυθμούς θερμοπυρηνικής αντίδρασης,

$$\lambda = \langle \sigma v \rangle = 4\pi \left(\frac{\mu}{2\pi kT}\right)^{3/2} \int_0^\infty v^3 \sigma(v) \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2kT}\right) dv \quad (2.67)$$

Για να υπολογιστούν οι ρυθμοί θερμοπυρηνικής αντίδρασης σε αστέρες, θα απαιτηθούν επιπλέον φορμαλισμοί ή εξισώσεις που δίνουν τις λεπτομέρειες του σv για τις σημαντικές θερμοπυρηνικές αντιδράσεις που λαμβάνουν χώρα στους αστέρες.

2.7.1 Μη συντονισμένοι (non resonant) ρυθμοί αντίδρασης

Οι πυρηνικές αντιδράσεις που λαμβάνουν χώρα στα κέντρα των αστέρων μπορούν να διατηρηθούν μόνο εφόσον τα σωματίδια που αλληλο-αντιδρούν υπερνικούν το απωθητικό φράγμα Coulomb που τα διαχωρίζει. Το δυναμικό Coulomb ανάμεσα σε δύο σωματίδια δίνεται από τη σχέση

$$V = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} = \frac{1.44 Z_1 Z_2}{R(\text{fm})} \text{MeV} \quad (2.68)$$

ενώ η κινητική ενέργεια των αλληλεπιδρώντων σωματιδίων καθορίζεται από μια κατανομή Maxwell-Boltzmann των ταχυτήτων που αντιστοιχεί σε μια θερμική ενέργεια

$$kT = 8.62 \times 10^{-8} T \text{keV} \quad (2.69)$$

Τα σωματίδια με την καλύτερη πιθανότητα να διεισδύσουν το φράγμα Coulomb είναι εκείνα που έχουν τις μεγαλύτερες ενέργειες στην κατανομή Maxwell-Boltzmann. Ωστόσο, η έκφραση για το $\phi(v)$ που δίνεται από την Εξ. 2.65 δείχνει ότι ο αριθμός των σωματιδίων με ενέργειες του κέντρου μάζας πολύ μεγαλύτερες από kT μειώνεται ταχύτατα με την ενέργεια.

Ο Gamow πρώτος έδειξε, σε σχέση με το πρόβλημα της διάσπασης σωματιδίων άλφα, ότι

η πιθανότητα δύο σωματιδίων με φορτία Z_1 και Z_2 που κινούνται με σχετική ταχύτητα v να υπερνικήσουν την ηλεκτροστατική τους απώθηση είναι ανάλογη προς τον παράγοντα

$$Penetration \propto \exp - \frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \quad (2.70)$$

Οι κατανομές για τις πυρηνικές αντιδράσεις τείνουν επίσης να είναι ανάλογες προς έναν τέτοιο παράγοντα, εφόσον οι αντιδράσεις δεν μπορούν να συμβούν εκτός και αν τα σωματίδια διεισδύσουν σε αυτή την άπωση. Η κβαντική-μηχανική αλληλεπίδραση ανάμεσα σε δύο σωματίδια είναι πάντα ανάλογη προς έναν γεωμετρικό παράγοντα, $\pi\lambda^2$, όπου λ είναι το μήκος κύματος de Broglie,

$$\pi\lambda^2 \propto \left(\frac{1}{p}\right)^2 \propto \frac{1}{E} \quad (2.71)$$

Σε χαμηλές ενέργειες οι Εξίσωση 2.70 και 2.71 είναι ταχύτητα μεταβαλλόμενες συναρτήσεις της ενέργειας. Η ενεργός διατομή σε χαμηλές ενέργειες είναι ένα προϊόν τριών ξεχωριστών παραγόντων που εξαρτώνται από την ενέργεια,

$$\sigma(E) \equiv \frac{S(E)}{E} \exp - \frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \quad (2.72)$$

Αυτή η εξίσωση ορίζει τον παράγοντα $S(E)$. Δηλαδή,

$$S(E) \equiv \sigma(E) E \exp - \frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \quad (2.73)$$

Το πλεονέκτημα της γραφής της ενεργού διατομής με αυτόν τον τρόπο είναι ότι δύο από τους παράγοντες που εξαρτώνται κατά πολύ από την ενέργεια και εμφανίζονται στις πυρηνικές διατομές αναλύονται σε συνιστώσες με σαφήνεια, αφήνοντας μια εναπομείνασα συνάρτηση ενέργειας, $S(E)$ η οποία μπορεί σε ευνοϊκές συνθήκες να είναι εξαιρετικά απλή. Αυτός ο παράγοντας, $S(E)$, παριστά την πιθανότητα ύπαρξης μιας πυρηνικής αντίδρασης, ενώ οι άλλοι δύο παράγοντες αναπαριστούν τις γνωστές εξαρτήσεις της ενέργειας. Το ενδιαφέρον αποτέλεσμα είναι ότι όταν η ενέργεια αλληλεπίδρασης του ζεύγους των σωματιδίων συντονίζεται σε μια ημισιατική κατάσταση ο παράγοντας $S(E)$ συχνά είναι σταθερός ή είναι μια συνάρτηση της ενέργειας που αλλάζει αργά σε μια περιορισμένη ενεργειακή κλίμακα.

Η ενέργεια ενός ζεύγους σωματιδίων στο κέντρο μάζας σχετίζεται με την εργαστηριακή ενέργεια του σωματιδίου 1 με την σχέση

$$E = \frac{m_2}{m_1 + m_2} E_{1,lab}. \quad (2.74)$$

Αυτό που πρέπει να τονιστεί είναι ότι η ταχέως μειούμενη ενεργός διατομή σε χαμηλές ενέργειες υπάρχει εξαιτίας, των επιδράσεων του εκθετικού παράγοντα στην ενεργό διατομή. Αυτός ο εκθετικός παράγοντας, που μερικές φορές ονομάζεται παράγοντας ταχύτητας του Gamow, είναι ανάλογος προς την πιθανότητα της διείσδυσης μέσω της απώθησης Coulomb.

Η ενεργός διατομή μπορεί επίσης να γραφτεί ως

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp(-bE^{-\frac{1}{2}}) \quad (2.75)$$

η τιμή της παραμέτρου b είναι

$$b = 31.28 Z_1 Z_2 A^{\frac{1}{2}} keV^{\frac{1}{2}} \quad (2.76)$$

όπου το A είναι το ατομικό βάρος, και ορίζεται ως

$$A = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} = \frac{\mu}{M_u} \quad (2.77)$$

και το M_u είναι όπως και πριν η μάζα του $1amu$. Δηλαδή, αν η ενέργεια του κέντρου μάζας E εκφράζεται σε μονάδες keV η εξίσωση 2.76 μπορεί να χρησιμοποιηθεί για αριθμητική ευκολία.

Η κατανομή της ταχύτητας μπορεί να γραφεί σαν την ακόλουθη κανονικοποιημένη κατανομή ενέργειας:

$$\psi(E)dE = \phi(v)dv = -\frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{E}{kT} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \frac{dE}{(kTE)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.78)$$

Οι παραπάνω εξισώσεις είναι κατάλληλες για αντιδράσεις με συντονισμό και χωρίς συντονισμό. Στην περίπτωση αντιδράσεων χωρίς συντονισμό (non-resonant), ο παράγοντας ενεργούς διατομής $S(E)$ μεταβάλλεται αργά με την ενέργεια που είναι σημαντική για τα εσωτερικά των αστέρων, και έτσι σε αυτή την περίπτωση η Εξίσωση 2.73 αποτελεί μια χρήσιμη αντικατάσταση για το $\sigma(E)$ στον υπολογισμό του ρυθμού αντίδρασης για κάθε ζεύγος σωματιδίων,

$$\lambda = \langle \sigma v \rangle = \int_0^{\infty} \sigma(E)v(E)\psi(E)dE + \dots \quad (2.79)$$

Η συμπεριφορά της συνάρτησης ολοκλήρωσης καθορίζεται κατά πολύ από τον εκθετικό παράγοντα, εφόσον αυτός είναι μια συνάρτηση της ενέργειας, που μεταβάλλεται ταχέως. Εφόσον η έκφραση $(-E/kT)$ τείνει ταχέως προς το μηδέν για μεγάλες ενέργειες E ενώ η έκφραση $(-bE^{-\frac{1}{2}})$ τείνει ταχέως προς το μηδέν για χαμηλές τιμές της ενέργειας E , η μεγάλη συνεισφορά στο ολοκλήρωμα θα προέλθει από τιμές της ενέργειας που είναι τέτοιες ώστε ο εκθετικός παράγοντας να βρίσκεται κοντά στο μέγιστό του. Οι περισσότερες αστρικές αντιδράσεις συμβαίνουν σε μια αρκετά στενή ζώνη των αστρικών ενεργειών, τόσο στενή ώστε ο παράγοντας $S(E)$ θα έχει μια σχεδόν σταθερή τιμή κατά μήκος της ζώνης αυτών των ενεργειών. Μια καλή προσέγγιση στην εξίσωση 2.79 θα αποκτηθεί αν αντικαταστήσουμε τον παράγοντα $S(E)$ από την (σχεδόν σταθερή) τιμή του στην ενέργεια για την οποία ο εκθετικός παράγοντας είναι μέγιστος. Το S_0 αντιπροσωπεύει αυτή την σταθερή τιμή. Έτσι απορρέει η εξίσωση

$$\lambda = \left(\frac{8}{\mu\pi}\right)^{1/2} \frac{S_0}{(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{b}{\sqrt{E}}\right) dE \quad (2.80)$$

η οποία μπορεί να αξιολογηθεί αν προσεγγίσουμε την συνάρτηση προς ολοκλήρωση με μια κατάλληλη γκαουσιανή.

Επειδή το keV είναι μια πιο κατάλληλη μονάδα ενέργειας από τα ergs, και τα barns μια πιο κατάλληλη ενεργός διατομή απ' ότι το cm^2 , είναι περισσότερο συνηθισμένο να εκφράζεται το S_0 σε μονάδες keV barns. Η Εξ. 2.80 για κάθε ζεύγος γίνεται στη συνέχεια αριθμητικά ίσος με

$$\lambda = \frac{7.20 \times 10^{-19}}{AZ_1 Z_2} S_0 (keV barns) \tau^2 e^{-\tau} cm^3/sec \quad (2.81)$$

ενώ ο ολικός ρυθμός αντίδρασης παίρνει τη μορφή

$$r_{12} = (1 + \delta_{12})^{-1} N_1 N_2 \lambda_{12} \quad (2.82)$$

Η ευκολία γραφής του ρυθμού αντίδρασης με αυτή την μορφή είναι ότι η εξάρτηση του ρυθμού από τη θερμοκρασία περιέχεται εξ ολοκλήρου στην παράμετρο τ .

Για οποιαδήποτε δεδομένη αντίδραση, το τ είναι ανάλογο του $T^{-1/2}$. Συνεπώς

$$\tau = BT_6^{-\frac{1}{2}} \quad (2.83)$$

όπου $B = 42.48(Z_1^2 Z_2^2 A)^{1/2}$. Η εξάρτηση από τη θερμοκρασία εμφανίζεται με μια αναλυτική μορφή. Είναι αυτό το χαρακτηριστικό της συνάρτησης ολοκλήρωσης το οποίο την κάνει τόσο χρήσιμη, κάποιος μπορεί γρήγορα και απλά να καθορίσει τον τρόπο με τον οποίο ένας επιλεγμένος ρυθμός αντίδρασης εξαρτάται από την θερμοκρασία.

Είναι επίσης εύκολο για λόγους υπολογισμών της αστρικής δομής να εισάγουμε την τοπική πυκνότητα στον ρυθμό αντίδρασης. Επειδή

$$N_i = \rho N_0 \frac{X_i}{A_i} \quad (2.84)$$

όπου X_i είναι το κλάσμα ως προς τη μάζα των στοιχείων i , ο ρυθμός θερμοπυρηνικής αντίδρασης παίρνει την μορφή

$$r_{12} = \frac{2.62 \times 10^{29}}{(1 + \delta_{12}AZ_1Z_2)} \rho^2 \frac{X_1 X_2}{A_1 A_2} S_0 (keV barns) \tau^2 e^{-\tau} cm^{-3} sec^{-1} \quad (2.85)$$

Αυτές οι εξισώσεις περιλαμβάνουν τους βασικούς τύπους των ρυθμών αστρικής αντίδρασης χωρίς συντονισμό nonresonant σε πρώτη προσέγγιση.

Σχεδόν σε όλες τις περιπτώσεις όπου υπάρχουν ακριβή πειραματικά δεδομένα ή όπου ένας ακριβής θεωρητικός υπολογισμός είναι πιθανός, το $S(E)$ βρίσκεται ότι είναι σταθερό στα 25 keV ή περίπου τόσο όσο η ενέργεια η οποία είναι σημαντικότερη στα αστρικά εσωτερικά. Είναι και πάλι πιθανό να γράψουμε έναν διορθωτικό παράγοντα ο οποίος μπορεί να επεκταθεί σε δυνάμεις του $1/\tau$. Μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την προσέγγιση κατά μονάδα μαγνητικής επαγωγής επειδή είναι συμμετρική γύρω από το E_0 .

Μπορούμε επίσης να δείξουμε ότι η εισαγωγή της σχέσης

$$S(E) = S(E_0) + \left(\frac{\partial S}{\partial E}\right)_{E_0} (E - E_0) \quad (2.86)$$

στο ολοκλήρωμα του ρυθμού αντίδρασης (Εξ. 2.80) προκαλεί τον τύπο του βασικού ρυθμού αντίδρασης να πολλαπλασιαστεί από τον διορθωτικό παράγοντα

$$G(\tau) = 1 + \frac{5}{2} \frac{E_0}{S(E_0)} \left(\frac{\partial S}{\partial E}\right)_{E_0} \frac{1}{\tau} + order \frac{1}{\tau^2} \quad (2.87)$$

Αυτός ο διορθωτικός παράγοντας υπόκειται στην ακόλουθη εξήγηση. Όταν ο όρος $\tau = 3E_0/kT$ εισάγεται, τότε

$$G(T) = 1 + \frac{5}{6} \frac{kT}{S(E_0)} \left(\frac{\partial S}{\partial E}\right)_{E_0} \quad (2.88)$$

Αυτός ο διορθωτικός παράγοντας δείχνει πως θα προκύψει ο μέσος όρος του $S(E)$ για να αποκτηθεί η κατάλληλη σταθερά S_0 . Δηλαδή, πρέπει να ορίσουμε ένα S_0 ώστε

$$S_0 \equiv S(E_0)G(T) = S(E_0) + \frac{5}{6} \left(\frac{\partial S}{\partial E}\right)_{E_0} kT \quad (2.89)$$

Η Εξ. 2.89 καθορίζει ότι ο σταθερός παράγοντας διατομής S_0 είναι η τιμή του $S(E)$, όχι στην ενέργεια E_0 , αλλά στην ενέργεια $E_0 + \frac{5}{6}kT$. Συνεπώς ισχύει

$$S_0 \equiv S(E_0 + \frac{5}{6}kT) \quad (2.90)$$

Αυτή η συμφωνία θα μας επιτρέψει να αγνοήσουμε την χρήση του διορθωτικού παράγοντα

$G(\tau)$.

Μία άλλη βελτίωση είναι ότι η διείσδυση των σωματιδίων μέσω του φράγματος Coulomb βοηθείται από το πυκνό αέριο ηλεκτρονίων που περιβάλλει τους πυρήνες. Τα εργαστηριακά πειράματα μετρούν το $S(E)$ για την διείσδυση μέσω ενός ασθενούς φράγματος Coulomb. Γι' αυτό το λόγο οι ρυθμοί αντίδρασης πρέπει να πολλαπλασιαστούν από έναν παράγοντα βελτίωσης ο οποίος παραδοσιακά δηλώνεται με το γράμμα f . Για παράδειγμα, η Εξ. 2.85 παίρνει τη μορφή

$$r_{12} = \frac{2.62 \times 10^{29}}{1 + \delta_{12}} \rho^2 \frac{X_1 X_2}{A_1 A_2 A Z_1 Z_2} f S_0 \left(1 + \frac{5}{12\tau}\right) \tau^2 e^{-\tau} \quad (2.91)$$

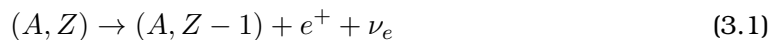
όπου $S_0 = S(E_0 + 5/6kT)$ σε μονάδες keV barns και το f είναι ο παράγοντας screening. Ο υπολογισμός του f πρέπει να περιμένει μέχρις ότου να υπολογιστούν οι παράγοντες διείσδυσης.

Αυτή η συζήτηση συνοψίζει τον υπολογισμό των ρυθμών αντίδρασης χωρίς συντονισμό για τους οποίους υπάρχουν πειραματικά δεδομένα, μια εμπειρική προσέγγιση στους ρυθμούς αντίδρασης χωρίς συντονισμό. Αν όλες οι πυρηνικές αντιδράσεις που συμβαίνουν σε αστρικό εσωτερικό ήταν παρόμοιες με την αντίδραση $C^{12}(r, g)N^{13}$ δεν θα χρειαζόταν περαιτέρω συζήτηση. Για πολλές πυρηνικές αντιδράσεις η ενεργός διατομή χωρίς συντονισμό σε χαμηλές ενέργειες είναι πολύ μικρή για να μετρηθεί με επαρκή ακρίβεια ώστε να επιτρέψει τον υπολογισμό του αστροφυσικού παράγοντα $S(E)$ στις ενέργειες που επικρατούν στους αστέρες. Για πολλές πυρηνικές αντιδράσεις υπάρχουν συντονισμοί στην κλίμακα των αποδοτικών αστρικών ενεργειών που ακυρώνουν την υπόθεση ενός $S(E)$ που μεταβάλλεται αργά. Στην πραγματικότητα, μια διαφορετική προσέγγιση πρέπει να αναπτυχθεί για τον υπολογισμό του ρυθμού αντίδρασης όταν οι συντονισμοί συμβαίνουν στην κλίμακα αποδοτικών αστρικών ενεργειών (Clayton, 1968).

Τα ηλιακά νετρίνα και οι ιδιότητές τους

3.1 Εισαγωγή

Ο πιθανός ρόλος των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων στην παραγωγή ενέργειας μέσα στο ηλιακό εσωτερικό αναγνωρίστηκε στην δεκαετία του 1920 από Αστροφυσικούς όπως ο Eddington. Αυτό το συμπέρασμα δεν προήλθε από κάποια άμεση εργαστηριακή παρατήρηση των αντιδράσεων που λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό του αστέρα. Όταν η ηλικία της Γης προσδιορίστηκε στα 4 δισεκατομμύρια χρόνια περίπου, έγινε φανερό ότι η βαρυτική και η χημική προέλευση της ενέργειας δεν αρκεί για να διατηρήσει την ηλιακή εξέλιξη για τόσο μεγάλο χρονικό διάστημα, με δεδομένη τη σημερινή μάζα, ακτίνα και φωτεινότητα του Ήλιου. Οι θερμοπυρηνικές αντιδράσεις σύντηξης, όμως, μπορούν να προμηθεύσουν την απαιτούμενη ενέργεια στον απαιτούμενο χρόνο. Ένα βασικό βήμα έγινε από τον Gamow, ο οποίος αναγνώρισε ότι υπερνικώντας το φράγμα Coulomb είναι δυνατόν οι πυρηνικές αντιδράσεις να συμβούν σε χαμηλές ενέργειες, τυπικές του ηλιακού εσωτερικού, όπου $T \sim 10^7$ K (Atkinson & Houtermans, (1928)). Αυτή η ιδέα και οι μεταγενέστερες έρευνες οδήγησαν σε περιγραφές πιθανών αλυσιδωτών αντιδράσεων για την δημιουργία της αστρικής ενέργειας. Κατά το τέλος της δεκαετίας του 1930 ο Weizsacker, οι Bethe & Critchfield και ο Bethe περιέγραψαν θεωρητικά τα βασικά χαρακτηριστικά της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου και του κύκλου άνθρακα-αζώτου, καθώς και τις διαδικασίες με τις οποίες ο ήλιος και παρόμοια αστέρια μετατρέπουν το υδρογόνο σε ήλιο. Το νετρίνο συνδέθηκε νωρίς με τις αστρικές θερμοπυρηνικές αντιδράσεις. Το Δεκέμβριο του 1930 ο Pauli πρότεινε την εκπομπή του νετρίνου του ηλεκτρονίου (ν_e), ενός μη-παρατηρούμενου ουδέτερου σωματιδίου με σπίν 1/2, το οποίο μπορεί να εξηγήσει τη μη-διατήρηση της ενέργειας στην διάσπαση βήτα δηλαδή στην αντίδραση



Το 1934, ακολουθώντας την ανακάλυψη του Chadwick σχετικά με το νετρόνιο, ο Fermi πρότεινε μια θεωρία της διάσπασης βήτα βασισμένη στην περιγραφή του Dirac σχετικά με τις ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις, αλλά με αλληλεπίδραση ασθενών ρευμάτων σε ένα σημείο, παρά σε μια μακρινή απόσταση μέσω του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου. Περιέγραψε την διάσπαση βήτα σαν ένα πρωτόνιο που διασπάται σε νετρόνιο, ένα φαινόμενο ενεργειακά πιθανό εξαιτίας των πυρηνικών δεσμευτικών ενεργειών, με την εκπομπή ενός ποζιτρονίου και ενός νετρίνου. Εκτός από την απουσία της μη-διατήρησης της ισοτιμίας, η οποία δεν είχε ανακαλυφθεί μέχρι το 1957, η περιγραφή του Fermi είναι μια σωστή, για χαμηλές ενέργειες, προσέγγιση στο βασικό μοντέλο ασθενών αλληλεπιδράσεων.

Οι Πυρηνικοί Αστροφυσικοί (Bahcall, 1989) περιέγραψαν τις αστρικές διαδικασίες για την καύση υδρογόνου κατά την οποία παράγονται νετρίνα, ως



Αυτή η παρατήρηση οδήγησε τον Davis (1964) στην κατασκευή του πειράματος με χλώριο για να μετρήσει την ροή των ηλιακών νετρίνων. Ο αριθμός των νετρίνων που ανίχνευσε ο Davis

ήταν πολύ μικρός σε σχέση με τον προβλεπόμενο αριθμό των ηλιακών μοντέλων. Το απορρόφηση πρόβλημα του ηλιακού νετρίνου τελικά αποδόθηκε σε ταλαντώσεις του ηλιακού νετρίνου, σε νέα Φυσική η οποία απαιτεί τη μείξη (mixing) των μαζικών νετρίνων, ένα φαινόμενο πέρα από το πρότυπο ηλεκτρασθενές μοντέλο. Σε αυτή την ανακάλυψη βασίστηκαν οι μελλοντικές προβλέψεις ροής νετρίνων του ηλιακού μοντέλου και η κατανόηση σχετικά με τους ρυθμούς θερμοπυρηνικής αντίδρασης που κυριαρχούν τους κύκλους pp και CNO.

Η φυσική των νετρίνων είναι σήμερα κατά πολλούς ένα από τα πιο ενδιαφέροντα πεδία έρευνας στο χώρο επικάλυψης της αστροφυσικής, κοσμολογίας, σωματιδιακής και πυρηνικής φυσικής. Τα νετρίνα συνδέουν περιοχές έρευνας του διαστήματος όπως ηλιακή και υπερεκαιοφανή αστροφυσική, ηλιοσεισμολογία, σωματιδιακή και πυρηνική φυσική, φυσική επιταχυνόμενων σωματιδίων, μαθηματική φυσική. Τα πειραματικά δεδομένα από διάφορες πηγές συνεχώς αυξάνονται, η ακρίβεια των ανάλογων πειραμάτων βελτιώνεται και για την πλήρη κατανόηση των φαινομένων στα οποία εμπλέκονται νετρίνα απαιτείται η περαιτέρω διεπιστημονική προσέγγιση και η ενίσχυση της θεωρητικής μελέτης με την αξιοποίηση της πιο σύγχρονης τεχνολογίας υπολογισμών. Η ανάλυση και ερμηνεία των πειραματικών δεδομένων διευκολύνεται τα μέγιστα από την χρήση λογισμικών πακέτων, προγραμμάτων βελτιστοποίησης και προσομοίωσης.

Ο στόχος αυτής της εργασίας είναι η κατανόηση της καύσης του ηλιακού υδρογόνου, με ειδική έμφαση στη σύνδεση ανάμεσα στην παρατηρησιακή και εργαστηριακή φυσική η οποία μετρά τις πυρηνικές ενεργές διατομές σε ενέργειες που είναι χαρακτηριστικές στον ηλιακό πυρήνα, και στις προβλέψεις των ροών ηλιακών νετρίνων από τα θεωρητικά μοντέλα. Ο στόχος, επίσης, είναι να μελετηθούν οι πυρηνικές αντιδράσεις οι οποίες παράγουν ηλιακά νετρίνα, ο αριθμός των παραγόμενων νετρίνων, οι μορφές των υπολογιζόμενων φασμάτων ενέργειας των νετρίνων, οι πληροφορίες που μεταφέρουν τα νετρίνα σχετικά με τις εσωτερικές περιοχές του Ηλίου.

Υπάρχουν οκτώ βασικές θερμοπυρηνικές αντιδράσεις που παράγουν ηλιακά νετρίνα. Έξι από τις οκτώ είναι πηγές νετρίνων με συνεχή ενεργειακά φάσματα και οι άλλες δύο (pp και ${}^7\text{Be}$) παράγουν γραμμικό φάσμα νετρίνων. Τα θεμελιώδη pp νετρίνα είναι περισσότερα από μια τάξη μεγέθους από οποιαδήποτε άλλη πηγή, αλλά έχουν χαμηλή ενέργεια και συνεπώς είναι δύσκολο να ανιχνευθούν. Τα νετρίνα ${}^8\text{B}$ είναι υψηλής ενέργειας, αλλά σπάνια. Τα περισσότερα από τα πρώτα πειράματα και οι πρώτες παρατηρήσεις που πραγματοποιήθηκαν είναι ευαίσθητα κυρίως στα νετρίνα ${}^8\text{B}$.

Διαφορετικές πηγές νετρίνων παράγονται σε διαφορετικά στρώματα του Ηλιακού εσωτερικού. Τα νετρίνα ${}^8\text{B}$, για παράδειγμα, παράγονται κυρίως στον εσωτερικό πυρήνα του Ηλίου ενώ τα pp και hep νετρίνα προέρχονται από υπερκείμενες περιοχές του πυρήνα. Η κάθε πηγή νετρίνων είναι ευαίσθητη σε συγκεκριμένες παραμέτρους και στις φυσικές συνθήκες της περιοχής παραγωγής αυτών, όπως στη θερμοκρασία, στη φωτεινότητα, στην αφθονία των χημικών στοιχείων κ.α.

Στην ενότητα 3.2 συζητάμε τις κύριες αντιδράσεις παραγωγής νετρίνων στην αλυσίδα p-p και στον κύκλο CNO. Οι ροές νετρίνων μεταφέρουν πληροφορίες σχετικά με το ηλιακό εσωτερικό που περιγράφονται στην επόμενη ενότητα 3.3. Η συζήτηση βασίζεται σε τρία σχήματα, τα οποία δείχνουν πού δημιουργούνται οι ροές νετρίνων στα καθιερωμένα ηλιακά μοντέλα και τα οποία επιδεικνύουν την εξάρτηση των ροών pp, hep, ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ από την θερμοκρασία, για διάφορα «καθιερωμένα ηλιακά μοντέλα» με διαφορετικές παραμέτρους εισαγωγής. Η ενότητα 3.4 περιέχει σχήματα και πίνακες των προβλεπόμενων φασμάτων των νετρίνων. Η ενότητα 3.5, δίνει αριθμητικές τιμές των ροών ηλιακού νετρίνου από το καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο. Στις ενότητες 3.6 και 3.7 περιγράφουμε τους επίγειους ανιχνευτές νετρίνων και παρουσιάζουμε τις παρατηρήσεις τους.

3.2 Οι αντιδράσεις παραγωγής Ηλιακών νετρίνων

Η παραγωγή ενέργειας στον Ήλιο οφείλεται στις θερμοπυρηνικές αντιδράσεις της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου και του κύκλου του άνθρακα (CNO), κατά τις οποίες παράγονται, μεταξύ των άλλων, και ηλιακά νετρίνα. Οι πιο σημαντικές αντιδράσεις παραγωγής νετρίνων στην αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου είναι:

$$p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e (q \leq 0.420\text{MeV}), \quad (3.3)$$

$$p + e^- + p \rightarrow {}^2\text{H} + \nu_e (q \leq 1.442\text{MeV}), \quad (3.4)$$

$${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + \nu_e (q \leq 18.773\text{MeV}), \quad (3.5)$$

$${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e (q = 0.862\text{MeV}, 89.7\%; 0.384\text{MeV}, 10.3\%), \quad (3.6)$$

$${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be}^* + e^+ + \nu_e (q \leq 15\text{MeV}). \quad (3.7)$$

Εδώ το q είναι η ενέργεια του νετρίνου. Το φάσμα των νετρίνων είναι ο σχετικός αριθμός παραγόμενων νετρίνων διαφορετικών ενεργειών από μια δεδομένη αντίδραση ή αντιδράσεις. Οι αντιδράσεις pp , pep και ${}^8\text{B}$ (3.3, 3.4 και 3.7) παράγουν νετρίνα με συγκεκριμένη τιμή ενέργειας που φαίνεται στην παρένθεση. Τα νετρίνα από αυτές τις πηγές έχουν διαφορετικό συνεχές φάσμα που συζητείται σε επόμενη ενότητα. Τα νετρίνα pep και ${}^7\text{Be}$ έχουν καλά καθορισμένες ενέργειες και είναι γνωστές σαν γραμμές νετρίνων.

Τα νετρίνα από την αντίδραση pp , (3.3), είναι τα «πιο θεμελιώδη» αφού αυτή η αντίδραση ξεκινάει την αλυσίδα αντιδράσεων που παρέχει σχεδόν όλη (περίπου 99%) την ηλιακή φωτεινότητα. Επιπλέον, τα pp νετρίνα είναι τα πιο άφθονα. Έχουν όμως χαμηλές ενέργειες και γι' αυτό το λόγο είναι δύσκολο να ανιχνευθούν.

Τα νετρίνα που είναι ευκολότερα να ανιχνευθούν είναι τα νετρίνα υψηλής ενέργειας από τις hep και ${}^8\text{B}$ αντιδράσεις, (3.5 και 3.7, αντίστοιχα). Δυστυχώς, τα νετρίνα και από τις δύο αυτές πηγές είναι σπάνια, τα νετρίνα hep είναι λιγότερα σε αριθμό απ' ό,τι τα σπάνια ${}^8\text{B}$ νετρίνα. Τα περισσότερα από τα αρχικά πειράματα βασιζόνταν στην ανίχνευση αυτών των νετρίνων, λόγω της υψηλής τους ενέργειας.

Δύο από τις πηγές νετρίνων που υπάρχουν και παράγουν γραμμικό φάσμα νετρίνων είναι οι pep και ${}^7\text{Be}$ αντιδράσεις (3.4 και 3.6). Το γραμμικό φάσμα αυτών των πηγών περιέχει λεπτομερείς πληροφορίες σχετικά με την θερμική δομή του ηλιακού εσωτερικού (3.16).

Οι πιο σημαντικές αντιδράσεις που παράγουν ηλιακά νετρίνα στον κύκλο του άνθρακα είναι:

$${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e (q \leq 1.199\text{MeV}), \quad (3.8)$$

$${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e (q \leq 1.732\text{MeV}), \quad (3.9)$$

$${}^{17}\text{F} \rightarrow {}^{17}\text{O} + e^+ + \nu_e (q \leq 1.740\text{MeV}). \quad (3.10)$$

Οι αντιδράσεις ${}^{13}\text{N}$ και ${}^{15}\text{O}$ (Εξ. 3.8 και 3.9) παρέχουν πληροφορίες σχετικά με τον κύκλο CNO. Τα νετρίνα ${}^{17}\text{F}$ (3.10) είναι μεγάλου ενδιαφέροντος αφού η ροή τους είναι μια μέτρηση της αρχικής αφθονίας οξυγόνου στο ηλιακό εσωτερικό. Ωστόσο, και οι τρεις πηγές CNO νετρίνων αναμένονται να είναι δύσκολα ανιχνεύσιμες αφού ούτε οι υπολογιζόμενες ροές ούτε οι χαρακτηριστικές ενέργειες είναι μεγάλες.

Υπάρχουν δύο εργαστηριακές πηγές νετρίνων μεγάλου ενδιαφέροντος που μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την βαθμονόμηση μερικών ανιχνευτών ηλιακών νετρίνων. Η πρώτη πηγή είναι το χρώμιο, ${}^{51}\text{Cr}$, το οποίο χρησιμοποιήθηκε για την βαθμονόμηση του πειράματος ηλιακού νετρίνου με ${}^{71}\text{Ga}$ και του πειράματος με ${}^{115}\text{In}$ (Raghavan (1978)). Αυτό το ισότοπο αποσυντίθεται μέσω της σύλληψης ενός ηλεκτρονίου εκπέμποντας γραμμικό φάσμα νετρίνων,

$$e^- + {}^{51}\text{Cr} \rightarrow {}^{51}\text{V} + \nu_e (q = 0.746\text{MeV}, 90.1\%; 0.426\text{MeV}, 9.9\%). \quad (3.11)$$

Το χρώμιο (^{51}Cr) μπορεί να αποκτηθεί σε επαρκή ποσότητα, (megacuries), και γι'αυτό χρησιμοποιείται στο πείραμα γαλλίου. Η ενέργεια του νετρίνου που προέρχεται από το χρώμιο έχει χαμηλό ενεργειακό κατώφλι για το πείραμα με ^{37}Cl . Ίσως για τον ανιχνευτή χλωρίου θα έπρεπε να χρησιμοποιηθεί το ισότοπο ^{65}Zn (Alvarez, 1973), το οποίο όμως είναι πολύ πιο δύσκολο να χειριστούν τα πειράματα. Οι καταστάσεις αποσύνθεσης του ^{65}Zn είναι:

$$e^{-} + ^{65}\text{Zn} \rightarrow ^{65}\text{Cu} + \nu_e (q = 0.227\text{MeV}, 50.75\%; 1.343\text{MeV}, 47.8\%), \quad (3.12)$$

$$^{65}\text{Zn} \rightarrow ^{65}\text{Cu} + e^{+} + \nu_e (q \leq 0.330\text{MeV}, 1.45\%). \quad (3.13)$$

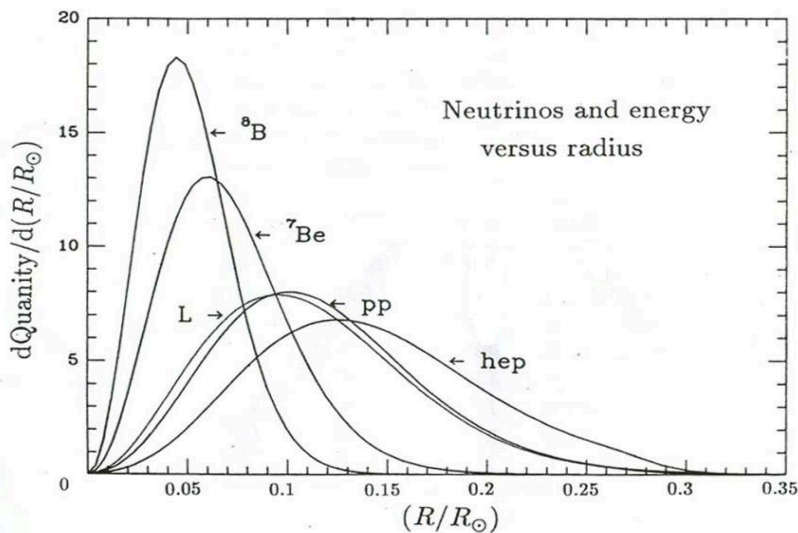
Η γραμμή νετρίνου από την σύλληψη ηλεκτρονίου του ^{37}Ar (το αντίστροφο της αντίδρασης ανύχνευσης στο πείραμα ^{37}Cl) έχει κάποια πλεονεκτήματα στην βαθμονόμηση των μεταβάσεων των οποίων οι ενεργές διατομές δεν μπορούν να υπολογιστούν με ακρίβεια. Στα πλεονεκτήματα περιλαμβάνονται η ομοιότητα της ενέργειας του νετρίνου της ηλιακής γραμμής ^7Be και της εργαστηριακής γραμμής ^{37}Ar και η απουσία της ακτινοβολίας γάμμα (Haxton, 1988). Η διαδικασία αποσύνθεσης του ^{37}Ar είναι

$$e^{-} + ^{37}\text{Ar} \rightarrow ^{37}\text{Cl} + \nu_e (q = 0.814\text{MeV}). \quad (3.14)$$

Η μέγιστη ενέργεια του νετρίνου, q_{max} , που δίνεται παραπάνω για τις πηγές με συνεχές φάσμα είναι η διαφορά ανάμεσα στις πυρηνικές μάζες και της μάζας του ποζιτρονίου που παράγεται. Οι τιμές του q_{max} μπορούν να υπολογιστούν από τις διαφορές μαζών, Δ , των ουδέτερων ατόμων χρησιμοποιώντας την σχέση, (Bahcall, 1989),

$$q_{max} = \Delta - 2m_e + |\delta_{atomic}|. \quad (3.15)$$

3.3 Τι πληροφορίες, σχετικές με το ηλιακό εσωτερικό, μεταφέρουν οι ροές των νετρίνων;



Σχήμα 3.1: Γραφική παράσταση της ροής των ηλιακών νετρίνων που παράγονται από την αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου συναρτήσει της ακτίνας παραγωγής τους στο εσωτερικό του Ήλιου.

Οι προβλεπόμενες ροές νετρίνων ή οι φωτεινότητες νετρίνων (L_ν) προέρχονται από την

ολοκλήρωση του ρυθμού παραγωγής, R , ως προς τον όγκο (μάζα) του Ηλίου.

$$L_\nu \equiv \int dM R_i[\rho(M), T(M), X_i]. \quad (3.16)$$

Οι ρυθμοί παραγωγής είναι ευαίσθητες συναρτήσεις τοπικών μεταβλητών όπως της θερμοκρασίας (T), πυκνότητας (ρ) και χημικής σύστασης X_i .

Το Σχ. 3.1 δείχνει τις περιοχές του ηλιακού πυρήνα στις οποίες παράγονται τα pp , 8B , 7Be και hep νετρίνα. Το σχήμα δείχνει επίσης την ηλιακή φωτεινότητα, L , που παράγεται, σε συνάρτηση με την ηλιακή ακτίνα, R_\odot . Η περιοχή παραγωγής των pp νετρίνων μοιάζει πολύ με την περιοχή στην οποία παράγεται το μεγαλύτερο μέρος της ηλιακής φωτεινότητας (L), και συμβαίνει και στις δύο κατανομές στην ίδια θέση, $0.09R_\odot$, και $T = 14 \times 10^6$ K.

Στον ηλιακό πυρήνα, η παραγωγή των νετρίνων 8B κορυφώνεται σε πολύ μικρές ηλιακές ακτίνες, $0.05R_\odot$, και $T = 15 \times 10^6$ K, εξαιτίας της ισχυρής εξάρτησης από την θερμοκρασία, και σε μια στενή περιοχή, από $0.02R_\odot$ έως $0.07R_\odot$. Η περιοχή παραγωγής νετρίνων 7Be είναι ενδιάμεση ανάμεσα στις περιοχές 8B και pp , με μέγιστο στις $0.06R_\odot$ και εκτεινόμενη από $0.03R_\odot$ έως $0.10R_\odot$.

Η κατανομή hep καλύπτει μία ευρεία περιοχή από $0.06R_\odot$ έως $0.21R_\odot$ με μέγιστο στα $0.13R_\odot$ και $T = 12 \times 10^6$ K. Τα νετρίνα hep παράγονται σε σχετικά μεγάλες ηλιακές ακτίνες στον ηλιακό πυρήνα επειδή η αφθονία 3He αυξάνει καθώς απομακρινόμαστε από το κέντρο, κορυφώνοντας στο $0.27R_\odot$. Στις χαμηλότερες θερμοκρασίες του εξωτερικού ηλιακού πυρήνα, η αλυσίδα pp παράγει 3He (από τις αντιδράσεις καύσης πρωτονίου 1 και 2 του Πίν. 2.1), αλλά ο ρυθμός για την καύση 3He (από τις αντιδράσεις 3, 4 και 10 του Πίν. 2.1) είναι πιο αργές απ' τον ρυθμό παραγωγής. Η καύση είναι αργή εξαιτίας του σχετικά υψηλού ορίου Coulomb για τις αντιδράσεις που καταστρέφουν 3He . Η διαφορά ανάμεσα στον σχετικά ταχύ ρυθμό παραγωγής 3He και τον σχετικά αργό ρυθμό καταστροφής του δημιουργεί μια μεγάλη μη ισορροπημένη αφθονία του 3He έξω από τον υψηλότερης θερμοκρασίας ηλιακό πυρήνα.

Η μάζα εσωτερικά της ακτίνας r , $M(\leq r) = \int_0^r dM(r')$ καθορίζει σε μεγάλο βαθμό την τοπική θερμοκρασία και πυκνότητα. Γι' αυτό το λόγο εξετάζουμε σε ποιά ποσοστά μάζας $M(\leq r)/M_\odot$, (25%, 50% και 75%), παράγονται τα νετρίνα κάθε πηγής.

Ο Πίν. 3.1 δείχνει τα ποσοστά μάζας (25%, 50%, 75%) στις οποίες παράγονται οι ροές των νετρίνων. Βλέπουμε, από τον Πίν. 3.1, ότι η παραγωγή των νετρίνων 8B περιορίζεται στο εσωτερικό 2% της ηλιακής μάζας, ενώ τα νετρίνα pp και hep παράγονται πιο έξω, στο 22% και 28% της M_\odot , αντίστοιχα.

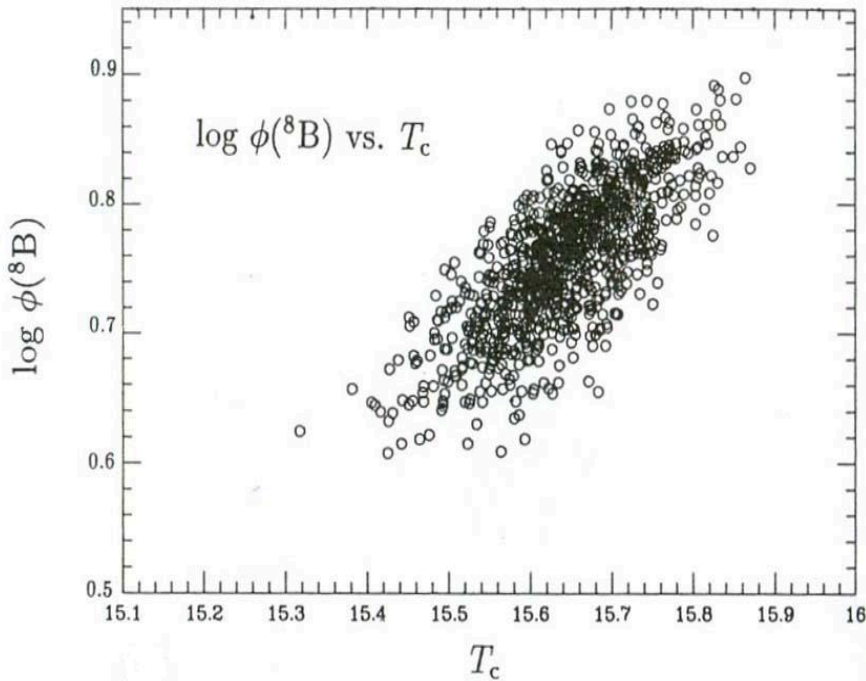
Ο ρυθμός παραγωγής των νετρίνων 8B είναι μια ευαίσθητη συνάρτηση της θερμοκρασίας, $\phi_\nu \propto T^\alpha$ όπου $\alpha \simeq 24$ στο κέντρο του Ηλίου. Η συνολική ροή των νετρίνων από το πρότυπο ηλιακό μοντέλο είναι ένα ολοκλήρωμα ως προς τη θερμοκρασία και τη πυκνότητα ρ . Η ροή των νετρίνων 8B είναι ανάλογη προς το $(S_{pp} \times S_{34}^2 \times S_{17}^2 / S_{33} \times S_{e,7}^2)^{1/2}$. Οι παράγοντες S στην παραπάνω έκφραση αντιστοιχούν, με σειρά εμφάνισης, στις αντιδράσεις 1, 6, 9, 5, και 7 του Πίν. 2.1. Εφόσον η εξάρτηση από τη θερμοκρασία είναι ισχυρή, μπορούμε να γράψουμε τον συνολικό ρυθμό παραγωγής νετρίνων 8B στην ακόλουθη μορφή,

$$\phi({}^8B) \approx const. \times T^\beta. \quad (3.17)$$

Το Σχ. 3.2 δείχνει την σχέση ανάμεσα στη ροή νετρίνων 8B και στην κεντρική θερμοκρασία για 1.000 ηλιακά μοντέλα που υπολογίστηκαν από τους Bahcall και Ulrich (1988). Όταν $\beta \sim 18$, η εξίσωση 3.17 περιγράφει, κατά προσέγγιση, τη σχέση ανάμεσα στην θερμοκρασία και την ροή των νετρίνων 8B για τα μοντέλα που υπολογίστηκαν. Η ακριβής τιμή του β εξαρτάται από τις υποθέσεις που γίνονται σε διαφορετικά μοντέλα. Αν υποθέσουμε ότι δεν συμβαίνει τίποτα στα νετρίνα από την στιγμή που παράγονται μέχρις ότου παρατηρηθούν πάνω στη Γη και ότι οι πυρηνικές ενεργές διατομές είναι γνωστές, τότε μια μέτρηση της ροής

Source	25%	50%	75%
pp	0.058	0.135	0.216
pep	0.036	0.104	0.180
hep	0.104	0.186	0.276
7Be	0.011	0.026	0.065
8B	0.005	0.011	0.021
${}^{13}N$	0.006	0.021	0.150
${}^{15}O$	0.005	0.014	0.031
${}^{17}F$	0.005	0.011	0.026

Πίνακας 3.1: Ροές νετρίνων ως συνάρτηση του λόγου μαζών $M(\leq r)/M_{\odot}$. Η πρώτη στήλη δείχνει τις πηγές παραγωγής νετρίνων, ενώ η δεύτερη τρίτη και τέταρτη δίνουν τις ροές νετρίνων που παράγονται μέσα στην περιοχή που περικλείει το 25%, 50% και 75%, αντίστοιχα, της ηλιακής μάζας.



Σχήμα 3.2: Η ροή των παραγόμενων 8B νετρίνων ως συνάρτηση της θερμοκρασίας, T_c , στο εσωτερικό του Ήλιου.

των νετρίνων 8B θα καθορίσει την κεντρική θερμοκρασία του Ήλιου με μια ακρίβεια 1% ή μεγαλύτερη.

Η ροή των νετρίνων pp είναι πολύ λιγότερο ευαίσθητη στη θερμοκρασία. Το Σχ. 3.3 δείχνει την σχέση ανάμεσα στην ροή των νετρίνων pp και στην κεντρική θερμοκρασία για τα ίδια 1.000 ηλιακά μοντέλα (Bahcall και Ulrich, 1988),

$$\phi(pp) \approx const. \times T^{-1.2}. \quad (3.18)$$

Η ροή των νετρίνων pp μειώνεται όταν η θερμοκρασία αυξάνεται. Ο λόγος γι' αυτή τη συμπεριφορά είναι ότι ο συνολικός αριθμός των νετρίνων χαμηλής ενέργειας, από την αντίδραση pp και από την σύλληψη ηλεκτρονίου του 7Be καθορίζεται από την υπόθεση ότι η φωτεινότητα του μοντέλου στην παρούσα φάση της ζωής του Ήλιου ισούται με την παρατηρούμενη ηλιακή φωτεινότητα. Καθώς η θερμοκρασία αυξάνει, πραγματοποιείται ένα μεγαλύτερο ποσοστό τερματισμού της αλυσίδας pp μέσω της αντίδρασης $^3He + ^4He$, όπου παράγεται ένα νεutrino pp και ένα νεutrino 7Be , και ένα μικρότερο ποσοστό τερματισμού πραγματοποιείται μέσω της αντίδρασης $^3He + ^3He$, όπου παράγονται δύο pp νετρίνα.

Οι εξαρτήσεις από την θερμοκρασία των ροών των hep και νετρίνων 7Be φαίνονται στο Σχ. 3.4. Υπάρχει μεγάλη διασπορά στην σχέση ανάμεσα στον λογάριθμο της ροής hep και της θερμοκρασίας,

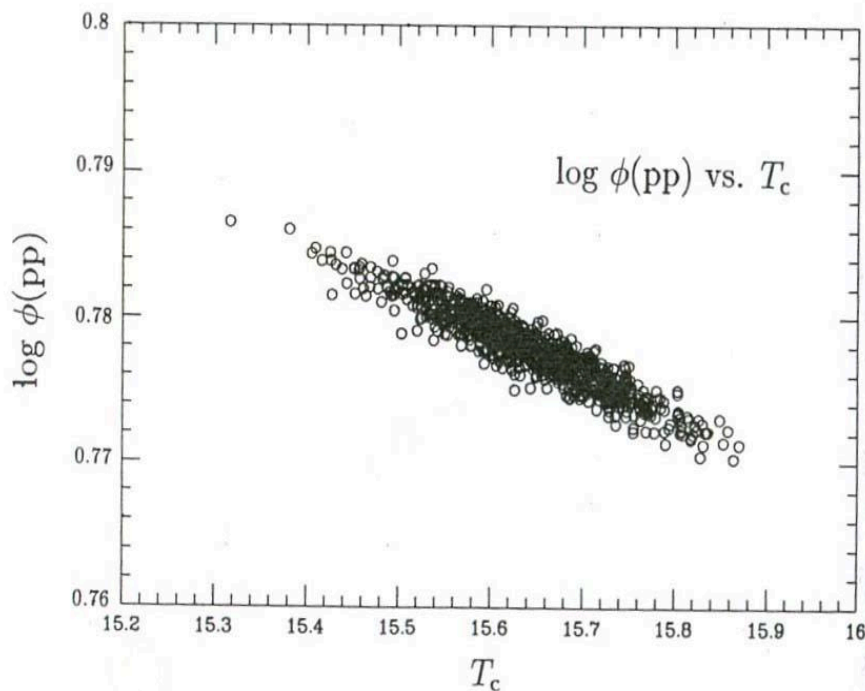
$$\phi(hep) \approx const. \times T^{-\gamma}, \quad (3.19)$$

όπου $\gamma \sim 3$ έως 6. Η μείωση της ροής με την θερμοκρασία αντανακλά, σε αυτή την περίπτωση, το γεγονός ότι η αφθονία του 3He μειώνεται απότομα όταν η θερμοκρασία αυξάνεται.

Το Σχ. 3.5 δείχνει ότι η ροή νετρίνων 7Be αυξάνει με την θερμοκρασία,

$$\phi_\nu(^7Be) \approx const. \times T^8. \quad (3.20)$$

Η εξάρτηση από τη θερμοκρασία των 7Be νετρίνων είναι αρκετά ισχυρή, αλλά όχι τόσο όσο



Σχήμα 3.3: Η ροή των παραγόμενων pp νετρίνων ως συνάρτηση της θερμοκρασίας, T_c , στο εσωτερικό του Ήλιου.

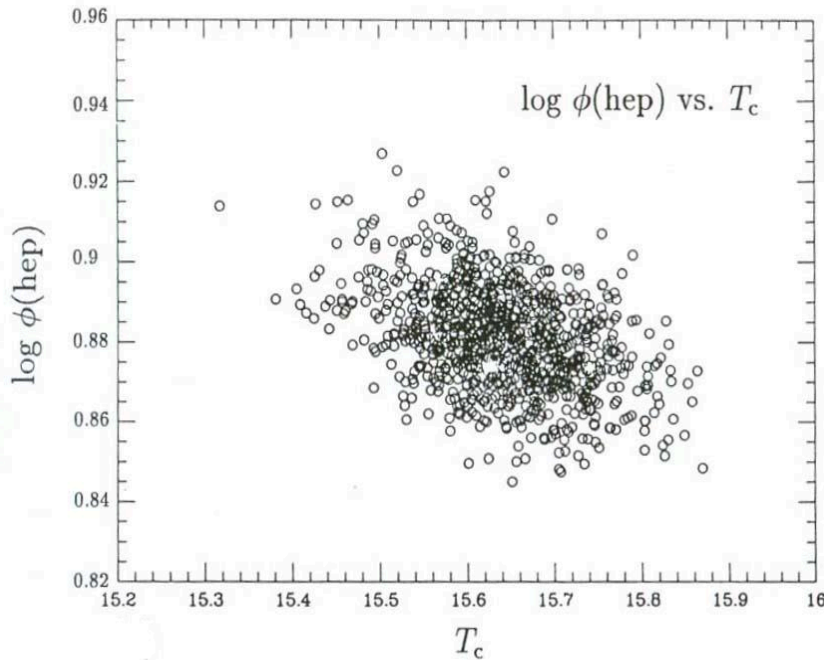
η ροή των νετρίνων 8B .

Το κάθε ένα από τα μοντέλα που χρησιμοποιήθηκαν στην κατασκευή των Σχ. 3.2 και 3.3 είναι η λύση της ίδιας πολύπλοκης ομάδας διαφορικών εξισώσεων με οριακές συνθήκες στο χώρο και στον χρόνο που περιγράφουν την φυσική εξέλιξη του Ήλιου, καθώς και την εξέλιξη διαφόρων παραμέτρων (P , T , ρ κ.α.). Το συνεχώς βελτιωμένο ηλιακό μοντέλο που ικανοποιεί της οριακές συνθήκες και τις αρχικές φυσικές καταστάσεις μας δίνει ένα ολοκληρωμένο προφίλ θερμοκρασίας και πυκνότητας του ηλιακού εσωτερικού. Η κεντρική θερμοκρασία είναι μια ρυθμιζόμενη παράμετρος. Η κεντρική θερμοκρασία χρησιμοποιήθηκε στην γραφική παράσταση του Σχ. 3.2 μόνο για λόγους απλότητας. Μπορεί επίσης να δείξει την ροή των νετρίνων 8B σαν συνάρτηση της μέσης θερμοκρασίας εντός του 10% της ηλιακής μάζας ή της θερμοκρασίας στα $0.05R_{\odot}$ όπου ο ρυθμός της ροής των νετρίνων 8B κορυφώνεται (Σχ. 3.1) (Bahcall, 1989).

3.4 Ενεργειακά φάσματα νετρίνων

Η μελέτη του ενεργειακού φάσματος των ηλιακών νετρίνων θα μας παρέχει έναν έλεγχο σχετικά με το αν το πρόβλημα ηλιακού νετρίνου προκαλείται από την έλλειψη κατανόησης του ηλιακού εσωτερικού, όπως το περιγράφουν τα θεωρητικά ηλιακά μοντέλα, ή από νέους νόμους της σωματιδιακής φυσικής. Οποιαδήποτε τροποποίηση γίνει στο ηλιακό μοντέλο, το σχήμα του φάσματος των νετρίνων ηλεκτρονίου ν_e από κάθε αντίδραση θα παραμείνει το ίδιο εκτός και αν υπάρχουν μη-πρότυπες ηλεκτρασθενείς επιδράσεις.

Το Σχ. 3.6 δείχνει το φάσμα των νετρίνων όπως προβλέπεται από το καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο. Αυτό το φάσμα περιλαμβάνει όλες τις σημαντικές πηγές νετρίνων που συζητήθηκαν στην προηγούμενη ενότητα. Οι ροές νετρίνων από συνεχείς πηγές δίνονται σε αριθμούς νετρίνων ανά cm^2 ανά δευτερόλεπτο ανά MeV, σε μια αστρονομική μονάδα και οι γραμμικές ροές δίνονται σε αριθμό νετρίνων ανά cm^2 ανά δευτερόλεπτο.



Σχήμα 3.4: Η ροή των παραγόμενων hep νετρίνων ως συνάρτηση της θερμοκρασίας, T_c , στο εσωτερικό του Ήλιου.

Το κάθε ενεργειακό φάσμα από μια καθορισμένη πηγή ηλιακού νετρίνου έχει ένα χαρακτηριστικό σχήμα που είναι ανεξάρτητο των συνθηκών στο ηλιακό εσωτερικό. Το φάσμα των νετρίνων pp δημιουργείται αργά και κορυφώνεται περίπου στα 0.31 MeV (που είναι τα 3/4 της μέγιστης ενέργειας νετρίνου), και μετά από αυτό το σημείο η ροή διακόπτεται. Το φάσμα των νετρίνων 8B , από την άλλη πλευρά, είναι περισσότερο συμμετρικό, με μια κορυφή στα 6.4 MeV και με μια κάπως εκτεταμένη ουρά. Το φάσμα hep είναι αρκετά συμμετρικό και κορυφώνεται στα 9.6 MeV. Το φάσμα ${}^{13}N$, όπως και το φάσμα pp , δημιουργείται αργά και στη συνέχεια διακόπτεται απότομα. Η κορυφή του ${}^{13}N$ είναι στα 0.76 MeV.

Οι Πίνακες 3.2 και 3.3 παρουσιάζουν τους υπολογισμούς ενεργειακών φασμάτων για τις πηγές των νετρίνων pp , και 8B . Αυτοί είναι χρήσιμοι στην δημιουργία λεπτομερών υπολογισμών των επιπτώσεων της επίδρασης MSW (το φαινόμενο επίδρασης της ύλης πάνω στα νετρίνα). Το ενεργειακό φάσμα για τα νετρίνα 8B είναι από τους Bahcall και Holstein (1986) και τα άλλα φάσματα υιοθετούνται από τους Bahcall και Ulrich (1988).

Για τις γραμμές νετρίνων pep ή 7Be , το σχήμα του φάσματος παράγεται από την θερμική κίνηση των ηλεκτρονίων. Η πιθανότητα να παραχθεί ένα νεutrino με ενέργεια q , σε μια περιοχή που έχει θερμοκρασία T είναι,

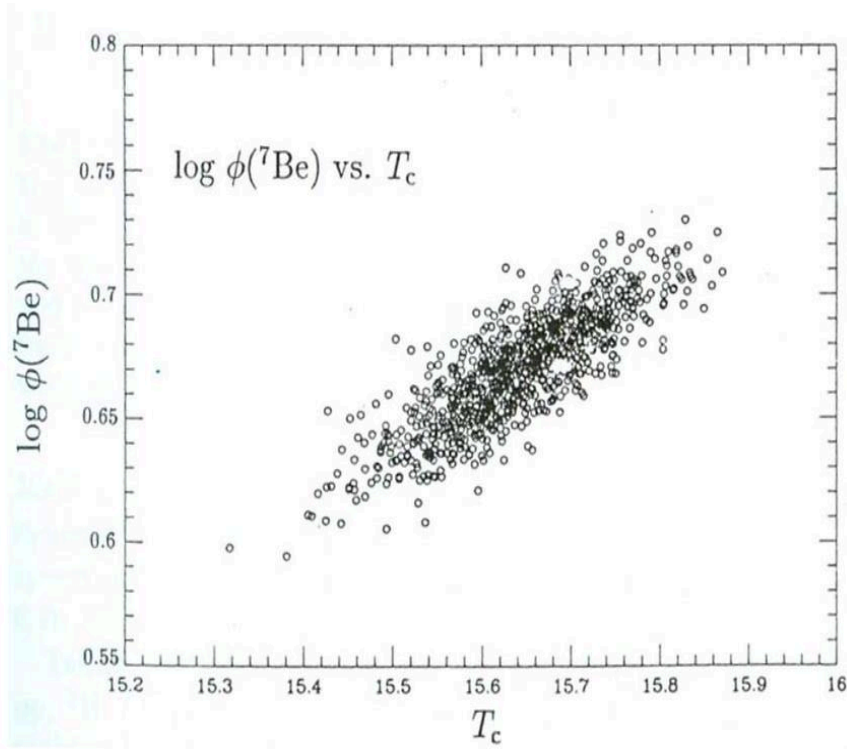
$$P(q) = const. \times T^{-1/2} \exp\left[-\left(\frac{m_i c^2}{2kT}\right)\left(\frac{q - q_0}{q_0}\right)^2\right], \quad (3.21)$$

όπου m_i είναι η μάζα του ιόντος που συμμετέχει στην αντίδραση παραγωγής νετρίνων. Το σχήμα της γραμμής που αναδύεται από τον Ήλιο πρέπει να υπολογιστεί από το μέσο όρο της Εξ. 3.21 ως προς την κατανομή μάζας του Ηλίου. Συνεπώς το παρατηρούμενο σχήμα έχει την μορφή

$$\langle P(q) \rangle = M_{\odot}^{-1} \int dM(T) [production \ rate(T)] P(q, T). \quad (3.22)$$

q	P(q)	q	P(q)	q	P(q)	q	P(q)
0.01	0.0139	0.12	1.45	0.23	3.49	0.34	3.93
0.02	0.0542	0.13	1.64	0.24	3.63	0.35	3.80
0.03	0.119	0.14	1.84	0.25	3.75	0.36	3.63
0.04	0.205	0.15	2.04	0.26	3.86	0.37	3.41
0.05	0.312	0.16	2.24	0.27	3.95	0.38	3.13
0.06	0.436	0.17	2.44	0.28	4.02	0.39	2.76
0.07	0.576	0.18	2.63	0.29	4.07	0.40	2.28
0.08	0.731	0.19	2.82	0.30	4.10	0.41	1.60
0.09	0.897	0.20	3.00	0.31	4.10	0.42	0.00
0.10	1.07	0.21	3.17	0.32	4.08		
0.11	1.26	0.22	3.34	0.33	4.02		

Πίνακας 3.2: Το ενεργειακό φάσμα των pp νετρίνων. Το κανονικοποιημένο ενεργειακό φάσμα των pp νετρίνων, $P(q)$, δίνεται με διάστημα των 10 keV. Η ενέργεια των νετρίνων, q , εκφράζεται σε MeV και $P(q)$ έχει κανονικοποιηθεί ανά MeV (is normalized per MeV).



Σχήμα 3.5: Η ροή των παραγόμενων ${}^7\text{Be}$ νετρίνων ως συνάρτηση της θερμοκρασίας, T_c , στο εσωτερικό του Ήλιου.

Το συνολικό πλάτος των γραμμών αναμένεται να είναι ~ 1 KeV (Bahcall, 1989).

3.5 Οι θεωρητικές γνώσεις για τις τιμές της ροής νετρίνων

Ο Πίνακας 3.4 δείχνει τους καλύτερους υπολογισμούς για τις ροές νετρίνων, μαζί με τις συνολικές θεωρητικές αβεβαιότητες. Η ροή των νετρίνων από την αντίδραση πρωτονίου-πρωτονίου είναι γνωστή με μεγαλύτερη ακρίβεια απ' ό,τι για οποιαδήποτε άλλη πηγή. Η υπολογιζόμενη αβεβαιότητα της ροής pp είναι μόνο 2%.

Πολλοί συγγραφείς έχουν παρερμηνεύσει αυτή την μικρή αβεβαιότητα στην ροή του καθιερωμένου ηλιακού μοντέλου και πιστεύουν ότι η ροή της αντίδρασης των νετρίνων pp καθορίζεται από την παρατηρούμενη ηλιακή φωτεινότητα, ανεξάρτητα από τα ηλιακά μοντέλα. Στην πραγματικότητα, η υπολογιζόμενη ροή θα είναι περίπου το μισό του μεγέθους που δίνεται στον Πίν. 3.4 αν το ${}^3\text{He}$ καιγόταν κυρίως από αλληλεπιδράσεις με ένα σωματίδιο α παρά (όπως στο καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο) από αλληλεπιδράσεις με άλλους πυρήνες ${}^3\text{He}$. Δύο αντιδράσεις pp απαιτούνται για τον τερματισμό της αλυσίδας μέσω της αντίδρασης 5 του Πίνακα 3.1 (${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$, που κυριαρχεί στο στάνταρντ ηλιακό μοντέλο) ενώ μόνο μια αντίδραση pp είναι απαραίτητη αν η αντίδραση 6 (${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$) κυριαρχεί. Οι παράγοντες ενεργούς διατομής για τις αντιδράσεις 5 και 6 είναι σχετικά γνωστοί. Δείχνουν ότι η αντίδραση ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$ συμβαίνει περίπου έξι φορές συχνότερα από την αντίδραση ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$, υπό μέτριες ηλιακές καταστάσεις.

Η αβεβαιότητα στην ροή των νετρίνων ${}^7\text{Be}$ είναι επίσης μικρή, της τάξεως του 15%. Η αβεβαιότητα στα νετρίνα ${}^8\text{B}$ είναι μεγάλη, 37%. Οι μεγαλύτερες αβεβαιότητες στον υπολογισμό αυτής της ροής απορρέουν από την μέτρηση του παράγοντα πυρηνικής ενεργούς διατομής χαμηλής ενέργειας για την παραγωγή των ${}^8\text{B}$ και από την επιρροή της υποτιθέμενης αφθονίας βαρέου μετάλλου στην αδιαφάνεια του ηλιακού εσωτερικού.

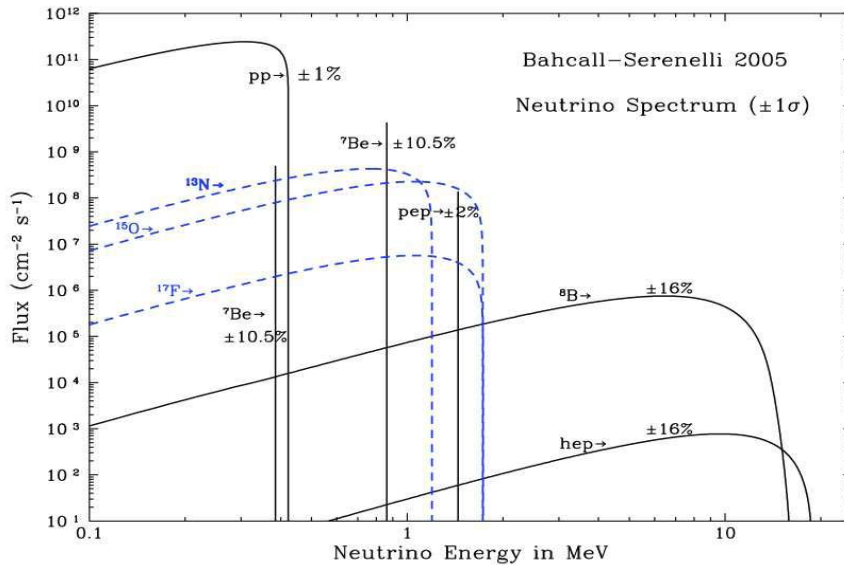
Οι αβεβαιότητες είναι της τάξεως του 50% για τα νετρίνα CNO. Οι μεγαλύτερες συνεισ-

q	P(q)	q	P(q)	q	P(q)	q	P(q)
0.1	0.00022	3.5	0.08808	7.0	0.13075	10.5	0.06342
0.5	0.000386	4.0	0.10144	7.5	0.12638	11.0	0.05061
1.0	0.01328	4.5	0.11277	8.0	0.11969	11.5	0.03841
1.5	0.02630	5.0	0.12173	8.5	0.11097	12.0	0.02731
2.0	0.04140	5.5	0.12809	9.0	0.10057	13.0	0.01015
2.5	0.05735	6.0	0.13171	9.5	0.08888	14.0	0.00166
3.0	0.07317	6.5	0.13258	10.0	0.07634	15.0	0.00008

Πίνακας 3.3: Το φάσμα ενέργειας των 8B νετρίνων. Η ενέργεια των παραγόμενων νετρίνων, q , είναι σε MeV, και $P(q)$ είναι η πιθανότητα του νετρίνου με ενέργεια q να παραχθεί μεταξύ $q \pm 0.5 MeV$.

Source	Flux ($10^{10} cm^{-2} s^{-1}$)
pp	$6.0(1 \pm 0.02)$
pep	$0.014(1 \pm 0.05)$
hep	8×10^{-7}
7Be	$0.47(1 \pm 0.15)$
8B	$5.8 \times 10^{-4}(1 \pm 0.37)$
^{13}N	$0.06(1 \pm 0.50)$
^{15}O	$0.05(1 \pm 0.58)$
^{17}F	$5.2 \times 10^{-4}(1 \pm 0.46)$

Πίνακας 3.4: Οι υπολογιζόμενες ροές ηλιακών νετρίνων.



Σχήμα 3.6: Γραφική παράσταση της ροής των ηλιακών νετρίνων που παράγονται από την αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου συναρτήσει της ακτίνας παραγωγής τους στο εσωτερικό του Ήλιου.

φορές στις αβεβαιότητες είναι η αφθονία βαρέων μετάλλων και ο ρυθμός με τον οποίο γίνεται η καύση του ^{14}N . Ο υπολογισμός της συνολικής αβεβαιότητας για την ροή των νετρίνων hep δεν μπορεί να υπολογιστεί επειδή η ενεργός διατομή της θερμικής σύλληψης νετρονίου δεν είναι πολύ γνωστή. Όλες οι άλλες αβεβαιότητες που επηρεάζουν τη ροή από αυτή την πηγή είναι μικρές.

3.5.1 Η ανάπτυξη του καθιερωμένου ηλιακού μοντέλου για τις προβλέψεις των τιμών της ροής των νετρίνων

Η συμβολή του Davis στην ανίχνευση αστροφυσικών νετρίνων ήταν μεγάλη. Το 1962 οπότε και συζητήθηκε για πρώτη φορά από τον Davis η πιθανότητα ενός πειράματος ηλιακών νετρίνων, δεν υπήρχαν καθόλου θεωρητικοί υπολογισμοί ηλιακού μοντέλου για τις ροές ηλιακών νετρίνων. Ο Bahcall, μετά από προτροπή του Davis, ξεκίνησε τον υπολογισμό του ρυθμού παραγωγής νετρίνων στην αντίδραση σύλληψης του ηλεκτρονίου από το ^7Be που πραγματοποιείται στον Ήλιο και της ροής των παραγόμενων νετρίνων. Διαπίστωσε ότι, χρειαζόνταν ένα λεπτομερές μοντέλο του Ήλιου που θα συμπεριελάμβανε τα προφίλ της χημικής σύστασης, της θερμοκρασία και της πυκνότητας.

Κατά τη διάρκεια της περιόδου 1962 – 1968, τα ηλιακά μοντέλα είχαν βελτιωθεί σημαντικά. Οι πιο σημαντικές αλλαγές ήταν στην μέτρηση του ρυθμού παραγωγής νετρίνων για την αντίδραση $^3\text{He} - ^3\text{He}$ όπου οι τιμές άλλαξαν κατά έναν παράγοντα 3.9, στον θεωρητικά υπολογιζόμενο ρυθμό. Για την αντίδραση p-p άλλαξε κατά 7%, και στην παρατηρούμενη τιμή του λόγου της αφθονίας των βαρέων στοιχείων προς την αφθονία του υδρογόνου, Z/X , μειώθηκε κατά έναν παράγοντα 2.5. Η κάθε μια από τις διορθώσεις οδήγησε στη μείωση της προβλεπόμενης ροής νετρίνων. Οι τιμές των παραμέτρων του αστρικού εσωτερικού που χρησιμοποιήθηκαν το 1968 συμφωνούν κατά πολύ με τις τιμές που χρησιμοποιούνται σήμερα. Παρόλα αυτά, οι αβεβαιότητες είναι πολύ καλύτερα γνωστές σήμερα.

Η εργαστηριακή μέτρηση της ενεργούς διατομής της αντίδρασης $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ που ήταν η κύρια πηγή αβεβαιότητας στην πρόβλεψη του 1962, παραμένει ακόμη και σήμερα μια από τις δύο μεγαλύτερες αβεβαιότητες στις προβλέψεις ηλιακών νετρίνων.

Το 1995, ο Steve Tomczyk και οι συνεργάτες του παρουσίασαν τις πρώτες παρατηρήσεις των p ηλιακών ταλαντώσεων, τόσο του ενδιάμεσου ηλιακού εσωτερικού όσο και του

βαθύτερου εσωτερικού. Αυτές οι παρατηρήσεις καθόρισαν με ακρίβεια την ταχύτητα του ήχου σχεδόν όλου του ηλιακού εσωτερικού. Το 1995, ο Bahcall και ο Pinsonneault έκαναν μια συστηματική μελέτη βελτιωμένων ηλιακών μοντέλων που περιλάμβαναν νέες τιμές για την αδιαφάνεια καθώς και την διάχυση του ηλίου (4He) και των βαρέων στοιχείων.

Οι Bahcall, κ.α., (1997), έδειξαν ότι οι ταχύτητες του ήχου, που πάρθηκαν από τις ηλιοσεισμολογικές μετρήσεις, συμφωνούσαν με τις τιμές που υπολογίστηκαν από το καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο. Το συμπέρασμα της μελέτης τους ήταν ότι τα καθιερωμένα ηλιακά μοντέλα προβλέπουν τη δομή του Ήλιου με μεγαλύτερη ακρίβεια απ' αυτή των παρατηρήσεων των ηλιακών νετρίνων. Η ηλιοσεισμολογία, έχει δείξει ότι τα προβλήματα των ηλιακών νετρίνων δεν μπορούν να αποδοθούν σε λάθη του θερμοκρασιακού προφίλ του Ήλιου και ότι νέοι νόμοι της φυσικής απαιτούνται για να καλύψουν το χάσμα ανάμεσα στις προβλέψεις του καθιερωμένου ηλιακού μοντέλου και της ηλεκτρασθενούς θεωρίας.

Τα πειράματα SNO και Super-KamionKande (2000) επιβεβαίωσαν άμεσα την ροή των νετρίνων 8B , που υπολογίζεται από το καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο. Η πρόβλεψη του καθιερωμένου ηλιακού μοντέλου για την ροή, ϕ , των σπάνιων νετρίνων 8B , σε μονάδες $10^6 cm^{-2} s^{-1}$, η είναι:

$$\phi(BP00) = 5.05_{-0.8}^{+1.0} \quad (3.23)$$

Το 2001, τα πειράματα SNO CC και Super Kamiokande έδειξαν ότι η ροή των νετρίνων 8B είναι ίση με:

$$\phi(SNOCC + SK) = 5.44 + 0.99 \quad (3.24)$$

Η συμφωνία ανάμεσα στην καλύτερη υπολογιζόμενη τιμή (3.23) και στην μετρήσιμη τιμή (3.24) είναι 0.3σ . Η μέτρηση SNO NC δείχνει μια καλύτερη συμφωνία ανάμεσα στους υπολογισμούς,

$$\phi(SNONC) = 5.09 + 0.64 \quad (3.25)$$

Η συμφωνία ανάμεσα στους καλύτερους υπολογισμούς που δίνονται από τις εξισώσεις 3.23 και 3.25 είναι 0.03σ . Τα αναφερόμενα σφάλματα, θεωρητικά και πειραματικά, είναι σχετικά μεγάλα.

3.5.2 Η ροή των νετρίνων p-p και η ηλιακή φωτεινότητα

Η προβλεπόμενη ροή των νετρίνων στη αντίδραση p-p δεν καθορίζεται από την παρατηρούμενη ηλιακή φωτεινότητα, αλλά από την θερμοκρασία, την πυκνότητα και την χημική σύνθεση του αερίου στο εσωτερικό του Ήλιου.

Τα αποτελέσματα λεπτομερών υπολογισμών αστρικών μοντέλων έδειξαν ότι οι αστέρες που είναι ελαφρώς μαζικότεροι από τον Ήλιο παράγουν ενέργεια κυρίως από τις αντιδράσεις CNO, ενώ αυτές οι αντιδράσεις είναι υπεύθυνες μόνο για το 1.5% της ηλιακής φωτεινότητας.

Η ηλιακή φωτεινότητα καθορίζει την συνολική ροή ηλιακών νετρίνων, όχι μόνο την ροή των νετρίνων p-p. Η βασική αντίδραση με την οποία ο Ήλιος και άλλα αστέρια της κύριας ακολουθίας παράγουν ενέργεια είναι:



Η ηλιακή φωτεινότητα καθορίζει την μέγιστη πιθανή ροή των νετρίνων p-p, $\phi_{Max}(p-p)$, μέσω της σχέσης:

$$\phi_{Max}(p-p) = \frac{2L_{\odot}}{4\pi(A.U.)^2 E_{p-p}} = 6.51 \times 10^{10} cm^{-2} s^{-1} \quad (3.27)$$

όπου L_{\odot} είναι η ηλιακή φωτεινότητα, 1 A.U. είναι η μέση απόσταση Γης-Ήλιου, και E_{p-p} είναι η ενέργεια που απελευθερώνεται (26, 197 MeV) στον αστέρα όταν η αλυσίδα p-p τερματίζεται από την αντίδραση $^3He - ^3He$, όπου παράγονται μόνο νετρίνα p-p. Η ροή των p-p

νετρίνων στο καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο είναι $0.91\phi_{Max}(p-p)$. Απαιτείται όμως ένα πιο λεπτομερές ηλιακό μοντέλο όπου η ροή των p-p νετρίνων να κυμαίνεται μεταξύ των τιμών 0 και 1 φορές της $\phi_{Max}(p-p)$.

Για να εξερευνήσουμε το ηλιακό εσωτερικό είναι ανάγκη να καθορίσουμε πειραματικά ποια αντίδραση της αλυσίδας p-p, ${}^3\text{He} - {}^3\text{He}$ ή ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$, πραγματοποιείται γρηγορότερα στο ηλιακό εσωτερικό και κατά πόσο. Η αναλογία R του ρυθμού αντίδρασης ${}^3\text{He} - {}^3\text{He}$ προς των ρυθμό αντίδρασης ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$ στον Ήλιο μπορεί να εκφραστεί με βάση τις ροές των p-p και ${}^7\text{Be}$ νετρίνων, μέσω της ακόλουθης απλής σχέσης:

$$R \equiv \frac{\langle {}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rangle}{\langle {}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rangle} = \frac{2\phi({}^7\text{Be})}{\phi(pp) - \phi({}^7\text{Be})} \quad (3.28)$$

Το καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο προβλέπει $R = 0.174$. Ένας από τους λόγους που είναι τόσο σημαντική η ακριβής μέτρηση της ροής όλων των p-p και ${}^7\text{Be}$ νετρίνων είναι για να δοκιμαστεί αυτή η λεπτομερής πρόβλεψη των καθιερωμένων ηλιακών μοντέλων. Η τιμή του R αντικατοπτρίζει την διαφορά ανάμεσα στους δύο βασικούς τρόπους τερματισμού της αλυσίδας p-p και γι' αυτό το λόγο είναι σημαντική στην έρευνα της ηλιακής θερμοπυρηνικής σύντηξης. Ένας από τους στόχους της παρούσας διατριβής είναι να υπολογίσουμε βελτιωμένες ροές νετρίνων χρησιμοποιώντας τις πιο πρόσφατες επίγειες πειραματικές μετρήσεις του αστροφυσικού παράγοντα S.

Χρειάστηκαν περίπου 35 χρόνια για να πειστούν πολλοί φυσικοί ότι η έρευνα του ηλιακού νετρίνου αποκάλυπτε κάτι καινούριο σχετικά με τα νετρίνα. Την χρονική περίοδο 1968 – 1988, πολλοί Πυρηνικοί φυσικοί, Ατομικοί φυσικοί, Αστρονόμοι και Αστροφυσικοί έκαναν συλλογικές προσπάθειες για να μπορέσουν να παρέχουν μια λεπτομερή βάση για τους υπολογισμούς του καθιερωμένου μοντέλου, και για τις αβεβαιότητες στις προβλέψεις του ηλιακού μοντέλου. Ακόμα και σήμερα υπάρχουν επιπλέον βελτιώσεις που πρέπει να γίνουν για να υπάρξει μια πιο ακριβή περιγραφή της περιοχής μέσα στην οποία λαμβάνει χώρα η παραγωγή ενέργειας και νετρίνων στο ηλιακό εσωτερικό.

Περισσότερο από το 99.99% των προβλέψιμων ροών ηλιακού νετρίνου είναι κάτω από 5 MeV. Το λάθος στην προβλέψιμη ροή του p-p νετρίνου είναι μόνο 1%, αλλά ο Bahcall πίστευε ότι θα χρειασθούν ακόμη 3 έως 10 χρόνια θεωρητικής και πειραματικής έρευνας ώστε να είμαστε σίγουροι ότι τα πάντα είναι σωστά, συμπεριλαμβανομένου και των αβεβαιοτήτων, σε αυτό το επίπεδο ακρίβειας. Επιπλέον, πίστευε ότι μπορεί να υπάρχουν και άλλες εκπλήξεις στην Φυσική του νετρίνου. Τα απλά σενάρια για το νετρίνο ταιριάζουν πολύ καλά στα υπάρχοντα δεδομένα, τα οποία, με εξαίρεση τα ραδιοχημικά πειράματα του χλωρίου και του γάλλιου, ανιχνεύουν μόνο ηλιακά νετρίνα με ενέργειες πάνω από 5 MeV. Ίσως αυτά τα δεδομένα υψηλότερης ενέργειας δεν έχουν αποκαλύψει ακόμη όλο τον πλούτο των φαινομένων των ασθενών αλληλεπιδράσεων.

3.5.3 Ενεργές διατομές αντιδράσεων νετρίνου-πυρήνα ουδέτερων ρευμάτων

Οι ενεργές διατομές των νετρίνων είναι τόσο σημαντικές όσο τα ηλιακά μοντέλα στον καθορισμό των προβλεπόμενων ρυθμών πυρηνικών αντιδράσεων στους ηλιακούς ανιχνευτές νετρίνων. Οι παρατηρούμενοι ρυθμοί είναι αποτελέσματα του πολλαπλασιασμού των ροών με τις ενεργές διατομές. Για πολλούς από τους προτινόμενους ανιχνευτές ηλιακών νετρίνων, οι αβεβαιότητες στις ενεργές διατομές των νετρίνων είναι πολύ μεγαλύτερες από τις αβεβαιότητες στις ροές που υπολογίζονται από το καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο.

Τα ουδέτερα ρεύματα δεν βλέπουν τις «γεύσεις» των νετρίνων. Στην πρότυπη ηλεκτρασθενή θεωρία, τα νετρίνα διαφορετικών γεύσεων έχουν τις ίδιες αλληλεπιδράσεις ουδέτερου ρεύματος. Γι' αυτό το λόγο τα πειράματα ουδέτερου ρεύματος μπορούν να κάνουν το διαχωρισμό ανάμεσα στα «απόντα» νετρίνα (π.χ. λάθος Αστροφυσική) και στην Νέα φυσική.

Στην παρούσα εργασία μελετάμε την συναφή σκέδαση νετρίνου-πυρήνα, την ημιελαστική

σκέδαση νεutrίνου-πυρήνα και την σκέδαση νεutrίνου-ηλεκτρονίου.

A. Ελαστική σκέδαση νεutrίνου-πυρήνα

Η πρώτη διαδικασία ουδέτερου ρεύματος που θα μελετήσουμε σε σχέση με τα ηλιακά νεutrίνα ήταν η ελαστική σκέδαση νεutrίνου-πυρήνα. Αυτή η διαδικασία μπορεί να εκφραστεί συμβολικά μέσω μιας αντίδρασης

$$\nu + A \rightarrow \nu + A \quad (3.29)$$

Εδώ το A είναι ένας πυρήνας με N νεutrόνια και Z πρωτόνια. Για τις χαμηλές ενέργειες των ηλιακών νεutrίνων ο πυρήνας μπορεί να αντιμετωπιστεί σαν ένας σημειακός σκεδαστής όλα τα νουκλεόνια του οποίου αντιδρούν συναφώς. Η διαφορική ενεργός διατομή δίνεται από μια καλή προσέγγιση [Freedman (1974)] που έχει την έκφραση

$$\frac{d\sigma}{d\mu} = \frac{\sin^2 \theta_w}{2\pi} G_V^2 (N + Z)^2 q^2 (1 + \mu), \quad (3.30)$$

όπου μ είναι το συνημίτονο της γωνίας σκέδασης. Ολοκληρώνοντας προς όλες τις κατευθύνσεις, η συνολική ενεργός διατομή είναι

$$\sigma \approx 4 \times 10^{-43} \text{ cm}^2 N^2 (q/10 \text{ MeV})^2. \quad (3.31)$$

Οι παραπάνω εκφράσεις για τις ενεργές διατομές είναι έγκυρες μόνο για τους πυρήνες μη-δενικής περιστροφής με $N = Z$. (Freedman (1974), Tubbs και Schramm (1975), και Drukier και Stodolsky (1984)).

Ο παράγοντας συνάφειας ($\propto N^2$) που υπάρχει στην Εξ. 3.31 είναι ένα από τα κύρια πλεονεκτήματα της χρήσης της ελαστικής σκέδασης νεutrίνου-πυρήνα. Για πρακτικές περιπτώσεις, η ενεργός διατομή μπορεί να είναι ένας παράγοντας του 10^3 μεγαλύτερος απ' ότι για την αντίστοιχη απορρόφηση νεutrίνου και τις διαδικασίες σκέδασης νεutrίνου-ηλεκτρονίου. Η κύρια δυσκολία στην μελέτη της σκέδασης νεutrίνου-πυρήνα είναι ότι ο πυρήνας αναπήδησης είναι το μόνο αισθητό προϊόν.

Η μέση ενέργεια της πυρηνικής αναπήδησης είναι (Drukier και Stodolky (1984))

$$\langle E_A \rangle = \frac{2}{3A} \left(\frac{q}{1 \text{ MeV}} \right)^2 \text{ keV}, \quad (3.32)$$

όπου A είναι ο αριθμός μάζας του πυρήνα. Η ενέργεια αναπήδησης είναι μικρή επειδή η ενέργεια του νεutrίνου είναι πολύ μικρότερη απ' την μάζα του πυρήνα.

Στον σχεδιασμό ενός πειράματος με ένα θερμικό βολόμετρο μεγάλης μάζας, θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί ένας πυρήνας που να συμβιβάζει το επιθυμητό χαρακτηριστικό ότι η ενεργός διατομή αυξάνει με τον παράγοντα N^2 και το ανεπιθύμητο γεγονός ότι η ενέργεια αναπήδησης μειώνεται αντιστρόφως του μαζικού αριθμού A. Το πυρίτιο (Si) είναι ένας τέτοιος πυρήνας (Drukier και Stodolsky, 1984, Vabrera, Krauss και Wilczek, 1985, Martoff, 1987).

B. Ημιαστική διασκόρπιση νεutrίνου-πυρήνα

Οι αντιδράσεις στις οποίες το τελικό στάδιο του πυρήνα μεταβάλλεται έχουν ένα πρακτικό πλεονέκτημα σε σχέση με την απολύτως ελαστική σκέδαση (Freedman, (1974) και Aardsmas κ.α. (1987)). Μπορούμε να ανιχνεύσουμε τα προϊόντα αποσύνθεσης του διεγερμένου πυρήνα τα οποία μπορεί να είναι π.χ. ακτίνες γάμμα, πρωτόνια, νεutrόνια, σωματίδια α , αν ο διεγερμένος πυρήνας είναι ασταθής στην εκπομπή των ισχυρά αλληλεπιδρώντων σωματιδίων. Η γενική αντίδραση μπορεί να αναπαρασταθεί από

$$\nu + A \rightarrow \nu' + A', \quad (3.33)$$

χωρίς να καθορίζονται το προϊόν (προϊόντα) της αποσύνθεσης του διεγερμένου πυρήνα, A'.

Η ομάδα του Sudbury πρότεινε την παρατήρηση της αποσύνθεσης ουδέτερου ρεύματος

του δευτέρου ανιχνεύοντας τις ακτίνες γάμμα. Η βασική αντίδραση είναι

$$\nu + {}^2C \rightarrow \nu' + n + p. \quad (3.34)$$

Οι ενεργές διατομές γι' αυτές τις αντιδράσεις μπορούν να υπολογιστούν με ικανοποιητική ακρίβεια (Bahcall κ.α., 1988):

$$\langle \sigma({}^8B) \rangle = 0.41(1 \pm 0.1)10^{-42} \text{cm}^2, \quad (3.35)$$

και

$$\langle \sigma(h\nu p) \rangle = 1.15(1 \pm 0.1)10^{-42} \text{cm}^2. \quad (3.36)$$

Επιπλέον, η αναλογία των ενεργών διατομών ουδέτερου ρεύματος προς τις διατομές φορτισμένου ρεύματος καθορίζεται από τους υπολογισμούς με μια ακρίβεια του $\pm 1/2\%$ (Bahcall κ.α., 1988).

Γ. Σκέδαση νετρίνου-ηλεκτρονίου

Η σκέδαση νετρίνου-ηλεκτρονίου

$$\nu + e \rightarrow \nu' + e', \quad (3.37)$$

που συζητήθηκε παραπάνω, είναι ευαίσθητη στα νετρίνα όλων των τύπων και έχει το πλεονέκτημα ότι είναι εξαιρετικά κατευθυντική. Το κύριο μειονέκτημα της χρήσης αυτής της μεθόδου είναι ότι η σκέδαση νετρίνων ν_μ, ν_τ μειώνεται κατά έναν παράγοντα της τάξης του έξι ή του επτά για τις ενέργειες μεγαλύτερου ενδιαφέροντος.

3.6 Ανιχνευτές ηλιακών νετρίνων

Πριν από 50 χρόνια η ανίχνευση των ηλιακών νετρίνων θεωρούνταν κατάλληλη για την δοκιμή της εγκυρότητας των ηλιακών μοντέλων τα οποία υποστηρίζουν ότι η ενέργεια που παράγεται στους αστέρες οφείλεται στις αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης ατόμων υδρογόνου. Η πρώτη μέτρηση της ροής νετρίνων, το 1968 στο μεταλλείο Homestake στην Νότια Ντακότα, ανίχνευσε μόνο το ένα τρίτο της αναμενόμενης τιμής. Η ασυμφωνία μεταξύ της προβλεπόμενης και της παρατηρούμενης ροής νετρίνων δημιούργησε το γνωστό Πρόβλημα Ηλιακού Νετρίνου. Διάφορα πειράματα δημιουργήθηκαν ώστε να γίνει κατανοητή η προέλευση αυτής της ασυμφωνίας. Τώρα γνωρίζουμε ότι τα νετρίνα υπόκεινται σε ένα φαινόμενο ταλάντωσης που αλλάζει την φύση τους καθώς ταξιδεύουν από τον πυρήνα του Ήλιου προς τους ανιχνευτές μας. Παρακάτω (ενότητα 3.6.1), παρουσιάζεται η 40χρονη εξιστόρηση της ανίχνευσης νετρίνων, από τις πρώτες προτάσεις για την επαλήθευση των ηλιακών μοντέλων μέχρι τις τελευταίες μετρήσεις της ενέργειας του φάσματος των νετρίνων.

Ο πυρήνας του Ήλιου έχει θερμοκρασία περίπου $1.5 \times 10^7 K$ κατά την οποία η θερμοπυρηνική σύντηξη μετατρέπει 4 πρωτόνια σε έναν πυρήνα ηλίου, ο οποίος έχει μάζα που είναι ελαφρώς (0, 7%) μικρότερη από την μάζα των 4 πρωτονίων. Η «απούσα» μάζα μετατρέπεται σε ενέργεια για να παρέχει κινητήρια δύναμη στον Ήλιο. Η μάζα του αθροίσματος των 4 πρωτονίων ισούται με $6.6943 \times 10^{-27} \text{Kg}$ και η μάζα ενός πυρήνα ηλίου ισούται με $6.6466 \times 10^{-27} \text{Kg}$. Χρησιμοποιώντας την εξίσωση $E = mc^2$ βρέθηκε ότι κάθε σύντηξη πρωτονίων απελευθερώνει $4.3 \times 10^{-12} \text{J}$ (ή 26.7 MeV). Η τρέχουσα φωτεινότητα του Ήλιου είναι $4 \times 10^{26} \text{W}$ (Bahcall, 1989).

Στον Ήλιο περίπου 600 εκατομμύρια τόνοι υδρογόνου ανά δευτερόλεπτο μετατρέπονται σε 596 εκατομμύρια τόνους ηλίου. Οι εναπομείναντες 4 εκατομμύρια τόνοι απελευθερώνονται σαν ενέργεια, υπο μορφή ακτινοβολίας γ , νετρίνα κτλ.

Η αντίδραση ξεκινάει από τέσσερα πρωτόνια και τελειώνει με ένα πυρήνα ηλίου ο οποίος συγκροτείται από δύο πρωτόνια και δύο νετρόνια. Αυτό σημαίνει ότι πρέπει δύο πρωτόνια να μετατραπούν σε δύο νετρόνια. Όταν ένα πρωτόνιο μετατραπεί σε ένα νετρόνιο, $p \rightarrow$

$n + e^+ + \nu_e$, ένα νετρίνο ηλεκτρονίου (ν_e) απελευθερώνεται. Τα νετρίνα αλληλεπιδρούν με την ύλη μέσω ασθενούς δύναμης, και απομακρύνονται από τον ηλιακό πυρήνα προς το διάστημα. Η μελέτη των ηλιακών νετρίνων θεωρείται πολύ σημαντική για την επαλήθευση των αντιδράσεων θερμοπυρηνικής σύντηξης στον πυρήνα του Ήλιου (Bahcall και Davis, 1976).

3.6.1 Οι αρχικές παρατηρήσεις ηλιακών νετρίνων

Στους αστέρες τύπου Ηλίου το 98% της ενέργειας παράγεται στην αντίδραση της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου, pp. Εκτός από την αντίδραση της αλυσίδας pp υπάρχει και του κύκλου του άνθρακα, που είναι η κυρίαρχη πηγή ενέργειας σε αστέρια μαζικότερα του Ηλίου. Στον Ήλιο ο κύκλος CNO παράγει μόνο το 1 – 2% της ενέργειας. Το Σχήμα 3.6 δείχνει το φάσμα ενέργειας νετρίνων όπως προβλέπεται από το καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο (SSM).

Το πρώτο πείραμα που κατασκευάστηκε για την ανίχνευση των ηλιακών νετρίνων πραγματοποιήθηκε από τον Davis και Bahcall στα τέλη της δεκαετίας του '60 στο μεταλλείο Homestake της Νότιας Ντακότα. Αποτελούνταν από μια μεγάλη δεξαμενή που περιείχε 615 τόνους υγρού υπερχλωρικού αιθυλενίου. Τα νετρίνα ανιχνεύονταν μέσω της αντίδρασης $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$. Το ενεργειακό κατώφλι είναι $E_{th} = 814\text{keV}$ και τα περισσότερα από τα ανιχνεύσιμα νετρίνα ήταν νετρίνα ${}^8\text{B}$ (Cleveland et al., 1998, Lande & Wildenhain, 2003, Davis, 2002).

Το χημικό στοιχείο ${}^{37}\text{Ar}$ είναι ραδιενεργό και αποσυντίθεται, με μέσο χρόνο ζωής 35 ημέρες, μέσω της αντίδρασης ${}^{37}\text{Ar} + e^- \rightarrow {}^{37}\text{Cl}^* + \nu_e$. Ο αναμενόμενος ρυθμός ήταν ένα μόνο άτομο ${}^{37}\text{Ar}$ κάθε έξι μέρες σε 615 τόνους C_2Cl_4 . Μια νέα μονάδα, η Μονάδα Ηλιακού Νετρίνου (SNU), εισήχθη. Μια SNU αντιστοιχεί σε 1 σύλληψη/sec/ 10^{36} άτομα.

Ο αναμενόμενος αριθμός νετρίνων από το SSM, ήταν $7.6_{-1.1}^{+1.3}$ SNU, ενώ ο ανιχνεύσιμος στο Homestake ήταν 2.56 ± 0.23 SNU. Ο αριθμός των νετρίνων που ανιχνεύθηκε ήταν περίπου 1/3 χαμηλότερα από τον αριθμό των αναμενόμενων νετρίνων.

Αυτό το γεγονός παρακίνησε τους φυσικούς να μιλήσουν για το Πρόβλημα Ηλιακού Νετρίνου (SNP εν συντομία). Υπάρχουν διάφορες εκδοχές για την εξήγηση αυτού του αινίγματος. Η πρώτη είναι να παραδεχθούμε ότι το πρότυπο ηλιακό μοντέλο δεν είναι σωστό. Τα ηλιακά μοντέλα όμως έχουν δοκιμαστεί με ανεξάρτητο τρόπο από την ηλιοσεισμολογία η οποία μελετά το εσωτερικό του Ήλιου κοιτάζοντας τις καταστάσεις ταλάντωσής του. Το καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο έχει περάσει μέχρι στιγμής όλες τις δοκιμές. Τα μη-καθιερωμένα ηλιακά μοντέλα δεν φαίνονται πολύ πιθανά να εξηγήσουν την εσωτερική δομή του Ηλίου. Η δεύτερη πιθανότητα είναι ότι το πείραμα του Homestake έκανε λάθος. Γι' αυτό τον λόγο από τις αρχές της δεκαετίας του 1980 δημιουργήθηκαν νέα πειράματα, που χρησιμοποιούν διαφορετικές τεχνικές. Η τρίτη πιθανότητα είναι ότι κάτι συμβαίνει στα νετρίνα.

Το Kamiokande (1989) και το Superkamiokande (1998) είναι μεγάλοι Ανιχνευτές water Cherenkov. Ο πρώτος απαρτίζεται από 3.000 τόνους καθαρού νερού που φαίνονται από 1.000 PMTs, ο δεύτερος από 50.000 τόνους καθαρού νερού και 11.200 RMT. Η ανιχνεύσιμη αντίδραση είναι η ελαστική σκέδαση νετρίνου πάνω στο ηλεκτρόνιο, $e^- + \nu_e \rightarrow e^- + \nu_e$. Το ενεργειακό κατώφλι είναι $E_{th} = 7.5$ MeV για το Kamiokande και $E_{th} = 5.5$ MeV για το SuperKamiokande, και τα ανιχνεύσιμα νετρίνα είναι ${}^8\text{B}$ και hep νετρίνα. Η ροή ήταν ~ 2 φορές χαμηλότερη απ' αυτή που προβλέφθηκε, επιβεβαιώνοντας το γεγονός ότι τα πειράματα ανιχνεύουν λιγότερα νετρίνα από τα αναμενόμενα (Hirata et al., (1989), Fukuda et al., (1998), Cravens et al., (2008)).

Στη συνέχεια πραγματοποιήθηκαν τα πειράματα γαλλίου Ga. Το γάλλιο σαν στόχος επιτρέπει την αλληλεπίδραση νετρίνου μέσω της αντίδρασης $\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge} + e^-$ με ενεργειακό κατώφλι μόνο $E_{th} = 223$ keV. Δύο ραδιοχημικά πειράματα δημιουργήθηκαν ώστε να ανιχνεύσουν τα ηλιακά pp νετρίνα. Ο ανιχνευτής GALLEX (μετά GNO), που βρίσκεται στο υπόγειο εργαστήριο του Gran Sasso (LNGS) στην Ιταλία, αποτελείται από μια δεξαμενή

που περιέχει 30 τόνους φυσικού γαλλίου μέσα σε 100 τόνους υδάτινου διαλύματος χλωρίου του γαλλίου και ο ανιχνευτής SAGE που βρίσκεται στο υπόγειο εργαστήριο του Baksan στην Ρωσία που αποτελείται από 50 τόνους μεταλλικού γαλλίου. Τα Gallex/GNO και το SAGE μέτρησαν ροή νετρίνων μικρότερη κατά (60%) απ' ότι προβλέπεται από το στάνταρτ ηλιακό μοντέλο. Και τα δύο πειράματα υποβλήθηκαν σε δοκιμές βαθμονόμησης με μια τεχνητή πηγή νετρίνου (^{51}Cr) επιβεβαιώνοντας την κατάλληλη επίδοση των ανιχνευτών (Hampel et al., (1999), Abdurashitov et al., (1999) Altmann et al., (2005)). Όλα τα πειράματα ανίχνευσαν λιγότερα νετρίνα απ' τα προβλεπόμενα από το SSM. Το συμπέρασμα ήταν ότι υπάρχει κάποιο πρόβλημα με τα νετρίνα.

3.6.2 Ταλαντώσεις ηλιακών νετρίνων

Για να λυθεί το πρόβλημα που προέκυψε από (με) τις παρατηρήσεις των ηλιακών νετρίνων, οι φυσικοί έστρεψαν την έρευνά τους προς τα νετρίνα και τις ιδιότητές τους. Αρχικά πιστεύονταν ότι τα νετρίνα δεν έχουν μάζα και το SSM είχε υιοθετήσει αυτή την υπόθεση (εκδοχή). Στη συνέχεια, όμως, οι φυσικοί προσπάθησαν να ελέγξουν αυτή την ιδιότητα των νετρίνων.

Ας υποθέσουμε ότι τα νετρίνα έχουν διαφορετικές μάζες Δm^2 και ας υποθέσουμε ότι οι ιδιοκαταστάσεις μάζας (ν_1, ν_2, ν_3), στις οποίες τα νετρίνα δημιουργούνται και ανιχνεύονται, έχουν διαφορετικές ιδιοκαταστάσεις γεύσης (ν_e, ν_μ, ν_τ). Μπορούμε να γράψουμε (στην απλή περίπτωση του 2ν)

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

που γίνεται,

$$\nu_i(t) = \nu_i(0) \exp^{-iE_i t} \quad (3.38)$$

Η πιθανότητα P ένα νετρίνο μιας γεύσης να μετατραπεί σε νετρίνο άλλης γεύσης δίνεται από τη σχέση,

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2}{4E} L. \quad (3.39)$$

Γενικά αυτό οδηγεί στην εξαφάνιση της αρχικής γεύσης νετρίνου (ν_e) με την αντίστοιχη εμφάνιση της λάθος γεύσης νετρίνου. Το μήκος ταλάντωσης είναι $L_{osc} = 4\pi E / \Delta m^2$.

Η πιθανότητα P εξαρτάται από δύο πειραματικές παραμέτρους. Την απόσταση L από την πηγή νετρίνου έως τον ανιχνευτή (σε km) και την ενέργεια E (σε GeV) και δύο θεμελιώδεις παραμέτρους που είναι το $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$ (σε eV^2) και $\sin^2 2\theta$, όπου το θ είναι ανάλογο προς την γωνία Cabibbo στην περίπτωση των quarks.

Οι ταλαντώσεις νετρίνου μπορούν να βελτιωθούν καθώς τα νετρίνα ταξιδεύουν μέσω της ύλης. Αυτό το φαινόμενο είναι γνωστό σαν Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) ή επίδραση της ύλης (Mikheev και Smirnov, 1985, Wolfenstein, 1978). Ο δείκτης διάθλασης του νετρίνου εξαρτάται από το εύρος της σκέδασης του με την ύλη. Ο Ήλιος αποτελείται από up/down quarks και ηλεκτρόνια έτσι όλα τα νετρίνα είναι δυνατόν να αλληλεπιδράσουν μέσω του ουδέτερου ρεύματος (NC) και μόνο τα νετρίνα ηλεκτρονίου μπορούν να αλληλεπιδράσουν μέσω φορτισμένου ρεύματος (CC) σκέδασης. Γι' αυτό τον λόγο ο δείκτης διάθλασης όπως τον βλέπει το ν_e είναι διαφορετικός απ' αυτόν που βλέπει το ν_μ και ν_τ . Η επίδραση MSW μας δίνει την πιθανότητα, (P) , ενός ν_e που παράγεται σε $t = 0$ να ανιχνευθεί σαν ν_μ ,

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta_m \sin^2 \left(\frac{\pi \times W}{\lambda_{osc}} \right) \quad (3.40)$$

όπου

$$\sin^2 2\theta_m = \frac{\sin^2 2\theta}{W^2} \quad (3.41)$$

$$W^2 = \sin^2 2\theta + (D - \cos^2 2\theta)^2 \quad (3.42)$$

$$D = \sqrt{2}G_F N_e \frac{2E_\nu}{\Delta m^2} \quad (3.43)$$

το N_e είναι η ηλεκτρονιακή πυκνότητα. Έτσι, οι επιστήμονες κατέληξαν ότι τα ν_e τα οποία παράγονται κατά τις θερμοπυρηνικές αντιδράσεις στον ηλιακό πυρήνα, αλλάζουν γεύση στην πορεία τους (μέσα στον Ήλιο) και φτάνουν στη Γη υπό τη μορφή ν_μ και ν_τ νετρίνα.

3.6.3 Το Παρατηρητήριο Sudbury (SNO)

Το Sudbury (SNO), που βρίσκεται σε ένα μεταλλείο βάθους 6.010 μέτρων, απαρτίζεται από 1.000 τόνους βαρέου ύδατος μέσα σε μία ακρυλική δεξαμενή με διάμετρο 12 μέτρα και φαίνεται από 9.500 RMTs (Ahmad et al., 2001, Aharmim et al., 2007). Χάρη στην αντίδραση με το δευτέριο το SNO μπορεί να ανιχνεύει διαφορετικές αντιδράσεις νετρίνων: την αντίδραση ελαστικής σκέδασης (Elastic Scattering-ES) $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$, την αντίδραση ουδέτερου ρεύματος (Neutral Current-NC) $\nu + d \rightarrow p + n + \nu_x$ και την αντίδραση φορτισμένου ρεύματος (Charged Current-CC) $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$. Οι ροές ουδέτερου και φορτισμένου ρεύματος μετρώνται ανεξάρτητα και τα αποτελέσματα είναι:

$$\phi_{CC} = 1.68_{-0.06}^{+0.06}(\text{stat.})_{-0.09}^{+0.08}(\text{syst.}) \quad (3.44)$$

$$\phi_{NC} = 4.94_{-0.21}^{+0.21}(\text{stat.})_{-0.34}^{+0.38}(\text{syst.}) \quad (3.45)$$

$$\phi_{ES} = 2.35_{-0.22}^{+0.22}(\text{stat.})_{-0.15}^{+0.15}(\text{syst.}) \quad (3.46)$$

σε μονάδες των $10^6 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Η συνολική ροή των ενεργών νετρίνων μετράται ανεξάρτητα (N) και συμφωνεί καλά με τους υπολογισμούς, $4.7 \pm 0.5 \cdot 10^6 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, του καθιερωμένου ηλιακού μοντέλου του (BPS07). Η πιθανότητα επιβίωσης του ν_e είναι

$$P_{ee} = \frac{\phi_{CC}}{\phi_{NC}} = 0.34 \pm 0.023(\text{stat.})_{-0.03112}^{+0.029} \quad (3.47)$$

Όλοι οι ανιχνευτές μετρούν λιγότερα ηλιακά νετρίνα από τα αναμενόμενα του SSM εκτός από το SNO στην περίπτωση του NC. Το Σχήμα 3 δείχνει τους συνολικούς ρυθμούς που αναμένονται από το καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο σε σχέση με αυτούς των παρατηρήσεων. Η επίλυση του Προβλήματος Ηλιακού Νετρίνου είναι ότι τα ν_e που παράγονται στον πυρήνα του Ήλιου ταλαντώνονται σε μη ηλεκτρονιακά νετρίνα με τις ακόλουθες παραμέτρους: $\Delta m_{12}^2 = 7.6 \times 10^{-5} \text{eV}^2$ και $\sin^2 2\theta_{12} = 0.87$.

Αυτοί οι παράμετροι αντιστοιχούν στην περιοχή της Μεγάλης Γωνίας Μείξης (Large Mixing Angle-LMA) στη περίπτωση του MSW φαινομένου. Αυτές οι τιμές αποκτώνται με τον συνδυασμό όλων των πειραμάτων ηλιακού νετρίνου και με το ένα που αποκτήθηκε από το πείραμα KamLAND.

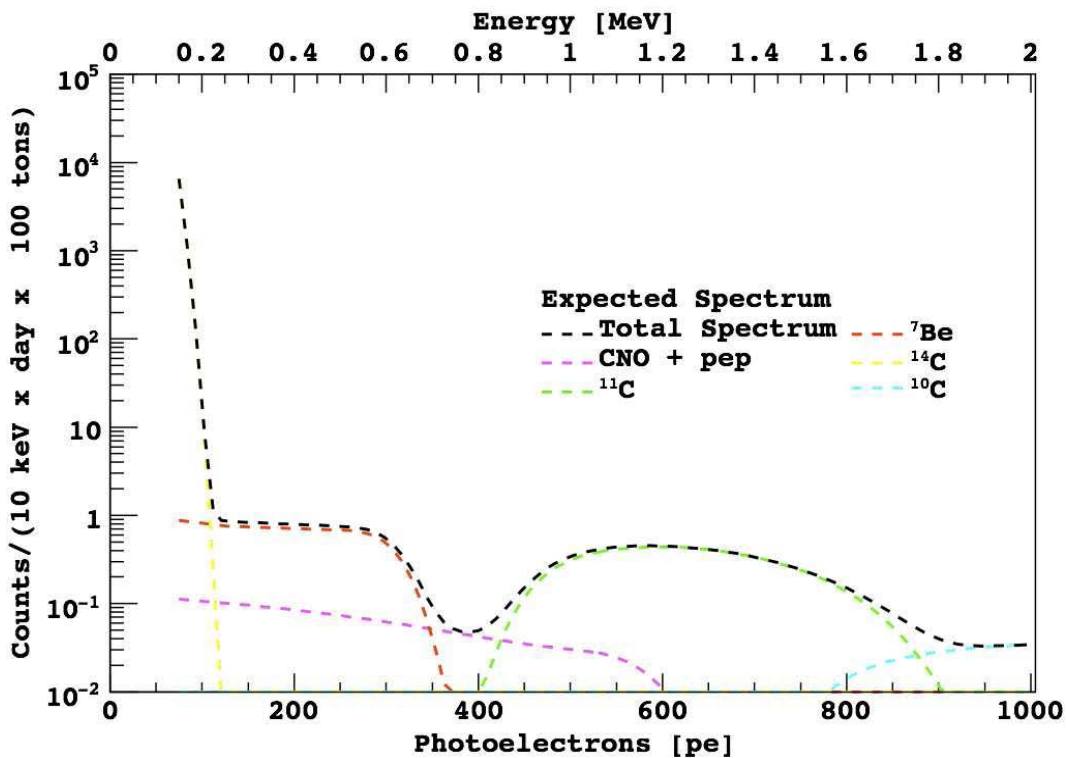
3.6.4 Ανίχνευση νετρίνων κάτω από 1 MeV: BOREXINO

Όλοι οι ανιχνευτές ηλιακών νετρίνων που περιγράφηκαν μέχρι στιγμής μπορούν να ανιχνεύσουν σε πραγματικό χρόνο μόνο νετρίνα που έχουν ενέργεια μεγαλύτερη από μερικά MeV. Οι ραδιοχημικοί ανιχνευτές (Homestake, Gallex/GNO και SAGE) ολοκληρώνουν (f) ως προς το χρόνο και την ενέργεια. Ο ανιχνευτής Borexino, που βρίσκεται στο υπόγειο εργαστήριο του Gran Sasso στην κεντρική Ιταλία, μέτρησε για πρώτη φορά, ηλιακά νετρίνα χαμηλής ενέργειας ($\approx 200 \text{keV}$) σε πραγματικό χρόνο, ελέγχοντας για ελαστική σκέδαση (ES) αυτών με τα ηλεκτρόνια.

Ο κύριος στόχος του ανιχνευτή Borexino είναι η μέτρηση των νετρίνων ${}^7\text{Be}$, και χάρη σε αυτόν θα είναι πιθανό να δοκιμαστεί το καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο και να δοκιμαστεί η θεμελιώδης πρόβλεψη της θεωρίας MSW-LMA στην μετάβαση συστήματος, που αναμένεται ανάμεσα στα 1 – 2 MeV, ανάμεσα στις ταλαντώσεις οι οποίες οδηγούνται από το κενό και

στις ταλαντώσεις επίδρασης της ύλης. Επιπλέον είναι πιθανό να παρέχει έναν ισχυρό περιορισμό στον ρυθμό ${}^7\text{Be}$, κάτω από 5%, τέτοιο ώστε να ελέγξει την ισορροπία ανάμεσα στην φωτεινότητα φωτονίου (photon luminosity) και στην φωτεινότητα νετρίνου από τον Ήλιο.

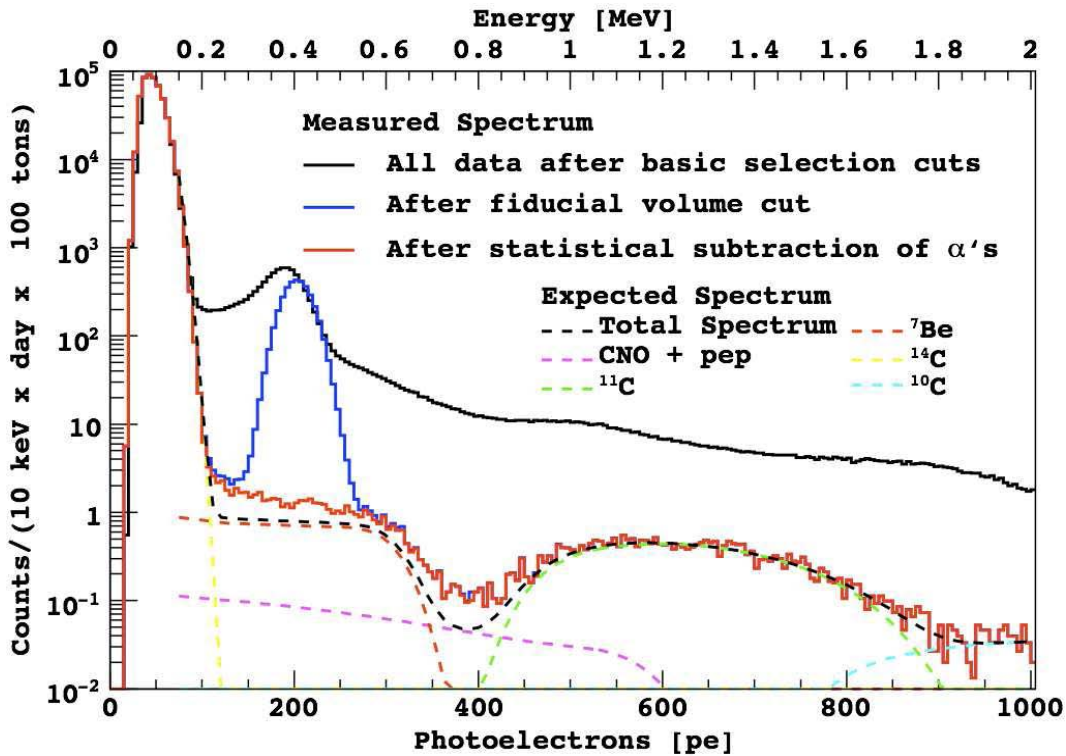
Το Borexino ξεκίνησε να δέχεται παρατηρήσεις από το 2007. Η μετρήσιμη ποσότητα του ${}^{238}\text{U}$ είναι $1.6 \approx 0.1 \times 10^{-17} \text{g}(\text{U})/\text{g}$ που αντιστοιχεί σε 1.9 cpd/100 tons, και η μετρήσιμη ποσότητα του ${}^{232}\text{Th}$ είναι $6.8 \approx 1.5 \times 10^{-18} \text{g}(\text{Th})/\text{g}$ που αντιστοιχεί σε 0.25 cpd/100 tons (Arpesella et al., 2008). Για κάθε γεγονός μετρώνται ο χρόνος και το συνολικό φορτίο, και επιπλέον η θέση του κάθε γεγονότος αναδομείται με αλγόριθμους που βασίζονται στο χρόνο της πτήσης που ρυθμίζεται στην κατανομή του χρόνου σύγκρουσης των ανιχνεύσιμων φωτοηλεκτρονίων. Αυτό επιτρέπει τον ορισμό του όγκου (των περίπου 100 τόνων αποδοτικής μάζας) ώστε να μεγιστοποιήσει το σήμα θορύβου. Η απόδοση του φωτός έχει εκτιμηθεί, προσαρμόζοντας το φάσμα του ${}^{14}\text{C}$ και το φάσμα του ${}^{11}\text{C}$, και ισούται με 500 ± 12 φωτοηλεκτρόνια/MeV. Η ανάλυση ενέργειας είναι 5% στα 1 MeV.



Σχήμα 3.7: Το αναμενόμενο φάσμα στον ανιχνευτή Borexino. Η τετμημένη του άξονα παριστά τον αριθμό των φωτοηλεκτρονίων και η τεταγμένη την καταμέτρηση ανα ημέρα σε 100 τόνους υγρού.

Το Σχ. 3.7 δείχνει το αναμενόμενο φάσμα. Τα τελικά αποτελέσματα παρουσιάζονται στο Σχ. 3.8. Η μαύρη γραμμή είναι τα αρχικά δεδομένα που συλλέχθηκαν σε 192 μέρες δεδομένων που πάρθηκαν πριν από οποιαδήποτε απόρριψη υπο-προϊόντων. Η μπλε γραμμή ελήφθη κρατώντας μόνο τα γεγονότα μέσα στον έμπιστο όγκο και η κόκκινη γραμμή μετά την απομάκρυνση των σωματιδίων άλφα με τον διαχωρισμό του σχήματος του παλμού. Προσαρμόζοντας (fitting) το αποκτώμενο φάσμα η μετρήσιμη ροή των νετρίνων ${}^7\text{Be}$ είναι $49 \pm 3_{\text{sys}} \pm 4_{\text{stat}} \text{cpd}/100 \text{ tons}$ σε σύγκριση με τον ρυθμό αναμενόμενης ροής ${}^7\text{Be}$ για τις MSW-LMA ταλαντώσεις που είναι $48 \pm 4 \text{cpd}/100 \text{ tons}$ στην περίπτωση της υψηλής μεταλλικότητας και $44 \pm 4 \text{cpd}/100 \text{ tons}$ για την χαμηλή μεταλλικότητα.

Περισσότερα από σαράντα χρόνια έχουν περάσει από την πρώτη ιδέα δοκιμής των ηλιακών μοντέλων προσπαθώντας να ανιχνεύσουν τα νετρίνα που παράγονται στις θερμοπυρηνικές αντιδράσεις στον Ήλιο. Ο μικρός αριθμός νετρίνων που παρατηρήθηκε από τον Davis ήταν η ένδειξη ότι τα νετρίνα αλλάζουν τη φύση τους ταξιδεύοντας από τον πυρήνα του Ήλιου προς



Σχήμα 3.8: Το λαμβανόμενο φάσμα του ανιχνευτή Borexino. Η τετμημένη του άξονα παριστά τον αριθμό των φωτοηλεκτρονίων και η τεταγμένη την καταμέτρηση ανα ημέρα σε 100 τόνους υγρού.

τους ανιχνευτές μας. Χάρη στα 40 χρόνια παρατηρήσεων και πειραμάτων γνωρίζουμε ότι το νεutrino ταλαντώνεται και έτσι κατανοούμε πολύ καλύτερα την εσωτερική πηγή ενέργειας και εσωτερική δομή του Ηλίου. Στα επόμενα χρόνια ο ανιχνευτής Borexino θα μας αποκαλύψει, ποια από τα δύο μοντέλα, υψηλής ή χαμηλής μεταλλικότητας (Z/X), είναι το σωστό.

Παράλληλα με τους ανιχνευτές νετρίνων, διεξάγονται επίγεια πειράματα τα οποία σχεδιάστηκαν για να μελετήσουν τις ιδιότητες των διαφόρων γεύσεων νετρίνων, καθώς και τις χαρακτηριστικές παραμέτρους των νετρίνων, όπως η ενεργός διατομή, η μάζα, κλπ.

3.7 Το πείραμα ηλιακών νετρίνων-LUNA

Το πείραμα LUNA αποτελεί σημαντικό μέρος της επιτυχίας της ιστορίας των ηλιακών νετρίνων. Στα πυρηνικά συστατικά του καθιερωμένου ηλιακού μοντέλου περιλαμβάνονται και οι ενεργές διατομές της καύσεως υδρογόνου. Αυτές οι ενεργές διατομές έχουν σημαντικά βελτιωθεί με το πέρασμα των χρόνων.

Ο επιταχυντής 50 kV, LUNA (Laboratory for Underground Nuclear Astrophysics), Gran Sasso, εγκαταστάθηκε στο LNGS υπόγειο εργαστήριο το 1990 από τον Fiorentini και ξεκίνησε τις μετρήσεις από το 1994.

Ένα από τα σημαντικά επιτεύγματα του πειράματος LUNA ήταν η μελέτη της αντίδρασης ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$. Η ηλιακή κορυφή Gamow γι' αυτή την αντίδραση, σε ενέργεια $E_0 = 21\text{keV}$, είχε αποκτηθεί με έναν ανιχνεύσιμο αριθμό αντίδρασης των δύο γεγονότων ανά μήνα στη χαμηλότερη ενέργεια. Έτσι, η ενεργός διατομή μίας πολύ σημαντικής αντίδρασης της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου μετρήθηκε για πρώτη φορά, στις ενέργειες στις οποίες συμβαίνουν οι θερμοπυρηνικές αντιδράσεις στον Ήλιο. Οι μελέτες του επιταχυντή LUNA συνεχίστηκαν με τη μελέτη της αντίδρασης $d(p, g){}^3\text{He}$, η πρώτη περίπτωση αντίδρασης σύλληψης η οποία μελετήθηκε σε όλο το ενεργειακό εύρος την ηλιακής κορυφής Gamow.

Ο αστροφυσικός παράγοντας S είναι συνάρτηση της ενεργούς διατομής (σ), και καθώς

μεταβάλλεται αργά με τη ενέργεια αποτελεί στόχο προς μέτρηση των επίγειων πειραμάτων. Στην παράγραφο αυτή, θα ανεφεθούμε στις πρόσφατες μετρήσεις των αστροφυσικών παραγόντων οι τιμές των οποίων μετρήθηκαν από το πείραμα LUNA και οι οποίες επηρεάζουν τις υπολογιζόμενες, από εμάς, ροές ηλιακών νετρίνων. Ο νέος αστροφυσικός παράγοντας S_{34} (Constantini κ.α. 2008) είναι κατά 7% μεγαλύτερος από τον προηγούμενο καθορισμό του και είναι υπεύθυνος για τις μεγαλύτερες ροές των νετρίνων ${}^7\text{Be}$ και ${}^8\text{B}$ του μοντέλου που χρησιμοποιήσαμε στους υπολογισμούς μας. Παρομοίως, η μικρότερη κατά (7.6%) τιμή του $S_{1,14}$ που πρόσφατα εκδόθηκε από το πείραμα LUNA (Marta κ.α. 2008) οδηγεί τις ροές των νετρίνων ${}^{15}\text{O}$ και ${}^{17}\text{F}$ σε μια μείωση.

Η αντίδραση ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ είναι το ξεκίνημα των κλάδων με ${}^7\text{Be}$ και ${}^8\text{B}$ της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου στις οποίες παράγονται τα νετρίνα ${}^7\text{Be}$ και ${}^8\text{B}$. Χάρης στην ακριβή μέτρηση που πραγματοποιήθηκε από τους ανιχνευτές SNO και SuperKamioKande (Harmin κ.α. (2005), Hosaka κ.α. (2006)), η ροή των νετρίνων ${}^8\text{B}$ είναι γνωστή με μία αβεβαιότητα 3.5%, ενώ η ροή των νετρίνων ${}^7\text{Be}$ μετρήθηκε από τους ανιχνευτές Borexino και Kamland με παρόμοια ακρίβεια. Οι ροές των ηλιακών νετρίνων εξαρτώνται από αστροφυσικούς παραμέτρους όπως είναι η φωτεινότητα, η αδιαφάνεια, η διάχυση του υλικού και η χημική σύσταση των στοιχείων, και από παραμέτρους όπως είναι οι ρυθμοί των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου. Οι αβεβαιότητες των εισερχόμενων παραμέτρων που προαναφέραμε συνεισφέρουν στις αβεβαιότητες των προβλεπόμενων νετρίνων. Για να λάβουμε πληροφορίες για τις παραμέτρους της μικροφυσικής, διαδικασία που αποτελεί και τον απώτερο στόχο της μελέτης των νετρίνων, είναι απαραίτητο να γνωρίζουμε τους ρυθμούς των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων με μία αβεβαιότητα παρόμοια με αυτή της μετρούμενης ροής νετρίνων.

Από την ανάλυση των αποτελεσμάτων των τελευταίας γενιάς πειραμάτων σχετικά με την αντίδραση ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$, λαμβάνεται μία ολική (στατιστική και συστηματική) ακρίβεια περίπου 3% για την τιμή του αστροφυσικού παράγοντα $S(0)$ της αντίδρασης αυτής.

$$S(0) = 0.567 \pm 0.018 \pm 0.004 \text{keVb} \quad (3.48)$$

Ωστόσο, έχουν ληφθεί αρχικά αποτελέσματα με την τεχνική του διαχωρισμού ανάκρουσης που έχει πραγματοποιηθεί μεταξύ των ενεργειών 1 και 3 MeV (Strieder και Rolfs (2007)), τα οποία έδειξαν μία διαφορετική εξάρτηση του αστροφυσικού παράγοντα S από την ενέργεια. Επομένως, επιπλέον βελτιώσεις μπορούν να προέλθουν από νέα πειράματα, στην περιοχή ενεργειών 0.1 έως μερικά MeV.

Τα τωρινά αποτελέσματα έχουν μειώσει σημαντικά την αβεβαιότητα στις ροές των ${}^8\text{B}$ και ${}^7\text{Be}$ νετρίνων που προέρχονται από την αντίδραση ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$. Όπως περιγράφεται στη δημοσίευση των Haxton και Serenelli, (2008), η μεταλλικότητα (Z) του ηλιακού εσωτερικού μπορεί να προσδιοριστεί εφόσον μετρηθούν οι ροές των CN νετρίνων. Στο μέλλον, θα είναι πιθανή μία τέτοια μέτρηση των ροών των CN νετρίνων από πειραματικούς ανιχνευτές όπως το Borexino (Argesella κ.α. (2008)) και τον αναβαθμισμένο ανιχνευτή SNO (ref. SNO+). Χάρης στην χαμηλή αβεβαιότητα η οποία έχει ληφθεί στη μέτρηση των ρυθμών των σημαντικών αντιδράσεων ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ και ${}^{14}\text{N}(p, \gamma){}^{15}\text{O}$ και στις ακριβείς μετρήσεις των ροών των ${}^8\text{B}$ νετρίνων, το Borexino και το SNO+ θα μπορούν να καθορίσουν την αφθονία του C και του N στον ηλιακό πυρήνα. Έτσι, θα μπορεί να πραγματοποιηθεί μία σύγκριση μεταξύ των αφθονιών του ηλιακού εσωτερικού και των αφθονιών στην επιφάνεια, ελέγχοντας μία βασική υπόθεση του καθιερωμένου ηλιακού μοντέλου (SSM), ένα ομογενή μηδενικής ηλικίας Ήλιο. Θα παρέχει, επίσης, έναν έλεγχο των πρόσφατων φωτοσφαιρικών αφθονιών των μετάλλων (Z) τα οποία έχουν αλλάξει την εξαιρετική συμφωνία που υπήρχε μεταξύ του καθιερωμένου ηλιακού μοντέλου (SSM) και της ηλιοσεισμολογίας (Asplund, (2009)).

Πρόσφατα δεδομένα των αφθονιών των στοιχείων C, N και O στην ηλιακή ατμόσφαιρα (Asplund, Grevesse, and Sauval, (2006)) οδήγησαν σε μία αντίφαση μεταξύ των προβλέψεων του καθιερωμένου μοντέλου και των μετρούμενων αφθονιών μέσω της ηλιοσεισμολογίας

(Bahcall, Serenelli, και Basu, (2006)). Προτάθηκε να καθοριστούν οι αφθονίες του ηλιακού εσωτερικού από τις παρατηρήσεις των ηλιακών νετρίνων (Haxton, (2007)). Τα ηλιακά νετρίνα τα οποία παράγονται από τον κύκλο του άνθρακα (CNO-cycle) αναμένεται να είναι 1000 γεγονότα/έτος τόσο για τον ανιχνευτή Borexino (Arpesella κ.α. (2008)) όσο και για τον SNO+(Chen, (2005)). Μία σωστή εξήγηση αυτών των παρατηρήσεων, η οποία θα βασίζεται στη γνωστή θερμοκρασία του ηλιακού πυρήνα και στις γνωστές ιδιότητες των νετρίνων (Haxton, (2007)), απαιτεί μία καλή γνώση του ρυθμού των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων που λαμβάνουν χώρα στον κύκλο του άνθρακα. Ο ρυθμός των αντιδράσεων που συμμετέχουν στον κύκλο του άνθρακα ελέγχεται από αυτόν της αντίδρασης $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$. Η ενεργός διατομή της αντίδρασης αυτής έχει μελετηθεί στο παρελθόν, (Schroeder κ.α., (1987)).

Για την κορυφή Gamow στον Ήλιο ($E \approx 27$ keV), ωστόσο, η προέκταση είναι απαραίτητη. Για τη μέγιστη συνεισφορά στον παράγοντα $S_{tot}(0)$, τέτοια ώστε να έχουμε σύλληψη στη κατάσταση με 6792 keV, πρόσφατα πειραματικά δεδομένα είναι συνεπή. Για σύλληψη στη βασική κατάσταση, πρόσφατα πειραματικά δεδομένα ($E \approx 120 - 480$ keV) από το LUNA και το TUNL είναι συνεπή μεταξύ τους. Ωστόσο, η extrapolated $S_{GS}(0)$ τιμή διαφέρει σημαντικά. Αυτή η ασυμφωνία έχει 15% επίδραση στην τιμή του παράγοντα $S_{tot}(0)$, θέτοντας όρια στην ακρίβειά της.

Ένας από τους σκοπούς του πειράματος LUNA είναι να ξεδιαλύνει αυτή την ασυμφωνία με μία ακριβή μέτρηση της ενεργούς διατομής. Προκειμένου να μειωθούν οι αβεβαιότητες, η ανάλυση περιορίζεται στο λόγο των ενεργών διατομών για τη σύλληψη στη βασική κατάσταση και στην κατάσταση με 6792 keV. Συνεπώς, ο λόγος των ενεργών διατομών δίνεται από τη σχέση

$$R_{GS/6792}(E) = \frac{\sigma_{GS}(E)}{\sigma_{6792}(E)} \quad (3.49)$$

όπου $\sigma_{GS}(E)$ και $\sigma_{6792}(E)$ είναι οι υπολογιζόμενες ενεργές διατομές για σύλληψη στη βασική κατάσταση και στην κατάσταση με 6792 keV του ^{15}O αντίστοιχα.

Χάρης στα υψηλής ακρίβειας δεδομένα, η σύλληψη της βασικής κατάστασης συνεισφέρει τώρα μικρότερη από 4% αβεβαιότητα στον συνολικό παράγοντα $S_{tot}(0)$, αντί του προηγούμενου 15%. Η τιμή του ολικού αστροφυσικού παράγοντα ο οποίος προέκυψε από τα αποτελέσματα του πειράματος LUNA είναι $S_{tot}(0) = 1.57 \pm 0.13$ keVbarn, όπου η αβεβαιότητα περιλαμβάνει επίσης και συστηματικά σφάλματα. Γί αυτή την τιμή του ολικού αστροφυσικού παράγοντα έχει ληφθεί η τιμή $S_{6172}(0) = 0.09 \pm 0.07$ keV barn.

Από την καλή συμφωνία μεταξύ της προβλεπόμενης και της παρατηρούμενης ροής ηλιακών νετρίνων απορρέει το γεγονός ότι οι πειραματικοί έχουν σωστά καθορίσει τους ρυθμούς των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων που συμβαίνουν στον Ήλιο. Αυτή η επιτυχία, όμως, δεν σημαίνει ότι δεν χρειάζεται μία καλύτερη γνώση των ρυθμών των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων στον Ήλιο. Σκοπός είναι να μετατρέψουμε τον Ήλιο σε μία βαθμονομημένη πηγή νετρίνων προκειμένου να αντλήσουμε πληροφορίες σχετικές με την ηλιακή μάζα και τις παράμετρος μείξης από την παρατήρηση πολλών ανιχνευτών νετρίνων. Προσφάτως, τέτοιες πληροφορίες έγιναν διαθέσιμες από τον αντιδραστήρα KamLAND και το BOREXINO.

Η πρόοδος των πειραμάτων των ηλιακών νετρίνων θα επιτρέψει έναν ανεξάρτητο καθορισμό της εισερχόμενης φυσικής στο καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο, όπως είναι η θερμοκρασία στον πυρήνα ή η αρχέγονη αφθονία του άνθρακα, του οξυγόνου και των βαρέων χημικών στοιχείων. Αυτοί οι παράμετροι μπορούν να προκύψουν από μία ολική ανάλυση των πειραματικών ποσοτήτων όπως είναι οι ηλιακές ροές νετρίνων, οι ενεργές διατομές και οι παράμετροι ταλαντώσεων που μετρώνται στο εργαστήριο. Επιπλέον, η πρόσφατη αναθεώρηση της μεταλλικότητας της ηλιακής ζώνης μεταφοράς, αποτελεί έναν έλεγχο του καθιερωμένου ηλιακού μοντέλου. Η νέα αυτή τιμή (φθίνουσα) στην αφθονία των βαρέων στοιχείων Z αλλάζει σημαντικά τη συμφωνία που υπήρχε μεταξύ του καθιερωμένου ηλιακού μοντέλου και της ηλιοσεισμολογίας στην περιοχή θερμοκρασιών κάτω από τη ζώνη μεταφοράς.

Αυτά τα προβλήματα επιζητούν περαιτέρω βελτιώσεις στα δεδομένα της πυρηνικής φυσικής ο οποίος είναι και σκοπός των τρεχουσών πειραμάτων.

Υπολογισμοί ρυθμών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων για χρήση αστροφυσικών κωδικών

4.1 Εισαγωγή

Οι θερμοπυρηνικές αντιδράσεις που συμβαίνουν στους αστρικούς πυρήνες παρέχουν την απαραίτητη ενέργεια στους αστέρες, για να εξισορροπήσουν την υψηλή βαρυτική πίεση του αστρικού αερίου. Κάθε κώδικας αστρικής δομής και εξέλιξης βασίζεται σε μια βιβλιοθήκη ρυθμών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων η οποία χρησιμοποιείται από τον κώδικα πριν πραγματοποιηθεί οποιαδήποτε προσομοίωση αστρικής εξέλιξης. Το μέγεθος και η ακρίβεια αυτής της βιβλιοθήκης καθορίζει την ποιότητα του κώδικα και επομένως οι ρυθμοί θερμοπυρηνικών αντιδράσεων, καθώς και οι αφθονίες των διαφόρων χημικών στοιχείων, η αδιαφάνεια του υλικού κ.α. πρέπει συνεχώς να βελτιώνονται και να εκσυγχρονίζονται.

Έρευνες στον τομέα της πυρηνικής αστροφυσικής διευθετούν και προσεγγίζουν τις απαντήσεις μερικών από των πιο σημαντικών ερωτήσεων της φύσης: Ποιά είναι η προέλευση των χημικών στοιχείων τα οποία δημιουργήσαν εμάς και τον κόσμο γύρω μας; Πώς σχηματίστηκε ο Ήλιος, οι αστέρες και ο Γαλαξίας μας, και πώς αυτά εξελίσσονται; Υπάρχει μία βαθιά σύνδεση μεταξύ της πυρηνικής φυσικής και των μελετών αυτών των εξαιρετικά ενδιαφέρων αστροφυσικών φαινομένων. Ένα ποικίλο σύνολο από πυρηνικά δεδομένα απαιτείται για να προσομοιώσει την αλλαγή της χημικής σύστασης και της έκλυσης της ενέργειας στα αστροφυσικά περιβάλλοντα το οποίο μεταβάλλεται από την Μεγάλη Έκρηξη μέχρι τη σημερινή φάση του αστέρα. Μετρήσεις και θεωρητικές περιγραφές των φαινομένων της μικροσκοπικής πυρηνικής φυσικής παρέχει το θεμέλιο για τα τελειοποιημένα και ολοκληρωμένα μοντέλα του μακροσκοπικού αστροφυσικού συστήματος. Αυτά τα μοντέλα στις μέρες μας ελέγχονται από εξαιρετικά ακριβείς και λεπτομερείς παρατηρήσεις.

Τα ηλιακά μοντέλα απαιτούν ένα μεγάλο φάσμα πληροφοριών σχετικών με τις θερμοπυρηνικές αντιδράσεις και την πυρηνική δομή. Όσο πιο λεπτομερείς και ακριβείς είναι οι πληροφορίες, τόσο πιο ακριβή είναι και τα μοντέλα. Οι απαιτούμενες πληροφορίες περιλαμβάνουν τις ενεργές διατομές προκειμένου να καθοριστούν οι ρυθμοί των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων, οι τιμές της ποσότητας Q , και η έκλυση της πυρηνικής ενέργειας. Οι αστροφυσικοί παράγοντες, S , είναι επίσης πολύ σημαντικοί γιατί μεταβάλλονται πολύ αργά με την ενέργεια από ότι οι ενεργές διατομές. Έτσι, οι ενεργές διατομές είναι δυνατόν να επεκταθούν και σε χαμηλότερες ενέργειες, κάτω από αυτές που είχαν μετρηθεί. Η σημαντικότητα της παρούσας μελέτης είναι η αναβάθμιση και βελτίωση των ρυθμών των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων προκειμένου να κατασκευαστούν ηλιακά μοντέλα των οποίων τα αποτελέσματα θα είναι πιο ακριβή και θα συγκλίνουν με τα δεδομένα που αντλούνται από την παρατήρηση.

Στις ενότητες που ακολουθούν παρέχουμε τους βασικούς ορισμούς και περιγράφουμε τη βιβλιοθήκη των ρυθμών των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων, REACLIB, ως μία από τις πιο περιεκτικές και ευρέως χρησιμοποιούμενες βιβλιοθήκες ρυθμών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων (4.2). Προβαίνουμε σε μία σύντομη ανασκόπηση αυτής (4.2.1), καθώς και στις θερμοπυρηνικές αντιδράσεις που εμπεριέχουν τους ρυθμούς. Ακολούθως, παρουσιάζουμε τον φορμαλισμό και τη μεθοδολογία που υιοθετεί προκειμένου να αναβαθμίσει και να βελτιώσει

τους ρυθμούς των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων (4.3, 4.3.1). Το κεφάλαιο 4 ολοκληρώνεται με τα αποτελέσματα (4.4) και τα συμπεράσματα (4.5) που προκύπτουν και εξάγονται από τους υπολογισμούς των νέων και βελτιωμένων τιμών των ρυθμών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων, χρησιμοποιώντας πρόσφατα πειραματικά δεδομένα τα οποία αντλούνται από τα επίγεια πειράματα στο εργαστήριο (π.χ. LUNA).

4.2 Η βιβλιοθήκη των ρυθμών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων (REACLIB)

Μια από τις πιο περιεκτικές βιβλιοθήκες ρυθμών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων είναι η REACLIB, εκσυγχρονίστηκε (T.Rauscher, F.Thielemann, (2000)) από την ομάδα πυρηνικής αστροφυσικής του Basel και χρησιμοποιήθηκε εκτεταμένα σε μικρής (P.A.Young, D.Arnett (2004)) και μεγάλης (T.Rauscher, A.Heger, R.D. Hoffman, S.E.Woosley, (2002)) κλίμακας κώδικες αστρικής δομής και εξέλιξης. Σύμφωνα με τους συγγραφείς της, η REACLIB δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί με ασφάλεια εξαιτίας των λαθών προσαρμογής, σε θερμοκρασίες μικρότερες από $T_9 = 0.01$ (όπου T_9 μετράται σε 10^9 K). Η θερμοπυρηνική καύση των ισοτόπων του υδρογόνου ξεκινά σε χαμηλότερες θερμοκρασίες, όπως είναι η καύση του δευτέρου στις προ-αστρικές φάσεις της ζωής των αστέρων. Αυτό το μειονέκτημα της REACLIB απαιτεί την προσαρμογή μιας εξίσωσης σε μια σειρά πολλών δεδομένων που καλύπτει πολλές τάξεις μεγέθους (μερικές φορές περισσότερες από τριάντα) και σε μια πολύ εκτεταμένη κλίμακα θερμοκρασιών $0,01 \leq T_9 \leq 10$. Στην πραγματικότητα, ακόμη και οι θερμοπυρηνικοί ρυθμοί οι οποίοι υπολογίζονται κοντά στο ανώτερο όριο της περιοχής της κρίσιμης θερμοκρασίας αναμένεται να περιέχουν παρόμοιες (ωστόσο λιγότερο αυστηρές) ανακρίβειες προσαρμογής (fitting). Σε πολύ σημαντικές μελέτες για αστέρες πριν από την κύρια ακολουθία όπως και στην περίπτωση αστέρων της κύριας ακολουθίας η εφαρμογή των παλιών ρυθμών REACLIB, όπου οι θερμοκρασίες δεν υπερβαίνουν την τιμή $T_9 = 0.016$ είναι αμφισβητούμενη. Η κεντρική τιμή της θερμοκρασίας του Ήλιου είναι περίπου $T_9 = 0.0157$ (P.A.Young, κ.α., (2001), P.A.Young, D.Arnett (2004), A.Bazan, D.Arnett (1998)). Γίνεται προφανές ότι όλες οι προσομοιώσεις αστρικής δομής και εξέλιξης οι οποίες ξεκινούν από αστέρες που βρίσκονται πριν την κύρια ακολουθία αναγκάζονται να εφαρμόσουν την REACLIB σε θερμοκρασίες πολύ κάτω από $T_9 = 0.01$ δίνοντας αποτελέσματα τα οποία μπορεί να είναι ανακριβή.

Σύμφωνα με τους συγγραφείς της REACLIB οι περισσότεροι από τους ρυθμούς θερμοπυρηνικών αντιδράσεων φορτισμένου σωματιδίου για ελαφριούς πυρήνες βασίζονται στους υπολογισμούς των Caughlan και Fowler (1988). Σε πειράματα τα οποία για πρώτη φορά έφτασαν στην πιο αποδοτική ενέργεια αλληλεπίδρασης των αστροφυσικών αντιδράσεων M.Junker κ.α. (1998), νέοι ρυθμοί θερμοπυρηνικών αντιδράσεων εμφανίστηκαν για ελαφρούς C.Angulo κ.α. (1999) και βαρύτερους πυρήνες που παίρνουν μέρος σε θερμοπυρηνική καύση στα κέντρα των αστέρων L.V. Wormer, κ.α., (1994). Η REACLIB δεν έχει εκσυγχρονιστεί ακόμη και οι πειραματικά αποκτηθέντες ρυθμοί της για ελαφριούς πυρήνες είναι παλαιοί. Επιπλέον, οι ρυθμοί θερμοπυρηνικών αντιδράσεων των Caughlan-Fowler (1988) είναι ανακριβείς, καθώς υπάρχουν πολλοί συντονισμοί υψηλότερης ενέργειας σε μία αναλυτική εξίσωση η οποία υπέστη υπεραπλούστευση για διάφορους λόγους. Στην παρούσα μελέτη έχουμε εκσυγχρονήσει τους ρυθμούς θερμοπυρηνικών αντιδράσεων που συμβαίνουν σε θερμοκρασίες $< 0.016T_9$.

Σύμφωνα με σχετικές δημοσιεύσεις των J.P.Scott, κ.α. (2002), έχουν γραφτεί ήδη υπολογιστικά προγράμματα τα οποία δημιουργούν παραμέτρους REACLIB για να κάνουν fitting τους ρυθμούς της βιβλιοθήκης NACRE (Nuclear Astrophysics Compilation of REaction Rates-1999) με μία ακρίβεια 2%. Ωστόσο, τα δικά μας προγράμματα έχουν γραφτεί σε γλώσσα Mathematica και έχουν επιφέρει ικανοποιητικά αποτελέσματα.

Ο στόχος της παρούσας μελέτης είναι:

- να χρησιμοποιήσει τα αποτελέσματα της ομάδας NACRE, καθώς επίσης και άλλα πιο πρόσφατα πειραματικά δεδομένα, ώστε να εκσυγχρονίσει τους πειραματικούς ρυθμούς αντιδράσεων ελαφρών ισοτόπων της REACLIB. Ο εκσυγχρονισμός επικεντρώνεται στους πιο σημαντικούς ρυθμούς αντίδρασης της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου οι οποίοι, στην εκσυγχρονισμένη έκδοσή τους, μπορούν τώρα να χρησιμοποιηθούν στην περιοχή κρίσιμης θερμοκρασίας $T_9 < 0.01$.
- να βελτιώσει την ακρίβεια προσαρμογής (fitting accuracy) της REACLIB με τέτοιο τρόπο που θα επιτρέψει την εφαρμογή της σε μελέτες υψηλής ποιότητας που σχετίζονται με την καταστροφή των βραχύβιων πυρήνων στην αστρική εξέλιξη πριν την κύρια ακολουθία.
- να καθιερώσει τον φορμαλισμό και τις τεχνικές που θα χρησιμοποιηθούν σε μελλοντικούς πιο εκτεταμένους εκσυγχρονισμούς της REACLIB.

4.2.1 Σύντομη περιγραφή της REACLIB

Η REACLIB είναι μια πλήρης βιβλιοθήκη ρυθμών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων. Χρησιμοποιούνται τα κεφαλαία γράμματα A, B, C, ..., για κάθε ισότοπο. Η βιβλιοθήκη REACLIB απαρτίζεται από τα ακόλουθα στοιχεία:

DECAYS

Beta decays and electron captures: $A \rightarrow B$

Photodisintegration and beta delayed neutron emission: $A \rightarrow B + C$

Inverse triple alpha or beta-delayed two neutron emission: $A \rightarrow B + C + D$

BINARY REACTIONS

$A + B \rightarrow C$

$A + B \rightarrow C + D$

$A + B \rightarrow C + D + E$

$A + B \rightarrow C + D + E + F$

TRIPLE REACTION

$A + B + C \rightarrow D$

$A + B + C \rightarrow D + E$

Ο κάθε ρυθμός θερμοπυρηνικής αντίδρασης περιγράφεται από τρεις γραμμές. Η πρώτη γραμμή σημειώνει: α) τους συμμετέχοντες πυρήνες, β) την πηγή της αντίδρασης, γ) τον τύπο της αντίδρασης (συντονισμένη, μη συντονισμένη), δ) αν ο ρυθμός υπολογίζεται από τον ρυθμό αντίστροφης αντίδρασης ή όχι, ε) την τιμή Q της αντίδρασης σε MeV. Η δεύτερη και η τρίτη γραμμή δίνει για κάθε ρυθμό αντίδρασης τους επτά συντελεστές προσαρμογής που περιγράφονται παρακάτω.

Όλοι οι ρυθμοί αντίδρασης στην REACLIB προέκυψαν χρησιμοποιώντας τον τύπο της προσαρμογής των επτά παραμέτρων ($\alpha_i, i = 1...7$)

$$R_{tot}(a_1...a_7; T_9) = \exp(a_1 + a_2 T_9^{-1} + a_3 T_9^{-1/3} + a_4 T_9^{1/3} + a_5 T_9 + a_6 T_9^{5/3} + a_7 \ln T_9) \quad (4.1)$$

Ο ρυθμός αντίδρασης $R_{tot}(a_1...a_7; T_9)$ μετράται σε $cm^3 mol^{-1} s^{-1}$ και αντιστοιχεί σε: $\ln 2/t_{1/2}$ για αποσυνθέσεις, $N_A < ab >$ για δυαδικές αντιδράσεις (binary reactions), $N_A^2 < abc >$ για τριπλές αντιδράσεις (το N_A είναι ο αριθμός Avogadro). Το T_9 είναι η θερμοκρασία σε μονάδες GK. Υιοθετήσαμε τον φορμαλισμό της αρχικής βιβλιοθήκης REACLIB για να αποφευχθεί η σύγχυση. Η ομάδα NACRE χρησιμοποιεί τον ίδιο ορισμό για τους ρυθμούς της (i.e. $\ln 2/t_{1/2}, N_A < ab >, N_A^2 < abc >$). Σύμφωνα με τον παραπάνω αναφερόμενο φορμαλισμό η REACLIB διαχωρίζει τον συνολικό ρυθμό φορτισμένου σωματιδίου R_{tot} σε μη συντονισμένα $R_{nr}(a_1^{nr}...a_7^{nr})$ και (i) συντονισμένα συστατικά $R_{r_i}(a_1^{r_i}...a_7^{r_i})$ που σημειώνονται αντιστοίχως από τους δείκτες (nr) και (r). Συνεπώς ο συνολικός ρυθμός αντίδρασης R_{tot}

θα είναι

$$R_{tot} = R_{nr} (a_1^{nr} \dots a_7^{nr}) + \sum_i R_{r_i} (a_1^{r_i} \dots a_7^{r_i}) \quad (4.2)$$

Δεν χρειάζεται κάποιος να συμπεριλάβει όλους τους πιθανούς συντονισμούς του σύνθετου πυρήνα που σχηματίζεται κατά την διάρκεια των αντιδράσεων σύλληψης φορτισμένου σωματιδίου. Είναι επαρκές να συμπεριλάβουμε εκείνες τις μεμονωμένες (στενές) αντιηχήσεις οι οποίες είναι σχετικές με το όριο θερμοκρασίας (ενέργειας) όπου ο ρυθμός θα εφαρμοστεί.

Όσον αφορά την χρήση της REACLIB, οι αστροφυσικοί συχνά εφαρμόζουν (Young, κ.α. (2001), Young, Arnett (2004)) την REACLIB στην κρίσιμη περιοχή $0.001 < T_9 < 0.01$, όπως αναφέρθηκε στην εισαγωγή, χρησιμοποιώντας ένα πολύ περιορισμένο δίκτυο αντιδράσεων ελαφριών πυρήνων. Η απόφασή τους εν μέρει δικαιολογείται από το γεγονός ότι σε τέτοιες χαμηλές θερμοκρασίες υπάρχει μόνο μια μικρή παραγωγή πυρηνικής ενέργειας, ενώ όσον αφορά την πυρηνική σύνθεση μόνο πολύ ελαφριοί πυρήνες καταστρέφονται όπως είναι το δευτέριο, το λίθιο κ.λ.π. Μερικές φορές η θερμοπυρηνική σύντηξη σε θερμοκρασίες $T_9 < 0.0005$ αγνοείται τελείως και μόνο οι αποσυνθέσεις (decays) λαμβάνονται υπόψη.

Υπάρχουν διάφορες εκδοχές της REACLIB τις οποίες μπορούμε να «κατεβάσουμε» και να χρησιμοποιήσουμε, όπως αυτή των Fowler, Caughlan, Zimmerman (1967). Η πιο πρόσφατη εκδοχή της REACLIB που είναι διαθέσιμη από την ομάδα Basel περιλαμβάνει τον πρωτοφανή αριθμό των 5.411 ισοτόπων με μια κλίμακα μαζικών αριθμών $1 \leq A \leq 279$. Για τα ελαφρά ισότοπα φορτισμένων σωματιδίων οι πειραματικοί ρυθμοί που χρησιμοποιούνται είναι ακόμη εκείνοι των Caughlan, Fowler (1988).

4.3 Υπολογισμοί των ρυθμών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων

Ένα βασικό βήμα για την κατασκευή ενός ποσοτικού μοντέλου του Ηλίου και των άλλων αστέρων της κύριας ακολουθίας, ήταν η περιγραφή των αλυσίδων των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων. Αυτό απαιτούσε την ανάπτυξη μιας θεωρίας για τις αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης, εργαστηριακές μετρήσεις και τον περιορισμό των ρυθμών των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων στις αστρικές θερμοκρασίες.

Στις θερμοκρασίες και στις πυκνότητες του ηλιακού εσωτερικού (π.χ. $T_c \sim 15 \times 10^6 \text{K}$ και $\rho_c \sim 153 \text{g/cm}^3$) (J.N. Bahcall, M.H. Pinsonneault, (2004)), οι αλληλεπιδρώντες πυρήνες φτάνουν σε μια κατανομή ισορροπίας Maxwell σε χρόνο που είναι απειροελάχιστος σε σύγκριση με τις κλίμακες χρόνου των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων. Ο ρυθμός θερμοπυρηνικής αντίδρασης ανάμεσα στους δύο πυρήνες μπορεί να γραφεί ως (π.χ. Burbidge et al. (1957), Clayton (1968), Rolfs & Rodney (1988))

$$r_{12} = \frac{N_1 N_2}{1 + \delta_{12}} \langle \sigma v \rangle_{12} \quad (4.3)$$

Εδώ το δέλτα Kronecker εμποδίζει τον διπλό υπολογισμό στην περίπτωση των ταυτόσημων σωματιδίων, N_1 και N_2 είναι οι πυκνότητες των πυρήνων τύπου 1 και τύπου 2 (με ατομικό αριθμό Z_1 και Z_2 και ατομική μάζα A_1 και A_2). $\langle \sigma v \rangle_{12}$ είναι η μέση τιμή της ενεργούς διατομής, σ της αντίδρασης και της σχετικής ταχύτητας v των αλληλεπιδρώντων πυρήνων,

$$\langle \sigma v \rangle_{12} = \int_0^\infty [\sigma(v) \cdot v] \Phi(v) dv \quad (4.4)$$

Στις ηλιακές συνθήκες οι πυρηνικές ταχύτητες προσεγγίζονται πολύ καλά από μια κατανομή Maxwell-Boltzmann.

$$\Phi(v) dv = \left(\frac{\mu}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2kT}\right) 4\pi v^2 dv \quad (4.5)$$

επομένως,

$$\langle \sigma v \rangle_{12} = \left[\frac{8}{\pi \mu (kT)^3} \right]^{1/2} \int_0^\infty E \sigma(E) \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE \quad (4.6)$$

όπου E είναι η σχετική κινητική ενέργεια στο σύστημα του κέντρου μάζας. Για να μπορέσει να υπολογιστεί το $\langle \sigma v \rangle_{12}$ πρέπει να καθοριστεί η εξάρτηση της ενεργού διατομής από την ενέργεια. Στις δημοσιεύσεις του Fowler κ.α. (1967) και πιο πρόσφατα της Angulo κ.α. (1999), καταγράφονται οι κατάλληλες εκφράσεις για το $\langle \sigma v \rangle_{12}$ για ποικίλες αντιδράσεις, τόσο των συντονισμένων όσο και των μη-συντονισμένων αντιδράσεων.

Σχεδόν όλες οι πυρηνικές αντιδράσεις σχετικές με την παραγωγή της ηλιακής ενέργειας είναι μη συντονισμένες και προκαλούνται από φορτισμένα σωματίδια. Για τέτοιες αντιδράσεις η εξάρτηση από την ενέργεια, σε χαμηλές ενέργειες, κυριαρχείται από το φράγμα Coulomb και οι ενεργές διατομές εκφράζονται σε σχέση με τον αστροφυσικό παράγοντα S ,

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp(-2\pi\eta). \quad (4.7)$$

Ο όρος $1/E$ προέρχεται από τον γεωμετρικό παράγοντα λ^2 , $\exp(-2\pi\eta)$ είναι ο όρος του φράγματος διείσδυσης Gamow με $\eta = Z_1 Z_2 \alpha / v$, το v είναι η σχετική ταχύτητα, και το $\alpha \sim 1/137$ είναι η σταθερά δομής. Η απότομη εξάρτηση του $\sigma(E)$ από την ενέργεια στην Εξ.4.6 που σχετίζεται με τις αλληλεπιδράσεις κύματος-s σημειακών πυρήνων, έχει απομακρυνθεί και η ενεργός διατομή εξαρτάται από την ποσότητα $S(E)$, που περιέχει την σημαντική Πυρηνική Φυσική. Για τις μη συντονισμένες αντιδράσεις ο αστροφυσικός παράγοντας $S(E)$ είναι μια αργά μεταβαλλόμενη συνάρτηση του E .

Για να συσχετίσουμε τις εργαστηριακές μετρήσεις του $\sigma(E)$ και του $S(E)$ με τις αντίστοιχες ποσότητες στο ηλιακό εσωτερικό πρέπει να λάβουμε υπόψη τις φυσικές καταστάσεις που επικρατούν στον Ήλιο. Καθώς οι ελαφριοί πυρήνες στον ηλιακό πυρήνα είναι σχεδόν εξ ολοκλήρου ιονισμένοι, χρειάζεται να εισάγουμε το electron screening, f_0 , το οποίο δίνεται παρακάτω (E.E. Salpeter (1954)). Η διόρθωση εξαρτάται από την εξάρτηση με την θερμοκρασία του δυναμικού Coulomb στην ακτίνα Debye, R_D ,

$$f_0 = \exp\left(\frac{Z_1 Z_2 \alpha}{R_D kT}\right) = \exp(0.188 Z_1 Z_2 \zeta \rho_0^{1/2} T_6^{-3/2}) \quad (4.8)$$

όπου $\zeta R_D = \frac{kT}{4\pi\alpha\rho}$, ρ είναι η πυκνότητα των νουκλεονίων, ρ_0 είναι η αδιάστατη πυκνότητα μετρούμενη σε g/cm^3 , $\zeta = [\sum_i (X_i \frac{Z_i^2}{A_i} + X_i \frac{Z_i}{A_i})]^{1/2}$, X_i είναι το κλάσμα μάζας του πυρήνα τύπου i , και T_6 είναι η αδιάστατη θερμοκρασία σε μονάδες των 10^6 K. Στην Εξ.4.6 αντικαθιστούμε το $\sigma(E)$ με την έκφραση στην Εξ.4.7 και εισάγουμε τον παράγοντα screening, f_0 . Έτσι, προκύπτει,

$$\langle \sigma v \rangle_{12} = \left[\frac{8}{\pi \mu (kT)^3} \right]^{1/2} f_0 \int_0^\infty S(E) \exp(-2\pi\eta) \exp(-E/kT) dE \quad (4.9)$$

Για τον υπολογισμό του παραπάνω ολοκληρώματος επεκτείνουμε τον αστροφυσικό παράγοντα $S(E)$ σε μια σειρά Taylor

$$S(E) = S(0) + ES'(0) + \frac{1}{2} E^2 S''(0) + \dots \quad (4.10)$$

Αντικαθιστώντας αυτό στην Εξ.4.9 μας δίνει,

$$\langle \sigma v_r \rangle = \left(\frac{2}{\mu kT} \right)^{1/2} (\Delta E_0 / kT) S_{eff} \exp(-3E_0 / kT), \quad (4.11)$$

όπου

$$E_0/kT = (\pi Z_1 Z_2 \alpha / \sqrt{2})^{2/3} (\mu c^2 / kT)^{1/3}, \quad \Delta E_0/kT = 4(E_0/3kT)^{1/2}. \quad (4.12)$$

και

$$S_{eff} = S(0) \left[1 + \frac{5kT}{36E_0}\right] + S'(0)E_0 \left[1 + \frac{35kT}{36E_0}\right] + \frac{1}{2} S''(0)E_0^2 \left[1 + \frac{89kT}{36E_0}\right], \quad (4.13)$$

Το E_0 αντιστοιχεί στο μέγιστο της έκφρασης ολοκλήρωσης, την κορυφή Gamow, και συνεπώς είναι η πιο πιθανή ενέργεια των αντιδρώντων πυρήνων. Το ΔE_0 αντιστοιχεί στο πλάτος της έκφρασης προς ολοκλήρωση στο $1/\varepsilon$ της μέγιστης τιμής του. Για παράδειγμα, για μια τυπική θερμοκρασία του πυρήνα της τάξεως $T_6 = 16$, $E_0 = 23,4$ keV και $\Delta E_0 = 13,1$ keV για την αντίδραση ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ στην αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου.

Πολυάριθμες εργαστηριακές μετρήσεις έχουν πραγματοποιηθεί για τον καθορισμό των $S(0)$, $S'(0)$ και $S''(0)$ για τις πυρηνικές αντιδράσεις στην αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου και στον κύκλο του άνθρακα (CNO). Δεν είναι τεχνικά εφικτό προς το παρόν να μετρηθούν οι ενεργές διατομές για τις περισσότερες από αυτές τις αντιδράσεις στην περιοχή του E_0 , καθώς οι ενεργές διατομές καταστέλλονται από το φράγμα Coulomb. Στον Ήλιο η βασική χρονική κλίμακα είναι η ηλιακή ηλικία, και γι'αυτό ο Ήλιος θεωρείται ότι είναι ένας πολύ αργός αντιδραστήρας που λειτουργεί σε μια θερμοκρασία όπου πολλές αντιδράσεις καταστέλλονται. Συνεπώς το S_{eff} συχνά πρέπει να καθορισθεί μέσω συμπερασμάτων από εργαστηριακές μετρήσεις σε υψηλότερες ενέργειες, τυπικά $E \geq 100$ έως 200 keV.

Μέχρι στιγμής, η σημαντική αντίδραση για την οποία ήταν δυνατό να μετρηθεί η ενεργός διατομή είναι η αντίδραση ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$. Στο κέντρο του ήλιου, η τιμή της παραμέτρου $E_0 \sim 22$ keV γι' αυτή την αντίδραση. Η μετρούμενη ενεργός διατομή είναι $\sigma(E_0) \sim 1.5$ pb. Αυτό μπορεί να συγκριθεί με τις ενεργές διατομές για τις αντιδράσεις σύλληψης (p, γ) και (α, γ) που συνεισφέρουν στην αλυσίδα pp στον κύκλο CNO, π.χ.,

$${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be} \rightarrow E_0 \sim 23\text{keV} \rightarrow \sigma(E_0) \sim 3 \times 10^{-5}\text{pb} \quad (4.14)$$

$${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B} \rightarrow E_0 \sim 18.4\text{keV} \rightarrow \sigma(E_0) \sim 1.5 \times 10^{-3}\text{pb} \quad (4.15)$$

$${}^{14}\text{N}(p, \gamma){}^{15}\text{O} \rightarrow E_0 \sim 27.2\text{keV} \rightarrow \sigma(E_0) \sim 2.2 \times 10^{-7}\text{pb} \quad (4.16)$$

Για πληρότητα μπορούμε επίσης να υπολογίσουμε την Εξ.4.6 για την περίπτωση μιας αντίδρασης όπου κυριαρχεί ο συντονισμός (resonance),

$$\int_0^\infty E \sigma(E) \exp(-E/kT) dE = E_{res} \exp(-E_{res}/kT) \int_0^\infty \sigma(E) dE \quad (4.17)$$

Στην περίπτωση αυτή, η ενεργός διατομή περιγράφεται από την εξίσωση των Breit-Winger

$$\sigma(E) = \sigma_{BW}(E) = \pi \lambda^2 \omega \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{(E_{res} - E)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (4.18)$$

η οποία με τον κατάλληλο στατιστικό παράγοντα

$$\omega = (2j + 1) / ((2s_1 + 1)(2s_2 + 1)) \quad (4.19)$$

μας δίνει

$$\int_0^\infty \sigma_{BW}(E) dE = \frac{\lambda_{res}^2}{2} \omega \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{\Gamma} \equiv \frac{\lambda_{res}^2}{2} \omega \gamma \quad (4.20)$$

Εκφράζοντας το T σε μονάδες 10^9 K και γενικεύοντας για μια σειρά απομονωμένων συντον-

ισμών παίρνουμε

$$\langle \sigma v \rangle_{12} = 2.53 \times 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s} (AT_9)^{-3/2} \sum \frac{(\omega\gamma)_i}{\text{MeV}} \times \exp(-E_i/kT) \quad (4.21)$$

Για ενδιάμεσες περιπτώσεις, ανάμεσα στο όρια των στενών, απομονωμένων συντονισμών και των μη συντονισμένων αντιδράσεων, πρέπει να γίνει απευθείας η ολοκλήρωση στην Εξ.4.6.

4.3.1 Η χρησιμοποιούμενη μεθοδολογία

Προσαρμόζοντας την εξίσωση προσαρμογής (Εξ. 4.1) της REACLIB στα δεδομένα των ρυθμών των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων (π.χ. σε αυτά της NACRE) σε όλη την θερμοκρασιακή κλίμακα δεν είναι η πιο ακριβής προσέγγιση. Η μέθοδος αυτή αναγκάζεται να προσαρμόσει μία απλή εξίσωση σε μία σειρά από δεδομένα τα οποία εκτείνονται σε πολλές τάξεις μεγέθους (μερικές φορές περισσότερες από τριάντα) αναφορικά με μια πολύ ευρεία θερμοκρασιακή κλίμακα $0.001 \leq T_9 \leq 10$. Αυτή η προσέγγιση δημιουργεί μερικές φορές ένα σημαντικό σφάλμα το οποίο γίνεται προσπάθεια να αποφευχθεί στην παρούσα μελέτη.

Από την άλλη πλευρά, υπάρχουν εξεζητημένες μαθηματικές συναρτήσεις που μπορούν να προσαρμοστούν στα δεδομένα πολύ καλύτερα από την Εξ. 4.1, απ'ότι εκείνες που δίνονται από την NACRE (C.Angulo κ.α. (1999)). Εάν δεν ακολουθήσουμε την μορφή της REACLIB θα πρέπει να αντιμετωπίσουμε μια διαφορετική βιβλιοθήκη ρυθμού αντίδρασης από αυτή της NACRE (Nuclear Astrophysics Compilation of REaction Rates).

Τα δεδομένα της NACRE δίνονται με την μορφή μιας σειράς τιμών (ρυθμοί αναφορικά με την θερμοκρασία συν τις αβεβαιότητες) που είναι αποτέλεσμα συνδυασμού διαφόρων συστατικών ξεχωριστών ρυθμών, κυρίως: μη συντονισμένων, στενού συντονισμού + ουρές, ευρύ συντονισμού και ρυθμοί πολλαπλών συντονισμών. Είναι εφικτό να εξάγουμε τους ρυθμούς από τα δεδομένα, υπο τη μορφή πίνακα, της NACRE, το οποίο είναι απαραίτητο στην εργασία μας, εξαιτίας της μορφής της REACLIB. Χρησιμοποιούμε το ORIGIN fitting package το οποίο βασίζεται στον αλγόριθμο Levenberg-Marquardt (LM) (μια από τις πιο ισχυρές και αξιόπιστες μεθόδους fitting) για να εκτελέσουμε γραμμική παλινδρόμηση. Βασικά, κάναμε fitting την Εξ. 4.1 σε κάθε μια από αυτές τις αναλυτικές προσεγγίσεις μόνο κατά μήκος της θερμοκρασιακής κλίμακας όπου ο σχετικός ρυθμός παίζει σημαντικό ρόλο στον συνολικό ρυθμό. Έξω από αυτή την κλίμακα οι νέοι μεμονωμένοι ρυθμοί REACLIB μπορεί να μην είναι πολύ αξιόπιστοι (παρόλο που ο συνολικός ρυθμός μπορεί να χρησιμοποιηθεί με ασφάλεια). Για παράδειγμα, αν ο μη συντονισμένος ρυθμός (NR) μιας συγκεκριμένης αντίδρασης είναι σημαντικά μικρότερος από τον αντίστοιχο (πρώτο συντονισμό) R_1 ρυθμό σε θερμοκρασίες $T > T_9^*$ τότε η ρυθμιστική κλίμακα για τον ρυθμό NR γι' αυτή την αντίδραση θα είναι $[0.001, T_9^*]$ με δεδομένο ότι η σχετική NR Εξ. (4.1) συμπεριφέρεται ασυμπτωματικώς όταν $T > T_9^*$ (π.χ. είναι μια φθίνουσα συνάρτηση της θερμοκρασίας). Σε μια τέτοια περίπτωση θα συνιστούσαμε την χρήση μεμονωμένα του ρυθμού NR αυτής της συγκεκριμένης αντίδρασης σε θερμοκρασίες $T > T_9^*$. Ωστόσο, όταν $T < T_9^*$ αυτός ο συγκεκριμένος ρυθμός NR είναι κατάλληλος για όλες τις πρακτικές εφαρμογές, όπου φυσικά ο σχετικός ρυθμός αντίδρασης υπακούει τον γενικό κανόνα της Εξ. (4.22).

Κανονικά η διαδικασία προσαρμογής θα περιλάμβανε fitting ολόκληρης της Εξ.4.1 στις αναλυτικές συναρτήσεις της NACRE, ωστόσο αποφασίσαμε να κάνουμε fitting τον εκθέτη της Εξ.4.1 στους φυσικούς της λογάριθμους, που είναι μια πιο ακριβής προσέγγιση.

Όσο για τον μη συντονισμένο ρυθμό των συντονισμένων αντιδράσεων, σε αρκετές περιπτώσεις έχουμε υπολογίσει τους μη συντονισμένους ρυθμούς χρησιμοποιώντας αριθμητική ολοκλήρωση που υιοθετήθηκε από την NACRE. Αυτό ήταν απαραίτητο ώστε να επαληθευτεί το γεγονός ότι ο αναλυτικός τύπος που δίνεται από την NACRE δεν έχει τυπωθεί λαθεμένα.

Στη προσαρμογή μας, λαμβάνουμε υπόψη την υπόθεση που έγινε από την NACRE, ότι

δηλαδή όλοι οι ρυθμοί $N_A < \sigma v >$ που υπακούουν στη συνθήκη

$$N_A < \sigma v > \leq 10^{-25} \quad (4.22)$$

μπορεί να θεωρηθούν αμελητέοι σε όλες τις αστροφυσικές εφαρμογές.

Για να καθορίσουμε την ποιότητα της αναβαθμισμένης βιβλιοθήκης REACLIB χρησιμοποιούμε τα ακόλουθα τρία εργαλεία:

Πρώτον, μπορούμε να εξακριβώσουμε την ποιότητα των ρυθμών αντίδρασης της νέας, αναβαθμισμένης, συνολικής βιβλιοθήκης REACLIB και αυτών της συνολικής NACRE, αναπαριστώντας γραφικά τη σχετική τους διαφορά, RD, αναφορικά με την θερμοκρασία (T_9):

$$RD(T_9) = 100 \frac{R_{tot}^{REACLIB(new)}(T_9) - R_{tot}^{NACRE}(T_9)}{R_{tot}^{REACLIB(new)}(T_9)} \% \quad (4.23)$$

Δεύτερον, μπορούμε να εξακριβώσουμε την συνάφεια (relevance) του εκουγχρονισμού των ρυθμών αντίδρασης REACLIB αναπαριστώντας γραφικά την απόκλιση της σχετικής διαφοράς ανάμεσα του παλιού συνολικού ρυθμού REACLIB και των συνολικών ρυθμών NACRE, ως συνάρτηση της θερμοκρασίας (T_9):

$$RD(T_9) = 100 \frac{R_{tot}^{REACLIB(old)}(T_9) - R_{tot}^{NACRE}(T_9)}{R_{tot}^{REACLIB(old)}(T_9)} \% \quad (4.24)$$

Τρίτον μπορούμε να εξακριβώσουμε την απόκλιση ανάμεσα στους ρυθμούς της νέας αναβαθμισμένης και της παλιά REACLIB αναπαριστώντας γραφικά την σχετική τους διαφορά αναφορικά με το χρόνο. Με δεδομένο ότι οι ρυθμοί της νέας REACLIB προσεγγίζουν καλά τους ρυθμούς της NACRE αυτό το εργαλείο είναι επίσης ένα μέτρο της συνάφειας (relevance) του παρόντος εκουγχρονισμού:

$$RD(T_9) = 100 \frac{R_{tot}^{REACLIB(old)}(T_9) - R_{tot}^{REACLIB(new)}(T_9)}{R_{tot}^{REACLIB(old)}(T_9)} \% \quad (4.25)$$

Όταν είναι απαραίτητο, αναπαριστούμε γραφικά την απόκλιση RD (%) σε συνάρτηση με την θερμοκρασία για δύο διαφορετικές περιοχές θερμοκρασίας: Η πρώτη περιοχή είναι σχετική με τις προσομοιώσεις ηλιακής εξέλιξης ενώ η δεύτερη καλύπτει ολόκληρη την κλίμακα θερμοκρασίας που δίνεται από την NACRE.

Στην κεφαλίδα κάθε σχήματος περιλαμβάνουμε επίσης την ακρίβεια (n%) της αναλυτικής προσέγγισης που δίνεται από την NACRE. Συνεπώς όλοι οι ρυθμοί αντίδρασης της αναβαθμισμένης REACLIB που βασίζονται στην NACRE μεταφέρουν έναν σφάλμα fitting του (n%).

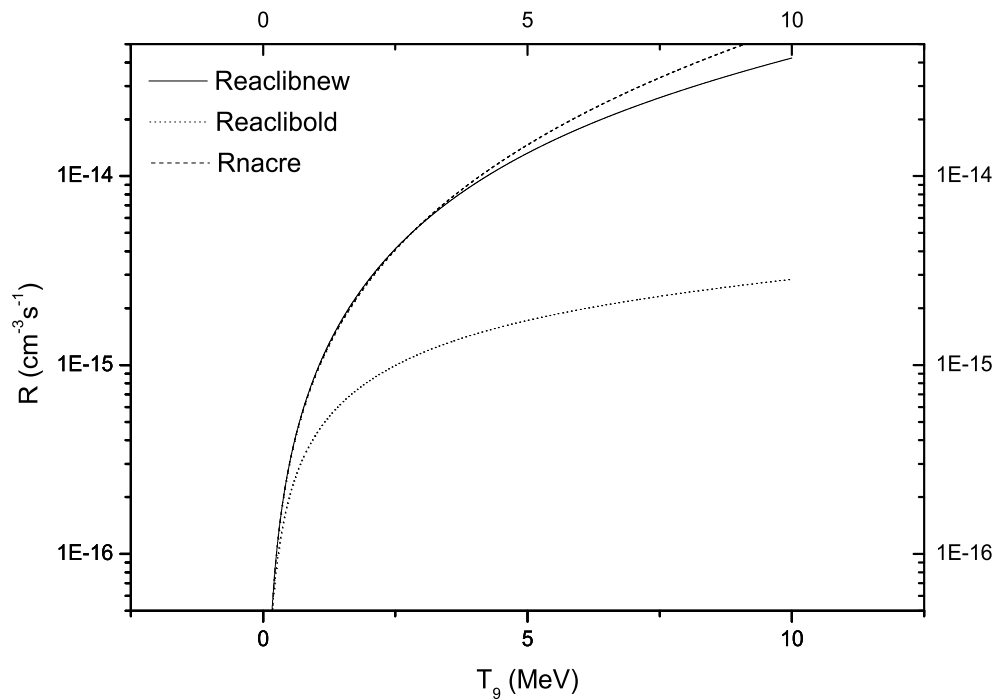
4.4 Αναβαθμίζοντας τις αντιδράσεις της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου

4.4.1 Η αντίδραση $^1H(p, \nu e^+) ^2H$

Αυτή η αντίδραση έχει κυρίαρχη σημασία στις μελέτες αστρικής εξέλιξης και συνεπώς ο ρυθμός θερμοπυρηνικής αντίδρασης σε σχετικές θερμοκρασίες πρέπει να είναι όσο το δυνατόν περισσότερο ακριβής.

Υιοθετώντας τον ίδιο τύπο για τον αστροφυσικό παράγοντα όπως εκείνον που υιοθετήθηκε από την NACRE [9]:

$$S(E) = 3.94 \times 10^{-25} \times (1 + 11.7E + 75E^2) \text{ MeV b}$$

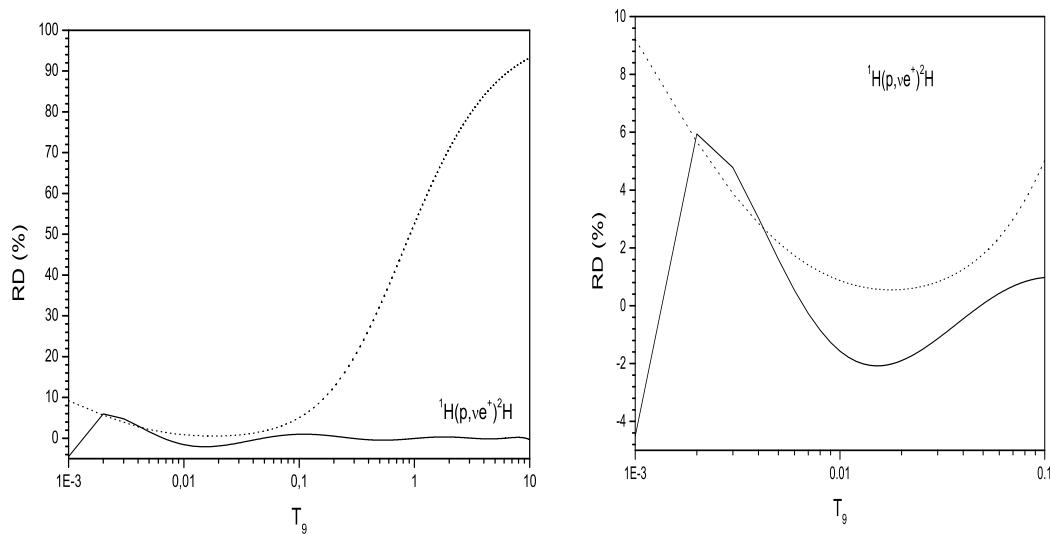


Σχήμα 4.1: Οι ρυθμοί των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων συναρτήσει της θερμοκρασίας T_9 . Η έντονη γραμμή παριστά τον ρυθμό της νέας REACLIB, η διακεκομμένη μαύρη γραμμή τον ρυθμό της νέας REACLIB ενώ η διακεκομμένη γκρι γραμμή παριστά τον ρυθμό της NACRE.

αριθμητικώς ολοκληρώνουμε την Εξ. 4.6 και στη συνέχεια προσαρμόσουμε fitting την Εξ.4.1 στα απορρέοντα δεδομένα και στις θερμοκρασίες $0.001 < T_9 < 0.1$. Περιορίσαμε το fitting σε μια πιο σύντομη κλίμακα $0.001 < T_9 < 0.02$ αλλά η ακρίβεια δεν βελτιώθηκε. Είναι προφανές από τα Σχ. 4.1, 4.2 ότι για θερμοκρασίες $T_9 < 0.1$ οι τιμές της παλιά REACLIB βρίσκονται πολύ κοντά με τις νέες, και συνεπώς ο παλιός ρυθμός της αντίδρασης ${}^1\text{H}(p, \nu e^+){}^2\text{H}$ δεν χρειαζόταν να εκσυγχρονισθεί αναφορικά με την ζώνη ηλιακής εξέλιξης. Ωστόσο, παρόλο που για θερμοκρασίες $T_9 < 0.1$ οι ρυθμοί τόσο της παλιάς όσο και της νέας REACLIB προσεγγίζουν καλά τα δεδομένα της NACRE, για υψηλότερες θερμοκρασίες ο ρυθμός της παλιάς REACLIB αποκλίνει απ' αυτόν της NACRE. Αυτή η απόκλιση σχετίζεται με τις προσομοιώσεις καύσης υδρογόνου οι οποίες μερικές φορές εκτελούνται με την χρήση της βιβλιοθήκης REACLIB (π.χ. ο κωδικός TYCHO [3], που βασίζεται πάνω στην βιβλιοθήκη REACLIB). Συνεπώς συστήνουμε την χρήση των παραμέτρων του παρόντος εκσυγχρονισμένου ρυθμού σε όλο το μήκος του φάσματος των θερμοκρασιών: $0.001 < T_9 < 10$.

4.4.2 Η αντίδραση ${}^2\text{H}(p, \gamma){}^3\text{He}$

Η NACRE καθορίζει λεπτομερώς δύο περιοχές θερμοκρασίας και προσαρμόζει (fit) δύο διαφορετικές συναρτήσεις για τους ρυθμούς θερμοπυρηνικής αντίδρασης. Ωστόσο, η REACLIB δεν μπορεί να ακολουθήσει την ίδια διάταξη (format). Αντίθετα, προσαρμόσαμε (fitting) την Εξ.4.20 του ρυθμού της REACLIB στους ρυθμούς υπο μορφή πίνακα της NACRE και βρήκαμε ότι οι ρυθμοί της NACRE και εκείνοι που δίνονται από την νέα REACLIB είναι σχεδόν πανομοιότυποι για ολόκληρη την περιοχή χαμηλής θερμοκρασίας. Ωστόσο, παρατηρούμε μια μέγιστη διαφορά 37% ανάμεσα στους ρυθμούς της παλιάς REACLIB και σ' αυτούς της NACRE ενώ στην περιοχή της ηλιακής θερμοκρασίας, ιδιαίτερα, η RD είναι σχεδόν 25%. Όλες οι μελέτες καύσης δευτέρου που βασίστηκαν στην παλιά REACLIB πρέπει να λάβουν σοβαρά υπόψη αυτή την παρατήρηση.



Σχήμα 4.2: ${}^1\text{H}(p, \nu e^+) {}^2\text{H}$: Η απόκλιση RD (%) της σχετικής διαφοράς ανάμεσα στους ρυθμούς REACLIB και στις τιμές που αποκτήθηκαν από αριθμητική ολοκλήρωση της Εξ. 4.6 χρησιμοποιώντας τα δεδομένα NACRE. Η έντονη γραμμή παριστά την RD ανάμεσα στον ρυθμό της νέας REACLIB και στον ρυθμό της NACRE ενώ η διακεκομμένη παριστά την RD ανάμεσα στον ρυθμό της παλιάς REACLIB και σε αυτόν της NACRE ($n = 3\%$).

4.4.3 Η αντίδραση ${}^2\text{H}(d, \gamma) {}^4\text{He}$

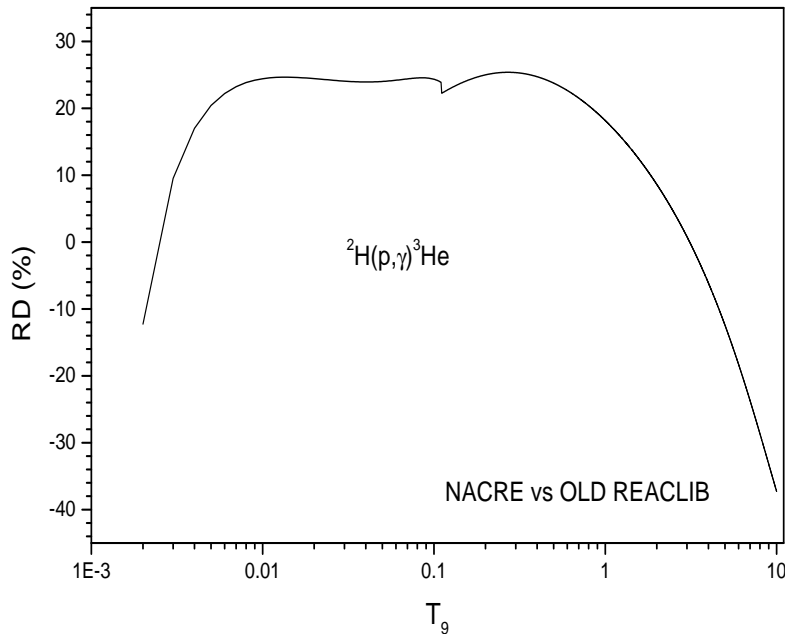
Προσαρμόζοντας την Εξ. 4.20 της REACLIB στα δεδομένα υπο μορφή πίνακα της NACRE έχουμε πολύ ικανοποιητικά αποτελέσματα. Η εξίσωση της νέας REACLIB προσαρμόζεται (fits) εξαιρετικά με τα δεδομένα υπο μορφή πίνακα της NACRE και συνεπώς η γραφική παράσταση της απόκλισης της σχετικής διαφοράς RD αναφορικά με την θερμοκρασία δεν είναι απαραίτητη. Αντίθετα, αναπαριστούμε γραφικά την απόκλιση της σχετικής διαφοράς ανάμεσα στους ρυθμούς παλιάς και νέας REACLIB αναφορικά με την θερμοκρασία. Το Σχ. 4.5 δείχνει ότι ο ρυθμός παλιάς REACLIB στο ηλιακό σύστημα μπορεί να είναι μέχρι 15% μεγαλύτερος απ' ό,τι ο ρυθμός που προβλέφθηκε από την NACRE ενώ αυτή η ασυμφωνία ρυθμίζεται από την νέα προσαρμογή (fit). Ο ρυθμός αναβαθμισμένης REACLIB είναι πρακτικά ο ίδιος με αυτόν της NACRE στην ίδια περιοχή. Ωστόσο, όπως φάνηκε στο ίδιο σχήμα σε μεγαλύτερες θερμοκρασίες ο ρυθμός της νέας REACLIB (π.χ. οι ρυθμοί NACRE) είναι σημαντικά μεγαλύτεροι απ' ό,τι οι παλιοί.

4.4.4 Η αντίδραση ${}^2\text{H}(d, n) {}^3\text{He}$

Η Εξ. 4.20 της νέας REACLIB προσαρμόζεται (fitting) εξαιρετικά στα δεδομένα υπο μορφή πίνακα της NACRE και συνεπώς, όπως και στην περίπτωση της αντίδρασης ${}^2\text{H}(d, \gamma) {}^4\text{He}$ αναπαριστούμε γραφικά μόνο την απόκλιση της σχετικής διαφοράς ανάμεσα στους ρυθμούς παλιάς και νέας REACLIB σε συνάρτηση με τη θερμοκρασία. Σύμφωνα με το Σχ. 4.6 στην ηλιακή περιοχή οι ρυθμοί παλιάς REACLIB είναι μέχρι και 12% μικρότεροι απ' ό,τι οι νέοι (ή της NACRE) ενώ σε υψηλότερες θερμοκρασίες αυτή η επίδραση αντιστρέφεται και οι παλιοί ρυθμοί γίνονται μέχρι και 90% μεγαλύτεροι απ' ό,τι οι νέοι ρυθμοί.

4.4.5 Η αντίδραση ${}^2\text{H}(d, p) {}^3\text{H}$

Η Εξ. 4.20 της νέας REACLIB προσαρμόζεται (fits) εξαιρετικά στα δεδομένα της NACRE. Σύμφωνα με το Σχ. 4.7 στην ηλιακή περιοχή οι ρυθμοί της παλιάς REACLIB είναι μέχρι 10%



Σχήμα 4.3: ${}^2\text{H}(p,\gamma){}^3\text{He}$: Η απόκλιση της σχετικής διαφοράς RD ανάμεσα στους ρυθμούς της παλιάς REACLIB και σε αυτούς της NACRE αναφορικά με την θερμοκρασία ($n = 3\%$).

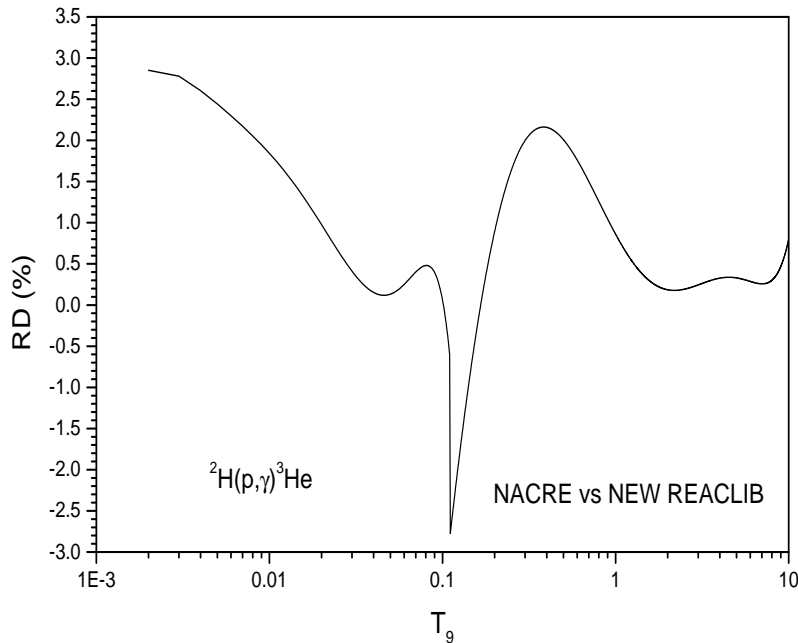
μικρότεροι απ' ό,τι οι νέοι (ή της NACRE) ενώ σε υψηλότερες θερμοκρασίες αυτή η επίδραση αντιστρέφεται και οι παλιοί ρυθμοί γίνονται, μέχρι 90%, μεγαλύτεροι απ' ό,τι οι νέοι.

4.4.6 Η αντίδραση ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$

Γι' αυτή την αντίδραση δεν βασιζόμαστε στα δεδομένα της NACRE ώστε να παράγουμε τον ρυθμό REACLIB. Η ομάδα του πειράματος LUNA κατάφερε να χαμηλώσει την ενέργεια της δέσμης του πειράματός τους τόσο πολύ που προσφάτως (2007) υπολόγισαν τον σχετικό αστροφυσικό παράγοντα με την υψηλότερη ακρίβεια. Συνεπώς ακολουθούμε την πιο αξιόπιστη διαδικασία της αριθμητικής ολοκλήρωσης του ρυθμού θερμοπυρηνικής αντίδρασης, μια μέθοδος που ακολουθήθηκε επίσης από την NACRE.

Στη συνέχεια προσαρμόζουμε (fit) την Εξ. 4.1 στην σειρά των αριθμητικών δεδομένων. Η εξίσωση της νέας REACLIB αναπαριστά τα δεδομένα πολύ ικανοποιητικά και σύμφωνα με το Σχ.4.8 υπάρχει μια αξιοσημείωτη απόκλιση από τον τύπο της παλιάς REACLIB, που μπορεί να έχει μια σημαντική επίδραση πάνω στις προσομοιώσεις ηλιακής εξέλιξης χρησιμοποιώντας την REACLIB.

Το Σχ. 4.8 παριστά την απόκλιση της RD ανάμεσα στους ρυθμούς REACLIB (παλιάς και νέας) και του ρυθμού αντίδρασης που αποκτήθηκε από αριθμητική ολοκλήρωση της Εξ.4.1, χρησιμοποιώντας τα πιο πρόσφατα δεδομένα του πειράματος LUNA. Παρατηρούμε ότι η παλιά RD ανάμεσα στους ρυθμούς της νέας REACLIB και τους ρυθμούς LUNA (έντονη καμπύλη) είναι συνεπώς μικρότερη απ' ό,τι η αντίστοιχη RD (διακεκομμένη καμπύλη) ανάμεσα στους ρυθμούς παλιάς REACLIB και τους ρυθμούς LUNA. Ιδιαίτερα στην ηλιακή περιοχή ο ρυθμός παλιάς REACLIB αποκλίνει από τον ρυθμό LUNA μόνο κατά 7% ενώ στο ίδιο σύστημα η RD ανάμεσα στον ρυθμό νέας REACLIB και σ' αυτόν της ομάδας LUNA είναι λιγότερο από 1%.



Σχήμα 4.4: ${}^2\text{H}(p, \gamma){}^3\text{He}$: Η απόκλιση της σχετικής διαφοράς RD ανάμεσα στους ρυθμούς της νέας REACLIB και σε αυτούς της NACRE αναφορικά με την θερμοκρασία ($n = 3\%$).

4.4.7 Η αντίδραση ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$

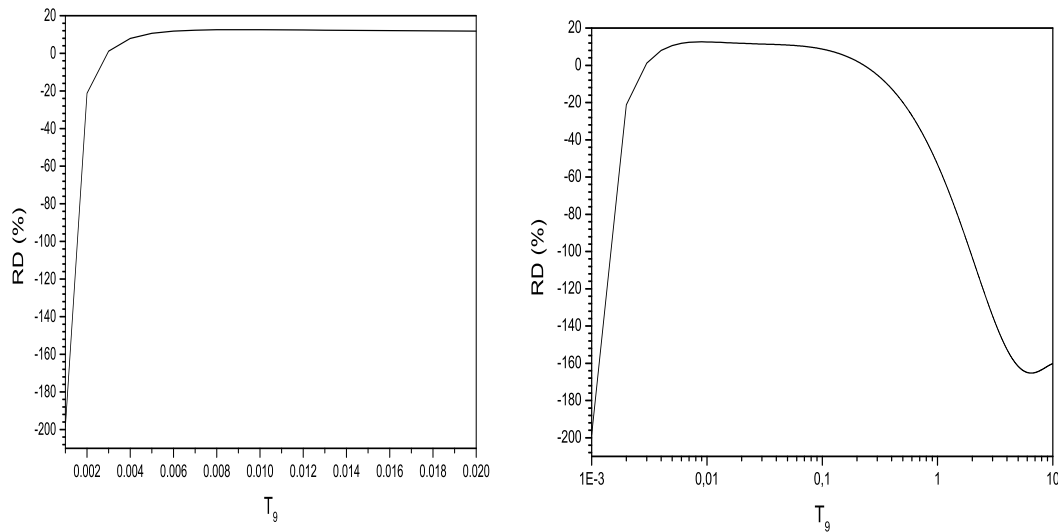
Η Εξ. 4.20 της νέας REACLIB προσαρμόζεται (fits) εξαιρετικά στα δεδομένα NACRE. Σύμφωνα με το Σχ. 4.9 στην ηλιακή περιοχή ο νέος ρυθμός αντίδρασης της REACLIB προσεγγίζει τον ρυθμό NACRE με μια ακρίβεια του 1% ή καλύτερα, ενώ ο παλιός ρυθμός REACLIB (Σχ. 4.10) μπορεί να είναι μέχρι 2.5% μεγαλύτερος απ' ότι αυτός της NACRE. Σύμφωνα με το Σχ.4.11 που δείχνει την απόκλιση ανάμεσα στους νέους και παλιούς ρυθμούς της REACLIB, ο νέος ρυθμός της REACLIB είναι κατά προσέγγιση ο ίδιος με τον παλιό της REACLIB. Ωστόσο, λόγω της σημαντικότητας της αντίδρασης ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ στις μελέτες ηλιακού νετρίνου συνηθούμε την χρήση του ρυθμού της νέας εκσυγχρονισμένης REACLIB.

4.4.8 Η αντίδραση ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$

Ο ρυθμός της νέας REACLIB προσεγγίζει πολύ καλύτερα τον ρυθμό NACRE απ' ότι ο ρυθμός της παλιάς. Σύμφωνα με τα Σχ. 4.12 και 4.13 στην ηλιακή περιοχή ο ρυθμός της παλιάς REACLIB μπορεί να διαφέρει από τον ρυθμό NACRE μέχρι και 80% ενώ η αντίστοιχη ασυμφωνία με την νέα REACLIB είναι πάντα λιγότερο από 2%.

4.4.9 Η αντίδραση ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$

Η REACLIB ξεχωρίζει δύο μέρη γι' αυτόν τον ρυθμό αντίδρασης: ένα συντονισμένο και ένα μη-συντονισμένο ενώ η NACRE υιοθετεί μια μοναδική μη συντονισμένη ρύθμιση. Προσαρμόζοντας (fitting) την Εξ. 4.1 στον αναλυτικό τύπο που δίνεται από την NACRE παρατηρούμε μια πολύ ικανοποιητική αναπαράσταση όλων των δεδομένων υπο μορφή πίνακα της NACRE. Στο Σχ. 4.14 συγκρίνουμε την προσαρμογή (fit) της νέας REACLIB και της παλιάς των δύο μερών όπου παρατηρείται μια μικροσκοπική απόκλιση ανάμεσα τους. Σύμφωνα με αυτό συνηθούμε έναν μοναδικό μη συντονισμένο τύπο REACLIB για την εκσυγχρονισμένη βιβλιοθήκη.



Σχήμα 4.5: ${}^2H(d, \gamma) {}^4He$: Η απόκλιση της σχετικής διαφοράς RD ανάμεσα στους ρυθμούς της νέας και της παλιάς REACLIB αναφορικά με την θερμοκρασία ($n = 3\%$).

4.4.10 Η αντίδραση ${}^7Li(p, \gamma) {}^8Be$

Αυτή η αντίδραση λείπει από την REACLIB. Συνεπώς δεν μπορούμε να συγκρίνουμε τους ρυθμούς της νέας REACLIB με αυτούς της παλιάς. Η σημαντικότητα αυτής της αντίδρασης στην αλυσίδα PPII είναι ότι συναγωνίζεται την αντίδραση ${}^7Li(p, \alpha) {}^4He$, και φυσικά η δεύτερη είναι πολύ πιο σημαντική στις μελέτες ηλιακής εξέλιξης. Το 8Be που παράγεται στην αντίδραση ${}^7Li(p, \gamma) {}^8Be$ που είναι ασταθής και αποσυντίθεται σε δύο σωματίδια άλφα σε χρόνο $2.6 \times 10^{-16} s$, είναι επίσης εξαιρετικά σημαντικό στην τριπλή αντίδραση άλφα. Εξαιτίας της σημαντικότητας αυτής της αντίδρασης θα αναβάλλουμε την μελέτη της σε μια μεταγενέστερη εργασία όπου επίσης θα εξερευνήσουμε τις επιδράσεις της απουσίας της πάνω στις προσομοιώσεις που χρησιμοποίησαν την REACLIB.

4.4.11 Η αντίδραση ${}^7Li(p, \alpha) {}^4He$

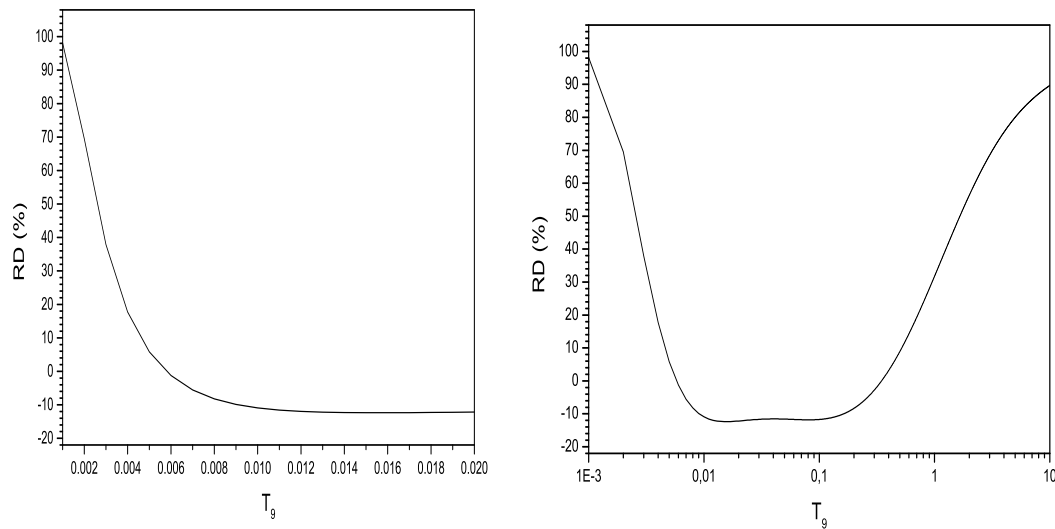
Σύμφωνα με το Σχ. 4.15 ο μη συντονισμένος ρυθμός κυριαρχεί σε θερμοκρασίες $T_9 < 4$. Συγκρίναμε τους ρυθμούς NACRE και εκείνους που δόθηκαν από την παλιά REACLIB και βρήκαμε ότι οι μικρές τους διαφορές βρίσκονται μέσα στις σχετικές αβεβαιότητες. Συνεπώς, κανένας εκσυγχρονισμός δεν κρίθηκε απαραίτητος γι' αυτή την αντίδραση.

4.4.12 Η αντίδραση ${}^7Li(\alpha, \gamma) {}^{11}B$

Η NACRE υπολογίζει τους ρυθμούς αντίδρασης χρησιμοποιώντας έναν μη συντονισμένο (NR), έναν συντονισμένο (R1) και έναν πολλαπλά-συντονισμένο (MR) ρυθμό (Σχ. 4.16) ενώ η REACLIB βασίζεται μόνο σε έναν NR ρυθμό και σε έναν R1. Στο Σχ. 4.17 αναπαριστούμε γραφικά την απόκλιση RD ανάμεσα στους ρυθμούς παλιάς και νέας REACLIB και σε εκείνους της NACRE για όλες τις σχετικές θερμοκρασίες. Είναι προφανές ότι οι εκσυγχρονισμένοι ρυθμοί προσεγγίζουν αυτούς της NACRE καλύτερα απ' ό,τι οι ρυθμοί της παλιάς REACLIB.

4.4.13 Η αντίδραση ${}^7Be(p, \gamma) {}^8B$

Τα μη συντονισμένα δεδομένα της NACRE γι' αυτή την αντίδραση αντικαταστάθηκαν πρόσφατα <http://quasar.physik.unibas.ch/tommy/reactlib.html>. Σύμφωνα με την NACRE



Σχήμα 4.6: ${}^2H(d, n) {}^3He$: Η απόκλιση της σχετικής διαφοράς RD ανάμεσα στους ρυθμούς της νέας και της παλιάς REACLIB αναφορικά με την θερμοκρασία ($n = 3\%$).

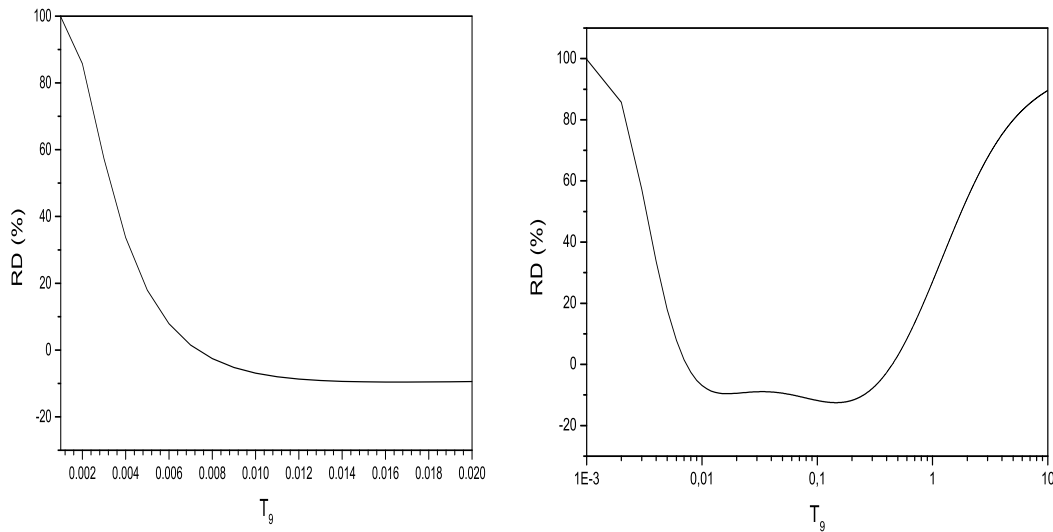
ο παράγοντας S σε μηδενική ενέργεια είναι $S_{17}(0) = 21 \pm 2 \text{ eV b}$ ενώ σύμφωνα με την παραπάνω αναφορά πρέπει να είναι $S_{17}(0) = 18.6 \pm 1.2 \text{ eV b}$. Παρά την σημαντική διαφορά στον αστροφυσικό παράγοντα μηδενικής ενέργειας αποφασίσαμε να χρησιμοποιήσουμε τα δεδομένα της NACRE για συνέπεια. Ωστόσο, πρέπει να σημειωθεί ότι για υπολογισμούς υψηλής ποιότητας ηλιακού νετρίνου πρέπει να υιοθετηθεί η πιο πρόσφατη τιμή του S, η οποία θα οδηγήσει σε μια μείωση κατά 11,4% στον σχετικό μη συντονισμένο ρυθμό.

Η προσαρμογή (fitting) της νέας REACLIB προσεγγίζει τα δεδομένα της NACRE καλύτερα απ' ό,τι η παλιά στην κλίμακα $0.002 < T_9 < 2.2$ ενώ σε υψηλότερες θερμοκρασίες ο ρυθμός της παλιάς REACLIB αποτελεί μια καλύτερη προσέγγιση. Λόγω των μεγάλων αβεβαιοτήτων σε τόσο μεγάλες θερμοκρασίες συνιστούμε την χρήση των ρυθμών της εκσυγχρονισμένης REACLIB σε ολόκληρο το φάσμα θερμοκρασιών. Στο Σχ. 4.18 παρατηρούμε ότι η συνιστώσα NR του ρυθμού κυριαρχεί την R1 ενώ στο Σχ. 4.19 παριστάνουμε γραφικά: α) την απόκλιση RD ανάμεσα στον ρυθμό της νέας REACLIB και σε αυτόν της NACRE (έντονη καμπύλη) και β) την απόκλιση της RD ανάμεσα στους ρυθμούς της παλιάς και της νέας REACLIB (διακεκομμένη καμπύλη). Είναι προφανές ότι οι ρυθμοί της νέας REACLIB γενικά είναι πιο αξιόπιστοι απ' ό,τι οι παλιοί ιδιαίτερα στην περιοχή της ηλιακής εξέλιξης.

Στο Κεφ. 7 θα συσχετίσουμε το περιεχόμενο του Κεφ. 4 με αυτό του Κεφ. 7.

4.5 Συμπεράσματα

Η βιβλιοθήκη REACLIB των ρυθμών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων είναι μια από τις πιο κατανοητές και δημοφιλείς και χρησιμοποιείται εκτεταμένα στις προσομοιώσεις αστρικής εξέλιξης και πυρηνικής σύνθεσης. Στην παρούσα μελέτη έχουν εκσυγχρονιστεί μερικοί πολύ σημαντικοί πειραματικοί ρυθμοί ελαφριών ισοτόπων φορτισμένων σωματιδίων της REACLIB χρησιμοποιώντας τα αποτελέσματα της ομάδας NACRE (C.Angulo κ.α. (1999)) και τις νέες αναβαθμισμένες τιμές των αστροφυσικών παραγόντων, S, από τα πειράματα LUNA (M.Junker κ.α. (1998)). Επικεντρωθήκαμε στους πιο σημαντικούς ρυθμούς αντίδρασης της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου και χρησιμοποιήσαμε τους ρυθμούς της εκσυγχρονισμένης REACLIB σε θερμοκρασίες που ήταν απαγορευτικές για τους παλιούς. Η απόκλιση ανάμεσα στους ρυθμούς της νέας και της παλιάς REACLIB είναι μερικές φορές σημαν-

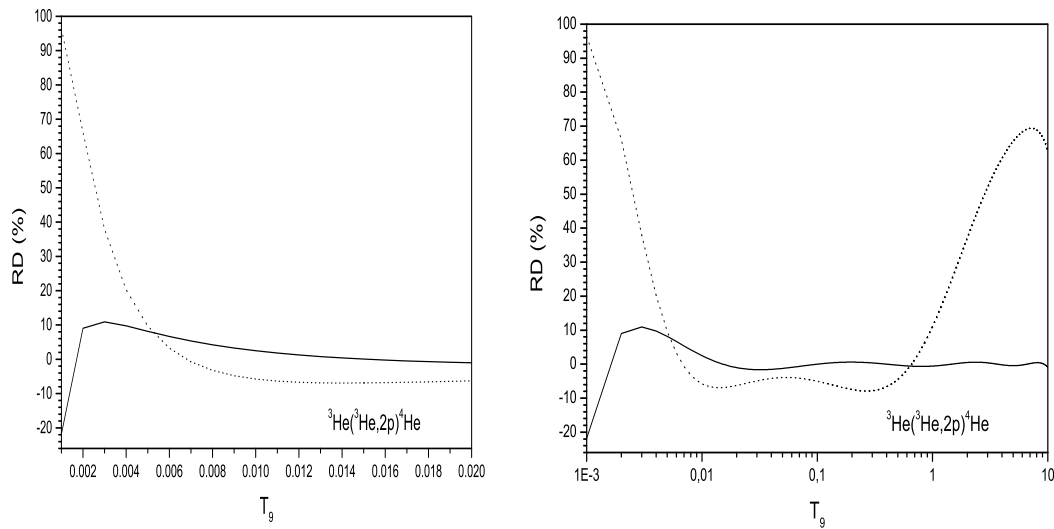


Σχήμα 4.7: ${}^2H(d,p){}^3H$: Η απόκλιση της σχετικής διαφοράς RD ανάμεσα στους ρυθμούς της νέας και της παλιάς REACLIB αναφορικά με την θερμοκρασία ($n = 5\%$).

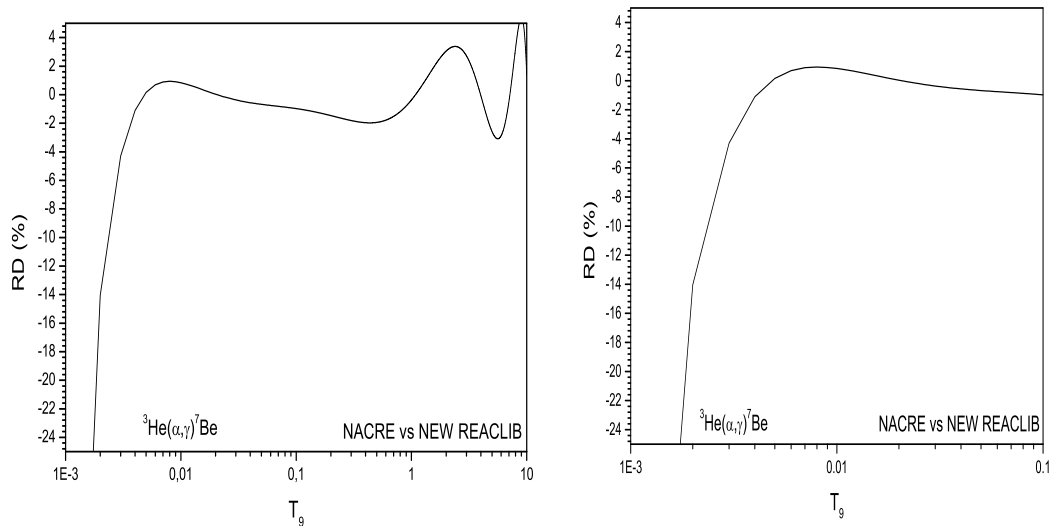
τική, ιδιαίτερα στη περιοχή χαμηλής θερμοκρασίας ($0.001 < T_9 < 0.01$) της καύσης του δευτερίου ${}^2H(d,\gamma){}^4He, {}^2H(d,p){}^3H, {}^2H(d,n){}^3He$ (όπου οι ρυθμοί της παλιάς REACLIB ήταν αναξιόπιστοι). Μια άλλη σημαντική απόκλιση είναι ότι η πιο σημαντική αντίδραση ${}^1H(p,\nu e^+){}^2H$ φαίνεται ότι είναι γρηγορότερη στην εκσυγχρονισμένη REACLIB απ' ότι στην παλιά. Οι επιδράσεις αυτών των αποκλίσεων πάνω στην καύση υδρογόνου και στην πυρηνική σύνθεση της δημιουργίας του σύμπαντος πρέπει να ερευνηθούν προσεκτικά χρησιμοποιώντας διαδοχικώς τις βιβλιοθήκες της παλιάς και της νέας REACLIB σε σχετικές προσομοιώσεις.

Μια άλλη βελτίωση των ρυθμών της νέας REACLIB (οι οποίοι είναι επίσης διαθέσιμη στην ίδια ψηφιακή μορφή όπως και οι παλιοί) είναι ότι βελτιώσαμε την ακρίβεια ρύθμισής τους με τέτοιον τρόπο που επιτρέπει την εφαρμογή τους στην αστρική δομή και εξέλιξη πριν την κύρια ακολουθία. Τέλος καθιερώσαμε τον φορμαλισμό και τις τεχνικές που θα χρησιμοποιηθούν σε μελλοντικές πιο εκτεταμένους εκσυγχρονισμούς REACLIB.

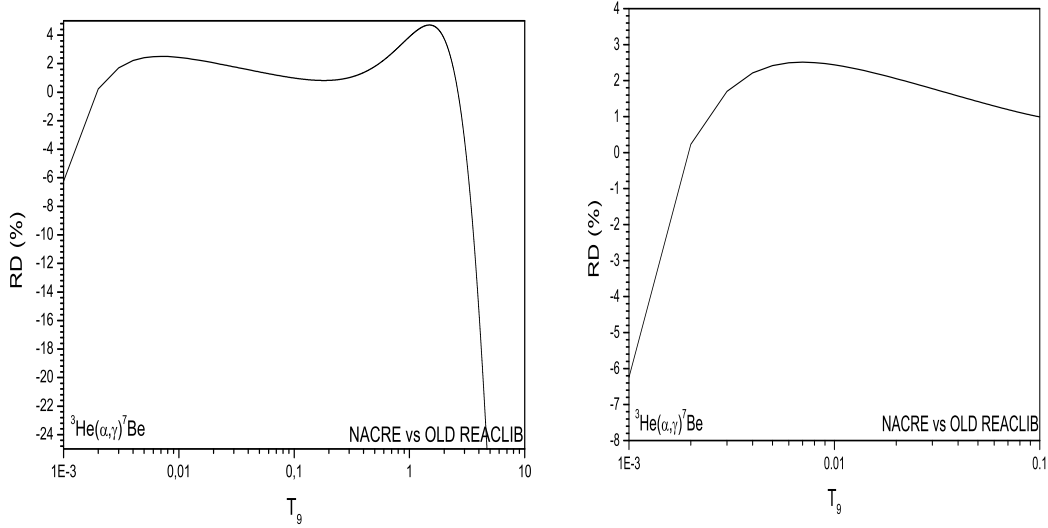
Οι πληροφορίες της πυρηνικής φυσικής είναι σημαντικές για την κατανόηση πολλών φαινομένων στην αστροφυσική. Στην παρούσα φάση υπάρχουν πληθώρα πυρηνικών δεδομένων, όπως οι ρυθμοί των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων οι οποίοι υπολογίστηκαν μέσω της συγκεκριμένης μελέτης. Περαιτέρω προσπάθειες απαιτούνται, ωστόσο, για να επιβεβαιώσουν ότι αυτά τα δεδομένα έχουν αναβαθμιστεί και περιλαμβάνουν και τα πιο πρόσφατα πειραματικά και θεωρητικά δεδομένα.



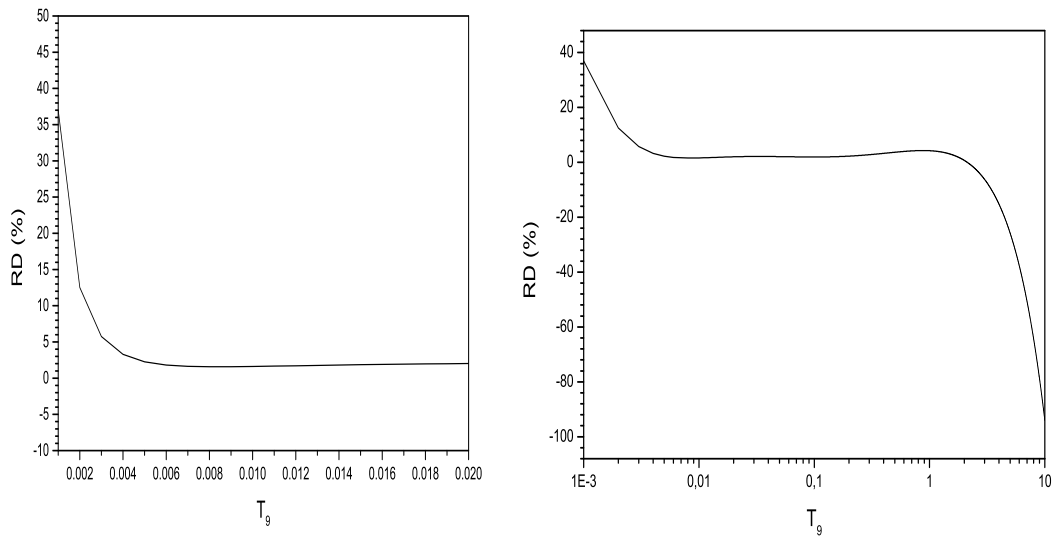
Σχήμα 4.8: ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ Η απόκλιση της σχετικής διαφοράς RD ανάμεσα στους ρυθμούς της νέας και της παλιάς REACLIB και σε εκείνον που αποκτήθηκε χρησιμοποιώντας δεδομένα LUNA σε συνάρτηση με την θερμοκρασία. Η έντονη καμπύλη αναπαριστά την RD ανάμεσα στον ρυθμό νέας (παλιάς) REACLIB και σε αυτόν της LUNA.



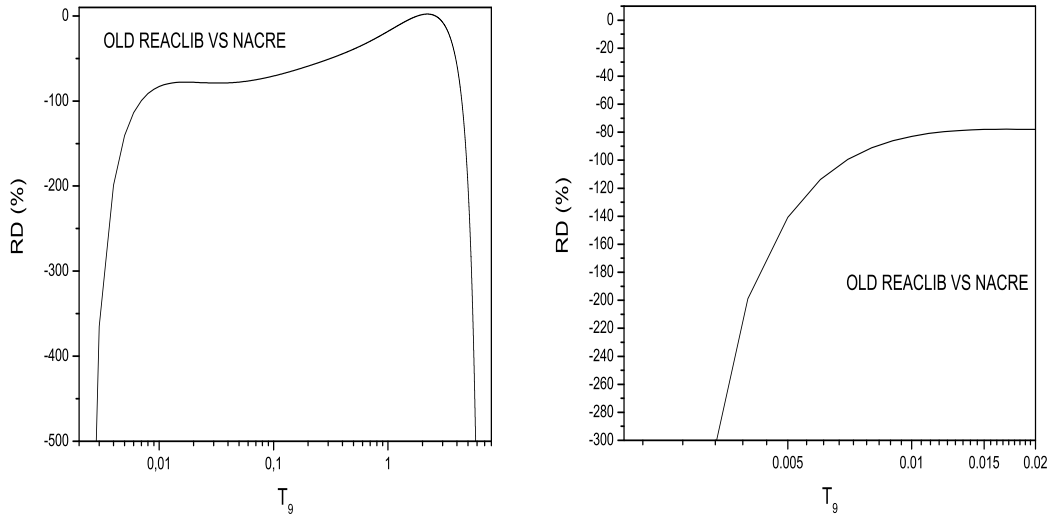
Σχήμα 4.9: ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$: Η απόκλιση της σχετικής διαφοράς RD ανάμεσα στον νέο ρυθμό της REACLIB και σ' αυτόν της NACRE σε συνάρτηση με την θερμοκρασία ($n = 6\%$).



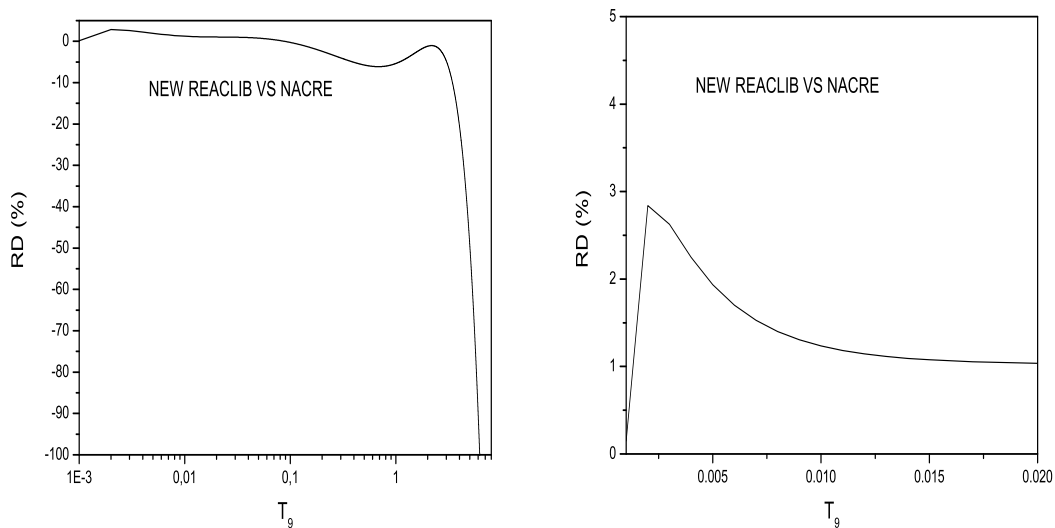
Σχήμα 4.10: ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$: Η απόκλιση της RD ανάμεσα στον ρυθμό της παλιάς REACLIB και σ' αυτόν της NACRE σε συνάρτηση με την θερμοκρασία ($n = 6\%$).



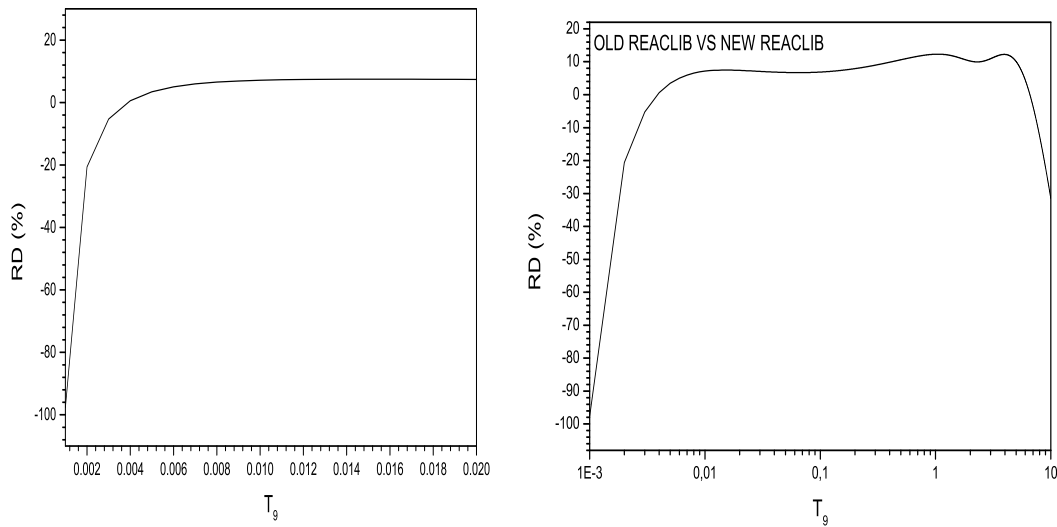
Σχήμα 4.11: ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$: Η απόκλιση της RD ανάμεσα στον ρυθμό της νέας και της παλιάς REACLIB σε συνάρτηση με την θερμοκρασία ($n = 6\%$).



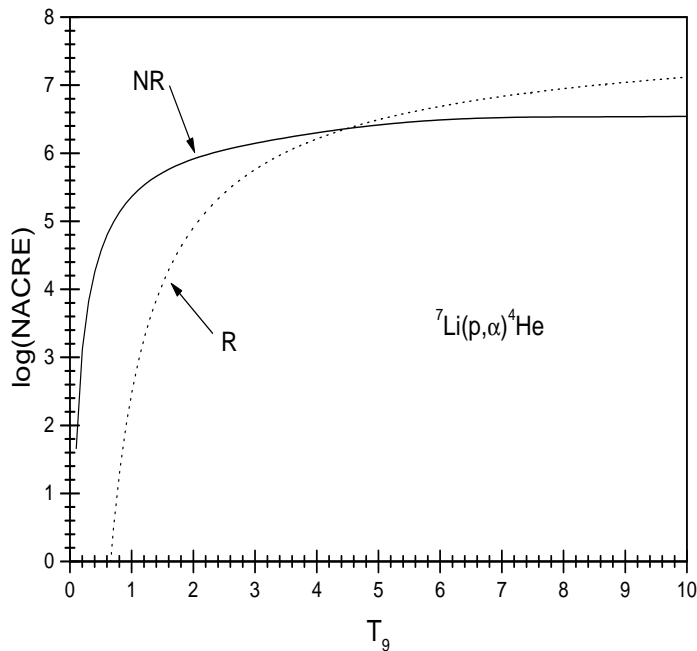
Σχήμα 4.12: ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$: Η απόκλιση της RD ανάμεσα στον ρυθμό της παλιάς REACLIB και σ' αυτόν της NACRE σε συνάρτηση με την θερμοκρασία ($n = 7\%$).



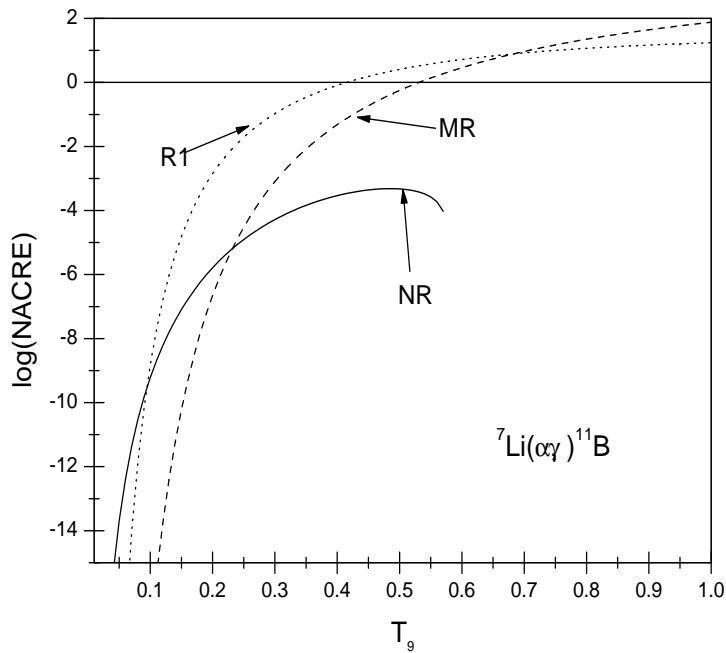
Σχήμα 4.13: ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$: Η απόκλιση της RD ανάμεσα στον ρυθμό της νέας REACLIB και σ' αυτόν της NACRE σε συνάρτηση με την θερμοκρασία ($n = 7\%$).



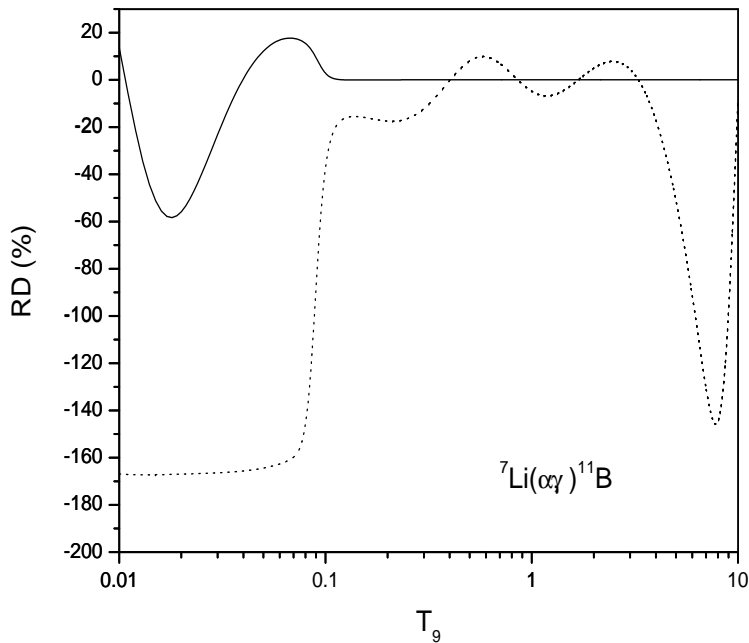
Σχήμα 4.14: ${}^6\text{Li}(p, \alpha) {}^3\text{He}$: Η απόκλιση της RD ανάμεσα στον ρυθμό της παλιάς και της νέας REACLIB σε συνάρτηση με την θερμοκρασία (2%).



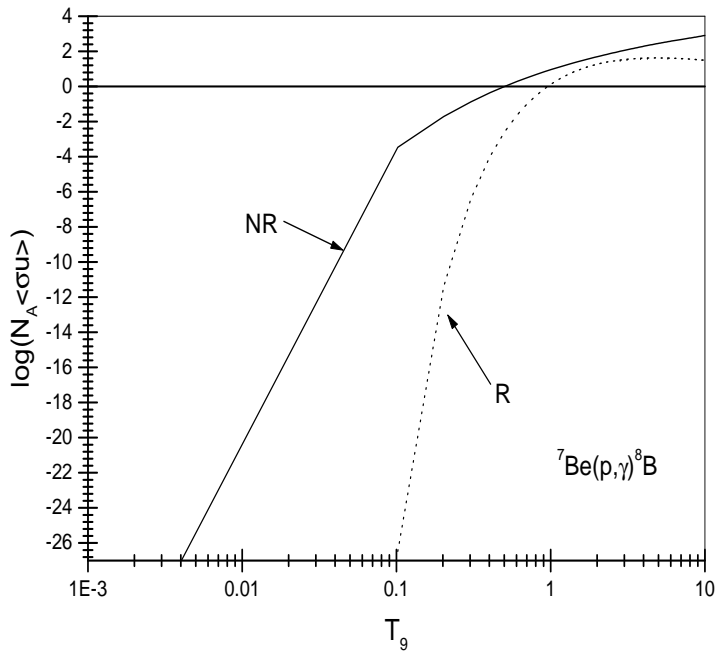
Σχήμα 4.15: ${}^7\text{Li}(p, \alpha) {}^4\text{He}$: Οι λογάριθμοι των ρυθμών NACRE (συντονισμένων και μη) σε συνάρτηση με την θερμοκρασία (6%).



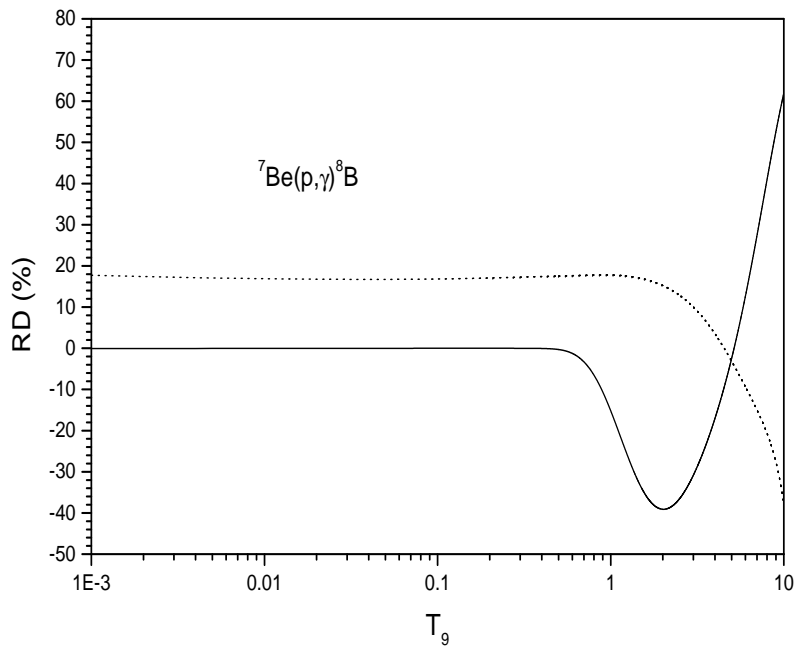
Σχήμα 4.16: ${}^7\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{B}$: Οι λογάριθμοι των ρυθμών NACRE (συντονισμένων, μη συντονισμένων και πολλαπλά-συντονισμένων) σε συνάρτηση με την θερμοκρασία ($n = 17\%$).



Σχήμα 4.17: ${}^7\text{Li}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{B}$: Η απόκλιση της RD ανάμεσα τους ρυθμούς της παλιάς (έντονης καμπύλης) και της νέας (διακεκομμένης καμπύλης) REACLIB και σε εκείνους της NACRE σε συνάρτηση με την θερμοκρασία ($n = 17\%$).



Σχήμα 4.18: ${}^7\text{Be}(p, \gamma) {}^8\text{B}$:Οι λογάριθμοι των ρυθμών NACRE (συντονισμένων, μη συντονισμένων και πολλαπλά-συντονισμένων) σε συνάρτηση με την θερμοκρασία ($n = 3\%$).



Σχήμα 4.19: ${}^7\text{Be}(p, \gamma) {}^8\text{B}$:Η απόκλιση της RD ανάμεσα στους ρυθμούς της νέας REACLIB και σε αυτούς της NACRE (έντονη καμπύλη) και η απόκλιση της RD ανάμεσα στους ρυθμούς της παλιάς και της νέας REACLIB (διακεκομμένη καμπύλη) ($n = 3\%$).

Βελτιωμένες τιμές της ροής ηλιακών νετρίνων και μέσοι χρόνοι ζωής των πυρήνων C, N, O

5.1 Εισαγωγή

Τις τελευταίες τέσσερις δεκαετίες, έχουν κατασκευαστεί ακριβή ηλιακά και αστρικά μοντέλα και πολλά από αυτά στηρίζονται στους ρυθμούς θερμοπυρηνικών αντιδράσεων των Caughlan και Fowler (1988). Στη συνέχεια διάφορες ερευνητικές ομάδες πυρηνικής φυσικής αναβάθμισαν τους ρυθμούς θερμοπυρηνικών αντιδράσεων αστροφυσικού ενδιαφέροντος, όπως ο Adelberger et al.(1998), οι European Nuclear Astrophysics Compilation of REaction rates (Angulo et al.(1999), NACRE) και άλλες.

Στους αστέρες καύσεως υδρογόνου μέσω της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου της κυρίας ακολουθίας, τα ενεργειακά φάσματα των νετρίνων που παράγονται στον αστρικό πυρήνα καθορίζονται από τους ρυθμούς αντιδράσεων καύσης ${}^3\text{He}$ καθώς και από τους ρυθμούς δι-αδοχικών αντιδράσεων καύσης ${}^7\text{Be}$. Αυτό το φάσμα καθορίζει το κλάσμα της ενέργειας η οποία παράγεται στην αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου και το οποίο διαφεύγει υπό τη μορφή νετρίνων διαφορετικών ενεργειών. Οι ρυθμοί θερμοπυρηνικών αντιδράσεων χρησιμοποιούνται στα θεωρητικά μοντέλα αστρικής δομής και εξέλιξης και για τον υπολογισμό της ροής των ηλιακών νετρίνων.

Τα υπάρχοντα πειράματα του LUNA και Borexino, αναμένεται να καθορίσουν εάν τα ενεργειακά φάσματα των ηλετρονιακού τύπου νετρίνων (ν_e) που παράγονται στο κέντρο του Ήλιου, τροποποιούνται από τη φυσική πέραν της καθιερωμένης ηλεκτρασθενούς θεωρίας. Επιπλέον, αυτά τα πειράματα έχουν την ικανότητα να καθορίσουν τον μηχανισμό με τον οποίο η νέα φυσική των ταλαντώσεων των νετρίνων υιοθετείται στα πειράματα ηλιακών νετρίνων και συνεπώς να καθορίσουν πώς τα φάσματα των νετρίνων μεταβάλλονται από αυτή τη νέα φυσική. Τα πειράματα νετρίνων μπορούν να παρέχουν ακριβείς ελέγχους των προβλέψεων του καθιερωμένου ηλιακού μοντέλου (SSM). Στο πείραμα LUNA προσδιορίζονται, μεταξύ των άλλων παραμέτρων, οι αστροφυσικοί παράγοντες S για διάφορες πυρηνικές αντιδράσεις, οι οποίοι χρησιμοποιούνται στον υπολογισμό της ροής $\phi(\nu)$ των ηλιακών νετρίνων.

Ένας από τους στόχους της παρούσας διατριβής είναι να μελετηθεί η ροή των ηλιακών νετρίνων που παράγεται στις θερμοπυρηνικές αντιδράσεις πρωτονίου-πρωτονίου. Στο παρόν κεφάλαιο υπολογίσαμε τις νέες, αναβαθμισμένες τιμές της ροής των ηλιακών νετρίνων που προέρχονται από τις αντιδράσεις ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ και ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$, για τις οποίες υπάρχουν καινούργιοι προσδιορισμοί των αστροφυσικών παραγόντων S_{33} και S_{34} από το πείραμα LUNA (Gyurky κ.α (2007)). Οι ροές που υπολογίζονται εδώ στη συνέχεια θα συγκριθούν με τις ροές που υπολογίστηκαν λεπτομερειακά με τον κώδικα αστρικής δομής και εξέλιξης TYCHO 6.92, για τον οποίο θα αναφερθούμε ειδικά στο Κεφ7.

Υπολογίσαμε, επίσης, τους μέσους χρόνους ζωής-τ των ισότοπων C, O, N, που μετέχουν στον κύκλο CNO του άνθρακα, χρησιμοποιώντας τις πιο πρόσφατες μετρήσεις του αστροφυσικού παράγοντα S από το πείραμα του LUNA (2007).

5.2 Αβεβαιότητες στις προβλέψεις της ροής των ηλιακών νετρίνων

Προκειμένου να υπολογιστούν οι αβεβαιότητες στις προβλέψεις της ροής των νετρίνων που προκαλούνται από ανακρίβειες στις τιμές των εισερχόμενων στα μοντέλα παραμέτρων, οι Bahcall και Ulrich (1988) έχουν υπολογίσει τους λογάριθμους των παραγώγων για κάθε ροή νετρίνων ως προς διάφορες εισερχόμενες παραμέτρους. Οι παράγωγοι καθορίστηκαν (Bahcall (1989» μεταβάλλοντας μία μόνο παράμετρο, x_i (π.χ. τον παράγοντα ενεργούς διατομής για την αντίδραση πρωτονίου-πρωτονίου ή τον αρχικό λόγο της αφθονίας των βαρέων στοιχείων ως προς το υδρογόνο), κατά ένα μικρό ποσοστό (της τάξεως του 10%) και έπειτα υπολογίζοντας μιας σειρά πρότυπα ηλιακά μοντέλα μέχρι να συγκλίνουν ακριβώς στην υποτιθέμενη σημερινή φωτεινότητα και ακτίνα του Ηλίου. Οι διαφορές στη ροή των νετρίνων μεταξύ του κατασκευαζόμενου μοντέλου με την μεταβαλλόμενη (perturbed) παράμετρο και του προτύπου ηλιακού μοντέλου, χρησιμοποιούνται προκειμένου να μορφοποιηθούν οι λογαριθμικοί παράγωγοι,

$$\alpha_{i,j} = \frac{\partial \ln \phi_i}{\partial \ln x_j} \quad (5.1)$$

Η μερική παράγωγος η οποία υπολογίζεται εδώ αναφέρεται σε ηλιακά μοντέλα τα οποία βρίσκονται στην παρούσα φάση της ζωής του Ηλίου.

Στην πράξη, οι μερικοί παράγωγοι μπορούν να υπολογιστούν χρησιμοποιώντας την εξίσωση,

$$\alpha_{i,j} \cong \frac{\ln[\phi_i/\phi_i(0)]}{\ln[x_j/x_j(0)]}, \quad (5.2)$$

όπου οι ποσότητες που δηλώνονται με "(0)" αναφέρονται σ' αυτές του καθιερωμένου ηλιακού μοντέλου. Συνήθως, δύο συγκλίνοντα μοντέλα είναι αρκετά για να υπολογιστούν οι μερικοί παράγωγοι. Η προσέγγιση των μικρών μεταβολών ισοδυναμεί με το γεγονός ότι η ροή των νετρίνων έχει μικρής τάξης εξάρτηση από κάθε μία παράμετρο, τέτοια ώστε,

$$\phi_i = \phi_i(0) \left[\frac{x_j}{x_j(0)} \right]^{\alpha_{i,j}}. \quad (5.3)$$

Οι μερικοί παράγωγοι οι οποίοι παρουσιάζονται στον Πίν.7.2 στο βιβλίο του Bahcall (1989), εισέρχονται ως εκθέτες στις παρακάτω συναρτήσεις. Για παράδειγμα, η βασική ροή των pp νετρίνων έχει την παρακάτω εξάρτηση.

$$\phi(pp) \propto S_{11}^{0.14} S_{33}^{0.03} S_{34}^{-0.06} L_{\odot}^{0.73} (Z/X)^{-0.08} (age)^{-0.07}. \quad (5.4)$$

Η ροή των νετρίνων pp είναι σχετικά ανεπηρέαστη από όλες τις εισερχόμενες παραμέτρους εκτός από την ολική ηλιακή φωτεινότητα. Από την άλλη μεριά, τα πειραματικώς πιο ευαίσθητα σε επιδράσεις ηλιακά νετρίνα, τα 8B , επηρεάζονται σημαντικά από έναν αριθμό εισερχόμενων παραμέτρων, δηλαδή,

$$\phi(^8B) \propto S_{11}^{-2.6} S_{33}^{-0.40} S_{34}^{0.81} S_{17}^{1.0} L_{\odot}^{6.8} R_{\odot}^{0.48} (Z/X)^{1.3} (age)^{1.3}. \quad (5.5)$$

Τα νετρίνα pep είναι σχετικά ανεπηρέαστα από όλες τις εισερχόμενες παραμέτρους εκτός από τη φωτεινότητα. Συνεπώς,

$$\phi(pep) \propto S_{11}^{-0.17} S_{33}^{0.05} S_{34}^{-0.09} L_{\odot}^{0.87} (Z/X)^{-0.17}. \quad (5.6)$$

Τα νετρίνα 7Be είναι ανάμεσα στα pp και στα 8B νετρίνα όσον αφορά τον βαθμό ευαισθησίας σε σχέση με τις εισερχόμενες παραμέτρους, δηλαδή,

$$\phi(^7Be) \propto S_{11}^{-0.97} S_{33}^{-0.43} S_{34}^{0.86} L_{\odot}^{0.22} (Z/X)^{0.58} (age)^{1.3}. \quad (5.7)$$

Για τα νετρίνα που παράγονται στον κύκλο του άνθρακα, τα ^{13}N , ^{15}O και ^{17}F , η ροή είναι ανεπηρέαστη από τις εισερχόμενες παραμέτρους εκτός από τον αστροφυσικό παράγοντα της αντίδρασης p-p, τη φωτεινότητα L_\odot και την αφθονία των βαρέων στοιχείων Z/X . Συνεπώς,

$$\phi(^{13}\text{N}) \propto S_{11}^{-2.53} S_{33}^{0.02} S_{34}^{-0.05} S_{1,14}^{0.85} L_\odot^{5.16} (Z/X)^{1.86} (\text{age})^{1.0}, \quad (5.8)$$

$$\phi(^{15}\text{O}) \propto S_{11}^{-2.93} S_{33}^{0.02} S_{34}^{-0.05} S_{1,14}^{1.0} L_\odot^{5.94} (Z/X)^{2.03} (\text{age})^{1.27}, \quad (5.9)$$

$$\phi(^{17}\text{F}) \propto S_{11}^{-2.94} S_{33}^{0.02} S_{34}^{-0.05} S_{1,14}^{0.01} L_\odot^{6.25} (Z/X)^{2.09} (\text{age})^{1.29}. \quad (5.10)$$

Προκειμένου να ερμηνεύσουμε γεωχημικά πειράματα τα οποία μετράνε κατά μέσο όρο την ροή των νετρίνων ^8B μίας χρονικής περιόδου πρέπει να υπολογιστούν διαφορετικές ποσότητες μερικών παραγώγων. Γι' αυτό, χρειαζόμαστε τον ρυθμό στον οποίο η ροή των ^8B νετρίνων αυξάνεται με την ηλικία, διατηρώντας σταθερές τις ποσότητες της ηλιακής ηλικίας και φωτεινότητας. Για ηλιακές ηλικίες, t , κοντά στην παρούσα ηλιακή ηλικία των 4.6×10^9 yr, η ροή των ^8B νετρίνων είναι,

$$\phi(^8\text{B}, t)|_{L_\odot, t_{\text{age}}} \propto t^{3.4}. \quad (5.11)$$

5.3 Νέες τιμές της ροής ηλιακών νετρίνων

Η πιο σημαντική ροή για τα πειράματα ηλιακών νετρίνων, τα οποία διεξάγονται προσφάτως, είναι αυτή των χαμηλής ενέργειας νετρίνων που προέρχονται από την θεμελιώδη αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου, $\Phi(pp)$, τα ενδιάμεσης ενέργειας νετρίνα ^7Be και τα σπάνια, υψηλής ενέργειας νετρίνα που προέρχονται από την αντίδραση με ^8B . Τα νετρίνα pp είναι τα πιο άφθονα, πειραματικώς ανιχνεύσιμα ηλιακά νετρίνα ενώ τα νετρίνα ^8B έχουν την μικρότερη ροή σύμφωνα με τις προβλέψεις του καθιερωμένου ηλιακού μοντέλου (SSM) (Bahcall, (1989)).

Το πείραμα LUNA (2007) είχε εξάγει τους πιο ακριβείς από ποτέ μηδενικής ενέργειας αστροφυσικούς παράγοντες $S_{33}(0) = (5.32 \pm 0.08) \text{MeVb}$ και $S_{34}(0) = (0.560 \pm 0.017) \text{keVb}$, για τις αντιδράσεις $^3\text{He}(^3\text{He}, 2p)^4\text{He}$ και $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$. Στην παρούσα μελέτη, χρησιμοποιήσαμε αυτές τις τιμές για τους αστροφυσικούς παράγοντες, καθώς και την τιμή $S_{1,14}(0) = (1.61 \pm 0.08) \text{keVb}$ LUNA (2006), προκειμένου να βελτιώσουμε τις τιμές της ροής, (Φ), των νετρίνων. Χρησιμοποιώντας τις Εξ. 5.4 – 5.7, για κάθε κανάλι αντίδρασης η ροή των νετρίνων υπολογίστηκε με βάση την παρακάτω σχέση η οποία προήλθε από τις εξισώσεις 5.1 – 5.7,

$$\Phi_{\text{channel}}(\text{LUNA}) = \frac{\left(S_{33}^\alpha S_{34}^\beta S_{1,14}^\gamma \right)_{\text{LUNA}}}{\left(S_{33}^\alpha S_{34}^\beta S_{1,14}^\gamma \right)_{\text{model}}} \Phi_{\text{channel}}(\text{model}), \quad (5.12)$$

όπου α , β και γ δηλώνουν τη μερική παράγωγο του λογαρίθμου της ροής των νετρίνων ο οποίος εξαρτάται από έναν αριθμό των εισερχόμενων ηλιακών παραμέτρων, όπως φαίνεται στις σχέσεις 5.1 – 5.7.

Στον Πίν. 5.1, παραθέτουμε τις βελτιωμένες τιμές της ροής για τα pp , pep , ^7Be , ^8B νετρίνα και στον Πίν. 5.2 τη ροή των ^{13}N , ^{15}O , ^{17}F νετρίνων. Η ροή υπολογίστηκε με βάση την Εξ. 5.9 χρησιμοποιώντας τις νέες τιμές των αστροφυσικών παραγόντων του LUNA και τα ηλιακά μοντέλα YA, A98, N99, BPB, C88 τα οποία είχαν χρησιμοποιήσει παλαιότερους αστροφυσικούς παράγοντες. Στην πρώτη στήλη το μοντέλο YA, είναι το μοντέλο των Young & Arnett (2004), το μοντέλο A98, του Adelberger et al. (2001), το N99, το μοντέλο της ομάδας του NACRE (1999), το μοντέλο BPB, των Bahcall, Pinsonneault και Basu (2001), ενώ το C88 είναι το μοντέλο των Caughlan, Fowler (1988). Στις στήλες 2 – 5 δίνουμε τη ροή των νετρίνων Φ για τις διαφορετικές θερμοπυρηνικές αντιδράσεις της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου (pp -chain) οι οποίες υπολογίστηκαν στην παρούσα μελέτη. Στον Πίν. 5.1 παρουσιάζονται

<i>Model</i>	$\Phi_{pp} \times 10^{10}$		$\Phi_{pep} \times 10^8$		$\Phi_{7Be} \times 10^9$		$\Phi_{8B} \times 10^6$	
	$(cm^{-2}s^{-1})$		$(cm^{-2}s^{-1})$		$(cm^{-2}s^{-1})$		$(cm^{-2}s^{-1})$	
YA	5.95	5.93	1.42	1.41	4.83	5.08	5.51	5.77
A98	5.92	5.90	1.40	1.39	4.80	5.06	5.17	5.44
N99	5.91	5.90	1.40	1.39	4.90	4.99	5.68	5.79
BPB	5.96	5.92	1.39	1.38	4.81	5.27	5.44	5.93
C88	5.94	5.92	1.48	1.47	4.71	4.95	6.19	6.49

Πίνακας 5.1: Βελτιωμένες τιμές της ροής ηλιακών νετρίνων για pp , pep , 7Be , 8B νετρίνα που υπολογίστηκαν στην παρούσα μελέτη, χρησιμοποιώντας πρόσφατα δεδομένα για τους αστροφυσικούς παράγοντες (cross-section S-factors) από το πείραμα LUNA (Gy Gyurky κ.α (2007)). Η δεύτερη στήλη σε κάθε ροή νετρίνων είναι οι τιμές των ροών που υπολογίστηκαν στην παρούσα μελέτη.

<i>Model</i>	$\Phi_{13N} \times 10^8$		$\Phi_{15O} \times 10^8$		$\Phi_{17F} \times 10^6$	
	$(cm^{-2}s^{-1})$		$(cm^{-2}s^{-1})$		$(cm^{-2}s^{-1})$	
YA	4.08	2.10	3.49	1.60	4.59	2.11
A98	5.77	2.97	5.01	2.30	3.15	1.44
N99	5.73	3.19	4.96	2.49	6.41	3.22
BPB	4.87	2.70	4.18	2.09	5.30	2.65
C88	5.34	2.97	4.57	2.29	5.74	2.88

Πίνακας 5.2: Βελτιωμένες τιμές της ροής ηλιακών νετρίνων για τα ${}^{13}N$, ${}^{15}O$, ${}^{17}F$ νετρίνα που υπολογίστηκαν στην παρούσα μελέτη, χρησιμοποιώντας πρόσφατα δεδομένα για τους αστροφυσικούς παράγοντες (cross-section S-factors) από το πείραμα LUNA (Gy Gyurky κ.α (2007)). Η δεύτερη στήλη σε κάθε ροή νετρίνων είναι οι τιμές των ροών που υπολογίστηκαν στην παρούσα μελέτη.

πέντε διαφορετικά μοντέλα. Στόχος μας ήταν να χρησιμοποιήσουμε διαφορετικά μοντέλα ως προς τους εισερχόμενους ρυθμούς θερμοπυρηνικών αντιδράσεων για να δούμε πώς αυτοί επηρεάζουν τις μετρήσεις της ροής των νετρίνων. Έτσι, η συγκεκριμένη έκδοση του μοντέλου BPB (2000) και το μοντέλο N99 χρησιμοποιούν τους ρυθμούς των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων της βιβλιοθήκης NACRE (Angulo, 1999), τα μοντέλα YA και C88 τους ρυθμούς των Caughlan και Fowler, ενώ το μοντέλο A98 αυτούς του Adelberger.

Η πρώτη τιμή για την Φ , σε κάθε μία από τις στήλες 2 – 5, είναι η ροή νετρίνων που υπολογίζεται από το μοντέλο της πρώτης στήλης, ενώ η δεύτερη τιμή δίνει τη ροή των νετρίνων που υπολογίσαμε εδώ χρησιμοποιώντας τους αστροφυσικούς παράγοντες, S , από το πρόσφατο πείραμα LUNA (Gyurky κ.α (2007)).

Η νέα τιμή του πειράματος LUNA $S_{34}(0)$ για την αντίδραση ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ είναι μεγαλύτερη σε σχέση με τις τιμές των αστροφυσικών παραγόντων που χρησιμοποίησαν στους υπολογισμούς τους τα μοντέλα BPB, A98, YA, C88, N99, ενώ η τιμή $S_{33}(0)$ είναι λίγο μικρότερη από αυτή που υιοθέτησαν τα μοντέλα αυτά. Παρατηρούμε ότι, η ροή των νετρίνων pp μειώθηκε σε όλα τα μοντέλα στα οποία χρησιμοποιήσαμε τις πρόσφατες τιμές των αστροφυσικών παραγόντων (LUNA, 2007). Τη μεγαλύτερη μείωση υφίσταται η ροή του μοντέλου BPB, 0.67% ενώ μόλις 0.17% βελτιώθηκε η ροή του μοντέλου N99. Για τα νετρίνα pep η ροή έχει επίσης μειωθεί. Ωστόσο η μείωση δεν είναι σημαντική, όπως και για τα pp νετρίνα, αφού οι αστροφυσικοί παράγοντες S_{33}, S_{34} αποτελούν παραμέτρους που δεν επηρεάζουν σημαντικά τη ροή τους. Παρατηρούμε μία απόκλιση της τάξεως των 0.67% για τα νετρίνα του μοντέλου C88 και $\sim 0.70\%$ για τα υπόλοιπα μοντέλα.

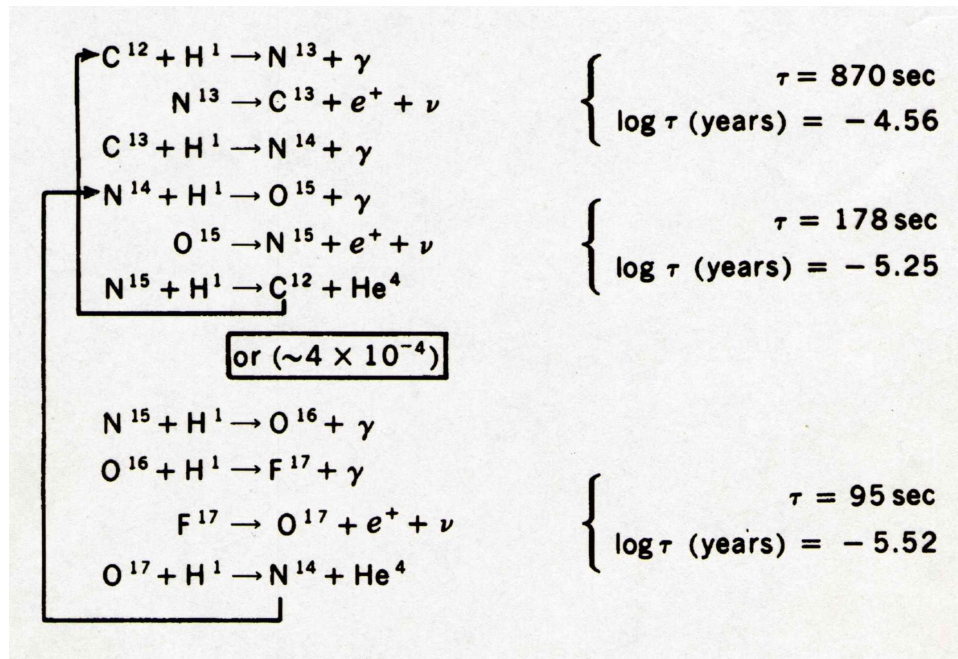
Η επίδραση των αστροφυσικών παραγόντων S_{33}, S_{34} στη ροή των νετρίνων ${}^7\text{Be}$ είναι αρκετά σημαντική. Παρατηρούμε ότι οι τιμές της ροής αυξήθηκαν, και οι αποκλίσεις μεταξύ της ροής των μοντέλων και των νέων βελτιωμένων τιμών αυτών είναι σημαντικές, με το μοντέλο BPB να παρουσιάζει μία αύξηση στη ροή της τάξεως των 9.56% και το μοντέλο C88 την μικρότερη αύξηση κατά 5.10%. Τα νετρίνα ${}^8\text{B}$ έχουν επίσης βελτιωθεί με τη χρήση των νέων πειραματικών δεδομένων. Συγκεκριμένα, το μοντέλο BPB παρουσιάζει την μεγαλύτερη αύξηση στη ροή κατά 9.01%, ενώ στο μοντέλο N99 η ροή αυξήθηκε μόνο κατά 1.94%.

Οι τιμές της ροής των CNO νετρίνων εξαρτώνται από ένα σύνολο διαφόρων παραμέτρων (Εξ. 5.8 – 5.10), όμως, την πιο μεγάλη επίδραση την υφίστανται από τον αστροφυσικό παράγοντα $S_{1,14}$, η τιμή του οποίου έχει βελτιωθεί σημαντικά από τα τρέχοντα πειράματα (LUNA, 2007) και από $S_{1,14} \sim 3.5\text{keVb}$ έχει πάρει την τιμή $S_{1,14} = 1.61\text{keVb}$. Στη μεγάλη μείωση $\sim 54\%$ του παράγοντα $S_{1,14}$ οφείλονται και οι μεγάλες αποκλίσεις στις τιμές της ροής του Πίν. 5.2. Συγκεκριμένα, για τα ${}^{13}\text{N}$ νετρίνα τη μικρότερη μείωση στη ροή την έχει το μοντέλο N99 ενώ τα μοντέλα YA και A98 παρουσιάζουν μείωση της τάξεως των 48.53%. Οι αποκλίσεις είναι παρόμοιες και για τα ${}^{15}\text{O}$ και ${}^{17}\text{F}$ νετρίνα και κυμαίνονται γύρω στο 50 – 54% (Karathanou, et al. 2008).

5.4 Ο μέσος χρόνος ζωής των πυρήνων άνθρακα-αζώτου-οξυγόνου του κυκλου CNO

5.4.1 Εισαγωγή

Πρόσφατες μελέτες και παρατηρήσεις των αστροφυσικών παραγόντων ενεργούς διατομής, S , για τις αντιδράσεις των πυρήνων ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , και ^{17}O με πρωτόνια, μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τον καθορισμό των μεταβολών αυτών των παραγόντων με την θερμοκρασία και των απορρέουσων επιδράσεων στους μέσους χρόνους ζωής, τ των σχετικών πυρήνων. Σε αυτή την εργασία υπολογίζουμε τους ενεργούς αστροφυσικούς παράγοντες ενεργούς διατομής για την αλληλεπίδραση αυτών των πυρήνων με πρωτόνια και χρησιμοποιούμε τα αποτελέσματα αυτών για να υπολογίσουμε τις τιμές $\log \tau$ οι οποίες γίνονται πιο ακριβείς γιατί στηρίζονται σε πρόσφατα πειραματικά δεδομένα.



Σχήμα 5.1: Ο CNO Bi-Cycle ο οποίος λαμβάνει χώρα στο εσωτερικό του Ηλίου και συνεισφέρει μόνο 2% της παραγόμενης ενέργειας. Στο σχήμα φαίνεται και ο χαρακτηριστικός μέσος χρόνος ζωής των χημικών στοιχείων που συμμετέχουν στις αντιδράσεις σύντηξης με πρωτόνια.

Στο Σχ. 5.1 δίνονται οι διάφορες αντιδράσεις οι οποίες συμβαίνουν στον κύκλο CNO, όπου τα ισότοπα C, N, O αντιδρούν με πρωτόνια. Οι αντιδράσεις αυτές συνεισφέρουν $\sim 2\%$ της ενέργειας που παράγεται στον Ήλιο και έναν αριθμό χαμηλής ενέργειας νετρίνων. Στο σχήμα δίνεται επίσης, ο μέσος χρόνος ζωής, τ , των στοιχείων που συμμετέχουν στις παραπάνω αντιδράσεις.

5.4.2 Οι αστροφυσικοί παράγοντες ενεργούς διατομής

Ο αστροφυσικός παράγοντας ενεργούς διατομής $S(E)$ σε μονάδες keV-barns, ορίζεται (Bahcall, 1989), για μία πυρηνική αντίδραση, από την εξίσωση

$$\sigma(E) = S(E)E^{-1} \exp(-31.28Z_1Z_2A^{1/2}E^{-1/2}), \quad (5.13)$$

όπου σ είναι η ενεργός διατομή της αντίδρασης σε barns (10^{-24}cm^2), E η ενέργεια αλληλεπίδρασης σε keV, τα Z_1 και Z_2 είναι τα φορτία των αλληλεπιδρώντων πυρήνων, και το

5.4 Ο μέσος χρόνος ζωής των πυρήνων άνθρακα-αζώτου-οξυγόνου του κύκλου CNO

$A = A_1/(A_1 + A_2)$ η ανηγμένη (reduced mass) πυρηνική μάζα σε μονάδες ατομικής μάζας ($^{16}\text{O} = 16$). Είναι γνωστό ότι, συντονισμοί δεν συμβαίνουν στις αντιδράσεις του κύκλου του άνθρακα στην αστρική ενεργειακή κλίμακα από μηδέν μέχρι, περίπου, 100 keV, με εξαίρεση την αντίδραση $^{17}\text{O}(p, a)^{14}\text{N}$ στην οποία συμβαίνει συντονισμός. Οι έρευνες του Rinv (1959) και του Hebbard και Rinv (1959) πάνω στις διεγερμένες καταστάσεις του ^{15}O και της αντιστοιχίας με τις γνωστές καταστάσεις του ^{15}N έχουν δείξει, για παράδειγμα, ότι η αντίδραση $^{14}\text{N}(p, g)^{15}\text{O}$ δεν είναι συντονισμένη υπό αστρικές συνθήκες.

Όταν δεν συμβαίνει συντονισμός στην αστρική ενεργειακή κλίμακα 0 – 100 keV, είναι σύνηθες να πραγματοποιείται επέκταση (extrapolate) σε αυτή την κλίμακα, χρησιμοποιώντας τιμές για τον αστροφυσικό παράγοντα, $S(E)$, που δίνονται από πειραματικές μετρήσεις της ενεργούς διατομής στην περιοχή ~ 100 keV και μέχρι αρκετές εκατοντάδες keV. Οι μετρήσεις δεν ήταν εφικτό να πραγματοποιηθούν κάτω από τα 100 keV επειδή οι ενεργές διατομές γίνονται πολύ μικρές ($< 10^{-10}$ barns) και αυτό προκαλείται από το εκθετικό φράγμα Gamow στην Εξ. 5.13. Τα πειραματικά δεδομένα είναι ακριβή για να δώσουν μια τιμή του αστροφυσικού παράγοντα, S , σε μηδενική ενέργεια και μια μέση τιμή για το dS/dE σε χαμηλές θερμοκρασίας. Συνεπώς, ο παράγοντας S εκφράζεται κατά προσέγγιση από τους πρώτους δύο όρους μια σειράς επέκτασης, όπως,

$$S(E) \simeq S(0) + E \left\langle \frac{dS}{dE} \right\rangle, \quad (5.14)$$

Στο αστρικό περιβάλλον, η ενεργός διατομή επί την σχετική ταχύτητα $\langle \sigma v \rangle$ πρέπει να ολοκληρωθεί κατά μήκος της κατανομής Maxwell-Boltzmann υπο τη θερμοκρασία (T) του μέσου (Εξ.2.79 – 2.90, Κεφ 2). Είναι σύνηθες να επιλεγεί μια σταθερή τιμή του αστροφυσικού παράγοντα, S , που υπολογίστηκε στην ενεργό αστρική ενέργεια, E_0 , εκεί όπου η κατανομή Maxwell-Boltzmann και ο παράγοντας του φράγματος διεύθυνσης Gamow έχουν τη μέγιστη τιμή. Οι αντιδράσεις φορτισμένου σωματιδίου ουσιαστικά γίνονται σε μια κλίμακα ενεργειών αλληλεπίδρασης οι οποίες εκτείνονται κατά μήκος της ενέργειας

$$\Delta E_0 = 0.75(Z_1^2 Z_2^2 A T_6^5)^{1/6} \text{keV}, \quad (5.15)$$

με κέντρο την ενεργό ενέργεια που δίνεται από τη σχέση

$$E_0 = 1.220(Z_1^2 Z_2^2 A T_6^2)^{1/3} \text{keV}, \quad (5.16)$$

όπου T_6 είναι η θερμοκρασία σε 10^6 βαθμούς. Ωστόσο, ο γραμμικός όρος E στο $S(E)$ εισάγει στο ολοκλήρωμα έναν διορθωτικό όρο ανάλογο του $\frac{5}{6}kT$, και ένα παράγοντα $(1 + 5T^{1/3}/12\beta)$ ο οποίος δημιουργείται μέσω της ολοκλήρωσης. Το αποτέλεσμα είναι ότι η ενεργός τιμή για τον παράγοντα S μπορεί να οριστεί ως

$$S_{eff}(T) = \left\{ S(0) + [E_0(T) + \frac{5}{6}kT] \left\langle \frac{dS}{dE} \right\rangle + \dots \right\} \left(1 + \frac{5}{12} \frac{T^{1/3}}{\beta} \right), \quad (5.17)$$

και καταλήγει στην εξίσωση,

$$S_{eff}(T) = S(0) \left\{ 1 + \frac{5}{12\beta} T^{1/3} + \frac{\langle dS/dE \rangle}{S(0)} [E_0(T) + \frac{35}{36}kT] + \dots \right\}, \quad (5.18)$$

όπου οι παράγοντες $S(0)$ και $\langle dS/dE \rangle$ είναι εμπειρικά καθορισμένες σταθερές και $\beta/T^{1/3} = 3E_0/kT$, έτσι ώστε $\beta = 42.48(Z_1^2 Z_2^2 A)^{1/3}$ για θερμοκρασία, (T), σε 10^6 βαθμούς.

Εφόσον το $E_0 \propto T^{2/3}$, τότε ο παράγοντας $S_{eff}(T)$ μπορεί να γραφεί συναρτήσει του $T^{1/3}$, όπως επιδεικνύεται στον Πίν. 5.3 όπου παρουσιάζονται οι ποσότητες $\langle dS/dE \rangle$ (στήλη 2) και S_{eff} (στήλη 3) για τον Ήλιο όπου $T_6 = 13$ (Fowler, 1959), σε όλη την περιοχή παραγωγής ενέργειας, για πέντε μη συντονισμένες αντιδράσεις του κύκλου του άνθρακα (στήλη

Αντίδραση	$\langle dS/dE \rangle$	S_{eff}
$^{12}C(p, \gamma)^{13}N$	5.81×10^{-3}	1.34
$^{13}C(p, \gamma)^{14}N$	1.94×10^{-2}	6.00
$^{14}N(p, \alpha)^{15}O$	-2.67×10^{-3}	3.07
$^{15}N(p, \gamma)^{16}O$	1.86×10^{-1}	32.3
$^{16}O(p, \gamma)^{17}F$	-2.81×10^{-2}	9.86

Πίνακας 5.3: Οι τιμές του παράγοντα ενεργούς διατομής, $\langle dS/dE \rangle$ σε μονάδες barn, και οι ενεργές τιμές του αστροφυσικού παράγοντα, S_{eff} , για τον Ήλιο σε keV-barns για τις αντιδράσεις των πυρήνων (στήλη 1) με πρωτόνια.

1). Οι τιμές της ποσότητας S_{eff} χρησιμοποιήθηκαν στην επόμενη ενότητα (5.5.3) για τον υπολογισμό του μέσου χρόνου ζωής των στοιχείων C, N, O.

5.4.3 Ο μέσος χρόνος ζωής των πυρήνων C, N, O

Ο μέσος χρόνος ζωής σε έτη, ενός πυρήνα του τύπου 0 για την αλληλεπίδραση με τους πυρήνες του τύπου 1 μέσω μιας μη-συντονισμένης αντίδρασης δίνεται από την σχέση

$$\frac{1}{\tau} = 2.47 \times 10^{16} \frac{\rho X_1}{A_1} f S_{eff} \left(\frac{Z_1 Z_2}{AT_6^2} \right) \exp\left(\frac{-\beta}{T_6^{1/3}} \right) y r^{-1}, \quad (5.19)$$

όπου f είναι ο παράγοντας electron-screening που μελετήθηκε από τον Salpeter, (1954). Η παραπάνω σχέση προέκυψε αντικαθιστώντας το S_0 με το S_{eff} . Για αλληλεπιδράσεις με υδρογόνο, $x_1 = x_H$, $Z_1 = 1$, $A_1 \sim 1$ και η Εξ. 5.19 γίνεται,

$$\log \frac{\tau \rho X_H}{100} = -18.39 + \frac{1}{3} \log \frac{A}{Z_2} - \log f - \log S_{eff} + \frac{2}{3} \log T_6 + 0.434 \frac{\beta}{T_6^{1/3}}. \quad (5.20)$$

Στους δικούς μας υπολογισμούς χρησιμοποιήσαμε τον παράγοντα ασθενούς electron-screening του Salpeter, που δίνεται από τη σχέση

$$f \approx \exp(0.188 Z_1 Z_2 \zeta \rho^{1/2} T_6^{-3/2}), \quad (5.21)$$

όπου $\zeta = [\sum X(Z^2 + Z)\alpha]^{1/2}$ και X, Z , α είναι η χημική σύσταση ως προς τη μάζα, το φορτίο και η ατομική μάζα των συνιστωσών του υλικού, μέσα στο οποίο πραγματοποιούνται οι αντιδράσεις. Η θερμοκρασία και η πυκνότητα σε έναν αστέρα μάζας M , που αποτελείται από ένα τέλει αέριο μέσου μοριακού βάρους μ , καθορίζεται από το θεώρημα virial, μέσω της σχέσης

$$\pi G^3 M^3 \rho = \left(\frac{4RT}{\mu \nu} \right)^3, \quad (5.22)$$

5.4 Ο μέσος χρόνος ζωής των πυρήνων άνθρακα-αζώτου-οξυγόνου του κύκλου CNO

όπου ν είναι ο λόγος της πίεσης του αερίου προς την συνολική πίεση (αέριο συν ακτινοβολία), και καθορίζεται σύμφωνα με τον Eddington, (1930), από την εξίσωση τετάρτου βαθμού,

$$\nu = 1 - 0.0030(\mu\nu)^4 \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^2 \quad (5.23)$$

από την οποία προκύπτει $\nu \approx 1$ όταν $\frac{M}{M_{\odot}} < 3$ και $\mu < 1$.

Αντικαθιστώντας την Εξ. 5.23 στην Εξ. 5.22 έχουμε,

$$\frac{\rho^{1/2}}{T_6^{3/2}} = 0.10 \frac{M_{\odot}}{M(\mu\nu)^{3/2}}, \quad (5.24)$$

και τελικά η Εξ. 5.21 παίρνει τη μορφή

$$\log f = 0.0082Z_1Z_2\zeta \frac{M_{\odot}}{M(\mu\nu)^{3/2}}, \quad (5.25)$$

η οποία είναι ανεξάρτητη από την πυκνότητα και τη θερμοκρασία σε ένα αστέρα δεδομένης μάζας. Συνεπώς ο παράγοντας electron-screening, μπορεί να αντιμετωπιστεί σαν έναν σταθερό παράγοντα σε όλη την περιοχή της καύσης υδρογόνου. Οι υπολογισμοί μας έχουν γίνει για έναν αστέρα με τη μάζα και την χημική σύσταση του αρχέγονου Ήλιου. Χρησιμοποιώντας $X_H = 0.755$, $Y_{He} = 0.231$, $Z(A > 4) = 0.014$ βρίσκουμε $\mu = 0.6$ και $\zeta = 1.4$, έτσι ώστε

$$\log f = 0.025Z_1Z_2. \quad (5.26)$$

Η εξάρτηση από τη θερμοκρασία του παράγοντα $\log \tau \rho X_H / 100$ (Εξ. 5.17) μπορεί να γραφτεί ως

$$\log \frac{\tau \rho X_H}{100} = \frac{2}{3} \log T_6 + \alpha T_6^{-1/3} - \beta - \log S_{eff}. \quad (5.27)$$

Οι σταθερές α και β για κάθε αντίδραση έχουν υπολογιστεί από τις προηγούμενες εξισώσεις και δίνονται στον Πίν. 5.4. Ο πίνακας αυτός δίνει και άλλες χαρακτηριστικές ποσότητες (στήλη 1) για τις αντιδράσεις των διαφόρων πυρήνων του κύκλου του άνθρακα με τα πρωτόνια (στήλες 2–7). Χρησιμοποιώντας τον παραπάνω φορμαλισμό (Εξ.5.24), κατασκευάσαμε ειδικό πρόγραμμα, σε FORTRAN, για να αποκτήσουμε τα αποτελέσματα που δίνονται στον Πίν. 5.5, ο οποίος παρουσιάζει τις τιμές $\log \tau \rho X_H / 100$ στην κλίμακα θερμοκρασιών από 5×10^6 έως 10×10^7 K για τις αντιδράσεις των πρωτονίων με τους πυρήνες ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , και ^{17}O που συμμετέχουν στον κύκλο CNO.

Για τον υπολογισμό των χρόνων ημιζωής των ισοτόπων που λαμβάνουν χώρα στον κύκλο CNO χρησιμοποιούμε τις προβλέψεις (των ρ , T , X_i) τριών ηλιακών μοντέλων και τις βελτιωμένες τιμές αστροφυσικών παραγόντων (S) του LUNA. Το πρώτο μοντέλο των Bahcall, Pinsonneault και Basu, (2001) χρησιμοποιεί παλιότερες αδιαφάνειες και αφθονίες βαρέων στοιχείων ($Z/X = 0.0224$) από τους Grevesse και Sauval, (1998). Αν και οι προβλέψεις των ροών των νετρίνων αυτού του μοντέλου διαφέρουν από τις παρατηρούμενες ροές των πειραμάτων GALLEX, KamioKande, etc., οι προβλέψεις του για την ταχύτητα του ήχου, το βάθος της ζώνης μεταφοράς, την αφθονία του He, κλπ, είναι σε καλή συμφωνία με τα αποτελέσματα της ηλιοσεισμολογίας. Το δεύτερο μοντέλο, BS05(AGS, OP) χρησιμοποιεί νέες αφθονίες βαρέων στοιχείων ($Z/X = 0.0165$) που προέρχονται από τους Asplund et al., (2005) και OP αδιαφάνειες. Οι προβλέψεις αυτού του μοντέλου είναι σε ασυμφωνία με τις ηλιοσεισμικές παρατηρήσεις. Το τρίτο μοντέλο, BS05 (OP) χρησιμοποιεί τις παλιές αφθονίες των χημικών στοιχείων και νέες OP τιμές για την αδιαφάνεια. Οι προβλέψεις αυτού του μοντέλου είναι σε καλύτερη συμφωνία με τις μετρήσεις της ηλιοσεισμολογίας.

Στους Πίν. 10.3–10.5 του Παραρτήματος Β δίνουμε μερικά αντιπροσωπευτικά αποτελέσματα των υπολογισμών για τους χρόνους ημιζωής των πυρήνων στον κύκλο CNO. Αυτοί οι

Χαρακτηριστικές ποσότητες	Πυρήνες					
	^{12}C	^{13}C	^{14}N	^{15}N	^{16}O	^{17}O
A/Z_1Z_2	0.155	0.156	0.134	0.135	0.119	0.119
$\log f$	0.150	0.150	0.175	0.175	0.200	0.200
$\beta = 42.48(Z_1^2Z_2^2A)^{1/3}$	136.90	137.17	152.28	152.51	166.93	167.12
$31.28Z_1Z_2A^{1/2}$	181.0	181.5	212.3	212.8	243.6	244.1
$E_0/T_6^{2/3}$	3.932	3.940	4.374	4.380	4.795	4.800
$\Delta E_0/T_6^{5/6}$	1.345	1.346	1.418	1.419	1.485	1.486

Πίνακας 5.4: Χαρακτηριστικές ποσότητες για αντιδράσεις πυρήνων του κύκλου του άνθρακα (CNO) με πρωτόνια.

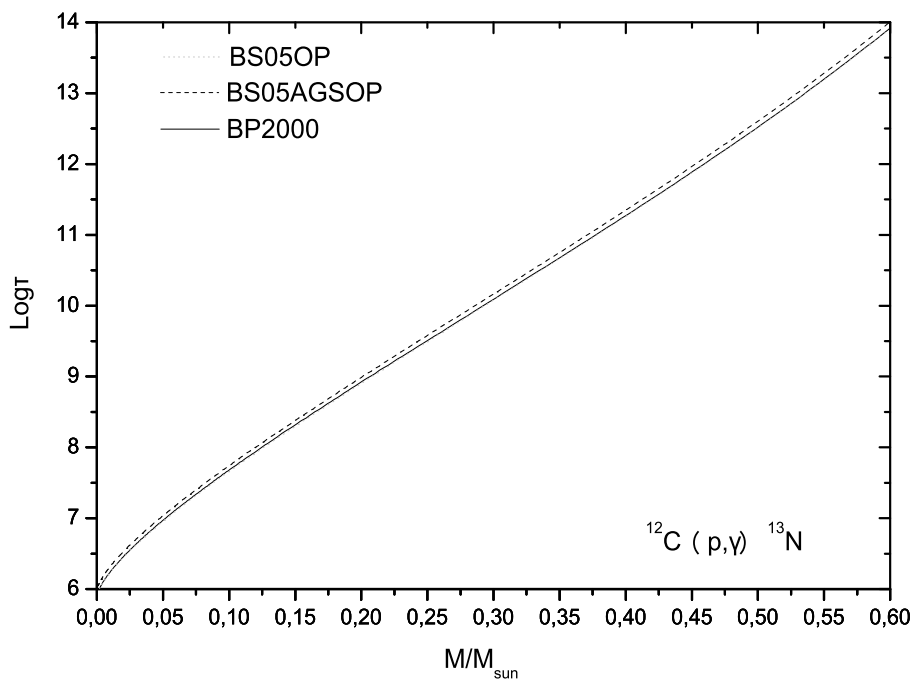
πίνακες περιλαμβάνουν το $\log(\tau)$ στην θερμοκρασιακή κλίμακα από 5×10^6 έως 15×10^6 βαθμούς (στήλη 1) για τις αντιδράσεις $^{12}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{13}\text{N} + \gamma$, $^{13}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{14}\text{N} + \gamma$, $^{14}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$ και, $^{16}\text{O} + ^1\text{H} \rightarrow ^{17}\text{F} + \gamma$, (στήλες 2 – 5), που λαμβάνουν χώρα στον κύκλο CNO. Όπως παρατηρούμε στους Πίν. 10.3–10.5 τα αποτελέσματα για τους χρόνους ημιζωής δεν έχουν σημαντικά επηρεαστεί από την επιλογή της αφθονίας των βαρέων στοιχείων και της αδιαφάνειας. Οι βελτιώσεις που υπεισέρχονται στα ηλιακά μοντέλα δεν είναι μεγάλες, και αυτός είναι και ο λόγος των μικρών αποκλίσεων στους χρόνους ημιζωής. Στη συνέχεια, προκειμένου να μελετήσουμε αυτή τη πολύ μικρή ασυμφωνία κατασκευάσαμε τις γραφικές παραστάσεις (Σχ. 5.2 – 5.13) των λογαρίθμων των χρόνων ημιζωής ($\log \tau$) συναρτήσει της ηλιακής μάζας, ακτίνας και θερμοκρασίας, όπως παρουσιάζονται στα παρακάτω σχήματα. Γίνεται εμφανές από τα σχήματα και από την σύγκριση των τιμών των παραπάνω πινάκων, ότι οι αποκλίσεις μεταξύ των μοντέλων είναι παρα πολύ μικρές, μηδαμινές σε πολλές περιπτώσεις. Οι αποκλίσεις μεγαλώνουν λίγο στις γραφικές παραστάσεις του χρόνου ημιζωής, ($\log \tau$), συναρτήσει της σχετικής απόστασης (R/R_\odot) από το κέντρο του Ηλίου (Σχ. 5.6 – 5.9). Αυτό συμβαίνει για όλες τις αντιδράσεις που μελετήσαμε. Συγκεκριμένα, εμφανίζεται μία σχεδόν γραμμική απεικόνιση του χρόνου ημιζωής ($\log \tau$) σε σχέση με την ηλιακή ακτίνα (R/R_\odot) της οποίας η κλίση είναι λίγο πιο μεγάλη για το μοντέλο BS05AGS,OP, σε σχέση με τα μοντέλα BPB2000 και BS05OP. Αυτό οφείλεται στη νέα τιμή $Z/X = 0.0165$ που χρησιμοποιεί το πρώτο μοντέλο σε σύγκριση με τα άλλα δύο (Karathanou, et al. 2008).

5.5 Συμπεράσματα

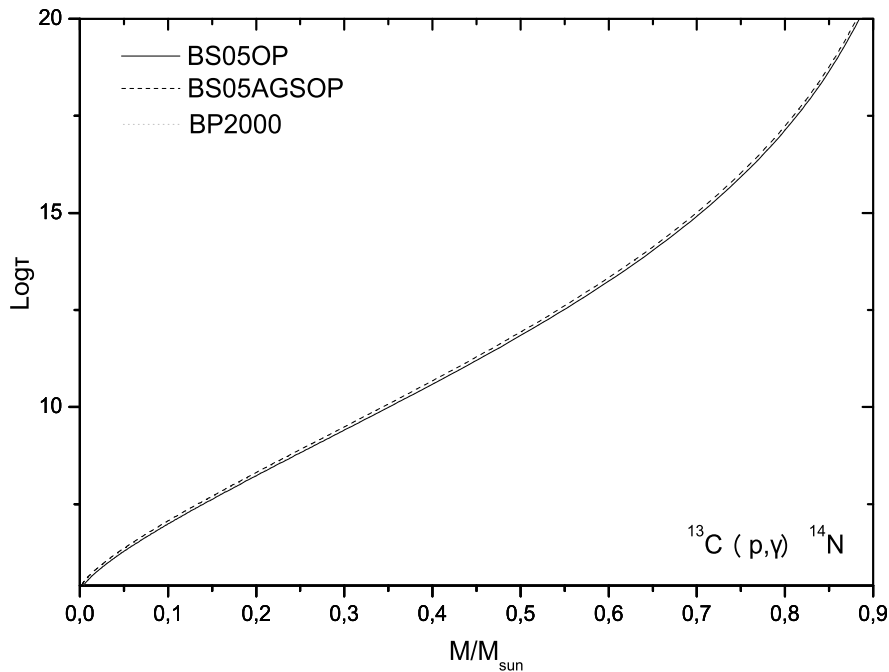
Υπολογίσαμε και βελτιώσαμε τις τιμές της ροής των ηλιακών νετρίνων για κάθε πυρηνική αντίδραση της αλυσίδας p-p και του κύκλου του άνθρακα, χρησιμοποιώντας νέες, πρόσφατες τιμές αστροφυσικών παραγόντων (S) (LUNA-2007). Συγκρίναμε τις τιμές μας με αυτές των νετρίνων τεσσάρων ηλιακών μοντέλων (Πίν. 5.1, 5.2). Βρήκαμε ότι οι νέες τιμές της ροής των pp και pep νετρίνων έχουν βελτιωθεί ελάχιστα σε σχέση με τα αποτελέσματα προηγούμενων μοντέλων, ενώ οι τιμές των ^7Be και ^8B νετρίνων έχουν βελτιωθεί σημαντικά. Για τα νετρίνα CNO η μεγάλη βελτίωση στην τιμή του αστροφυσικού παράγοντα $S_{1,14}$ (LUNA, 2007),

προκάλεσε μεγάλη μείωση στις νέες τιμές της ροής των ^{13}N , ^{15}O , ^{17}F νετρίνων.

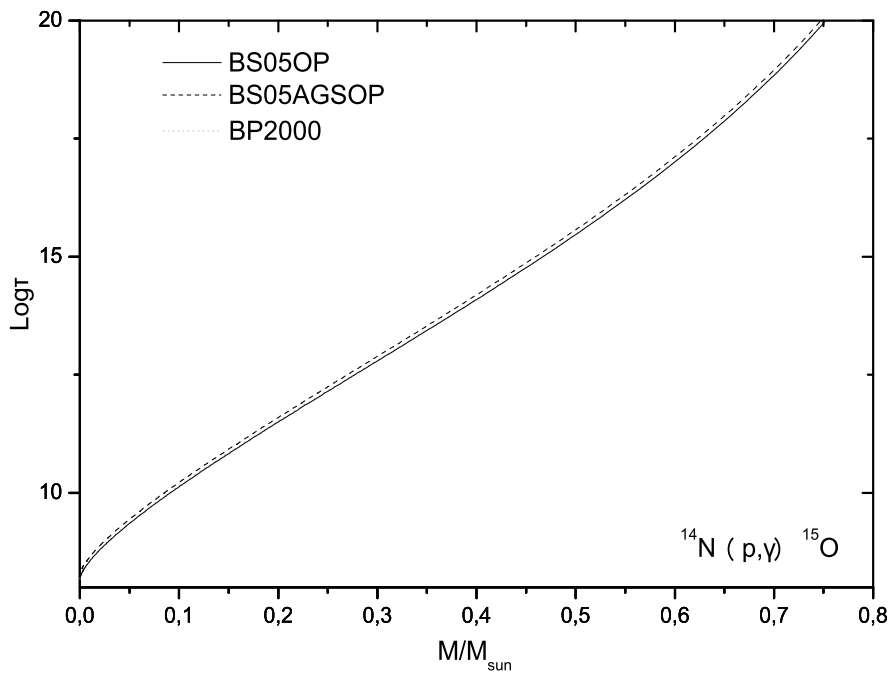
Υπολογίσαμε, επίσης, τους χρόνους ημιζωής (τ) των πυρήνων ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N , ^{17}O , που συμμετέχουν στον κύκλο του άνθρακα, χρησιμοποιώντας πρόσφατες τιμές του αστροφυσικού παράγοντα $S_{1,14}$ και τρία ηλιακά μοντέλα του Bahcall et al. (2001, 2005). Συγκρίναμε, στα Σχ. 5.2 – 5.13, το $\log(\tau)$ με την ηλιακή μάζα, τη θερμοκρασία και την ακτίνα. Δεν υπάρχουν αποκλίσεις, μεταξύ των μοντέλων, όσον αφορά τη σχέση του χρόνου ζωής των παραπάνω πυρήνων και της ηλιακής μάζας και θερμοκρασίας (Σχ. 5.2 – 5.5, 5.10 – 5.13). Εμφανίζονται, όμως, μικρές αποκλίσεις, μεταξύ των μοντέλων, στο χρόνο ζωής των πυρήνων σε σχέση με την απόσταση από το ηλιακό κέντρο R/R_{\odot} (Σχ. 5.6 – 5.9). Το μοντέλο που διαφοροποιείται από τα άλλα δύο, είναι το BS05(AGS,OP), το οποίο χρησιμοποιεί χαμηλότερη τιμή της αφθονίας των βαρέων στοιχείων, $Z/X = 0.0165$, απ' ό,τι τα άλλα, για τα οποία $Z/X = 0.0229$. Η απόκλιση εμφανίζεται μετά την απόσταση $R \approx 0.45R_{\odot}$, στην περιοχή της ηλιακής ζώνης ακτινοβολίας, εκεί όπου η αφθονία Z/X επηρεάζει σημαντικά την αδιαφάνεια του υλικού, και η οποία στη συνέχεια επηρεάζει την ταχύτητα του ήχου, το βάθος της ζώνης μεταφοράς, κλπ. Οι προβλέψεις αυτού του μοντέλου δεν συμφωνούν με τις μετρήσεις της ηλιοσεισμολογίας, όσον αφορά την ταχύτητα του ήχου, το βάθος της ζώνης μεταφοράς, την αφθονία του ^4He , κλπ.



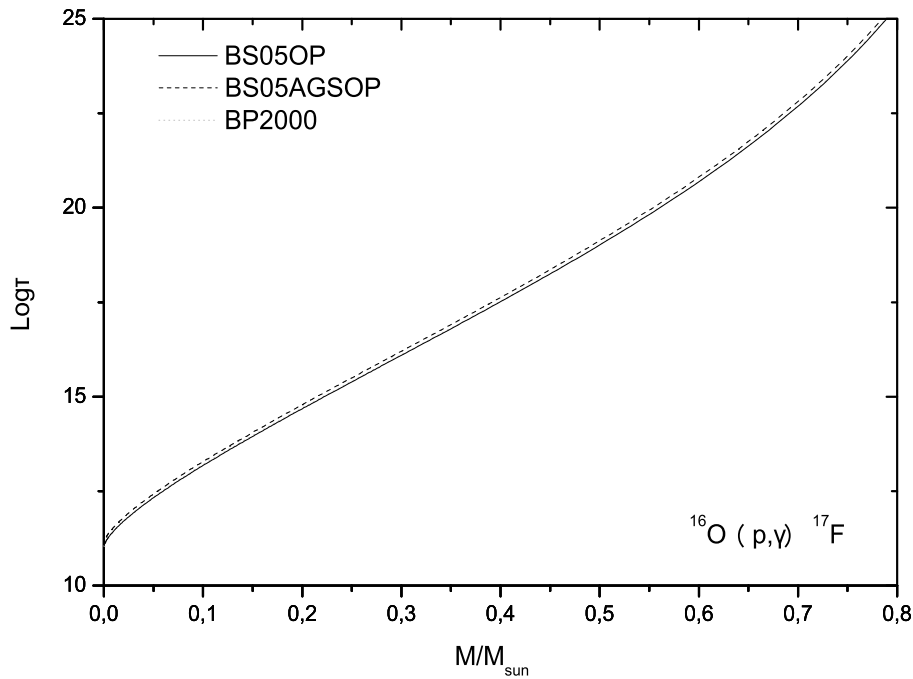
Σχήμα 5.2: Γραφική παράσταση του χρόνου ημιζωής, ($\log \tau$), σαν συνάρτηση της μάζας στο εσωτερικό του Ηλίου για την αντίδραση $C^{12}(p+\gamma)N^{13}$, με τη χρήση αποτελεσμάτων τριών διαφορετικών ηλιακών μοντέλων: (i) το BPB2000 (συνεχή γραμμή), (ii) το μοντέλο BS05AGS,OP (διακεκομμένη γραμμή) και (iii) το μοντέλο BS05OP (στικτή γραμμή).



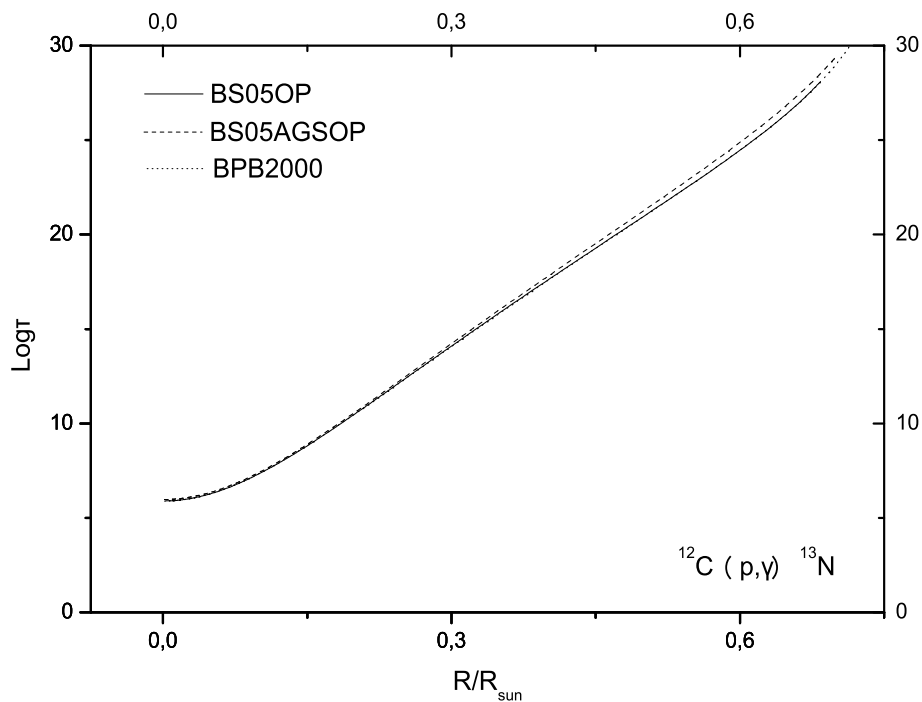
Σχήμα 5.3: Γραφική παράσταση του χρόνου ημιζωής, ($\log \tau$), σαν συνάρτηση της μάζας στο εσωτερικό του Ηλίου για την αντίδραση $C^{13}(p+\gamma)N^{14}$, με τη χρήση αποτελεσμάτων τριών διαφορετικών ηλιακών μοντέλων: (i) το BPB2000 (συνεχή γραμμή), (ii) το μοντέλο BS05AGS,OP (διακεκομμένη γραμμή) και (iii) το μοντέλο BS05OP (στικτή γραμμή).



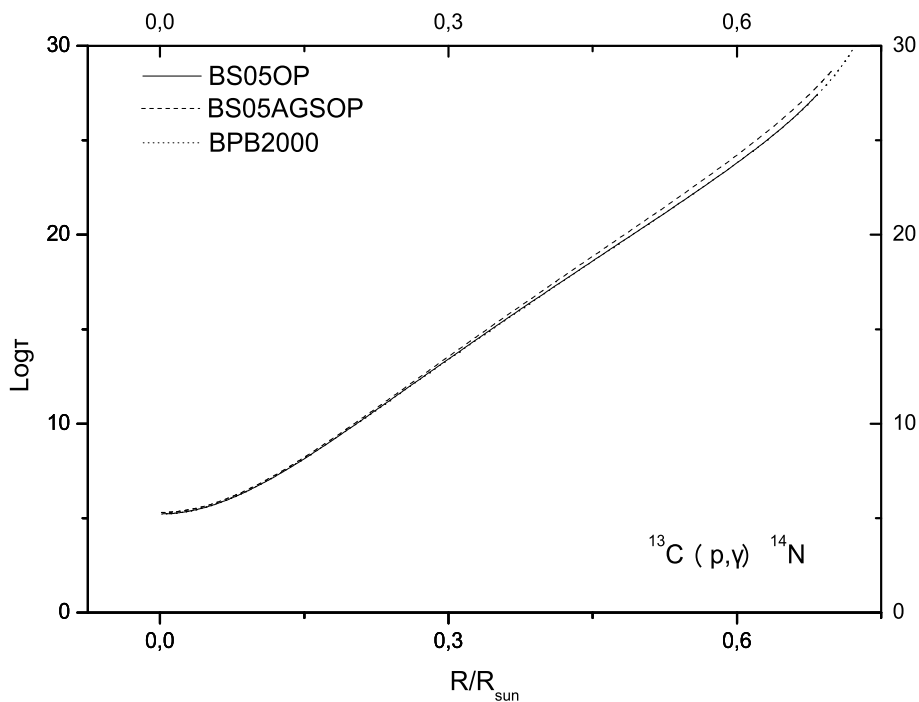
Σχήμα 5.4: Γραφική παράσταση του χρόνου ημιζωής, ($\log \tau$), σαν συνάρτηση της μάζας στο εσωτερικό του Ηλίου για την αντίδραση $N^{14}(p+\gamma)O^{15}$, με τη χρήση αποτελεσμάτων τριών διαφορετικών ηλιακών μοντέλων: (i) το BPB2000 (συνεχή γραμμή), (ii) το μοντέλο BS05AGS,OP (διακεκομμένη γραμμή) και (iii) το μοντέλο BS05OP (στικτή γραμμή).



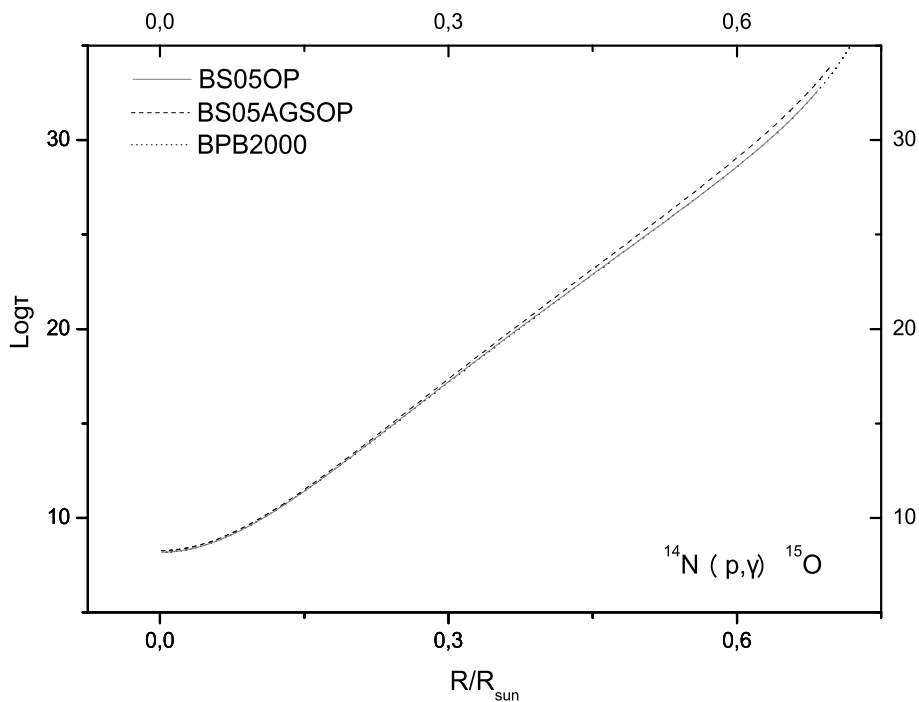
Σχήμα 5.5: Γραφική παράσταση του χρόνου ημιζωής, ($\log \tau$), σαν συνάρτηση της μάζας στο εσωτερικό του Ηλίου για την αντίδραση $O^{16}(p+\gamma)F^{17}$, με τη χρήση αποτελεσμάτων τριών διαφορετικών ηλιακών μοντέλων: (i) το BPB2000 (συνεχή γραμμή), (ii) το μοντέλο BS05AGS,OP (διακεκομμένη γραμμή) και (iii) το μοντέλο BS05OP (στικτή γραμμή).



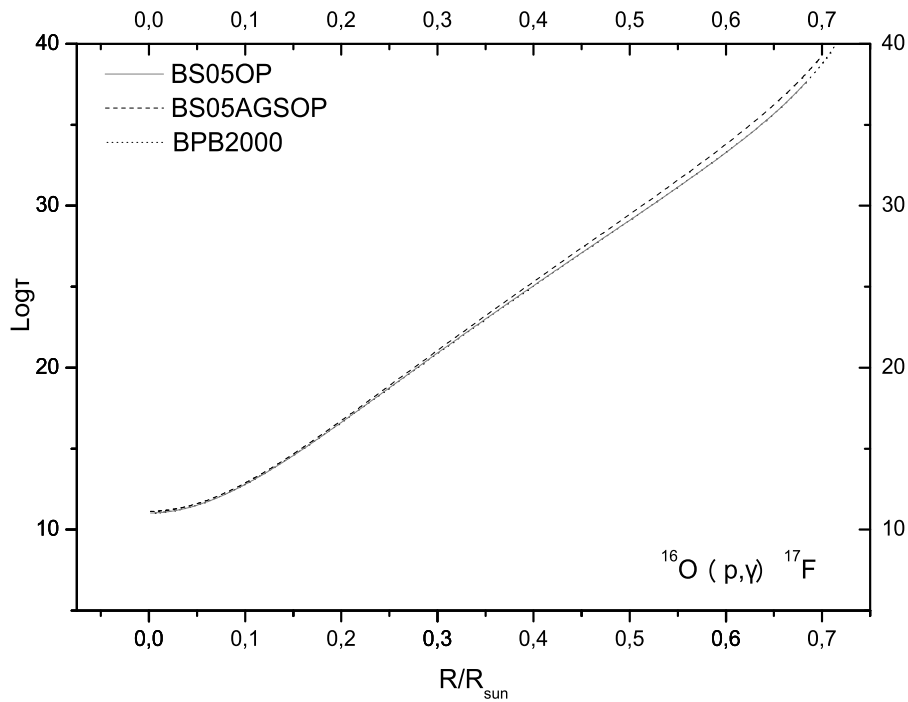
Σχήμα 5.6: Γραφική παράσταση του χρόνου ημιζωής, ($\log \tau$), σαν συνάρτηση της σχετικής απόστασης από το κέντρο του Ηλίου για την αντίδραση $C^{12}(p+\gamma)N^{13}$, με τη χρήση αποτελεσμάτων τριών διαφορετικών ηλιακών μοντέλων: (i) το BPB 2000 (διακεκομμένη γραμμή), (ii) το μοντέλο BS05AGS,OP (συνεχή γραμμή) και (iii) το μοντέλο BS05OP (στικτή γραμμή).



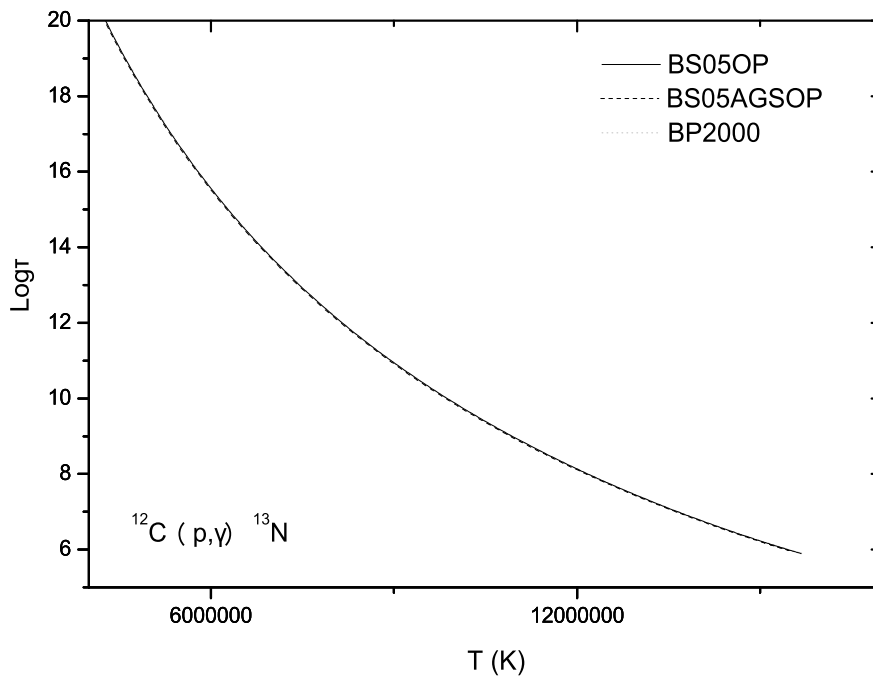
Σχήμα 5.7: Γραφική παράσταση του χρόνου ημιζωής, ($\log \tau$), σαν συνάρτηση της σχετικής απόστασης από το κέντρο του Ηλίου για την αντίδραση $C^{13}(p + \gamma)N^{14}$, με τη χρήση αποτελεσμάτων τριών διαφορετικών ηλιακών μοντέλων: (i) το BPB 2000 (διακεκομένη γραμμή), (ii) το μοντέλο BS05AGS,OP (συνεχή γραμμή) και (iii) το μοντέλο BS05OP (στικτή γραμμή).



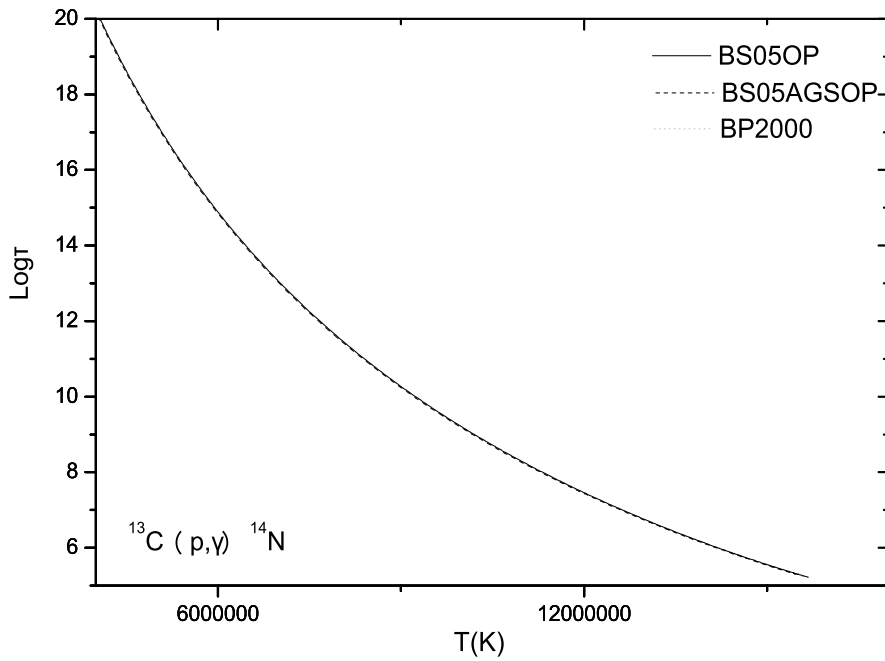
Σχήμα 5.8: Γραφική παράσταση του χρόνου ημιζωής, ($\log \tau$), σαν συνάρτηση της σχετικής απόστασης από το κέντρο του Ηλίου για την αντίδραση $N^{14}(p + \gamma)O^{15}$, με τη χρήση αποτελεσμάτων τριών διαφορετικών ηλιακών μοντέλων: (i) το BPB 2000 (διακεκομένη γραμμή), (ii) το μοντέλο BS05AGS,OP (συνεχή γραμμή) και (iii) το μοντέλο BS05OP (στικτή γραμμή).



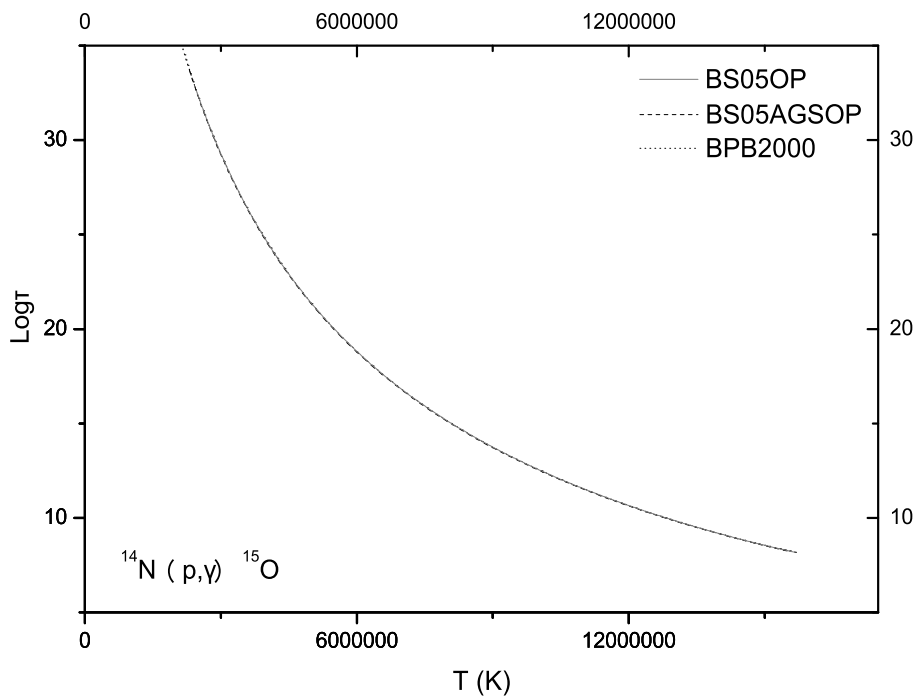
Σχήμα 5.9: Γραφική παράσταση του χρόνου ημιζωής, ($\log \tau$), σαν συνάρτηση της σχετικής απόστασης από το κέντρο του Ηλίου για την αντίδραση $O^{16}(p + \gamma)F^{17}$, με τη χρήση αποτελεσμάτων τριών διαφορετικών ηλιακών μοντέλων: (i) το BPB 2000 (διακεκομένη γραμμή), (ii) το μοντέλο BS05AGS,OP (συνεχή γραμμή) και (iii) το μοντέλο BS05OP (στικτή γραμμή).



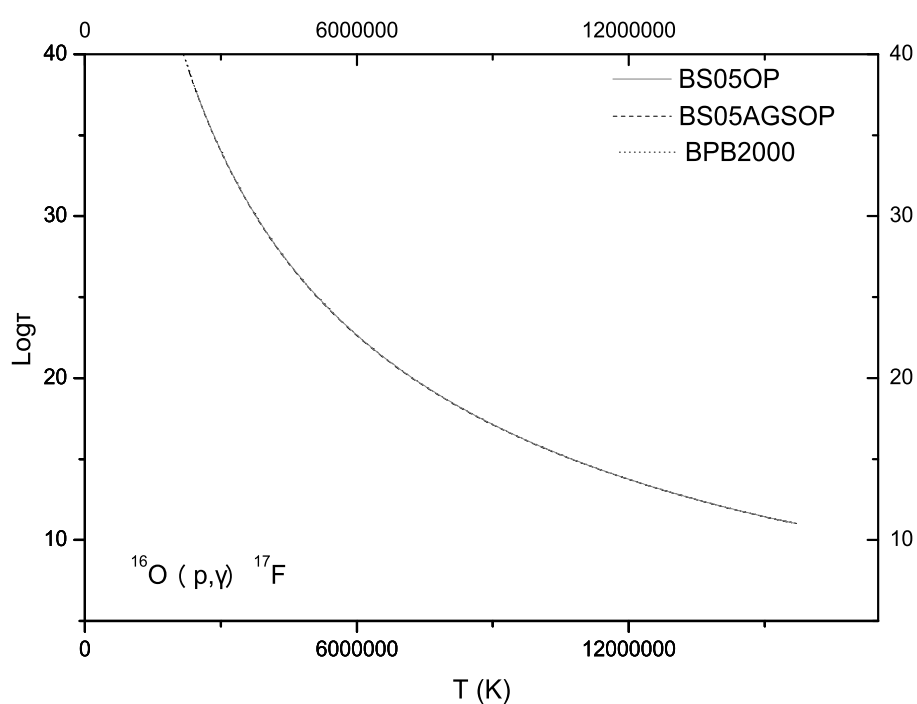
Σχήμα 5.10: Γραφική παράσταση του χρόνου ημιζωής, ($\log \tau$), σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας για την αντίδραση $C^{12}(p + \gamma)N^{13}$, με τη χρήση αποτελεσμάτων τριών διαφορετικών ηλιακών μοντέλων: (i) το BPB 2000 (διακεκομένη γραμμή), (ii) το μοντέλο BS05AGS,OP (συνεχή γραμμή) και (iii) το μοντέλο BS05OP (στικτή γραμμή).



Σχήμα 5.11: Γραφική παράσταση του χρόνου ημιζωής, ($\log \tau$), σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας για την αντίδραση $C^{13}(p + \gamma)N^{14}$, με τη χρήση αποτελεσμάτων τριών διαφορετικών ηλιακών μοντέλων: (i) το BPB 2000 (διακεκομμένη γραμμή), (ii) το μοντέλο BS05AGS,OP (συνεχή γραμμή) και (iii) το μοντέλο BS05OP (στικτή γραμμή).



Σχήμα 5.12: Γραφική παράσταση του χρόνου ημιζωής, ($\log \tau$), σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας για την αντίδραση $N^{14}(p + \gamma)O^{15}$, με τη χρήση αποτελεσμάτων τριών διαφορετικών ηλιακών μοντέλων: (i) το BPB 2000 (διακεκομμένη γραμμή), (ii) το μοντέλο BS05AGS,OP (συνεχή γραμμή) και (iii) το μοντέλο BS05OP (στικτή γραμμή).



Σχήμα 5.13: Γραφική παράσταση του χρόνου ημιζωής, ($\log \tau$), σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας για την αντίδραση $^{16}\text{O}(p + \gamma)^{17}\text{F}$, με τη χρήση αποτελεσμάτων τριών διαφορετικών ηλιακών μοντέλων: (i) το BPB 2000 (διακεκομμένη γραμμή), (ii) το μοντέλο BS05AGS.OP (συνεχή γραμμή) και (iii) το μοντέλο BS05OP (στικτή γραμμή).

Αντιδράσεις ηλιακού νετρίνου-πυρήνα

6.1 Εισαγωγή

Ο υπολογισμός ενεργών διατομών αντιδράσεων ουδέτερων ρευμάτων νετρίνου-πυρήνα έχει μεγάλη σημασία για τη σύγχρονη έρευνα στο χώρο της αστροπυρηνικής φυσικής και της φυσικής των νετρίνων. Μία από τις κυριότερες εφαρμογές των λεπτομερειακών υπολογισμών ενεργού διατομής νετρίνου-πυρήνα είναι η μελέτη της απόκρισης των πυρήνων αυτών σε φάσματα προερχόμενα από συγκεκριμένη πηγή νετρίνων όπως τα ηλιακά.

Η παρούσα διατριβή και συγκεκριμένα το Κεφάλαιο αυτό επικεντρώνεται στην ανίχνευση ηλιακών νετρίνων από επίγειους ανιχνευτές, μελετώντας τις αντιδράσεις νετρίνου-πυρήνα. Επειδή οι ενέργειες των ηλιακών νετρίνων είναι μικρές ($E_\nu \leq 20\text{MeV}$) μόνο το σύμφωνο (*coherent*) κανάλι της αλληλεπίδρασης ουδέτερων ρευμάτων νετρίνου-πυρήνα συνεισφέρει σημαντικά. Για πυρήνες με βασική κατάσταση 0^+ έχουμε συνεισφορά από μεταβάσεις της μορφής $0^+ \rightarrow 0^+$ καταστάσεις, που σημαίνει ότι το κανάλι σκέδασης του νετρίνου που κυριαρχεί είναι της ελαστικής σκέδασης. Στις περιπτώσεις αυτές η ανίχνευση των ηλιακών νετρίνων στηρίζεται στην ανάκρουση του πυρήνα η οποία αποτελεί και το σήμα που ανιχνεύεται. Αξίζει να σημειωθεί ότι το σήμα αυτό είναι πολύ ασθενές και μόνον πολύ υψηλής ευαισθησίας ανιχνευτές διαθέτουν την ικανότητα παρατήρησης γεγονότων του ανωτέρω τύπου.

Στη δεύτερη ενότητα αυτού του κεφαλαίου η έρευνά μας επικεντρώνεται στη μελέτη της απόκρισης των επιλεγέντων πυρήνων-στόχων, ^{32}Si και ^{28}S , στα ενεργειακά φάσματα ηλιακών νετρίνων. Υπολογίζονται με τη μέθοδο της αναδίπλωσης (convolution method) οι μέσες ενεργές διατομές χρησιμοποιώντας τις αποδεκτές ενεργειακές κατανομές ηλιακών νετρίνων και τις ήδη υπολογισθείσες, μέσω διαφόρων πυρηνικών προτύπων, ολικές ενεργές διατομές. Οι πυρήνες που χρησιμοποιούμε παρουσιάζουν μεγάλο ερευνητικό ενδιαφέρον, τόσο από θεωρητική όσο και από πειραματική άποψη, στη σύγχρονη έρευνα που διεξάγεται στο πεδίο της φυσικής των νετρίνων.

6.2 Ο ρόλος των νετρίνων στη μελέτη των αντιδράσεων νετρίνου-πυρήνα

Ένας από τους στόχους της έρευνας στο πεδίο της πυρηνικής φυσικής είναι να περιγράψει την ύλη κάτω από ακραίες συνθήκες όπως μεγάλη πυκνότητα, υψηλή πίεση, υψηλές ενέργειες, μεγάλη μεταφορά ορμής, κλπ. συνθήκες οι οποίες επικρατούν στο εσωτερικό των αστέρων. Στην έρευνα αυτή τα νετρίνα παίζουν ένα ρόλο κλειδί και η συμβολή τους είναι χρήσιμη τόσο στη μελέτη της δομής της ύλης και των φαινομένων που λαμβάνουν χώρα εντός αυτής, όσο και στην κατανόηση του σύμπαντος π.χ. στο σχηματισμό των ισοτόπων, στην πυρηνοσύνθεση στον Ήλιο και σε υπερκαινοφανείς αστέρες, στην εξέλιξη των αστέρων μέσω των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων, κλπ. Μεγάλο μέρος της μάζας και της ενέργειας του ορατού σύμπαντος που είναι δομημένο σε ατομικούς πυρήνες, προέρχεται από αντιδράσεις που είτε επάγουν είτε παράγουν νετρίνα και οι οποίες λαμβάνουν χώρα κατά τη διάρκεια της πυρηνοσύνθεσης και παίζουν κυρίαρχο ρόλο στην εξέλιξη των αστέρων.

Τα νετρίνα είναι οι μάρτυρες των διαδικασιών της πυρηνοσύνθεσης στον Ήλιο και στους άλλους αστέρες. Νετρίνα σχηματίζονται κατά την κατάρρευση ενός μαζικού αστέρα, μέσω διαφόρων μηχανισμών, και της επακόλουθης ψύξης του (αστέρας νετρονίων). Το τεράστιο ποσό νετρίνων που παράγεται, και το οποίο αποτελεί και το μεγαλύτερο ποσοστό της ολικής απελευθερωμένης ενέργειας, μπορεί να θερμάνει μια ζώνη γύρω από τον αστρικό πυρήνα αυξάνοντας με τον τρόπο αυτό την πίεση πίσω από το φωστικό κύμα, αναζωογονώντας το και πυροδοτώντας μια γιγαντιαία έκρηξη υπερκαινοφανούς. Τα νετρίνα παίζουν μεγάλο ρόλο στο μηχανισμό της έκρηξης και στον σχηματισμό ενός αστέρα νετρονίων. Ιδιαίτερης σημασίας για την παρούσα έρευνα, είναι η πυρηνοσύνθεση εκείνη που είτε επάγεται από νετρίνα ή παράγει νετρίνα και συμμετέχει στη δημιουργία του ενεργειακού φάσματος νετρίνων ενός αστέρα.

Παρά τη σπουδαιότητα τους και τις σημαντικότερες ανακαλύψεις της πρόσφατης έρευνας, ακόμη και σήμερα πολυάριθμα ερωτήματα σχετικά με τις ιδιότητες των νετρίνων (μάζα, ταλαντώσεις, κλπ.) και το ρόλο τους σε κοσμολογικά προβλήματα (σκοτεινή ύλη, ηλιακά νετρίνα, κλπ.) παραμένουν αναπάντητα. Πιο συγκεκριμένα: (α) Τα αποτελέσματα μετρήσεων που λήφθηκαν από το εργαστήριο SNO (Sudbury Neutrino Observatory) του Καναδά σε συνδυασμό με τα στοιχεία από τον ανιχνευτή Super-Kamiokande, μειώνουν κατά πολύ την απόκλιση μεταξύ της μετρούμενης ροής ηλιακών νετρίνων και της αναμενόμενης τιμής με βάση το καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο, λόγω της δυνατότητας ταλάντωσης των νετρίνων, όμως δεν λύνουν πλήρως το πρόβλημα των ηλιακών νετρίνων (solar neutrino problem). (β) Οι ενδείξεις σχετικά με τις ταλαντώσεις νετρίνων που παρατηρήθηκαν στο SNO, έκαναν ακόμη πιο έντονο το ενδιαφέρον γύρω από τα χαρακτηριστικά των ταλαντώσεων, τα οποία πρέπει να διερευνηθούν περαιτέρω. (γ) Οι γωνίες ανάμειξης μεταξύ των διαφόρων καταστάσεων των νετρίνων καθώς και οι αντίστοιχες μάζες δεν έχουν ακόμη προσδιοριστεί επακριβώς. (δ) Ακόμη δεν έχει διευκρινιστεί αν η μαγνητική τους ροπή είναι μη-μηδενική. (ε) Δεν έχει διαλευκανθεί αν τα νετρίνα είναι σωματίδια Dirac όπου το σωματίδιο ν δεν συμπίπτει με το αντισωματίο του $\bar{\nu}$ ή σωματίδια Majorana όπου το ν συμπίπτει με το $\bar{\nu}$. Κατά την διάρκεια των τελευταίων ετών έχουν διατυπωθεί πολλές ιδέες για να εξηγήσουν αυτά τα προβλήματα αλλά μόνο λίγες έχουν επαληθευτεί. Τούτο, ως γνωστό, έγκειται κυρίως στο γεγονός ότι τα νετρίνα αλληλεπιδρούν ασθενώς με την ύλη, οπότε, αν και βρίσκονται παντού, έχουν μικρή πιθανότητα να αλληλεπιδράσουν με άλλα σωματίδια στο σύμπαν. Είναι πειραματικά αποδεδειγμένο ότι το καθιερωμένο πρότυπο δεν επαρκεί για να περιγράψει τις ιδιότητες των νετρίνων.

Τα τελευταία χρόνια έχουν κατασκευαστεί διάφορα μοντέλα περιγραφής της αστρικής εξέλιξης καθώς και του μηχανισμού παραγωγής νετρίνων (π.χ. έκρηξη υπερκαινοφανών αστέρων τύπου II), στα οποία ο ρόλος των νετρίνων είναι πολύ σημαντικός λόγω του ρόλου κλειδί που διαδραματίζουν στην εξέλιξη του αστέρα με τις παράγουσες ή επαγόμενες από νετρίνα διαδικασίες. Επειδή όμως τα νετρίνα αλληλεπιδρούν ασθενώς με την ύλη, οι αλληλεπιδράσεις νετρίνου-πυρήνα που θα δούμε παρακάτω είναι σημαντικές μόνο στις περιπτώσεις όπου συμμετέχει ένας τεράστιος αριθμός νετρίνων και εκεί όπου τα νετρίνα μεταφέρουν μεγάλα ποσά ενέργειας. Τέτοιες περιπτώσεις συναντά κανείς στα αστροφυσικά νετρίνα π.χ. ηλιακά νετρίνα, νετρίνα υπερκαινοφανών αστέρων, κλπ. τα οποία παράγονται σε μεγάλο αριθμό από ποικίλες φυσικές διεργασίες.

Η σπουδαιότητα των νετρίνων σε αστροφυσικές διαδικασίες, συνδυαζόμενη με τις αβεβαιότητες που παραμένουν όσον αφορά τους εμπλεκόμενους μηχανισμούς, αποτελούν σημαντικά κίνητρα για τη μελέτη της ειδικής κατηγορίας των ηλεκτρασθενών αντιδράσεων νετρίνου-πυρήνα. Η μελέτη των αλληλεπιδράσεων αυτών αποτελεί ένα σημαντικό εργαλείο για τη σύγχρονη έρευνα στο πεδίο της πυρηνικής, αστροπυρηνικής και αστροσωματιδιακής φυσικής. Τούτο δικαιολογείται από το γεγονός ότι οι αντιδράσεις αυτές πέραν του ότι είναι χρήσιμες για την κατανόηση αστροφυσικών φαινομένων στα οποία τα νετρίνα παίζουν κυρίαρχο ρόλο, μας βοηθούν να μελετήσουμε τη δομή του ατομικού πυρήνα με τη μελέτη των πυρηνικών

μεταπτώσεων που επάγονται από τα νετρίνα και οι οποίες δεν παρατηρούνται στις ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις. Μας παρέχουν επίσης τη δυνατότητα να μελετήσουμε τις εσωτερικές ιδιότητες του νετρίνου όπως τις παραμέτρους των ταλαντώσεων λεπτονικού αρώματος, ένα σωματίδιο το οποίο παίζει σημαντικότερο ρόλο σε πληθώρα φαινομένων της φύσης. Έτσι τα γήινα πειράματα που εκτελούνται για την ανίχνευση αστροφυσικών νετρίνων (ηλιακών, υπερκαινοφανών, κλπ.) καθώς και νετρίνων που λαμβάνουν μέρος στη πυρηνοσύνθεση, εκτός του γεγονότος ότι μας δίνουν μια αμεσότερη αντανάκλαση των συνθηκών που επικρατούν στο εσωτερικό του αστέρα, αποτελούν και πολύ καλές πηγές διαλεύκανσης των ιδιοτήτων των νετρίνων.

Υπάρχουν τέσσερις κατηγορίες διαδικασιών νετρίνου-πυρήνα: (α) Οι δύο τύποι αντιδράσεων νετρίνων και αντινετρίνων φορτισμένων ρευμάτων (charged-current) και (β) οι δύο αντίστοιχοι τύποι ουδετέρων ρευμάτων (neutral-current). Στις αντιδράσεις φορτισμένων ρευμάτων, ένα νετρίνο ν_l (αντινετρίνο $\bar{\nu}_l$), όπου $l = e, \mu, \tau$, μετασχηματίζεται ένα νετρόνιο (πρωτόνιο) ενός πυρήνα σε ένα πρωτόνιο (νετρόνιο), με ταυτόχρονη εκπομπή ενός φορτισμένου λεπτονίου l^- (αντιλεπτονίου l^+) σύμφωνα με τις παρακάτω αντιδράσεις:

$$\nu_l + (A, Z) \rightarrow (A, Z + 1)^* + l^- \quad (6.1)$$

$$\bar{\nu}_l + (A, Z) \rightarrow (A, Z - 1)^* + l^+ \quad (6.2)$$

Στις αντιδράσεις ουδετέρου ρεύματος που ακολουθούν ένα νετρίνο (αντινετρίνο) σκεδάζεται από ένα πυρήνα μέσω της ανταλλαγής ουδετέρων μποζονίων.

$$\nu + (A, Z) \rightarrow (A, Z)^* + \nu' \quad (6.3)$$

$$\bar{\nu} + (A, Z) \rightarrow (A, Z)^* + \bar{\nu}' \quad (6.4)$$

όπου το $\nu(\bar{\nu})$ δηλώνει νετρίνα (αντινετρίνα) οποιουδήποτε αρώματος. Υπάρχουν περιπτώσεις αντιδράσεων νετρίνου πυρήνα που αφήνουν το τελικό πυρήνα σε ενεργειακές καταστάσεις χαμηλότερες από το κατώφλι εκπομπής νουκλεονίου και αποκαλούνται ήμι-ολικές' διαδικασίες (semi-inclusive processes). Οι μεταπτώσεις σε ενεργειακά επίπεδα ψηλότερα από τις καταστάσεις δέσμιων σωματιδίων, συνήθως διασπώνται με εκπομπή σωματιδίων όπως πρωτονίων και νετρονίων. Στην παρούσα εργασία εστιάζουμε την προσοχή μας στις αντιδράσεις ουδετέρων ρευμάτων νετρίνου-πυρήνα και η μελέτη της απόκρισης των επιλεγέντων πυρήνων στα ενεργειακά φάσματα διαφόρων τύπων νετρίνων γίνεται με βάση τους υπολογισμούς ενεργών διατομών τέτοιων αντιδράσεων.

Το κίνητρο που επικράτησε στην επιλογή της σχετικής έρευνας που διεξάγεται στα πλαίσια της παρούσας διατριβής, σχετίζεται με χρήση του πυρήνα-στόχου ως ανιχνευτή για να ερευνησουμε το ρόλο του νετρίνου ιδιαίτερα στην αστροφυσική. Εδώ η σπουδαιότητα της αλληλεπίδρασης με ατομικούς πυρήνες δεν περιορίζεται απλά στην ανίχνευση των νετρίνων, αλλά σχετίζεται επίσης με τη μελέτη των διαδικασιών που τα δημιουργούν, δηλαδή τις θερμοπυρηνικές αντιδράσεις καθώς και με τη σκέδαση των νετρίνων εντός της ύλης των υπερκαινοφανών αστέρων, ήλιος, γη, κλπ. Πρόσφατες έρευνες έχουν δείξει ότι η παρουσία έντονης ροής νετρίνων κατά τη διάρκεια της πυρηνοσύνθεσης, επιτρέπει μια αλυσίδα πυρηνικών αντιδράσεων που είναι γνωστές σαν διαδικασίες νετρίνου-πρωτονίου (ν-p processes).

Η γνώση των ενεργών διατομών των αντιδράσεων νετρίνου-πυρήνα είναι μεγάλης σημασίας, όχι μόνο για εκείνες τις αντιδράσεις νετρίνου-πυρήνα που λαμβάνουν χώρα σε σημαντικά γήινα πειράματα αλλά και σε πληθώρα αστροφυσικών αντιδράσεων και φαινομένων. Όπως γνωρίζουμε, τεράστιος αριθμός νετρίνων ηλεκτρονίου ν_e παράγονται στο κέντρο του Ηλίου καθώς και στο εσωτερικό άλλων αστέρων. Η αλληλεπίδραση αυτών των νετρίνων καθώς διαδίδονται μέσα στους ίδιους τους αστέρες είναι ένα πολύ σημαντικό φαινόμενο και χρήσιμο εργαλείο για τη μελέτη της πυρηνοσύνθεσης στους διαφόρους τύπους αστέρων. Αυτός είναι και ο λόγος που οι υπολογισμοί τέτοιων ενεργών διατομών, με τη χρήση διαφόρων

πυρηνικών μοντέλων, αποτελούν αντικείμενο έρευνας πολλών επιστημόνων. Στην παρούσα μελέτη θα υπολογιστούν οι μέσες ενεργές διατομές για διάφορα κανάλια της αντίδρασης νετρίνου-πυρήνα χρησιμοποιώντας την παραμετροποιημένη ενεργειακή κατανομή του φάσματος ηλιακών νετρίνων.

6.3 Σύμφωνες ενεργές διατομές νετρίνου-πυρήνα ουδέτερων ρευμάτων

Για μία αρχική $|i\rangle$ και τελική $|f\rangle$ πυρηνική κατάσταση, με σπίν και ομοτιμία καλά καθορισμένα, μπορεί να εφαρμοσθεί η πολυπολική ανάπτυξη του ασθενούς αδρονικού ρεύματος (σε πυρηνικό επίπεδο), σε πλήρη αναλογία με τη σκέδαση ηλεκτρονίων από πυρήνες.

Για τις κινηματικές παραμέτρους στην περίπτωση αντιδράσεων ουδέτερων ρευμάτων νετρίνου-πυρήνα ισχύουν οι σχέσεις: $m_f = 0$ και $\vec{k}_i = \varepsilon_i$, $\vec{k}_f = \varepsilon_f$. Η τετραγωνική διαφορική ενεργός διατομή, $d^2\sigma$, ως προς την ενέργεια και κατεύθυνση του εξερχόμενου λεπτονίου της αντίδρασης νετρίνου-πυρήνα δίνεται από την έκφραση,

$$\frac{d^2\sigma_{i\rightarrow f}}{d\Omega d\omega} = \frac{G^2}{\pi} \frac{\varepsilon_f^2}{(2J_i + 1)} \left(\sum_{J=0}^{\infty} \sigma_{CL}^J + \sum_{J=1}^{\infty} \sigma_T^J \right), \quad (6.5)$$

όπου

$$\omega = \varepsilon_i - \varepsilon_f \quad (6.6)$$

είναι η ενέργεια διέγερσης του πυρήνα-στόχου, και τα ε_i , ε_f , k_f δηλώνουν την ενέργεια του εισερχόμενου νετρίνου και την ενέργεια και ορμή του εξερχόμενου λεπτονίου, αντίστοιχα.

Τα αθροίσματα στην Εξ. (6.5) προέκυψαν από την πολυπολική ανάπτυξη του ασθενούς αδρονικού ρεύματος και περιέχουν τις συνεισφορές των τελεστών $Coulomb(\widehat{M}_J)$ και διαμήκους (\widehat{L}_J), που δηλώνεται με το σύμβολο σ_{CL}^J , και εγκάρσιου ηλεκτρικού (\widehat{T}_J^{el}) και εγκάρσιου μαγνητικού (\widehat{T}_J^{mag}) τελεστή, σύμβολο σ_T^J . Μετά την αντικατάσταση των κινηματικών παραμέτρων, για την ειδική περίπτωση των αντιδράσεων ουδέτερων ρευμάτων ηλιακού νετρίνου-πυρήνα, οι ποσότητες σ_{CL}^J και σ_T^J γράφονται

$$\begin{aligned} \sigma_{CL}^J &= (1 + \cos \Phi) \left| J_f |\widehat{\mathcal{M}}_J(q) | J_i \right|^2 + (1 + \cos \Phi - 2b \sin^2 \Phi) \left| J_f |\widehat{\mathcal{L}}_J(q) | J_i \right|^2 \\ &+ [\omega q (1 + \cos \Phi)] 2\Re J_f |\widehat{\mathcal{L}}_J(q) | J_i J_f |\widehat{\mathcal{M}}_J(q) | J_i^* \end{aligned} \quad (6.7)$$

$$\begin{aligned} \sigma_T^J &= (1 - \cos \Phi + b \sin^2 \Phi) \left[\left| J_f |\widehat{\mathcal{T}}_J^{mag}(q) | J_i \right|^2 + \left| J_f |\widehat{\mathcal{T}}_J^{el}(q) | J_i \right|^2 \right] \\ &\mp \frac{(\varepsilon_i + \varepsilon_f)}{q} (1 - \cos \Phi) 2\Re J_f |\widehat{\mathcal{T}}_J^{mag}(q) | J_i J_f |\widehat{\mathcal{T}}_J^{el}(q) | J_i^* \end{aligned} \quad (6.8)$$

η Φ δηλώνει τη γωνία σκέδασης του εξερχόμενου λεπτονίου.

Το μέτρο της μεταφερόμενης 3-ορμής q συναρτήσει της γωνίας σκέδασης Φ , δίνεται από τη σχέση

$$q = |q| = [\omega^2 + 2\varepsilon_i \varepsilon_f (1 - \cos \Phi)]^{\frac{1}{2}}. \quad (6.9)$$

Για κάθε πυρηνική μετάπτωση του τύπου $|i\rangle \rightarrow |J^\pi\rangle$ που περιλαμβάνεται στα αθροίσματα των σ_{CL}^J και σ_T^J της Εξ. (6.5) μιάς δεδομένης αντίδρασης νετρίνου-πυρήνα, θα συνεισφέρει τόσο η διανυσματική όσο και η αξονική συνιστώσα του τελεστή. Οι πολυπολικές μεταπτώσεις $J^\pi = 0^+$ αναμένεται να είναι μόνο διανυσματικού τύπου δεδομένου ότι για $J = 0$ δεν υπάρχει συνεισφορά από τις εγκάρσιες συνιστώσες (\widehat{T}_J^{el}), (\widehat{T}_J^{mag}) του ολικού τελεστή,

6.3.1 Κανάλια σκέδασης νετρίνου - πυρήνα και υπολογισμοί πυρηνικών στοιχείων πίνακα

Στην παρούσα μελέτη θα εστιάσουμε την προσοχή μας στις σύμφωνες διαδικασίες ουδέτερων ρευμάτων νετρίνου-πυρήνα. Στους υπολογισμούς μας υπεισέρχονται εκείνα τα πυρηνικά στοιχεία πίνακα που περιγράφουν μεταβάσεις του πυρήνα-στόχου της μορφής $|gs\rangle \rightarrow |gs\rangle$, δηλαδή εκείνες κατά τις οποίες ο πυρήνας παραμένει αμετάβλητος (δεχόμαστε ότι ο πυρήνας βρίσκεται στη θεμελιώδη του κατάσταση, η οποία για τους άρτιους-άρτιους πυρήνες είναι $|gs\rangle = |0^+\rangle$). Διαδικασίες του τύπου αυτού λέγονται σύμφωνες (*coherent*) μεταβάσεις και τα απαραίτητα πυρηνικά στοιχεία πίνακα είναι της μορφής

$$M_{coh} = \langle gs || \widehat{T}^J || gs \rangle \equiv \langle 0^+ || \widehat{T}^0 || 0^+ \rangle \quad (6.10)$$

Όπως είναι φανερό από την Εξ. (6.5) στην περίπτωση αυτή έχουμε συνεισφορές μόνο τύπου σ_{CL} στη συναφή ενεργό διατομή και επίσης μόνον ενός όρου από το άθροισμα αυτού του τύπου. Δηλαδή

$$\frac{d^2\sigma_{i \rightarrow f}}{d\Omega d\omega} = \frac{G^2}{\pi} \varepsilon_f^2 \sigma_{CL}(J_{gs} \rightarrow J_{gs}) \quad (6.11)$$

Ο όρος σ_{CL}^J δίνεται από την έκφραση,

$$\sigma_{CL}^J = (1 + \cos \Phi) |\langle J_f || \widehat{M}_J(q) || J_i \rangle|. \quad (6.12)$$

Συνεπώς

$$\frac{d^2\sigma_{i \rightarrow f}}{d\Omega d\omega} = \frac{G^2}{\pi} \varepsilon_f^2 (1 + \cos \Phi) \langle 0^+ || \widehat{M}_0(q) || 0^+ \rangle \quad (6.13)$$

Ο τελεστής $\widehat{M}_0(q)$ περιέχει μόνο τη διανυσματική συνιστώσα του αδρονικού ρεύματος και επομένως έχουμε

$$\langle 0^+ | \widehat{M}_0(q) | 0^+ \rangle = M_V = \langle 0^+ | j_0(qr) \rho(r) | 0^+ \rangle \quad (6.14)$$

$$\langle 0^+ | \widehat{M}_0(q) | 0^+ \rangle = \langle 0^+ | j_0(qr) \rho(r) | 0^+ \rangle \quad (6.15)$$

Ο υπολογισμός του στοιχείου πίνακα, $\langle 0^+ | \widehat{M}_0(q) | 0^+ \rangle$ γίνεται μέσω των παραγόντων δομής πρωτονίου, F_{prot} , και νετρονίου, F_{neutr} , δηλαδή

$$\langle 0^+ | \widehat{M}_0(q) | 0^+ \rangle = F^Z F_{prot}(q^2) + F^N F_{neutr}(q^2). \quad (6.16)$$

Οι παράμετροι F^Z και F^N καλούνται στατικοί παράγοντες δομής για το πρωτόνιο και νετρόνιο, αντίστοιχα. Οι ποσότητες αυτές περιέχουν την γωνία *Weinberg* και δίνονται από τις εκφράσεις (περιγράφουν την ασθενή αλληλεπίδραση καθενός εξ' αυτών με το νεutrίνο),

$$F_{1,2}^Z = \left(\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W \right) \left[\frac{F_{1,2}^p - F_{1,2}^n}{2} \right] \tau_0 - \sin^2 \theta_W \left[\frac{F_{1,2}^p + F_{1,2}^n}{2} \right] \quad (6.17)$$

($\tau_0 = +1$ για πρωτόνια και $\tau_0 = -1$ για νετρόνια).

Οι πυρηνικοί παράγοντες δομής $F_{prot}(q^2)$ και $F_{neutr}(q^2)$ είναι συναρτήσεις της μεταφερόμενης ορμής στον πυρήνα (εξάρτηση μόνο από άρτιες δυνάμεις του q) και μετρούνται πειραματικά σε πειράματα σκέδασης ηλεκτρονίων από πυρήνες ταυτόχρονα με την κατανομή φορτίου πρωτονίου, νετρονίου $\rho_{p,n}(r)$. Στην ελαστική σκέδαση σφαιρικά συμμετρικών πυρήνων ($J = 0$) που μελετάμε στο παρόν κεφάλαιο, η κατανομή φορτίου και ο παράγοντας δομής συνδέονται με τη σχέση

$$F_{n,p}(q^2) = 4\pi \int_0^\infty \rho(r) j_0(qr) r^2 dr \quad (6.18)$$

η οποία μαζί με την αντιστροφή της κατά *Fourier*

$$\rho(r) = \frac{Z}{4\pi} \int_0^\infty F(q^2) j_0(qr) q^2 dq \quad (6.19)$$

αποτελούν τις χρησιμότερες σχέσεις για ελαστική σκέδαση σε τέτοιους πυρήνες.

Στην περίπτωση μας οι ποσότητες $F_{prot}(q^2)$ και $F_{neutr}(q^2)$ υπολογίζονται από κατάλληλο πρόγραμμα το οποίο κατασκευάζει τη βασική κατάσταση πυρήνων (με άρτιο αριθμό πρωτονίων Z και άρτιο αριθμό νετρονίων N), στα πλαίσια της προσέγγισης τυχαίας φάσης με ημισωματία.

6.3.2 Κινηματική περιγραφή της σκέδασης νετρίνου-πυρήνα

Πρὶν ἀπὸ κάθε υπολογισμό ενεργού διατομής θα πρέπει ο ανωτέρω κώδικας να εφοδιαστεί με τις κατάλληλες κινηματικές παραμέτρους της αντίδρασης

$$\nu + (A, Z) \rightarrow \nu' + (A, Z)' \quad (6.20)$$

Η κινηματική της ανωτέρω αντίδρασης έχει ως εξής. Κατ' αρχήν λόγω του ότι τα νετρίνα είναι στοιχειώδη σωματία είναι αναγκαία η σχετικιστική περιγραφή τους.

Θεωρούμε τη σκέδαση ενός νετρίνου με τετρα-ορμή p από έναν πυρήνα τετρα-ορμής P . Η διατήρηση της ενέργειας και της ορμής υπαγορεύει ότι τα αθροίσματα της τετρα-ορμής πρὶν και μετὰ την σύγκρουση να είναι ίσα, δηλαδή

$$p + P = p' + P' \quad (6.21)$$

ή το τετράγωνό τους,

$$p^2 + 2pP + P^2 = p'^2 + 2p'P' + P'^2. \quad (6.22)$$

Στην ελαστική σκέδαση οι μάζες των σκεδαζόμενων σωματιδίων παραμένουν αναλλοίωτες. Συνεπώς,

$$p^2 = p'^2 = m^2 c^2 \quad (6.23)$$

και

$$P^2 = P'^2 = M^2 c^2 \quad (6.24)$$

οι οποίες οδηγούν τελικά στη σχέση

$$p \cdot P = p' \cdot P'. \quad (6.25)$$

και χρησιμοποιώντας τις Εξ.(6.21) και Εξ.(6.25) γίνεται

$$p \cdot P = p' \cdot (p + P - p') = p'p + p'P - m^2 c^2. \quad (6.26)$$

Στο σύστημα του εργαστηρίου, ο πυρήνας με τετρα-ορμή P είναι σε ηρεμία πρὶν την σύγκρουση. Η τετρα-ορμή μπορεί να γραφτεί ως,

$$p = (E/c, \vec{p}), p' = (E'/c, \vec{p}'), P = (Mc, 0), P' = (E'_P/c, \vec{P}'). \quad (6.27)$$

Έτσι, η Εξ.6.22 γίνεται

$$E \cdot M = E' E - \vec{p} \cdot \vec{p}' + E' M c^2. \quad (6.28)$$

όπου $E \approx |\vec{p}| \cdot c$. Έτσι προκύπτει μία σχέση της γωνίας σκέδασης θ και της ενέργειας E ,

$$E \cdot M = E' E (1 - \cos \theta) + E' \cdot M. \quad (6.29)$$

Στο σύστημα του εργαστηρίου, η ενέργεια E' του σκεδαζόμενου νετρίνου είναι,

$$E' = \frac{E}{1 + E/M \cdot (1 - \cos \theta_\nu)}. \quad (6.30)$$

όπου θ_ν είναι η γωνία σκέδασης του νετρίνου. Η ενέργεια ανάκρουσης η οποία μεταφέρεται στο στόχο δίνεται από τη διαφορά των ενεργειών $E-E'$.

Οι άλλες κινηματικές μεταβλητές συναρτήσει την κινητικής ενέργειας ανάκρουσης του πυρήνα, T_p , είναι

$$\cos \theta_p = \frac{E_\nu + M_p}{E_\nu} \sqrt{\frac{T_p}{T_p + 2M_p}} \simeq \sqrt{\frac{M_p T_p^2}{2E_\nu}} \quad (6.31)$$

$$\cos \theta_\nu = 1 - \frac{M_p T_p}{E_\nu (E_\nu - T_p)} \simeq 1 - \frac{M_p T_p}{E_\nu^2} \quad (6.32)$$

όπου θ_p και θ_ν είναι η γωνίες του τελικού πυρήνα και του νετρίνου ως προς την διεύθυνση του αρχικού νετρίνου.

6.3.3 Σύμφωνη (*coherent*) σκέδαση νετρίνου-πυρήνα

Στην ελαστική ουδέτερου ρεύματος σκέδαση νετρίνου-πυρήνα (neutral current, NC), ένα νεutrino συγκρούεται με έναν πυρήνα με μικρή μεταφερόμενη ορμή Q , τέτοια ώστε τα πλάτη της κυματοσυνάρτησης του νουκλεονίου να είναι σε φάση και να προστίθενται συναφώς. Γι' αυτές τις αντιδράσεις είναι πολύ χρήσιμο να υπολογίσουμε τη διαφορική ενεργό διατομή ως συνάρτηση της κινητικής ενέργειας ανάκρουσης (T) του πυρήνα, αντί της γωνίας σκέδασης (Φ) καθώς πολλοί ανιχνευτές νετρίνων δεν έχουν ευαισθησία στην κατεύθυνση. Η μέγιστη κινητική ενέργεια ανάκρουσης είναι συνάρτηση της ενέργειας (E) του εισερχόμενου νετρίνου.

Η σύμφωνη σκέδαση νετρίνου-πυρήνα δεν έχει ακόμη πειραματικά ερευνηθεί, έχει σχεδιαστεί για το μέλλον η ανάπτυξη και κατασκευή νέων ανιχνευτών (cryogenic, etc.) για χαμηλής ενέργειας νετρίνα. Τέτοιες μελέτες μπορούν να πραγματοποιηθούν σε σύνδεση με την ψυχρή σκοτεινή ύλη (e.g. CRESST) και πειράματα της διπλής διάσπασης βήτα (π.χ. αυτά που χρησιμοποιούν τους πυρήνες ^{150}Nd και ^{116}Cd).

Στην παρούσα φάση μελετάμε τη σύμφωνη σκέδαση νετρίνου-πυρήνα υπολογίζοντας την διαφορική ενεργό διατομή υπό τη μορφή $d\sigma/dT$. Τέτοιες διαδικασίες μπορούν να ερευνηθούν στο μέλλον όπως για τη μελέτη της μαγνητικής ροπής των νετρίνων, μη-κανονικές αλληλεπιδράσεις ουδέτερου ρεύματος κ.λ.π.

Η σύμφωνη σκέδαση νετρίνου με πυρήνα (A, Z),

$$\nu + (A, Z) \rightarrow \nu + (A, Z)' \quad (6.33)$$

είναι αντίδραση ουδέτερου ρεύματος, ευαίσθητη σε όλες τις γεύσεις νετρίνων, και συμβαίνει σε διαδικασίες με μικρή μεταφερόμενη ορμή. Όπου A παριστά τον μαζικό αριθμό και Z τον ατομικό αριθμό, $A=N+Z$, N τον αριθμό νετρονίων. Σε αυτές τις αντιδράσεις η κυματοσυνάρτηση παραμένει η ίδια, δηλαδή έχουμε $gs \rightarrow gs$ μετάβαση. Μόνο ο πυρήνας υπόκειται σε ανάκρουση.

Η μέγιστη κινητική ενέργεια ανάκρουσης στην σύμφωνη σκέδαση νετρίνου-πυρήνα είναι

$$T_{max} = \frac{2E^2}{M + 2E}, \quad (6.34)$$

όπου E είναι η ενέργεια του υποκείμενου νετρίνου, και M είναι η μάζα του πυρήνα-στόχου (Vergados and Ejiri, 2008).

Η μεταφερόμενη 4-ορμή σχετίζεται με την κινητική ενέργεια ανάκρουσης με τη σχέση $Q^2 = 2MT$, και η μεταφερόμενη 3-ορμή q είναι προσεγγιστικά ίση με $\sqrt{2MT}$. Για ενέργειες

νετρίνων μικρότερες από 20 MeV και πυρήνες στόχοι όπως οι ^{28}Si και ^{32}S , η μέγιστη κινητική ενέργεια ανάκρουσης είναι περίπου ίση με 30 keV, και επομένως η μέγιστη πιθανή τιμή της μεταφερόμενης 3-ορμής q είναι πολύ μικρή, $< 1\text{fm}^{-1}$.

Πολλοί ανιχνευτές νετρίνων δεν έχουν ευαισθησία στην κατεύθυνση, έτσι είναι πολύ χρήσιμο να υπολογίσουμε ρυθμούς γεγονότων ως συνάρτηση της κινητικής ενέργειας ανάκρουσης του πυρήνα (Monroe, Fisher, 2007). Η γωνία σκέδασης και η κινητική ενέργεια ανάκρουσης σχετίζονται μέσω της κινηματικής δύο σωμάτων και η ενεργός διατομή μπορεί να εκφραστεί σε σχέση με την κινητική ενέργεια T του ανακρουόμενου πυρήνα ως

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{G_F^2}{2\pi} M \left[1 + \left(1 - \frac{T}{E} \right)^2 - \frac{MT}{E^2} \right] \frac{Q_w^2}{4} F^2(Q^2) \quad (6.35)$$

Στην τελευταία εξίσωση, G_F δηλώνει τη σταθερά Fermi, $G_F^2 M / 2\pi = 5.14 \times 10^{-41} \text{cm}^2 / \text{MeV}$ και Q_w , το οποίο δίνεται από τη σχέση,

$$Q_w = N - Z(1 - 4 \sin^2 \theta_w) \quad (6.36)$$

είναι το ασθενές φορτίο και ($\sin^2 \theta_w \approx 0.231$) με θ_w τη γωνία Weinberg. Το μέγεθος Q^2 είναι το τετράγωνο της μεταφερόμενης ορμής

$$Q^2 = \frac{2E^2 TM}{(E^2 - ET)}, \quad (6.37)$$

και $F(Q^2)$ είναι ο πυρηνικός παράγοντας δομής. Δηλώνοντας τις πυκνότητες νετρονίου και πρωτονίου ως $\rho_{n,p}(r)$, ο παράγοντας δομής είναι

$$F(Q^2) = \frac{1}{Q_w} \int [\rho_n(r) - (1 - 4 \sin^2 \theta_w) \rho_p(r)] \frac{\sin(Qr)}{Qr} r^2 dr \quad (6.38)$$

Στην Εξ.(6.38) παρατηρούμε ότι, καθώς το $(1 - 4/\sin^2 \theta_w)$ είναι μικρό, ένα νεutrino το οποίο σκεδάζεται ελαστικά με έναν πυρήνα μηδενικού spin couples mostly to the neutron distribution. Μία μέτρηση της ενεργούς διατομής αυτής της διαδικασίας, καθορίζει τον παράγοντα δομής του νετρονίου (Amanik and McLaughlin, 2009).

Στην παρούσα μελέτη αντιμετωπίζουμε τις κατανομές πρωτονίου και νετρονίου ξεχωριστά, όπως στην Εξ.6.38. Οι παράγοντες δομής που χρησιμοποιούμε είναι

$$F(Q^2) = \frac{1}{Q_w} [NF_n(Q^2) - Z(1 - 4 \sin^2 \theta_w)F_p(Q^2)] \quad (6.39)$$

όπου $F_n(Q^2)$ και $F_p(Q^2)$ είναι οι πυρηνικοί παράγοντες δομής νετρονίου και πρωτονίου αντίστοιχα.

Στην περίπτωση των πυρήνων ^{28}Si και ^{32}S σκοπός μας ήταν να πραγματοποιήσουμε ακριβείς υπολογισμούς της διαφορικής ενεργούς διατομής $d\sigma/dT$ και λάβουμε αποτελέσματα για τις ακόλουθες περιπτώσεις:

- Χρησιμοποιήσαμε αρχικά πειραματικούς πυρηνικούς παράγοντες δομής ($F(Q)$) η οποίοι λήφθηκαν από πειράματα σκέδασης ηλεκτρονίου.
- Στη συνέχεια χρησιμοποιήσαμε θεωρητικούς πυρηνικούς παράγοντες δομής οι οποίοι λήφθηκαν από BCS υπολογισμούς σε ένα σετ από ελαφρούς πυρήνες όπως αναφέρονται στη δημοσίευση των Ch.C. Moustakidis, et al., 2005.

Τα αποτελέσματα για τους πυρήνες ^{28}Si και ^{32}S παρουσιάζονται στον Πίν. 6.1.

Η τιμή της διαφορικής ενεργούς διατομής $d\sigma/dT$ στον Πίν. 6.1 είναι σε συμφωνία με παρόμοιους υπολογισμούς οι οποίοι πραγματοποιήθηκαν από τους Vergados et al.(2005).

Q (fm^{-1})	$F(Q)$	$\frac{d\sigma}{dT} (\times 10^{-39} cm^2 MeV^{-1})$ ^{28}Si	$\frac{d\sigma}{dT} (\times 10^{-39} cm^2 MeV^{-1})$ ^{32}S
0.14	0.9705	4.050	4.140
0.15	0.9662	4.013	4.018
0.16	0.9616	3.967	4.009
0.17	0.9667	3.912	3.935
0.18	0.9516	3.846	3.874
0.19	0.9462	3.768	3.782
0.20	0.9405	3.677	3.693
0.21	0.9346	3.573	3.591
0.22	0.9284	3.453	3.482
0.23	0.9220	3.319	3.352

Πίνακας 6.1: Η διαφορική ενεργός διατομή $d\sigma/dT$ σαν συνάρτηση της κινητικής ενέργειας T χρησιμοποιώντας θεωρητικούς παράγοντες δομής $F(Q)$ για τους πυρήνες ^{28}Si και ^{32}S .

Εκεί μελετήθηκε η σύμφωνη συνεισφορά όλων των νετρονίων στην σκέδαση νετρίνων με πυρήνα που οφείλονταν στο ουδέτερο ρεύμα, λαμβάνοντας υπόψιν τα 8B ηλιακά νετρίνα τα οποία είναι δυνατό να χρησιμοποιηθούν στο μέλλον στην έρευνα για σκοτεινή ύλη (Karathanou, et al. 2010).

6.4 Ο ρόλος των νετρίνων στη μελέτη της απόκρισης πυρηνικών ανιχνευτών σε ενεργειακά φάσματα ηλιακών νετρίνων

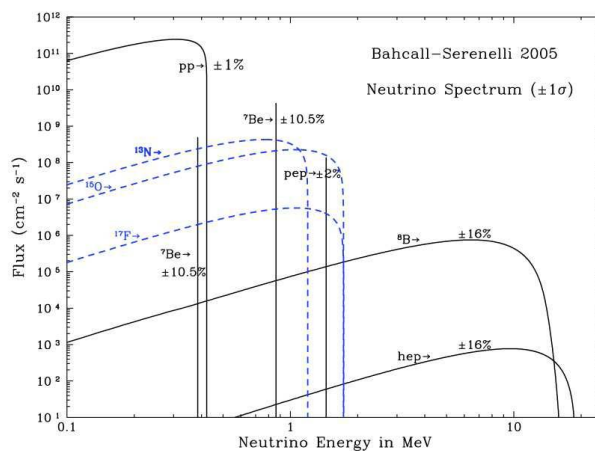
Μεταξύ των αντιδράσεων που περιλαμβάνουν νετρίνα, εκείνες μεταξύ νετρίνου-πυρήνα κατέχουν προεξέχουσα θέση. Η μελέτη της σκέδασης νετρίνων από πυρήνες, αποτελεί ένα καλό τρόπο να ανιχνεύσουμε ή να διακρίνουμε νετρίνα διαφορετικής γεύσης και να εξερευνήσουμε τη βασική δομή των ασθενών αλληλεπιδράσεων. Επίσης, συγκεκριμένες αποκλειστικές πυρηνικές μεταπτώσεις μεταξύ διακριτών πυρηνικών καταστάσεων (με καλούς κβαντικούς αριθμούς σπιν, ισοσπιν και ομοτιμίας), που επάγονται από νετρίνα, μας επιτρέπουν να μελετήσουμε τη δομή των ασθενών αδρονικών ρευμάτων. Επιπλέον, γήινα πειράματα που εκτελούνται για την ανίχνευση αστροφυσικών νετρίνων (ηλιακά νετρίνα κ.λ.π.) καθώς και νετρίνων που λαμβάνουν μέρος στην πυρηνοσύνθεση, αποτελούν σημαντικές πηγές διαλεύκανσης των ιδιοτήτων των νετρίνων.

6.4.1 Απόκριση πυρήνων στα φάσματα ηλιακών νετρίνων 8B και hep

Για ένα παρατηρητήριο που βρίσκεται στη Γη, η πιο σημαντική πηγή αστροφυσικών νετρίνων είναι ο Ήλιος, δεδομένου ότι είναι ο πιο κοντινός αστέρας. Η ανίχνευση αυτών των νετρίνων είναι σαφώς ένας σημαντικός αλλά συνάμα και δύσκολος στόχος. Η χαρακτηριστική ενεργός διατομή αλληλεπίδρασης είναι περίπου $10^{-46} - 10^{-47} cm^2$. Η μικρή ενεργός διατομή αλληλεπίδρασης σημαίνει ότι τα περισσότερα από τα ηλιακά νετρίνα μπορούν να διαφύγουν από τον Ήλιο χωρίς να υποστούν καθοδόν καμία σύγκρουση, μεταφέροντας εσωτερικές πληροφορίες για το τι πραγματικά συμβαίνει στο κέντρο του αστέρα. Τα περισσότερα από αυτά τα νετρίνα μπορούν να περάσουν και μέσα από τη Γη χωρίς να υποστούν καμία αλληλεπίδραση. Το γεγονός ότι η ενέργεια των ηλιακών νετρίνων είναι αρκετά μικρότερη από εκείνη των υπερκαινοφανών, κάνει την ανίχνευση τους ακόμη πιο δύσκολη. Προκειμένου να παρατηρήσουμε ηλιακά νετρίνα μέσω των σπάνιων αλληλεπιδράσεων τους με την ύλη, είναι απαραίτητοι τεράστιοι ανιχνευτές και ιδιαίτερα ευαίσθητες συσκευές. Τα νετρίνα από τον

Ήλιο ανιχνεύτηκαν για πρώτη φορά το 1968 από τον R.Davis στο χρυσωρυχείο Homestake στη Νότια Ντακότα το οποίο χρησιμοποιούσε ως πυρήνα στόχο το ^{37}Cl . Το πείραμα λάμβανε δεδομένα για πάνω από 30 συνεχόμενα χρόνια και άνοιξε το δρόμο για νέες ανακαλύψεις μέσω της αστρονομίας των νετρίνων.

Υπάρχουν οκτώ βασικές πυρηνικές αντιδράσεις ή διασπάσεις (β -αποδιεγέρσεις) της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου που παράγουν ηλιακά νετρίνα, τις οποίες αναφέραμε στο Κεφάλαιο 3 μαζί με τις μέγιστες ενέργειες των εκπεμπόμενων νετρίνων και τις αναμενόμενες ροές τους όπως υπολογίζονται από το καθιερωμένο ηλιακό πρότυπο. Οι έξι από αυτές παράγουν νετρίνα με ενέργειες από μηδέν μέχρι μια μέγιστη ενέργεια ($\sim 20\text{MeV}$). Τα νετρίνα που παράγονται σε κάθε μία από αυτές τις πηγές έχουν ένα διαφορετικό συνεχές ενεργειακό φάσμα. Οι άλλες δύο πηγές (pep και ^7Be), δημιουργούν νετρίνα με καλά καθορισμένες ενέργειες, γνωστές σαν γραμμές νετρίνων. Τα νετρίνα pp είναι τα πιο «θεμελιώδη» δεδομένου ότι η θερμοπυρηνική



Σχήμα 6.1: Ενεργειακά φάσματα ηλιακών νετρίνων όπως προβλέφθηκαν από το Καθιερωμένο Ηλιακό Μοντέλο SSM.

αντίδραση παραγωγής τους είναι αυτή που ξεκινάει την αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου και καλύπτει σχεδόν το 99% της ηλιακής φωτεινότητας. Τα νετρίνα pp είναι τα πιο πολυάριθμα και η αφθονία τους ξεπερνά περισσότερο από μια τάξη μεγέθους την αφθονία οποιασδήποτε άλλης πηγής. Οι ενεργές διατομές των νετρίνων αυξάνονται πολύ γρήγορα με την ενέργεια ενώ το υπόβαθρο από άλλες πηγές μειώνεται πολύ γρήγορα με την ενέργεια.

Τα νετρίνα που παράγονται από τις αντιδράσεις ^8B και hep είναι σπάνια και η αναμενόμενη ροή τους είναι αρκετά μικρότερη από αυτή των pp νετρίνων. Έχουν σχετικά υψηλή ενέργεια (15-20 MeV) κάνοντας τα εύκολα ανιχνεύσιμα. Επειδή τα νετρίνα hep είναι πολύ λιγότερα από τα ήδη σπάνια νετρίνα ^8B , τα περισσότερα από τα πειράματα που βρίσκονται σε εξέλιξη βασίζονται στην ανίχνευση νετρίνων ^8B .

Οι πληροφορίες που αποτυπώνονται στα νετρίνα κάθε μίας από τις παραπάνω πηγές εξαρτώνται σημαντικά από τις τοπικές φυσικές συνθήκες που επικρατούν στο εσωτερικό του Ηλίου. Η παραγωγή νετρίνων ^8B έχει ισχυρή εξάρτηση από τη θερμοκρασία ($\phi(^8\text{B}) \approx \text{σταθ} \times T^{18}$), και πραγματοποιείται κοντά στο πυρήνα του Ηλίου σε απόσταση $0.05R_{\odot}$. Εάν τα νετρίνα δεν υφίστανται καμία αλληλεπίδραση από τη στιγμή που παράγονται μέχρι τη στιγμή που ανιχνεύονται στη Γη και εάν οι πυρηνικές ενεργές διατομές αλληλεπίδρασης είναι πολύ καλά γνωστές, τότε μια μέτρηση της ροής των νετρίνων ^8B θα δώσει πολύ σημαντικές πληροφορίες για τον πυρήνα του Ήλιου και θα προσδιορίσει με πολύ καλή ακρίβεια την κεντρική του θερμοκρασία.

6.4.2 Ελαστική σκέδαση ηλιακών νετρίνων με πυρήνες

Επειδή τα ηλιακά νετρίνα είναι χαμηλής ενέργειας, ο πυρήνας στόχος μπορεί να θεωρηθεί σαν σημειακός σκεδαστής, οπότε η διαφορική ενεργός διατομή για αντιδράσεις ουδετέρου ρεύματος που μας ενδιαφέρουν δίνεται σε καλή προσέγγιση από την έκφραση

$$\frac{d\sigma}{d(\cos\Phi)} = G^2 \frac{\sin^2\theta_w}{2\pi} A^2 E_\nu^2 (1 + \cos\Phi) \quad (6.40)$$

όπου $A = N+Z$ και Φ η γωνία σκέδασης. Ολοκληρώνοντας την πιο πάνω εξίσωση ως προς Φ , η ολική ενεργός διατομή για πυρήνες με βασική κατάσταση 0^+ , όπως είναι οι πυρήνες που μελετάμε (^{28}Si , ^{32}S), και με $N=Z$, γίνεται

$$\sigma \approx 4 \times 10^{-43} N^2 E_\nu^2 \text{cm}^2 \text{MeV}^{-2}, \quad (6.41)$$

όπου η E_ν μετράται σε MeV. Ο παράγοντας A^2 στην Εξ.6.40 και ο N^2 στην Εξ.6.41 δείχνει το πλεονέκτημα που υπάρχει όταν χρησιμοποιούμε πυρήνες-στόχους (και όχι απλά σωματίδια π.χ. νουκλεόνια, ηλεκτρόνια, κ.λ.π.), στη μελέτη ελαστικής σκέδασης νετρίνου-πυρήνα. Στην περίπτωση αυτή λαμβάνει χώρα το φαινόμενο συνάφειας (coherent effect) με την σύμφωνη συνεισφορά όλων των νουκλεονίων του πυρήνα που έχει σαν τελικό αποτέλεσμα να εμφανίζεται ολική ενεργός διατομή $10^3 - 10^4$ φορές μεγαλύτερη από την αντίστοιχη που προκύπτει από τη σκέδαση νετρίνου-ηλεκτρονίου.

Κατά την σύλληψη ή απορρόφηση νετρίνου από πυρήνες, η οποία γίνεται σύμφωνα με την αντίδραση φορτισμένου ρεύματος (αντίδραση μεταβολής φορτίου),

$$\nu_e + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z + 1)^* \quad (6.42)$$

δεν εμφανίζεται το φαινόμενο συνάφειας.

Η κύρια δυσκολία κατά τη μελέτη της σκέδασης νετρίνου-πυρήνα βρίσκεται στο γεγονός ότι το μόνο παρατηρούμενο σήμα είναι η ανάκρουση του πυρήνα. Η μέση ενέργεια ανάκρουσης του πυρήνα-στόχου δίνεται προσεγγιστικά από την έκφραση

$$\langle E_\nu \rangle = \frac{2}{3A} \left(\frac{E_\nu}{1 \text{MeV}} \right)^2 \text{keV} \quad (6.43)$$

όπου A ο μαζικός αριθμός του πυρήνα και E_ν η ενέργεια νετρίνου σε MeV.

Ο πυρήνας-στόχος πρέπει να επιλεγεί κατάλληλα έτσι ώστε, η ενέργεια ανάκρουσης, που είναι αντιστρόφως ανάλογη του A , να είναι μετρήσιμη αφού η $\langle E_\nu \rangle$ ανταγωνίζεται το πλεονέκτημα του φαινομένου συνάφειας της ενεργού διατομής (ανάλογη του A^2 όπως φαίνεται από την Εξ.6.40 το οποίο θα πρέπει να εκμεταλλευτούμε στο μέγιστο δυνατό). Έτσι μια καλή επιλογή είναι ο πυρήνας του Si. Οι πρώτες μελέτες αντιδράσεων ουδετέρου ρεύματος ηλιακών νετρίνων με πυρήνες έγιναν από τους Drukier και Stodolsky.

Οι αντιδράσεις ουδετέρων ρευμάτων κατά τις οποίες η τελική κατάσταση του πυρήνα είναι διεγερμένη (μη ελαστική) δίνονται από την εξίσωση

$$\nu + (A, Z) \rightarrow \nu' + (A, Z)^* \quad (6.44)$$

και έχουν το πρακτικό πειραματικό πλεονέκτημα έναντι των καθαρά ελαστικής σκέδασης αντιδράσεων, ως προς το ότι μπορεί κανείς να ανιχνεύσει τα προϊόντα της αποδιέγερσης του πυρήνα τα οποία μπορεί να είναι ακτίνες-γ αλλά και εκπομπή σωματίων όπως πρωτόνια, νετρόνια, σωματίδια-α, κ.λ.π. Τα τελικά σωματίδια εξαρτώνται από την ενέργεια του σκεδαζόμενου νετρίνου και από τον διεγερμένο σύνθετο πυρήνα που θα προκύψει. Πολλές φορές ο σύνθετος πυρήνας είναι ασταθής σε εκπομπή ακόμα και ισχυρά αλληλεπιδρώντων σωματίων, p, n, σωματίδια-α.

Στην σύγχρονη έρευνα των αντιδράσεων ηλιακών νετρίνων με πυρήνες έχει δοθεί έμ-

φαση στη χρήση πυρήνων-στόχων με ειδικό πλεονέκτημα παρατήρησης αμφότερων των αντιδράσεων 6.42 και 6.44, δηλαδή φορτισμένων και ουδετέρων ρευμάτων. Δυο τέτοια παραδείγματα είναι τα εξής:

- Ο ανιχνευτής ^{11}B μπορεί να παρατηρήσει και τα ουδέτερα ρεύματα, μέσω της αντίδρασης $\nu + ^{11}\text{B} \rightarrow \nu' + ^{11}\text{B}^*$ και φορτισμένου ρεύματος μέσω της αντίδρασης $\nu_e + ^{11}_5\text{B}_6^* \rightarrow e^- + ^{11}_6\text{C}_5^*$, με τελικές καταστάσεις μεταπτώσεις του διεγερμένου πυρήνα $^{11}_6\text{C}_5^*$.
- Ο ανιχνευτής δευτερίου, ^2H , στο εργαστήριο SNO διαθέτει την ικανότητα μελέτης της αντίδρασης ουδετέρου ρεύματος $\nu + ^2\text{H} \rightarrow \nu' + n + p$ (διάσπαση δευτερίου σε n και p), καθώς και της αντίδρασης φορτισμένου ρεύματος $\nu_e + ^2\text{H} \rightarrow ^2_2\text{He} + e^-$.

Για αντιδράσεις σαν τις παραπάνω οι υπολογισμοί γίνονται κατά κύριο λόγο για τον προσδιορισμό του πηλικίου των ολικών ενεργών διατομών των αντιδράσεων ουδετέρου ρεύματος προς φορτισμένου ρεύματος, δηλαδή

$$\frac{\sigma_{neutral\ current}}{\sigma_{charged\ current}}. \quad (6.45)$$

Υπολογισμοί ενεργών διατομών για τέτοιους ελαφριούς πυρήνες-στόχους με τη μέθοδο QRPA δεν είναι εφικτοί.

6.4.3 Μελέτη της απόκρισης των πυρήνων ^{28}Si και ^{32}S στα φάσματα ηλιακών νετρίνων ^8B και hep .

Προκειμένου να υπολογιστεί η απόκριση ενός πυρήνα σε μια συγκεκριμένη πηγή νετρίνων, οι υπολογισμένες ενεργές διατομές (διαφορικές ή ολικές) των επαγόμενων αντιδράσεων νετρίνων-πυρήνων πρέπει να αναδιπλωθούν με την ενεργειακή κατανομή των νετρίνων της εν λόγω πηγής.

Στην περίπτωση των διαφορικών ενεργών διατομών νετρίνων-πυρήνων, $d\sigma/dT$, η αναδίπλωση καθορίζεται από την εξής έκφραση:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \int \frac{d\sigma(E_\nu)}{dT} f(E_\nu) dE_\nu \quad (6.46)$$

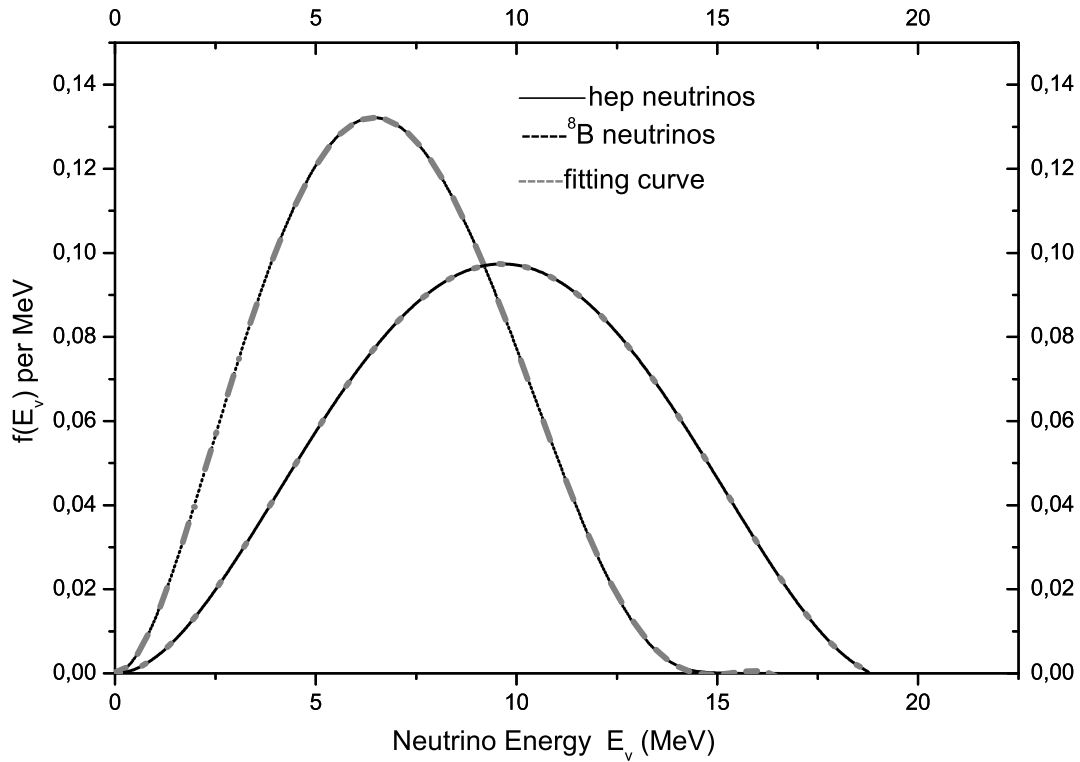
όπου T είναι η ενέργεια ανάκρουσης του πυρήνα-στόχου. Στην περίπτωση της ολικής ενεργού διατομής νετρίνων-πυρήνων, $\sigma(E_\nu)$, η αναδίπλωση είναι κάπως απλούστερη και ορίζεται ως:

$$\langle \sigma_\nu \rangle = \int_{E_{thres}}^{\infty} \sigma(E_\nu) f(E_\nu) dE_\nu \quad (6.47)$$

όπου E_{thres} δείχνει το κατώτατο όριο (κατώφλι) ενέργειας του πυρηνικού ανιχνευτή. Το αποτέλεσμα που επιτυγχάνεται από τη συνέλιξη της Εξ.6.47, είναι γνωστό ως η μέση τιμή ροής της ενεργού διατομής (flux averaged cross section), $\langle \sigma_\nu \rangle$, του υπό μελέτη πυρήνα όσον αφορά την συγκεκριμένη πηγή νετρίνων.

Επειδή τα πυρηνικά μοντέλα υπολογισμού των ενεργών διατομών (ολικών ή διαφορικών) δεν είναι αξιόπιστα σε πολύ χαμηλές ενέργειες η μελέτη μας εστιάζεται στα νετρίνα ^8B και hep για τα οποία η κατανομή ενέργειας εκτείνεται μέχρι $\sim 20\text{MeV}$. Για τους λόγους που εξηγήσαμε πιο πάνω στη συγκεκριμένη εργασία εστιάζουμε την προσοχή μας στη μελέτη της απόκρισης των επιλεγέντων πυρήνων ^{28}Si και ^{32}S στα φάσματα των ηλιακών νετρίνων ^8B και hep . Η κατανομή ενέργειας των ^8B και hep νετρίνων παρουσιάζεται προσεγγιστικά στο Σχ.6.2, σύμφωνα με τις προβλέψεις του καθιερωμένου ηλιακού προτύπου.

Η εμπειρική αναλυτική έκφραση της κατανομής της ενέργειας $f(E_\nu)$ των νετρίνων ^8B και hep δεν είναι γνωστή, μπορεί όμως αυτή να δημιουργηθεί αριθμητικά. Έτσι προκειμένου



Σχήμα 6.2: Τα ενεργειακά φάσματα των 8B και hep ηλιακών νετρίνων.

να βρούμε μία σχέση που να εκφράζει το ενεργειακό φάσμα νετρίνων 8B και hep, εισάγουμε στο πρόγραμμα Origin τα στοιχεία τα οποία προκύπτουν από καθιερωμένα ηλιακά μοντέλα και παίρνουμε το γνωστό φάσμα του Σχ. 6.2 και τη Εξ.6.48 που περιγράφει σε αρκετά καλή προσέγγιση το φάσμα αυτό. Η αναλυτική έκφραση η οποία προσαρμόζει (fits) τις παραπάνω εκφράσεις της κατανομής της ενέργειας $f(E_\nu)$ των hep νετρίνων κατασκευάζεται εύκολα και έχει τη μορφή:

$$f(X) = \alpha_0 + \alpha_1 X + \alpha_2 X^2 + \alpha_3 X^3 + \alpha_4 X^4 + \alpha_5 X^5 \quad (6.48)$$

όπου $\alpha_0 = 0.00001$, $\alpha_1 = -0.00002$, $\alpha_2 = 0.0042$, $\alpha_3 = -0.00044$, $\alpha_4 = 0.00001$, $\alpha_5 = -2.6641 \times 10^{-9}$.

Οι αντίστοιχες τιμές των παραμέτρων α_i για τα 8B νετρίνα είναι: $\alpha_0 = -1.2432 \times 10^{-4}$, $\alpha_1 = 0.0018$, $\alpha_2 = 0.0154$, $\alpha_3 = -0.0032$, $\alpha_4 = 1.6701 \times 10^{-4}$, $\alpha_5 = -8.630 \times 10^{-7}$.

Ακολουθώς χρησιμοποιούμε το γνωστό πρόγραμμα spline, ρυθμίζοντας το στα πλαίσια του προγράμματος Fortran Fold, ώστε να επεξεργάζεται και την $\sigma(E_\nu)$ αλλά και την $f(E_\nu)$.

Η σχέση κανονικοποίησης της $f(E_\nu)$ είναι

$$\int f(E_\nu) dE_\nu = 1. \quad (6.49)$$

Από την παραπάνω προκύπτει ένας παράγοντας κανονικοποίησης, με τον οποίο θα πρέπει να διαιρέσουμε όλα τα αποτελέσματα που παίρνουμε για κάθε πηγή νετρίνων.

Στην παρούσα διατριβή επικεντρωθήκαμε στην έρευνα για την πυρηνική απόκριση των διαφόρων πυρήνων-στόχων, οι οποίοι θα χρησιμοποιηθούν για την ανίχνευση νετρίνων, στα ενεργειακά φάσματα συγκεκριμένων πηγών νετρίνων με τη μέθοδο της συνέλιξης. Προκειμένου όμως να υπολογιστεί η απόκριση ενός πυρήνα σε μια συγκεκριμένη πηγή νετρίνων, θα πρέπει η ενεργειακή κατανομή των νετρίνων της εν λόγω πηγής να αναδιπλωθεί με τις ενεργές διατομές (διαφορικές ή ολικές) των αντιδράσεων νετρίνων-πυρήνων που προκαλούνται.

Στην παρούσα φάση παρουσιάζουμε τον φορμαλισμό και την θεωρία των παραπάνω ενεργών διατομών ως συνάρτηση της ενέργειας ανάκρουσης του πυρήνα-στόχου. Οι υπολογισμοί των κυματοσυναρτήσεων των απαραίτητων αρχικών και τελικών πυρηνικών καταστάσεων, που υπεισέρχονται στις ενεργές διατομές που μας ενδιαφέρουν, αποτελούν απότερο στόχο μας και δεν παρουσιάζονται σχετικά αποτελέσματα στα πλαίσια της παρούσας διατριβής. Αυτοί θα πραγματοποιηθούν με χρήση της πυρηνικής μεθόδου προσέγγισης τυχαίας φάσης με ημισωμάτια (QRPA) που έχει ήδη κατασκευαστεί από τους V. Chasioti, Th. Kosmas, et al. 2009.

Ο κώδικας αστρικής δομής και εξέλιξης-TYCHO 6.92, στη μελέτη του Ηλίου

7.1 Εισαγωγή

Οι αστέρες συγκροτούν τους γαλαξίες οι οποίοι αποτελούν τα βασικά δομικά συστατικά του Σύμπαντος. Η βασική μονάδα στους γαλαξίες και στο Σύμπαν είναι οι αστέρες. Η κατανόηση της αστρικής δομής και εξέλιξης αποτελεί βασική προτεραιότητα και σημαντικό πεδίο έρευνας της Αστροφυσικής. Οι παρατηρήσεις των αστέρων μας δίνουν πληροφορίες για τις εξώτατες αστρικές στοιβάδες, τη φωτόσφαιρα, τη χρωμόσφαιρα και το στέμμα. Το εσωτερικό των αστέρων, περιοχές κάτω από τη φωτόσφαιρα, είναι «αόρατο» σε όλες τις περιοχές του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Για το αστρικό εσωτερικό γνωρίζουμε ελάχιστα πράγματα και μόνο για τον Ήλιο, ο οποίος βρίσκεται κοντά μας, είναι δυνατό να έχουμε μερικές πληροφορίες για το εσωτερικό ενός αστέρα. Αυτές οι πληροφορίες προέρχονται από παρατηρήσεις νετρίνων τα οποία παράγονται στον ηλιακό πυρήνα, και από την ηλιοσεισμολογία. Γι' αυτή την περιοχή βασιζόμαστε, σε μεγάλο βαθμό, στα θεωρητικά μοντέλα. Για δεκαετίες οι επιστήμονες δημιουργούν μοντέλα για να περιγράψουν την εσωτερική δομή και εξέλιξη του Ηλίου και των άλλων αστέρων, καθώς και να προβλέψουν την ηλιακή φωτεινότητα, την κινητική ενέργεια, τις φυσικές διαδικασίες παραγωγής ενέργειας των αστέρων, τα προϊόντα της θερμοπυρηνικής σύντηξης, και πολλές παραμέτρους.

Τα μοντέλα συνεχώς αλλάζουν και βελτιώνονται, βοηθούμενα από παρατηρήσεις και επίγεια πειράματα σχετικά με τις ιδιότητες της ύλης και τις φυσικές διαδικασίες που είναι πιθανό να επικρατούν στο αστρικό εσωτερικό. Στα μοντέλα εισάγονται πλήθος υποθέσεων οι οποίες περιγράφουν τη φυσική κατάσταση και τη μικροφυσική που επικρατεί στις περιοχές αυτές. Χρησιμοποιείται η καταστατική εξίσωση ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου του Helmholtz, η οποία αποτελεί μία πολύ καλή επιλογή για την περιγραφή της φυσικής κατάστασης στο εσωτερικό του Ηλίου και η οποία είναι κατάλληλη για πολυδιάστατα υδροδυναμικά μοντέλα αστρικών φαινομένων. Η καταστατική εξίσωση χρησιμοποιείται για όλες τις θερμοκρασίες αστέρων, για πυκνότητες $< 1.0 \times 10^{12} g/cc$, (Timmes and Arnett 1999, and Timmes and Swesty 2000), και για επιδράσεις Coulomb που πραγματοποιούνται υπό θερμοκρασίες $T < 1.0 \times 10^8 K$ (Rogers, Swenson, Iglesias 1996). Οι εισαγόμενες παράμετροι μικροφυσικής οι οποίες επηρεάζουν την εσωτερική δομή και εξέλιξη των αστέρων είναι η θερμοκρασία, η πίεση, η πυκνότητα, η αφθονία των χημικών στοιχείων (T, P, ρ, X_i), η αρχική αστρική μάζα, η αδιαφάνεια και μείξη του αστρικού υλικού, screening, (settling, homogeneity) και άλλες. Στην πορεία δημιουργήθηκαν κώδικες-μεγάλα υπολογιστικά πακέτα-, οι οποίοι προσπαθούν να προσομοιώσουν τις φυσικές διαδικασίες και τα χαρακτηριστικά των εσωτερικών στρωμάτων ενός αστέρα, χρησιμοποιώντας διάφορα θεωρητικά ηλιακά μοντέλα.

Βασικός στόχος της παρούσας μελέτης, είναι ο υπολογισμός της τιμής της ροής ηλιακών νετρίνων η οποία παράγεται μέσω της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου και του κύκλου του άνθρακα, καθώς και η άμεση σύγκριση των αποτελεσμάτων αυτών με τη ροή νετρίνων που ανιχνεύεται στη Γη από τα τρέχοντα πειράματα. Στόχος, επίσης, είναι η μεταβολή, συναρτήσει της απόστασης από το κέντρο του Ηλίου έως τη φωτόσφαιρα, διαφόρων ηλι-

ακών ποσοτήτων, όπως η αφθονία των χημικών στοιχείων, η πυκνότητα, η θερμοκρασία, η πίεση και η φωτεινότητα. Οι παραπάνω ποσότητες έχουν υπολογιστεί με τον κώδικα TYCHO 6.92, μια βελτιωμένη εκδοχή του αρχικού TYCHO 6. Για τον υπολογισμό της ροής των ηλιακών νετρίνων χρησιμοποιήσαμε και την υπορουτίνα `exportenergy.f` του Bahcall. Στην ενότητα που ακολουθεί (7.2) περιγράφουμε τον κώδικα TYCHO, καθώς και τις εισερχόμενες παραμέτρους και τη μακροφυσική και μικροφυσική που υιοθετεί. Στις ενότητες (7.3) και (7.4) μελετάμε και υπολογίζουμε τις τιμές της ροής των ηλιακών νετρίνων με τη χρήση των πιο πρόσφατων αστροφυσικών παραγόντων (S), οι τιμές των οποίων εξήχθησαν από το πείραμα LUNA, καθώς επίσης και τις επιδράσεις που υφίστανται τα νετρίνα λόγω του παράγοντα screening (f). Υπολογίσαμε, μέσω του TYCHO 6.92, και τη ταχύτητα του ήχου, v_s , σε διάφορες περιοχές στο εσωτερικό του Ήλιου, την οποία και συγκρίναμε με τη ταχύτητα των παρατηρήσεων της ηλιοσεισμολογίας. Συζητάμε και συγκρίνουμε (ενότητα 7.6) τα νέα αποτελέσματα των τιμών της ροής των ηλιακών νετρίνων με τις τιμές αυτών που προκύπτουν από τους επίγειους ανιχνευτές νετρίνων, SuperKamiokande, Borexino και SNO.

7.2 Ο κώδικας TYCHO 6.92

Ο Tycho Brahe (1546) ήταν Δανός αστρονόμος αλλά και αστρολόγος και αλχημιστής. Είχε αναγνωρίσει και μελετήσει, μεταξύ των άλλων, και τον περίφημο καινοφανή αστέρα 1572, τον οποίο περιέγραψε στο έργο του «Ο νέος αστέρας του 1572».

Ο κώδικας TYCHO, που ονομάστηκε έτσι προς τιμή του Tycho Brahe, είναι ένας μονοδιάστατος κώδικας αστρικής δομής και εξέλιξης και είναι γραμμένος σε δομημένη FORTRAN77 με άμεσα συνδεδεμένα γραφικά και με την χρήση του PGLOT. Ο κώδικας, ο οποίος δημιουργήθηκε από τους Young και Arnett (2001), έχει υποστεί από τότε ουσιαστικές προσθήκες και βελτιώσεις. Είναι λειτουργικός για αστέρες στη φάση καύσεως υδρογόνου και για μεγάλη γκάμα ατρικών μαζών, καθώς επίσης και για μεταλλικότητες από $Z = 0$ μέχρι το όριο των πινάκων αδιαφάνειας OPAL.

Ο κώδικας είναι σφαιρικά συμμετρικός και σχεδιάστηκε για υδροστατικά και υδροδυναμικά αστρικά στάδια, συμπεριλαμβανομένου της απώλειας μάζας, της επαύξησης μάζας, των αστρικών παλμών και εκρήξεων. Οι αλγόριθμοι μείξης και μεταφοράς θερμότητας βασίζονται σε τρισδιάστατες προσομοιώσεις που εξαρτώνται από το χώρο και το χρόνο. Στην παρούσα μελέτη χρησιμοποιήσαμε τη βελτιωμένη μορφή του κώδικα, το TYCHO 6.92.

Πέρα από τον βασικό κώδικα υδροδυναμικής-εξέλιξης, ο TYCHO περιέχει και μια ποικιλία συμπληρωματικών υποπρογραμμάτων ανάλυσης. Επίσης, χρησιμοποιεί γραφικά PGLOT και επιτρέπει την ταχεία έρευνα των στιγμιότυπων όσο και των χρονικών ακολουθιών. Περιλαμβάνει μακροσκοπική και μικροσκοπική φυσική. Όσον αφορά την μακροφυσική, η απώλεια μάζας για θερμοκρασίες πάνω από 7.500 Kelvin, υπολογίζεται από υπορουτίνες που παρέχονται από τον Rolf Kudritzki (1998) ενώ για χαμηλότερες θερμοκρασίες, με τις εξισώσεις που δίνονται από τους Dupree και Reimers, (1987) ή την έκφραση De Jager που δίνεται από τους Chiosi και Maeder, 1986. Τα επιφανειακά αστρικά στρώματα κατασκευάζονται από ενσωμάτωση των υδροστατικών εξισώσεων των Bulirsch-Stoer, αγνοώντας την πυρηνική καύση. Η διάχυση ισορροπίας ενός αερίου φωτονίων μέλανος σώματος χρησιμοποιείται για την μεταφορά της ακτινοβολίας για την «σιωπηρή» υδροστατική κατάσταση, δηλαδή τη βασική αστρική εξέλιξη και για την «σαφή» υδροδυναμική κατάσταση (αστρικοί παλμοί, έκρηξη ή κατάρρευση). Η μη ισορροπημένη διάχυση του αερίου φωτονίων Bose-Einstein (παραμετροποιημένη από μια θερμοκρασία ακτινοβολίας και από μια πιθανή μη μηδενική πιθανότητα χημικής ακτινοβολίας) μπορεί να προστεθεί για την σιωπηρή υδροδυναμική περίπτωση, με περιορισμένη ροή για να εξασφαλιστεί ένας τυχαίος ρυθμός ροής στις οπτικά λεπτές περιοχές. Όσον αφορά την μεταφορά θερμότητας και τη μείξη, η προεπιλεγμένη αντιμετώπιση είναι το μήκος πρότυπης μείξης (MLT), όπως ορίζεται από τους Kippenhahn και Weigert (1994), Αστρική Δομή και Εξέλιξη.

Ανάμεσα στις παραμέτρους της μικροφυσικής που χρησιμοποιεί ο κώδικας είναι και η αδιαφάνεια του αστρικού υλικού. Χρησιμοποιούνται οι τιμές της αδιαφάνειας OPAL Opacity Code και Opacity Project (OP). Σε θερμοκρασίες πάνω από $10.000K$ η αδιαφάνεια προέρχεται από τους Rogers και Iglesias (1996) και για χαμηλότερες θερμοκρασίες, προέρχεται από τους Alexander & Ferguson (1994). Οι τιμές της αδιαφάνειας Rosseland Χαμηλής Θερμοκρασίας (OP), αναφέρονται σε μια διεθνή σύμπραξη η οποία σχηματίστηκε το (1984) για τον υπολογισμό εκτεταμένων ατομικών δεδομένων που απαιτούνται για τον υπολογισμό της αδιαφάνειας του αστρικού περιβλήματος και για τον υπολογισμό των μέσων αδιαφανειών Rosseland και άλλων σχετικών ποσοτήτων (Arnett, D., *Supernovae and Nucleosynthesis*, 1996).

Το δίκτυο πυρηνικών αντιδράσεων ορίζεται από τον χρήστη. Η πρόσφατη προεπιλογή είναι ένα δίκτυο 177 ατομικών πυρήνων το οποίο επαρκεί για την ενεργητική όλων των σταδίων πριν από την κατάρρευση του αστρικού πυρήνα, και για την πυρηνική σύνθεση για όλα τα στάδια εκτός από τις διαδικασίες s, r και p οι οποίες περιλαμβάνουν σπάνιους πυρήνες. Οι ελαφριοί πυρήνες D, He3, Li, Be και B αντιμετωπίζονται με ένα δίκτυο χαμηλής θερμοκρασίας, το οποίο συγχωνεύεται με ένα μεγαλύτερο δίκτυο καθώς η θερμοκρασία ανεβαίνει.

Η εισαγόμενη μεταλλικότητα του Ηλίου ποικίλει από $Z/X = 0.0241$ (Grevesse και Sauval, 1998) έως $Z/X = 0.015$ (Lodders, 2003), ανάλογα με τις φυσικές υποθέσεις που χρησιμοποιούνται σε κάθε ηλιακό μοντέλο, έτσι ώστε να προσαρμοστούν στα μετρήσιμα, πειραματικά, γραμμικά προφίλ.

Οι τιμές του ρυθμού των πυρηνικών αντιδράσεων που χρησιμοποιούνται είναι από τους Thielemann, Truran και Arnould (1986), με ενημερώσεις από τον Arnett. Εν εξελίξει είναι η αναβάθμισή τους με την χρήση των ρυθμών του NACRE (1999), των Rauscher και Thielemann (2000). Οι ρυθμοί των Caughlan & Fowler (1988) χρησιμοποιούνται στο δίκτυο ελαφρών χημικών στοιχείων. Στη παρούσα μελέτη χρησιμοποιήσαμε τις νέες αναβαθμισμένες τιμές για τους ρυθμούς θερμοπυρηνικών αντιδράσεων τις οποίες υπολογίσαμε και περιγράψαμε στο κεφάλαιο 4, και οι οποίες βελτιώθηκαν, περισσότερο, με την πρόοδο των πειραμάτων και συγκεκριμένα με τις νέες, βελτιωμένες τιμές των αστροφυσικών παραγόντων από το πείραμα LUNA (2008).

Ο Ήλιος ως ο καλύτερα παρατηρούμενος αστέρας, είναι μια περίπτωση δοκιμής για οποιοδήποτε κατανοητό κώδικα αστρικής δομής και εξέλιξης. Οι ηλιοσεισμολογικές μετρήσεις της ταχύτητας του ήχου και του βάθους της ζώνης μεταφοράς μας δίνουν μία εικόνα για την εσωτερική δομή ενός αστέρα που δεν είναι διαθέσιμη στην παρατήρηση. Σε αυτό το κεφάλαιο ελέγχουμε τα ηλιακά μοντέλα με τη χρήση του TYCHO 6.92. Ενδιαφερόμαστε για την σύγκριση των μοντέλων με τον παρατηρήσιμο Ήλιο, υποθέτοντας μια αρχική ηλιακή μάζα και φωτεινότητα, χημική σύσταση, κλπ., τα οποία γνωρίζουμε από παρατηρήσεις σχετικές με τον Ήλιο και προσπαθούμε να βελτιώσουμε τα ηλιακά μοντέλα. Ένας αστέρας που έχει μάζα $1 M_{\odot}$ είναι ο ευκολότερος αστέρας τον οποίο μπορούμε να απεικονίσουμε, και ο οποίος είναι σχετικά ανεπηρέαστος από τις επιδράσεις της μείξης και της απώλειας μάζας. Τα ηλιακά μοντέλα μας δίνουν και τις αβεβαιότητες στους υπολογισμούς των διαφόρων αστρικών παραμέτρων.

Τα δεδομένα τα οποία προκύπτουν εκτελώντας τον κώδικα TYCHO είναι οι τιμές της θερμοκρασίας T, της πίεσης P, της φωτεινότητας L, της πυκνότητας ρ , της ταχύτητας του ήχου v_s και της αφθονίας των στοιχείων ${}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$, συναρτήσεως της απόστασης από το κέντρο του Ηλίου, R/R_{\odot} . Είναι, επίσης, το βάθος της ζώνης μεταφοράς και η ροή των ηλιακών νετρίνων.

7.3 Screening factor (f)

Ένας σημαντικός παράγοντας ο οποίος επιδρά στον υπολογισμό της ροής των ηλιακών νετρίνων είναι ο παράγοντας screening (f). Σε ένα αέριο θεωρούμε ότι Z_1 είναι το μεγαλύτερο από τα Z_1 και Z_2 φορτία δύο αλληλεπιδρώντων πυρήνων και z το ατομικό φορτίο του κυριότερου αερίου συστατικού (σε πολλές περιπτώσεις $z = Z_2$). Στο ασθενές screening η αλληλεπίδραση Coulomb μεταξύ του πυρήνα Z και των κοντινών ηλεκτρονίων και άλλων πυρήνων του αερίου είναι μικρή συγκρινόμενη με τη θερμική ενέργεια kT. Σε αυτή την περίπτωση τα περιβάλλοντα ηλεκτρόνια και οι πυρήνες μετατοπίζονται πολύ λίγο μεταξύ τους. The polarization charge cloud θα έχει μεγάλη ακτίνα R, η οποία θα περιλαμβάνει πολλά ηλεκτρόνια και πυρήνες, και η μικρότερη διαφορά μεταξύ του ολικού αρνητικού και θετικού φορτίου θα είναι Z_1 .

Στο ισχυρό screening θεωρούμε ότι η αλληλεπίδραση Coulomb μεταξύ του πυρήνα Z_1 και κοντινών πυρήνων z είναι μεγάλη σε σχέση με την θερμική ενέργεια kT. Σε αυτή την περίπτωση ο πυρήνας περιβάλλεται μόνο από ηλεκτρόνια, οι πυρήνες z παραμένουν έξω από μία σφαίρα η οποία περιέχει Z_1 ηλεκτρόνια τα οποία αποτελεσματικά screen τον πυρήνα. Η πιο δύσκολη περίπτωση είναι αυτή του ενδιάμεσου screening.

Όπως διαπιστώθηκε από τον Salpeter (1954), η μειωμένη ηλεκτροστατική άπωση μεταξύ των αντιδρώντων ιόντων που προκαλείται από το Debye-Huckel screening, οδηγεί σε αύξηση των ρυθμών των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων. Αυτός ο παράγοντας (f) έχει μελετηθεί ήδη στο Κεφ 4, ενότητα 4.2, και δίνεται από μία προσεγγιστική σχέση των Gruzinov και Bahcall, (1998). Η Εξ. 4.6, είναι πολύ σημαντική στην περίπτωση του ασθενούς screening. Στην περίπτωση του Ηλίου, το screening είναι ασθενές, της τάξεως του 10 ή μικρότερο (Gruzinov and Bahcall, (1998)). Διορθώσεις που οφείλονται στο screening του πλάσματος για όλους τους ρυθμούς των σημαντικών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων, είναι γνωστές με μικρές αβεβαιότητες. Για παράδειγμα, ο φορμαλισμός του Salpeter περιγράφει τις επιδράσεις του screening στους ρυθμούς της αντίδρασης ηλεκτρονιακής σύλληψης του ${}^7\text{Be}$ με μία ακρίβεια καλύτερη από 1%.

Στην παρούσα μελέτη, λαμβάνοντας υπόψη βασικές αναφορές όπως αυτή του Salpeter (1954), των DeWitt, Graboske, και Cooper (1973) και Graboske κ.α. (1973), εισάγαμε στους υπολογισμούς μας (στον κώδικα TYCHO 6.92 και exportenergy) την επίδραση του παράγοντα ασθενούς screening ο οποίος είναι κατάλληλος για την μελέτη του Ηλίου.

7.4 Θεωρητικοί υπολογισμοί των τιμών της ροής των ηλιακών νετρίνων

Για τον θεωρητικό υπολογισμό των τιμών της ροής (ϕ) των ηλιακών νετρίνων στη Γη, χρησιμοποιείται ο αστροφυσικός παράγοντας S και ο ρυθμός των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων (Rate-R),

$$\phi \propto \text{Rate} \times \text{abundances} / 4\pi R_{\oplus}^2 \quad (7.1)$$

Τα πιο σημαντικά νετρίνα που παρατηρούνται στους ανιχνευτές των ηλιακών νετρίνων είναι τα χαμηλής ενέργειας νετρίνα από την σημαντική pp αντίδραση, τα ενδιάμεσης ενέργειας νετρίνα ${}^7\text{Be}$, τα σπάνια υψηλής ενέργειας νετρίνα ${}^8\text{B}$. Τα πολύ χαμηλής ενέργειας νετρίνα pep και CNO, αναμένεται να ανιχνευτούν από τον ανιχνευτή SNO+. Τα pp νετρίνα είναι τα πιο άφθονα ανιχνεύσιμα ηλιακά νετρίνα ενώ τα ${}^8\text{B}$ έχουν την μικρότερη ανιχνεύσιμη ροή, σύμφωνα με τις προβλέψεις του καθιερωμένου ηλιακού μοντέλου (Bahcall, 2005).

Οι θερμοπυρηνικές αντιδράσεις μεταξύ ελαφρών χημικών στοιχείων παράγουν ηλιακή ενέργεια και ηλιακά νετρίνα. Η παρατηρούμενη ηλιακή φωτεινότητα (L_{\odot}) θέτει ένα ισχυρό περιορισμό στον ρυθμό παραγωγής ηλιακών νετρίνων που υπολογίζονται από τα ηλιακά

μοντέλα. Η μορφή του φάσματος της ενέργειας των παραγόμενων νετρίνων είναι ανεπιπρόσβλητο από το ηλιακό περιβάλλον.

Η ικανότητά μας να εξαγάγουμε συμπεράσματα σχετικά με τις παραμέτρους των ηλιακών νετρίνων, περιορίζονται από τη γνώση μας σχετικά με τα φάσματα ενέργειας των νετρίνων τα οποία δημιουργούνται στον ηλιακό πυρήνα. Για παράδειγμα, η ολική ροή των νετρίνων 8B , ανεξάρτητα από τη «γεύση», που μετρήθηκε από το πείραμα ουδέτερου ρεύματος του SNO, και από τα πειράματα φορτισμένου ρεύματος των SNO, ICARUS και Super-Kamiokande, βρέθηκε ότι είναι πολύ ευαίσθητη στη θερμοκρασία, $\phi({}^8B) \propto S_{17}T^{24}$, όπου T η θερμοκρασία στο κέντρο του Ήλιου και S ο αστροφυσικός παράγοντας. Γίνεται φανερό ότι η ικανότητά μας να ελέγχουμε τους υπολογισμούς των ηλιακών μοντέλων σε θερμοκρασίες που επικρατούν στον ηλιακό πυρήνα περιορίζεται από τη γνώση του παράγοντα S_{17} .

Στόχος της παρούσας μελέτης είναι ο υπολογισμός των τιμών της ροής των ηλιακών νετρίνων τα οποία παράγονται μέσω της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου και του κύκλου του άνθρακα. Για την επίτευξη του στόχου αυτού, χρησιμοποιήσαμε την υπορουτίνα `exportenergy.f` του Bahcall, η οποία επίσης υπολογίζει και τους ρυθμούς των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων δίνοντας ιδιαίτερη έμφαση στη λεπτομέρεια που απαιτείται για τον υπολογισμό της ροής των ηλιακών νετρίνων. Όλες οι φυσικές ποσότητες μετρούνται στο cgs σύστημα. Ο ρυθμός αντίδρασης μετράται σε $g^{-1}s^{-1}$. Η αρχική δομή αυτής της υπορουτίνας βασίζεται στην υπορουτίνα παραγωγής ενέργειας του Yale. Ωστόσο, έχουν γίνει αλλαγές και βελτιώσεις στη φυσική, στις παραμέτρους εισαγωγής και στις αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης.

Η απελευθέρωση πυρηνικής ενέργειας στον αστέρα για κάθε αντίδραση λαμβάνει υπόψη, με ακρίβεια, την απώλεια ενέργειας λόγω των νετρίνων (Bahcall και Ulrich, (1988)). Στο τέλος της υπορουτίνας γίνεται ο υπολογισμός της ροής, Φ , των ηλιακών νετρίνων που φτάνουν στη Γη και η οποία μετράται σε μονάδες $cm^{-2}sec^{-1}$ ανά gm. Για να υπολογίσουμε τη ροή από ένα φλοιό, πολλαπλασιάζουμε με την μάζα του φλοιού σε gm. Ο ασθενής παράγοντας `screening (weak screening)` είναι μια παράμετρος που επηρεάζεται στον υπολογισμό της ροής των νετρίνων.

Οι τιμές της ροής των ηλιακών νετρίνων εξαρτώνται από αστροφυσικούς παραμέτρους όπως είναι η φωτεινότητα, η αδιαφάνεια, η διάχυση του υλικού, η χημική σύσταση των στοιχείων, και από παραμέτρους όπως είναι ο ρυθμός των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου. Οι αβεβαιότητες των εισερχόμενων παραμέτρων που προαναφέραμε συνεισφέρουν στις αβεβαιότητες των προβλεπόμενων νετρίνων. Για να βελτιωθούν οι προβλεπόμενες τιμές της ροής νετρίνων είναι απαραίτητο να γνωρίζουμε τους ρυθμούς των πυρηνικών αντιδράσεων με μία ακρίβεια παρόμοια με αυτή της παρατηρούμενης ροής νετρίνων. Οι νέες, πρόσφατες, τιμές των αστροφυσικών παραγόντων, που πραγματοποιούνται από τα επίγεια πειράματα όπως το LUNA, αναμένεται να ελαττώσουν τις αβεβαιότητες του υπολογιζόμενου ρυθμού αντίδρασης και της προβλεπόμενης ροής των ηλιακών νετρίνων.

Στην παρούσα μελέτη χρησιμοποιήσαμε αναβαθμισμένες τιμές δύο σημαντικών πυρηνικών αστροφυσικών παραγόντων που πρόσφατα εκδόθηκαν από το πείραμα LUNA, S_{34} (Constantini κ.α. 2008) και $S_{1,14}$ (Marta κ.α. 2008). Ο νέος αστροφυσικός παράγοντας S_{34} είναι κατά 7% μεγαλύτερος από τον προηγούμενο καθορισμό του και δίνει μεγαλύτερες τιμές ροής των νετρίνων 7Be και 8B από αυτές των μοντέλων του Bahcall κ.α. (2005). Η μικρότερη κατά 7.6% τιμή του $S_{1,14}$ (LUNA) δίνει μικρότερες τιμές της ροής των νετρίνων ${}^{13}N$ και ${}^{15}O$ από ότι στο παρελθόν.

Στους παρακάτω φορμαλισμούς που χρησιμοποιούνται στην υπορουτίνα `exportenergy.f`, υπολογίζονται οι παράμετροι $Q(I)$ οι οποίοι χρησιμοποιούνται στον υπολογισμό του ρυθμού των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων. Η μεταβλητή I δείχνει σε ποιες αντιδράσεις αναφέρονται οι συντελεστές, π.χ. $I = 1$, αναφέρεται στην pp αντίδραση, $I = 2$ στην ${}^3He + {}^3He$, $I = 3$ στην ${}^3He + {}^4He$, $I = 4$ στην $p + {}^{12}C$, $I = 5$ στην $p + {}^{13}C$, $I = 6$ στην $p + {}^{14}N$, $I = 7$ στην $p + {}^{16}O$. Οι αντιδράσεις $I = 8, 13$ δεν συμβαίνουν στο ηλιακό εσωτερικό. Η αντίδραση $I = 14$ είναι η αντίδραση ppp , η $I = 15$ είναι σύλληψη ηλεκτρονίου από το 7Be , η αντίδραση $I = 16$ είναι

σύλληψη πρωτονίου από το ${}^7\text{Be}$ ενώ η αντίδραση $I = 17$ είναι αντίδραση hep. Οι αντιδράσεις $I = 14 - 17$ δεν συμπεριελήφθησαν στον κώδικα παραγωγής ενέργειας του Yale παρόλο που αποτελούν το μεγαλύτερο μέρος του προβλήματος του ηλιακού νετρίνου. Οι ποσότητες $Q_1(I), Q_2(I), \dots, Q_5(I)$, που δίνονται στις παρακάτω εξισώσεις, πολλαπλασιάζονται με τον παράγοντα $T_9^{(-2/3)}$.

$$T_9^{(-2/3)}[S_{eff}/S(0)] = [T_9^{(-2/3)} + Q_1(I)T_9^{(-1/3)} + Q_2(I) + Q_3(I)T_9^{(1/3)} + Q_4(I)T_9^{(2/3)} + Q_5(I)T_9] \quad (7.2)$$

όπου,

$$Q_1(I) = \frac{5}{12\tau} T_9^{-1/3}, \quad (7.3)$$

$$Q_2(I) = \frac{S'}{S} E_0 T_9^{-2/3}, \quad (7.4)$$

$$Q_3(I) = \frac{S'}{S} \frac{35}{36} k 10^9 K, \quad (7.5)$$

$$Q_4(I) = \frac{S''}{2S} E_0^2 T_9^{-4/3}, \quad (7.6)$$

$$Q_5(I) = \frac{89}{72} \frac{S''}{S} E_0 k T T_9^{-5/3}. \quad (7.7)$$

Κάθε μία από τις παραμέτρους Q είναι ανεξάρτητη της θερμοκρασίας (T), όπως μπορεί να διαπιστωθεί από τις παραπάνω εξισώσεις. Όλες οι τιμές των παραγόντων $Q_1(I), \dots, Q_5(I)$ έχουν υπολογιστεί εκ νέου στην παρούσα μελέτη, χρησιμοποιώντας τις νέες τιμές των αστροφυσικών παραγόντων S που προέρχονται από το πείραμα LUNA. Το $Q_6(I)$ είναι ο συντελεστής της εξίσωσης $\tau = -Q_6(I)T_9^{-1/3}$. Οι μικρές αλλαγές που έγιναν στις παραμέτρους Q είχαν σκοπό να καταστήσουν τα δεδομένα πιο ακριβή. Το $Q_7(I)$ είναι η σταθερά της εξίσωσης του ρυθμού θερμοπυρηνικής αντίδρασης. Η γενική εξίσωση είναι:

$$Q_7(I) = 70.62860 + ((\ln(Z_0 \cdot Z_1/A))/3) - \ln(A_0 \cdot A_1) + \ln(S_0) - \ln(1 + \delta_{01}). \quad (7.8)$$

όπου το S_0 είναι ο παράγοντας ενεργούς διατομής σε μονάδες keV-barns. Η ποσότητα δ_{01} είναι μη-μηδενική (ίση με τη μονάδα) όταν οι δύο αντιδρώντες πυρήνες, 0 και 1, είναι ταυτόσημοι. Οι τιμές των παραγόντων $Q_1(I), \dots, Q_7(I)$ ελήφθησαν χρησιμοποιώντας βελτιωμένους-βοηθητικούς κώδικες και τα αποτελέσματα αυτών σε πολλές περιπτώσεις είναι εντελώς διαφορετικά από τις τιμές στον αρχικό κωδικό Yale.

Στη συνέχεια καθορίσαμε τις αφθονίες των χημικών στοιχείων ως προς τη μάζα σημαντικών ισοτόπων όπως του υδρογόνου (X), του ηλίου (Y), ${}^3\text{He}$, βαρύτερων πυρήνων (Z),... Για τη μελέτη του Ηλίου, αγνοούμε την αφθονία των στοιχείων όπως τα ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^{20}\text{Ne}$ και ${}^{24}\text{Mg}$.

7.4.1 Φορμαλισμός για τον υπολογισμό της ροής των ηλιακών νετρίνων

Για τον προσδιορισμό της ροής των νετρίνων που προέρχονται από τις θερμοπυρηνικές αντιδράσεις στον ηλιακό πυρήνα είναι απαραίτητο να γνωρίζουμε το ρυθμό των αντιδράσεων. Αρχικά υπολογίσαμε τους ρυθμούς, (Rate, R) των αντιδράσεων της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου (pp, ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$, ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$), και των αντιδράσεων του κύκλου του άνθρακα (${}^{12}\text{C}, {}^{13}\text{C}, {}^{14}\text{N}$, και ${}^{16}\text{O}$). Ο ρυθμός αντίδρασης R ορίζεται ως,

$$R_1 = T_9^{-3/2} S_{eff}/S(0) \quad (7.9)$$

όπου

$$R_1 = T_9^{-2/3} + Q_1(I) \cdot T_9^{-1/3} + Q_2(I) + Q_3(I) \cdot T_9^{1/3} + Q_4(I) \cdot T_9^{2/3} + Q_5(I) \cdot T_9 \quad (7.10)$$

$$RATE(I) = \rho R_1 \exp(Q_6(I) \cdot T_9^{-1/3} + Q_7(I) + (Q_8(I) \cdot T_9)^2 + U_{TOT}(I)) \quad (7.11)$$

$$Rate(I) = RATE(I) \cdot S(I) \quad (7.12)$$

Η έκφραση για το $S_{eff}/S(0)$ έχει περιγραφεί στο Κεφ. 4. Ο ρυθμός θερμοπυρηνικής αντίδρασης, $Rate(I)$, είναι το ποσοστό των διαφορετικών αντιδράσεων που συμβαίνουν ανά δευτερόλεπτο ανά γραμμάριο.

Στη συνέχεια υπολογίσαμε το ρυθμό της αντίδρασης του 7Be με πρωτόνια, που παράγει τα πιο προσβάσιμα, πειραματικά, ηλιακά νετρίνα, και της ηλεκτρονιακής σύλληψης του 7Be (η κυρίαρχη διαδικασία). Ο ρυθμός σύλληψης ηλεκτρονίων σε s^{-1} δίνεται από την εξίσωση

$$R_{({}^7Be+e^-)} = 5.54 \times 10^{-9} (\rho/\mu_e) T_6^{-1/2} [1 + 0.004(T_6 - 16)] s^{-1}, \quad (7.13)$$

όπου $\mu \cong [2/(1+Q)]$ είναι το μέσο μοριακό βάρος ανα ηλεκτρόνιο. Στην παρούσα φάση μπορεί να παραλειφθεί ο παράγοντας της πυκνότητας ρ (σε μονάδες cgs), ο οποίος περιλαμβάνεται στην τιμή του ρυθμού της αντίδρασης του 7Be με πρωτόνια.

Πολλαπλασιάζοντας το ρυθμό ανά γραμμάριο, $Rate(I)$, με την αφθονία των αντιδρώντων σωματιδίων ως προς τη μάζα, λαμβάνουμε τις συνολικές τιμές EG των ρυθμών των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων ανά γραμμάριο. Μόνο οι αντιδράσεις 1 – 7 είναι σημαντικές για τον Ήλιο. Οι τρεις πρώτες, $I = 1, 3$ είναι οι πιο σημαντικές, δεδομένου ότι καθορίζουν τον ρυθμό της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου (pp). Οι επόμενες τρεις, $I = 4 - 6$, είναι αντιδράσεις του κύκλου CNO. Ο ρυθμός της αντίδρασης 7 είναι μια διόρθωση για τον κύκλο του άνθρακα. Οι αντιδράσεις, $I = 8 - 13$, δεν είναι σημαντικές για τον Ήλιο και έχουν παραλειφθεί στην εδώ διαδικασία.

$$EG(1) = RATE(1) \cdot X^2 \quad (7.14)$$

$$EG(2) = RATE(2) \cdot X_{3He}^2 \quad (7.15)$$

$$EG(3) = RATE(3) \cdot X_{3He} \cdot Y \quad (7.16)$$

$$EG(4) = RATE(4) \cdot X \cdot X_{12C} \quad (7.17)$$

$$EG(5) = RATE(5) \cdot X \cdot X_{13C} \quad (7.18)$$

$$EG(6) = RATE(6) \cdot X \cdot X_{14N} \quad (7.19)$$

$$EG(7) = RATE(7) \cdot X \cdot X_{16O} \quad (7.20)$$

Ακολούθως, δίνονται οι τιμές του ρυθμού των αντιδράσεων $I = 8 - 13$

$$EG(8) = RATE(8) \cdot Y \cdot X_{13C} \quad (7.21)$$

$$EG(9) = RATE(9) \cdot Y \cdot X_{16O} \quad (7.22)$$

$$EG(10) = RATE(10) \cdot Y \cdot X_{12C} \quad (7.23)$$

$$EG(11) = RATE(11) \cdot Y \cdot X_{14N} \quad (7.24)$$

$$EG(12) = RATE(12) \cdot Y^3 \quad (7.25)$$

$$EG(13) = RATE(13) \cdot X_{12C}^2 \quad (7.26)$$

Στη συνέχεια υπολογίσαμε τις τιμές της ροής των νετρίνων σε αριθμό νετρίνων ανά gm ανά cm^2 ανά s στην επιφάνεια της Γης. Η ροή των pp νετρίνων δίνεται από τη σχέση

$$Flux(1) = EG(1)/4\pi R^2 \quad (7.27)$$

όπου R είναι η απόσταση Γης-Ηλίου (=1AU) και EG(1) ο ρυθμός της θερμοπυρηνικής αντίδρασης. Προκειμένου να υπολογίσουμε τη ροή των νετρίνων per χρησιμοποιούμε την

παρακάτω εξίσωση,

$$Flux(2) = (3.4848(10^{-6})) \cdot \left(\frac{\rho}{\mu_e}\right) T_6^{-1/2} (1 + 0.02T_6) EG(1), \quad (7.28)$$

$$Flux(2) = Flux(2)S(14)/4\pi R^2 \quad (7.29)$$

Προκειμένου να υπολογίσουμε την ροή των hep νετρίνων χρησιμοποιούμε την τιμή του παράγοντα Q_6 ο οποίος ορίστηκε παραπάνω, δηλαδή, $Q_6 = -6.1399$. Συνεπώς η ροή των hep νετρίνων δίνεται από την σχέση,

$$Flux(3) = (1.71724(10^{11})) \rho T_9^{-2/3} \exp(Q_6 T_9^{-1/3}) \quad (7.30)$$

Θεωρούμε ότι οι δεύτερης και τρίτης τάξης αστροφυσικοί παράγοντες S είναι αμελητέοι μιας και δεν είναι άμεσα υπολογίσιμοι από τα τρέχοντα πειράματα. Έτσι ο μοναδικός όρος που συνεισφέρει στον ενεργό αστροφυσικό παράγοντα S_{eff} ο οποίος δίνεται από την Εξ. 4.11 του Κεφ. 4 είναι ο $5/(12\tau)$. Η παραπάνω εξίσωση (7.30) παίρνει τελικά τη μορφή

$$Flux(3) = (1 + 0.067862T_9^{1/3}) * S(17) * Flux(3) \quad (7.31)$$

$$Flux(3) = Flux(3) \exp(U_{TOT} Hep) \quad (7.32)$$

$$Flux(3) = Flux(3) X_{X_{He}} / 4\pi R^2 \quad (7.33)$$

Η ροή των νετρίνων 7Be δίνεται από τη σχέση,

$$Flux(4) = EG(3) * F1 / 4\pi R^2 \quad (7.34)$$

Η ροή των νετρίνων 8B δίνεται από τη σχέση,

$$Flux(5) = EG(3) * F2 / 4\pi R^2 \quad (7.35)$$

Η ροή των νετρίνων ${}^{13}N$ δίνεται από τη σχέση,

$$Flux(6) = EG(4) / 4\pi R^2 \quad (7.36)$$

Η ροή των νετρίνων ${}^{15}O$ δίνεται από τη σχέση,

$$Flux(7) = EG(6) / 4\pi R^2 \quad (7.37)$$

Η ροή των νετρίνων ${}^{17}F$ δίνεται από τη σχέση,

$$Flux(8) = EG(7) / 4\pi R^2 \quad (7.38)$$

Η ροή των νετρίνων ${}^3He + {}^3He$ δίνεται από τη σχέση,

$$Flux(9) = EG(2) / 4\pi R^2 \quad (7.39)$$

Η ροή των νετρίνων ${}^3He + {}^4He$ δίνεται από τη σχέση,

$$Flux(10) = EG(3) / 4\pi R^2 \quad (7.40)$$

Στην ενότητα 7.6 που ακολουθεί, παρουσιάζουμε τα αποτελέσματα τα οποία προκύπτουν από τον υπολογισμό των τιμών της ροής των ηλιακών νετρίνων τα οποία παράγονται από την αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου (pp chain) και από τον κύκλο του άνθρακα (CNO-cycle).

7.5 Αποτελέσματα του κώδικα TYCHO 6.92 για τον Ήλιο

Οι αναμενόμενες τιμές της ροής νετρίνων ή η φωτεινότητα των νετρίνων- L_ν προέρχεται από την ολοκλήρωση του παραγόμενου ρυθμού αντίδρασης, R_i , ως προς τη μάζα του Ηλίου. Ο ρυθμός παραγωγής νετρίνων είναι ευαίσθητη ποσότητα τοπικών μεταβλητών όπως της θερμοκρασίας (T), της πυκνότητας (ρ) και της χημικής σύστασης X_i .

$$L_{\nu i} \equiv \int dM R_i[\rho(M), T(M), X_i]. \quad (7.41)$$

Χρησιμοποιήσαμε το μοντέλο του κώδικα TYCHO 6.92 και την υπορουτίνα `exportenergy.f`, τα οποία τροποποιήσαμε για να υπολογίσουμε νέους αναβαθμισμένους ρυθμούς πυρηνικών αντιδράσεων και βελτιωμένες τιμές της ροής των ηλιακών νετρίνων. Προς το σκοπό αυτό κατασκευάσαμε με τη χρήση του βοηθητικού προγράμματος `genex` και τον κώδικα TYCHO τέσσερα νέα τροποποιημένα ηλιακά μοντέλα χρησιμοποιώντας τέσσερις διαφορετικές τιμές της αφθονίας των βαρέων χημικών στοιχείων, Z/X . Οι τιμές αυτές προήλθαν από αναλυτικές μετρήσεις της αφθονίας πολλών βαρέων στοιχείων σε φωτοσφαιρικά φάσματα και μετεωρίτες, και καταγράφονται στο Παράρτημα Β. Τα μοντέλα που κατασκευάσαμε είναι, TSK 1, TSK 2, TSK 3, TSK 4 και χρησιμοποιούν $Z/X = 0.0229, 0.0165, 0.0178, 0.0181$, αντίστοιχα. Οι παραπάνω τιμές της αφθονίας (Z/X) προέρχονται από τους Greves & Sauval (1998), Asplund et al. (2005) και Asplund et al. (2009). Στους υπολογισμούς μας υιοθετήσαμε την παράμετρο ασθενές screening = 0.03, νέες OPAL τιμές της αδιαφάνειας και τους πιο πρόσφατους (2008) αστροφυσικούς παράγοντες S . Στις παραγράφους που ακολουθούν παρουσιάζουμε τα αποτελέσματα που προέκυψαν από τους παραπάνω υπολογισμούς. Στον Πίν. 7.1 δίνουμε τις βελτιωμένες τιμές της ροής νετρίνων για τα τέσσερα προαναφερόμενα ηλιακά μοντέλα (στήλες 2 – 5) που υπολογίσαμε για κάθε μία από τις θερμοπυρηνικές αντιδράσεις της αλυσίδας pp και του κύκλου του άνθρακα (στήλη 1).

Πρόσφατες, ακριβείς, μετρήσεις των νετρίνων ${}^7\text{Be}$ και ${}^8\text{B}$, από τους ανιχνευτές Borexino και SNO, δίνουν τις τιμές $\phi({}^7\text{Be}) = 5.18 \pm 0.51 \times 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, έπειτα από 192 ημέρες λήψης δεδομένων (Borexino, Arpessella κ.α. (2008)) και $\phi({}^8\text{B}) = 5.54 \pm 0.29 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (SNO, Aharmim κ.α. 2008). Οι νέες αυτές τιμές της ροής των νετρίνων ${}^7\text{Be}$ και ${}^8\text{B}$ δίνονται στη στήλη 6 του Πίν. 7.1. Υπάρχει και μία παλαιότερη μέτρηση των νετρίνων ${}^8\text{B}$ από τον ανιχνευτή Super-Kamiokande (2001).

Οι τιμές της ροής των ηλιακών νετρίνων για τα ηλιακά μοντέλα της παρούσας εργασίας παρατίθενται στον πίνακα 7.1. Ο νέος αστροφυσικός παράγοντας S_{34} (Costantini 2008) είναι 7% μεγαλύτερος από τον προηγούμενο προσδιορισμό και είναι υπεύθυνος για τις μεγαλύτερες τιμές της ροής των ${}^7\text{Be}$ και ${}^8\text{B}$ νετρίνων των μοντέλων TSK 1 και TSK 2 σε σχέση με τις ροές των καθιερωμένων ηλιακών μοντέλων που δημοσιεύτηκαν από τον Bahcall (2005) με τις ίδιες τιμές της αφθονίας Z/X . Ομοίως, η σχετικά μικρότερη κατά 7.6% τιμή του παράγοντα $S_{1,14}$ που δημοσιεύτηκε πρόσφατα από το πείραμα LUNA (Marta 2008), οδηγεί σε μια ανάλογη μείωση της ροής των ${}^{15}\text{O}$ και ${}^{17}\text{F}$ νετρίνων σε σχέση με προηγούμενα ηλιακά μοντέλα.

Οι διαφορές στις τιμές της ροής των νετρίνων μεταξύ των μοντέλων TSK 1 και TSK 3 είναι της τάξεως του 3.7% για τα ${}^7\text{Be}$ νετρίνα, $\sim 10.5\%$ για τα ${}^8\text{B}$, 29.9% για τα ${}^{13}\text{N}$ νετρίνα, 32.1% για τα ${}^{15}\text{O}$ και 27.6% για τα ${}^{17}\text{F}$ νετρίνα. Για χάρη πληρότητας παρουσιάζουμε τις τιμές της ροής για το μοντέλο TSK 4. Η επίδραση της αυξανόμενης αφθονίας σιδήρου είναι αξιοπρόσεκτη ιδιαίτερα στη μεγαλύτερη ${}^8\text{B}$ ροή έναντι του TSK 3 μοντέλου και σε μια μικρότερη έκταση στις τιμές της ροής των CNO και ${}^7\text{Be}$ νετρίνων.

Η σύγκλιση της προβλεπόμενης ροής των ${}^7\text{Be}$ και ${}^8\text{B}$ νετρίνων με τις αντίστοιχες μετρήσεις της ροής των ανιχνευτών Borexino (2008) και SNO (2008), είναι ικανοποιητική και κυμαίνεται από 0.5% έως 15%. Η συμφωνία είναι πολύ καλή, από 3.6 – 6.7% για τα μοντέλα TSK 1 και TSK 4, τα οποία χρησιμοποιούν $Z/X = 0.0229$ και $Z/X = 0.0181$, αντίστοιχα. Η

ευαισθησία των παραπάνω ανιχνευτών είναι υψηλή και τα πειραματικά σφάλματα $\sim 10\%$. Οι μετρήσεις της ροής των νετρίνων 8B του ανιχνευτή Super-Kamiokande (2001) υπολείπονται κατά πολύ, με απόκλιση $\sim 55\%$, από τις προβλεπόμενες τιμές της ροής όλων των μοντέλων του Πίν. 7.1. Αυτό οφείλεται στο ότι ο παραπάνω ανιχνευτής είχε χαμηλή ευαισθησία και μεγάλα πειραματικά σφάλματα ($> 20\%$).

Οι διαφορές μεταξύ των προβλεπόμενων τιμών της ροής των νετρίνων της παρούσας μελέτης και των τιμών των ανιχνευτών Borexino, SNO (Πίν. 7.1) οφείλονται κατά κύριο λόγο στις αβεβαιότητες που υπάρχουν στις εισαγόμενες στο μοντέλο παραμέτρους, όπως στην αφθονία του 4He και των βαρέων στοιχείων Z/X , στην αδιαφάνεια, στο screening, καθώς και στις υποθέσεις που υιοθετούνται στα μοντέλα σχετικά με την ομοιογένεια του αστρικού υλικού, οι οποίες επηρεάζουν και συνεισφέρουν στους υπολογισμούς των ρυθμών πυρηνικών αντιδράσεων και της ροής των νετρίνων. Οι διαφορές μπορούν, επίσης, να οφείλονται και στην ακρίβεια με την οποία μετριέται στα πειράματα ο αστροφυσικός παράγοντας S , ο οποίος υπεισέρχεται στους υπολογισμούς. Αν και οι μετρήσεις του παράγοντα S , έχουν βελτιωθεί σημαντικά κατά τα τελευταία χρόνια, υπάρχουν ακόμη περιθώρια βελτίωσής του.

Ο λόγος της προβλεπόμενης ροής των νετρίνων 7Be , την οποία υπολογίσαμε χρησιμοποιώντας $Z/X = 0.0229$ και OPAL τιμές της αδιαφάνειας (μοντέλο TSK 1), προς την ολική ροή των 7Be νετρίνων που μετρήθηκε από το Borexino (2008), είναι,

$$\frac{\text{solar model } {}^7Be \nu \text{ flux}}{\text{measured } {}^7Be \nu \text{ flux}} = 0.94 \quad (7.42)$$

Οι αντίστοιχες τιμές για τα μοντέλα TSK 2, TSK 3, και TSK 4 είναι 0.89, 0.91 και 0.93. Συγκρίνοντας την προβλεπόμενη ροή των νετρίνων 8B με την αντίστοιχη ροή που μετρήθηκε από το SNO (2008) για το μοντέλο TSK 1, έχουμε,

$$\frac{\text{solar model } {}^8B \nu \text{ flux}}{\text{measured } {}^8B \nu \text{ flux}} = 0.99. \quad (7.43)$$

Ομοίως, για τα μοντέλα TSK 2, TSK 3, και TSK 4 είναι 0.85, 0.89 και 0.96. Η συμφωνία μεταξύ των δικών μας προβλέψεων της ροής των ηλιακών νετρίνων 7Be και 8B και της ροής από τις μετρήσεις των ανιχνευτών είναι καλή.

Στον Πίν. 7.2 παρουσιάζουμε τις τιμές της ροής των ηλιακών νετρίνων οι οποίες έχουν υπολογιστεί από διάφορα άλλα ηλιακά μοντέλα, προκειμένου να προβούμε σε μία άμεση σύγκριση με τις δικές μας προβλέψεις. Τα μοντέλα που αναφέρονται είναι των Bahcall, Pinsonneault και Basu, (2001), (BPB2000), το BP04, Bahcall, Pinsonneault (2004) και τα τρία τελευταία, τα BS05OP, BS05(AGS, OP) και BS05(AGS, OPAL) είναι των Bahcall, Serenelli, (2005).

Το μοντέλο BP2000 κατασκευάστηκε χρησιμοποιώντας τον κώδικα Yale, την OPAL καταστατική εξίσωση (Rogers, Swenson, & Iglesias 1996), τις OPAL τιμές αδιαφάνειας (Iglesias & Rogers 1996), τη χημικής σύστασης $Z/X = 0.0229$ των Grevesse & Sauval (1998). Η καταστατική εξίσωση OPAL και οι αδιαφάνειες των Alexander and Ferguson δεν είναι πλέον διαθέσιμες με την χημική σύσταση που προτείνεται από τους Grevesse & Sauval (1998).

Στο μοντέλο BP04 (κώδικας Yale), χρησιμοποιείται η αφθονία του $Z/X = 0.0229$, η αφθονία του ηλίου ($Y_s = {}^4He$) στην φωτόσφαιρα είναι 0.243, και το 41.6% της φωτεινότητας προέρχεται από τον κύκλο CNO.

Τα μοντέλα BS05(OP), BS05(AGS, OP) και BS05(AGS, OPAL) κατασκευάστηκαν χρησιμοποιώντας τον κώδικα Garching και νέες OP και OPAL τιμές για την αδιαφάνεια του υλικού. Το BS05(AGS, OP) μοντέλο χρησιμοποιεί τη νέα τιμή της αφθονίας των βαρέων στοιχείων $Z/X = 0.0165$ (Asplund et al., (2005)), ενώ το μοντέλο BS05(OP) χρησιμοποιεί την παλιά αφθονία $Z/X = 0.0229$ (Grevesse & Sauval (1998)). Η χαμηλή αφθονία των βαρέων στοιχείων που χρησιμοποιεί το μοντέλο BS05(AGS, OP) έχει ως αποτέλεσμα το βάθος της

Πηγές ν	Προβλεπόμενη ροή ν				Παρατηρούμενη ροή ν	Αποκλίσεις $\times\%$			
	TSK 1	TSK 2	TSK 3	TSK 4		TSK 1	TSK 2	TSK 3	TSK 4
	Z/X	Z/X	Z/X	Z/X		Z/X	Z/X	Z/X	Z/X
	0.0229	0.0165	0.0178	0.0181		0.0229	0.0165	0.0178	0.0181
$pp \times 10^{10}$	5.96	6.03	6.00	6.00					
$pep \times 10^8$	1.42	1.45	1.43	1.40					
$hep \times 10^3$	8.02	8.16	8.12	8.09					
${}^7Be \times 10^9$	4.89	4.62	4.71	4.83	5.18 (Borexino) 2008	5.6	10.8	9.1	6.7
${}^8B \times 10^6$	5.51	4.69	4.93	5.34	5.54 (SNO) 2008	0.5	15.3	11.0	3.6
${}^{13}N \times 10^8$	2.98	2.01	2.09	2.25	2.32 (Super-Kamiokande) 2001	57.8	50.5	52.9	56.5
${}^{15}O \times 10^8$	2.24	1.31	1.52	2.09					
${}^{17}F \times 10^6$	4.89	3.23	3.54	3.88					

Πίνακας 7.1: Η προβλεπόμενη ροή νετρίνων της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου και του κύκλου του άνθρακα, σε μονάδες $cm^{-2}s^{-1}$, που υπολογίσαμε για τέσσερις διαφορετικές τιμές της αφθονίας Z/X και η παρατηρούμενη ροή για τα 7Be και 8B νετρίνα από τις πρόσφατες μετρήσεις των ανιχνευτών Borexino και SNO και παλαιότερες του Super-Kamiokande.

Πηγές νετρίνων	BPB2000	BP04	BS05(OP)	BS05(AGS, OP)	BS05(AGS, OPAL)
pp	5.95	5.94	5.99	6.06	6.05
pep	1.40	1.40	1.42	1.45	1.45
hep	9.3	7.88	7.93	8.25	8.23
7Be	4.77	4.86	4.84	4.34	4.38
8B	5.05	5.79	5.69	4.51	4.59
${}^{13}N$	5.48	5.71	3.07	2.01	2.03
${}^{15}O$	4.80	5.03	2.33	1.45	1.47
${}^{17}F$	5.63	5.91	5.84	3.25	3.31

Πίνακας 7.2: Οι προβλεπόμενες τιμές της ροής νετρίνων σε μονάδες 10^{10} (pp), 10^9 (7Be), 10^8 (pep, ${}^{13}N$, ${}^{15}O$), 10^6 (8B , ${}^{17}F$) και 10^3 (hep) $cm^{-2}s^{-1}$, πέντε θεωρητικών μοντέλων του Bahcall et al.

ζώνης μεταφοράς (R_{CZ}) να είναι ρηχό και η αφθονία του ηλίου (Y_s) στη φωτόσφαιρα να είναι σημαντικά μικρότερη από την αφθονία των παρατηρήσεων της ηλιοσεισμολογίας. Τα ηλιακά μοντέλα τα οποία έχουν κατασκευαστεί με την χαμηλή αφθονία $Z/X = 0.0165$, βρίσκονται σε ασυμφωνία με τις ηλιοσεισμικές μετρήσεις των ποσοτήτων R_{CZ} (το βάθος της ζώνης μεταφοράς) και Y_{surf} (4He) ανεξάρτητα από το αν το ένα μοντέλο χρησιμοποιεί αδιαφάνειες OPAL ή OP.

Ο νέος αστροφυσικός παράγοντας $S_{34} = 0.567 \pm 0.018 \pm 0.004 keVb$ (LUNA, Constantini κ.α. 2008) τον οποίο χρησιμοποιήσαμε στους υπολογισμούς μας, δίνει μεγαλύτερες τιμές της ροής των νετρίνων 7Be και 8B (Πίν. 7.1, στήλη 3), για το μοντέλο TSK 2, κατά 6% και 4% από τις αντίστοιχες τιμές του μοντέλου BS05(AGS,OP), (Πίν. 7.2, στήλη 5) το οποίο χρησιμοποιεί τις ίδιες τιμές αφθονιών των χημικών στοιχείων. Επίσης, η νέα τιμή του παράγοντα $S_{1,14} = 1.57 \pm 0.13 keVbarn$ που πρόσφατα εκδόθηκε από το πείραμα LUNA (2008), οδηγεί σε μικρότερες τιμές της ροής των νετρίνων ${}^{15}O$ και ${}^{17}F$ (Πίν. 7.1, στήλη 3), του μοντέλου TSK 2 κατά 10.1% και 3.7% αντίστοιχα, από ότι υπολογίζει το μοντέλο BS05(AGS,OP) (Πίν. 7.2, στήλη 5).

Όταν συγκρίνουμε τις τιμές της ροής των νετρίνων των δικών μας μοντέλων (Πίν.7.1) με αυτές των μοντέλων BPB2000 και BP04 (Πίν.7.2, στήλες 3, 4), βρίσκουμε ότι για τη ροή των pp, pep, 7Be , νετρίνων η συμφωνία είναι οριακή, ενώ για τη ροή των hep, 8B , ${}^{13}N$, ${}^{15}O$, ${}^{17}F$ νετρίνων οι διαφορές είναι μεγάλες. Για τους δικούς μας υπολογισμούς της ροής των νετρίνων έχουμε χρησιμοποιήσει την παράμετρο screening, νέους αναβαθμισμένους ρυθμούς πυρηνικών αντιδράσεων (2009) και πρόσφατους βελτιωμένους αστροφυσικούς παράγοντες-S (2008). Οι δικές μας τιμές της ροής είναι αρκετά αναβαθμισμένες σε σχέση με τα μοντέλα BPB2000 και BP04, και γι' αυτό το λόγο εμφανίζονται αυτές οι ασυμφωνίες.

Στα Κεφ. 4 και 5 για τον υπολογισμό των ρυθμών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων και των τιμών της ροής των ηλιακών νετρίνων χρησιμοποιήθηκε μία μέθοδος που είχε αρκετές προσεγγίσεις. Στο Κεφ. 7 χρησιμοποιήσαμε τον κώδικα TYCHO6.92 που περιγράφει ένα ολοκληρωμένο ηλιακό μοντέλο το οποίο περιγράφει το εσωτερικό του Ηλίου με λεπτομερή φορμαλισμό και με εκτεταμένη μακροφυσική και μικροφυσική. Οι τιμές των ρυθμών των

θερμοπυρηνικών αντιδράσεων και της ροής των ηλιακών νετρίνων που υπολογίσαμε με τον κώδικα αυτό, έχουν βελτιωθεί σημαντικά γιατί χρησιμοποιήσαμε, εκτός από λεπτομερή φορμαλισμό και τους πιο πρόσφατους, αναβαθμισμένους, αστροφυσικούς παράγοντες S (2008), την πολύ σημαντική παράμετρο screening καθώς και πρόσφατες, τιμές της αφθονίας των βαρέων στοιχείων Z/X .

Στη συνέχεια κατασκευάσαμε γραφικές παραστάσεις για τις τιμές της ροής των νετρίνων που υπολογίσαμε, συναρτήσει της απόστασης από το ηλιακό κέντρο, R/R_{\odot} . Στα Σχ. 7.1–7.8 απεικονίζονται τα φάσματα κατανομής της ροής και οι περιοχές όπου παράγονται τα ηλιακά νερίνα.

Η γραφική παράσταση 7.1 δείχνει σε ποιές ηλιακές περιοχές παράγονται τα νετρίνα pp που προέρχονται από την πρώτη αντίδραση τη αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου. Το εύρος της κατανομής των νετρίνων αυτών κυμαίνεται από $0.07R_{\odot}$ έως $0.22R_{\odot}$. Η μέγιστη ροή (κορυφή της καμπύλης) συμβαίνει στο $0.13R_{\odot}$ και σε θερμοκρασία $T = 14 \times 10^6$. Η ροή των νετρίνων pp μειώνεται με την αύξηση της θερμοκρασίας σύμφωνα με τη σχέση,

$$\Phi(pp) \approx const. \times T^{-1.2} \quad (7.44)$$

Στο Σχ. 7.2 παρουσιάζεται η κατανομή της ροής των νετρίνων pep η οποία κυμαίνεται από $0.10R_{\odot}$ έως $0.22R_{\odot}$. Η μέγιστη ροή νετρίνων (κορυφή της καμπύλης) συμβαίνει στο $R = 0.13R_{\odot}$. Οι ρυθμοί των αντιδράσεων pep και pp και η ροή τους, ($\phi \propto rate$), συνδέονται μέσω του λόγου της ενεργού διατομής των δύο αντιδράσεων. Επομένως, μετρώντας τη ροή των pep νετρίνων μπορούμε να μελετήσουμε την σημαντική αντίδραση pp, και να βελτιώσουμε τη γνώση μας για την ηλιακή φωτεινότητα.

Η ροή των νετρίνων hep (Σχ.7.3) κυμαίνεται από $0.06R_{\odot}$ σε $0.21R_{\odot}$ με μέγιστη ροή στο $R = 0.16R_{\odot}$ και $T = 12 \times 10^6$. Τα νετρίνα hep παράγονται σε σχετικά μεγάλες αποστάσεις από τον ηλιακό πυρήνα επειδή η αφθονία του 3He αυξάνεται καθώς απομακρυνόμαστε από το ηλιακό κέντρο, με μέγιστο στα $0.27R_{\odot}$. Σε χαμηλότερες θερμοκρασίες στο χείλος του εξωτερικού ηλιακού πυρήνα, η αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου παράγει 3He , αλλά ο ρυθμός της καύσεως 3He είναι μικρότερος από τον ρυθμό παραγωγής του. Η καύση είναι αργή εξαιτίας του υψηλού φράγματος Coulomb για τις αντιδράσεις καύσεως του 3He . Η διαφορά μεταξύ του γρήγορου ρυθμού παραγωγής 3He και του αργού ρυθμού καύσεως του δημιουργεί μία μεγάλη ανισορροπία στην αφθονία του 3He έξω από την περιοχή του ηλιακού πυρήνα όπου επικρατούν υψηλές θερμοκρασίες. Η εξάρτηση των νετρίνων hep από τη θερμοκρασία φαίνεται από την παρακάτω σχέση,

$$\Phi(pep) \approx const. \times T^{-\gamma} \quad (7.45)$$

όπου το γ παίρνει τιμές από ~ 3 έως 6. Η μείωση της ροής των νετρίνων αυτών με τη θερμοκρασία, φανερώνει ότι η αφθονία του 3He μειώνεται απότομα με την αύξηση της θερμοκρασίας.

Εξαιτίας της ισχυρής εξάρτησης από τη θερμοκρασία, η κατανομή (Σχ. 7.4) της ροής των νετρίνων 8B είναι μέγιστη σε πιο μικρές αποστάσεις από το κέντρο του Ηλίου, $0.06R_{\odot}$ και $T = 15 \times 10^6$. Οι ρυθμοί παραγωγής των νετρίνων και η σχέση τους με τη θερμοκρασία είναι,

$$\Phi({}^8B) \approx const. \times T^{18} \quad (7.46)$$

Η κατανομή της ροής των 8B νετρίνων κυμαίνεται στην περιοχή από $R = 0.03R_{\odot}$ μέχρι $R = 0.10R_{\odot}$. Παρατηρούμε ότι αυτά τα νετρίνα παράγονται πολύ κοντά στο ηλιακό κέντρο και σε υψηλές θερμοκρασίες, σε αντίθεση με τα hep νετρίνα τα οποία παράγονται σε μεγαλύτερες αποστάσεις από το κέντρο και σε χαμηλότερες θερμοκρασίες.

Η περιοχή όπου παράγονται τα νετρίνα 7Be (Σχ. 7.5) είναι ανάμεσα στις περιοχές παραγωγής των 8B και νετρίνων pp. Η μέγιστη ροή νετρίνων συμβαίνει σε $R = 0.08R_{\odot}$ και η

περιοχή παραγωγής τους κυμαίνεται από $R = 0.03R_{\odot}$ μέχρι $R = 0.10R_{\odot}$. Η εξάρτηση της ροής των νετρίνων αυτών από τη θερμοκρασία είναι αρκετά ισχυρή, αλλά όχι τόσο όσο αυτή των νετρίνων 8B ,

$$\Phi({}^7Be) \approx const. \times T^8 \quad (7.47)$$

Στα σχήματα 7.6, 7.7 και 7.8 φαίνονται οι περιοχές παραγωγής των CNO νετρίνων συναρτήσει της απόστασης από το ηλιακό κέντρο. Η ροή αυτών των νετρίνων είναι πολύ σημαντική γιατί μέσω αυτής αντλούμε πληροφορίες σχετικές με τις αφθονίες των χημικών στοιχείων στον Ήλιο. Ένα πρόσφατο πρόβλημα με τα ηλιακά μοντέλα, είναι το γεγονός ότι η ηλιοσεισμολογία φαίνεται να μην είναι συμβατή με τα καθιερωμένα ηλιακά μοντέλα τα οποία χρησιμοποιούν χαμηλή τιμή μεταλλικότητας Z/X . Η ροή αυτών των νετρίνων εξαρτάται από την αφθονία των βαρέων στοιχείων Z/X . Συνεπώς, ένας ακριβής προσδιορισμός των τιμών της ροής μέσω των ηλιακών μοντέλων και η σύγκρισή της με τη ροή των ανιχνευτών ηλιακών νετρίνων, όπως ο ανιχνευτής SNO+, θα προσδώσει μία καλύτερη εικόνα του εσωτερικού του Ηλίου, όσον αφορά τη χημική του σύσταση και συγκεκριμένα της υπόθεσης αν ο Ήλιος είναι χημικά ομοιογενής ή όχι.

Στο Σχ. 7.6 παρουσιάζεται η κατανομή της ροής των ${}^{13}N$ νετρίνων συναρτήσει της απόστασης από το κέντρο του Ηλίου. Χαρακτηριστικό γνώρισμα της ροής αυτής είναι ότι γίνεται μέγιστη σε δύο διαφορετικές αποστάσεις, στο $R = 0.07R_{\odot}$ και στο $R = 0.18R_{\odot}$. Το εύρος της πρώτης κατανομής είναι μεγαλύτερο από το αντίστοιχο της δεύτερης, στη οποία η μέγιστη ροή είναι μεγαλύτερη, κατά μία τάξη μεγέθους.

Η ροή των ${}^{15}O$ νετρίνων στο Σχ. 7.7 παρουσιάζει μέγιστο στο $R = 0.07R_{\odot}$. Τα νετρίνα αυτά παράγονται στην περιοχή από $0.03R_{\odot}$ έως $0.10R_{\odot}$.

Το Σχ. 7.8 παρουσιάζεται η ροή των ${}^{17}F$ νετρίνων η παραγωγή των οποίων συμβαίνει στην περιοχή από $R = 0.03R_{\odot}$ έως $R = 0.10R_{\odot}$. Η μέγιστη ροή νετρίνων συμβαίνει στο $0.07R_{\odot}$, και είναι ίδια με αυτή των ${}^{15}O$ νετρίνων.

Υπολογίσαμε, επίσης, με τον κώδικα TYCHO, μερικές χαρακτηριστικές ποσότητες του Ηλίου, όπως είναι η θερμοκρασία T , η πίεση P , η πυκνότητα ρ , η φωτεινότητα L και οι τιμές της αφθονίας των χημικών στοιχείων ${}^4He, {}^3He, {}^{12}C, {}^{14}N, {}^{16}O$, συναρτήσει της απόστασης από το κέντρο του Ηλίου. Τα αποτελέσματα αυτά αναφέρονται στον Πίν. 10.9 του Παραρτήματος Β.

7.5.1 Υπολογισμοί της ταχύτητας του ήχου

Το εσωτερικό του Ηλίου το γνωρίζουμε από θεωρητικές μελέτες και θεωρητικά μοντέλα τα οποία περιγράφουν την εσωτερική δομή και του Ηλίου. Ένα τέτοιο μοντέλο είναι και το καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο (SSM). Δεν υπάρχει λεπτομερής έλεγχος που να επιβεβαιώνει άμεσα τις βασικές υποθέσεις οι οποίες εμπεριέχονται στις εξισώσεις της δομής και αστρικής εξέλιξης. Υπάρχει όμως έμμεση επιβεβαίωση αυτών των μοντέλων από τη μελέτη φασμάτων της φωτόσφαιρας και της ατμόσφαιρας του Ηλίου και πιο πρόσφατα από την ανίχνευση των ηλιακών νετρίνων και από την ηλιοσεισμολογία.

Οι συχνότητες και το πλάτος των ηλιακών ταλαντώσεων εξαρτώνται από τη φυσική κατάσταση που επικρατεί στο εσωτερικό του Ήλιου και περιγράφεται από το ηλιακό μοντέλο, και εφόσον αυτές είναι γνωστές από παρατηρήσεις, είναι καταρχήν δυνατό να προσδιορίσουμε μερικά χαρακτηριστικά του εσωτερικού του Ηλίου. Τέτοιες τεχνικές αναφέρονται ως «αντίστροφες μέθοδοι». Στις αντίστροφες μεθόδους εξάγουμε συμπεράσματα για το ηλιακό μοντέλο από τις παρατηρούμενες συχνότητες αντί να συγκρίνουμε τις συχνότητες του μοντέλου με παρατηρήσεις. Στην πράξη, μόνο ένας πεπερασμένος αριθμός συχνοτήτων είναι γνωστός, και γι' αυτό το λόγο ο σκοπός της αντιστροφής περιορίζεται. Οι περισσότερες από τις παρατηρούμενες αρμονικές ηλιακές ταλαντώσεις είναι ακουστικές και οι συχνότητές τους καθορίζονται κυρίως από την ταχύτητα του ήχου στην περιοχή όπου η αντίστοιχη αρμονική ταλάντωση είναι παγιδευμένη. Χρησιμοποιώντας συχνότητες διαφορετικών ηλιακών ταλαντώσεων είναι δυνατό να υπολογίσουμε την ταχύτητα του ήχου και την πυκνότητα ρ του αερίου

στο μεγαλύτερο τμήμα του ηλιακού εσωτερικού.

Ένα από τα σημαντικότερα αποτελέσματα που αποκτήθηκαν από την αντιστροφή των συχνοτήτων των ηλιακών ταλαντώσεων είναι η λεπτομερής γνώση των προφίλ της ηλιακής ταχύτητας του ήχου και της πυκνότητας ρ (Christensen - Dalsgraard κ.α. (1989), Antia & Basu (1994a), Gough κ.α. (1996), Kosovichev κ.α. (1997), Basu κ.α. (1997), (2000) κ.λ.π.). Με τις μετρήσεις των συχνοτήτων από το GONG, το MDI και SOHO, τα προφίλ της ταχύτητας του ήχου, της πυκνότητας και του αδιαβατικού συντελεστή Γ_1 του Ηλίου μπορούν να καθοριστούν αξιόπιστα στο μεγαλύτερο μέρος του ηλιακού εσωτερικού, από $R \simeq 0.05R_\odot$ έως $R \simeq 0.95R_\odot$, για την ηχητική ταχύτητα με μια ακρίβεια καλύτερη από 0,01% ενώ για τον αδιαβατικό συντελεστή Γ_1 με ακρίβεια καλύτερη από 0,1%. Το προφίλ της πυκνότητας είναι γνωστά με μικρότερη ακρίβεια, 0,6%, στο ηλιακό κέντρο και καλύτερα (0.2%) στο περίβλημα.

Η παρατήρηση των ηλιακών ταλαντώσεων έχει πολλά πλεονεκτήματα σε σύγκριση με άλλες παρατηρούμενες ποσότητες. Κάθε αρμονική ταλάντωση (mode), παράγεται σε μία περιορισμένη περιοχή του Ηλίου και χαρακτηρίζεται από μία συγκεκριμένη συχνότητα και μήκος κύματος. Οι ταλαντώσεις αυτές χαρακτηρίζουν τις φυσικές ιδιότητες του μέσου όπου διαδίδονται, όπως τη θερμοκρασία, την πυκνότητα και τη χημική σύσταση. Έτσι, είναι δυνατό να εξάγουμε συμπεράσματα σχετικά με την εσωτερική διαστρωμάτωση και δυναμική του Ήλιου από παρατηρήσεις συντονισμένων αρμονικών ταλαντώσεων.

Σκοπός της ηλιοσεισμολογίας είναι να κατανοήσουμε τις εσωτερικές ιδιότητες του Ηλίου και τους φυσικούς μηχανισμούς που επιδρούν στην συμπεριφορά του. Αυτό επιδιώκεται με δύο διαφορετικούς τρόπους:

- μέσω της ολικής ηλιοσεισμολογίας (global helioseismology) η οποία βασίζεται στην ανάλυση των συχνοτήτων των αρμονικών ταλαντώσεων και η οποία αποκαλύπτει μεγάλης κλίμακας ιδιότητες της δομής και της δυναμικής του Ήλιου.
- μέσω της τοπικής ηλιοσεισμολογίας η οποία βασίζεται στη χρήση του χρόνου στον οποίο τα ακουστικά κύματα διασχίζουν την απόσταση από το εσωτερικό του Ήλιου στην ηλιακή επιφάνεια και η οποία παρέχει τρισδιάστατη χαρτογράφηση της ταχύτητας του ήχου. Επίσης, με παρατηρήσεις των ρευμάτων μεταφοράς που αναπτύσσονται στο άνω τμήμα της ζώνης μεταφοράς, ερευνούνται οι τοπικές ανομοιογένειες στην υποφωτοσφαιρική και φωτοσφαιρική ζώνη (M.P.Di Mauro, 2008).

Οι προβλεπόμενες τιμές του καθιερωμένου ηλιακού μοντέλου (SSM) για την πυκνότητα ρ , την αφθονία του ηλίου (Y), το βάθος της ζώνης μεταφοράς, την ταχύτητα του ήχου (v_s), κλπ., συγκλίνουν με τις αντίστοιχες τιμές που προέχρονται από τη μελέτη των ηλιοσεισμικών ταλαντώσεων. Με αυτό τον τρόπο έχει επιβεβαιωθεί η εγκυρότητα του SSM από την ηλιοσεισμολογία.

Οι ηλιακές ταλαντώσεις μπορούν προσεγγιστικά να περιγραφούν ως γραμμικές και αδιαβατικές καταστάσεις. Κάθε κατάσταση ηλιακής ταλάντωσης έχει ένα εύρος ταχύτητας της τάξης των 10 cm/s στη φωτόσφαιρα, που είναι πολύ μικρό σε σύγκριση με την ταχύτητα του ήχου στην επιφάνεια, όπως αυτή καθορίζεται από τα ηλιακά μοντέλα. Παρότι η αδιαβατική προσέγγιση καταρρέει κοντά στη φωτόσφαιρα, οι μη αδιαβατικές επιδράσεις γενικά αγνοούνται επειδή υπάρχουν πολλές άλλες αβεβαιότητες που σχετίζονται με την αντιμετώπιση αυτών των στρωμάτων που είναι κοντά στην επιφάνεια. Οι εξισώσεις γράφονται σε σφαιρικές πολικές συντεταγμένες και οι μεταβλητές διαχωρίζονται με λύσεις που χρησιμοποιούν σφαιρικές αρμονικές. Λεπτομέρειες σχετικά με τις εξισώσεις, τον τρόπο επίλυσής τους και τις ιδιότητες της ταλάντωσης έχουν περιγραφεί από τους Cox (1980), Unno κ.α. (1989), Christensen - Dalsgraad & Berthomieu (1991), Gough (1993), Christensen - Dalsgraad (2002), (2007) κ.λ.π. Εδώ δίνουμε μια περίληψη των βασικών εξισώσεων.

Οι βασικές εξισώσεις της δυναμικής των ρευστών είναι: η εξίσωση της συνέχειας, η εξίσωση της ορμής, η εξίσωση της ενέργειας, με την αδιαβατική προσέγγιση, και η εξίσωση

Poisson για την περιγραφή του βαρυτικού πεδίου, και δίνονται (Basu και Antia (2007)), ως

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v) = 0, \quad (7.48)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \cdot \nabla v \right) = -\nabla P - \rho \nabla \Phi, \quad (7.49)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + v \cdot \nabla P = c^2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + v \cdot \nabla \rho \right), \quad (7.50)$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho, \quad (7.51)$$

όπου v είναι η ταχύτητα του ρευστού στοιχείου, $c = \sqrt{\Gamma_1 P / \rho}$ είναι η ταχύτητα του ήχου, Φ το βαρυτικό δυναμικό και G η σταθερά της βαρύτητας. Οι εξισώσεις που περιγράφουν τις ηλιακές ταλαντώσεις αποκτώνται από μια ανάλυση γραμμικής διαταραχής (linear perturbation analysis) των Εξ. 7.48, 7.49, 7.50, 7.51. Εφόσον ο χρόνος δεν εμφανίζεται στις παραπάνω εξισώσεις, η εξάρτηση από το χρόνο των διαφορετικών διαταρασσόμενων (perturbed) ποσοτήτων έχει μια ταλαντευτική μορφή και διαχωρίζεται. Μπορούμε να γράψουμε την διαταραχή στην πίεση ως,

$$P(r, \theta, \phi, t) = P_0(r) + P_1(r, \theta, \phi) \exp -i\omega t, \quad (7.52)$$

όπου ο δείκτης 0 δείχνει την ισόρροπη, σφαιρικά συμμετρική, ποσότητα η οποία εξ ορισμού δεν εξαρτάται από το χρόνο και ο δείκτης 1 δηλώνει τη διαταραχή. Χρησιμοποιούνται σφαιρικές πολικές συντεταγμένες στο ηλιακό κέντρο με το r να είναι η ακτινική απόσταση, το θ το ηλιογραφικό πλάτος και το ϕ είναι το ηλιογραφικό μήκος. Εδώ, το ω είναι η συχνότητα της ταλάντωσης. Οι διαταραχές σε άλλες ποσότητες, όπως στην πυκνότητα, μπορούν να εκφραστούν με την ίδια μορφή. Αυτές είναι οι διαταραχές Eulerian, και αποτιμώνται σε ένα συγκεκριμένο σημείο.

Χρησιμοποιήσαμε τον κώδικα TYCHO 6.92 για να υπολογίσουμε την ταχύτητα του ήχου σε διάφορες περιοχές στο εσωτερικό του Ηλίου. Οι προβλεπόμενες τιμές της ταχύτητας συναρτήσει της απόστασης από το κέντρο του Ηλίου εμφανίζονται στο Σχ. 7.9. Χρησιμοποιήσαμε τέσσερις διαφορετικές τιμές της αφθονίας των βαρέων χημικών στοιχείων, $Z/X = 0.0229, 0.0165, 0.0178, 0.0181$, στα μοντέλα που διαμορφώσαμε μέσω του TYCHO, τα οποία είναι TSK 1, TSK 2, TSK 3, TSK 4. Υπολογίσαμε την ποσότητα $\frac{\delta c}{c}$ η οποία είναι η διαφορά της προβλεπόμενης από τα μοντέλα τιμής της ταχύτητας του ήχου c_μ από την ταχύτητα $c_{\eta\lambda\iota\sigma\sigma}$ της παρατήρησης (LOWL-BISON-detector) της ηλιοσεισμολογίας, δια $c_{\eta\lambda\iota\sigma\sigma}$,

$$\frac{\delta c}{c} = \frac{c_\mu - c_{\eta\lambda\iota\sigma\sigma}}{c_{\eta\lambda\iota\sigma\sigma}}. \quad (7.53)$$

Σχεδιάσαμε, την ποσότητα $\frac{\delta c}{c}$ συναρτήσει της απόστασης από το κέντρο του Ηλίου στο Σχ. 7.9. Οι καμπύλες με τα διάφορα χρώματα, αντιστοιχούν στα τέσσερα ηλιακά μοντέλα που διαμορφώσαμε στην παρούσα εργασία και σε τέσσερα άλλα ηλιακά μοντέλα του Bahcall et al. Τα μοντέλα των BP04, BS05, BP00 και TSK 1 έχουν υπολογίσει τις τιμές της ταχύτητας του ήχου c_μ χρησιμοποιώντας τις παλαιότερες αφθονίες των βαρέων χημικών στοιχείων, $Z/X = 0.0229$. Υπάρχουν μικρές διαφορές στην εκτίμηση της ταχύτητας του ήχου μεταξύ των μοντέλων, οι οποίες δεν είναι σημαντικές, είναι $\leq 0.003 \frac{\delta c}{c}$ και συμφωνούν κατά 2% με τις παρατηρήσεις της ηλιοσεισμολογίας.

Οι καμπύλες των μοντέλων BS05α, TSK 2, TKS 3 και TSK 4 οι οποίες παρουσιάζουν μεγάλο μέγιστο κοντά στο $R \simeq 4.5 \times 10^{10} \text{cm}$, αποκλίνουν σημαντικά από τα μοντέλα BP04, BS05, BP00 και TSK 1. Αυτό ερμηνεύεται από το γεγονός ότι αυτά τα μοντέλα χρησιμοποιήσαν, στους υπολογισμούς της ταχύτητας του ήχου, νέες τιμές αφθονίας των βαρέων χημικών στοιχείων και συγκεκριμένα τα μοντέλα BS05α και TSK 2 την τιμή $Z/X = 0.0165$ (Asplund et al. 2005), και τα μοντέλα TKS 3 TSK 4 τις τιμές $Z/X = 0.0178$ (Asplund et al., 2009)

και $(Z/X)_{PH} = 0.0181$, (Asplund et al., 2009) αντίστοιχα. Αυτή η μεγάλη απόκλιση της προβλεπόμενης, από τα μοντέλα BS05a, TSK 2, TKS 3 και TSK 4 της ταχύτητας του ήχου από τις ανάλογες μετρήσεις της ηλιοσεισμολογίας, οφείλεται στις νέες μικρότερες τιμές της αφθονίας των βαρέων στοιχείων Z/X που εισάγουν τα μοντέλα στους υπολογισμούς τους και προκαλούν ασυμφωνία με τις παρατηρήσεις της ηλιοσεισμολογίας. Όταν και άλλα ηλιακά μοντέλα χρησιμοποιήσαν χαμηλότερες αφθονίες του Z , γύρω στο $Z/X = 0.0165$, τότε η ταχύτητα του ήχου καθώς και οι άλλοι παράμετροι που προβλέπονται για το εσωτερικό του Ηλίου, δεν συμφωνούσαν με τις παραμέτρους που προέρχονται από τις παρατηρήσεις της ηλιοσεισμολογίας. Υπάρχει έντονος προβληματισμός ανάμεσα στους επιστήμονες για το που οφείλεται αυτή η ασυμφωνία. Οι ενστάσεις συγκεντρώνονται, κυρίως στις αβεβαιότητες των παραμέτρων εισαγωγής στα ηλιακά μοντέλα, όπως στον προσδιορισμό της αδιαφάνειας, της αφθονίας του 4He , του screening, της διάχυσης του υλικού, κλπ. Στους θεωρητικούς υπολογισμούς των ηλιακών μοντέλων υπάρχει $\sim 16\%$ αβεβαιότητα.

Η τιμή του Z/X επηρεάζει την αδιαφάνεια κυρίως στη ζώνη ακτινοβολίας (radiative opacity) που καθ' επέκταση προσδιορίζει το μέγεθος (και το βάθος) της ζώνης μεταφοράς. Επηρεάζει, επίσης, τις παραμέτρους εισαγωγής, screening, διάχυση, κλπ. Μήπως υπάρχει πρόβλημα στις νέες μετρήσεις της αφθονίας των χημικών στοιχείων, C, O, N, Ne, Ar..., Si, S, ..., Fe, τα οποία συνεισφέρουν στην τιμή των βαρέων στοιχείων Z , ή/και στο μοντέλο της φωτόσφαιρας που χρησιμοποιείται για την εκτίμηση των παραπάνω αφθονιών!

Η ηλιοσεισμολογία έχει μεγάλη ακρίβεια $\sim 0.01\%$ στις μετρήσεις της ταχύτητας του ήχου. Γι' αυτό το λόγο οι επιστήμονες πιστεύουν ότι το πρόβλημα δεν είναι στις μετρήσεις της ηλιοσεισμολογίας.

Στο Σχ. 7.9 παρατηρούμε ότι η διαφορά της ταχύτητας c_μ από την ταχύτητα $c_{\eta\lambda\iota\omicron\sigma}$ μηδενίζεται κοντά στο $R \sim 4.95 \times 10^{10} cm$, για το μοντέλο TSK 1, δηλαδή στη θέση $\sim 0.711R_\odot$, εκεί όπου τοποθετείται, από τα ηλιακά μοντέλα και από την ηλιοσεισμολογία, το βάθος της ζώνης μεταφοράς και επομένως το σημείο διαχωρισμού της ζώνης ακτινοβολίας από τη ζώνη μεταφοράς. Παρατηρούμε ότι για τα μοντέλα TSK 2, TSK 3, και TSK 4, το βάθος της ζώνης μεταφοράς ορίζεται για το μοντέλο TSK 2 στο σημείο $0.729R_\odot$, για το TSK 3 στο $0.720R_\odot$ και για το μοντέλο TSK 4 στο $0.718R_\odot$. Το μοντέλο BS05a ορίζει το βάθος της ζώνης μεταφοράς κοντά στο σημείο $0.728R_\odot$. Μία άλλη περιοχή όπου δc μηδενίζεται και οι ταχύτητες c_μ και $c_{\eta\lambda\iota\omicron\sigma}$ ταυτίζονται, είναι στην περιοχή $R \sim 1.6 \times 10^{10} cm, \sim 0.23R_\odot$, στην περιοχή μεταξύ της ζώνης ακτινοβολίας και του ηλιακού πυρήνα. Η διαφορά δc μεγαλώνει και φτάνει στη μέγιστη τιμή της λίγο πιο κάτω από τη ζώνη μεταφοράς, $R \sim 4.6 \times 10^{10} cm, \sim 0.66R_\odot$, μέσα στη ζώνη ακτινοβολίας.

7.6 Συμπεράσματα

Χρησιμοποιήσαμε τον κώδικα αστρικής δομής και εξέλιξης TYCHO6.92 και τις βοηθητικές υπορουτίνες που περιέχει, για να υπολογίσουμε νέους αναβαθμισμένους ρυθμούς θερμοπυρηνικής σύντηξης και νέες βελτιωμένες τιμές της ροής ηλιακών νετρίνων για κάθε μία από τις πυρηνικές αντιδράσεις της αλυσίδας p-p και του κύκλου του άνθρακα. Προς το σκοπό αυτό διαμορφώσαμε και συμπληρώσαμε τον παραπάνω κώδικα, εισάγαμε πολύ πρόσφατες τιμές του αστροφυσικού παράγοντα-S από το πείραμα LUNA (2008), τον παράγοντα screening ο οποίος είναι σημαντικός για τον υπολογισμό της ροής των ηλιακών νετρίνων, και αναβαθμισμένους ρυθμούς των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων, καθώς και διαφορετικές τιμές της αφθονίας των βαρέων χημικών στοιχείων, Z/X .

Κατασκευάσαμε τέσσερα νέα μοντέλα, τα TSK 1, TSK 2, TSK 3, TSK 4, στα οποία χρησιμοποιήσαμε τέσσερις διαφορετικές τιμές της αφθονίας των βαρέων στοιχείων, $Z/X = 0.0229, 0.0165, 0.0178, 0.0181$, αντίστοιχα. Η σύγκλιση των αναβαθμισμένων τιμών της ροής των νετρίνων 7Be και 8B των παραπάνω μοντέλων με τις αντίστοιχες μετρήσεις των ανιχνευτών Borexino (2008) και SNO (2008) είναι καλή και κυμαίνεται από 0.5% έως 15% . Για τα μοντέλα

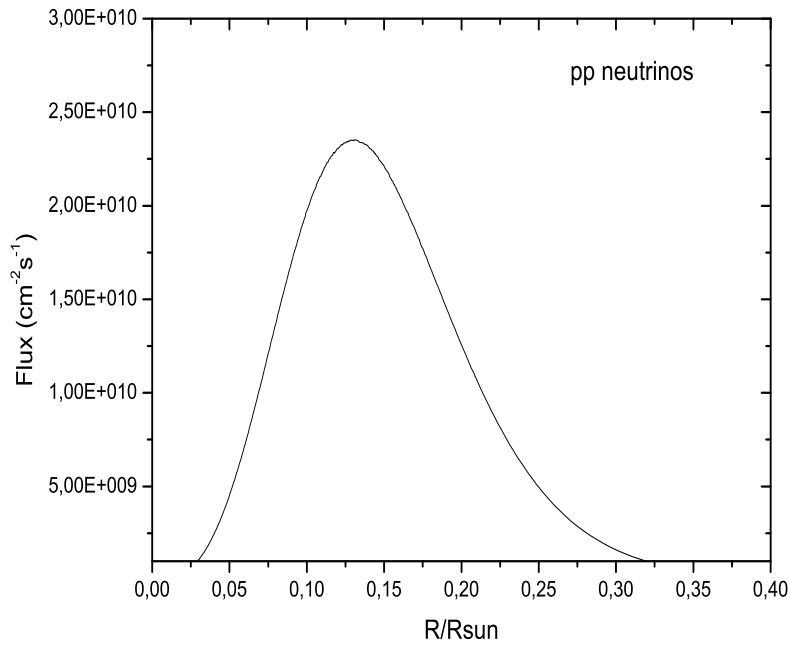
TSK 1 και TSK 4 η σύγκλιση είναι πολύ καλή, από 0.5 – 6.7% (Πίν. 7.1). Η ευαισθησία των παραπάνω ανιχνευτών είναι υψηλή και η πειραματική αβεβαιότητα κοντά στο 7%. Είναι φανερό ότι, καθώς η αφθονία των βαρέων χημικών στοιχείων αυξάνεται από το $Z/X = 0.0181$ προς το 0.0229, οι προβλεπόμενες τιμές της ροής των ηλιακών νετρίνων πλησιάζουν πολύ τις αντίστοιχες μετρήσεις των ανιχνευτών νετρίνων.

Συγκρίναμε τις νέες, αναβαθμισμένες τιμές της ροής των νετρίνων με αυτές των ηλιακών μοντέλων του Bahcall et al., 2000, 2004, 2005, και διαπιστώσαμε ότι οι δικές μας τιμές έχουν βελτιωθεί κατά 4%.

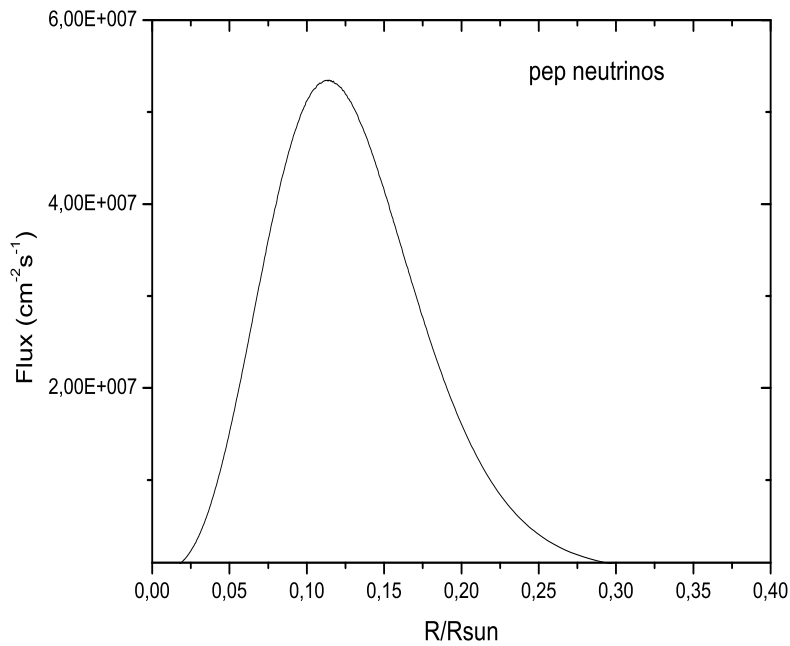
Τα ηλιακά νετρίνα παράγονται στον ηλιακό πυρήνα όπως δείχνει η κατανομή της ροής των νετρίνων συναρτήσει της απόστασης από το κέντρο του Ηλίου, στα Σχ. 7.1 – 7.8. Τα ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ καθώς και τα ${}^{13}\text{N}$, ${}^{15}\text{O}$, ${}^{17}\text{F}$ νετρίνα παράγονται σε περιοχές με πολύ υψηλές θερμοκρασίες, $T = 1.5 \times 10^7$ K, και πολύ κοντά στο ηλιακό κέντρο, $0.03 < R/R_\odot < 0.14$, με μέγιστη ροή γύρω στο $R/R_\odot \sim 0.06 - 0.08$. Τα pp, pep, hep νετρίνα παράγονται, πιο έξω, σε περιοχές με $0.07 < R/R_\odot < 0.23$ και σε χαμηλότερες θερμοκρασίες, $T = 1.2 - 1.4 \times 10^7$ K, με μέγιστη ροή στο $R/R_\odot \sim 0.10 - 0.16$.

Με το TYCHO6.92 υπολογίσαμε την ταχύτητα του ήχου $c_{\text{μοντέλου}}$, σε διάφορες περιοχές του ηλιακού εσωτερικού και τις συγκρίναμε με άλλα ηλιακά μοντέλα (Σχ. 7.9). Βρίσκουμε ότι υπάρχουν μικρές διαφορές, $\sim 0.003 \frac{\delta c}{c}$, μεταξύ της ταχύτητας του δικού μας μοντέλου TSK 1 και αυτής των μοντέλων του Bahcall et al., BP00, BS04, BS05, τα οποία είχαν χρησιμοποιήσει $Z/X = 0.0229$. Όλες οι τιμές της ταχύτητας συμφωνούν κατά 2% με τις παρατηρήσεις της ηλιοσεισμολογίας όταν τα ηλιακά μοντέλα χρησιμοποιούν $Z/X = 0.0229$. Τα μοντέλα TSK 2, TSK 3, TSK 4 και BS05α, τα οποία χρησιμοποιούν τις νέες μειωμένες τιμές της αφθονίας, $Z/X = 0.0165, 0.0178, 0.0181$, αποκλίνουν σημαντικά από τις προβλέψεις της ταχύτητας του ήχου των μοντέλων με $Z/X = 0.0229$ και από τις αντίστοιχες μετρήσεις της ηλιοσεισμολογίας (Σχ. 7.9). Το γεγονός αυτό φαίνεται να οφείλεται στις χαμηλότερες τιμές της αφθονίας των βαρέων χημικών στοιχείων που υιοθετούν.

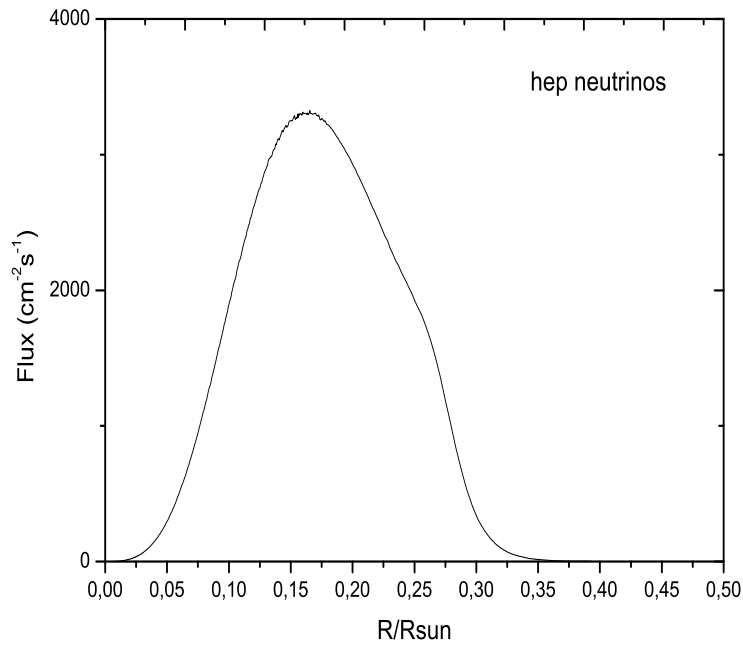
Το βάθος της ζώνης μεταφοράς προσδιορίστηκε από τα μοντέλα TSK 1, TSK 2, TSK 3, TSK 4, στην απόσταση R από το κέντρο του Ηλίου, $R/R_\odot = 0.711, 0.729, 0.720, 0.718$, αντίστοιχα. Το μοντέλο BS05α του Bahcall et al. (2005) υπολόγισε το βάθος της ζώνης μεταφοράς στην απόσταση $R = 0.728R_\odot$ από το ηλιακό κέντρο. Η διαφορά $\frac{\delta c}{c}$ μηδενίζεται σε δύο περιοχές του εσωτερικού του Ηλίου, στην απόσταση $R \sim 0.710R_\odot$ από το κέντρο του Ηλίου, κοντά στο όριο της ζώνης μεταφοράς με τη ζώνη ακτινοβολίας και στην απόσταση $R \sim 0.23R_\odot$ κοντά στο όριο της ζώνης ακτινοβολίας με τον ηλιακό πυρήνα. Η μέγιστη διαφορά $\frac{\delta c}{c}$ συμβαίνει στην απόσταση $R \sim 0.66R_\odot$, μέσα στη ζώνη ακτινοβολίας.



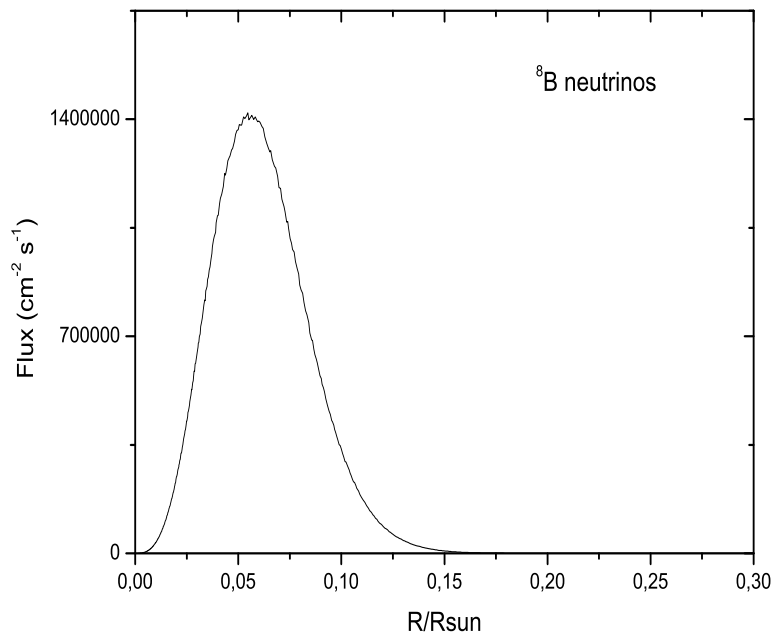
Σχήμα 7.1: Η ροή των προβλεπόμενων pp νετρίνων ως συνάρτηση της απόστασης από το ηλιακό κέντρο, R/R_{\odot} .



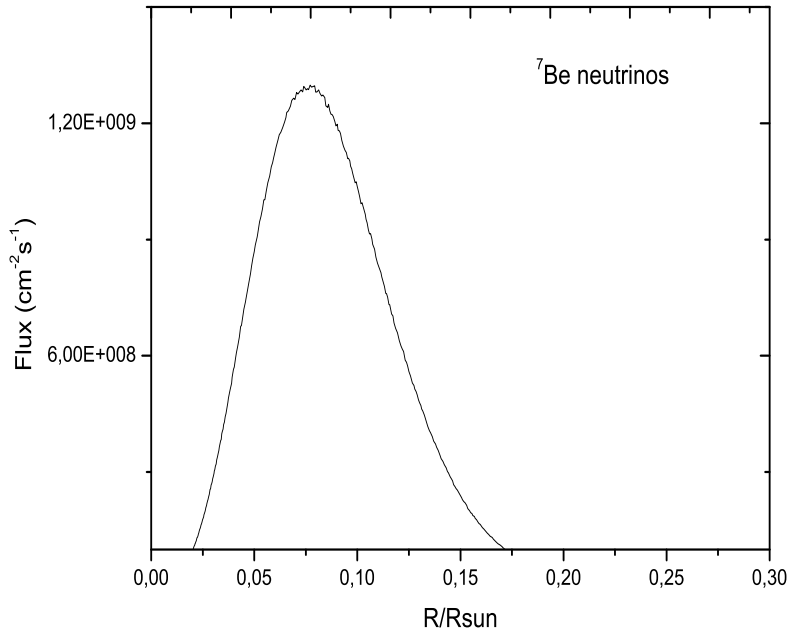
Σχήμα 7.2: Η ροή των προβλεπόμενων pep νετρίνων ως συνάρτηση της απόστασης R/R_{\odot} από το κέντρο του Ηλίου.



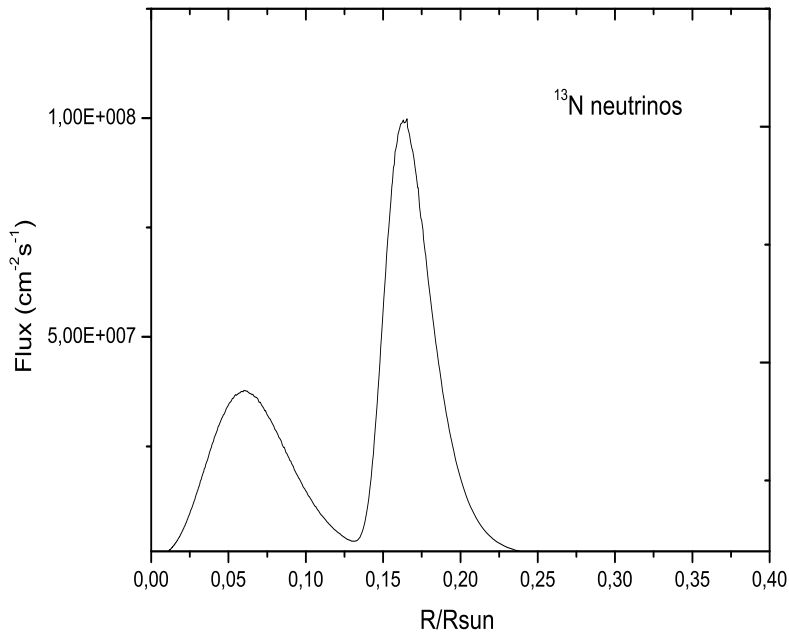
Σχήμα 7.3: Η ροή των προβλεπόμενων hep νετρίνων ως συνάρτηση της απόστασης R/R_{\odot} από το κέντρο του Ήλιου.



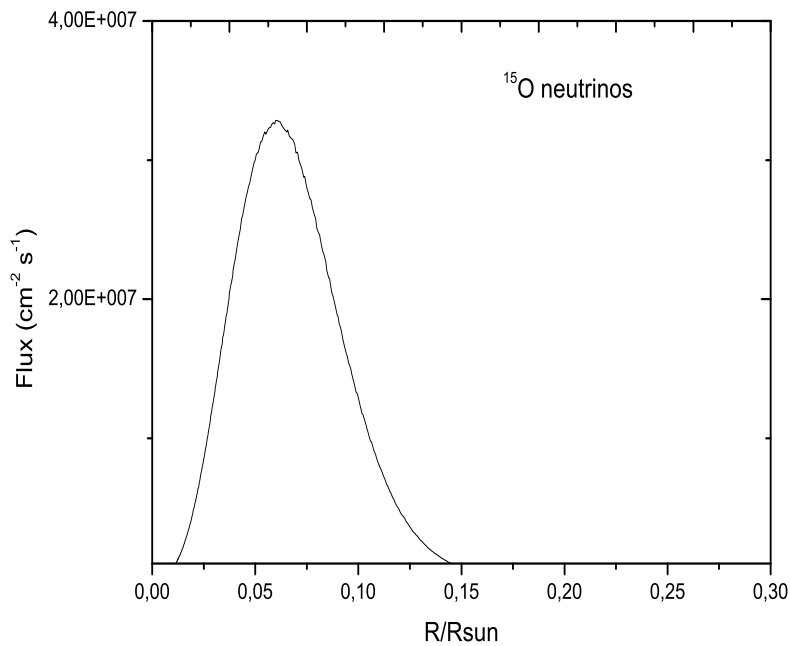
Σχήμα 7.4: Η ροή των προβλεπόμενων ^8B νετρίνων ως συνάρτηση της απόστασης R/R_{\odot} από το κέντρο του Ήλιου.



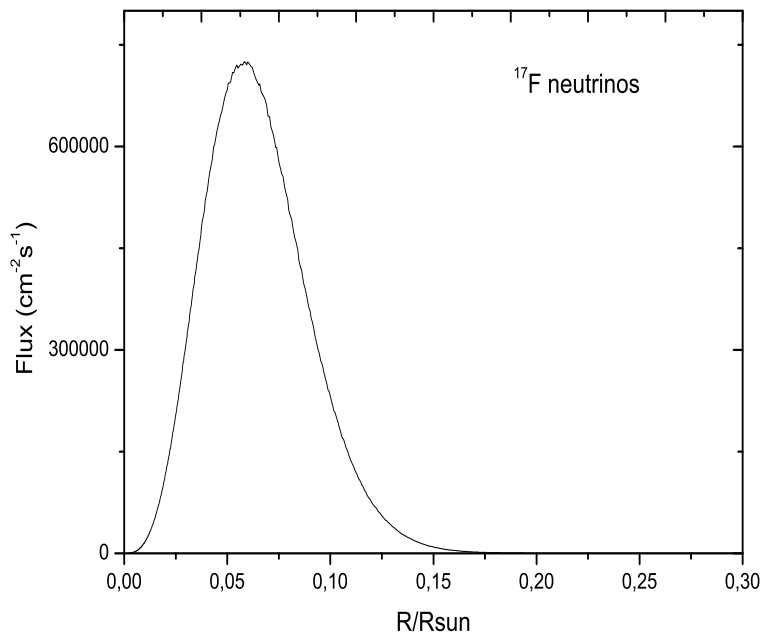
Σχήμα 7.5: Η ροή των προβλεπόμενων ${}^7\text{Be}$ νετρίνων ως συνάρτηση της απόστασης R/R_{\odot} από το κέντρο του Ήλιου.



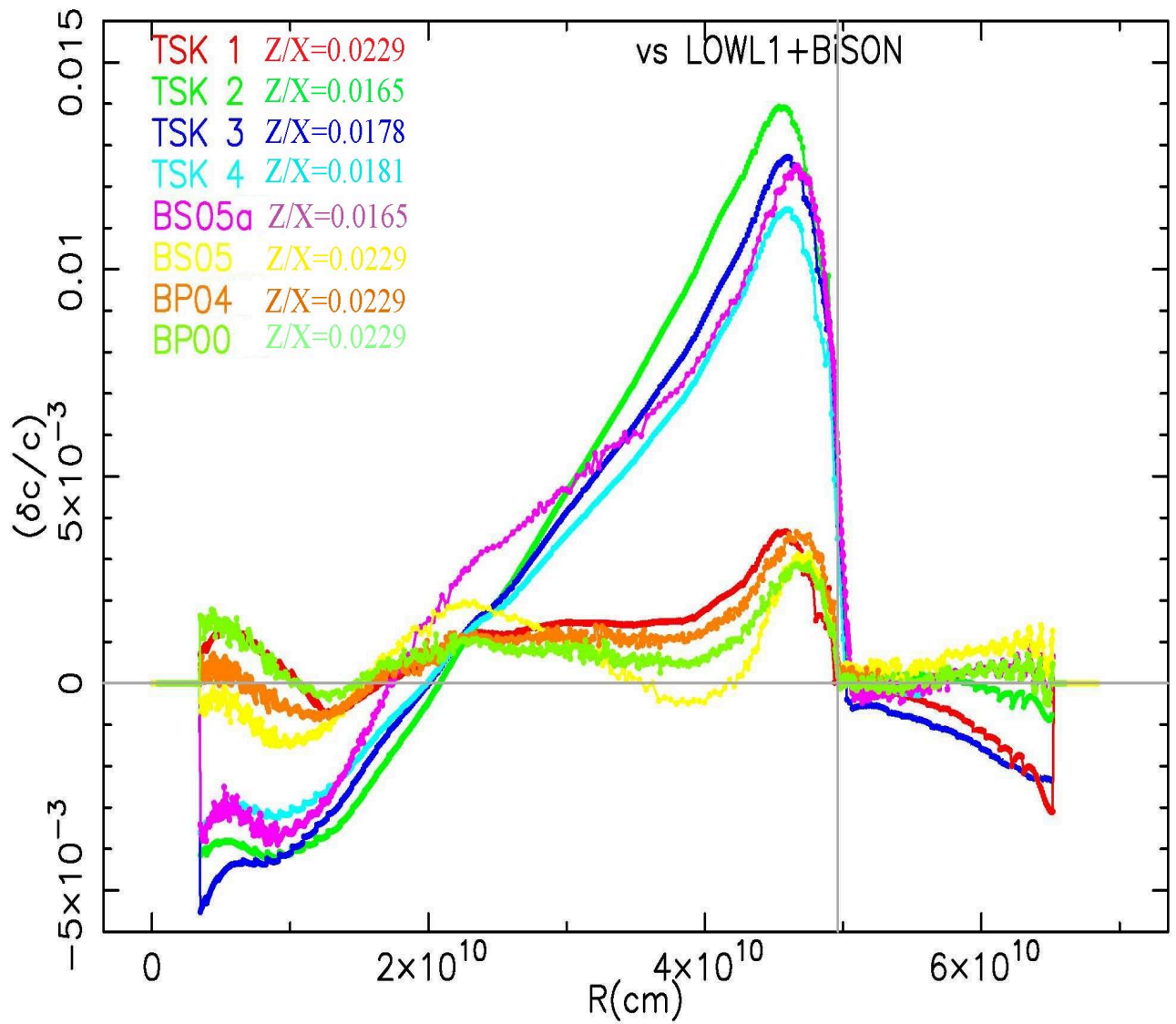
Σχήμα 7.6: Η ροή των προβλεπόμενων ${}^{13}\text{N}$ νετρίνων ως συνάρτηση της απόστασης R/R_{\odot} από το κέντρο του Ήλιου.



Σχήμα 7.7: Η ροή των προβλεπόμενων ^{15}O νετρίνων ως συνάρτηση της απόστασης R/R_{\odot} από το κέντρο του Ήλιου.



Σχήμα 7.8: Η ροή των προβλεπόμενων ^{17}F νετρίνων ως συνάρτηση της απόστασης R/R_{\odot} από το κέντρο του Ήλιου.



Σχήμα 7.9: Σύγκριση της ταχύτητας του ήχου των τεσσάρων διαφορετικών ηλιακών μοντέλων TSK 1, TSK 2, TSK 3 και TSK4 που κατασκευάσαμε με τον κώδικα TYCHO και τεσσάρων καθιερωμένων ηλιακών μοντέλων του Bahcall et al. με τις παρατηρήσεις του LOWL1+BISON.

Συμπεράσματα και Προοπτικές

8.1 Σύνοψη και συμπεράσματα

Αντικείμενο της παρούσας διατριβής αποτέλεσε η μελέτη των ηλιακών νετρίνων και ο σημαντικός ρόλος που αυτά διαδραματίζουν στην πυρηνική αστροφυσική και συγκεκριμένα στη πυρηνοσύνθεση, δομή και εξέλιξη του Ηλίου και των άλλων αστέρων μέσω των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων που λαμβάνουν χώρα στο αστρικό εσωτερικό και στις οποίες συμμετέχουν και τα νετρίνα.

Όπως είναι γνωστό τα ηλιακά μοντέλα απαιτούν πληροφορίες σχετικές με τις πυρηνικές αντιδράσεις και την πυρηνική δομή όπως είναι οι ρυθμοί των αντιδράσεων που λαμβάνουν χώρα στον ηλιακό πυρήνα, η κλίμακα της σχετικής ενέργειας, δεδομένα τα οποία ποικίλουν ανάλογα με τα αστροφυσικά φαινόμενα τα οποία μελετούνται. Όσον αφορά τις παραμέτρους που απαιτούνται, σχετικά με τις πυρηνικές αντιδράσεις είναι οι ενεργές διατομές οι οποίες καθορίζουν τους ρυθμούς των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων. Ο αστροφυσικός παράγοντας S είναι επίσης μία εξαιρετικά σημαντική ποσότητα, και αυτό γιατί μεταβάλλεται αργά με την ενέργεια και το γεγονός αυτό επιτρέπει να επεκταθούν οι υπολογισμοί των ενεργών διατομών (σ) σε ενέργειες χαμηλότερες από αυτές που έχουν μετρηθεί.

Η ροή των ηλιακών νετρίνων εξαρτάται από αστροφυσικούς παραμέτρους όπως είναι η φωτεινότητα, η αδιαφάνεια, η διάχυση, η πυκνότητα και η χημική σύσταση του υλικού, και από φυσικούς παράγοντες όπως είναι, πχ., οι ρυθμοί των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου και του κύκλου του άνθρακα. Οι αβεβαιότητες των εισερχόμενων παραμέτρων που προαναφέραμε συνεισφέρουν στις αβεβαιότητες των προβλεπόμενων νετρίνων. Για να λάβουμε πληροφορίες που αφορούν φυσικές παραμέτρους σχετικές με τη μελέτη των νετρίνων, είναι απαραίτητο να γνωρίζουμε τους ρυθμούς των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων με μία ακρίβεια παρόμοια με αυτή της μετρούμενης ροής νετρίνων. Στο ερευνητικό στάδιο της συγκεκριμένης εργασίας ασχοληθήκαμε με τον υπολογισμό των ρυθμών των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων για όλες τις αντιδράσεις που συμμετέχουν στην αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου (pp-chain) και τον κύκλο του άνθρακα (CNO-cycle).

Στα πλαίσια αυτά, χρησιμοποιήσαμε ειδικό κώδικα ο οποίος έχει τη δυνατότητα υπολογισμού του ρυθμού αντιδράσεων, καθορίζοντας την εξάρτηση της ενεργούς διατομής από την ενέργεια και τις πρόσφατες πειραματικές μετρήσεις των αστροφυσικών συντελεστών $S(0)$, $S'(0)$,..., του πειράματος LUNA, για την κατασκευή φορμαλισμού ρυθμών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων που υπεισέρχονται στις προσομοιώσεις της αστρικής δομής και εξέλιξης. Στόχος της μελέτης μας ήταν να ανανεώσουμε και να βελτιώσουμε τους ρυθμούς θερμοπυρηνικών αντιδράσεων της βιβλιοθήκης θερμοπυρηνικών ρυθμών REACLIB, η οποία είναι η πιο περιεκτική και ευρέως γνωστή βιβλιοθήκη ρυθμών θερμοπυρηνικής αντίδρασης.

Η απόκλιση ανάμεσα στους ρυθμούς της νέας και της παλιάς REACLIB είναι σημαντική ιδιαίτερα στη περιοχή των χαμηλών θερμοκρασιών ($0.001 < T_9 < 0.01$) της καύσης του δευτερίου ${}^2\text{H}(d, \gamma){}^4\text{He}$, ${}^2\text{H}(d, p){}^3\text{H}$, ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$, όπου οι ρυθμοί της παλιάς REACLIB ήταν αναξιόπιστοι. Μια άλλη σημαντική διαφορά είναι ότι η πιο θεμελιώδης αντίδραση ${}^1\text{H}(p, \nu e^+){}^2\text{H}$ της αλυσίδας p-p, φαίνεται ότι είναι γρηγορότερη στην εκσυγχρονισμένη

REACLIB απ' ότι στην παλιά. Βελτιώσαμε στη νέα REACLIB την ακρίβεια ρύθμισης των ρυθμών (οι οποίοι είναι διαθέσιμοι στην ίδια ψηφιακή μορφή όπως και οι παλαιοί) με τέτοιο τρόπο που επιτρέπει την εφαρμογή τους στην αστρική εξέλιξη πριν την κύρια ακολουθία. Οι ανανεωμένοι ρυθμοί μπορούν τώρα να χρησιμοποιηθούν για χαμηλές θερμοκρασίες ($< 10^7 K$) κάτι που δεν ίσχυε στην παλιά REACLIB. Δημιουργήσαμε, επίσης, φορμαλισμούς και τεχνικές που θα χρησιμοποιηθούν στο μέλλον για την ανανέωση και αναβάθμιση βιβλιοθηκών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων.

Τα πιο σημαντικά ηλιακά νετρίνα που έχουν ανιχνευτεί από τα πειράματα είναι αυτά της χαμηλής ενέργειας ≤ 0.420 MeV νετρίνα που προέρχονται από την θεμελιώδη αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου, ϕ_{pp} , τα ενδιάμεσης ενέργειας ~ 0.862 MeV νετρίνα 7Be και τα σπάνια, υψηλής ενέργειας < 15 MeV 8B νετρίνα. Τα pp νετρίνα είναι τα πιο άφθονα, πειραματικώς ανιχνεύσιμα ηλιακά νετρίνα και τα 8B νετρίνα έχουν την μικρότερη ροή σύμφωνα με τις προβλέψεις του Καθιερωμένου Ηλιακού Μοντέλου (SSM). Το πείραμα LUNA έχει πρόσφατα εξάγει τους πιο ακριβείς από ποτέ μηδενικής ενέργειας αστροφυσικούς παράγοντες $S_{33}(0)$ και $S_{34}(0)$ για τις αντιδράσεις ${}^3He({}^3He, 2p){}^4He$ και ${}^3He(\alpha, \gamma){}^7Be$ (Gyurky κ.α (2007)). Στην παρούσα μελέτη, χρησιμοποιήσαμε τέσσερα διαφορετικά ηλιακά μοντέλα και τις πρόσφατες τιμές των $S_{33}(0)$ και $S_{34}(0)$ αστροφυσικών παραγόντων του LUNA, προκειμένου να βελτιώσουμε τη ροή, Φ , των ηλιακών νετρίνων. Παρατηρήσαμε ότι, οι νέες τιμές της ροής Φ_{pp} και Φ_{pep} έχουν βελτιωθεί σε σχέση με προηγούμενες τιμές των μοντέλων. Βρήκαμε ότι οι νέες προβλεπόμενες τιμές της ροής των 7Be και 8B νετρίνων, καθώς και αυτές των νετρίνων που παράγονται στις αντιδράσεις του κύκλου του άνθρακα, έχουν βελτιωθεί σημαντικά σε σχέση με προηγούμενες τιμές αυτών των νετρίνων, και αυτό οφείλεται στις πρόσφατες, μεγάλης ακρίβειας, μετρήσεις των αστροφυσικών παραγόντων S_{33} , S_{34} και $S_{1,14}$ (2007, 2008) τους οποίους χρησιμοποιήσαμε στους υπολογισμούς της ροής των νετρίνων αυτών.

Στη συνέχεια υπολογίσαμε τους μέσους χρόνους ζωής των πυρήνων που λαμβάνουν χώρα στον κύκλο του άνθρακα χρησιμοποιώντας ειδικό κώδικα Fortran, πρόσφατες μετρήσεις του αστροφυσικού παράγοντα $S_{1,14}$ (2008) και νέες τιμές της αδιαφάνειας του υλικού και της αφθονίας των χημικών στοιχείων που προέκυψαν από πρόσφατα θεωρητικά μοντέλα και πειραματικά δεδομένα τα οποία υπεισέρχονται στον φορμαλισμό. Παρατηρούμε ότι ο χρόνος ημιζωής (τ) των πυρήνων που λαμβάνουν μέρος στις αντιδράσεις του κύκλου του άνθρακα, αυξάνονται με την απόσταση από το κέντρο του Ηλίου και με την ελάττωση της θερμοκρασίας. Φαίνεται, επίσης, να σχετίζεται και με την αφθονία των βαρέων χημικών στοιχείων, Z/X . Όταν αυτή η αφθονία ελαττώνεται, ο χρόνος τ αυξάνεται και αυτό συμβαίνει στην περιοχή της ζώνης ακτινοβολίας, $0.5 - 0.7R/R_{\odot}$.

Η μελέτη των αλληλεπιδράσεων νετρίνου-πυρήνα αποτελεί επίσης ένα σημαντικό εργαλείο για τη σύγχρονη έρευνα στο πεδίο της πυρηνικής, αστροπυρηνικής και αστροσωματιδιακής φυσικής, βοηθώντας μας σημαντικά στην καλύτερη κατανόηση αστροφυσικών φαινομένων. Ασχοληθήκαμε με μία από τις κυριότερες εφαρμογές των λεπτομερειακών υπολογισμών ενεργού διατομής νετρίνου-πυρήνα, που είναι η μελέτη της απόκρισης των πυρήνων αυτών σε φάσματα προερχόμενα από πηγές των ηλιακών νετρίνων και συγκεκριμένα των hep και 8B νετρίνων. Εστίασαμε την προσοχή μας στις αντιδράσεις ουδέτερου ρεύματος νετρίνου-πυρήνα για χαμηλές ενέργειες εισερχόμενου νετρίνου, στην περιοχή των 15 – 20 MeV. Η μελέτη της απόκρισης των επιλεγέντων πυρήνων ${}^{28}Si$ και ${}^{32}S$, στα ενεργειακά φάσματα ηλιακών νετρίνων γίνεται με βάση τους υπολογισμούς ενεργών διατομών τέτοιου τύπου αντιδράσεων.

Στο τελευταίο στάδιο της παρούσας διατριβής χρησιμοποιήσαμε τον κώδικα αστρικής δομής και εξέλιξης TYCHO 6.92 ο οποίος περιλαμβάνει πληθώρα βοηθητικών προγραμμάτων και είναι γραμμένος σε γλώσσα FORTRAN. Ένας από τους στόχους μας ήταν ο υπολογισμός της ροής των ηλιακών νετρίνων τα οποία παράγονται μέσω της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου και του κύκλου του άνθρακα. Για την επίτευξη αυτού του στόχου, χρησιμοποιήσαμε την υπορουτίνα exportenergy.f η οποία περιλαμβάνεται στον κώδικα TYCHO 6.92, με την οποία

υπολογίσαμε, και τους ρυθμούς θερμοπυρηνικής αντίδρασης δίνοντας ιδιαίτερη έμφαση στη λεπτομέρεια που απαιτείται για τον υπολογισμό της ροής των ηλιακών νετρίνων. Οι νέες τιμές της ροής των νετρίνων έχουν αναβαθμιστεί και δείχνουν σημαντική βελτίωση σε σχέση με τις τιμές της ροής που έχουν υπολογίσει προηγούμενα μοντέλα, όπως Bahcall, & Pinsonneault, (2004), Bahcall, & Serenelli, (2005).

Τα ηλιακά μοντέλα που διαμορφώσαμε μέσα στον κώδικα TYCHO 6.92 μας παρείχαν πολλά σημαντικά αποτελέσματα και συμπεράσματα, ιδιαίτερα με την αναβάθμιση και βελτίωση που επιφέραμε στους ρυθμούς θερμοπυρηνικών αντιδράσεων της αλυσίδας πρωτονίου-πρωτονίου και του κύκλου του άνθρακα καθώς και στις τιμές της ροής των ηλιακών νετρίνων που παράγονται στις αντιδράσεις αυτές. Χρησιμοποιήσαμε πρόσφατες τιμές αστροφυσικών παραγόντων-S και ενεργών διατομών από επίγεια πειράματα (LUNA), την παράμετρο screening, και νέες μετρήσεις της αφθονίας των βαρέων στοιχείων (Z/X). Διαμορφώσαμε τέσσερα διαφορετικά ηλιακά μοντέλα, TSK 1, TSK 2, TSK 3, TSK 4, το καθένα με διαφορετική τιμή της αφθονίας Z/X , με τα οποία υπολογίσαμε νέους αναβαθμισμένους ρυθμούς πυρηνικών αντιδράσεων, βελτιωμένες τιμές της ροής των ηλιακών νετρίνων, χαρακτηριστικές ποσότητες του εσωτερικού του Ηλίου, συναρτήσεως της απόστασης από το ηλιακό κέντρο, όπως τη θερμοκρασία, πίεση, πυκνότητα, φωτεινότητα, αφθονία των χημικών στοιχείων καθώς και την ταχύτητα του ήχου και το βάθος της ζώνης μεταφοράς.

Τα πιο σημαντικά αποτελέσματα της παρούσας εργασίας είναι αυτά που προκύπτουν από τις βελτιωμένες τιμές της ροής των ηλιακών νετρίνων και τις προβλεπόμενες ταχύτητες του ήχου στο εσωτερικό του Ηλίου.

Με τα τέσσερα νέα ηλιακά μοντέλα TSK 1, TSK 2, TSK 3, TSK 4, στα οποία χρησιμοποιήσαμε τέσσερις πρόσφατες τιμές της αφθονίας των βαρέων χημικών στοιχείων, $Z/X = 0.0229, 0.0165, 0.0178, 0.0181$, αντίστοιχα, υπολογίσαμε νέες βελτιωμένες τιμές της ροής των ηλιακών νετρίνων τις οποίες συγκρίναμε με τις μετρήσεις των επίγειων ανιχνευτών Borexino (2008) και SNO (2008). Για τα μοντέλα TSK 2, TSK 3 στα οποία χρησιμοποιήσαμε τις μικρότερες τιμές του Z/X , η απόκλιση των προβλεπόμενων τιμών της ροής των ${}^7\text{Be}$ και ${}^8\text{B}$ νετρίνων από τις αντίστοιχες μετρήσεις των ανιχνευτών, είναι μεγάλη, 8 – 15%. Οι τιμές της ροής των παραπάνω νετρίνων που υπολογίζονται στα μοντέλα TSK 1, TSK 4 χρησιμοποιώντας τις υψηλότερες τιμές της αφθονίας $Z/X = 0.0181$ και 0.0229 , συγκλίνουν πολύ ικανοποιητικά, κατά 0.5% και 6.7%, με τις αντίστοιχες μετρήσεις των ανιχνευτών νετρίνων. Συμπεραίνουμε ότι, όσο η τιμή της αφθονίας των βαρέων χημικών στοιχείων αυξάνεται από το 0.0181 προς το 0.0229, τόσο οι προβλεπόμενες τιμές της ροής των νετρίνων πλησιάζουν, εντυπωσιακά, τις αντίστοιχες, πολύ πρόσφατες (2008), μετρήσεις των ανιχνευτών νετρίνων.

Καταλήγουμε σε παρόμοια συμπεράσματα για τις προβλεπόμενες τιμές της ταχύτητας του ήχου στο εσωτερικό του Ηλίου. Η απόκλιση της προβλεπόμενης ταχύτητας του ήχου, από τις παρατηρήσεις της ηλιοσεισμολογίας είναι μεγάλη όταν στα μοντέλα χρησιμοποιούμε αφθονίες $Z/X = 0.0165, 0.0178$. Όταν η αφθονία των βαρέων στοιχείων αυξάνεται και πλησιάζει την τιμή 0.0229, οι προβλεπόμενες τιμές της ταχύτητας του ήχου πλησιάζουν εντυπωσιακά, κατά 2%, τις τιμές της ταχύτητας που παρατηρεί η ηλιοσεισμολογία.

Από την έρευνα αυτή εξήχθησαν αρκετά σημαντικά αποτελέσματα για τον Ήλιο, ανάμεσα στα οποία και θέματα αιχμής, όπως οι νέες βελτιωμένες τιμές των ρυθμών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων, της ροής των ηλιακών νετρίνων και της ταχύτητας του ήχου στο εσωτερικό του Ηλίου. Οι νέες προβλεπόμενες τιμές της ροής των νετρίνων σε συνδυασμό με τις αντίστοιχες μετρήσεις των ανιχνευτών Borexino (2008) και SNO (2008), αποτελούν πολύ ισχυρό εργαλείο ελέγχου του πρότυπου ηλιακού μοντέλου (SSM). Ο προσδιορισμός της ταχύτητας του ήχου σε διάφορες περιοχές του ηλιακού εσωτερικού με τη χρήση νέων παρατηρήσεων της αφθονίας των βαρέων στοιχείων σε συνδυασμό με τις παρατηρήσεις της ηλιοσεισμολογίας, αποτελεί, επίσης, ισχυρό εργαλείο ελέγχου του πρότυπου ηλιακού μοντέλου και βρίσκεται στην αιχμή και την πρωτοπορία της επιστημονικής έρευνας. Η συνεχής βελτίωση των προβλεπόμενων τιμών της ροής των ηλιακών νετρίνων και η σύγκριση τους με αυτές των επίγειων ανιχνευτών

νετρίνων καθώς και ο θεωρητικός προσδιορισμός της ταχύτητας του ήχου και η σύγκρισή της με τις παρατηρήσεις της ηλιοσεισμολογίας, αποτελούν συνεχή προσπάθεια στην έρευνα της Ηλιακής φυσικής και της φυσικής των ηλιακών νετρίνων, προκειμένου να ελέγχεται και να βελτιώνεται συνεχώς η εγκυρότητα των ηλιακών μοντέλων. Με αυτές και άλλες προσπάθειες προχωράμε και πλησιάζουμε προς την πληρέστερη και ακριβή περιγραφή του πραγματικού Ηλίου.

8.2 Προοπτικές

Το πείραμα SNO απέδειξε ότι περίπου τα δύο τρίτα των ηλεκτρονικών νετρίνων (ν_e) που παράγονται στον Ήλιο ανιχνεύονται στην Γη ως νετρίνα μύονιου (ν_μ) ή νετρίνο ταυ (ν_τ). Στο πείραμα SNO συνδυάζοντας το αποτέλεσμα αυτό με τα αποτελέσματα άλλων πειραμάτων ηλιακών νετρίνων όπως αυτών από τον αντιδραστήρα ανινετρίνων KamLAND, κατέλειξαν στο συμπέρασμα ότι αυτή η αλλαγή στη γεύση των νετρίνων είναι αποτέλεσμα των ταλαντώσεων των νετρίνων, τύπου MSW, καθώς αυτά διαπερνούν την ύλη. Σε υψηλές ενέργειες ηλιακών νετρίνων οι επιδράσεις της ύλης είναι σημαντικές και η πιθανότητα επιβίωσης είναι χαμηλή. Σε χαμηλότερες ενέργειες νετρίνων, ωστόσο, οι επιδράσεις της ύλης σταδιακά υποχωρούν, κυριαρχούν οι ταλαντώσεις κενού, και η πιθανότητα επιβίωσης αυξάνεται. Υπάρχει μία περιοχή μετάβασης μεταξύ 1 – 4 MeV όπου δεν έχουν ακόμη πραγματοποιηθεί τέτοιες μετρήσεις. Η άμεση παρατήρηση της αύξησης της πιθανότητας επιβίωσης στην περιοχή μεταβίβασης θα επιβεβαιώσει τον μηχανισμό MSW. Ο καλύτερος τρόπος για να ερευνήσουμε αυτή την ενδιαφέρουσα περιοχή μεταβίβασης είναι μέσω της μέτρησης της ροής των pep νετρίνων στα 1.4 MeV. Η μέτρηση της ροής των ${}^7\text{Be}$ και των CNO νετρίνων μπορεί να μας δώσει παρόμοιες πληροφορίες, όμως η προβλεπόμενη ροή τους εμφανίζει πολύ μεγάλη αβεβαιότητα. Οι μετρήσεις αυτές θα γίνουν με τον καινούργιο ανιχνευτή νετρίνων, τον SNO+.

Έχουμε σκοπό να συνεχίσουμε (στο μέλλον) τη μελέτη των νετρίνων χρησιμοποιώντας παρατηρήσεις του ανιχνευτή SNO+ έτσι ώστε να βελτιώσουμε περαιτέρω την προβλεπόμενη ροή των ηλιακών νετρίνων. Εάν υπάρξει σημαντική ασυμφωνία μεταξύ των προβλεπόμενων ροών νετρίνων και των ανιχνεύσιμων νετρίνων του SNO+, τότε θα πρέπει να δοθεί κάποια ερμηνεία γι' αυτή την ασυμφωνία. Μία υπόθεση η οποία δεν έχει ακόμη συνεκτιμηθεί από τους μελετητές, είναι η φυσική κατάσταση του Ηλίου η οποία αφορά την μη-ομοιογένεια (non-homogeneity) του αέριου υλικού. Για να χειριστούμε μία τέτοια κατάσταση θα πρέπει να δημιουργήσουμε τρισδιάστατα ηλιακά μοντέλα του ηλιακού εσωτερικού, όπου θα εισαχθεί κάποιος βαθμός ανομοιογένειας. Θα συγκεντώσουμε τις προσπάθειές μας προς την κατεύθυνση αυτή ώστε να διαμορφώσουμε τον κώδικα TYCHO 6.92 έτσι ώστε να συμπεριλάβει και την κατάσταση ανομοιογένειας (ή μη-ομοιογένειας) στον Ήλιο.

Ένας άλλος στόχος είναι να προχωρήσουμε, χρησιμοποιώντας τον TYCHO 6.92, στην κατασκευή του διαγράμματος H-R (Hertzprung-Russell), στη μελέτη της αστρικής εξέλιξης και στη χρονική εξέλιξη αστρικών ποσοτήτων, όπως οι αφθονίες των χημικών στοιχείων στο κέντρο και τη φωτόσφαιρα, οι πυκνότητες και οι θερμοκρασίες στο κέντρο του αστέρα, οι φωτεινότητες, ενεργές θερμοκρασίες και φωτοσφαιρικές ακτίνες για ένα μεγάλο εύρος αστρικών μαζών.

Προβλέπουμε και στις μελλοντικές μετρήσεις των χαμηλής ενέργειας pep και CNO νετρίνων του ανιχνευτή LENA (Low Energy Neutrino Astronomy), οι οποίες θα είναι μεγάλης ακρίβειας, και ευελπιστούμε να τις χρησιμοποιήσουμε για να ελέγξουμε την προβλεπόμενη ροή των παραπάνω νετρίνων που έχουμε ήδη υπολογίσει στην παρούσα μελέτη.

Σχετικά με την φασματοσκοπία των ηλιακών νετρίνων, μία νέα περίοδος μετρήσεων μεγάλης ακρίβειας θα ξεκινήσει. Αναμένονται αρκετές εκατοντάδες γεγονότα ανά ημέρα για τα CNO, pep and ${}^8\text{B}$ ηλιακά νετρίνα, επιτρέποντας έτσι, έναν ακριβή καθορισμό του φάσματος των ηλιακών νετρίνων. Καθώς ο ανιχνευτής LENA θα τοποθετηθεί σε μεγαλύτερο βάθος από ότι ο ανιχνευτής Borexino (αλλά, όχι τόσο βαθιά όσο το SNO+), το επίπεδο της

ακτινοβολίας του κοσμικού υποβάθρου θα μειωθεί σημαντικά. Το πιο αξιοσημείωτο γεγονός είναι ο πιθανός ρυθμός των 10.000 γεγονότων των νετρίνων ${}^7\text{Be}$ ανά ημέρα.

Οι τεχνικές της ηλιοσεισμολογίας έχουν εφαρμοστεί εκτενώς στον Ήλιο και έχουν επιφέρει πολλές πληροφορίες σχετικά με το εσωτερικό του. Ανάμεσα στα πολύ σημαντικά αποτελέσματα είναι, ο προσδιορισμός της ταχύτητας του ήχου (v_s) μέσα στα διάφορα στρώματα του ηλιακού εσωτερικού, της αφθονίας του ηλίου Y (Y/X), του βάθους της ζώνης μεταφοράς, της περιστροφής του εσωτερικού του Ηλίου, κλπ. Από την άλλη μεριά αποδείχθηκε ότι, οι συχνότητες των ηλιακών ταλαντώσεων των p -καταστάσεων δεν επαληθεύουν τις υποθέσεις που κάνουν τα θεωρητικά μοντέλα για τη μείξη (mixing) και για την γρήγορη περιστροφή του ηλιακού πυρήνα. Επίσης δεν επιβεβαιώνουν την ύπαρξη των WIMPS (Weakly Interacting Massive ParticleS).

Παρόλη την επιτυχία της, η έρευνα της ηλιοσεισμολογίας δεν έχει εξαντληθεί καθώς τα ηλιοσεισμικά αποτελέσματα απαιτούν περαιτέρω τελειοποίηση των ηλιακών μοντέλων. Για να φθάσουμε στην απαιτούμενη ευαισθησία και στην καλύτερη ανάλυση των συχνοτήτων των ηλιακών ταλαντώσεων, έχουν σχεδιαστεί διάφορα πειράματα ηλιοσεισμολογίας που θα λειτουργήσουν μέσα σε δορυφόρους και σύντομα θα προσφέρουν μετρήσεις από το διάστημα. Το Solar Dynamics Observatory, SDO (<http://sdo.gsfc.nasa.gov/>), που απογειώθηκε το 2008, είναι μία αποστολή της NASA προκειμένου να μελετήσει τις μεταβολές του ηλιακού μαγνητικού πεδίου, τις δυναμικές διαδικασίες και την επίδρασή τους πάνω στη Γη. Το PICARD (Thuillier et al., 2003), ένας CNES (Centre National d'Etudes Spatiales) δορυφόρος προκειμένου να μελετήσει τη σχέση του κλίματος της Γης με τον Ήλιο. Το Solar Orbiter, SO, (2013), (Marsden και Fleck, 2007), ένας δορυφόρος της ESA για να μελετηθούν οι πολικές περιοχές του Ήλιου.

Για άλλους αστέρες, τύπου Ηλίου, οι τεχνικές της ηλιοσεισμολογίας έχουν επιφέρει, έως τώρα, ελάχιστα αποτελέσματα. Υπάρχει μία αμυδρή ανίχνευση αστερό-ταλαντώσεων (αστερό-αναπάσεων) από τους Gelly et al. (1986) για δύο πολύ λαμπρούς αστέρες που είναι γνωστοί ως slow-rotators, για τους αστέρες αCMi (Procyon) και αCn (Rigel). Το σήμα ήταν πολύ ασθενές για να δώσει μία καθαρή (σίγουρη) ανίχνευση των συχνοτήτων των ταλαντώσεων. Δύο παρατηρήσιμες ποσότητες μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την αστεροσεισμολογία. (α) οι μεταβολές της αστρικής λαμπρότητας, που προκαλούνται από τις αστρικές αναπάσεις. Αυτές οι μεταβολές είναι μόλις 10^6mag για έναν αστέρα τύπου Ηλίου. Τέτοιες φωτομετρικές μετρήσεις δεν είναι ανιχνεύσιμες από τη Γη. (β) οι εναλλαγές (fluctuations) των ταχυτήτων που προκαλούνται από τις αστρικές ταλαντώσεις. Αυτές οι αλλαγές κυμαίνονται γύρω στα 10cms^{-1} για αστέρες τύπου Ηλίου. Οι δύο παραπάνω μετρήσεις αποτελούν μεγάλη τεχνολογική πρόκληση και θα περιοριστούν, αρχικά, σε παρατηρήσεις λαμπρών και αργά-περιστρεφόμενων αστερών, γιατί αυτοί οι αστέρες παρουσιάζουν υψηλή φασματική ανάλυση και υψηλό S/N ratio(σήμα/θόρυβος), στοιχεία τα οποία είναι απαραίτητα για την ανίχνευση αστρικών ταλαντώσεων.

Η αστεροσεισμολογία αποτελεί ένα δυνατό εργαλείο για την ανίχνευση της εσωτερικής δομής και δυναμικής των αστερών και αναμένεται να συνεισφέρει στη λύση των βασικών προβλημάτων της αστρικής φυσικής. Θα δώσει δύο ανεξάρτητες παρατηρήσεις, το $\Delta\nu_0$ και $\delta\nu_{nl}$ (στην Εξ. 7.6) των αστρικών ταλαντώσεων, οι οποίες θα προστεθούν στις άλλες δύο παρατηρήσιμες αστρικές παραμέτρους, τη φωτεινότητα L και την ενεργό θερμοκρασία T_{eff} .

Οι θεωρίες της αστρικής δομής και εξέλιξης, χαρακτηρίζουν έναν αστέρα με πέντε ανεξάρτητες παραμέτρους, όπως είναι η μάζα, η αρχική αφθονία του ηλίου (Y), Y/X , και των μετάλλων (Z), Z/X , η ηλικία και mixing length. Είναι απαραίτητο να υπάρχουν και επιπλέον δεδομένα για να επιφέρουν ένα πλήρη έλεγχο των θεωρητικών μοντέλων. Προς το παρόν, οι επιπλέον αστρικοί παράμετροι είναι μόνο η παρατηρούμενη φωτεινότητα L και η ενεργός θερμοκρασία T_{eff} . Για τον Ήλιο, όμως, υπάρχει επιπλέον έλεγχος (test) του ηλιακού εσωτερικού, ο οποίος προέρχεται από τις παρατηρήσιμες παραμέτρους της ηλιοσεισμολογίας και των ροών των ηλιακών νετρίνων. Για όλους τους άλλους αστέρες θα πρέπει να περιμένουμε τις παρατηρήσεις

της αστεροσεισμολογίας.

Οι σοβαρές διαφωνίες ανάμεσα στους ηλιοσεισμικούς υπολογισμούς και στους πρόσφατους φασματοσκοπικούς υπολογισμούς σχετικά με την αφθονία των βαρέων στοιχείων απαιτούν μια προσεκτική εξέταση των ηλιακών ατμοσφαιρικών μοντέλων και των μοντέλων του ηλιακού εσωτερικού. Αυτό είναι σημαντικό όχι μόνο για την επίλυση της ασυμφωνίας, αλλά και γιατί οι ηλιακές αφθονίες χρησιμοποιούνται ως κλίμακα βαθμονόμησης για τις αφθονίες άλλων ουρανίων σωμάτων. Έχουν πραγματοποιηθεί πολλές βελτιώσεις στα ηλιακά μοντέλα κατά την διάρκεια των τριών τελευταίων δεκαετιών εξαιτίας του προβλήματος του ηλιακού νετρίνου. Η ασυμφωνία ανάμεσα στην παρατηρούμενη ροή νετρίνων και σε εκείνη που προβλέπεται από τα μοντέλα οδήγησε σε μια σοβαρή εξέταση όλων των εισαγόμενων παραμέτρων μικροφυσικής που χρησιμοποιούνται για την κατασκευή ηλιακών μοντέλων. Αυτές οι εξελίξεις οδήγησαν στην επιβεβαίωση των νέων δεδομένων φυσικής πέρα από το καθιερωμένο μοντέλο της Φυσικής Υψηλών Ενεργειών για τα νετρίνα, δηλαδή, στη φυσική των ταλαντώσεων των νετρίνων. Μπορούμε να αναμένουμε ότι η ασυμφωνία που προκαλείται από την αναθεώρηση των ηλιακών αφθονιών βαρέων στοιχείων θα οδηγήσει σε περαιτέρω βελτιώσεις των μοντέλων ηλιακής ατμόσφαιρας και στα μοντέλα του ηλιακού εσωτερικού.

Παράρτημα Α

9.1 Η δομή του Ηλίου από το εσωτερικό προς τα έξω

Το χρώμα της αυτό της ηλιακής χρωμόσφαιρας, από το οποίο πήρε και το όνομά της, οφείλεται στην έντονη εκπομπή ακτινοβολίας στη γραμμή H_{α} του υδρογόνου, σε μήκος κύματος $\lambda = 6563\text{\AA}$. Κατά τα λίγα δευτερόλεπτα της εμφάνισης της, το φάσμα απορρόφησης της ηλιακής φωτόσφαιρας μετατρέπεται σε φάσμα εκπομπής-αστραπιαίο φάσμα-στο οποίο αναγνωρίζονται περισσότερες από 3500 γραμμές. Σε αυτό οι φασματικές γραμμές των ουδέτερων στοιχείων εμφανίζονται πιο ασθενείς από ότι είναι στη φωτόσφαιρα, ενώ οι γραμμές των ιόντων εμφανίζονται πιο έντονες, γεγονός που φανερώνει την υψηλότερη θερμοκρασία της χρωμόσφαιρας, από 4300 K, στη βάση της, σε τιμές που πλησιάζουν τους 10^6 K, στην κορυφή της, μέσα σε ένα ύψος μικρότερο των 3000 km.

Στο χείλος η χρωμόσφαιρα εμφανίζεται σαν μια ασθενής άλω γύρω από το φωτοσφαιρικό χείλος, που φανερώνει απότομη πτώση της έντασης της ακτινοβολίας. Το πάχος της κυμαίνεται ανάμεσα σε 2000 και 3000 km. Μέσα σε αυτήν παρατηρούνται ορισμένοι λαμπροί σχηματισμοί που αιωρούνται ως νέφη και ονομάζονται λαμπρές ψηφίδες. Πάνω από την άλω προβάλλουν μικροί σχηματισμοί, κατακόρυφοι ή κεκλιμένοι οι οποίες μοιάζουν με βελόνες. Οι σχηματισμοί αυτοί καλούνται χρωμοσφαιρικοί πίδακες ή απλά πίδακες και έχουν κατά μέσο όρο διάρκεια ζωής ~ 8 min, διάμετρο ~ 800 km, μήκος ~ 4000 km και ανοδική ταχύτητα ~ 25 km/s. Όλοι αυτοί οι σχηματισμοί είναι εκτοξεύσεις πλάσματος από την φωτόσφαιρα.

Το βασικό πρόβλημα της χρωμόσφαιρας είναι η δικαιολόγηση της υψηλής θερμοκρασίας της, $T \sim 10^6$ K, η οποία θεωρείται ότι είναι κινητική θερμοκρασία. Υπεύθυνοι για την θέρμανση της χρωμόσφαιρας θεωρούνται ακουστικά και βαρυτικά κύματα που γεννιούνται στη ζώνη μεταφοράς. Έτσι, καθώς τα ακουστικά κύματα (χαμηλής συχνότητας) κινούνται μέσα στη χρωμόσφαιρα, υφίστανται δυο ουσιαστικές μεταβολές. Πρώτον, λόγω της γρήγορης ελάττωσης της πυκνότητας, επιταχύνονται σε κύματα κρούσεως, γεγονός που οδηγεί σε πιο δραστικές κρούσεις των σωματιδίων και θέρμανση της χρωμόσφαιρας. Δεύτερον, η ελάττωση της πυκνότητας οδηγεί σε μια σχετική αύξηση της ικανότητας του μαγνητικού πεδίου να μεταφέρει την ενέργειά τους υπό μορφή μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων, τα οποία επάγουν κυμάνσεις των φορτισμένων σωματιδίων, ηλεκτρονίων και ιόντων, με αποτέλεσμα την αύξηση της θερμοκρασίας καθώς αυτά συγκρούονται μεταξύ τους και με αφόρτιστα σωματίδια. Από την άλλη πλευρά, σύμφωνα με τις τελευταίες μελέτες η διαφορική περιστροφή του Ηλίου σε συνδυασμό με τις κινήσεις του αέριου υλικού στη ζώνη μεταφοράς οδηγούν στην ενίσχυση του γενικού μαγνητικού πεδίου του Ηλίου και τη δημιουργία αφενός μεγάλης κλίμακας ασθενών σχετικά μαγνητικών πεδίων και αφετέρου τοπικών ισχυρών μαγνητικών πεδίων υπό μορφή βρόχων που παίζουν σημαντικό ρόλο στη μεταφορά ενέργειας στη χρωμόσφαιρα και το στέμμα με διάφορους φυσικούς μηχανισμούς. Οι μηχανισμοί αυτοί δεν είναι ακόμη εντελώς κατανοητοί. Έτσι, ο συνδυασμός αυτών των μηχανισμών έχει σαν αποτέλεσμα να αυξάνει τη θερμοκρασία της χρωμόσφαιρας από 4300 K, στη βάση της, σε τιμές που πλησιάζουν τους 10^6 K, στην κορυφή της, μέσα σε ένα ύψος μικρότερο των 3000 km.

Το Κ-στέμμα είναι υπεύθυνο για το μέγιστο μέρος του φωτός μέχρι αποστάσεως $1.3R_{\odot}$ από την ηλιακή επιφάνεια. Το φάσμα του δεν είναι παρά το συνεχές φάσμα της φωτόσφαιρας της οποίας το φως διαχέεται από τα ελεύθερα ηλεκτρόνια του στέμματος, για αυτό και είναι πολωμένο. Οι γραμμές απορρόφησης δεν είναι ορατές εδώ, επειδή λόγω της μεγάλης θερμικής ταχύτητας των ηλεκτρονίων ($T_e = 10^6$ K) και συνεπώς της μεγάλης μετατόπισης Doppler, οι γραμμές έχουν τεράστια πλάτυνση και δεν ξεχωρίζουν.

Το F- στέμμα προέρχεται από το φωτοσφαιρικό φως καθώς αυτό διαχέεται από σχετικά βαριά σωματίδια που κινούνται αργά μεταξύ Ηλίου και Γης στο επίπεδο της εκλειπτικής. Έτσι το φάσμα στην περίπτωση αυτή δεν είναι παρά το κανονικό φάσμα της φωτόσφαιρας.

Το L ή E-στέμμα οφείλεται στο φως που εκπέμπει το ίδιο το στέμμα, είναι δηλαδή το φως των γραμμών εκπομπής των διαφόρων ιόντων του στέμματος. Επειδή η θερμική κίνηση των ιόντων είναι συγκριτικά μικρότερη από την κίνηση των ηλεκτρονίων, οι γραμμές εκπομπής δεν παρουσιάζουν μεγάλη πλάτυνση λόγω φαινομένου Doppler, όπως συμβαίνει με τις γραμμές απορροφήσεως στο Κ- στέμμα.

Οι γραμμές εκπομπής του στέμματος, περίπου 30 στην ορατή περιοχή και πολυάριθμες στην περιοχή των ακτίνων-Χ, οφείλονται σε άτομα που έχουν υποστεί πολλαπλό ιονισμό, δηλαδή σε άτομα από 9 έως 15 φορές ιονισμένα, όπως είναι τα Fe XIV(πράσινη γραμμή, $\lambda = 5303$ Å), FeX(ερυθρή γραμμή, $\lambda = 6374$ Å) κ.α. Αυτό σημαίνει πως πρόκειται για ένα πλάσμα με υψηλό ιονισμό.

Το στέμμα αποτελεί την κύρια έδρα ραδιοεκπομπής του Ηλίου, τόσο σε περιόδους ηρεμίας (εκπομπή ήρεμου Ηλίου), όσο και σε περιόδους δραστηριότητας αυτού (βραδέως μεταβαλλόμενη συνιστώσα και ραδιοεξάρσεις).

Παρατηρήσεις του Ηλίου κατά τη διάρκεια μιας ηλιακής έκλειψης αποκαλύπτει το ηλιακό στέμμα, το οποίο αποτελείται από μεταβλητούς πίδακες και ψηφίδες. Πιο κοντά στην επιφάνεια του Ηλίου, στη χρωμόσφαιρα, υπάρχουν φωτεινές προεξοχές, μικροί σχηματισμοί που μοιάζουν σαν «νήματα» οι οποίοι συσχετίζονται με τις ηλιακές κηλίδες, ζεύγη σκοτεινών περιοχών στην φωτόσφαιρα του ηλίου. Αυτές οι κηλίδες εμφανίζονται σκοτεινές επειδή η θερμοκρασία τους είναι χαμηλότερη ($T \approx 4000$ K) από ότι η μέση φωτοσφαιρική θερμοκρασία ($T \approx 5750$ K). Η δύναμη του μαγνητικού πεδίου στις κηλίδες είναι υψηλότερη κατά 1000 – 2000 gauss από στις γύρω περιοχές, έτσι ώστε να υπάρχει μια ισορροπία πίεσης μεταξύ των κηλίδων και του περιβάλλοντός τους. Οι κηλίδες σε κάθε ζεύγος εμφανίζουν αντίθετη πολικότητα, όπως αναμένεται για τις «βροχοειδείς» μαγνητικές δομές προσκολλημένες στις ηλιακές κηλίδες. Ο αριθμός των κηλίδων ποικίλει μέσα στον 11 έτη ηλιακό κύκλο και η κηλίδα που κυριαρχεί στο ζεύγος τείνει να εμφανίσει την ίδια πολικότητα κατά τη διάρκεια του κύκλου. Αυτή η πολικότητα, όπως επίσης το συνολικό μαγνητικό πεδίο του ηλίου, αντιστρέφεται κάθε 11 χρόνια.

Σε μερικές περιοχές του στέμματος, γνωστές ως ηλιακές τρύπες, οι γραμμές του ηλιακού μαγνητικού πεδίου ανοίγουν μέσα στο ενδοπλανητικό διάστημα, και τα ηλιακά σωματίδια του πλάσματος μπορούν να ρέουν ελεύθερα μακριά από τον Ήλιο. Αυτή η επέκταση ή προέκταση του στέμματος σχηματίζει τον ηλιακό άνεμο. Στην τροχιά της Γης και παραπέρα, κατά τη διάρκεια του ηλιακού μεγίστου (μέγιστο αριθμό ηλιακών κηλίδων) ο ηλιακός άνεμος έχει μια μέση ταχύτητα της τάξης των 400 km/s. Κατά τη διάρκεια του ηλιακού ελαχίστου η μέση ταχύτητα του ηλιακού ανέμου είναι 400 km/s κοντά στην περιοχή των εκλάμψεων, αλλά σε μεγαλύτερα ηλιακά πλάτη η ταχύτητα είναι τυπικά 750 – 800 km/s. Κατά τη διάρκεια αυτής της χρονικής περιόδου υπάρχουν μεγάλες ηλιακές τρύπες κοντά στους πόλους του Ηλίου από τις οποίες «ξεφεύγει» ο ηλιακός άνεμος.

Ο Parker έλυσε τις εξισώσεις κίνησης και ορμής του ηλιακού ανέμου, χρησιμοποιώντας των ιδανικό νόμο των αερίων ως την καταστατική εξίσωση. Δυο από τις λύσεις αρχίζουν από την υπερηχητική ταχύτητα στο ηλιακό στέμμα, η οποία δεν επιβεβαιώνεται από παρατηρήσεις, και επομένως μπορεί να απορριφθεί. Μια τρίτη λύση είναι η υποηχητική ταχύτητα ανεξάρτητη της απόστασης από τον Ήλιο. Σε αυτή τη λύση, η ταχύτητα φτάνει ένα μέγιστο

σε μια κρίσιμη ακτίνα, R_S , και ελαττώνεται σε μεγαλύτερες αποστάσεις.

Η επέκταση του ηλιακού ανέμου είναι ακτινική προς τα έξω, αλλά κάθε ρευστό στοιχείο του ανέμου κουβαλάει, αποτελεσματικά, μια συγκεκριμένη μαγνητική γραμμή του πεδίου, η οποία έχει τις ρίζες της στον Ήλιο. Επομένως, το μαγνητικό πεδίο του ηλιακού ανέμου λαμβάνει τη μορφή του σπειροειδούς σχήματος του Αρχιμήδη. Η ακτινική και αζιμουθιακή συνιστώσα του πεδίου είναι σχεδόν ίσες στην απόσταση της τροχιάς της Γης, με δυναμικό μερικών 10 – 5 G. Μιας και η ολική μαγνητική ροή μέσω κάθε κλειστής επιφάνειας γύρω από τον Ήλιο πρέπει να είναι μηδέν, οι εσωτερικές και εξωτερικές μαγνητικές ροές πρέπει να εξισορροπούνται. Διαστημικές παρατηρήσεις έχουν δείξει ότι οι εξωτερικές και εσωτερικές μαγνητικές ροές κατανέμονται με συμμετρικό τρόπο έτσι ώστε να υπάρχουν ενδοπλανητικοί τομείς όπου κυριαρχούν οι εξωτερικές δομές και άλλες όπου κυριαρχούν οι εσωτερικές δομές. Οι διαφορετικοί τομείς είναι μαγνητικά συνδεδεμένοι σε διαφορετικές περιοχές μέσα στο ηλιακό στέμμα, σε διαφορετικές στεμματικές τρύπες. Οι ροές από διαφορετικές στεμματικές περιοχές συχνά έχουν διαφορετικές ταχύτητες, και έτσι συγκρούονται και παράγουν συμπυκνώσεις μέσα στον ηλιακό άνεμο που έχουν σπειροειδή σχήμα. Όλο το μαγνητικό πεδίο και οι δομές των πιδάκων περιστρέφονται μαζί με τον Ήλιο. Αυτός ο τομέας της δομής αλλάζει με το χρόνο καθώς οι συνθήκες στον Ήλιο αλλάζουν. Σημειωτέον ότι, ενώ ο Ήλιος περιστρέφεται, οι διαφορετικοί τομείς παρασύρονται από τους πλανήτες και άλλα σώματα στο ηλιακό μας σύστημα. Οι ξαφνικές αντιστροφές της διεύθυνσης του μαγνητικού πεδίου και της δομής των πιδάκων είναι υπεύθυνες για τα φαινόμενα αποσύνδεσης που φαίνονται στις ουρές των ιόντων των κομητών, όπως επίσης συγκεκριμένες μαγνητοσφαιρικές διαταραχές.

9.1.1 Ηλιακή δραστηριότητα

Οποιοδήποτε στρώμα της ηλιακής ατμόσφαιρας και αν παρατηρήσουμε θα διαπιστώσουμε ότι χαρακτηρίζεται από πολλά διαφορετικά χαρακτηριστικά και σχηματισμούς με λεπτή υφή που αγγίζει ή ξεπερνά τη διακριτική ικανότητα των οργάνων που διαθέτουμε.

Στον Ήλιο οι δυναμικές γραμμές του ηλιακού μαγνητικού πεδίου είναι παγωμένες μέσα στο πλάσμα, γεγονός το οποίο έχει τις πιο κάτω συνέπειες: Όταν η πυκνότητα ενέργειας του πλάσματος, θερμική και κινητική ενέργεια, είναι πολύ μεγαλύτερη από την πυκνότητα ενέργειας του μαγνητικού πεδίου, το πλάσμα κινείται κατά μήκος των δυναμικών γραμμών του πεδίου. Όταν, αντίθετα, η πυκνότητα ενέργειας του πλάσματος είναι πολύ μεγαλύτερη από τη πυκνότητα ενέργειας του μαγνητικού πεδίου, τότε το κινούμενο πλάσμα συμπαρασύρει τις δυναμικές γραμμές και τις παραμορφώνει.

Στον Ήλιο τόσο η πυκνότητα του πλάσματος όσο και το μαγνητικό πεδίο ελαττώνονται με το ύψος. Η πυκνότητα ελαττώνεται πιο γρήγορα από το μαγνητικό πεδίο. Έτσι έχουμε τα ακόλουθα αποτελέσματα.

Στη φωτόσφαιρα, αλλά και κάτω από αυτή, το πλάσμα υπερισχύει και οι δομές καθορίζονται από την κίνηση του πλάσματος η οποία διαμορφώνει και το μαγνητικό πεδίο καθώς το πλάσμα παρασύρει τις δυναμικές γραμμές. Εξαιρεση αποτελούν οι κηλίδες, για τις οποίες θα μιλήσουμε στη συνέχεια, όπου το μαγνητικό πεδίο είναι αρκετά ισχυρό ώστε να διαμορφώνει αυτό τη δομή του πλάσματος.

Στη χρωμόσφαιρα και το στέμμα υπερισχύει το μαγνητικό πεδίο. Οι δυναμικές γραμμές του πεδίου αποτελούν τους «μαγνητικούς σωλήνες» (magnetic flux tubes), μέσα στους οποίους ρέει το πλάσμα.

Τελικά, στον ηλιακό άνεμο υπερισχύει και πάλι το πλάσμα, λόγω της μεγάλης του κινητικής ενέργειας. Αποτέλεσμα αυτού είναι ότι ο ηλιακός άνεμος μεταφέρει το ηλιακό μαγνητικό πεδίο στο μεσοπλανητικό χώρο αλλά επιδρά και στη μορφολογία του πεδίου στο ίδιο το στέμμα.

Όπως έχει επισημανθεί η ηλιακή ενέργεια δεν εκπέμπεται ομοιόμορφα από όλη την ηλιακή επιφάνεια. Υπάρχουν περιοχές της ηλιακής επιφάνειας όπου επικρατούν ιδιαίζουσες φυσικές συνθήκες, με αποτέλεσμα να εμφανίζουν στην παρατήρηση πολύπλοκη υφή και

να χαρακτηρίζονται σαν «διαταραγμένες» ή περιοχές έντονης δραστηριότητας. Η περιοχή αυτή μπορεί να περιλαμβάνει ένα ή περισσότερα κέντρα δράσεως μέσα στα οποία συναντά κανείς κηλίδες, πυρσούς, προεξοχές, ραδιοεξάρσεις και άλλα φαινόμενα. Τα φαινόμενα αυτά αποτελούν εκδηλώσεις ενός πιο γενικού φαινομένου που το αποκαλούμε ηλιακή δραστηριότητα.

Όπως αναφέρθηκε και πιο πάνω, στην ηλιακή φωτόσφαιρα η μαγνητική ροή δεν είναι κατανομημένη τυχαία, υπάρχουν, δηλαδή, περιοχές με μεγάλη μαγνητική ροή και με διπολική μορφολογία οι οποίες ονομάζονται ενεργές περιοχές ή κέντρα δράσης.

Οι κινήσεις των αερίων μαζών στην υποφωτοσφαιρική ζώνη μεταφοράς, σε συνδυασμό με τη διαφορική περιστροφή του Ηλίου, έχουν σαν αποτέλεσμα την τοπική συγκέντρωση και συμπύκνωση των δυναμικών μαγνητικών γραμμών και τη συγκέντρωση μαγνητικής ροής, που στη συνέχεια αναδύεται στην φωτόσφαιρα με τη μορφή μιας διπολικής περιοχής. Γύρω από τα μαγνητικά δίπολα δημιουργούνται οι ηλιακές κηλίδες. Όμως όταν υπάρχει μεγάλο απόθεμα μαγνητικής ροής η ανάδυση διαρκεί αρκετές ημέρες και η διπολική περιοχή εξελίσσεται σε κέντρο δράσης, με κύριους σχηματισμούς του τις κηλίδες, τους πόρους, τους φωτοσφαιρικούς και χρωμοσφαιρικούς πυρσούς, τα χρωμοσφαιρικά νημάτια και νήματα και τους στεμματικούς βρόχους.

Καθώς συνεχίζεται η ανάδυση της μαγνητικής ροής εμφανίζονται στη φωτόσφαιρα οι πόροι, που είναι μικρές σκοτεινές περιοχές με έντονο μαγνητικό πεδίο (~ 1000 G) και με μέγεθος ~ 2500 km, λίγες φορές μεγαλύτερο από το μέγεθος των κόκκων. Από την ανάπτυξη ή και συνένωση πόρων δημιουργούνται οι κηλίδες, που είναι εκτεταμένες σκοτεινές περιοχές με μαγνητικό πεδίο που μπορεί να φτάσει στις $3.000 - 4.000$ G.

Η εμφάνιση των κέντρων δράσης στην χρωμόσφαιρα είναι πολύ πιο θεαματική από ότι στην φωτόσφαιρα. Η μορφολογία τους είναι εντελώς διαφορετική από εκείνη των ήρεμων περιοχών της χρωμόσφαιρας, με κύρια χαρακτηριστικά, την εμφάνιση των εκλάμψεων, των λαμπρών περιοχών των χρωμοσφαιρικών πυρσών, και την ύπαρξη μιας πληθώρας από επιμήκεις νηματοειδείς σχηματισμούς.

Στο στέμμα, ειδικότερα στις ακτίνες X, το μαγνητικό πεδίο των κέντρων δράσης σκιαγραφείται και χαρτογραφείται από πολύ χαρακτηριστικούς βρόχους δηλαδή ηλιακό πλάσμα που παγιδεύεται στις μαγνητικές γραμμές. Οι βρόχοι αυτοί είναι πιο θερμοί από το περιβάλλον πλάσμα, εκτείνονται σε ύψος αρκετών δεκάδων χιλιομέτρων. Θυμίζουν έντονα τις δυναμικές γραμμές μαγνητικού διπόλου της φωτόσφαιρας, αφού συνδέουν περιοχές αντίθετης πολικότητας.

Οι διπολικές μαγνητικές περιοχές στη φωτόσφαιρα είναι οι περιοχές αναδύσεως των τοπικών μαγνητικών πεδίων, τα οποία αναδύονται υπό μορφή βρόχων στη χρωμόσφαιρα και το στέμμα και η τομή των δυο σκελών του βρόχου με την ηλιακή φωτόσφαιρα καθορίζει τις δυο αντίθετες πολικότητας περιοχές της διπολικής περιοχής. Η ύπαρξή τους διαπιστώνεται με παρατηρήσεις που γίνονται με μαγνητογράφους.

Οι διπολικές μαγνητικές περιοχές προηγούνται χρονικώς πάντοτε της εμφανίσεως των κηλίδων. Πρώτα δηλαδή εμφανίζονται αυτές, μετά οι πυρσοί, οι κηλίδες και γενικά όλα τα άλλα χαρακτηριστικά της ηλιακής δραστηριότητας. Μετά την αποσύνθεσή τους, οι συνιστώσες τους παραμένουν ως μονοπολικές μαγνητικές περιοχές.

Οι κηλίδες είναι σκοτεινοί σχηματισμοί της φωτόσφαιρας, και φαίνονται σκοτεινές γιατί η θερμοκρασία τους, ~ 3800 K, είναι χαμηλότερη από αυτή της ήρεμης φωτόσφαιρας ($T \sim 5800$ K). Η υφή τους είναι αρκετά πολύπλοκη. Αποτελούνται από μια κεντρική σκοτεινή περιοχή, τη σκιά, η οποία περιβάλλεται από μια λιγότερο σκοτεινή και διπλάσιας περίπου έκτασης περιοχή, την παρασκιά, η οποία αποτελείται από λαμπρά και σκοτεινά νήματα.

Το πιο σημαντικό χαρακτηριστικό μιας κηλίδας είναι το μαγνητικό της πεδίο, του οποίου η ένταση κατά μέσο όρο είναι της τάξεως των $1000 - 2000$ Gauss. Με το ισχυρό αυτό πεδίο σχετίζεται μια σημαντική οριζόντια ροή αερίων από τη παρασκιά προς τη φωτόσφαιρα και αντίστροφα. Το φαινόμενο αυτό που διαπιστώνεται φασματοσκοπικά είναι γνωστό σαν

φαινόμενο Evershed.

Η εμφάνιση και συμπεριφορά των κηλίδων τράβηξε την προσοχή των αστρονόμων από την εποχή της ανακαλύψεως του τηλεσκοπίου. Έτσι γίνεται καθημερινός προσδιορισμός του αριθμού, του εμβαδού, καθώς και της θέσεώς τους πάνω στον ηλιακό δίσκο, ενώ παράλληλα προσδιορίζεται η πολικότητά τους με τη βοήθεια μαγνητογράφων. Ο αριθμός τους καθορίζεται συμβατικά από τη σχέση: $R = K(10g + f)$, όπου R είναι ο καλούμενος αριθμός Wolf, g ο αριθμός των ομάδων, f ο αριθμός των κηλίδων και K μια σταθερά, που εξαρτάται από το τηλεσκόπιο και τον παρατηρητή (για το αστεροσκοπείο της Ζυρίχης $K=1$).

Έπειτα από μακροχρόνιες παρατηρήσεις διαπιστώθηκε πως οι κηλίδες ακολουθούν τους εξής βασικούς νόμους:

α) Ο αριθμός R μεταβάλλεται περιοδικά με το χρόνο, με μέση περίοδο 11 ετών. Η μεταβολή αυτή, από ελάχιστο σε ελάχιστο, αποτελεί τον καλούμενο ηλιακό κύκλο (ή 11ετή κύκλο). Εξάλλου τα μέγιστα της καμπύλης μεταβολής παρουσιάζουν μια μεγαλύτερης κλίμακας μεταβολή με περίοδο περίπου 80 ετών. Ο νόμος αυτός είναι γνωστός και ως νόμος του Schwabe.

β) Κατά τη διάρκεια του 11ετή κύκλου, οι κηλίδες που βρίσκονται στις περιοχές δράσεως, εμφανίζονται ολόένα και σε μικρότερα ηλιογραφικά πλάτη, αρχίζοντας από $\sim \pm 40^\circ$ περίπου στην αρχή του κύκλου και φθάνοντας στις $\sim \pm 5^\circ$ περίπου, στο τέλος αυτού. Το φαινόμενο παρουσιάζεται εντυπωσιακά στο διάγραμμα του σχήματος γνωστό ως διάγραμμα πεταλούδας του Maunder, στο οποίο έχουν τοποθετηθεί οι κηλίδες συναρτήσει του χρόνου και του πλάτους εμφανίσεώς τους. Ο νόμος αυτός είναι γνωστός ως νόμος του Sporer.

γ) Η ηγούμενη κηλίδα, σε μια διπολική ομάδα, έχει αντίθετη πολικότητα από την επόμενη, η δε πολικότητα και των δυο είναι αντίθετη στα δυο ηλιακά ημισφαίρια. Ακόμη, αυτή αντιστρέφεται από κύκλο σε κύκλο, με αποτέλεσμα να έχουμε ένα 22ετή κύκλο μεταβολής της πολικότητας στις κηλίδες. Ο νόμος αυτός είναι γνωστός ως νόμος της πολικότητας των κηλίδων ή νόμος του Hale.

Κάθε 11 χρόνια το μαγνητικό πεδίο του ήλιου αναστρέφεται, αλλά οι επιστήμονες δεν ξέρουν τι προκαλεί αυτή την αντιστροφή. Μια νέα μελέτη δείχνει ότι οι μεγάλες εκρήξεις του υπέρθερμου αερίου, που λέγονται εκλάμψεις ή στεφανιαίες εκτινάξεις υλικού, μπορούν να διαδραματίζουν έναν σημαντικό ρόλο.

Οι εκλάμψεις εμφανίζονται πάντοτε στις περιοχές δράσεως στη χρωμόσφαιρα και ανακαλύφθηκαν οπτικά κατά την παρατήρηση της χρωμόσφαιρας σε μονοχρωματικό φως. Στην ουσία μία έκλαμψη είναι η απότομη απελευθέρωση ηλιακού πλάσματος και ενός συγκεντρωμένου τεράστιου ποσού ενέργειας, της τάξεως των $10^{28} - 10^{32}$ erg, για την οποία δεν γνωρίζουμε επαρκώς ούτε τον τρόπο συγκέντρωσης ούτε και τον τρόπο απελευθέρωσης. Η εκπεμπόμενη, κατά τη διάρκεια του φαινομένου, ακτινοβολία καλύπτει όλες τις περιοχές του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος, από τις ακτίνες-γ μέχρι τα ραδιοκύματα. Έτσι έχουμε την εκπομπή ακτινοβολίας-X με ενέργειες μεγαλύτερες των 100 keV (δηλαδή μέχρι $\lambda=0.1$ Å) και σε μερικές περιπτώσεις ακτινοβολία-γ. Επιπλέον εκπέμπονται υψηλής ενέργειας σωματίδια, με ταχύτητες μέχρι 1000 – 2000 km/s, τα οποία φτάνοντας στη Γη μπορούν να προκαλέσουν μαγνητικές καταιγίδες και σελάη.

Στις μεγαλύτερες εκλάμψεις, η ολική διάρκεια ζωής τους μπορεί να ανέλθει σε μερικές ώρες. Η έκταση της περιοχής που καταλαμβάνει μπορεί να είναι από 10000 km μέχρι 300000 km. Όσο λαμπρότερη είναι η έκλαμψη τόσο μεγαλύτερη έκταση καταλαμβάνει.

Οι ηλιακές κηλίδες και οι εκλάμψεις στην φωτόσφαιρα και χρωμόσφαιρα του Ήλιου να ακολουθούν τον 11-ετή κύκλο, αλλά τα εκτινασόμενα νέφη του φορτισμένου αερίου όχι. Πρόκειται για τις περίφημες εκτινάξεις του στεμματικού υλικού (CME). Πολλές θεωρίες έχουν προσπαθήσει να εξηγήσουν αυτόν τον ηλιακό ρυθμό δραστηριότητας. Η αποδεκτή θεωρία σήμερα είναι ότι ο κύκλος των ηλιακών κηλίδων οφείλεται στην διαφορική περιστροφή του Ήλιου και στη μεταφορά της θερμότητας μέσα στον ήλιο. Το γεγονός ότι τα εξωτερικά στρώματα του ήλιου βρίσκονται σε υψηλότερη θερμοκρασία, και ότι ο ήλιος περιστρέφεται

γρηγορότερα στον ισημερινό από ό,τι στους πόλους, και γρηγορότερα στο εσωτερικό απ' ό,τι στην επιφάνεια του, έχει σαν αποτέλεσμα να δημιουργείται ένα ηλιακό δυναμό που, για 11 χρόνια, ενεργοποιείται όλο ένα και περισσότερο.

Οι χρωμοσφαιρικοί πυρσοί είναι λαμπρές περιοχές, ορατές μόνο στο χείλος του ηλιακού δίσκου, όπου το κοντράστ τους είναι μεγαλύτερο λόγω της αμαυρώσεως κέντρου-χείλους. Η διαφορά λαμπρότητας αυτών οφείλεται στην υψηλότερη θερμοκρασία τους και τη μεγαλύτερη πυκνότητά τους. Η έκτασή τους ορίζει και τα όρια της περιοχής δραστηριότητας. Οι πυρσοί ακολουθούν τους παραπάνω νόμους των κηλίδων. Όπως και οι κηλίδες, οι πυρσοί έχουν έντονα μαγνητικά πεδία, της τάξεως μερικών εκατοντάδων Gauss, πάντως αρκετά ασθενέστερα από εκείνα των κηλίδων.

Οι προεξοχές είναι νέφη πλάσματος ή ρεύματα αερίου υλικού, ορατά σε μονοχρωματικό φως, που φαίνονται να προεξέχουν από το χείλος του ηλιακού δίσκου σαν βουνά καθώς προβάλλονται πάνω στον σκοτεινό ουρανό. Όταν παρατηρούνται προβαλλόμενες πάνω στον ηλιακό δίσκο φαίνονται σαν σκοτεινοί σχηματισμοί και τις ονομάζουμε νήματα.

Επιπλέον εμφανίζουν τους ίδιους νόμους με τις κηλίδες και η κύρια ζώνη εμφανίσεώς τους είναι εκείνη των κηλίδων. Εμφανίζονται όμως και στις πολικές περιοχές του Ηλίου, περίπου στις 50° , λίγο πριν από το ελάχιστο του ηλιακού κύκλου, και στη συνέχεια μεταναστεύουν προς τους πόλους όπου φτάνουν σε ένα μέγιστο δύο περίπου έτη μετά το μέγιστο των κηλίδων.

Στο στέμμα, η παρουσία των περιοχών δράσεως εκδηλώνεται υπό μορφή πλάσματος που έχει μεγάλη πυκνότητα και θερμοκρασία, σαν συμπυκνώσεις είναι ορατές σε λευκό φως, καθώς και από τα στεμματικά ρεύματα, που είναι τεράστιοι σχηματισμοί με μορφή ρευμάτων και σκιαγραφούν τη μορφολογία του μαγνητικού πεδίου γύρω από τον Ήλιο.

Λόγω της αυξημένης ηλεκτρονικής πυκνότητας η ραδιοεκπομπή του Ηλίου παρουσιάζεται επίσης αυξημένη και αυτό συνεπώς είναι χαρακτηριστικό της παρουσίας περιοχών δράσεως πάνω στον Ήλιο.

Η φωτογράφιση του Ηλίου σε ακτινοβολία-X έδειξε ότι ανάμεσα στις συμπυκνώσεις, και ιδιαίτερα στις πολικές περιοχές του Ηλίου, υπάρχουν τεράστιες σκοτεινές εκτάσεις, εκτάσεις δηλαδή στις οποίες ο Ήλιος εμφανίζεται ήρεμος και που καλούνται στεμματικές οπές, από τις οποίες και προέρχεται ο ηλιακός άνεμος.

9.2 Η Ηλιοσεισμολογία

Οι ηλιακές ταλαντώσεις αρχικά ανακαλύφθηκαν από τον Leighton και τους συνεργάτες του το 1963 όταν μέτρησαν τις ταχύτητα των αερίων σε μερικά σημεία της φωτόσφαιρας του Ηλίου. Οι ταχύτητες μετρήθηκαν διαμέσου της προκύπτουσας μετατόπισης φασματικών γραμμών στο φάσμα του Ηλίου. Εξαιτίας του φαινομένου Doppler, οι γραμμές μετατοπίζονται προς το κυανό μήκος κύματος (λ) όταν το αέριο κινείται προς τον παρατηρητή, και προς το ερυθρό μήκος κύματος όταν το αέριο κινείται μακριά από αυτόν. Η παρατηρούμενη μετατόπιση των φασματικών γραμμών βρέθηκε να ποικίλει περιοδικά με μια περίοδο περίπου 5 min. Αυτές οι ταλαντώσεις αναφέρονται σαν πέντε λεπτών ταλαντώσεις. Η φύση αυτών των ταλαντώσεων δεν ήταν ξεκάθαρη και χρειάστηκαν πολλές θεωρίες για να τις εξηγήσουν. Εξηγήθηκαν θεωρητικά από τον Ulrich (1970), και ανεξάρτητα από τους Leibacher και Stein (1971). Ερμηνεύτηκαν ως στάσιμα ακουστικά κύματα (p modes), τα οποία δημιουργούνται στην ζώνη μεταφοράς και διατηρούνται από δυνάμεις πίεσης. Μερικά χρόνια αργότερα, ακριβείς παρατηρήσεις του Deubner (1975), επιβεβαίωσαν την θεωρητική υπόθεση της ανάπαλσης ολόκληρου του Ηλίου. Στη συνέχεια ανακαλύφθηκαν πολλές άλλες ταλαντώσεις των 10min, 20min, 2h, κλπ.

Ολόένα μεγαλύτερης ακρίβειας παρατηρήσεις οδήγησαν στη διαπίστωση ότι ολόκληρος ο Ήλιος πάλλεται σαν ένα σώμα και όχι μόνο η ατμόσφαιρά του, με ένα ευρύ φάσμα συχνοτήτων. Σήμερα πιστεύεται πως πρόκειται για στάσιμα κύματα πίεσης πολλών συχνοτήτων που διεγείρονται ταυτόχρονα και διαδίδονται στο εσωτερικό του Ηλίου, με συχνότητες που

καθορίζονται από τη θερμοκρασία και τη πίεση, τόσο στον ηλιακό πυρήνα όσο και στα υπερεκείμενα στρώματα. Είναι δυνατό, με ένα ακριβή προσδιορισμό των συχνοτήτων αυτών, να εξαχθούν πολύτιμα συμπεράσματα για την εσωτερική δομή του Ηλίου, όπως ακριβώς οι ελεύθερες ταλαντώσεις της Γης ύστερα από ένα σεισμό μας επιτρέπουν να εξαγάγουμε συμπεράσματα για το εσωτερικό της Γης. Αποτέλεσμα των ερευνών αυτών ήταν η δημιουργία ενός νέου κλάδου της Ηλιακής Φυσικής της Ηλιοσεισμολογίας.

Έχουν επιβεβαιωθεί και έχουν μετρηθεί με ακρίβεια μερικές εκατοντάδες αρμονικές ταλαντώσεις από ένα μεγάλο αριθμό παρατηρήσεων από το διαστημικό τηλεσκόπιο SOHO (1995), το επίγειο δίκτυο BISON (Chaplin κ.α., 1996), και των δικτύων GONG (Harvey κ.α., 1996) και IRIS (Fossat, 1991). Οι πληροφορίες που έχουν συλλεχθεί τις τελευταίες δύο δεκαετίες έχουν συνεισφέρει σε μία εις βάθος γνώση της εσωτερικής δομής του Ηλίου.

Η παρατήρηση των ηλιακών ταλαντώσεων έχει πολλά πλεονεκτήματα σε σύγκριση με άλλες παρατηρούμενες ποσότητες. Οι συχνότητες των ταλαντώσεων εξαρτώνται από την ηλιακή δομή και μπορούν να μετρηθούν με ύψηλή ακρίβεια. Κάθε αρμονική ταλάντωση (mode), παράγεται σε μία περιορισμένη περιοχή του Ηλίου και χαρακτηρίζεται από μία συγκεκριμένη συχνότητα και μήκος κύματος. Οι ταλαντώσεις αυτές χαρακτηρίζουν τις φυσικές ιδιότητες του μέσου όπου διαδίδεται, όπως τη θερμοκρασία, την πυκνότητα και τη χημική σύσταση. Έτσι, είναι δυνατό να εξαγάγουμε συμπεράσματα σχετικά με την εσωτερική διαστρωμάτωση και δυναμική του Ηλίου από ένα αρκετά πλούσιο φάσμα παρατηρούμενων συντονισμένων αρμονικών ταλαντώσεων.

Σκοπός της ηλιοσεισμολογίας είναι να κατανοήσουμε τις εσωτερικές ιδιότητες του Ηλίου και τους φυσικούς μηχανισμούς που επιδρούν στην συμπεριφορά του. Αυτό επιδιώκεται με δύο διαφορετικούς τρόπους:

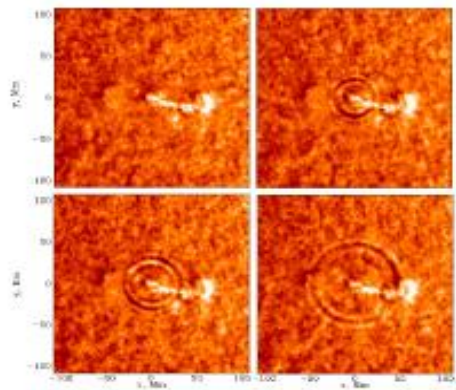
- μέσω της ολικής ηλιοσεισμολογίας (global helioseismology) η οποία βασίζεται στην ανάλυση των συχνοτήτων των αρμονικών ταλαντώσεων και η οποία αποκαλύπτει μεγάλης κλίμακας ιδιότητες της δομής και της δυναμικής του Ηλίου.
- μέσω της τοπικής ηλιοσεισμολογίας η οποία βασίζεται στη χρήση του χρόνου στον οποίο τα ακουστικά κύματα διασχίζουν την απόσταση από το εσωτερικό του Ηλίου στην ηλιακή επιφάνεια και η οποία παρέχει τρισδιάστατη χαρτογράφηση της ταχύτητας του ήχου. Επίσης, με παρατηρήσεις των ρευμάτων μεταφοράς που αναπτύσσονται στο άνω τμήμα της ζώνης μεταφοράς, ερευνούνται οι τοπικές ανομοιογένειες στην υποφωτοσφαιρική και φωτοσφαιρική ζώνη (sub-surface and surface). (M.P.Di Mauro, *Astrophys. Space Sci. Trans.*, 4, 13-17, 2008)

9.2.1 Παρατηρήσεις των ηλιακών ταλαντώσεων

Το εσωτερικό του Ηλίου το γνωρίζουμε από θεωρητικές μελέτες και θεωρητικά μοντέλα τα οποία περιγράφουν την εσωτερική δομή και εξέλιξη του Ηλίου. Ένα τέτοιο μοντέλο είναι και το καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο (SSM). Δεν υπάρχει λεπτομερής έλεγχος που να επιβεβαιώνει άμεσα τις βασικές υποθέσεις οι οποίες εμπεριέχονται στις εξισώσεις της αστρικής εξέλιξης. Υπάρχει όμως έμμεση επιβεβαίωση αυτών των μοντέλων από τη μελέτη φασμάτων της φωτόσφαιρας και της ατμόσφαιρας του Ηλίου και πιο πρόσφατα από την ανίχνευση των ηλιακών νετρίνων και από την ηλιοσεισμολογία.

Από πρόσφατες μελέτες των ηλιακών ταλαντώσεων διαπιστώθηκε ότι για να πάρουμε ακριβείς συχνότητες ταλάντωσης και να αναλύσουμε κοντινές χωρικές κορυφές στο δυναμικό φάσμα του Ηλίου, χρειάζεται μεγάλο χρονικό διάστημα παρατήρησης και έρευνας. Επίσης, είναι απαραίτητο να παρατηρήσουμε τον Ήλιο με υψηλή διακριτική ικανότητα και να μελετήσουμε τη ταχύτητα των αερίων σε κάθε σημείο πάνω στην ηλιακή φωτόσφαιρα. Τρεις διαφορετικές μέθοδοι παρατήρησης ηλιακών ταλαντώσεων έχουν δοκιμαστεί: (i) Τοποθετήθηκε τηλεσκόπιο με φασματογράφο, στον γεωγραφικό νότιο πόλο, όπου ο Ήλιος είναι ορατός για

περίπου έξι μήνες το καλοκαίρι και για 24 ώρες. Εξαιτίας όμως των άσχημων καιρικών συνθηκών (ομίχλη, συννεφιά, υγρασία κλπ) , είναι δύσκολο να πάρουμε συνεχείς παρατηρήσεις για περισσότερο από 15 μέρες. (ii) Ο Ήλιος παρακολουθείται από ένα δίκτυο παρόμοιων αστρονομικών οργάνων που βρίσκονται τοποθετημένα σε διάφορα γεωγραφικά μήκη και πλάτη, δίνοντας έτσι ένα σχεδόν συνεχές φάσμα κάλυψης του Ηλίου. Το πιο πετυχημένο επίγειο δίκτυο είναι το Global Oscillation Network Group (GONG) (Basu & Antia, 2003), το οποίο λειτουργεί με έξι σταθμούς στην Αυστραλία, Ινδία, Χιλή, Ισπανία, ΗΠΑ. (iii) Παρατηρήσεις του Ηλίου διεξάγονται από διαστημικούς δορυφόρους. Οι πιο λεπτομερείς παρατηρήσεις έχουν γίνει από τρία όργανα που βρίσκονται πάνω στο ηλιακό και ηλιοσφαιρικό παρατηρητήριο SOHO, δορυφόρο τοποθετημένο στα σημεία Lagrange μεταξύ της Γης και του Ηλίου. Η αποστολή SOHO (1995) μελετά με μεγάλη διακριτική ικανότητα και για μεγάλο χρονικό διάστημα τον Ήλιο. Έτσι λαμβάνουμε συνεχείς παρατηρήσεις του Ηλίου.



Σχήμα 9.1: Μια γρήγορη ηλιακή ταλάντωση στην επιφάνεια του Ηλίου εξαιτίας μιας ηλιακής έκλαμψης. (MDI)

Το κυριότερο όργανο ηλιοσεισμολογίας του SOHO είναι το Michelson Doppler Imager (MDI), το οποίο μαζί με το πρόγραμμα GONG είναι οι κύριες πηγές για όλα τα ηλιοσεισμολογικά δεδομένα (εικόνα 9.1). Από τα προγράμματα GONG και MDI έχουμε, κατά τη διάρκεια των τελευταίων δέκα χρόνων, πολλές παρατηρήσεις ηλιακών ταλαντώσεων μεγάλης ευκρίνειας και ακρίβειας οι οποίες οδήγησαν την ηλιοσεισμολογία στο απόγειό της (Kenneth R. Lang (1996)).

9.2.2 Παρατηρήσεις του SOHO

Το πρόγραμμα GONG στοχεύει στην παρατήρηση ηλιακών ταλαντώσεων από τη Γη. Το SOHO πραγματοποιεί αυτές τις παρατηρήσεις από το διάστημα και αυτό έχει σαν πλεονέκτημα την αποφυγή των επιδράσεων της γήινης ατμόσφαιρας. Η μεγάλη χωρική ανάλυση που παίρνουμε από το διάστημα δίνει ακριβείς παρατηρήσεις των πολύ μικρών μήκους κύματος οριζόντιων ταλαντώσεων, παρέχοντας δεδομένα που περιγράφουν με μεγαλύτερη ακρίβεια τη δομή των εξώτατων στρωμάτων του Ηλίου. Η μακροχρόνια παρατήρηση έχει δώσει ακριβείς μετρήσεις των μεγάλων περιόδων ταλαντώσεων, 10 min, 20 min, 2 h, και καθ' επέκταση καλύτερα δεδομένα για το ηλιακό εσωτερικό. Οι ηλιοσεισμολογικές παρατηρήσεις του SOHO συμπληρώνουν το GONG παρέχοντας του δεδομένα περί των εξώτατων ηλιακών στρωμάτων.

Τα πρώτα ηλιακά τηλεσκοπία στο διάστημα ήταν το Skylab Apollo Telescope Mount (ATM) το 1973 (Tousey, 1977). Το Skylab παρείχε υψηλής ανάλυσης εικόνες του Ηλίου στις

ακτίνες-X και στο EUV, υψηλής ανάλυσης φάσματα της χρωμόσφαιρας και του στέμματος στο υπεριώδες, και υψηλής ανάλυσης εικόνες ορατού φωτός από την εξωτερική κορώνα. Τα περισσότερα από τα δεδομένα πάρθηκαν με φωτογραφικά φιλμ ή φωτοπολλαπλασιαστές, και γι' αυτό το λόγο μόνο ένα περιορισμένο ποσοστό παρατηρήσεων του Ηλίου μπορούσε να καταγραφεί, παρέχοντας μια περιορισμένη ανάλυση. Το Skylab παρείχε πολλές πληροφορίες της εξωτερικής ηλιακής ατμόσφαιρας. Φάνηκε ότι οι μελλοντικές παρατηρήσεις θα έπρεπε να έχουν υψηλή χωρική και χρονική ανάλυση, ευρεία φασματική κάλυψη, και εκτεταμένη χρονική κλίμακα παρατήρησης.

Μετά το Skylab, το ηλιακό τηλεσκόπιο με το όνομα Solar Maximum Mission (SMM), το 1980, μελέτησε ηλιακές εκλάμψεις χρησιμοποιώντας υψηλής ενέργειας ανιχνευτές ακτίνων X, έναν φασματογράφο στο υπεριώδες (UV), και ένα στεμματογράφο ορατού φωτός. Αυτός ο δορυφόρος βοήθησε πολύ στη κατανόηση των ηλιακών εκλάμψεων, παρέχοντας ταυτόχρονες παρατηρήσεις των εκλάμψεων στην φασματική περιοχή των ακτίνων X και του υπεριώδους (UV).

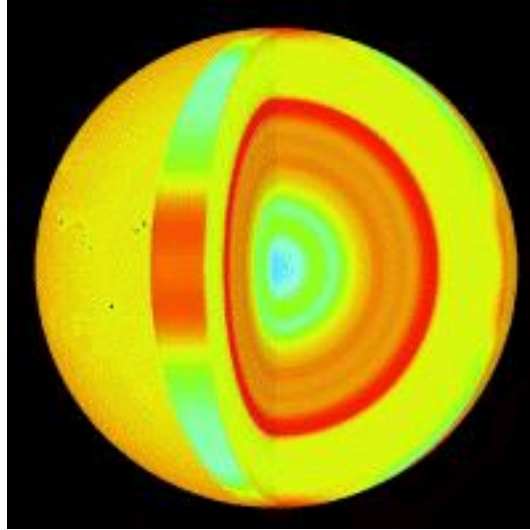
Το επόμενο διαστημικό ηλιακό τηλεσκόπιο ήταν το SOHO το οποίο έχει τα απαραίτητα όργανα για να επεκτείνει την κατανόηση του Ηλίου βασιζόμενο στα δεδομένα του Skylab. Η χωρική ανάλυση του SOHO είναι πολύ καλύτερη από αυτή του Skylab. Η φασματική κάλυψη αφορά όλα τα μήκη κύματος από το μακρινό EUV έως τις ορατές περιοχές του φάσματος. Χρησιμοποιεί μία μεγάλη διοδιόστατη συστοιχία ανιχνευτών έτσι ώστε χωρικά και φασματικά δεδομένα θα λαμβάνονται ταυτόχρονα. Το SOHO είναι κατάλληλο για λεπτομερή μελέτη της θερμοκρασίας, της πυκνότητας και της ταχύτητας εξέλιξης των ηλιακών μαγνητικών φαινομένων.

Η αποστολή του SOHO προτάθηκε από την ESA τον Νοέμβριο του 1982 με σκοπό την φασματοσκοπική εξερεύνηση της ανώτερης ηλιακής ατμόσφαιρας. Το 1983 η ομάδα αποστολής DISCO της ESA (Domingo και Wyn-Roberts, 1982) η οποία θα εκτελούσε τις πρώτες μετρήσεις των ηλιακών ταλαντώσεων από το διάστημα πρότεινε να συμπεριλάβουν την ηλιοσεισμολογία ως έναν από τους στόχους του SOHO. Η πρώτη σημαντική αποστολή ενός μακροχρόνιου προγράμματος της ESA ονομαζόμενο «Ορίζοντας της Επιστήμης του Διαστήματος 2000», βασίζεται σε δυο αποστολές: το SOHO και το Cluster, δύο ολόιδια διαστημόπλοια που λειτουργούν ως ένα μοναδικό πείραμα για να εξερευνήσουν σε τρεις διαστάσεις το ηλιακό πλάσμα και τις μικρής-κλίμακας δομές στο γήινο περιβάλλον του πλάσματος (Schmidt και Burke, 1993). Αυτοί οι δορυφόροι αποτελούν το Διεθνές Πρόγραμμα Ηλιακής-Γήινης Φυσικής (ISTP-International Solar Terrestrial Physics program), ένα επιστημονικό δορυφορικό πρόγραμμα με συνεργασία των ESA, ISAS και NASA, το οποίο στοχεύει στην κατανόηση της φυσικής σχέσης Γης-Ηλίου από ταυτόχρονες συντονισμένες εξερευνήσεις του περιβάλλοντος της Γης και του Ηλίου, για μία εκτεταμένη χρονική περίοδο.

Το επιστημονικό φορτίο του SOHO έχει 12 περίτεχνα όργανα παρατήρησης τα οποία μπορούν να κατανεμηθούν σε τρεις κύριες κατηγορίες, σύμφωνα με τις περιοχές έρευνάς τους: όργανα ηλιοσεισμολογίας, όργανα ηλιακού στέμματος, και όργανα μέτρησης του ηλιακού ανέμου. Υπάρχουν τρία πειράματα ηλιοσεισμολογίας (GOLF, VIGRO, MDI) πάνω στο SOHO τα οποία έχουν σχεδιαστεί για να παρέχουν υψηλής ακρίβειας και υψηλής ποιότητας μετρήσεις των ηλιακών ταλαντώσεων, και κυρίως αυτών που είναι δύσκολο ή ακόμη και αδύνατο να καθοριστούν από μετρήσεις στη Γη.

Τα προγράμματα GOLF (Global Oscillations at Low Frequencies) και VIRGO (Variability of solar Irradiance and Gravity Oscillations) πραγματοποιούν παρατηρήσεις υψηλής ευαισθησίας των ηλιακών ταλαντώσεων των p-καταστάσεων (πίεσης) και των g-καταστάσεων (βαρύτητας) - εάν είναι ανιχνεύσιμοι-. Προσπαθούν να παρατηρήσουν ηλιακές ταλαντώσεις πολύ χαμηλών συχνοτήτων, μικρότερης τάξης καταστάσεων p και g, οι οποίες διεισδύουν στον ηλιακό πυρήνα. Αυτές οι καταστάσεις είναι δύσκολο να παρατηρηθούν από τη Γη εξαιτίας των επιδράσεων του θορύβου που εισάγεται από την ημερήσια περιφορά της Γης και τις μεταβολές της διαφάνειας και ορατότητας της γήινης ατμόσφαιρας.

Το πρόγραμμα GOLF χρησιμοποιώντας ένα σταθερό φασματογράφο ανάλυσης σκέδασης υδρατμών θείου, στοχεύει στο να λάβει παρατηρήσεις χαμηλού βαθμού ($l < 3$) ταλαντώσεων με ευαισθησία καλύτερη από 1mm/s , στο φάσμα συχνοτήτων από $0.1\ \mu\text{Hz}$ έως 6mHz (περίοδοι ταλαντώσεων από 3min έως 100 μέρες). Μετρά επίσης μακροχρόνιες μεταβολές του συνολικού μέσου όρου του μαγνητικού πεδίου κατά μήκος της γραμμής παρατήρησης με ακρίβεια 1mG .



Σχήμα 9.2: Οι MDI και VIRGO μέτρησαν ακτινικές και εγκάρσιες παραλλαγές ακουστικών κυμάτων στο εσωτερικό του Ηλίου.

Το πρόγραμμα VIRGO πραγματοποιεί παρατηρήσεις υψηλής ευαισθησίας της ηλιακής έντασης των ταλαντώσεων με ένα 3-καναλικό ηλιακό φωτομετρητή μετρώντας την ηλιακή ακτινοβολία στα $402, 500,$ και 862nm , και με έναν Luminosity Oscillations Imager (LOI) ($l < 7$) ανάλυσης 12 στοιχείων. Η σχετική ακρίβεια αυτών των δεδομένων είναι καλύτερη από 1ppm . Το πρόγραμμα VIRGO μετρά και την ηλιακή σταθερά με μια απόλυτη ακρίβεια καλύτερη από 0.15% χρησιμοποιώντας δυο διαφορετικούς τύπους απόλυτης ραδιομετρίας (PM06-V και DIARAD).

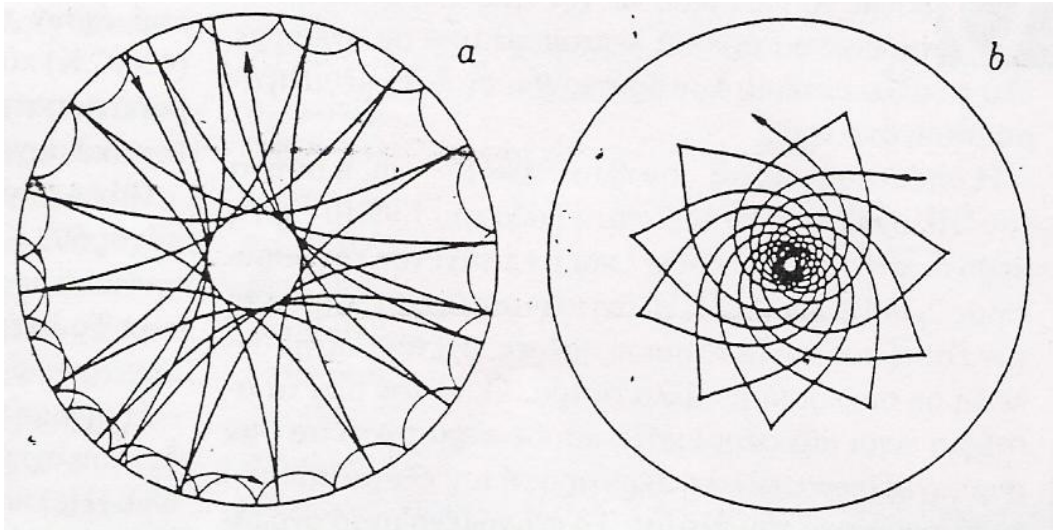
Το τρίτο πρόγραμμα SOI (Solar Oscillations Investigation) χρησιμοποιεί το όργανο Michelson Doppler Imager (MDI) για να παρατηρεί τον πολύ υψηλό βαθμό των p - καταστάσεων. Από τη δειγματοληψία της Ni I 676.8nm φασματικής γραμμής με ένα παρεμβαλλόμετρο Michelson ευρέως πεδίου, το MDI παίρνει ηλιακές εικόνες υψηλής ακρίβειας (1024×1024 pixels) της εγκάρσιας ταχύτητας, της γραμμής έντασης, της έντασης συνεχούς, των διαμηκών συνιστωσών του μαγνητικού πεδίου, και της θέσης του χείλους.

Τα τρία αυτά πειράματα αλληλοσυμπληρώνονται σε διάφορες πτυχές της ηλιοσεισμολογίας. Ενώ το MDI βελτιστοποιείται για να μετρήσει τις υψηλού βαθμού ταλαντώσεις πάνω από $l = 4500$, τα GOLF και VIRGO παρέχουν μεγαλύτερη σταθερότητα στη μέτρηση των χαμηλού βαθμού ταλαντώσεων. Τα GOLF και MDI μετράνε ταλαντώσεις από παρατηρήσεις ταχύτητας (εικόνα 7.3), ενώ το VIRGO μετρά ταλαντώσεις έντασης. Τα GOLF και VIRGO αλληλοσυμπληρώνονται. Δεδομένης της δυσκολίας που αναμένεται στον προσδιορισμό των βαρυτικών καταστάσεων-g, είναι πολύ σημαντικό να υπάρχουν δύο διαφορετικές προσεγγίσεις έτσι ώστε να επιτευχθεί ένα ουσιαστικό αποτέλεσμα.

9.2.3 Βασική θεωρία των ηλιακών ταλαντώσεων

Ο Ήλιος έχει καθορισμένες αρμονικές ηλιακές ταλαντώσεις γύρω από τις οποίες πάλλεται. Αυτές οι ταλαντώσεις χαρακτηρίζονται από τρεις κβαντικούς αριθμούς, n, l, m , όπου n είναι ο

ακτινικός κβαντικός αριθμός των κόμβων στη ακτινική διεύθυνση, ενώ l , m ορίζουν το σχήμα της διανυσματικής συνάρτησης στην οριζόντια διεύθυνση.



Σχήμα 9.3: Τα ακουστικά κύματα (α) διαπερνούν διαφορετικά μέρη του Ήλιου. Το γεγονός αυτό οφείλεται στη διαφορά πυκνότητας που υπάρχει στα διάφορα στρώματα του εσωτερικού του Ήλιου. Ο ακέραιος αριθμός l , που ονομάζεται σφαιρική αρμονική βαθμίδα, μας δείχνει πόσες φορές ένα στάσιμο ηχητικό κύμα αναπηδά στην επιφάνεια στο ταξίδι του γύρω από τον Ήλιο. Όπως φαίνεται και παραπάνω, τα κύματα με $l = 100$ διεισδύουν λιγότερο βαθιά από αυτά με $l = 2$. Τα βαρύτερα κύματα (β) με $l = 5$ περιορίζονται κυρίως στο βαθύ εσωτερικό.

Οι καταστάσεις των ηλιακών ταλαντώσεων ταξινομούνται σε τρεις τύπους, τις ακουστικές ή p -καταστάσεις όπου η βαθμίδα πίεσης παρέχει την κυρίαρχη δύναμη της ταλάντωσης, τις f -καταστάσεις οι οποίες είναι στάσιμα επιφανειακά κύματα βαρύτητας, διατηρούμενες από τη βαρύτητα. Υπάρχουν και εσωτερικά βαρυτικά κύματα, των g -καταστάσεων, που επηρεάζουν τη δομή και την περιστροφή στο βαθύ ηλιακό εσωτερικό (Garcia κ.α.2007). Οι βαρυτικές καταστάσεις (g) δεν θα πρέπει να μπερδεύονται με τα βαρυτικά κύματα στην γενική θεωρία της σχετικότητας. Οι παρατηρήσεις των ηλιακών ταλαντώσεων έχουν αποτύχει έως τώρα να ανιχνεύσουν g -καταστάσεις. Οι p -καταστάσεις είναι ακουστικά κύματα που μεταδίδονται στο εσωτερικό του Ήλιου (εικόνα 7.2) και καθώς ταξιδεύουν προς τον ηλιακό πυρήνα, ανακλώνται εξαιτίας της αυξημένης ταχύτητας του ήχου, η οποία αυξάνεται λόγω της θερμοκρασίας. Σε κάποιο ηλιακό βάθος τα κύματα υπόκεινται σε ολική εσωτερική ανάκλαση από διαφορετικής πυκνότητας αέριες μάζες και επιστρέφουν στην επιφάνεια, όπου ανακλώνται ξανά προς το εσωτερικό του Ήλιου. Τα ηχητικά αυτά κύματα παγιδεύονται σε περιοχές του ηλιακού εσωτερικού. Το σημείο επιστροφής αυτών των κυμάτων καθορίζεται από τη γωνία απόκλισής τους ως προς την ακτινική διεύθυνση. Έτσι κύματα με μικρότερη απόκλιση ταξιδεύουν βαθύτερα μέσα στο εσωτερικό του ηλίου. Αυτές είναι οι καταστάσεις με μεγάλη οριζόντια κλίμακα ή μικρό l . Καταστάσεις με μεγάλο l ανακλώνται κοντά στην ηλιακή επιφάνεια. Η ακτινική κατάσταση που αντιστοιχεί σε $l = 0$, είναι σφαιρικά συμμετρικές διαταραχές, αντιστοιχεί σε ηχητικά κύματα που μεταδίδονται ακτινικά. Αυτά τα κύματα μπορούν να ταξιδέψουν όλη τη διαδρομή προς το κέντρο του Ήλιου. Κάθε μια από αυτές τις καταστάσεις ταλάντωσης παγιδεύεται σε διαφορετικές περιοχές του ηλιακού εσωτερικού και η συχνότητά της εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά της περιοχής όπου η ταλάντωση παγιδεύεται. Αυτή είναι μια σημαντική ιδιότητα των ηλιακών ταλαντώσεων η οποία ενισχύει τη διαγνωστική τους αξία. Εάν όλες οι καταστάσεις ήταν παγιδευμένες στην ίδια περιοχή θα ήταν δύσκολο να πάρουμε πολλές και ποικίλες πληροφορίες για τα διάφορα στρώματα του εσωτερικού του Ήλιου.

9.2.4 Οι βασικές εξισώσεις της Ηλιοσεισμολογίας

Οι ηλιακές ταλαντώσεις μπορούν προσεγγιστικά να περιγραφούν ως γραμμικές και αδιαβατικές καταστάσεις. Κάθε κατάσταση ηλιακής ταλάντωσης έχει ένα εύρος ταχύτητας της τάξης των 10 cm/s στη φωτόσφαιρα, που είναι πολύ μικρό σε σύγκριση με την ταχύτητα του ήχου στην επιφάνεια, όπως αυτή καθορίζεται από τα ηλιακά μοντέλα. Παρότι η αδιαβατική προσέγγιση καταρρέει κοντά στη φωτόσφαιρα, οι μη αδιαβατικές επιδράσεις γενικά αγνοούνται επειδή υπάρχουν πολλές άλλες αβεβαιότητες που σχετίζονται με την αντιμετώπιση αυτών των στρωμάτων που είναι κοντά στην επιφάνεια. Η επίδραση αυτών των αβεβαιοτήτων μπορεί να φιλτραριστεί μέσω κάποιων άλλων μέσων. Οι εξισώσεις γράφονται σε σφαιρικές πολικές συντεταγμένες και οι μεταβλητές διαχωρίζονται με λύσεις που χρησιμοποιούν σφαιρικές αρμονικές. Λεπτομέρειες σχετικά με τις εξισώσεις, τον τρόπο επίλυσής τους και τις ιδιότητες της ταλάντωσης έχουν περιγραφεί από τους Cox (1980), Unno κ.α. (1989), Christensen - Dalsgaard & Berthomieu (1991), Gough (1993), Christensen - Dalsgaard (2002), (2007) κ.λ.π. Εδώ δίνουμε μια περίληψη των βασικών εξισώσεων.

Οι βασικές εξισώσεις της δυναμικής των ρευστών είναι: η εξίσωση της συνέχειας, η εξίσωση της ορμής, η εξίσωση της ενέργειας, με την αδιαβατική προσέγγιση, και η εξίσωση Poisson για την περιγραφή του βαρυτικού πεδίου, και δίνονται (Basu και Antia (2007)), ως

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v) = 0, \quad (9.1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \cdot \nabla v \right) = -\nabla P - \rho \nabla \Phi, \quad (9.2)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + v \cdot \nabla P = c^2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + v \cdot \nabla \rho \right), \quad (9.3)$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho, \quad (9.4)$$

όπου v είναι η ταχύτητα του ρευστού στοιχείου, $c = \sqrt{\Gamma_1 P / \rho}$ είναι η ταχύτητα του ήχου, Φ το βαρυτικό δυναμικό και G η σταθερά της βαρύτητας. Οι εξισώσεις που περιγράφουν τις ηλιακές ταλαντώσεις αποκτούνται από μια ανάλυση γραμμικής διαταραχής (linear perturbation analysis) των Εξ. 9.1, 9.2, 9.3, 9.4. Εφόσον ο χρόνος δεν εμφανίζεται στις παραπάνω εξισώσεις, η εξάρτηση από το χρόνο των διαφορετικών διαταρασσόμενων (perturbed) ποσοτήτων έχει μια ταλαντευτική μορφή και διαχωρίζεται. Μπορούμε να γράψουμε την διαταραχή στην πίεση ως,

$$P(r, \theta, \phi, t) = P_0(r) + P_1(r, \theta, \phi) \exp -i\omega t, \quad (9.5)$$

όπου ο δείκτης 0 δείχνει την ισορροπία, σφαιρικά συμμετρική, ποσότητα η οποία εξ ορισμού δεν εξαρτάται από το χρόνο και ο δείκτης 1 δηλώνει τη διαταραχή. Χρησιμοποιούνται σφαιρικές πολικές συντεταγμένες στο ηλιακό κέντρο με το r να είναι η ακτινική απόσταση, το θ το ηλιογραφικό πλάτος και το ϕ είναι το ηλιογραφικό μήκος. Εδώ, το ω είναι η συχνότητα της ταλάντωσης. Οι διαταραχές σε άλλες ποσότητες, όπως στην πυκνότητα, μπορούν να εκφραστούν με την ίδια μορφή. Αυτές είναι οι διαταραχές Eulerian, και αποτιμώνται σε ένα συγκεκριμένο σημείο.

9.2.5 Συμπεράσματα της Ηλιοσεισμολογίας σχετικά με την ηλιακή δομή

Οι συχνότητες και το πλάτος των ηλιακών ταλαντώσεων εξαρτώνται από το ηλιακό μοντέλο, και εφόσον αυτές είναι γνωστές από παρατηρήσεις, είναι καταρχήν δυνατό να προσδιορίσουμε μερικά χαρακτηριστικά του εσωτερικού του Ηλίου. Τέτοιες τεχνικές αναφέρονται ως «αντίστροφες μέθοδοι». Στις αντίστροφες μεθόδους εξαγάγουμε συμπεράσματα για το ηλιακό μοντέλο από τις παρατηρούμενες συχνότητες αντί να συγκρίνουμε τις συχνότητες του μοντέλου με παρατηρήσεις. Στην πράξη, μόνο ένας πεπερασμένος αριθμός συχνοτήτων είναι

γνωστός, και γι' αυτό το λόγο ο σκοπός της αντιστροφής περιορίζεται. Οι περισσότερες από τις παρατηρούμενες αρμονικές ηλιακές ταλαντώσεις είναι ακουστικές και οι συχνότητές τους καθορίζονται κυρίως από την ταχύτητα του ήχου στην περιοχή όπου η αντίστοιχη αρμονική ταλάντωση είναι παγιδευμένη. Χρησιμοποιώντας συχνότητες διαφορετικών ηλιακών ταλαντώσεων είναι δυνατό να υπολογίσουμε την ταχύτητα του ήχου στο μεγαλύτερο τμήμα του ηλιακού εσωτερικού. Εκτός από την ταχύτητα του ήχου, οι συχνότητες των ηλιακών ταλαντώσεων εξαρτώνται και από τη πυκνότητα ρ του αερίου και έτσι είναι δυνατό να καθορίσουμε την πυκνότητα του υλικού στο εσωτερικό του Ηλίου.

Ένα από τα σημαντικότερα αποτελέσματα που αποκτήθηκαν από την αντιστροφή των συχνοτήτων των ηλιακών ταλαντώσεων είναι η λεπτομερής γνώση της ηλιακής δομής και συγκεκριμένα των προφίλ ηλιακής ταχύτητας του ήχου και της πυκνότητας ρ (Christensen - Dalsgaard κ.α. (1989), Dziembowski κ.α. (1990), Dappen κ.α. (1991), Antia & Basu (1994α), Gough κ.α. (1996), Kosovichev κ.α. (1997), Basu κ.α. (1997), (2000) κ.λ.π.). Με τις μετρήσεις των συχνοτήτων από το GONG, το MDI και SOHO, τα προφίλ της ταχύτητας του ήχου, της πυκνότητας και του αδιαβατικού συντελεστή Γ_1 του Ηλίου μπορούν να καθοριστούν αξιόπιστα κοντά στο ηλιακό κέντρο. Η σπανιότητα των καταστάσεων χαμηλού βαθμού μας δυσκολεύει να μπορούμε βαθύτερα στο εσωτερικό, ενώ η έλλειψη αξιόπιστων συχνοτήτων κατάστασης υψηλού βαθμού δυσκολεύει την έρευνα πιο επιφανειακών στρωμάτων, από περίπου $0,95R_\odot$ και πάνω. Γνωρίζουμε την ηχητική ταχύτητα στο μεγαλύτερο μέρος του ηλιακού εσωτερικού με μια ακρίβεια καλύτερη από $0,01\%$ ενώ τον αδιαβατικό συντελεστή Γ_1 το γνωρίζουμε με μια ακρίβεια καλύτερη από $0,1\%$. Το προφίλ της πυκνότητας είναι γνωστό με μικρότερη ακρίβεια, $0,6\%$, στο κέντρο και καλύτερα ($0,2\%$) στο περίβλημα. Ο Basu κ.α. (2007) έδειξαν ότι η ηλιακή δομή εξαρτάται ελάχιστα από το μοντέλο αναφοράς που χρησιμοποιήθηκε για την αντιστροφή, δικαιολογώντας με αυτόν τον τρόπο τη γραμμική μορφοποίηση που χρησιμοποιήθηκε για την απόκτηση της παρακάτω εξίσωσης.

$$\frac{\delta\nu_{nl}}{\nu_{nl}} = \int_0^R K_{c^2,\rho}^{nl}(r) \frac{\delta c^2}{c^2}(r) dr + \int_0^R K_{\rho,c^2}^{nl}(r) \frac{\delta\rho}{\rho}(r) dr + \frac{F(\nu_{nl})}{E_{nl}}, \quad (9.6)$$

όπου $\delta c^2/c^2$ και $\delta\rho/\rho$ είναι οι σχετικές διαφορές του τετραγώνου της ταχύτητας του ήχου και της πυκνότητας ρ μεταξύ του Ηλίου και του μοντέλου. Οι συναρτήσεις $K_{c^2,\rho}^{nl}(r)$ και $K_{\rho,c^2}^{nl}(r)$ είναι οι kernels της αντιστροφής που σχετίζονται με την αλλαγή της συχνότητας σε c^2 και ρ αντίστοιχα. Η συνάρτηση $F(\nu_{nl})$ είναι αργά μεταβαλλόμενη συνάρτηση της συχνότητας.

Η θέση της βάσης της ηλιακής ζώνης μεταφοράς είναι μια ακόμη σημαντική παράμετρος που έχει καθορισθεί. Οι συγκρίσεις των πρώιμων ηλιοσεισμικών δεδομένων με μοντέλα είχαν δείξει ότι η ζώνη μεταφοράς βρισκόταν βαθύτερα απ' ό,τι είχε υποθεθεί. Οι Ulrich & Rhodes, (1977), και ο Rhodes κ.α. (1977) έδειξαν ότι η βάση της ζώνης μεταφοράς βρισκόταν ανάμεσα στα $0,62$ και $0,75R_\odot$. Οι Christensen - Dalsgaard κ.α. (1991), χρησιμοποιώντας το προφίλ της ηχητικής ταχύτητας, βρήκαν ότι η βάση της ζώνης μεταφοράς είναι στο $r_b = (0,713 \pm 0,003)R_\odot$. Παρόμοια αποτελέσματα αποκτήθηκαν από τους Kosovichev & Fedorova (1991). Οι Basu & Antia (2004), οι οποίοι έκαναν μια λεπτομερή μελέτη των συστηματικών λαθών που υπάρχουν σε αυτή τη μέτρηση, και με καλύτερα δεδομένα, καθόρισαν τη βάση της ζώνης μεταφοράς στο $r_b = (0,713 \pm 0,001)R_\odot$.

Μια άλλη σημαντική ηλιακή ιδιότητα η οποία έχει καθοριστεί επιτυχώς με την χρήση της Ηλιοσεισμολογίας είναι η αφθονία του ηλίου, Y_s , στη ζώνη μεταφοράς. Οι πρώτες προσπάθειες για τον καθορισμό της αφθονίας του ηλίου έγιναν από τους Dappen, Gough (1986) και τον Dappen κ.α. (1988β). Ωστόσο αυτές παρεμποδίστηκαν από την έλλειψη δεδομένων υψηλής ακρίβειας. Ο Dappen κ.α. (1991), χρησιμοποιώντας μια τεχνική πλήρους αντιστροφής της παρακάτω εξίσωσης

$$\frac{\delta\nu_{nl}}{\nu_{nl}} = \int_0^R K_{u,Y}^{nl}(r) \frac{\delta u}{u}(r) + \int_0^R K_{Y,u}^{nl}(r) \delta Y dr + \frac{F_{\nu_{nl}}}{E_{nl}}, \quad (9.7)$$

βρήκε ότι: $Y_s = 0,268 \pm 0,01$. Χρησιμοποιώντας μια παρόμοια τεχνική ο Dziembowski κ.α. (1991) βρήκε ότι $Y_s = 0,234 \pm 0,005$. Ο Kosovichev κ.α. (1992) και πάλι μέσω της αντιστροφής της Εξ. 9.7 βρήκε ότι $Y_s = 0,232 \pm 0,006$. Το πρόβλημα με την ποικιλία των αποτελεσμάτων παρέμεινε ακόμη και όταν έγιναν διαθέσιμα καλύτερα δεδομένα. Ο Richard κ.α. (1998) και ο Di Mauro κ.α. (2002) βρήκαν ότι $Y_s = 0,248 \pm 0,002$ και $Y_s = 0,2457 \pm 0,0005$ αντίστοιχα, χρησιμοποιώντας μοντέλα που κατασκευάστηκαν με τη χρήση της καταστατικής εξίσωσης MHD.

Υπάρχουν και άλλοι τρόποι καθορισμού της αφθονίας του ηλίου. Ο Vorontsov κ.α. (1992) χρησιμοποιώντας μια διαφορετική τεχνική βρήκε ότι $Y_s = 0,25 \pm 0,01$. Οι Basu και Antia (2007) μελέτησαν την ευαισθησία της υπολογιζόμενης ποσότητας Y_s προς την καταστατική εξίσωση για τεχνικές που βασίζονταν στην βαθμονόμηση της συνάρτησης $W(r)$ που δίνεται από την παρακάτω εξίσωση, ή άλλες αντίστοιχες συναρτήσεις,

$$W(r) = \frac{1}{g} \frac{dc^2}{dr}, \quad (9.8)$$

όπου g είναι η επιτάχυνση της βαρύτητας. Όταν χρησιμοποίησαν την συνάρτηση $W(r)$ για τον καθορισμό της ποσότητας Y_s βρήκαν ότι τα μοντέλα που κατασκευάστηκαν με τις καταστατικές εξισώσεις όπως είναι το EFF ήταν ανεπαρκή για τον καθορισμό της αφθονίας του ηλίου, ενώ τα μοντέλα που χρησιμοποίησαν την καταστατική εξίσωση MHD απέδωσαν καλύτερα αποτελέσματα δίνοντας $Y_s = 0,252 \pm 0,003$.

Οι Basu και Antia (2004) μελέτησαν τις επιδράσεις των αφθονιών των βαρέων στοιχείων (Z) στην υπολογιζόμενη ποσότητα Y_s και βρήκαν ότι δεν είναι πολύ ευαίσθητη στην τιμή του Z στα μοντέλα βαθμονόμησης. Υπολόγισαν ότι $Y_s = 0,2485 \pm 0,0034$ χρησιμοποιώντας μοντέλα βαθμονόμησης που είχαν $Z/X = 0,0171$. Αυτό το αποτέλεσμα είναι κοντά στον υπολογισμό των Basu και Antia (1995) που αποκτήθηκε με την χρήση των μοντέλων βαθμονόμησης που είχαν $Z/X = 0,0245$. Βρήκαν επίσης ότι μια μείωση του Z του ηλιακού περιβλήματος κατά $0,0048$ ανάμεσα στις τιμές των μοντέλων GS98 και AGS05 θα οδηγήσει σε μια αύξηση του Y_s κατά $0,0048$. Οι Trampedach κ.α. (2006), χρησιμοποιώντας την καταστατική εξίσωση MHD υπολόγισαν ότι η ποσότητα Y_s πρέπει να αυξάνει κατά $0,0039$ όταν το Z μειώνεται από $0,018$ σε $0,011$. Αυτή η τιμή είναι ελαφρώς μικρότερη από εκείνη που βρήκαν οι Basu και Antia (2004). Οι διαφορές μπορεί να υπάρχουν λόγω των διαφορών στην καταστατική εξίσωση. Θα ήταν προτιμότερο να χρησιμοποιηθούν τα ηλιοσεισμικά αποτελέσματα για το υδρογόνο (X_s), στη φωτόσφαιρα, τα οποία είναι λιγότερο ευαίσθητα στο Z . Χρησιμοποιώντας δεδομένα από το MDI και το GONG και μοντέλα βαθμονόμησης που είχαν $Z/X = 0,0171$, οι Basu και Antia (2004) βρήκαν ότι $X_s = 0,7389 \pm 0,0034$.

Οι παρατηρήσεις των ηλιακών ταλαντώσεων είναι δυνατόν να προσδιορίσουν την περιστροφή στο ηλιακό εσωτερικό. Φασματικές παρατηρήσεις της φωτόσφαιρας έχουν δείξει ότι ο Ήλιος περιστρέφεται με περίοδο περιστροφής που ποικίλει από περίπου 25.5 μέρες στον ισημερινό έως 36 μέρες στους πόλους. Τέτοιου είδους περιστροφή θα οδηγούσε στο διαχωρισμό των συχνοτήτων κάθε αρμονικής ηλιακής ταλάντωσης, η οποία εξαρτάται από τον ρυθμό περιστροφής στην περιοχή όπου η αντίστοιχη ταλάντωση είναι παγιδευμένη. Μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε μεθόδους αντιστροφής για να συμπεράνουμε το ρυθμό περιστροφής στο εσωτερικό του Ηλίου ως μια συνάρτηση της ηλιακής ακτίνας και του ηλιογραφικού πλάτους μαζί. Από αυτές τις αντιστροφές έχει αποδειχθεί ότι σε αντίθεση με τις θεωρητικές προσδοκίες, η διαφορική περιστροφή που εμφανίζεται στην επιφάνεια συνεχίζει μέσα στη ζώνη μεταφοράς κάτω από την οποία υπάρχει μια ξαφνική μετάβαση σε μια περιστροφή στερεού σώματος στη ζώνη ακτινοβολίας. Η ζώνη μετάβασης έχει ονομαστεί tachocline. Δεν είναι ακόμη κατανοητό πως σχηματίζεται αυτό το στρώμα διαχωρισμού κατά τη διάρκεια της ηλιακής εξέλιξης. Επιπλέον, ο ρυθμός περιστροφής στον ηλιακό πυρήνα βρίσκεται να είναι μικρότερος από τον ρυθμό περιστροφής στον ισημερινό της ηλιακής επιφάνειας.

Οι προβλεπόμενες τιμές του καθιερωμένου ηλιακού μοντέλου (SSM) για την πυκνότητα

ρ, την αφθονία του ηλίου (Y), το βάθος της ζώνης μεταφοράς, την ταχύτητα του ήχου (v_s), κλπ., συγκλίνουν με τις αντίστοιχες τιμές που προέχρονται από τη μελέτη των ηλιοσεισμικών ταλαντώσεων. Με αυτό τον τρόπο έχει επιβεβαιωθεί η εγκυρότητα του SSM από την ηλιοσεισμολογία.

Ιστορικά, η πρώτη προσπάθεια να μελετήσουν οι επιστήμονες το εσωτερικό του Ηλίου έγινε μέσω των παρατηρήσεων των ηλιακών νετρίνων τα οποία εκπέμπονται κατά τις θερμοπυρηνικές αντιδράσεις στον ηλιακό πυρήνα. Οι πρώτες παρατηρήσεις από τον Davis (1960) έδειξαν ότι η παρατηρούμενη ροή νετρίνων είναι περίπου το $1/3$ αυτής που αναμένονταν από το καθιερωμένο ηλιακό μοντέλο. Αυτό το έλλειμμα είναι γνωστό ως το πρόβλημα των ηλιακών νετρίνων. Με την ανεξάρτητη επιβεβαίωση του καθιερωμένου ηλιακού μοντέλου (SSM) από τα δεδομένα των ηλιακών ταλαντώσεων, έγινε φανερό ότι η λύση του προβλήματος των ηλιακών νετρίνων πρέπει να αντιμετωπιστεί από την σωματιδιακή φυσική συμπεριλαμβάνοντας ταλαντώσεις που προέρχονται από ένα μίγμα διαφόρων νετρίνων. Με αυτές τις βελτιώσεις στη θεωρία των νετρίνων ο Ήλιος χρησιμοποιείται, αποτελεσματικά, ως μια βαθμονομημένη πηγή νετρίνων για τη μελέτη της σωματιδιακής φυσικής.

9.2.6 Το πρόβλημα της νέας μεταλλικότητας στον Ήλιο

Πρόσφατη μελέτη προσδιορισμού της αφθονίας των βαρέων στοιχείων (Z) στον Ήλιο, από τους Asplund et al., 2005, δίνει $(Z/X)_{\odot} = 0.0178$. Η αφθονία αυτή είναι μικρότερη από προηγούμενους προσδιορισμούς του Z/X . Όταν η νέα αυτή τιμή εισαχθεί στα ηλιακά μοντέλα τότε υπάρχει ασυμφωνία μεταξύ των μοντέλων και των δεδομένων της ηλιοσεισμολογίας. Οι πιο σημαντικές ασυμφωνίες είναι, εκτός των άλλων, το βάθος της ζώνης μεταφοράς και η αφθονία ηλίου στη ζώνη αυτή. Έχουν προταθεί διάφορες απόψεις για να εξηγήσουν την διαφωνία μεταξύ των μοντέλων που χρησιμοποιούν τις νέες μειωμένες αφθονίες των βαρέων στοιχείων και των δεδομένων της ηλιοσεισμολογίας. Καμία όμως από αυτές δεν φαίνεται να επιφέρει τα επιθυμητά αποτελέσματα.

Μετά την έκδοση των αφθονιών του μοντέλου AGS05 (Asplund, Grevesse & Sauval, 2005), υπήρξαν προσπάθειες για τον καθορισμό των ηλιακών αφθονιών από ηλιοσεισμικά δεδομένα. Όλοι οι ηλιοσεισμικοί υπολογισμοί δείχνουν έναν υψηλό ηλιακό Z σε σύγκριση με το AGS05. Η εξάρτηση του Z από τις συχνότητες των ηλιακών ταλαντώσεων δεν είναι άμεση, αλλά συμβαίνει μέσω της επίδρασης του Z στα στοιχεία της μικροφυσικής όπως είναι οι αδιαφάνειες, η καταστατική εξίσωση, οι ρυθμοί θερμοπυρηνικών αντιδράσεων κ.λ.π., είναι πιθανό τα σφάλματα των παραμέτρων της μικροφυσικής να έχουν σαν αποτέλεσμα τις αποκλίσεις των τιμών του Z που αποκτήθηκαν από την ηλιοσεισμολογία και από την ανάλυση που χρησιμοποιήθηκε από τους Allende Prieto κ.α. (2001, 2002) και Asplund κ.α. (2004, 2005α). Για τον καθορισμό του Z από την ηλιοσεισμολογία χρησιμοποιήθηκαν τεχνικές οι οποίες εξαρτιόνταν από διαφορετικά δεδομένα εισαγωγής και παρά τις διαφορές στις τεχνικές και στα διαφορετικά δεδομένα εισαγωγής (όλοι) οι σεισμικοί υπολογισμοί των Z/X όχι μόνο συμφωνούν μεταξύ τους αλλά και συνάδουν με τις υψηλότερες αφθονίες του μοντέλου GS98. Το ερώτημα που δημιουργείται είναι τι θα μπορούσε να προκαλέσει την ασυμφωνία ανάμεσα στις ηλιοσεισμικές αφθονίες και στις αφθονίες που καθορίστηκαν από τις φασματικές γραμμές του μοντέλου AGS05.

Οι μεγαλύτερες τιμές του Z που προσδιόρισε το μοντέλο GS98 και οι εισαγόμενοι παράμετροι των ηλιακών μοντέλων συνάδουν με τα ηλιοσεισμικά δεδομένα. Εάν οι νέες μικρότερες αφθονίες των βαρέων στοιχείων που βρήκε το μοντέλο GS05 είναι οι σωστές και επιβεβαιωθούν, τότε η ασυμφωνία που δημιουργείται μεταξύ των θεωρητικών μοντέλων και των μετρήσεων της ηλιοσεισμολογίας θα πρέπει, ίσως, να αποδοθεί και να αναζητηθεί στις αβεβαιότητες (σφάλματα) τα οποία χαρακτηρίζουν τις εισαγόμενες παραμέτρους μικροφυσικής που εισάγονται στα μοντέλα. Ίσως αυτές οι αβεβαιότητες να είναι μεγαλύτερες απ' ό τι πιστευόνταν.

Οι αφθονίες των βαρέων στοιχείων της ηλιακής φωτόσφαιρας έχουν αναθεωρηθεί από

(Grevesse & Sauva, 1998, *GS98*) σε $(Z/X)_{\odot} = 0.0165$ (Asplund κ.α. 2005, *AGS05*). Η συμφωνία που υπήρχε ανάμεσα στις προβλέψεις του καθιερωμένου ηλιακού μοντέλου (SS-M) και στις παρατηρήσεις της ηλιοσεισμολογίας (Christensen -Dalsgaard κ.α. 1996, Bahcall κ.α. 2001) διακυβεύτηκε με τις νέες τιμές του Z (Basu & Antia 2004, Montalban κ.α. 2004, Bahcall κ.α. 2005). Αυτή η διαφωνία ανάμεσα στα μοντέλα και στα ηλιοσεισμολογικά δεδομένα παρακίνησε πολλούς επιστήμονες να αναθεωρήσουν τα δεδομένα εισαγωγής των καθιερωμένων ηλιακών μοντέλων (Montalban κ.α. 2005, Guzik 2006, Christensen - Dalsgaard κ.α. 2009) και να αμφισβητήσουν την αναθεώρηση των ηλιακών αφθονιών, ιδιαίτερα εκείνων των στοιχείων C, N, O, Ne και Ar των οποίων οι αφθονίες δεν μπορούν να καθοριστούν από μετεωριτικά δείγματα (Antia & Basu 2006, Bahcall κ.α. 2005, Delahaye & Pinsonneault 2006, Basu & Antia 2008).

Παράρτημα Β

10.1 Ρυθμοί θερμοπυρηνικών αντιδράσεων

Οι Πίν. 10.1 και 10.2 παρουσιάζουν τις βελτιωμένες τιμές των επτά παραμέτρων $\alpha_1, \dots, \alpha_7$ που χρησιμοποιούνται από την βιβλιοθήκη ρυθμών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων REACLIB και υπολογίστηκαν στο Κεφ. 4.

10.2 Χρόνοι ημιζωής των πυρήνων C, N, O

Στους Πίν. 10.3–10.5 δίνουμε μερικά αντιπροσωπευτικά αποτελέσματα των υπολογισμών για τους χρόνους ημιζωής των πυρήνων στον κύκλο CNO. Αυτοί οι πίνακες περιλαμβάνουν τον $\log(\tau)$ στην θερμοκρασιακή κλίμακα από 5×10^6 έως 15.00×10^6 βαθμούς (στήλη 1) για τις αντιδράσεις $^{12}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{13}\text{N} + \gamma$, $^{13}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{14}\text{N} + \gamma$, $^{14}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$ και $^{16}\text{O} + ^1\text{H} \rightarrow ^{17}\text{F} + \gamma$, (στήλες 2 – 5), που λαμβάνουν χώρα στον κύκλο CNO.

10.3 Εισερχόμενες παράμετροι στα μοντέλα του κώδικα TYCHO

- Ηλιακές αφθονίες των χημικών στοιχείων που υπεισέρχονται στον υπολογισμό της αφθονίας των βαρέων στοιχείων Z

Οι αφθονίες του Πίν. 10.6 (στήλη 1) δίνονται στις στήλες 2 – 5 σε μονάδες των

$$\varepsilon(Q) = \log_{10}(N_Q/N_H) + 12 \quad (10.1)$$

Τα μοντέλα που δίνονται στον Πίν. 10.6 έχουν υπολογίσει το Z από τις αφθονίες της στήλης 1, οι οποίες προέρχονται από ανάλυση μετεωριτών και από φάσματα της ηλιακής φωτόσφαιρας. Το μοντέλο AGSS09ph χρησιμοποιεί μόνο φωτοσφαιρικές αφθονίες. Στον Πίν. 10.9 Παρουσιάζονται οι χαρακτηριστικές ποσότητες του Ηλίου τις οποίες υπολόγησε το μοντέλο TSK 1 με τον κώδικα Tycho 6.92. Στη στήλη 1 παρουσιάζεται η απόσταση από το ηλιακό κέντρο. Στις στήλες 2 – 5 εμφανίζονται με τη σειρά: η θερμοκρασία T , η πυκνότητα ρ , η πίεση P , η φωτεινότητα L/L_\odot . Στις στήλες 6 – 9 παρουσιάζονται οι τιμές της αφθονίας των χημικών στοιχείων Y , ^3He , ^{12}C , ^{14}N και ^{16}O .

Αντίδραση	α_1	α_2	α_3	α_4
$^1H(p, \nu e^+) ^2H$	0.389420E+02	0.001660E+00	0.001660E+00	0.897340E+01
$^2H(p, \gamma) ^3He$	0.635671E+01	-0.001600E-01	-0.368571E+01	0.328570E+01
$^2H(d, \gamma) ^4He$	0.264093E+01	0.053000E-02	-0.448526E+01	0.146128E+01
$^2H(d, n) ^3He$	0.184878E+02	0.002200E-01	-0.438956E+01	0.246392E+01
$^2H(d, p) ^3He$	0.189686E+02	0.017000E-02	-0.435280E+01	0.165054E+01
$^3He(^3He, 2p) ^4He$	0.287852E+02	-0.238000E-02	-0.114354E+02	-0.591096E+01
$^3He(^4He, \gamma) ^7Be$	0.172070E+02	-0.001670E+00	-0.124432E+02	-0.256797E+01
$^6Li(p, \gamma) ^7Be$	0.156649E+02	-0.420000E-03	-0.820981E+01	-0.240965E+01
$^6Li(p, \alpha) ^3He$	0.253677E+02	-0.430000E-03	-0.823640E+01	-0.152610E+01
$^7Li(\alpha, \gamma) ^{11}B$	0.642203E+03	-0.143030E+00	0.545753E+02	-0.965712E+03
$^7Be(p, \gamma) ^8B$	0.124677E+02	0.370150E-06	-0.102643E+02	0.863000E-02

Πίνακας 10.1: Οι βελτιωμένες τιμές των παραμέτρων $\alpha_1, \dots, \alpha_4$ που χρησιμοποιούνται από την βιβλιοθήκη ρυθμών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων REACLIB.

Αντίδραση	α_5	α_6	α_7
${}^1H(p, \nu e^+){}^2H$	0.540170E+00	0.298300E-01	0.227579E+01
${}^2H(p, \gamma){}^3He$	-0.201860E+00	0.129900E-01	-0.761200E+00
${}^2H(d, \gamma){}^4He$	0.549700E+00	-0.697900E-01	-0.105681E+01
${}^2H(d, n){}^3He$	-0.166590E+00	0.097600E-01	-0.099180E+01
${}^2H(d, p){}^3He$	-0.012120E+00	-0.519000E-02	-0.890840E+00
${}^3He({}^3He, 2p){}^4He$	0.103574E+01	-0.076820E+00	0.699960E+00
${}^3He({}^4He, \gamma){}^7Be$	0.241380E+00	-0.013500E+00	-0.069010E+00
${}^6Li(p, \gamma){}^7Be$	0.324690E+00	-0.021530E+00	-0.230010E+00
${}^6Li(p, \alpha){}^3He$	0.144720E+00	-0.007170E+00	-0.331910E+00
${}^7Li(\alpha, \gamma){}^{11}B$	0.460363E+03	-0.222558E+03	0.161769E+03
${}^7Be(p, \gamma){}^8B$	-0.06523E+00	0.046720E+00	-0.667580E+00

Πίνακας 10.2: Οι βελτιωμένες τιμές των παραμέτρων $\alpha_5, \dots, \alpha_7$ που χρησιμοποιούνται από την βιβλιοθήκη ρυθμών θερμοπυρηνικών αντιδράσεων REACLIB.

T_6	$\log \tau$			
	$^{12}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{13}\text{N} + \gamma$	$^{13}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{14}\text{N} + \gamma$	$^{14}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$	$^{16}\text{O} + ^1\text{H} \rightarrow ^{17}\text{F} + \gamma$
15.00	6.235	5.561	8.555	11.444
14.80	6.335	5.661	8.666	11.567
14.60	6.443	5.780	8.797	11.712
14.40	6.559	5.886	8.914	11.841
14.20	6.674	5.999	9.041	11.981
14.00	6.791	6.117	9.170	12.123
13.80	6.905	6.231	9.296	12.262
13.60	7.040	6.366	9.446	12.426
13.40	7.160	6.486	9.578	12.572
13.20	7.289	6.615	9.721	12.729
13.00	7.422	6.748	9.868	12.889
12.80	7.564	6.890	10.025	13.062
12.60	7.690	7.016	10.163	13.214
12.40	7.847	7.173	10.336	13.404
12.20	7.993	7.319	10.497	13.581
12.00	8.144	7.470	10.663	13.763
11.80	8.290	7.616	10.824	13.939
11.60	8.448	7.773	10.998	14.129
11.40	8.618	7.943	11.185	14.335
11.20	8.768	8.093	11.351	14.516
11.00	8.938	8.264	11.538	14.721
10.80	9.122	8.448	11.741	14.943
10.20	9.679	9.005	12.354	15.613
10.00	9.855	9.181	12.548	15.825
9.80	10.048	9.374	12.760	16.057
9.60	10.301	9.627	13.038	16.361
9.40	10.489	9.815	13.245	16.587
9.20	10.738	10.064	13.519	16.886
9.00	10.986	10.312	13.791	17.183
8.80	11.170	10.496	13.993	17.404
8.60	11.415	10.741	14.262	17.697
8.40	11.657	10.984	14.529	17.988
8.20	11.958	11.285	14.859	18.348
8.00	12.197	11.524	15.122	18.635
7.80	12.494	11.821	15.447	18.990
7.60	12.790	12.117	15.773	19.344
7.40	13.083	12.410	16.094	19.694
7.20	13.375	12.702	16.415	20.043
7.00	13.724	13.052	16.798	20.461
6.80	14.071	13.399	17.179	20.876
6.60	14.417	13.745	17.559	21.289
6.40	14.762	14.091	17.938	21.702
6.20	15.165	14.494	18.379	22.182
6.00	15.566	14.895	18.820	22.661
5.80	15.967	15.296	19.259	23.140
5.60	16.426	15.756	19.763	23.688
5.40	16.887	16.217	20.269	24.238
5.20	17.349	16.680	20.777	24.790
5.00	17.872	17.203	21.350	25.414

Πίνακας 10.3: Εξάρτηση της ποσότητας $\log(\tau)$ από τη θερμοκρασία για τους πυρήνες ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , και ^{17}O που συμμετέχουν στον κύκλο CNO. Χρησιμοποιήσαμε το μοντέλο BPB και τις νέες τιμές του παράγοντα S, καθώς και $Z/X = 0.0229$.

T_6	$\log \tau$			
	$^{12}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{13}\text{N} + \gamma$	$^{13}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{14}\text{N} + \gamma$	$^{14}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$	$^{16}\text{O} + ^1\text{H} \rightarrow ^{17}\text{F} + \gamma$
15.00	6.215	5.541	8.535	11.424
14.80	6.315	5.641	8.646	11.547
14.60	6.424	5.750	8.766	11.680
14.40	6.535	5.861	8.889	11.815
14.20	6.649	5.975	9.015	11.95
14.00	6.771	6.098	9.151	12.104
13.80	6.898	6.224	9.291	12.258
13.60	7.021	6.347	9.427	12.407
13.40	7.141	6.467	9.559	12.552
13.20	7.263	6.589	9.694	12.701
13.00	7.396	6.721	9.840	12.862
12.80	7.538	6.863	9.997	13.034
12.60	7.676	7.002	10.150	13.202
12.40	7.81	7.138	10.299	13.366
12.20	7.950	7.276	10.452	13.533
12.00	8.114	7.440	10.633	13.732
11.80	8.268	7.594	10.802	13.917
11.60	8.417	7.743	10.967	14.097
11.40	8.578	7.904	11.145	14.292
11.20	8.752	8.078	11.336	14.502
11.00	8.914	8.239	11.514	14.697
10.80	9.097	8.423	11.716	14.917
10.20	9.652	8.977	12.326	15.586
10.00	9.818	9.143	12.509	15.785
9.80	10.049	9.375	12.764	16.064
9.60	10.245	9.571	12.979	16.299
9.40	10.461	9.787	13.217	16.559
9.20	10.688	10.014	13.466	16.831
9.00	10.927	10.253	13.729	17.118
8.80	11.147	10.473	13.971	17.382
8.60	11.361	10.687	14.206	17.639
8.40	11.622	10.948	14.493	17.952
8.20	11.874	11.200	14.770	18.254
8.00	12.177	11.504	15.104	18.618
7.80	12.428	11.755	15.379	18.918
7.60	12.753	12.080	15.736	19.307
7.40	13.028	12.355	16.038	19.636
7.20	13.317	12.644	16.355	19.982
7.00	13.619	12.947	16.687	20.344
6.80	13.942	13.271	17.042	20.730
6.60	14.285	13.613	17.418	21.140
6.40	14.795	14.123	17.978	21.749
6.20	15.151	14.480	18.368	22.174
6.00	15.549	14.878	18.805	22.649
5.80	15.961	15.290	19.257	23.141
5.60	16.417	15.747	19.758	23.686
5.40	16.911	16.241	20.300	24.276
5.20	17.334	16.664	20.764	24.781
5.00	17.792	17.123	21.267	25.328

Πίνακας 10.4: Εξάρτηση της ποσότητας $\log(\tau)$ από τη θερμοκρασία για τους πυρήνες ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , και ^{17}O που συμμετέχουν στον κύκλο CNO. Χρησιμοποιήσαμε το μοντέλο BS05AGSOP και τις νέες τιμές του παράγοντα S, καθώς και $Z/X = 0.0165$.

T_6	$\log \tau$			
	$^{12}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{13}\text{N} + \gamma$	$^{13}\text{C} + ^1\text{H} \rightarrow ^{14}\text{N} + \gamma$	$^{14}\text{N} + ^1\text{H} \rightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$	$^{16}\text{O} + ^1\text{H} \rightarrow ^{17}\text{F} + \gamma$
15.00	6.229	5.555	8.549	11.438
14.80	6.335	5.661	8.666	11.568
14.60	6.449	5.775	8.793	11.708
14.40	6.555	5.881	8.910	11.837
14.20	6.670	5.996	9.037	11.977
14.00	6.740	6.066	9.114	12.062
13.80	6.901	6.227	9.293	12.258
13.60	7.037	6.363	9.443	12.423
13.40	7.157	6.483	9.575	12.569
13.20	7.286	6.612	9.718	12.726
13.00	7.413	6.739	9.857	12.879
12.80	7.555	6.881	10.015	13.051
12.60	7.694	7.020	10.168	13.220
12.40	7.830	7.156	10.318	13.384
12.20	7.976	7.302	10.479	13.561
12.00	8.134	7.459	10.652	13.751
11.80	8.288	7.613	10.822	13.937
11.60	8.437	7.763	10.987	14.118
11.40	8.607	7.933	11.174	14.322
11.20	8.773	8.099	11.357	14.522
11.00	8.953	8.278	11.555	14.739
10.80	9.119	8.445	11.738	14.940
10.20	9.675	9.001	12.349	15.608
10.00	9.877	9.203	12.572	15.852
9.80	10.047	9.373	12.759	16.057
9.60	10.291	9.617	13.028	16.350
9.40	10.479	9.805	13.234	16.575
9.20	10.699	10.025	13.476	16.839
9.00	10.952	10.278	13.754	17.143
8.80	11.166	10.492	13.990	17.400
8.60	11.406	10.732	14.253	17.687
8.40	11.659	10.986	14.531	17.991
8.20	11.904	11.230	14.800	18.284
8.00	12.210	11.536	15.136	18.650
7.80	12.464	11.791	15.415	18.955
7.60	12.728	12.055	15.705	19.271
7.40	13.078	12.405	16.089	19.689
7.20	13.373	12.700	16.413	20.043
7.00	13.685	13.012	16.755	20.415
6.80	14.016	13.344	17.119	20.811
6.60	14.369	13.697	17.507	21.233
6.40	14.837	14.166	18.021	21.792
6.20	15.161	14.490	18.376	22.179
6.00	15.643	14.972	18.905	22.755
5.80	16.083	15.412	19.387	23.279
5.60	16.558	15.888	19.908	23.846
5.40	16.808	16.138	20.183	24.145
5.20	17.375	16.705	20.804	24.821
5.00	17.800	17.131	21.271	25.328

Πίνακας 10.5: Εξάρτηση της ποσότητας $\log(\tau)$ από τη θερμοκρασία για τους πυρήνες ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N , και ^{17}O που συμμετέχουν στον κύκλο CNO. Χρησιμοποιήσαμε το μοντέλο BS05OP και τις νέες τιμές του παράγοντα S, καθώς και $Z/X = 0.0229$.

	GS98	AGS05	AGSS09	AGSS09ph
	$(Z/X)_{PH=0.0229}$	$(Z/X)_{PH=0.0165}$	$(Z/X)_{PH=0.0178}$	$(Z/X)_{PH=0.0181}$
C	8.52	8.39	8.43	8.43
N	7.92	7.78	7.83	7.83
O	8.83	8.66	8.69	8.69
Ne	8.08	7.84	7.93	7.93
Na	6.32	6.27	6.27	6.24
Mg	7.58	7.53	7.53	7.60
Al	6.49	6.43	6.43	6.45
Si	7.56	7.51	7.51	7.51
S	7.20	7.16	7.15	7.12
Ar	6.40	6.18	6.40	6.40
Ca	6.35	6.29	6.29	6.34
Cr	5.69	5.63	5.64	5.64
Mn	5.53	5.47	5.48	5.43
Fe	7.50	7.45	7.45	7.50
Ni	6.25	6.19	6.20	6.22

Πίνακας 10.6: Αφθονίες των χημικών στοιχείων των τεσσάρων μοντέλων (στις στήλες 2–5), τις οποίες χρησιμοποιήσαμε στα δικά μας μοντέλα (Tycho).

Αστροφυσικός παράγοντας	Τιμή	Αβεβαιότητα (%)
S_{11}	$3.94 \times 10^{-25} \text{Mevb}$	0.4
S_{33}	5.4Mevb	6.0
S_{34}	0.567kevb	3.2
S_{17}	20.6evb	3.8
$S_{1,14}$	1.57kevb	8.0
S_{hep}	$8.6 \times 10^{-20} \text{kevb}$	15.1

Πίνακας 10.7: Αστροφυσικοί παράγοντες (S-factors) του πειράματος LUNA.

Χαρακτηριστικές ηλιακές ποσότητες	Τιμή	Αβεβαιότητα [%]
Φωτεινότητα	$3.8418 \times 10^{33} \text{erg}$	0.4
Ηλικία	4.57Gyr	0.44
Αδιαφάνεια	Opacity Project	2.5

Πίνακας 10.8: Χαρακτηριστικές ηλιακές ποσότητες με τις αντίστοιχες τιμές τους.

R/R_{\odot}	T	ρ	P	L/L_{\odot}	Y	${}^3\text{He}$	${}^{12}\text{C}$	${}^{14}\text{N}$
0.00670	1.570E+07	1.532E+02	2.350E+17	0.00028	0.6403	7.29E-06	2.41E-05	5.46E-03
0.01050	1.569E+07	1.520E+02	2.338E+17	0.00109	0.6390	7.40E-06	2.40E-05	5.45E-03
0.10540	1.310E+07	8.732E+01	1.354E+17	0.45880	0.4379	4.42E-05	1.49E-05	4.87E-03
0.20086	9.380E+06	3.491E+01	4.361E+16	0.92990	0.2981	5.21E-04	3.00E-03	1.31E-03
0.30005	6.810E+06	1.230E+01	1.110E+16	0.99859	0.2720	2.57E-03	3.19E-03	9.42E-04
0.40055	5.121E+06	3.880E+00	2.679E+15	1.00004	0.2680	2.87E-04	3.15E-03	9.34E-04
0.50051	3.968E+06	1.335E+00	7.185E+14	1.00003	0.2660	1.14E-04	3.13E-03	9.28E-04
0.60034	3.131E+06	5.033E-01	2.134E+14	1.00002	0.2641	1.00E-04	3.12E-03	9.26E-04
0.70028	2.335E+06	2.069E-01	6.549E+13	1.00001	0.2503	1.00E-04	3.01E-03	8.92E-04
0.80021	1.364E+06	9.051E-02	1.690E+13	1.00001	0.2433	1.00E-04	2.88E-03	8.54E-04
0.90011	5.971E+05	2.593E-02	2.101E+12	1.00000	0.2432	1.00E-04	2.87E-03	8.53E-04

Πίνακας 10.9: Χαρακτηριστικές ποσότητες του Ηλίου που υπολόγισε το μοντέλο TSK 1, χρησιμοποιώντας τον κώδικα Tycho.

Βιβλιογραφία

- [1] Abe, K. et al., *Astropart.Phys.*, 2009, 31290.
- [2] Abe, S. et al. (KamLAND Collaboration), *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 100, 221803.
- [3] Abdurashitov, J. N., et al., (Sage Collaboration), *Physical Review C*, 2006, 73, 045805.
- [4] Abdurashitov, J.N., et al., (SAGE Collaboration), *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, 2003, 118, 39.
- [5] Abdurashitov, J.N., et al. (SAGE collaboration), *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 83, 4686.
- [6] Adelberger, E.G. et al., *Rev. Mod. Phys.*, 1998, 70, 1265.
- [7] Aharmim, B., et al., (SNO Collaboration), *Phys. Rev. C*, 2007, 7, 045502.
- [8] Ahmad, Q.R. et al., *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89, 011301.
- [9] Ahmad, Q.R., et al., (SNO Collaboration), *Phys. Rev. Lett.*, 2001, 87, 071301.
- [10] Ahmed, S. N., et al. (SNO Collaboration), *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 92, 181301.
- [11] Alimonti, G. et al. (Borexino Collaboration), *Nucl. Instr. & Meth. A*, 2009, 600568–593.
- [12] Alimonti, G. et al. (Borexino Collaboration), *Astropart. Phys.*, 2002, 16205.
- [13] Altmann, M. et al., (GNO Collaboration), *Physics Letters B*, 2005, 616, 174 – 190.
- [14] Angulo, C. et al, *Nucl.Phys. A*, 1999, 6563.
- [15] Antia, H. M., *A&A*, 1998, 330, 336.
- [16] Antia, H. M., & Basu, S., *ApJ*, 2006, 644, 1292.
- [17] Antia, H. M., & Basu, S., *ApJ*, 2005, 620, L129.
- [18] Antia, H. M., & Chitre, S.M., *A&A*, 1999, 317, 1000.
- [19] Arpesella, C., et al., (Borexino Collaboration) *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 1019.
- [20] Arpesella, C., et al., (Borexino Collaboration) *Phys. Lett. B*, 2008, 658, 101.
- [21] Arpesella, C., et al., (Borexino Collaboration), *Astropart.Phys.*, 2002, 18, 1.
- [22] Asida, A., Arnett D., *ApJ*, 2000, 545, 435.
- [23] Asplund, M., Grevesse, N., & Sauval, A. J., in *Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, ASP Conference Series, eds. F. N. Bash, & T. G. Barnes, 2005, astro-ph/0410214.
- [24] Asplund, M, Grevesse, N, Sauval, A. J., *Astron. Soc. Pac. Conf. Ser.*, 2005, 336, 25.
- [25] Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, J., & Scott P. *ARA&A*, 2009, 47, 481.
- [26] Asplund, M., Grevesse, N., and Sauval, J., *Nucl. Phys. A*, 2006, 777, 1.

- [27] Araki, T. et al. (KamLAND), Phys. Rev. Lett. 94, 081801 (2005).
- [28] Araki, T. et al. (KamLAND), Nature (London) 436, 499 (2005).
- [29] Ardito, R. et al. CUORE: A Cryogenic Underground Observatory for Rare Events. hepex/ 0501010, 2005.
- [30] Atkinson, R.E., Houtermans, F.G., Z. Phys., 1928, 54, 656.
- [31] Back, H. et al. (Borexino Collaboration), Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 584, 98 (2008).
- [32] Back, H. et al. (Borexino Collaboration), Phys. Rev. C, 2006, 74045805.
- [33] Back, H. et al. (Borexino Collaboration), Eur. Phys. J. C, Vol. 37 (421), 2004.
- [34] Back, H. et al. (Borexino Collaboration), Phys. Lett. B, 2003, 56323.
- [35] Back, H. et al. (Borexino Collaboration), Phys. Lett. B, Vol. 563 (35), 2003.
- [36] Back, H. et al. (Borexino Collaboration), Phys. Lett. B, 2002, 52529.
- [37] Bahcall, J. N., Phys. Rev. C, 2002, 65, 025801.
- [38] Bahcall, J. N., Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), 2002, 118, 77, *astro-ph/0209080*.
- [39] Bahcall, J. N., 1994, Phys. Rev. D 49, 3923.
- [40] Bahcall, J. N., 1991, Phys. Rev D 44, 1644.
- [41] Bahcall, J. N., 1990, Phys. Rev. D 41, 2964.
- [42] Bahcall, J. N., Neutrino Astrophysics, Cambridge University, Cambridge, 1989.
- [43] Bahcall, J. N., 1962, Phys. Rev. 128, 1297.
- [44] Bahcall, J. N., Basu, S., & Serenelli, A. M., *ApJ*, 2005*c*, 631, 1281.
- [45] Bahcall, J. N., Basu, S., Pinsonneault, M., & Serenelli, A. M. *ApJ*, 2005*α*, 618, 1049.
- [46] Bahcall, J. N., Brown, L., Gruzinov, A., & Sawyer, R., *Astron and Astrophys*, 2002, 383, 291.
- [47] Bahcall, J.N., Davis, R., *Science*, 1976, 191, 264.
- [48] Bahcall, J. N., Gonzalez-Garcia, M. C., & Pena-Garay, C., *J. High Energy Phys.*, 2004*a*, 08, 016.
- [49] Bahcall, J. N., Krastev, P. I., & Smirnov, A. Yu., *Phys. Rev. D*, 2001*a*, 63, 053012.
- [50] Bahcall, J. N., Pena-Garay, C., *New Journal of Physics*, 2004, 6, 63.
- [51] Bahcall, J.N. and Pinsonneault, M.H., *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 92121301.
- [52] Bahcall, J. N. and Pinsonneault, M. H., *Rev. Mod. Phys.* 64, 885 (1992).
- [53] Bahcall, J. N., & Pinsonneault, M. H., *Rev. Mod. Phys.*, 1995, 67, 781.
- [54] Bahcall, J.N., Pinsonneault, M.H. and Basu, S., *Ap. J.*, 2001, 555, 990.
- [55] Bahcall, J. N., Pinsonneault, M. H., Basu, S. & Christensen-Dalsgaard J., *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 78, 171.

- [56] Bahcall, J. N., & Serenelli, A. M., *ApJ*, 2005, 626, 530.
- [57] Bahcall, J.N., Serenelli, A.M., *ApJ*, 2005, 621, L83.
- [58] Bahcall, J.N., Serenelli, A.M., and Basu, S., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 2006, 165, 400.
- [59] Bahcall, J. N., Serenelli, A.M., & Basu, S., *ApJ*, 2005b, 621, L85.
- [60] Bahcall, J. N., Serenelli, A. M., & Pinsonneault, M. H., *ApJ*, 2004b, 614, 464.
- [61] Bahcall, J. N., & Ulrich, R. K., *Rev. Mod. Phys.*, 1988, 60, 297.
- [62] Basu, S., & Antia, H. M., *ApJ*, 2004, 606, L85.
- [63] Basu, S., & Antia, H.M., SOHO 12/GONG+ 2002: Local and Global Helioseismology: The Present and the Future, ed. H. Sawaya-Lacoste, (ESA) SP 517, 235–238: "Temporal Variations of the Rotation Rate in the Solar Interior", 2003.
- [64] Basu, S., & Antia, H.M., ASP Conf. Series 293: S.C. Keller & R.M. Cavallo, 250: "Helioseismic Estimates of Solar Structure and Dynamics" 2003.
- [65] Basu, S., Bahcall, J. N., & Pinsonneault, M. H., *ApJ*, 2000, 529, 1084.
- [66] Basu, S., Chaplin, W. J., Elsworth, Y., New, R., & Serenelli, A. M., *ApJ*, 2009, 699, 1403.
- [67] Basu, S., Chaplin, W. J., Elsworth, Y., New, R., Serenelli, A. M., & Verner, G. A., *ApJ*, 2007, 655, 660.
- [68] Basu, S., Christensen-Dalsgaard, J., Howe, R., Schou, J., Thompson, M.J., Hill, F., and Komm, R., *Astrophys. J.*, 2003, 591, 432 – 445: "A comparison of solar p-Mode Parameters from MDI and GONG: mode frequencies and structure inversions".
- [69] Bazan, A., Arnett, D., *ApJ*, 1998, 496, 316.
- [70] Beacom, J., Farr, W. , and Vogel, P., *Phys. Rev. D*, 2002, 66, 03301.
- [71] Bellini, G. et al. (Borexino Collaboration) arXiv:0808.2868, 2008.
- [72] Bemmerer, D. et al., *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 97, 122502.
- [73] Bemmerer, D. et al., *Eur. Phys. J. A* 2005, 24, 313.
- [74] Bemmerer, D. et al., *J. Phys. G*, 2009, 36, 045202. Workshop on Nuclear Astrophysics Opportunities at the Underground Laboratory in Canfranc, Barcelona 19–20 February 2009, <http://www.fnuc.es/workshop/canfranc.html>.
- [75] Bethe, H.A., *Phys. Rev.*, 1939, 55, 434.
- [76] Bethe, H.A., Critchfield, C.L., *Phys. Rev.*, 1938, 54, 248.
- [77] Bordeanu, C. et al., *J. Phys. G*, 2008, 35, 014011.
- [78] Boulay, M. and Hime, A., *Astropart.Phys.*, 2006, 25179.
- [79] Brogini, C., XXI Int. Conf. on Neutrino Phy. and Astr., Neutrino 2004, Paris.
- [80] Brogini, C., Work. on Frontier objects in Astrophys. and Part. Phys., Vulcano.
- [81] Brogini, C., Work. on Exp. Nucl. Astr., Chall. and Opportunities, Karlsruhe.

- [82] Broggini, C., NOW2004, Neutrino Oscillation Workshop, Otranto.
- [83] Burchfield, J.D., Lord Kelvin and the Age of the Earth, Science History Publications, 1975.
- [84] Caciolli, A. et al., Eur. Phys. J. A, 2009, 39, 179.
- [85] Caughlan, G.A., Fowler, W.A., At. Data Nucl. Data Tables, 1988, 40, 283.
- [86] Caughlan, G.R., Fowler, W.A., ApJ, 1962, 136, 453C.
- [87] Chaplin, W. J., Serenelli, A. M., Basu, S., Elsworth, Y., New, R., & Verner, G. A., ApJ, 2007, 670, 872.
- [88] Chasioti, V., Kosmas, T.S. and Divari, P., Am.J.Phys., "Realistic Calculations of Neutrino-Nucleus Reaction Cross Sections", 2009.
- [89] Chasioti, V., Kosmas, T.S. and Divari, P., Am.J.Phys., "Neutrino-Nucleus Interactions at Low and Intermediate Neutrino-Energies", 2009.
- [90] Chen, M. C., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), 2005, 145, 65.
- [91] Christensen-Dalsgaard, J., Rev. Mod. Phys., 2002, 74, 1073.
- [92] Christensen-Dalsgaard, J., et al., Science, 1996, 272, 1286.
- [93] Christensen-Dalsgaard, J. and Di Mauro, M. P.: Diffusion and Helioseismology, in: Stellar Evolution and Seismic Tools for Asteroseismology - Diffusive Processes in Stars and Seismic Analysis, edited by Straka, C. W., Lebreton, Y., and Monteiro, M. J. P. F. G., EAS Publications Series, 2007, 26, 3 – 16.
- [94] Christensen-Dalsgaard, J., di Mauro, M. P., Houdek, G., & Pijpers, F., A&A, 2009, 494, 205.
- [95] Clayton, D.D., Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis, McGraw-Hill Book Company (1968).
- [96] Cleveland, B.T. et al., Ap. J., 1998, 496, 505.
- [97] Confortola et al., Phys. Rev. C, 2007, 75, 065803.
- [98] Costantini, H., et al., 2009, Rep. Prog. Phys. 72, 086301.
- [99] Costantini, H., et al., Nuclear Physics A, 2008, 814, 144.
- [100] Costantini H et al 2000 Phys. Lett. B 482 43.
- [101] Cravens, J.P., et al. (SuperKamiokaNDE Collaboration), arXiv:0803.4312v1, 2008.
- [102] Davis, R., Nobel Prize Lecture, 2002.
- [103] Drukier, A. and Stodolsky, L., Phys. Rev. D, 1984, 30, 2295.
- [104] Eddington, A.S., Internal Structure of Stars, Cambridge Univ. Press, 1926, Chapter XI.
- [105] Eguchi, K. et al. (KamLAND), Phys. Rev. Lett. 90, 021802 (2003).
- [106] Ejiri, H., Eur.Phys.J., 2008, 162, 239.

- [107] Fiorentini, G. et al., *Z. Phys. A* 350, 289 (1995).
- [108] Fiorentini G, Kavanagh R W and Rolfs C 1995 *Z. Phys. A* 350 289.
- [109] Fiorentini G and Pascolini A 2004 *CERN Courier* 44/8/15.
- [110] Fiorentini, G. and Ricci, B. [arXiv:astro-ph/0310753v1](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0310753v1).
- [111] Formicola, A., et al., *Phys. Lett. B*, 2004, 591, 61.
- [112] Fowler, W.A., Caughlan, G.R., Zimmerman, B.A., *An.Rev.A&A*, 1967, 525.
- [113] Franco, D., et al., (Borexino Collaboration), *Nucl. Phys. Proc. Suppl*, 2009, 188 : 127 – 129.
- [114] Fukuda, Y., et al. (Super-Kamiokande Collaboration), *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81, 1562.
- [115] Gamow, G., *Z. Phys.*, 1928, 52, 510.
- [116] Garcia, R. A., Turck-Chieze, S., Jimenez-reyes, S. J., Ballot, J., Palle, P., Eff-Darwich, A., Mathur, S., and Provost, J.: Tracking Solar Gravity Modes: The Dynamics of the Solar Core, *Science*, 2007, 316, 1591 – 1593.
- [117] Gelly, Grec, Fossat, *Astron. Astrophys.* 1986, 164, 383.
- [118] Giomataris, I., Irastorza, I., Savvidis, I., Andriamonje, S., Aune, S., Chapelier, M., Charvin, P., Colas, P., Derre, J., Ferrer, E., et al., *JINST* 2008, 3, P09007, [arXiv : 0807.2802](https://arxiv.org/abs/0807.2802).
- [119] Giomataris, Y. and Vergados, J., *Phys. Lett. B*, 2006, 634, 23, [hep – ex/0503029](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0503029).
- [120] Grevesse, N., & Sauval, A. J., *Space Sci. Rev.*, 1998, 85, 161.
- [121] Grieb, C. for the LENS Collaboration
- [122] Gyurky, G., et al. (LUNA-experiment), *Phys. Rev. C*, 2007, 75, 035805.
- [123] Hampel, W., et al., (GALLEX Collaboration), *Phys. Lett. B*, 1999, 447, 127.
- [124] Harmin, B., et al., *Phys. Rev. C*, 2005, 72, 055502.
- [125] Haxton, [arXiv: 0710.2295](https://arxiv.org/abs/0710.2295), 2007.
- [126] Haxton W C, Parker P D and Rolfs C 2006 *Nucl. Phys. A* 777 226.
- [127] Haxton, W.C., Parker, P.D. and Rolfs, C.E., [nucl – th/0501020v1](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0501020v1), 2005.
- [128] Haxton, W.C. and Serenelli, A.M., [arXiv:0805.2013v1](https://arxiv.org/abs/0805.2013v1) [astro-ph], 2008.
- [129] H.De Vries, C.W.De Jager, and C.De Vries, 1987, *Atomic data and Nuclear data tables* 36, 495-536.
- [130] Hirata, K.S., et al. (KamiokaNDE Collaboration), *Phys. Rev. Lett.*, 1989, 63, 16.
- [131] Hosaka, J., et al., *Phys. Rev. D.*, 2006, 73, 112001.
- [132] Hosaka, J., et al., (SK Collaboration), *Phys. Rev. D*, 2004, 73, 112001.
- [133] Hummer D.G., Mihalas D., *ApJ*, 1988, 331, 794. Abstract.

- [134] Iliadis, C., Nuclear Physics of Stars, Wiley-VCH, 2007.
- [135] Imbriani G et al 2005 Eur. Phys. J. A 25 455.
- [136] Imbriani, G. et al., Astronomy and Astrophysics 420(2004)625.
- [137] Imbriani G et al 2001 Astrophys. J. 558 903.
- [138] Junker, M., et al, Phys.Rev., 1998, C57, 2700.
- [139] Karathanou, G.I., Tsikoudi, V., Liolios, Th., Kosmas, T.S., AIP Conf.Proc., 2008, 972 : 558.
- [140] Karathanou, G.I., Tsikoudi, V., Liolios, Th., Kosmas, T.S., Advances in Nuclear Physics Conf.Proc., pages 83-90, 2008.
- [141] Karathanou, G.I., Tsikoudi, V., Liolios, Th., Kosmas, T.S., Bulgarian Astronomical Journal 11, 2009a.
- [142] Karathanou, G.I., Tsikoudi, V. & Kosmas, T.S., 2010 J. Phys.: Conf. Ser. 202 012029.
- [143] Kopylov, A., Orekhov, I., Petukhov, V., Solomatin, A., Russian Zhurnal Technicheskoi Fiziki, 2009, 54, 1058(*nucl - ex/0910.3889*).
- [144] Kopylov, A., Petukhov, V., <http://arxiv.org/abs/>, 2009, 0910.5152v1.
- [145] Kopylov, A., Petukhov, V., JCAP, 2009, 8, 006.
- [146] Kopylov, A., Petukhov, V., JCAP, 2008, 10, 007.
- [147] Lande, K. and Wildenhain, P., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), 2003, 118, 49.
- [148] Learned, J. , Dye, S., Pakvasa, S. and Svoboda, R., Phys. Rev. D78, 071302 (2008).
- [149] Lewke, T., (Borexino Collaboration), hep-ph/0905.2526.
- [150] Liolios, Th., Karathanou, G.I., Kosmas, T.S., Tsikoudi, V., Acta Physica Polonica B, Vol. 40 (2009), (pages 345-365).
- [151] Liolios, Th., Karathanou, G.I., Kosmas, T.S., Tsikoudi, V., Bulgarian Astronomical Journal 11, 2009b.
- [152] Liolios, T.E. and Kosmas, T.S., Phys. Rev. C, 2005, 72, 025803.
- [153] Di Mauro, M. P., Astrophys. Space Sci. Trans., 2008, 4, 13 – 17.
- [154] Marta, M., et al., Phys. Rev. C, 2008, 78, 022802(R).
- [155] Marta, M. et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 569, 727 (2006).
- [156] Mikheev, S.P. and Smirnov, A.Yu., Sov. J. Nucl. Phys., 1985, 42, 913.
- [157] Mitler, H. E., ApJ., 1977, 212, 513.
- [158] Morel, P., et al.astro-ph/9907381, 1999.
- [159] Morel, P., Pichon, B., Provost, J., & Berthomieu, G., A&A, 1999, 350, 275.
- [160] Morel, P., Provost, J., & Berthomieu, G., A&A, 2000a, 353, 771.

- [161] Morel, P., Provost, J., Lebreton, Y., Thevenin, F., & Berthomieu, G., *A&A*, 2000*b*, 363, 675.
- [162] Moustakidis, Ch., Kosmas, T., Simkovic, F., Amand Faessler, 2005, nucl-th/05111013v1.
- [163] Nessin, M., Kruse, T.H. and Eklund, K.E., *Phys. Rev.*, 1962, 125, 639.
- [164] Pallavicini, M., [arXiv:0910.3304v1](http://arxiv.org/abs/0910.3304v1) [astro-ph.SR], Proceedings of the XXIX PHYSICS IN COLLISION, (2009).
- [165] Pena-Garay, C. and Serenelli, A., *ArXiv e-prints* 2008, 0811.2424.
- [166] For instructions of obtaining PGPLOT and for details of supported operating systems: <http://www.astro.caltech.edu/~tjp/pgplot/>.
- [167] Raaf, J., et. al, (SK collaboration), *J.Phys.Conf.Ser.*, 2008, 136 : 022013.
- [168] Raaf, J., et. al, (SK collaboration), *AIP Conf.Proc.*, 2007, 897 : 73 – 78.
- [169] Raghavan, R.S., (LENS collaboration), *J.Phys.Conf.Ser.*, 2008, 120, 052014.
- [170] Rauscher, T., Heger, A., Hoffman, R.D., Woosley, S.E., *ApJ*, 2002, 576, 323.
- [171] Rauscher, T., Thielemann, F., *Atom.Data Nucl.Data Tabl.*, 79, 2001, 47.
- [172] Rauscher, T., Thielemann, F., *Atom.Data Nucl.Data Tabl.*, 75, 2000.
- [173] Rolfs, C., 2001, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 46, 23.
- [174] Rolfs, C., 1973, *Nucl. Phys. A* 217, 29.
- [175] Rolfs, C., and W. S. Rodney, 1974, *Nucl. Phys. A* 235, 450.
- [176] Rolfs, C., and E. Somorjai, 1995, *Nucl. Inst. Meth. B* 99, 297.
- [177] <http://quasar.physik.unibas.ch/~tommy/reaclib.html>.
- [178] Seaton M.J., *J. Phys. B*, 1987, 20, 6363.
- [179] Schroder, U., et al., *Nucl. Phys. A*, 1987, 467, 240.
- [180] Schumann, F., et al, *Phys.Rev.Lett.*, 2003, 90232501.
- [181] Scott, J.P., Kozub, R.L., Smith, M.S., Bardayan, D.W., American Physical Society, 2002, Fall Meeting of the Division of Nuclear, abstract #5P1.036.
- [182] Serenelli, A. M., Basu, S., Ferguson, J. W., and Asplund, M., *Astrophys. J. Lett.*, 2009, 705, L123, 0909.2668.
- [183] Singh, B.N., et al., *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 93, 262503.
- [184] SNO Collaboration, *Phys. Rev. C* 75, 045502 (2007).
- [185] SNO Collaboration, *Phys. Rev. C* 72, 055502 (2005).
- [186] SNO Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* 92, 0181301 (2004).
- [187] SNO Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* 89, 011301 (2002).
- [188] SNO Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* 89, 011302 (2002).

- [189] SNO Collaboration, Phys. Rev. Lett. 87, 071301 (2001).
- [190] SNO Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A449, 172 (2000).
- [191] Snover, K.A. and Hurd, A.E., Phys. Rev. C., 2003, 67, 55801.
- [192] Spergel, D. et al., ApJS, 2007, 170, 377.
- [193] Strieder, F., J. Phys. G, 2008, 35, 014009.
- [194] Strieder, F. and Rolfs, C., Prog.Part. Nucl. Phys., 2007, 59, 562.
- [195] The Opacity Project Team, 1995, The Opacity Project Vol. 1, Institute of Physics Publications, Bristol, UK.
- [196] Thielemann, F., et al., Adv. Nucl. Astro., 1987, 525.
- [197] Tolich, N., for the SNO+ Collaboration NNN 09, <http://nnn09.colostate.edu/Talks/Session05/> .
- [198] Turch-Chieze, S., Couvidat, S., Piau, L., Helioseismology, Neutrinos and Radiative Zones 2005 arXiv:astro-ph/0511008.
- [199] Turck-Chieze, S., Couvidat, S., Piau, L., Ferguson, J., Lambert, P., Ballot, J., Garcia, R. A. & Nghiem, P., Phys. Rev. Lett., 2004, 93, 211102.
- [200] The website of *TYCHO 6.0* maintained by the university of Arizona is: <http://chandra.as.arizona.edu/~dave/tycho-manual.html>.
- [201] Vergados, J.D., Avignone, F.T., and Giomataris, I., <http://arxiv.org/abs/0902.1055v1>.
- [202] Vergados, J. and Ejiri, H., Nuc. Phys. B, 2008, 804, 144, ; *hep - ex/0503029*.
- [203] Weiss, A., & Schlattl, H., *Ap&SS*, 2008, 316, 99.
- [204] Wezsacker, C.F., Physik. Z., 1938, 39, 663.
- [205] Wezsacker, C.F., Physik. Z., 1937, 38, 176.
- [206] Wolfenstein, L., Phys. Rev. D, 1978, 17, 2369.
- [207] Wormer, L.V., Goerres, J., Iliadis, C., Wiescher, M., ApJ, 1994, 432, 326.
- [208] Young, P.A. and Arnett, D., astro-ph/0409658.
- [209] Young, P.A., Arnett, D., ApJ, 2004, 618, 908.
- [210] Young, P. A., Knierman, K. A., Rigby, J. R., & Arnett, D., *ApJ*, 2003, 595, 1114.
- [211] Young, P.A., Mamajek, E.E., Arnett, D., Liebert, J., ApJ, 2001, 566, 230.