



Σχολή Θετικών Επιστημών και Τεχνολογίας
Μεταπτυχιακή Ειδίκευση Καθηγητών Φυσικών Επιστημών

Διπλωματική Εργασία

Άστρα: Γέννηση, Εξέλιξη και Κατάρρευση

Χατζηδάκη Ελένη

Επιβλέπων καθηγητής Α: Κεχαγιάς Αλέξανδρος

Επιβλέπων καθηγητής Β: Λέισος Αντώνιος

Πάτρα, Μάιος 2023

© Ελληνικό Ανοικτό Πανεπιστήμιο, 2023

Η παρούσα εργασία αποτελεί πνευματική ιδιοκτησία της Χατζηδάκη Ελένης που την εκπόνησε. Στο πλαίσιο της πολιτικής ανοικτής πρόσβασης ο συγγραφέας/δημιουργός εκχωρεί στο ΕΑΠ, μη αποκλειστική άδεια χρήσης του δικαιώματος αναπαραγωγής, προσαρμογής, δημόσιου δανεισμού, παρουσίας στο κοινό και ψηφιακής διάχυσής τους διεθνώς, σε ηλεκτρονική μορφή και σε οποιοδήποτε μέσο, για διδακτικούς και ερευνητικούς σκοπούς, άνευ ανταλλάγματος και για όλο το χρόνο διάρκειας των δικαιωμάτων πνευματικής ιδιοκτησίας. Η ανοικτή πρόσβαση στο πλήρες κείμενο για μελέτη και ανάγνωση δεν σημαίνει καθ' οιονδήποτε τρόπο παραχώρηση δικαιωμάτων διανοητικής ιδιοκτησίας του συγγραφέα/δημιουργού ούτε επιτρέπει την αναπαραγωγή, αναδημοσίευση, αντιγραφή, αποθήκευση, πώληση, εμπορική χρήση, μετάδοση, διανομή, έκδοση, εκτέλεση, «μεταφόρτωση» (downloading), «ανάρτηση» (uploading), μετάφραση, τροποποίηση με οποιονδήποτε τρόπο, τμηματικά ή περιληπτικά της εργασίας, χωρίς τη ρητή προηγούμενη έγγραφη συναίνεση του συγγραφέα/δημιουργού. Ο συγγραφέας/δημιουργός διατηρεί το σύνολο των ηθικών και περιουσιακών του δικαιωμάτων.



Άστρα: Γέννηση, Εξέλιξη και Κατάρρευση

Χατζηδάκη Ελένη

Επιτροπή Επίβλεψης Πτυχιακής / Διπλωματικής Εργασίας

Επιβλέπων Καθηγητής:

Κεχαγιάς Αλέξανδρος

«Καθηγητής – Σχολή Εφαρμοσμένων
Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών
(ΣΕΜΦΕ) - ΕΜΠ»

Συν-Επιβλέπων Καθηγητής:

Λέισος Αντώνιος

«Σύμβουλος Καθηγητής – Ελληνικό
Ανοικτό Πανεπιστήμιο»

Πάτρα, Μάιος 2023

«Στην οικογένεια μου»

Περίληψη

Η παρούσα διπλωματική εργασία είναι μια γνωριμία του αναγνώστη με τους αστέρες, λαμβάνοντας πληροφορίες για τη δομή τους, τη γέννηση τους, την εξέλιξη και το θάνατο τους. Η εργασία αυτή απευθύνεται σε ένα ευρύ κοινό καθώς είναι γραμμένη σε γλώσσα προσιτή. Ξεκινώντας με την περιγραφή του αστέρα του ηλιακού μας συστήματος, του Ήλιου, μας εισάγει στα παρατηρησιακά και δομικά χαρακτηριστικά των αστέρων. Στη συνέχεια, γίνεται αναφορά στις δυνατές καταλήξεις των αστέρων, οι οποίες εξαρτώνται από τη μάζα τους, αλλά και τον πόλεμο μεταξύ της θερμοδυναμικής και της βαρύτητας. Έπειτα, παρουσιάζεται η συμπεριφορά των αστέρων κατά τη διάρκεια της εξέλιξης τους, η οποία καθορίζεται από τη μάζα τους στο στάδιο αυτό. Ταυτόχρονα, γίνεται και η παρουσίαση του διαγράμματος H-R, ένα διάγραμμα το οποίο μας βοηθά στην καταγραφή, ταξινόμηση και συνεπώς πρόβλεψη της εξέλιξης των αστέρων. Τέλος, γίνεται μια αναφορά σχετικά με τη μεσοαστρική ύλη και τα νεφελώματα και τον ρόλο τους στη γέννηση των αστέρων.

Λέξεις – Κλειδιά

Μελανές οπές, αστέρες νετρονίων, λευκοί νάνοι, ερυθροί γίγαντες, Ήλιος, διάγραμμα H-R

Stars: Birth, Evolution and Collapse

Eleni Chatzidaki

Abstract

The present thesis will acquaint the reader with the stars by exposing them to information about their birth, evolution and death. This work is addressed to a wide audience as it is written in accessible language. Beginning with a description of the star of our solar system, the Sun, it introduces us to the observational and structural characteristics of stars. Subsequently, there is a reference to the possible endings of the stars, which depend on their mass, but also the war between thermodynamics and gravity. Furthermore, the behavior of the stars during their evolution is presented, which is determined by their mass at this stage. At the same time, the H-R diagram is presented, a diagram that helps us to record, classify and therefore predict the evolution of stars. Finally, a mention is given to interstellar matter and nebulae and their role in the birth of stars.

Keywords

Black holes, neutron stars, white dwarf, red giant, Sun, H-R diagram

Περιεχόμενα

Περίληψη.....	v
Abstract	vi
Περιεχόμενα	vii
Κατάλογος Εικόνων / Σχημάτων	ix
Κατάλογος Πινάκων	xi
1 Το αστέρι μας, ο Ήλιος	1
1.1 Η ατμόσφαιρα του Ήλιου	4
1.2 Το Εσωτερικό του Ήλιου	8
1.2.1 Διάδοση της ακτινοβολίας στον Ήλιο	11
1.2.2 Η πηγή ενέργειας του Ήλιου	13
1.2.3 Η σταθερότητα του Ήλιου	15
1.2.4 Η ζώνη δινορευμάτων του Ήλιου	16
1.3 Η χρωμόσφαιρα και το στέμμα του Ήλιου.....	19
1.3.1 Μαγνητική δραστηριότητα στον Ήλιο.....	20
2 Αστρικά πτώματα.....	24
2.1 Λευκοί νάνοι.....	25
2.2 Αστέρες νετρονίων	30
2.2.1 Πάλσαρ.....	34
2.3 Μελανές οπές	38
3 Εξέλιξη των αστέρων	48
3.1 Θεωρητικό Διάγραμμα H-R	50
3.1.1 Ιδιότητες των αστέρων στην κύρια ακολουθία	51
3.2 Εξέλιξη αστέρων μικρής μάζας.....	54
3.2.1 Ανεβαίνοντας τον κλάδο των γιγάντων	54
3.2.2 Η έκλαμψη ηλίου και η κάθοδος στον οριζόντιο κλάδο.....	57
3.2.3 Ανεβαίνοντας τον ασυμπτωτικό κλάδο των γιγάντων.....	60
3.2.4 Πλανητικά νεφελώματα και λευκοί νάνοι.....	63
3.3 Εξέλιξη των αστέρων μεγάλης μάζας	65
3.3.1 Προσέγγιση στην καταστροφή του σιδήρου.....	65

3.3.2	Σουπερνόβα τύπου II	70
4	Το παρατηρησιακό διάγραμμα H-R.....	72
4.1	Λαμπρότητα.....	72
4.2	Ενεργός θερμοκρασία.....	72
4.3	Φωτομετρία UVV και φασματική ταξινόμηση	73
4.4	Κατηγορία λαμπρότητας	75
5	Η ύλη μεταξύ των αστέρων.....	79
5.1	Η ανακάλυψη της μεσοαστρικής σκόνης και του μεσοαστρικού αερίου.....	79
5.2	Οπτική εμφάνιση των αέριων νεφελωμάτων	80
5.2.1	Σκοτεινά νεφελώματα	81
5.2.2	Νεφελώματα ανάκλασης.....	81
5.2.3	Νεφελώματα θερμικής εκπομπής: περιοχές HII	82
5.2.4	Νεφελώματα μη θερμικής εκπομπής: κατάλοιπα σουπερνόβα.....	84
5.3	Αλληλεπιδράσεις μεταξύ αστέρων και μεσοαστρικού μέσου.....	85
5.3.1	Ο θάνατος των άστρων	85
5.3.2	Η γέννηση των αστέρων	88
	Βιβλιογραφία.....	96

Κατάλογος Εικόνων / Σχημάτων

Εικόνα 1.1 Η ηλιακή φασματική ενεργειακή κατανομή.....	4
Εικόνα 1.2 Η εξήγηση της συσκότισης χείλους στον Ήλιο.....	6
Εικόνα 1.3 Σχηματισμός μιας σκοτεινής γραμμής σε αστρική ατμόσφαιρα	7
Εικόνα 1.4 Διάδοση ακτινοβολίας σ’ ένα άστρο	12
Εικόνα 1.5 Η εσωτερική δομή του Ήλιου.....	16
Εικόνα 1.6 Η εξωτερική ζώνη δινορευμάτων του Ήλιου	18
Εικόνα 1.7 Εξωτερικά στρώματα του Ήλιου	19
Εικόνα 1.8 Το διάγραμμα πεταλούδας του Maunder.....	22
Εικόνα 1.9 Η δομή του μαγνητικού πεδίου του Ήλιου.....	23
Εικόνα 2.1 Ένα πιθανό μοντέλο αστέρα νετρονίων μάζας $1,3 M_{\odot}$	33
Εικόνα 2.2 α) Το μοντέλο του φάρου που δέχεται ότι οι πάλσαρ είναι μαγνητισμένοι περιστρεφόμενοι αστέρες νετρονίων. β) Ο πάλσαρ του νεφελώματος του Καρκίνου ακτινοβολεί και στα οπτικά μήκη κύματος.....	35
Εικόνα 2.3 Η γενικά παραδεκτή μορφή της μαγνητόσφαιρας στους πάλσαρ και ο μηχανισμός της ακτινοβολίας	36
Εικόνα 2.4 Η ακτινοβολία σύγχροτρον.....	37
Εικόνα 2.5 Κυκλικές τροχιές κοντά στον ορίζοντα μιας μελανής οπής (a) σε ευκλείδεια γεωμετρία και (b) σε μη ευκλείδεια γεωμετρία	41
Εικόνα 2.6 Η δημιουργία και η καταστροφή ενός ζεύγους σωματιδίου – αντισωματιδίου.	45
Εικόνα 2.7 Το φαινόμενο Hawking, κοντά στον ορίζοντα μιας μελανής οπής.....	46
Εικόνα 3.1 Η θέση της κύριας ακολουθίας στο θεωρητικό διάγραμμα H-R.....	50
Εικόνα 3.2 Νάνοι της κύριας ακολουθίας και λευκοί νάνοι	53
Εικόνα 3.3 Η δομή ενός αστέρα (a) στην κύρια ακολουθία και (b) καθώς αρχίζει να εγκαταλείπει την κύρια ακολουθία	55
Εικόνα 3.4 Άνοδος ενός αστέρα χαμηλής μάζας στον κλάδο των ερυθρών γιγάντων.	56
Εικόνα 3.5 Η δομή ενός ερυθρού γίγαντα.....	57
Εικόνα 3.6 Η κάθοδος ενός άστρου χαμηλής μάζας με φτωχά αποθέματα σε βαριά στοιχεία από το άκρο του κλάδου ερυθρών γιγάντων στον οριζόντιο κλάδο.....	58
Εικόνα 3.7 Η δομή ενός αστέρα του οριζόντιου κλάδου.....	59
Εικόνα 3.8 Η δομή ενός ασυμπτωτικού γίγαντα.....	61

Εικόνα 3.9 Ταλαντώσεις θερμικής επαναφοράς σχετιζόμενες με εκλάμψεις φλοιού ηλίου.	63
Εικόνα 3.10 Η πλήρης εξέλιξη ενός αστέρα χαμηλής μάζας από την κύρια ακολουθία σε λευκό νάνο	64
Εικόνα 3.11 Η εξέλιξη αστέρα μεγάλης και πολύ μεγάλης μάζας στο διάγραμμα H-R....	66
Εικόνα 3.12 Η ιστορία της εξέλιξης του κέντρου ενός άστρου $25 M_{\odot}$ κατά τα τελευταία στάδια.....	68
Εικόνα 3.13 Η δομή “φλοιών κρεμμυδιού” ενός αστέρα προ-σουπερνόβα	69
Εικόνα 3.14 Βλέπουμε τις διαστάσεις ολόκληρου τους αστέρα ενός ερυθρού υπεργίγαντα, από τον πυρήνα ως τη φωτόσφαιρα.	69
Εικόνα 4.1 Κατηγορίες λαμπροτήτων στο διάγραμμα H-R.....	78
Εικόνα 5.1 Ο μηχανισμός της μεσοαστρικής ερυθρώσεως.....	80
Εικόνα 5.2 Η αιτία που ένα νεφέλωμα φαίνεται πιο κυανό από το άστρο που το φωτίζει	82
Εικόνα 5.3 Ένας θερμός και λαμπρός αστέρας βυθισμένος μέσα σ’ ένα νέφος ψυχρού ατομικού αερίου υδρογόνου $H I$, ή ψυχρού αερίου υδρογόνου H_2	83
Εικόνα 5.4 Στα τελευταία στάδια της εξέλιξης ενός υπολείμματος σουπερνόβα.....	87
Εικόνα 5.5 Θεωρητικές εξελικτικές διαδρομές για τη φάση προ της κύριας ακολουθίας για ημιστατική συστολή.....	90
Εικόνα 5.6 Η σχέση μεταξύ του όγκου ενός ισοθερμικού αερίου νέφους με ιδιοβαρύτητα και της εξωτερικής πίεσης που ασκείται στην επιφάνεια του.....	92
Εικόνα 5.7 Η θεωρητική δομή ενός πρωταστέρα χαμηλής μάζας στην φάση της συσσώρευσης ύλης από ένα καταρρέον περίβλημα του νέφους.....	93
Εικόνα 5.8 Γραμμές μαγνητικού πεδίου, που διαπερνούν ένα περιστρεφόμενο μεσοαστρικό νέφος	95

Κατάλογος Πινάκων

Πίνακας 4.1 Ταξινόμηση των φασματικών τύπων.....	75
Πίνακας 4.2 Κατηγορίες αστρικής λαμπρότητας στο διάγραμμα H-R.....	77

1 Το αστέρι μας, ο Ήλιος

Το Σύμπαν αποτελείται από γαλαξίες και οι γαλαξίες αποτελούνται από αστέρια. Αν και αρκετά απλοϊκή, αυτή είναι μια καλή περιγραφή της δομής του Σύμπαντος. Όλες οι άλλες δομές οργάνωσης της ύλης πλανήτες, δορυφόροι, κομήτες, μεσοαστρικά νέφη, ανοικτά και σφαιρωτά σμήνη αστερών, σμήνη γαλαξιών, κ.λπ. - αποτελούν λεπτομέρειες.

Η τυπική απόσταση λοιπόν μεταξύ αστερών μέσα στο γαλαξία είναι περίπου 10 εκατομμύρια αστρικές διαμέτροι. Κρατώντας την ίδια κλίμακα, αν ο Ήλιος περιγραφεί με ένα κέρμα, το κοντινότερό μας αστέρι θα βρίσκεται 300 km μακριά! Συμπεραίνουμε λοιπόν ότι οι γαλαξίες είναι πρακτικά άδειοι και συνεπώς η ζωή και η εξέλιξη των αστεριών δεν επηρεάζεται από τους γειτονικούς αστέρες.

Ο Ήλιος μας είναι ένα τυπικό αστέρι. Δίχως τον Ήλιο δεν θα υπήρχαμε. Δεν θα είχαμε ούτε οξυγόνο να αναπνέουμε ούτε ρευστό νερό. Χωρίς τον Ήλιο δεν θα υπήρχαν ατμοσφαιρικές κινήσεις, εξάτμιση και βροχή. Για το σύνολο της ζωής και για όλες τις διαδικασίες που χρειάζονται ενέργεια, ο Ήλιος αποτελεί θεμελιακή βάση. Τη ζωή στη Γη λοιπόν τη συντηρεί η υψηλή ποιότητα του ηλιακού φωτός. Όμως και η ποσότητα αυτού του φωτός είναι σημαντική για τη διατήρηση της άνετης μέσης θερμοκρασίας περίπου 290 K στην επιφάνεια της Γης. Ο ευτυχής συνδυασμός ποιότητας και ποσότητας του ηλιακού φωτός κάνει τη Γη έναν γόνιμο κήπο και όχι φλεγόμενη έρημο ή παγωμένη στέπα.

Το γεγονός ότι ο Ήλιος βρίσκεται τόσο κοντά στη Γη, μας κάνει πολλές φορές να ξεχνάμε ότι είναι και αυτός ένας αστέρας, όπως όλοι οι άλλοι που βλέπουμε κάθε βράδυ στον ουρανό. Η αλήθεια όμως είναι ότι η μάζα, η φωτεινότητα και η θερμοκρασία της επιφάνειας του Ήλιου βρίσκονται κάπου στη μέση του διαστήματος των αντίστοιχων τιμών που έχουν οι αστέρες του Γαλαξία, και από την άποψη αυτή μπορούμε να θεωρήσουμε ότι ο Ήλιος μας είναι ένας τυπικός αστέρας. Ευτυχώς για τους αστρονόμους, αυτός ο τυπικός αστέρας βρίσκεται σε όχι τυπική απόσταση από τη Γη. Παρατηρώντας λοιπόν τον Ήλιο με όλα τα σύγχρονα όργανα που έχουν οι αστρονόμοι στη διάθεσή τους σήμερα στη Γη και το διάστημα, συγκεντρώνουμε όλο και περισσότερες πληροφορίες για αυτόν. Στη συνέχεια προσπαθούμε, με τη βοήθεια των γνωστών νόμων της Φυσικής, να κατασκευάσουμε ένα θεωρητικό πρότυπο (μοντέλο) που να εξηγεί όλο το πλήθος αυτών των παρατηρήσεων, το

οποίο ελπίζουμε ότι όχι μόνο περιγράφει πλήρως την τωρινή του δομή, αλλά και ότι μας δίνει πληροφορίες για τον τρόπο της δημιουργίας του ήλιου (παρελθόν) καθώς και για την εξέλιξη και το τέλος του (μέλλον). Το πρότυπο αυτό πιστεύουμε ότι, με κατάλληλες τροποποιήσεις, ισχύει αντίστοιχα και για το μεγαλύτερο ποσοστό των άλλων αστερών.

Γνωρίζουμε απευθείας από μετρήσεις πως η ηλιακή σταθερά – η ενέργεια που προσπίπτει κάθετα ανά μονάδα χρόνου και μονάδα επιφανείας έξω από την γήινη ατμόσφαιρα – είναι:

$$f = 1,36 \times 10^6 \text{ erg} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$$

Από ποικίλες επίσης μετρήσεις γνωρίζουμε ότι η Γη βρίσκεται προσεγγιστικά σε απόσταση από τον Ήλιο:

$$r = 1AU = 1,50 \times 10^{13} \text{ cm}$$

Το φως δηλαδή χρειάζεται 500 δευτερόλεπτα ή 8 και 1/3 λεπτά να φτάσει από τον Ήλιο στη Γη. Με δεδομένες τις παραπάνω ποσότητες, το ολικό ποσό της ενέργειας ανά μονάδα χρόνου που διαπερνά μια φανταστική σφαίρα με κέντρο τον Ήλιο και ακτίνα r είναι ίσο με $f \times 4\pi r^2$ και πρέπει να είναι ίση με τη λαμπρότητα του (αρχή διατήρησης της ενέργειας). Επομένως η λαμπρότητα του Ήλιου υπολογίζεται:

$$L_{\odot} = 3,90 \times 10^{33} \text{ erg} \cdot \text{sec}^{-1}$$

Αυτή η τιμή της L_{\odot} αντιστοιχεί σε τεράστια ολική ισχύ. Η Γη καταφέρνει να ανακόπτει λιγότερο από το ένα δισεκατομμυριοστό της εν λόγω ισχύος, και ακόμη και αυτό το μικροσκοπικό κλάσμα πάει σε μεγάλο βαθμό χαμένο διαφεύγοντας πίσω στο Διάστημα λόγω άμεσης επανεκπομπής στο υπέρυθρο.

Η γωνιακή διάμετρος του Ήλιου όπως φαίνεται από τη Γη είναι περίπου 32 λεπτά του τόξου. Γνωρίζοντας και την απόσταση Γης – Ήλιου με απλή τριγωνομετρία βρίσκουμε ότι η ακτίνα του Ήλιου είναι:

$$R_{\odot} = 6,96 \times 10^{10} \text{ cm}$$

δηλαδή περισσότερο και από 100 φορές την ακτίνα της Γης.

Αν ο Ήλιος ακτινοβολούσε ως μέλαν σώμα με ενεργό θερμοκρασία T_e , θα είχαμε τη σχέση:

$$L_{\odot} = (\text{εκπομπή ανά μνάδα επιφανείας του μέλανος σώματος}) \\ \times (\text{εμβαδόν επιφάνειας}) = \sigma T_e^4 \cdot 4\pi R_{\odot}^2$$

Έτσι η ενεργός θερμοκρασία του Ήλιου είναι:

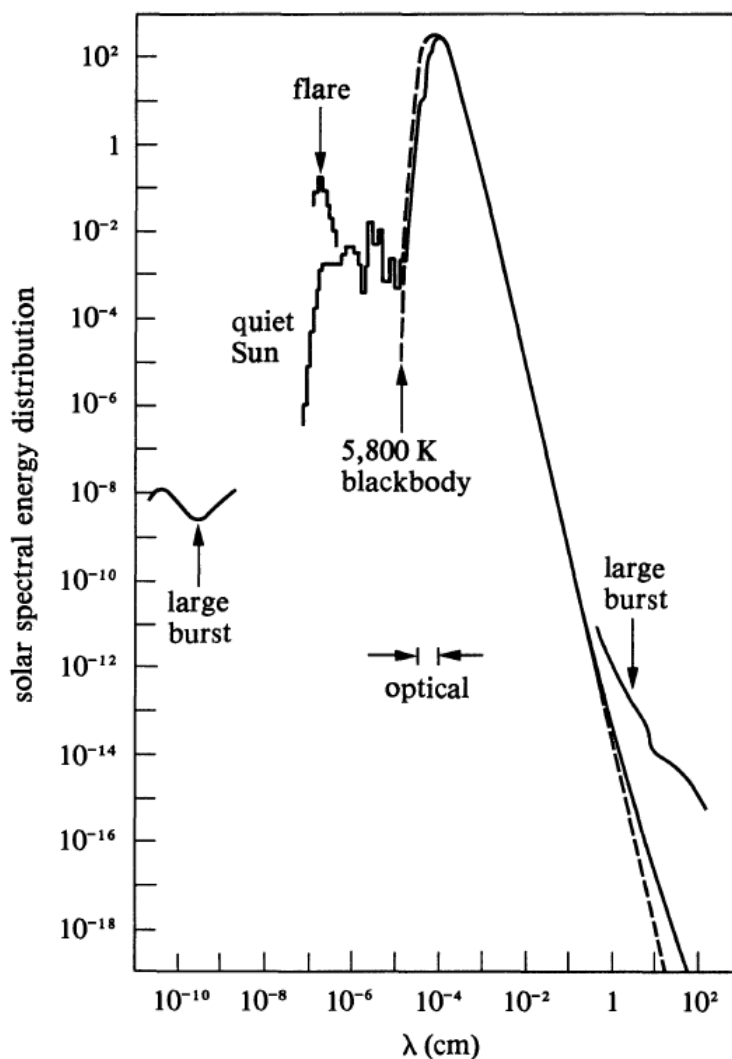
$$T_e = \left(\frac{L_{\odot}}{\sigma 4\pi R_{\odot}^2} \right)^{1/4} = 5800 \text{ K}$$

η οποία είναι 20 φορές υψηλότερη σε βαθμούς Κέλβιν από τη θερμοκρασία στην επιφάνεια της Γης.

1.1 Η ατμόσφαιρα του Ήλιου

Μπορούμε να ελέγξουμε την τιμή που βρήκαμε για την ενεργό θερμοκρασία του Ήλιου συγκρίνοντας την παρατηρηθείσα ενεργειακή κατανομή στο φάσμα του ηλιακού φωτός με την ενεργειακή κατανομή στο φάσμα ενός πραγματικού μέλανος σώματος θερμοκρασίας 5800 K. Αυτή η σύγκριση φαίνεται στο σχήμα.

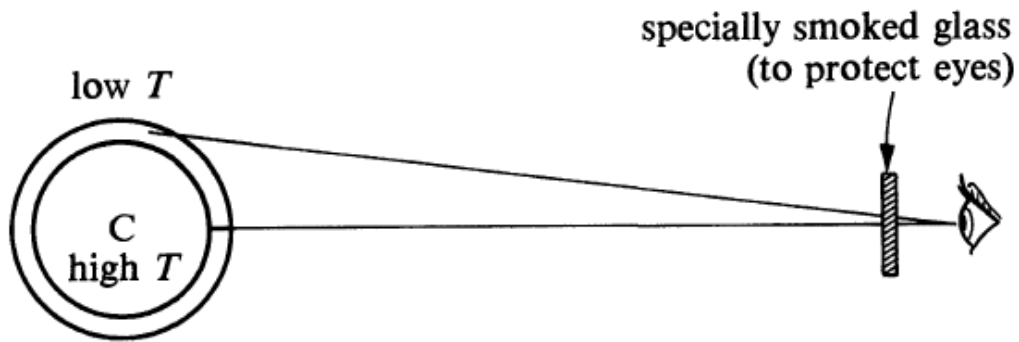
Όπως βλέπουμε στην **Εικόνα 1.1** Η ηλιακή φασματική ενεργειακή κατανομή συμφωνία είναι αρκετά καλή από το υπεριώδες ως το υπέρυθρο. Διαφορές εμφανίζονται στις περιοχές των ακτίνων X, στο υπεριώδες και στην περιοχή των ραδιοκυμάτων, οι οποίες είναι ιδιαίτερα εμφανής κατά τη διάρκεια εκλάμψεων και εκρηκτικής δραστηριότητας του



Εικόνα 1.1 Η ηλιακή φασματική ενεργειακή κατανομή

Ήλιου. Όμως η συνολική ενέργεια που περιέχεται σε αυτά τα μήκη κύματος είναι μικρή, ιδιαίτερα στον ήρεμο Ήλιο. Το μέγιστο της εκπομπής του Ήλιου εμφανίζεται στο κίτρινο μέρος του ορατού φάσματος, γι’ αυτό και ο Ήλιος φαίνεται κίτρινος. Μπορούμε λοιπόν να θεωρήσουμε ότι ένα μέλαν σώμα 5800 K αντιπροσωπεύει καλά το μεγαλύτερο μέρος της εκπομπής του Ήλιου. Βλέπουμε όμως ακόμα και σε οπτικά μήκη κύματος ανιχνεύσιμες αποκλίσεις στην φασματική ενεργειακή κατανομή στο συνεχές. Επομένως ο Ήλιος δεν είναι σε ομοιόμορφη θερμοκρασία, και τα επιφανειακά (ή ατμοσφαιρικά) στρώματα του δεν βρίσκονται σε τέλεια θερμοδυναμική ισορροπία με το πεδίο ακτινοβολίας τους και τελικά η θερμοκρασία 5800 K χαρακτηρίζει ένα μέρος μόνο των επιφανειακών στρωμάτων του Ήλιου.

Ο μηδενικός νόμος της θερμοδυναμικής ορίζει πως η θερμότητα ρέει από το θερμό προς το ψυχρό σώμα. Συμπεραίνουμε λοιπόν ότι ο Ήλιος είναι θερμότερος στο εσωτερικό του και ψυχρότερος στο εξωτερικό του. Το συμπέρασμα μπορεί να ελεγχθεί με παρατηρήσεις, και με βάση το φαινόμενο που ονομάζεται “συσκότιση χείλους”. Αν δούμε μια φωτογραφία του Ήλιου στο λευκό φως βλέπουμε ότι το χείλος του φαίνεται σκοτεινότερο από ότι το κέντρο του. Η εξήγηση δίνεται στο **Εικόνα 1.2**, το οποίο δείχνει δύο οπτικές ακτίνες για έναν παρατηρητή, μια κατευθυνόμενη προς το χείλος του Ήλιου και μία προς το κέντρο του. Για το ίδιο μήκος οπτικών δρόμων που διανύθηκαν μέσα στις εξωτερικές στοιβάδες του Ήλιου, το μάτι βλέπει πλησιέστερα στο σημείο C (το γεωμετρικό κέντρο του Ήλιου) κατά μήκος της γραμμής της παρατήρησης, η οποία περνά από το κέντρο του Ήλιου, παρά κατά το μήκος εκείνης που περνά δια μέσω του ηλιακού χείλους. Επειδή τα βαθύτερα στρώματα είναι θερμότερα, και ουσιαστικά λαμπρότερα, το χείλος φαίνεται σκοτεινό σε σχέση με το κέντρο. Σε αυτό ακριβώς οφείλεται η “συσκότιση χείλους”.

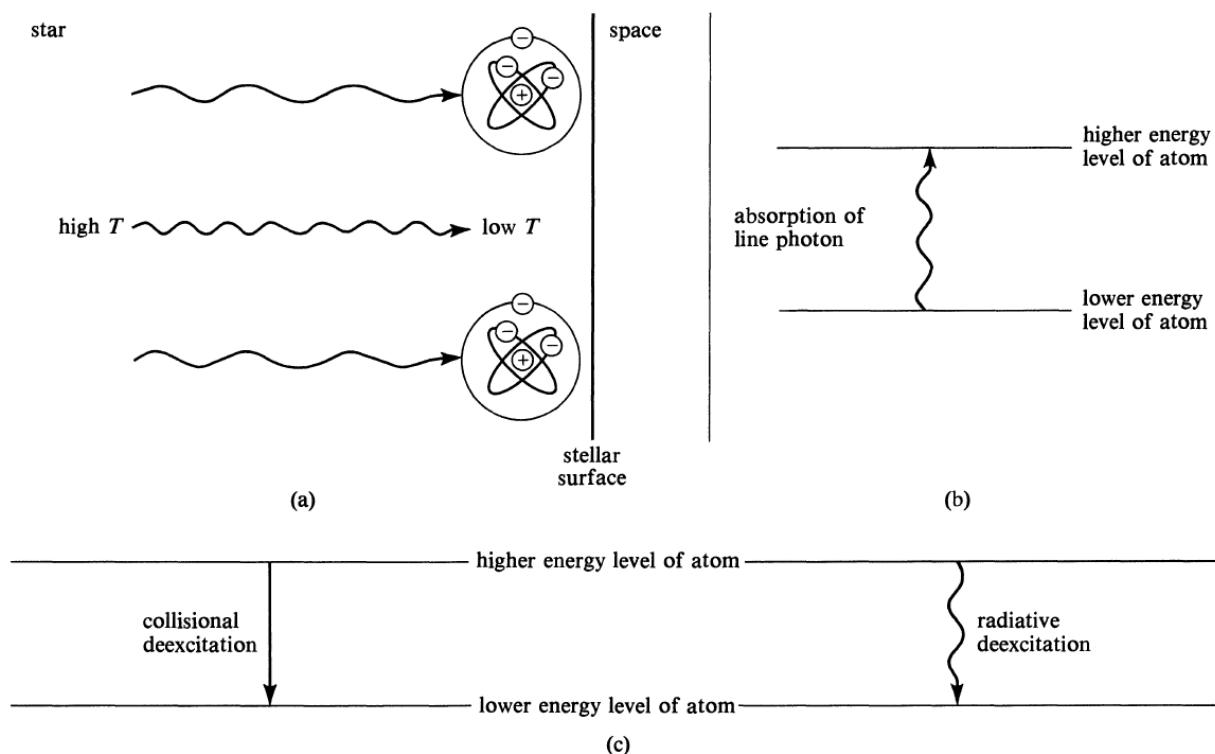


Εικόνα 1.2 Η εξήγηση της συσκότισης χείλους στον Ήλιο. Για ίσα μήκη οπτικών δρόμων που διανύονται διαμέσου των εξωτερικών στρωμάτων του Ήλιου, το μάτι βλέπει τα βαθύτερα και θερμότερα στρώματα κατά μήκος μιας οπτικής γραμμής, που δείχνει προς το κέντρο του Ήλιου, παρά κατά μήκος μιας άλλης οπτικής γραμμής προς το χείλος του Ήλιου.

Στο ίδιο αποτέλεσμα οδηγεί η ύπαρξη των γραμμών απορρόφησης. Δεχόμενοι το συμπέρασμα ότι η ατμόσφαιρα του Ήλιου χαρακτηρίζεται από ψυχρές αραιωμένες περιοχές υπερκείμενες θερμών πυκνών περιοχών (**Εικόνα 1.3**), μπορούμε να δείξουμε ότι πρέπει να αναμένουμε σκοτεινές γραμμές. Θερμικά φωτόνια ρέουν από τα βαθύτερα στρώματα έχοντας συνεχή κατανομή μήκους κύματος. Μερικά φωτόνια με τα κατάλληλα μήκη κύματος θα απορροφηθούν από άτομα που βρίσκονται στα πάνω στρώματα. Το διεγερμένο άτομο μπορεί στη συνέχεια να αποδιεγερθεί με δύο διαφορετικούς τρόπους (**Εικόνα 1.3**):

- α. Αποδιέγερση μέσω κρούσεων όπου η περίσσεια ενέργειας απάγεται ως κινητική ενέργεια των δύο συγκρουσθέντων σωματιδίων. Επειδή η θερμοκρασία του αερίου στις υψηλότερες στιβάδες είναι χαμηλότερη από την αντίστοιχη του πεδίου της ακτινοβολίας που αναδύεται από χαμηλότερες στιβάδες, είναι στατιστικά περισσότερες οι διεγέρσεις λόγω ακτινοβολίας, που ακολουθούνται από αποδιεγέρσεις μέσω κρούσεων, παρά οι διεγέρσεις λόγω κρούσεων, που ακολουθούνται από αποδιεγέρσεις μέσω ακτινοβολίας. Συνεπώς, έχουμε περισσότερη απορρόφηση από ότι εκπομπή. Το τελικό αποτέλεσμα είναι η αφαίρεση μερικών φωτονίων γραμμής από το υφιστάμενο πεδίο ακτινοβολίας στο συνεχές. Αυτός ο μηχανισμός που παράγει μια ένταση στο μήκος κύματος της γραμμής, η οποία είναι σκοτεινότερη από ότι η ένταση στα μήκη κύματος του γειτονικού πεδίου ακτινοβολίας στο συνεχές, ονομάζεται “αληθής απορρόφηση”.

β. Το “μέσω ακτινοβολίας” διεγερθέν άτομο μπορεί εν γένει να αποδιεγερθεί και μέσω ακτινοβολίας με την εκπομπή ενός φωτονίου γραμμής που πορεύεται σε διαφορετική κατεύθυνση από το αρχικό φωτόνιο. Αυτή η διεργασία της “σκέδασης συντονισμού” δεν αποτελεί αληθή απορρόφηση, αλλά μπορεί επίσης να οδηγήσει στην εμφάνιση μιας σκοτεινής γραμμής. Κανένα συνολικό αποτέλεσμα δεν θα εμφανιζόταν αν κάθε μικροσκοπική διεργασία την εξισορροπούσε στατιστικά η αντιστροφή της. Πράγματι, η στατιστική συνθήκη “λεπτομερούς ισορροπίας” είναι ισοδύναμη με τη συνθήκη της αληθινής θερμοδυναμικής ισορροπίας. Όμως, σε μια αστρική ατμόσφαιρα, η ύπαρξη οριακών επιφανειών εμποδίζει την πραγματοποίηση “λεπτομερούς ισορροπίας” όσον αφορά τη διαδικασία της σκέδασης συντονισμού. Υπάρχει μια βασική ασυμμετρία στην επιφάνεια ενός άστρου. Στη μία πλευρά, βρίσκεται ένα θερμό, λαμπρό άστρο και στην άλλη κρύο σκοτεινό Διάστημα. Λόγω της ασυμμετρίας, υπάρχει στατιστικά μεγαλύτερη



Εικόνα 1.3 Σχηματισμός μιας σκοτεινής γραμμής σε αστρική ατμόσφαιρα. (α) Ένα συνεχές φάσμα φωτονίων διαφορετικών μηκών κύματος ρέει από περιοχή υψηλής θερμοκρασίας σε περιοχή χαμηλής θερμοκρασίας (την επιφάνεια του άστρου). (β) Η απορρόφηση ενός φωτονίου γραμμής οδηγεί ένα άτομο σε διεγερμένη κατάσταση. (γ) Το άτομο αποδιεγείρεται, ή λόγω συγκρούσεων (αληθινή απορρόφηση), ή μέσω ακτινοβολίας, με την εκπομπή ενός φωτονίου σε διαφορετική κατεύθυνση (σκέδαση).

τάση για τα φωτόνια που αρχικά πορεύονται κατά μήκος της ευθείας παρατήρησης να σκεδαστούν έξω από την ευθεία παρατήρησης, παρά για φωτόνια που αρχικά δεν ήταν σε αυτή τη διεύθυνση να σκεδαστούν κατά μήκος της.

Η συνολική απώλεια φωτονίων που κινούνται κατά μήκος της γραμμής παρατήρησης σε σύγκριση με τα φωτόνια του γειτονικού φάσματος στο συνεχές δημιούργησε μια σκοτεινή γραμμή σκέδασης. Γενικά, σκοτεινές γραμμές δημιουργούνται από το συνδυασμό “αληθινής απορρόφησης” και “καθαρή σκέδασης”, αλλά για λόγους απλότητας ονομάζουμε όλες αυτές τις σκοτεινές “γραμμές απορρόφησης”. Η ποσοτική έρευνα της δημιουργίας του συνεχούς φάσματος και της μορφολογίας των γραμμών απορρόφησης στα εξωτερικά στρώματα ενός άστρου είναι μέρος της επιστημονικής περιοχής που ονομάζεται **αστρικές ατμόσφαιρες**.

Τα στρώματα που μπορεί να αναλυθούν με αυτόν τον τρόπο αποτελούν μόνο το 0,1% της ακτίνας του Ήλιου. Αυτές οι επιφανειακές στιβάδες, από όπου οπτικά φωτόνια μπορούν να φτάσουν σε εμάς απευθείας, είναι γνωστές ως η **φωτόσφαιρα** του Ήλιου.

1.2 Το Εσωτερικό του Ήλιου

Για να ανακαλύψουμε τις συνθήκες βαθιά στο εσωτερικό του Ήλιου πρέπει να βασιστούμε στη θεωρία, αφού δεν είναι ακόμη πρόσφορη η απευθείας παρατήρηση των εσωτερικών τους στρωμάτων. Οι κύριες ποιοτικές ιδέες της θεωρίας της εσωτερικής δομής του Ήλιου είναι αρκετά απλές.

Ας υπολογίσουμε τη μάζα του Ήλιου με βάση τα χαρακτηριστικά της τροχιάς της Γης γύρω του, η οποία είναι προσεγγιστικά κύκλος με ακτίνα $1,50 \times 10^{13} \text{ cm}$ και περίοδο περιφοράς $P = 1 \text{ έτος} = 3,16 \times 10^7 \text{ sec}$. Συνεπώς, η ταχύτητα v της Γης γύρω από τον Ήλιο είναι:

$$v = \frac{\text{περιφέρεια}}{\text{περίοδος}} = \frac{2\pi r}{P} = 2,98 \times 10^6 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-1}$$

ή περίπου 110.000 km/h! Αγνοώντας την κίνηση του Ήλιου, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τον 2^ο Νόμο του Νεύτωνα $F = ma$, όπου a είναι η κεντρομόλος επιτάχυνση $a_c = \frac{v^2}{r}$ και F η δύναμη της βαρύτητας $F_g = G \frac{m \cdot M_\odot}{r^2}$ με m τη μάζα της Γης:

$$M_\odot = \frac{rv^2}{G} = 2,0 \times 10^{33} \text{ gr}$$

Στη συνέχεια θα υπολογίσουμε την πυκνότητα του Ήλιου:

$$\rho_\odot = \frac{\text{μάζα}}{\text{όγκος}} = \frac{M_\odot}{\frac{4}{3}\pi R_\odot^3} = 1,4 \text{ gr} \cdot \text{cm}^{-3}$$

Ας κάνουμε και κάποιους υπολογισμούς για τις συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας στο εσωτερικό του Ήλιου.

Για να υπολογίσουμε την πίεση ξεκινάμε με την παρατήρηση ότι ο Ήλιος δεν συστέλλεται ούτε διαστέλλεται γρήγορα. Για να παραμείνει αμετάβλητος, όλες οι δυνάμεις πρέπει να βρίσκονται σχεδόν σε απόλυτη ισορροπία μεταξύ τους (συνθήκη **υδροστατικής ισορροπίας**). Εφαρμόζουμε αυτή τη συνθήκη σε δύο οποιοσδήποτε κατακόρυφες στιβάδες του Ήλιου. Επειδή η πίεση είναι δύναμη ανά μονάδα επιφάνειας, η ανοδική ώθηση στην κατώτερη στιβάδα πρέπει να εξισορροπεί την καθοδική ώθηση στην ανώτερη στιβάδα συν το βάρος των μαζών ενδιάμεσα. Η πίεση στην επιφάνεια πρέπει να είναι σχεδόν μηδενική, αν ο εξωτερικός χώρος είναι σχεδόν κενός, και αυτό μας επιτρέπει να εξάγουμε το γνωστό αποτέλεσμα πως η πίεση σε οποιαδήποτε χαμηλή στιβάδα πρέπει να εξισορροπεί το βάρος μιας στήλης που φτάνει ως την επιφάνεια και έχει διατομή τη μονάδα επιφάνειας. Επομένως, η προς τα έξω ώθηση της πίεσης στο κέντρο πρέπει να εξισορροπεί το βάρος ανά μονάδα επιφάνειας όλου του Ήλιου. Η μεγάλη μάζα του Ήλιου σημαίνει πως πρέπει να είναι τεράστια η πίεση στο κέντρο, για να συγκρατήσει το βάρος των υπερκείμενων στρωμάτων.

Σε περιοχές τέτοιας υψηλής πίεσης, ουδέτερα άτομα και μόρια συμπιέζονται τόσο ισχυρά μεταξύ τους ώστε οι ηλεκτρονικοί φλοιοί τους δεν μπορούν να μείνουν άθικτοι. Αυτό σημαίνει ότι τα υλικά στο εσωτερικό του Ήλιου πρέπει να αποτελούνται σχεδόν αποκλειστικά από γυμνούς πυρήνες και ελεύθερα ηλεκτρόνια, μια κατάσταση της ύλης που

ονομάζεται **πλάσμα**. Παρόλο που ένα τέτοιο μίγμα ιόντων και ηλεκτρονίων είναι ηλεκτρικά ουδέτερο κατά μέσο όρο, τα μεγέθη των σωματιδίων είναι πολύ μικρότερα σε σύγκριση με τα μεγέθη ατόμων και μορίων. Άρα ακόμα και στη σχετικά υψηλή μέση πυκνότητα στο εσωτερικό του Ήλιου υπάρχει ευρύτητα χώρου μεταξύ των διαφόρων σωματιδίων και το πλάσμα στον Ήλιο συμπεριφέρεται ως ιδανικό αέριο.

Η πίεση στο κέντρο του Ήλιου ισούται με το βάρος ανά μονάδα επιφανείας του υπερκείμενου υλικού. Έστω g το μέσο βαρυτικό πεδίο που δρα σε μια στήλη υλικού μάζας μ ανά μονάδα επιφάνειας. Υποθέτουμε ότι $g \approx G \frac{M_{\odot}}{R_{\odot}^2}$ και $\mu \approx \frac{M_{\odot}}{R_{\odot}^2}$. Η κεντρική πίεση λοιπόν σε τάξη μεγέθους θα είναι:

$$P_c = \mu g \sim \left(G \frac{M_{\odot}}{R_{\odot}^2} \right) \left(\frac{M_{\odot}}{R_{\odot}^2} \right) = G \frac{M_{\odot}^2}{R_{\odot}^4}$$

Βιβλιογραφικά γνωρίζουμε ότι ένας ακριβέστερος υπολογισμός αποφέρει έναν αριθμητικό συντελεστή περίπου 19:

$$P_c = 19 \cdot G \frac{M_{\odot}^2}{R_{\odot}^4} = 2,1 \times 10^{17} \text{ gm} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{sec}^{-2}$$

Η πίεση ενός τέλει αερίου συνδέεται με τις τυχαίες θερμικές κινήσεις των σωματιδίων που το αποτελούν. Αν το αέριο έχει πυκνότητα αριθμού n ενός είδους σωματιδίων και θερμοκρασία T , ο **νόμος των τέλειων αερίων** καθορίζει ότι τα σωματίδια αυτά συνεισφέρουν στην ολική πίεση κατά μία ποσότητα που δίνεται από τη σχέση:

$$P \cdot V = nkT$$

Η πυκνότητα μάζας στο κέντρο του Ήλιου ρ_c είναι 110 φορές μεγαλύτερη από τη μέση τιμή της $1,4 \text{ gr} \cdot \text{cm}^{-3}$, δηλαδή $\rho_c = 150 \text{ gr} \cdot \text{cm}^{-3}$. Η μέση μάζα των σωματιδίων στο κέντρο, δηλαδή η μέση τιμή για ιόντα συν ηλεκτρόνια είναι $m_c = 1,5 \times 10^{-24} \text{ gr}$. Έτσι η κεντρική αριθμητική πυκνότητα $n_c = \frac{\rho_c}{m_c} = 1,0 \times 10^{26} \text{ cm}^{-3}$. Υπολογίζουμε λοιπόν την κεντρική θερμοκρασία του Ήλιου:

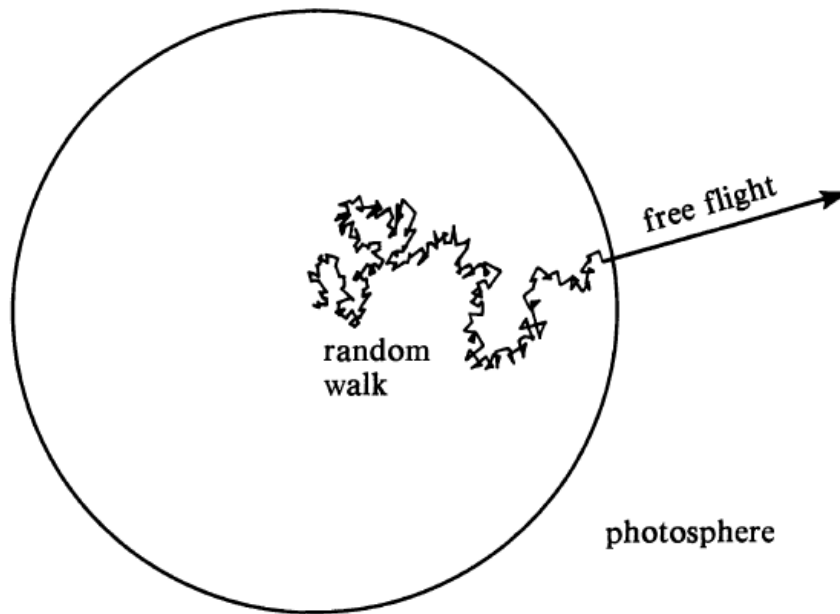
$$T_c = 1,5 \times 10^7 \text{ K}$$

Στις πυκνότητες και θερμοκρασίες που είναι χαρακτηριστικές για το εσωτερικό του Ήλιου, το υλικό είναι σχεδόν εντελώς αδιαφανές. Αυτός είναι και ο λόγος που δεν μπορούμε να δούμε παρά μόνο ελάχιστα στο εσωτερικό του. Συνεπώς, πρέπει να περιμένουμε ότι η ύλη και το πεδίο ακτινοβολίας βρίσκονται τυπικά πολύ κοντά σε θερμοδυναμική ισορροπία μεταξύ τους. Το θερμικό πεδίο ακτινοβολίας που συνδέεται με μια κεντρική θερμοκρασία 15 εκατομμυρίων βαθμών K περιέχει κατά κύριο λόγο ακτίνες X . Οι ακτίνες X αλληλεπιδρούν ισχυρά με την ύλη, και στο εσωτερικό του Ήλιου διανύουν μόνο μισό εκατοστό κατά μέσο όρο πριν συγκρουστούν με ένα σωματίδιο της ύλης και είτε απορροφηθούν (και στη συνέχεια επανεκπεμφθούν) είτε σκεδαστούν σε τελείως διαφορετική κατεύθυνση.

Οι συνθήκες μέσα στον Ήλιο και γενικά στα άστρα είναι μια καυτή κόλαση, με μια οχλοβοή από σωματίδια και φωτόνια που τρέχουν πάνω κάτω, συνθλίβονται βίαια μεταξύ τους και γενικά μοιάζουν να μην έχουν παρά ελάχιστη συνολική μετακίνηση προς οποιαδήποτε κατεύθυνση.

1.2.1 Διάδοση της ακτινοβολίας στον Ήλιο

Ο αστροφυσικός Eddington αντελήφθη πρώτος πως υπάρχει ένα μικρό συστηματικό αποτέλεσμα στον τρελό φαινομενικά χώρο των φωτονίων μέσα σε άστρα παρόμοια με τον Ήλιο. Ο χορός των φωτονίων ονομάζεται σήμερα “τυχαίος βηματισμός” και πρέπει να τον διακρίνουμε από την ελεύθερη πτήση. Σε έναν τυχαίο βηματισμό, ένα φωτόνιο απομακρύνεται βαθμιαία σε τροχιά ζικ-ζακ από το κέντρο του Ήλιου και καταλήγει στην επιφάνεια (**Εικόνα 1.4**). Εκτελώντας αυτήν την βασανιστική διαδρομή, υπόκειται σε πολλές αλληλεπιδράσεις με την ύλη και μετασχηματίζεται κάθε φορά. Έτσι όμως, κατά μέσο όρο τα φωτόνια υποβαθμίζονται από φωτόνια ακτινών X , χαρακτηριστικά της κεντρικής θερμοκρασίας των $1,5 \times 10^7 K$, σε οπτικά φωτόνια χαρακτηριστικά της ενεργού θερμοκρασίας των $5800 K$ στην επιφάνεια. Η υποβάθμιση υψηλής ποιότητας φωτονίων ακτινών X σε σχετικά χαμηλής ποιότητας οπτικά φωτόνια που είναι το αποτέλεσμα της



Εικόνα 1.4 Διάδοση ακτινοβολίας σ’ ένα άστρο. Στο εσωτερικό του άστρου τα φωτόνια υπόκεινται σε πολλές αλληλεπιδράσεις με την ύλη και διαχέονται πολύ αργά προς τα έξω σε μια βασανιστική σειρά “τυχαίων βηματισμών”, οι οποίοι τελικά τα οδηγούν μέχρι τη φωτόσφαιρα. Σ’ αυτή τη διαδικασία ένα φωτόνιο ακτίνων X υποβαθμίζεται σε πολλά οπτικά φωτόνια. Στη φωτόσφαιρα, τα φωτόνια συναντούν μικρή αντίσταση από την ύλη, και μπορούν να διαφεύγουν από την αστρική επιφάνεια ευθύγραμμα και ελεύθερα προς τα έξω.

διαδικασίας της διάχυσης από το κέντρο στην επιφάνεια, αναμένεται βάσει του δεύτερου νόμου της θερμοδυναμικής.

Για να αντιληφθούμε πόσο βασανιστική είναι η διαδρομή από το κέντρο στην επιφάνεια υπολογίζουμε ότι ο τυπικός χρόνος διάχυσης με βηματισμό μέσα από τον Ήλιο ως την επιφάνεια του είναι 30.000 χρόνια, σε αντιπαράθεση στα σχεδόν 2 δευτερόλεπτα που θα χρειαζόταν ένα φωτόνιο για να φτάσει από το κέντρο στην επιφάνεια του Ήλιου αν κινούνταν σε ευθεία γραμμή. Αυτή ακριβώς η πολύ αργή προς τα έξω κίνηση των φωτονίων ρυθμίζει τη λαμπρότητα του ήλιου στη σταθερή τιμή των $L_{\odot} = 3,90 \times 10^{33} \text{ erg} \cdot \text{sec}^{-1}$.

1.2.2 Η πηγή ενέργειας του Ήλιου

Καθώς τα φωτόνια διαρρέουν αργά έξω από τον Ήλιο, νέα φωτόνια δημιουργούνται για να πάρουν τη θέση τους, αφού η ύλη εξακολουθεί να είναι θερμή. Η θερμική ενέργεια που περιέχει το θερμό πλάσμα είναι 10^3 φορές μεγαλύτερη από τη στιγμιαία ολική ενέργεια του πεδίου θερμικής ακτινοβολίας. Επειδή ο χρόνος διαρροής των φωτονίων είναι 3×10^4 χρόνια, ο Ήλιος θα χρειαστεί $10^3 \times (3 \times 10^4) = 3 \times 10^7$ χρόνια για να ακτινοβολήσει προς τα έξω τη θερμική ενέργεια που περιέχεται τώρα στο πλάσμα και στο πεδίο ακτινοβολίας.

Στη Γη η ζωή υπάρχει τουλάχιστον επί 3 δισεκατομμύρια χρόνια. Σε αυτό το διάστημα τουλάχιστον, ο Ήλιος πρέπει να έλαμπε σχεδόν σταθερά με λαμπρότητα κοντά στη σημερινή της τιμή. Η αποθηκευμένη όμως θερμική ενέργεια στον Ήλιο μπορεί να καλύψει μόνο το 1% των 3 δισεκατομμυρίων χρόνων. Άρα κάποιο άλλο απόθεμα ενέργειας υπάρχει και μάλιστα πολύ μεγαλύτερο, για να εξηγηθεί η ισχύς που εκπέμπει ο Ήλιος.

Μια πηγή ενέργειας που εξετάστηκε από τους φυσικούς Kelvin και Helmholtz τον 19^ο αιώνα ήταν η βαρυτική ενέργεια. Η βασική ιδέα είναι αρκετά απλή και βασίζεται στο θεώρημα virial. Ο Ήλιος είναι ένα στατιστικά σταθερό αντικείμενο άρα η ολική ενέργεια E του Ήλιου είναι αριθμητικά ίση με το μισό της βαρυτικής δυναμικής ενέργειας του.

Η ολική ενέργεια του Ήλιου είναι θερμική ενέργεια του πλάσματος που δημιουργεί την αντίσταση στη βαρυτική συστολή, συν τη βαρυτική δυναμική του ενέργεια.

$$E = \frac{1}{2} U$$

$$\text{θερμική} + \text{βαρυτική} = \frac{1}{2} \text{βαρυτικής}$$

$$\text{θερμική} = -\frac{1}{2} \text{βαρυτικής}$$

Η βαρυτική δυναμική ενέργεια είναι πάντοτε αρνητική για ένα σώμα που υπόκειται αποκλειστικά στη δική του βαρύτητα, και τείνει να γίνει πιο αρνητική όταν ένα σώμα δεδομένης μάζας συστέλλεται. Για μια τέτοια συστολή μόνο η μισή από την ενέργεια που

απελευθερώνεται βαρυτικά παραμένει στο άστρο. Η άλλη μισή ενδεχομένως αποδεσμεύεται ως ακτινοβολία.

Όταν όμως μια σφαίρα κλασικού αερίου, που υπόκειται αποκλειστικά στη δική του ιδιοβαρύτητα, χάνει ενέργεια μέσω ακτινοβολίας και εξαναγκάζεται σε συστολή, αν δεν έχει αντισταθμιστικές πηγές ενέργειας, θερμαίνεται δεν ψύχεται. Η παραβίαση αυτή όμως είναι μόνο φαινομενική γιατί ο Ήλιος δεν έχει φτάσει ακόμα σε θερμοδυναμική ισορροπία με το Σύμπαν.

Αυτό που αποτρέπει τον Ήλιο προς το παρόν, από το να φτάσει σε θερμοδυναμική ισορροπία, δεν είναι η βαρυτική συστολή αλλά οι θερμοπυρηνικές αντιδράσεις. Το θεώρημα virial δείχνει ότι μόνο ότι ο συνδυασμός θερμικής και βαρυτικής ενέργειας είναι σε θέση να δημιουργήσει μια τελική πηγή ακτινοβολίας σε ένα ημιστατικά συστελλόμενο ιδιοβαρυτικό σώμα.

Οι φυσικοί τον 19^ο αιώνα έτειναν να πιστέψουν για την έσχατη πηγή ενέργειας του Ήλιου πώς η απάντηση ήταν η συστολή Kelvin και Helmholtz. Όμως οι γεωλόγοι παρουσίαζαν τις συσσωρευμένες ενδείξεις που προέκυπταν από γεωλογικές έρευνες και έρευνες απολιθωμάτων, που υποδείκνυαν ότι ήταν αναγκαία μια πηγή ενέργειας πολύ μεγαλύτερης διάρκειας. Αποδείχθηκε ότι οι γεωλόγοι είχαν δίκιο μιας και σήμερα ξέρουμε πως η βασική πηγή ενέργειας στον Ήλιο είναι η θερμοπυρηνική σύντηξη, η διαδικασία με την οποία σχηματίζονται βαρύτερα χημικά στοιχεία από ελαφρύτερα μέσω πυρηνικών αντιδράσεων που πραγματοποιούνται σε υψηλές θερμοκρασίες.

Στις κεντρικές θερμοκρασίες των περίπου $1,5 \times 10^7 K$, μόνο αντιδράσεις υδρογόνου μπορούν να πραγματοποιηθούν στον κεντρικό πυρήνα του. Η απαίτηση για να συντηρούν οι αντιδράσεις αυτές σταθερή “καύση” για χρόνο ζωής μεγαλύτερο των 3×10^9 ετών συνεπάγεται ότι ο Ήλιος πρέπει να αποτελείται στο μεγαλύτερο μέρος του από υδρογόνο. Έτσι η πηγή ενέργειας του Ήλιου, μας προσφέρει την πρώτη σημαντική ένδειξη πως η κυρίαρχη μορφή της ύλης στο Σύμπαν είναι το απλούστερο από όλα τα δυνατά στοιχεία, το υδρογόνο.

Παρ’ όλο που η θερμοπυρηνική ενέργεια είναι πολύ ισχυρή πηγή, δεν έχει απεριόριστη δυνατότητα να αντισταθμίζει την ακτινοβολία από την επιφάνεια ενός άστρου. Υπάρχει

όμως και η βαρύτητα και ο δεύτερος νόμος της θερμοδυναμικής. Έτσι κάθε άστρο πρέπει να αντιμετωπίσει το παράδοξο που του τίθεται με το να γίνεται όλο και θερμότερο, ενώ χάνει όλο και περισσότερη ενέργεια προς το ψυχρό και σκοτεινό Σύμπαν.

1.2.3 Η σταθερότητα του Ήλιου

Ο Ήλιος έχει εσωτερική βαλβίδα ασφαλείας ώστε να καίγεται σταθερά για δισεκατομμύρια χρόνια και να μην εκραγεί όπως μια βόμβα υδρογόνου. Η λειτουργία της βαλβίδας ασφαλείας του Ήλιου παρουσιάζεται παρακάτω.

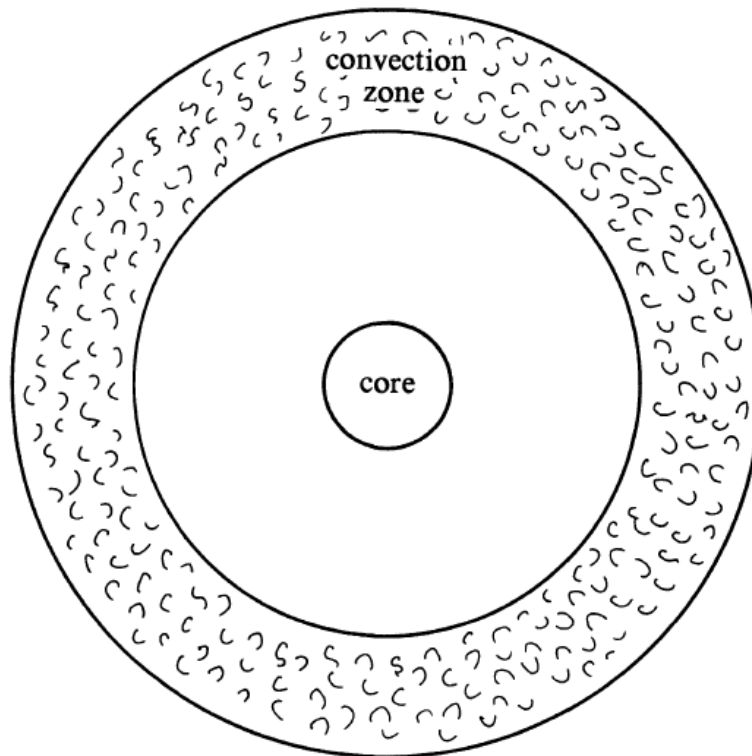
Μια διαταραχή στον Ήλιο τον αναγκάζει να παράγει περισσότερη ενέργεια στον πυρήνα του, μέσω θερμοπυρηνικών αντιδράσεων, από ότι η ενέργεια που εκλύεται από την επιφάνεια του. Ενώ μια επιπλέον προσφορά ενέργειας θα αναγκάσει τον Ήλιο να διασταλεί λίγο για να χαμηλώσει τη θερμοκρασία στον πυρήνα και να μειωθεί ο ρυθμός παραγωγής ενέργειας μέσω θερμοπυρηνικών αντιδράσεων.

Το γεγονός λοιπόν ότι το υλικό στον Ήλιο συμπεριφέρεται όπως ένα ιδανικό αέριο και ότι το θερμό ηλιακό πλάσμα συμπιέζεται από την ιδιοβαρύτητα, εξασφαλίζει στον Ήλιο ένα ενσωματωμένο σταθεροποιητή ενάντια σε μη ελεγχόμενες θερμοπυρηνικές αντιδράσεις. Έτσι ο Ήλιος αποφεύγει την ταχεία εκτόνωση αερίων που χαρακτηρίζει την έκρηξη βόμβας.

1.2.4 Η ζώνη δινορευμάτων του Ήλιου

Η **Εικόνα 1.5** δείχνει παραστατικά τη δομή του Ήλιου από τον πυρήνα ως τη φωτόσφαιρα, όπως την καταλαβαίνουμε σήμερα, σύμφωνα με λεπτομερή αριθμητικά μοντέλα. Ο ηλιακός πυρήνας ορίζεται ως εκείνη η περιοχή (που περιέχει περίπου το 10% της μάζας του Ήλιου) όπου οι θερμοκρασίες είναι αρκετά υψηλές για να αποδώσουν ουσιαστικούς ρυθμούς σύντηξης του υδρογόνου σε ήλιο. Ως ηλιακή φωτόσφαιρα ορίζονται εκείνα τα εξωτερικά στρώματα που τα φωτόνια σταματούν να βηματίζουν (όπου η ύλη είναι οπτικά παχιά) ή αρχίζουν να ίπτανται (όπου η ύλη είναι οπτικά λεπτή). Στα υποφωτοσφαιρικά στρώματα βρίσκεται η ηλιακή ζώνη δινορευμάτων η οποία εμφανίζεται για τον ακόλουθο λόγο.

Ο Ήλιος παράγει πυρηνική ενέργεια στον πυρήνα του με ρυθμό αριθμητικά ίσο προς $L_{\odot} = 3,90 \times 10^{33} \text{ erg} \cdot \text{sec}^{-1}$. Αυτή η λαμπρότητα τελικά ακτινοβολείται από τη φωτόσφαιρα σύμφωνα με τον τύπο $L = \sigma T_e^4 \cdot 4\pi R^2$.

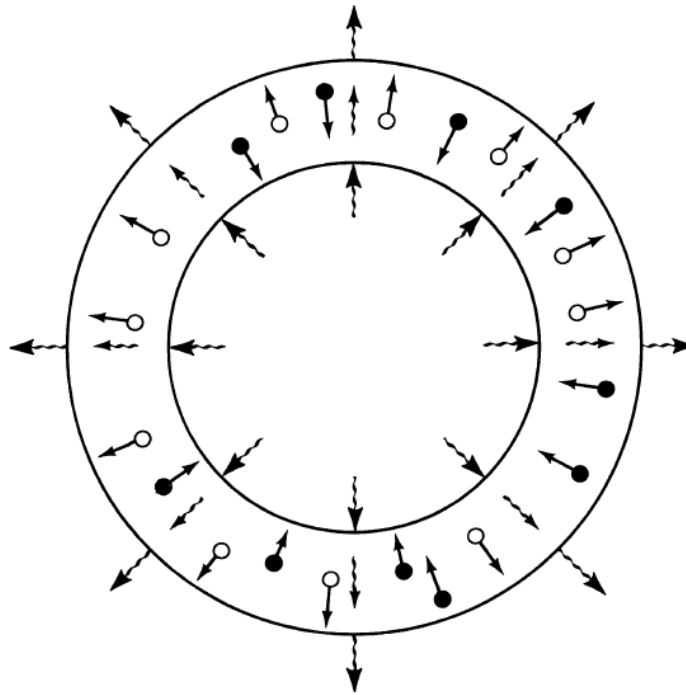


Εικόνα 1.5 Η εσωτερική δομή του Ήλιου

Για φωτοσφαιρικές θερμοκρασίες και πιέσεις χαρακτηριστικές του Ήλιου, τα ηλεκτρόνια σθένους των μεταλλικών στοιχείων αποσπώνται εύκολα, δηλαδή τα μέταλλα είναι μερικώς

ιονισμένα. Όμως στις σχετικά χαμηλές φωτοσφαιρικές θερμοκρασίες του Ήλιου, άτομα του υδρογόνου προτιμούν περισσότερη ενέργεια σύνδεσης και παραμένουν ουδέτερα. Το υδρογόνο έχει μια ασθενή τάση να προσθέσει ένα από τα ελεύθερα ηλεκτρόνια που αποδεσμεύθηκαν από τα μέταλλα για να συμπληρώσει τον $n = 1$ φλοιό. Δηλαδή το υδρογόνο συμπεριφέρεται ως αλκαλιμέταλλο αλλά και ως αλογόνο.

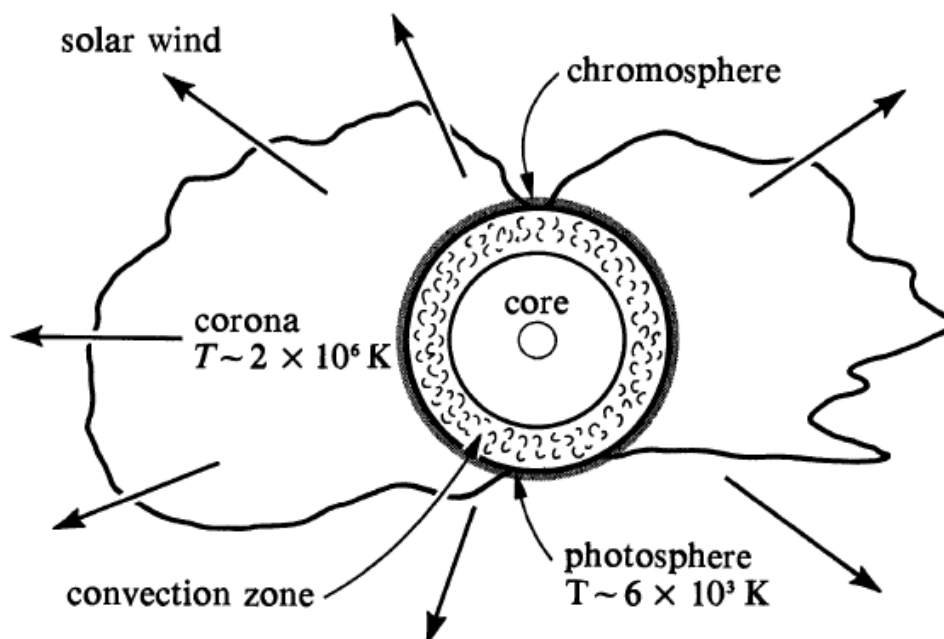
Έτσι στην ηλιακή φωτόσφαιρα (όπως και στη φωτόσφαιρα όλων των ψυχρών άστρων) υπάρχει υδρογόνο εν μέρει στη μορφή του αρνητικού ιόντος H^- (πρωτονίων συν 2 ηλεκτρόνια τροχιάς). Η σημασία αυτής της παρατήρησης είναι ότι το H^- αποτελεί σημαντική πηγή αδιαφάνειας στο συνεχές φάσμα. Για το λόγο αυτό στα εξωτερικά στρώματα του Ήλιου και όλων των ψυχρών άστρων υπάρχει τόσο υψηλή αντίσταση στην ελεύθερη ροή της προς τα έξω διαδιδόμενης ακτινοβολίας ώστε δεν μπορεί να μεταφέρεται σταθερά, μέσω ακτινοβολίας και μόνο, η απαιτούμενη ποσότητα ενέργειας (που είναι απαραίτητη για συνολική ενεργειακή ισορροπία). Κατά συνέπεια δινορεύματα αναπτύσσονται στις φωτοσφαιρικές και οι υποφωτοσφαιρικές στιβάδες. Στη ζώνη δινορευμάτων (**Εικόνα 1.6**) όσες φυσαλίδες αερίων είναι λίγο θερμότερες από το περιβάλλον τους ανέρχονται ως ελαφρύτερες, ενώ όσες είναι λίγο ψυχρότερες από το περιβάλλον τους βυθίζονται. Στατιστικά δεν υπάρχει συνολική μεταφορά μάζας λόγω των ανερχόμενων και κατερχόμενων φυσαλίδων, υπάρχει όμως συνολική μεταφορά θερμότητας (μεταφορά με δινορεύματα).



Εικόνα 1.6 Η εξωτερική ζώνη δινορευμάτων του Ήλιου. Στη βάση της ζώνης εισέρχεται φωτεινή ενέργεια (κυματιστές γραμμές), την οποία η υψηλής αδιαφάνειας περιοχές δινορευμάτων είναι δύσκολο να μεταφέρουν προς τα έξω χωρίς να δημιουργήσουν συνθήκες που επάγουν δινορεύματα. Στη ζώνη δινορευμάτων όσες φυσαλίδες είναι ελαφρά ψυχρότερες από το περιβάλλον τους βυθίζονται (πλήρεις κύκλοι). Το συνολικό αποτέλεσμα είναι να δημιουργείται ροή θερμότητας μέσω δινορευμάτων, η οποία συμβάλλει στην απαγωγή του απομένοντος ποσού ενέργειας ανά δευτερόλεπτο. Τα δινορεύματα γίνονται ανεπαρκή στη φωτόσφαιρα του Ήλιου (κορυφή της ζώνης δινορευμάτων) και η ισχύς που παράγεται στην κεντρική περιοχή μεταφέρεται τελικά προς τα έξω σχεδόν εξ' ολοκλήρου μέσω ακτινοβολίας από την επιφάνεια. Μια μικρή ποσότητα ενέργειας μεταφέρεται προς τα έξω με μηχανικά κύματα στο υλικό μέσο.

1.3 Η χρωμόσφαιρα και το στέμμα του Ήλιου

Το ολικό πάχος της φωτόσφαιρας όπου τα φωτόνια μεταβαίνουν από “βηματίζοντα” σε “ιπτάμενα”, καταλαμβάνει όπως έχουμε ήδη σημειώσει, μόνο 0,1% της ακτίνας του Ήλιου. Γι’ αυτό και ο Ήλιος φαίνεται σαν να έχει ένα απότομο χείλος, οπότε εξηγείται ο συμβατικός ορισμός της φωτόσφαιρας ως επιφάνειας του Ήλιου. Υπάρχει αέριο που ανήκει στον Ήλιο το οποίο βρίσκεται πάνω από τη φωτόσφαιρα, στην ηλιακή χρωμόσφαιρα και το στέμμα. Η χρωμόσφαιρα είναι η μεταβατική ζώνη μεταξύ των ιδιοτήτων του φωτοσφαιρικού αερίου και εκείνων του αερίου στο στέμμα (Εικόνα 1.7). Η θερμοκρασία του αερίου όπως βαδίζουμε προς τα έξω από τη φωτόσφαιρα, αρχικά ελαττώνεται, αλλά αργότερα αρχίζει να αυξάνεται δραματικά, έως ότου φτάσει σε θερμοκρασίες περίπου $2 \times 10^6 \text{ K}$ στο στέμμα. Αυτή η θερμοκρασία είναι πολύ υψηλότερη από τη φωτοσφαιρική θερμοκρασία των 5800 K . Όμως η παραγωγή φωτός από τη φωτόσφαιρα υπερέχει εξαιρετικά εκείνης του στέμματος, διότι το αέριο του στέμματος είναι τόσο αραιωμένο, ώστε να έχει μικρή εκπομπή και απορρόφηση. Το αέριο στη χρωμόσφαιρα και το στέμμα είναι οπτικά λεπτό, γι’ αυτό δεν είναι εύκολο να παρατηρηθεί το στέμμα στο ορατό φως εκτός αν το φως της φωτόσφαιρας παρεμποδιστεί είτε με φυσικό τρόπο σε μια έκλειψη Ήλιου από τη Σελήνη, είτε τεχνητά με τη χρήση κορονογράφου.



Εικόνα 1.7 Εξωτερικά στρώματα του Ήλιου

Η δραματική αύξηση της θερμοκρασίας στη χρωμόσφαιρα και στο στέμμα οδήγησε σε δύο παρατηρησιακές συνέπειες:

- Αποκάλυψε για πρώτη φορά την παρουσία ενός στοιχείου μέσω των φασματικών του γραμμών, το οποίο ήταν άγνωστο μέχρι τότε στη Γη, το ήλιο (*He*). Το ήλιο είναι αρκετά σπάνιο στη Γη αλλά είναι το δεύτερο σε αφθονία μετά το υδρογόνο στοιχείο στο Σύμπαν.
- Η θερμοκρασία $2 \times 10^6 \text{ K}$ του ηλιακού στέμματος σημαίνει ότι αυτό το αέριο μπορεί να εκπέμπει ακτίνες X, το οποίο εξηγεί την παρουσία ακτινών X στο φάσμα του Ήλιου.

Αυτό που θερμαίνει το ηλιακό στέμμα σε τόσο υψηλές θερμοκρασίες, σίγουρα δεν μπορεί να είναι τα φωτοσφαιρικά φωτόνια γιατί διέρχονται μέσα από το στέμμα χωρίς έντονη αλληλεπίδραση με την ύλη. Επίσης, εφόσον έχουν ενεργειακή κατανομή χαρακτηριστική ενός μέλανος σώματος 5800 K είναι τελείως ανίκανα να θερμάνουν ένα σώμα στους $2 \times 10^6 \text{ K}$, σύμφωνα με το δεύτερο νόμο της θερμοδυναμικής.

Ορισμένοι αστρονόμοι πιστεύουν ότι το ηλιακό στέμμα θερμαίνεται μέσω ακουστικών κυμάτων (“θόρυβος”) και άλλου είδους μηχανικών κυμάτων, τα οποία παράγονται στη ζώνη δινορευμάτων που βρίσκεται κάτω από την ηλιακή φωτόσφαιρα. Αυτά τα κύματα οδεύουν προς τα πάνω μέσα στο αραιότερο στέμμα, όπου σταδιακά εξελίσσονται σε κρουστικά κύματα και διαχέουν την ενέργειά τους με τη μορφή θερμότητας. Έτσι το στέμμα που έχει πολύ μικρή θερμοχωρητικότητα, θερμαίνεται τόσο πολύ ώστε το πεδίο βαρύτητας του Ήλιου να μην είναι σε θέση να συγκρατήσει το αέριο στις εξωτερικές περιοχές του στέμματος. Αυτές οι περιοχές διαστέλλονται δημιουργώντας έναν ηλιακό άνεμο που διεισδύει σε όλο το ηλιακό σύστημα. Συλλέγοντας σωματίδια αυτού του ανέμου γνωρίζουμε ότι τα εξωτερικά τμήματα του Ήλιου αποτελούνται κυρίως από υδρογόνο.

1.3.1 Μαγνητική δραστηριότητα στον Ήλιο

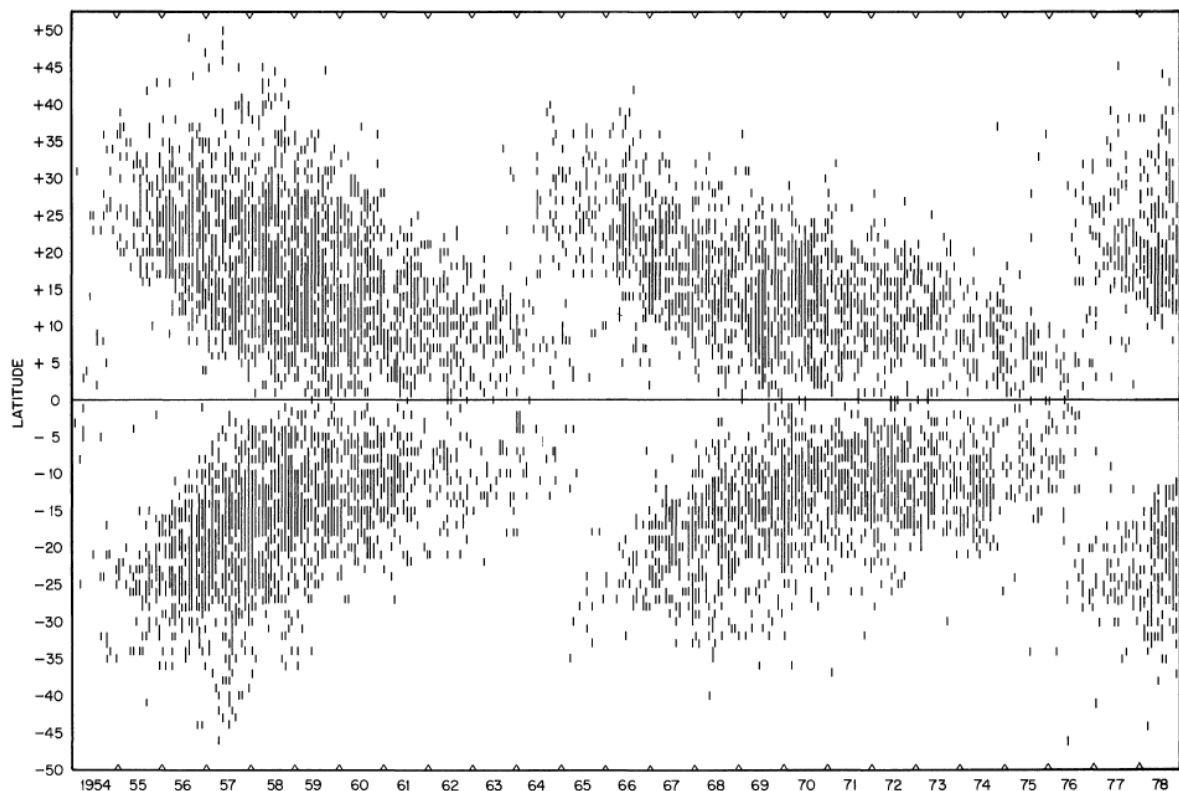
Εκτός από τον αργό ηλιακό άνεμο, τα άνω στρώματα της ηλιακής ατμόσφαιρας επιδεικνύουν και άλλη σφοδρή δραστηριότητα με τη μορφή εκλάμψεων, βρόχων, τόξων,

κ.α. Αυτή η δραστηριότητα είναι σε θέση να εξασφαλίσει σημαντική εισαγωγή ενέργειας και σωματιδίων μέσα στο διαστελλόμενο ηλιακό στέμμα. Οι ενεργοποιημένες περιοχές φαίνεται να σχετίζονται στενά με την παρουσία μαγνητικού πεδίου στα επιφανειακά στρώματα του Ήλιου. Η δραστηριότητα του μαγνητικού πεδίου μπορεί να μελετηθεί ποιοτικά μέσω παρατηρήσεων των ηλιακών κηλίδων, ή περισσότερο ποσοτικά μετρώντας το διαχωρισμό Zeeman των ατομικών φασματικών γραμμών.

Τα μαγνητικά πεδία δημιουργούνται από κινούμενα φορτία, δηλαδή από ηλεκτρικά ρεύματα. Ο Ήλιος είναι παντού πάρα πολύ θερμός για να είναι σε θέση να διατηρήσει οποιοδήποτε μακροσκοπικό προσανατολισμό πολλών μικροσκοπικών μαγνητών (π.χ. ατόμων). Η ύπαρξη μαγνητικών πεδίων στον Ήλιο απαιτεί την παρουσία μακροσκοπικών ηλεκτρικών ρευμάτων η προέλευση των οποίων δεν μπορεί να είναι υπολείμματα μιας αρχέγονης εποχής. Το εσωτερικό του Ήλιου παρόλο που είναι ένας εξαιρετικός ηλεκτρικός αγωγός, προκαλεί αρκετές απώλειες, ώστε αρχέγονα ρεύματα και πεδία να έχουν σε μεγάλο βαθμό εξαφανιστεί στη διάρκεια της ζωής του. Επιπλέον είναι γνωστό πως σε μεγάλη κλίμακα η δομή του μαγνητικού πεδίου στον Ήλιο αντιστρέφει τη φορά της κάθε 11 χρόνια! Ότι ήταν βόρειος μαγνητικός πόλος γίνεται νότιος, και αντίστροφα.

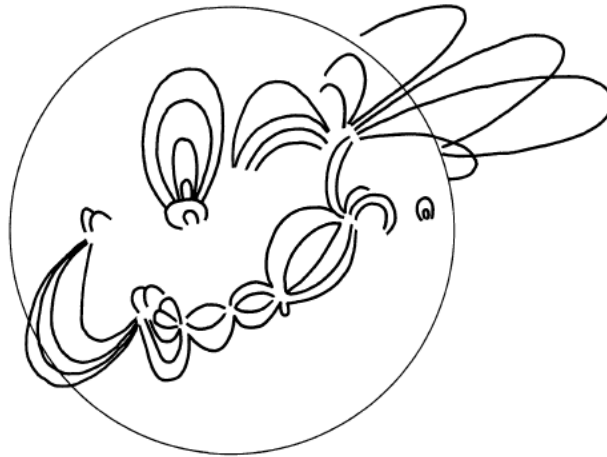
Μπορούμε λοιπόν να πούμε ότι η μαγνητική δραστηριότητα του Ήλιου συσχετίζεται με τη δραστηριότητα των εκλάμψεων και τον αριθμό των ηλιακών κηλίδων που παρατηρούνται σε διάφορα ηλιογραφικά πλάτη.

Το “διάγραμμα της πεταλούδας” (Εικόνα 1.8) είναι το φαινόμενο κατά το οποίο σχηματίζονται στην αρχή κάθε ηλιακού κύκλου ηλιακές κηλίδες κοντά στις $\pm 30^\circ$ γεωγραφικού πλάτους. Αργότερα, συνεχώς περισσότερες κηλίδες σχηματίζονται όλο και πιο κοντά στον ισημερινό. Προς το τέλος του κύκλου υπάρχουν πολύ λίγες κηλίδες, και όλες τους βρίσκονται κοντά στον ισημερινό. Κατόπιν αρχίζει ένας καινούργιος κύκλος κηλίδων. Είναι γνωστό πως οι ηλιακές κηλίδες είναι περιοχές ισχυρού μαγνητικού πεδίου. Ο ενδεκαετής κύκλος των ηλιακών κηλίδων, λοιπόν, συνοδεύεται με το μηχανισμό που παράγει το μαγνητικό πεδίο στον Ήλιο.



Εικόνα 1.8 Το διάγραμμα πεταλούδας του Maunder ονομάστηκε έτσι διότι ο ηλιακός κύκλος δημιουργεί μια κατανομή των ηλιακών κηλίδων, το ηλιογραφικό πλάτος των οποίων είναι σχεδιασμένο συναρτήσει του χρόνου, θυμίζει το σχήμα πεταλούδας.

Η γενικά αποδεκτή ιδέα είναι η λειτουργία ενός δυναμό, και την ανέπτυξαν οι T.W. Cowling και E.N. Parker. Η λειτουργία του δυναμό απαιτεί μια πολύπλοκη αλληλεπίδραση μεταξύ (διαφορικής) ηλιακής περιστροφής και ηλιακών δινορευμάτων. Απλουστευμένες εξισώσεις δυναμό έχουν επιλυθεί αριθμητικά από τον Robert Leighton, και οι λύσεις τους θυμίζουν κάπως τις χαοτικές μορφές του πεδίου, που θεωρείται ότι πράγματι υπάρχουν στον Ήλιο (Εικόνα 1.9).



Εικόνα 1.9 Η δομή του μαγνητικού πεδίου του Ήλιου, όπως έχει συναχθεί από παρατηρήσεις, είναι αρκετά χαοτική. Η μέση ισχύς του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια του Ήλιου είναι συγκρίσιμη με εκείνη στην επιφάνεια της Γης. Όμως, σε εντοπισμένες κηλίδες, το ηλιακό μαγνητικό πεδίο μπορεί να αυξήσει κατά χιλιάδες φορές τη μέση τιμή του.

2 Αστρικά πτώματα

Κάθε περιγραφή της βιολογικής εξέλιξης των οργανισμών υποβοηθείται αφάνταστα από την διαπίστωση ότι το τελικό αποτέλεσμα των γηρατειών είναι ο θάνατος. Είναι χρήσιμο λοιπόν, να ξέρουμε από τώρα ότι οι αστρονόμοι γνωρίζουν πλέον πως όλες οι ιστορίες της ζωής των άστρων έχουν τέσσερις μόνο δυνατές καταλήξεις.

Οι δύο σημαντικότερες ιδιότητες που καθορίζουν την εξέλιξή τους είναι οι εξής:

- Τα άστρα βρίσκονται συνεχώς υπό την επίδραση του πεδίου της βαρύτητας τους, με αποτέλεσμα να είναι πολύ θερμά στο εσωτερικό τους, ώστε να συντηρούν τη θερμική πίεση που αντιστέκεται στις δυνάμεις της βαρύτητας.
- Ο χώρος γύρω από τα άστρα είναι σκοτεινός και ψυχρός ($\sim 3\text{ K}$). Συνεπώς, από το άστρο διαφεύγει συνεχώς ενέργεια που διασκορπίζεται στο μεσοαστρικό χώρο.

Όσο το άστρο θα συμπεριφέρεται σαν κλασικό αέριο, δεν υπάρχει καμία δυνατή κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας συμβιβαστή με τις παραπάνω απαιτήσεις. Το άστρο θα χάνει συνεχώς ενέργεια προς το περιβάλλοντα χώρο και αυτό το αναγκάζει να συρρικνώνεται και να γίνεται όλο και θερμότερο, συγκριτικά με τον μεσοαστρικό χώρο.

Σε αυτόν όμως τον συνεχή αγώνα ενάντια στη βαρύτητα και στον δεύτερο νόμο της θερμοδυναμικής, οι διαθέσιμες πηγές πυρηνικής ενέργειας μπορούν να προσφέρουν μόνο προσωρινές ανάπαυλες. Τα αποθέματα πυρηνικής ενέργειας, αν και μεγάλα, δεν είναι απεριόριστα, και όταν τελειώσουν το αστέρι αντιμετωπίζει το αναπόφευκτο τέλος της λαμπρής καριέρας του. Ο θάνατος μπορεί να έρθει σπασμωδικά (με βίαιη έκρηξη) ή πιο ήσυχα - με αργό γλίστρημα προς το σκοτάδι. Αλλά είτε βίαιος είτε αργός, ο θάνατος είναι αναπόφευκτος για το άστρο.

Οι δυνατές εκβάσεις του πολέμου μεταξύ της βαρύτητας των άστρων και της θερμοδυναμικής είναι η εξής:

- Να μην μείνει τίποτε. Αν η τελική έκρηξη είναι αρκετά βίαιη, είναι δυνατόν όλη η ύλη του άστρου να διασκορπιστεί στον μεσοαστρικό χώρο, πράγμα που αποτελεί την τελική και ολοκληρωτική λύση της θερμοδυναμικής.

- Να μείνει ένας λευκός νάνος αποτελούμενος από εκφυλισμένη ύλη. Ένα τέτοιο αντικείμενο που ουσιαστικά είναι ο εκτεθειμένος στο Διάστημα πυρήνας ενός γερασμένου άστρου θα είναι στην αρχή πάρα πολύ θερμό, τελικά όμως θα κρυώσει και θα γίνει σκοτεινό. Το αποτέλεσμα είναι μια κατάσταση ανακωχής, με μεσολαβητή την κβαντική συμπεριφορά των ηλεκτρονίων. Η τυπική μάζα των λευκών νάνων είναι $\sim 1M_{\odot}$ και η ακτίνα τους $\sim 10^9$ cm.
- Να μείνει ένα άστρο νετρονίων. Ένα τέτοιο αντικείμενο, είναι ουσιαστικά ο εκφυλισμένος πυρήνας ενός άστρου, μεγάλης αρχικής μάζας, πολύ προχωρημένου εξελικτικά. Αρχικά δεν αποκλείεται ένας τέτοιος αστέρας να παρουσιαστεί ενεργά στον ουρανό υπό τη μορφή ενός παλσάρ, που σύντομα όμως θα καταλήξει και αυτό στη (χωρίς ζωή) θερμοδυναμική ισορροπία με το μεσοαστρικό χώρο. Το αποτέλεσμα είναι μια κατάσταση ανακωχής, με μεσολαβητή την κβαντική συμπεριφορά των βαρυονίων. Οι αστέρες νετρονίων έχουν τυπική μάζα $1,4M_{\odot}$ και τυπική ακτίνα 10^6 cm.
- Να μείνει μια μελανή οπή. Ο δράκουλας των αστρικών λειψάνων, η μελανή οπή, βρίσκεται σε κατάσταση αναμονής έτοιμη να παγιδεύσει όλο και περισσότερη ύλη, ώστε να έχουν πλέον κοινή μοίρα. Η μάζα του αστέρα έχει καταρρεύσει, δημιουργώντας ένα αντικείμενο εξαιρετικά μεγάλης πυκνότητας. Η τέταρτη αυτή κατάληξη αποτελεί νίκη της βαρύτητας του αστέρα. Η τυπική μάζα μιας μελανής οπής είναι μεγαλύτερη από $2M_{\odot}$.

2.1 Λευκοί νάνοι

Οι λευκοί νάνοι είναι συμπαγείς αστέρες οι οποίοι δεν εξελίσσονται πλέον, δεδομένου του ότι στον πυρήνα τους δεν συμβαίνουν πια θερμοπυρηνικές αντιδράσεις. Στην τελική αυτή κατάσταση θα καταλήξουν όλοι οι αστέρες των οποίων η αρχική μάζα (κατά τη στιγμή της εγκατάστασής τους στην κύρια ακολουθία) δεν υπερβαίνει τις $\sim 5M_{\odot}$. Τέτοιες μάζες έχει το μεγαλύτερο ποσοστό περίπου ($\sim 90\%$) των αστέρων, μεταξύ των οποίων συμπεριλαμβάνεται και ο Ήλιος.

Τα παρατηρήσιμα χαρακτηριστικά των λευκών νάνων είναι η λαμπρότητα, $L \sim \frac{1}{100} L_{\odot}$ και η επιφανειακή θερμοκρασία $T \approx 10^6 K - 10^7 K$. Συμπεραίνουμε λοιπόν ότι φαίνονται λευκοί λόγω της υψηλής τους θερμοκρασίας.

Οι τυπικές μάζες των λευκών νάνων είναι της τάξης της μίας ηλιακής μάζας $\sim 0,7 M_{\odot}$ και οι διαστάσεις τους είναι περίπου όπως οι γραμμικές διαστάσεις της Γης, $R = \frac{1}{100} R_{\odot}$.

Επειδή ο όγκος μεταβάλλεται σαν τον κύβο των γραμμικών διαστάσεων, οι πυκνότητες τους θα είναι, $100^3 = 10^6$ φορές μεγαλύτερη της μέσης πυκνότητας του Ήλιου.

$$\text{Μέση πυκνότητα λευκού νάνου} = \frac{\text{μάζα}}{\text{όγκος}} = 10^6 \text{ gr} \cdot \text{cm}^{-3}$$

Οι λευκοί νάνοι είναι το προϊόν της αναχαίτισης της βαρυτικής κατάρρευσης ενός κοινού αστέρα από την πίεση των εκφυλισμένων ηλεκτρονίων του πυρήνα του. Η κατάρρευση αυτή αρχίζει όταν εξαντληθεί η παραγωγή ενέργειας στο εσωτερικό του αστέρα, δηλαδή όταν εξαντληθεί όλη η προς καύση ύλη του πυρήνα του. Επομένως το εσωτερικό των λευκών νάνων αποτελείται κατά βάση από ήλιο είτε από μείγμα άνθρακα και οξυγόνου.

Η ύλη στο εσωτερικό των λευκών νάνων είναι πλήρως ιονισμένη. Η ύπαρξη πλήρως ιονισμένης ύλης εξασφαλίζει κατάσταση ισοθερμίας στο εσωτερικό των αστερών αυτών (λόγω της εξαιρετικά υψηλής θερμικής αγωγιμότητας του ιονισμένου αερίου). Σημειώνεται ότι η θερμοκρασία στο κέντρο των λευκών νάνων δεν μπορεί σε καμία περίπτωση να υπερβαίνει σημαντικά τους $10^7 K$, επειδή στη θερμοκρασία των $10^8 K$ αρχίζουν οι θερμοπυρηνικές αντιδράσεις καύσης στο στοιχείο του πυρήνα (ηλίου ή άνθρακα και οξυγόνου). Μόνο σε ένα λεπτό φλοιό (περίπου 1% της ακτίνας) η θερμοκρασία είναι αρκετά χαμηλή ώστε να ισχύει το καθεστώς πλήρους ιονισμού. Στο φλοιό αυτό, ο οποίος δεν είναι τόσο καλός αγωγός της θερμότητας, η θερμοκρασία ελαττώνεται ραγδαία (κατά δύο περίπου τάξεις μεγέθους) έτσι ώστε η ενεργός θερμοκρασία των λευκών νάνων που παρατηρούμε κυμαίνεται μεταξύ $10^4 K$ και $10^5 K$.

Από φασματοσκοπικής άποψης οι λευκοί νάνοι παρουσιάζουν φάσματα απορρόφησης τα οποία χωρίζονται σε δύο κατηγορίες. Το 80% των φασμάτων παρουσιάζουν μόνο γραμμές απορρόφησης υδρογόνου. Τα περισσότερα από τα υπόλοιπα (που αντιστοιχούν στους

θερμότερους αστέρες) παρουσιάζουν γραμμές απορρόφησης ηλίου. Την ερμηνεία αυτού του παρατηρησιακού δεδομένου έδωσε ο Evry Schatzman το 1985. Σύμφωνα με τον Schatzman τα στοιχεία από τα οποία αποτελείται το εξωτερικό (λεπτό) στρώμα των λευκών νάνων είναι διατεταγμένα σε αλληπάλληλους ομόκεντρους λεπτούς φλοιούς, ανάλογα με το ατομικό βάρος των στοιχείων. Αυτό οφείλεται στο πολύ ισχυρό βαρυτικό πεδίο που υπάρχει στην επιφάνεια των λευκών νάνων (10^4 φορές ισχυρότερο από το βαρυτικό πεδίο στην επιφάνεια του Ήλιου). Έτσι στον εξωτερικό φλοιό υπάρχει καθαρό το ελαφρότερο στοιχείο, το υδρογόνο, και σε περίπτωση έλλειψης αυτού, το αμέσως επόμενο στοιχείο, το ήλιο.

Το μαγνητικό πεδίο στην επιφάνεια των λευκών νάνων είναι ιδιαίτερα ισχυρό ($\sim 10^6 G$). Αυτό οφείλεται στη διατήρηση (κατά την τελική συστολή ενός ερυθρού γίγαντα προς δημιουργία ενός λευκού νάνου) της της επιφανειακής μαγνητικής ροής, $\sim BR^2$, όπου B είναι το μαγνητικό πεδίο στην επιφάνεια του αστέρα και R η ακτίνα του.

Σε κάθε αέριο, η πίεση αναπτύσσεται εξαιτίας των τυχαίων κινήσεων των σωματιδίων του. Σε κλασσικό αέριο αυτές οι κινήσεις οφείλονται στη θερμική ενέργεια του αερίου (εφόσον η θερμοκρασία του είναι $T \neq 0$). Η θερμική πίεση όμως δεν είναι ικανή να αντισταθμίσει τη βαρυτική στο κέντρο ενός λευκού νάνου. Επειδή η ύπαρξη των λευκών νάνων είναι γεγονός πειραματικά αποδεδειγμένο, θα πρέπει να υπάρχει ένα νέο είδος πίεσης που να δικαιολογεί την υδροστατική τους ισορροπία. Το πρόβλημα λύθηκε με τη βοήθεια της κβαντομηχανικής.

Τα ηλεκτρόνια είναι φερμιόνια και υπόκεινται στο νόμο της κβαντομηχανικής, που είναι γνωστός ως απαγορευτική αρχή του Pauli:

Δύο ηλεκτρόνια δεν μπορούν να βρεθούν στην ίδια κβαντική κατάσταση.

Για τα ελεύθερα ηλεκτρόνια (και γενικά για όλα τα φερμιόνια), ακριβής γνώση της κβαντικής κατάστασης τους περιορίζεται πάντοτε από την αρχή της αβεβαιότητας του Heisenberg:

Δεν είναι δυνατόν να προσδιορίσουμε συγχρόνως τη θέση και την ορμή ενός σωματιδίου με τέτοια ακρίβεια ώστε το γινόμενο των αβεβαιοτήτων θέσης και ορμής να είναι μικρότερο της σταθεράς του Planck, $(\Delta x) \cdot (\Delta p_x) > h$.

Έτσι, αγνοώντας το σπιν, δύο ελεύθερα ηλεκτρόνια θεωρούνται ότι βρίσκονται στην ίδια κβαντική κατάσταση όταν το γινόμενο της απόστασής τους, επί τη διαφορά των ορμών τους, είναι μικρότερο του h .

Στις υψηλές πυκνότητες που επικρατούν στο εσωτερικό των λευκών νάνων η μέση απόσταση Δx μεταξύ δύο γειτονικών ηλεκτρονίων είναι πάρα πολύ μικρή. Επομένως η διαφορά των ορμών των δύο ηλεκτρονίων, Δp_x , πρέπει να είναι πάρα πολύ μεγάλη με ελάχιστη τιμή την $\frac{h}{\Delta x}$. Κατά συνέπεια τα ηλεκτρόνια αποκτούν πολύ μεγάλες τυχαίες ταχύτητες $v = \frac{p}{m_e}$, οι οποίες ενισχύονται επιπλέον και λόγω της πολύ μικρής μάζας τους m_e και οδηγούν σε πολύ μεγάλη μη μηδενική κινητική πίεση.

Έτσι κάθε αέριο που περιέχει ηλεκτρόνια, θα ασκεί πίεση στα τοιχώματα του δοχείου, ακόμη και στη θερμοκρασία του απόλυτου μηδενός. Αυτή η συνεισφορά στην ολική πίεση ενός αερίου ηλεκτρονίων, που είναι καθαρά κβαντικό φαινόμενο, αναφέρεται ως **πίεση εκφυλισμού των ηλεκτρονίων**. Η πολύ μεγάλη πίεση εκφυλισμού των ηλεκτρονίων εξισορροπεί τον λευκό νάνο, υπερνικώντας τις ισχυρές δυνάμεις βαρύτητας.

Στις συνθήκες που επικρατούν στο εσωτερικό των λευκών νάνων, η ολική πίεση ουσιαστικά είναι ανεξάρτητη της θερμοκρασίας. Εξαρτάται μόνο από το μέσο μοριακό βάρος ανά ηλεκτρόνιο, $\mu = \frac{A}{Z}$ και την πυκνότητα ρ . Κάτω από αυτές τις συνθήκες έχει αποδειχθεί ότι όταν συγκρίνουμε δύο λευκούς νάνους με διαφορετικές μάζες ο μεγαλύτερος σε μάζα λευκός νάνος έχει μικρότερη ακτίνα! Με άλλα λόγια ο όγκος που καταλαμβάνει ένας λευκός νάνος είναι αντιστρόφως ανάλογος από τη μάζα του. Κάτι που αποδεικνύει ακριβώς το αντίθετο από τις συνηθισμένες μας εμπειρίες, όπου γνωρίζουμε ότι αύξηση της μάζας ενός σώματος συνεπάγεται (για σταθερή πυκνότητα) αύξηση των γραμμικών του διαστάσεων.

Αν δοκιμάσουμε να σχηματίσουμε λευκούς νάνους με μάζες πολύ μεγαλύτερης της ηλιακής μάζας, ισχυρότατες βαρυτικές δυνάμεις συμπιέζουν το λευκό νάνο με αποτέλεσμα να αναπτυχθούν πάρα πολύ υψηλές πυκνότητες στο εσωτερικό του. Έτσι η απόσταση Δx μεταξύ των σωματιδίων του γίνεται εξαιρετικά μικρή, με αποτέλεσμα η ορμή Δp_x των σωματιδίων να πάρει πολύ μεγάλες τιμές (λόγω της αρχής της αβεβαιότητας του

Heisenberg). Υπάρχει ένα ανώτατο όριο της ταχύτητας, $v_x = \frac{p_x}{m_e}$, που μπορούν να αποκτήσουν τα σωματίδια, επειδή αυτή δεν μπορεί να υπερβεί την ταχύτητα του φωτός. Επομένως η πίεση των εκφυλισμένων ηλεκτρονίων θα πρέπει να αυξάνει με συνεχώς αργότερο ρυθμό, καθώς αυξάνει η μάζα του λευκού νάνου. Με άλλα λόγια η παράγωγος της πίεσης ως προς τη μάζα είναι φθίνουσα συνάρτηση της μάζας.

Εφόσον κάθε αέριο σχετικιστικών ηλεκτρονίων συνεισφέρει, για κάθε πυκνότητα ακόμα λιγότερη πίεση, αν η μάζα του λευκού νάνου ήταν αρκετά μεγάλη, το άστρο θα έπρεπε να συρρικνωθεί και η ακτίνα του να μηδενισθεί. Κάτι τέτοιο όμως φαίνεται να είναι αδύνατον. Η οριακή μάζα, στην οποία θα αντιστοιχούσε μηδενική ακτίνα του λευκού νάνου λέγεται όριο Chandrasekhar.

$$M_{Ch} = 0,20 \cdot \left(\frac{Z}{A}\right)^2 \cdot \left(\frac{h \cdot c}{G \cdot m_p}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot m_p$$

όπου Z και A είναι ο μέσος ατομικός αριθμός και το μέσο ατομικό βάτος των ιόντων του λευκού νάνου.

Οι λευκοί νάνοι αποτελούν ένα από τα δυνατά τελικά αποτελέσματα της αστρικής εξέλιξης, στο οποίο αναμένεται πως όλο το υδρογόνο του άστρου έχει μετατραπεί σε βαρύτερα χημικά στοιχεία. Επειδή ο λόγος $\frac{Z}{A}$ για τα περισσότερα βαριά στοιχεία (τα απλούστερα της ομάδας του σιδήρου) είναι 0,5, το όριο Chandrasekhar παίρνει την τιμή:

$$M_{Ch} = 1,4 M_{\odot}$$

Η μεγαλύτερη δυνατή μάζα λοιπόν που μπορεί να έχει ένας λευκός νάνος είναι μόλις 40% περισσότερη από μια ηλιακή μάζα. Όλοι οι λευκοί νάνοι που οι μάζες τους έχουν προσδιοριστεί παρατηρησιακά, έχουν μάζα μικρότερη από M_{Ch} , παρατηρήσεις οι οποίες ενισχύουν την εμπιστοσύνη μας στην ορθότητα της θεωρίας του Chandrasekhar.

Αν προσπαθήσουμε να κατασκευάσουμε έναν λευκό νάνο με μάζα μεγαλύτερη από M_{Ch} , αυτός είτε θα διαλυθεί (πιθανότατα εκρηγνυόμενος) είτε θα μεταπέσει σε αστέρα νετρονίων ή μελανή οπή.

Οι λευκοί νάνοι παρόλο που έχουν εξαντλήσει όλα τα πυρηνικά τους καύσιμα συνεχίζουν να ακτινοβολούν, τουλάχιστον μερικοί από αυτούς, επειδή εξακολουθούν να έχουν μεγάλες εσωτερικές θερμοκρασίες, κατάλοιπα του πύρινου παρελθόντος τους. Οι λευκοί νάνοι, λοιπόν, μοιάζουν με κάρβουνα που κρυσταλλώνονται όλο και πιο αμυδρά καθώς οδεύουν προς την κατάσταση του οριστικού σκότους. Αντίθετα προς τα άστρα, που συμπεριφέρονται ουσιαστικά σαν κλασικά αέρια, ένας λευκός νάνος δεν συρρικνώνεται σημαντικά, ούτε και θερμαίνεται καθώς ακτινοβολεί. Δεν είναι πλέον η θερμική πίεση, αλλά η πίεση λόγω εκφυλισμού που εξουδετερώνει τη βαρύτητα του λευκού νάνου και τον ισορροπεί. Συνεπώς ένας λευκός νάνος μπορεί, αφού χάσει ενέργεια και κρυώσει, να βρεθεί τελικά σε θερμοδυναμική ισορροπία με το υπόλοιπο ψυχρό Σύμπαν. Σε αυτό το στάδιο οι ηλεκτρικές δυνάμεις μεταξύ των ιόντων θα υπερισχύσουν τελικά των τυχαίων θερμικών κινήσεων των ιόντων. Οι Van Horn και Savedoff μελέτησαν το φαινόμενο και βρήκαν ότι τα ιόντα θα σχηματίσουν τελικά ένα κρυσταλλικό πλέγμα, πράγμα που μας επιτρέπει να πούμε πως ο λευκός νάνος μετατράπηκε σε στερεό και τα ηλεκτρόνια θα μοιάζουν με βλήματα που κινούνται μέσα στο κρυσταλλικό πλέγμα. Συμπεραίνουμε πως ένας στερεός λευκός νάνος θα συμπεριφέρεται παρόμοια με ένα κοινό μέταλλο, σαν αυτά που βλέπουμε στη Γη. Τα άστρα που τελειώνουν τη ζωή τους σαν λευκοί νάνοι, μπορούν τελικά να αναπαυθούν ειρηνικά.

2.2 Αστέρες νετρονίων

Ας υποθέσουμε ότι υπάρχει μια φυσική διεργασία που αγωνίζεται να συμπιέσει τον πυρήνα ενός άστρου και πέρα από τις συχνότητες που αντιστοιχούν σε λευκούς νάνους ($M > M_{Ch}$). Τότε ο πυρήνας ενός άστρου με $M > M_{Ch}$ θα περιμέναμε να έχει μηδενική ακτίνα, άρα και μηδενικό συνολικό όγκο.

Σε αυτήν την εικόνα συνεχούς συρρίκνωσης, έρχεται κάποια στιγμή όπου σχεδόν όλα τα ηλεκτρόνια εξαναγκάζονται να ενωθούν με τα πρωτόνια στους πυρήνες των ατόμων και να σχηματίσουν νετρόνια. Η ύλη που σχηματίζεται, και απαρτίζεται αποκλειστικά από νετρόνια, αποτελεί ένα άστρο νετρονίων.

Για να απλοποιήσουμε τη θεωρία θα υποθέσουμε ότι τα νετρόνια είναι ελεύθερα σωματίδια που συμπεριφέρονται σαν τέλειο αέριο φερμιονίων. Αποδεικνύεται αναπτύσσοντας τη μη σχετικιστική περιγραφή της υδροστατικής ισορροπίας ότι ο αστέρας νετρονίων ικανοποιεί τη παρακάτω σχέση μάζας – ακτίνας:

$$R = 0,114 \cdot \frac{h^2}{G \cdot m_p^3} \cdot M^{-\frac{1}{3}}$$

Για $M = 1,4 M_{\odot}$, έχουμε ακτίνα $R = 1,5 \times 10^6 \text{ cm}$, δηλαδή ένας αστέρας νετρονίων δεν είναι μεγαλύτερος από μία μεγάλη πόλη.

Ας υπολογίσουμε την πυκνότητα αυτού του αστέρα:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{1,4 M_{\odot}}{\frac{4}{3} \pi R^3} = 2 \times 10^{14} \text{ gr} \cdot \text{cm}^{-3}$$

Αντίστοιχα η πυκνότητα ενός μοναχικού νετρονίου μάζας $1,7 \times 10^{-24} \text{ gr}$ και ακτίνας $R = 10^{-13} \text{ cm}$ βλέπουμε ότι κάνει $\rho \sim 4 \times 10^{14} \text{ gr} \cdot \text{cm}^{-3}$.

Το γεγονός ότι η μέση πυκνότητα του υποθετικού άστρου νετρονίων που πήραμε, βγαίνει περίπου ίση με εκείνη ενός μεμονωμένου νετρονίου, δείχνει πως τα νετρόνια μέσα σ’ έναν αστέρα νετρονίων είναι τόσο καλά πακεταρισμένα ώστε σχεδόν ν’ ακουμπούν μεταξύ τους. Σε αυτές τις συνθήκες, πυρηνικών πυκνοτήτων δεν πρέπει να αγνοήσουμε το ρόλο των ισχυρών πυρηνικών δυνάμεων μεταξύ των νετρονίων. Κατά κάποιον τρόπο, ένα άστρο νετρονίων είναι σαν ένας ατομικός πυρήνας, αν και παρουσιάζει δύο σημαντικές διαφορές από τους κοινούς πυρήνες. Πρώτον ο τρόπος συγκράτησης των νετρονίων είναι η δική του ιδιοβαρύτητα, και όχι οι ανταλλαγές μεσονίων. Και δεύτερον το “ατομικό βάρος” του A είναι 10^{57} περίπου, αντί το 10^2 που χαρακτηρίζει ακόμη και τους βαρύτερους πυρήνες που συναντάμε στη Γη.

Ένας αστέρας νετρονίων είναι μόλις λίγο μεγαλύτερος από ένα βουνό, αν και έχει μάζα περίπου όση και ο Ήλιος. Για να καταλάβουμε πόσο μεγάλη είναι η ένταση του βαρυτικού πεδίου ενός αστέρα νετρονίων θα μπορούσαμε να πούμε ότι, η ενέργεια που θα ξοδεύαμε για να ανεβούμε μόλις 1 cm σε ένα αστέρα νετρονίων, αντιστοιχεί σε ενέργεια που θα

Ξοδεύαμε για να ανεβοκατεβούμε στην κορυφή του Έβερεστ εκατό χιλιάδες φορές! Η μεγάλη ένταση του βαρυτικού πεδίου ενός αστέρα νετρονίων αποδεικνύεται επίσης υπολογίζοντας την ταχύτητα διαφυγής ενός πυραύλου μάζας m από την επιφάνεια του:

$$\frac{1}{2} \cdot m \cdot u_e^2 + \left(-\frac{G \cdot M \cdot m}{R} \right) = 0 \Rightarrow u_e = \sqrt{\frac{2 \cdot G \cdot M \cdot m}{R}}$$

για $M = 1,4 M_{\odot}$ και $R = 1,5 \times 10^6 \text{ cm}$

Επομένως: $u_e = 1,6 \times 10^6 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1} \sim \frac{c}{2}$

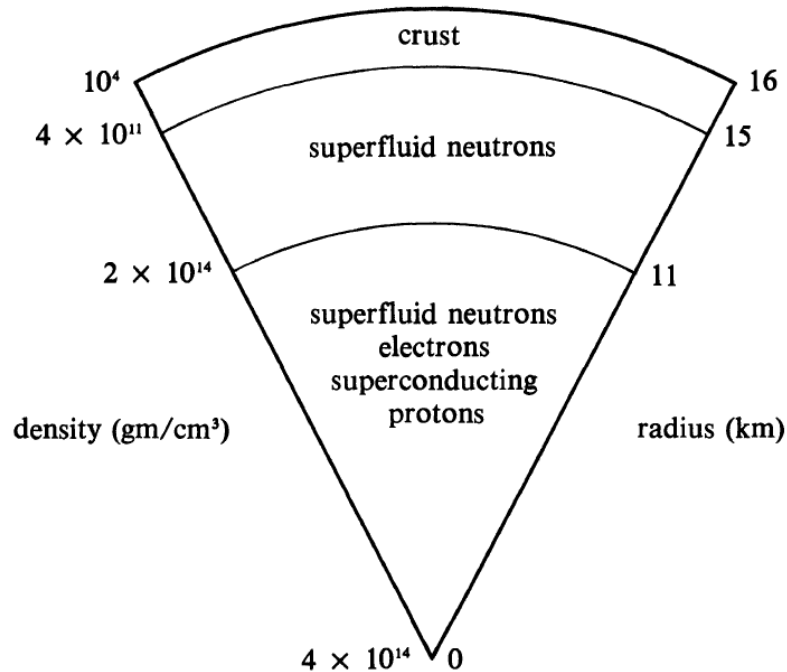
Προφανώς κανένας συμβατικός πύραυλος δεν θα μπορούσε να ξεφύγει από την έλξη του.

Η ισχυρή βαρύτητα λοιπόν ενός αστέρα νετρονίων είναι που έχει καταφέρει να συνθλίψει σχεδόν όλα τα ελεύθερα ηλεκτρόνια του μέσα στους πυρήνες των ατόμων, εξαναγκάζοντας τα να συνδεθούν με τα πρωτόνια και να σχηματίσουν νετρόνια. Γι’ αυτόν ακριβώς το λόγο το “ατομικό βάρος” A του αστέρα νετρονίων είναι τόσο μεγαλύτερο από τον “ατομικό αριθμό” Z (όπου $Z = 0$ αν ο αστέρας νετρονίων είναι ηλεκτρικά ουδέτερος).

Εξαιτίας των μεγάλων πυρηνικών πυκνοτήτων και του τεράστιου βαρυτικού πεδίου των αστέρων νετρονίων, κάθε σοβαρή μελέτη της δομής τους πρέπει να συνυπολογίσει τις πυρηνικές αλληλεπιδράσεις των νετρονίων και τις σχετικιστικές διορθώσεις (του Einstein) στη νευτώνεια θεωρία.

Τα σύγχρονα μοντέλα αστέρων νετρονίων δέχονται πως τα άστρα έχουν στερεούς εξωτερικούς φλοιούς που συνίσταται κυρίως από βαρείς πυρήνες (π.χ. σίδηρου) και ηλεκτρόνια (**Εικόνα 2.1**). Στο στρώμα εσωτερικά του φλοιού, η ύλη απαρτίζεται κυρίως από νετρόνια, αν και περιμένουμε και μερικά πρωτόνια και ηλεκτρόνια. Και τέλος αρκετά βαθιά στο εσωτερικό του, η πυκνότητα των νετρονίων πιθανότατα είναι αρκετά μεγάλη ώστε να σχηματιστεί ένα υπερρευστό. Επειδή τα νετρόνια είναι φερμιόνια δεν συμμετέχουν στο φαινόμενο της “συμπύκνωσης Bose”. Παρόλα αυτά είναι δυνατό μερικά νετρόνια να σχηματίσουν “ζεύγη” ακριβώς όμοια με τα ζεύγη ηλεκτρονίων που ανακάλυψαν οι Bardeen, Cooper, και Schrieffer και τα οποία εξηγούν το φαινόμενο της υπεραγωγιμότητας.

Πολλοί μάλιστα πιστεύουν ότι πολύ βαθιά μέσα στους αστέρες νετρονίων η ύλη είναι υπερρευστή και υπεραγώγιμη.



Εικόνα 2.1 Ένα πιθανό μοντέλο αστέρα νετρονίων μάζας $1,3 M_{\odot}$. Πιθανότατα ο στερεός φλοιός και το υπέρρευστο εσωτερικό του άστρου παίζουν κάποιο ρόλο στο φαινόμενο των “διολισθήσεων” στους πάσσαρς. Τυχαία ρήγματα ή ολισθήματα του φλοιού πιθανότατα δημιουργούν σεισμούς στο άστρο νετρονίων. Η μεταβολή του ρυθμού περιστροφής γύρω από τον άξονα περιορίζεται από τη στροφορμή των νετρονίων, που είναι κβαντισμένη στην υπέρρευστη κατάσταση. Λόγω αυτής της κβάντωσης τα νετρόνια είναι, κατά κάποιο τρόπο, καρφωμένα μέσα στην κανονική ύλη.

Έχουν και οι αστέρες νετρονίων κάποια μέγιστη δυνατή μάζα όπως το όριο Chandrasekhar των λευκών νάνων, αλλά ο αριθμητικός προσδιορισμός της τιμής αυτής της οριακής μάζας είναι αρκετά αβέβαιος. Παρ’ όλα αυτά υπάρχουν βασίμα θεωρητικά επιχειρήματα που πείθουν ότι, ανεξάρτητα το πόσο απωστικές γίνονται οι πυρηνικές δυνάμεις στις υπέρπυκνες καταστάσεις, δεν θα καταφέρουν να υπερκεράσουν τη βαρύτητα όταν η συνολική μάζα του άστρου είναι αρκετά μεγάλη. Αυτό οφείλεται σε δύο λόγους:

- Πρώτον, η ειδική θεωρία της σχετικότητας θέτει ανώτατα όρια στο πόσο δύσκαμπτη μπορεί να γίνει ύλη. Η δυσκαμψία της ύλης μετριέται από το ρυθμό που μεγαλώνει η πίεση όταν αυξάνεται η πυκνότητα, έτσι ώστε να αντιστέκεται σε περαιτέρω συμπίεσεις της. Όμως ο ρυθμός μεταβολής της πίεσης με την αύξηση της πυκνότητας συνδέεται άμεσα με την

ταχύτητα του ήχου στο υλικό αυτό. Άρα η ύλη δεν μπορεί να γίνει τόσο πολύ δύσκαμπτη ώστε η ταχύτητα του ήχου στο υλικό να ξεπεράσει την ταχύτητα του φωτός. Αυτή ακριβώς η παρατήρηση θέτει ένα ανώτατο όριο στο πόσο απωστικές μπορεί να γίνουν οι πυρηνικές δυνάμεις σε υπέρπυκνες καταστάσεις.

- Δεύτερον, απαιτείται ενέργεια για να αναπτυχθούν οι απωστικές δυνάμεις. Στη γενική θεωρία της σχετικότητας η ενέργεια, όπως ακριβώς και η μάζα, συνεισφέρει θετικά στην έλξη λόγω βαρύτητας. Έτσι όσο περισσότερο προσπαθεί η ύλη να αντισταθεί στη βαρύτητα (που η ίδια δημιουργεί), τόσο αυξάνει και η έλξη της βαρύτητας επάνω της. Για αρκετά μεγάλες πυκνότητες λοιπόν, η ελκτική βαρύτητα δε νικιέται με τίποτα.

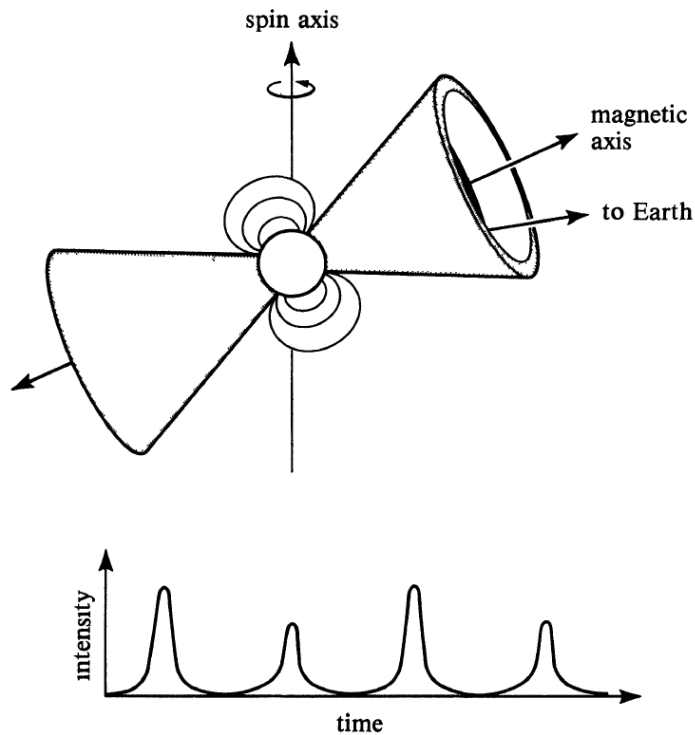
Στηριζόμενοι στα παραπάνω και σε μερικά ακόμη γενικά θεωρητικά επιχειρήματα, οι Rhoades και Ruffini προσδιόρισαν ένα σίγουρο ανώτατο όριο για τη μάζα των αστέρων νετρονίων, που είναι περίπου τρεις ηλιακές μάζες. Σε μια συγκέντρωση νετρονίων μεγαλύτερη από $3M_{\odot}$, η βαρύτητα κυριολεκτικά θα συνθλίψει τα νετρόνια σε κατάσταση άπειρης πυκνότητας. Η ύπαρξη αυτής της ανώμαλης κατάστασης, αναφέρεται στις μελανές οπές και δείχνει ότι είναι δυνατόν να μηδενιστούν σε όγκο οι πυρήνες των ατόμων. Είναι ανθρώπινο να αρχίζει κανείς να αναρωτιέται μήπως σε τόσο ανώμαλες συνθήκες χάνει το νόημα της η φυσική που ξέρουμε.

2.2.1 Πάλσαρς

Την ύπαρξη των αστέρων νετρονίων την υπέθεσαν πρώτοι οι Baade και Zwicky, και την απέδειξαν μετά από υπολογισμούς ο Landau και οι Oppenheimer και Volkoff. Πρώτοι όμως οι ραδιοαστρονόμοι ανακάλυψαν ουράνια αντικείμενα με ιδιότητες σαν και αυτές των αστέρων νετρονίων. Το 1967 η Bell και ο Hewish παρατήρησαν ορισμένες ραδιοπηγές που πάλλονταν ακολουθώντας κάποια κανονικότητα, και που τελικά επικράτησε να λέγονται **πάλσαρς**.

Ακολούθησαν πολλές έρευνες και τελικά έγινε αποδεκτή από την επιστημονική κοινότητα η πρότασή του Gold πως οι πάλσαρς είναι μαγνητισμένοι αστέρες νετρονίων που περιστρέφονται γύρω από τον άξονά τους. Ένα τέτοιο ουράνιο σώμα μπορεί γενικά να εκπέμπει μια περιστρεφόμενη δέσμη φωτονίων. Η δέσμη σαρώνει το χώρο (**Εικόνα 2.2**), και αν κάποιος τύχει να βρεθεί στο δρόμο της θα παρατηρήσει μια σειρά παλμών σε

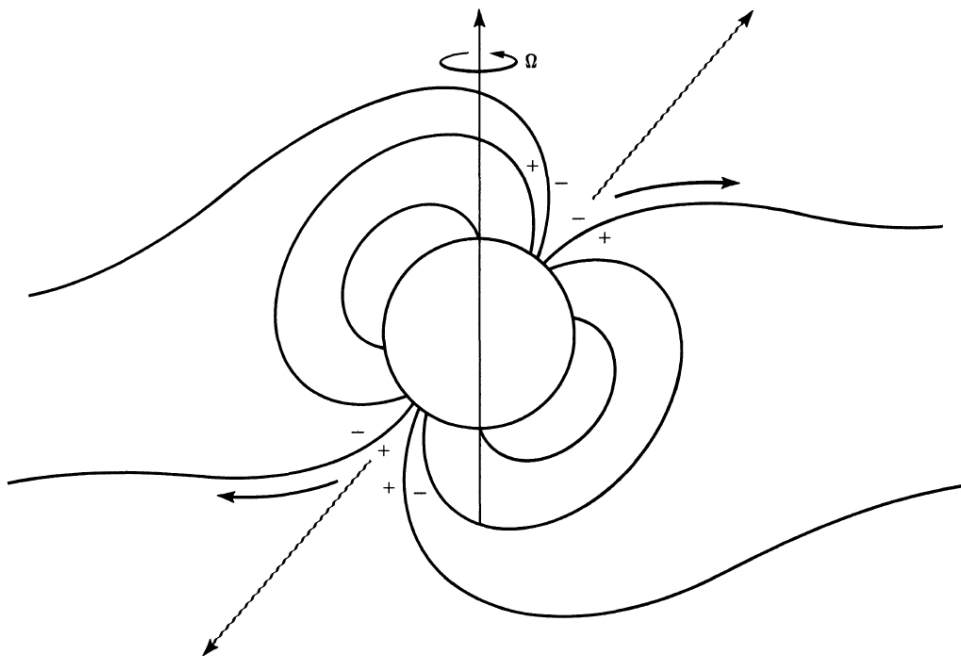
κανονικά χρονικά διαστήματα. Το φαινόμενο είναι παρόμοιο με ότι συμβαίνει σε ένα φάρο, με μόνη διαφορά ότι η δέσμη της ακτινοβολίας που σαρώνει το χώρο εντοπίζεται μόνο στην επιφάνεια του κώνου, και όχι στο εσωτερικό του, και το γεγονός ότι η λήψη του σήματος που ξεκινά από τις δύο μεριές του κώνου οδηγεί στη διαδοχική παρατήρηση ενός “κυρίου” και ενός “ενδιάμεσου” παλμού.



Εικόνα 2.2 α) Το μοντέλο του φάρου που δέχεται ότι οι πάλσαρς είναι μαγνητισμένοι περιστρεφόμενοι αστέρες νετρονίων. Καθώς ο (κούφιος) κώνος σαρώνει τη γραμμή παρατήρησης του ραδιοαστρονόμου, η μια πλευρά του δημιουργεί τον μεγαλύτερο, δηλαδή τον κύριο, παλμό και η άλλη τον μικρότερο, δηλαδή τον ενδιάμεσο παλμό. β) Ο πάλσαρ του νεφελώματος του Καρκίνου ακτινοβολεί και στα οπτικά μήκη κύματος. Έτσι είναι δυνατό να φωτογραφηθεί στο μέγιστο και στο ελάχιστο της λαμπρότητας του.

Ο προσδιορισμός του μηχανισμού ακτινοβολίας των πάλσαρς έχει προκαλέσει πολλές συζητήσεις και αμφισβητήσεις. Ένα σημαντικό βήμα έγινε το 1969 από τους Goldreich και Julian, που έδειξαν πως από τον συνδυασμό της ταχείας περιστροφής και των ισχυρών μαγνητικών πεδίων πρέπει να επάγονται, σύμφωνα με τις εξισώσεις του Maxwell, πολύ ισχυρά ηλεκτρικά πεδία πολύ κοντά στην επιφάνεια του αστέρα νετρονίων. Αυτά τα ηλεκτρικά πεδία εξαναγκάζουν τα ηλεκτρικά φορτία να απομακρύνονται από την επιφάνεια

του άστρου. Η γενική εικόνα είναι ότι τα φορτισμένα σωματίδια φεύγουν από τους μαγνητικούς πόλους του αστέρα νετρονίων σχεδόν παράλληλα προς τις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου (**Εικόνα 2.3**). Τα φορτισμένα σωματίδια επιταχύνονται, προσπαθώντας να ακολουθήσουν τις καμπυλωμένες δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου, και συνεπώς ακτινοβολούν. Οι μεγάλες πυκνότητες και οι υψηλές ενέργειες του αναπτυσσόμενου πεδίου ακτινοβολίας είναι δυνατόν να οδηγήσουν και στο σχηματισμό “πλάσματος ζευγών” στο χώρο γύρω από τον αστέρα, όπου ζεύγη ηλεκτρονίων - ποζιτρονίων δημιουργούνται και εξαπλώνονται σε μεγάλες ποσότητες. Οι αστρονόμοι που κάνουν παρατηρήσεις στην περιοχή των ακτινών γ ελπίζουν ότι σύντομα θα ανιχνεύσουν τα φωτόνια που παράγονται σ’ αυτές της εξαυλώσεις. Έτσι θα ελέγξουμε την ορθότητα των μοντέλων για τους αστέρες νετρονίων.

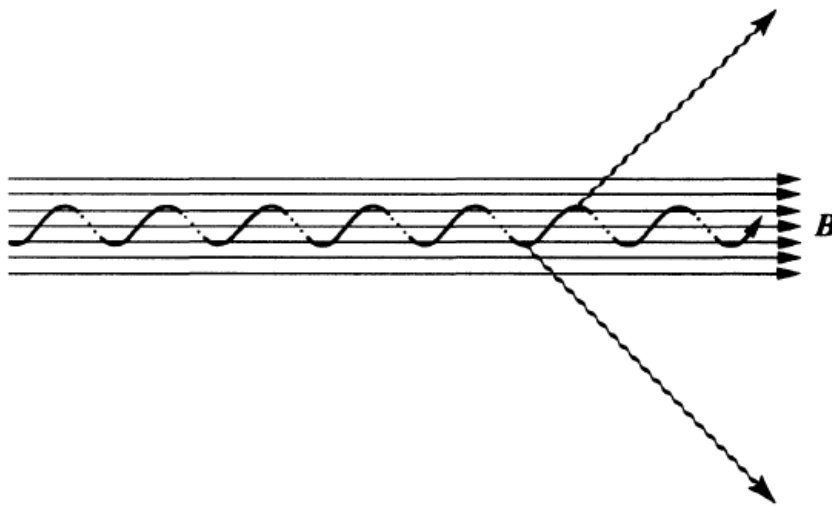


Εικόνα 2.3 Η γενικά παραδεκτή μορφή της μαγνητόσφαιρας στους πάλσαρς και ο μηχανισμός της ακτινοβολίας.

Αν και οι αστροφυσικοί δεν έχουν κατανοήσει ακόμα με λεπτομέρεια τις διεργασίες που παράγουν το παρατηρούμενο φάσμα των πάλσαρς, και την κωνική μορφή του, η ποσότητα της ακτινοβολούμενης ενέργειας είναι κατανοητή σε ικανοποιητικό βαθμό. Σε αυτό βοήθησαν οι παρατηρήσεις του πάλσαρ στο νεφέλωμα του Καρκίνου, στον αστερισμό του Ταύρου. Στο κέντρο του νεφελώματος του Καρκίνου, στον αστερισμό του Ταύρου,

βρίσκεται ο ομώνυμος πάλσαρ. Το νεφέλωμα του Καρκίνου είναι ένα νέφος αστρικών αερίων που βρίσκεται στο ίδιο ακριβώς σημείο του ουρανού όπου παρατηρήθηκε μια γιγαντιαία αστρική έκρηξη το 1054, που την κατέγραψαν Κινέζοι αστρονόμοι. Άρα το νεφέλωμα του Καρκίνου είναι πιθανότατα το κατάλοιπο μιας ιστορικά αποδεδειγμένης έκρηξης σουπερνόβα και γι’ αυτό έχει μελετηθεί λεπτομερώς από σύγχρονους αστρονόμους.

Ένα αίνιγμα που παρέμεινε αναπάντητο από όλους τους ερευνητές είναι ότι το διάχυτο μέρος του νεφελώματος του Καρκίνου, σε αντιδιαστολή με το νηματοειδές, ακτινοβολούσε με ένα απόκοσμο φως, που όπως διαπίστωσε ο Shklovskii, επρόκειτο για ακτινοβολία σύγχροτρον. Αυτό το είδος της ακτινοβολίας εκπέμπεται από ηλεκτρόνια που περιστρέφονται με μεγάλες ταχύτητες γύρω από δυναμικές γραμμές μαγνητικών πεδίων (Εικόνα 2.4).



Εικόνα 2.4 Η ακτινοβολία σύγχροτρον. Ένα σχετικιστικό ηλεκτρόνιο με φορτίο $-e$ κινείται με ταχύτητα \vec{v} μέσα στο μαγνητικό πεδίο \vec{B} , παρακλίνει από την τροχιά του εξαιτίας της δύναμης $-e \left(\frac{\vec{v}}{c}\right) \times \vec{B}$, και ακολουθεί σπειροειδή τροχιά γύρω από τις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου. Η επιτάχυνση αναγκάζει τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια να ακτινοβολούν φωτόνια (μηχανισμός σύγχροτρον), που διαδίδονται κυρίως κατά τη στιγμιαία διεύθυνση της κίνησης του ηλεκτρονίου.

Ακτινοβολία σύγχροτρον παράγεται όταν ένα σχετικιστικό ηλεκτρόνιο με φορτίο $-e$ κινείται με ταχύτητα \vec{v} μέσα στο μαγνητικό πεδίο \vec{B} και παρεκκλίνει από την τροχιά του εξαιτίας της δύναμης $-e \left(\frac{\vec{v}}{c}\right) \times \vec{B}$, και ακολουθεί σπειροειδή τροχιά γύρω από τις δυναμικές

γραμμές του μαγνητικού πεδίου. Η επιτάχυνση αναγκάζει τα σχετικιστικά ηλεκτρόνια να ακτινοβολούν φωτόνια (μηχανισμός σύγχροτρον), που διαδίδονται κυρίως κατά τη στιγμιαία διεύθυνση της κίνησης του ηλεκτρονίου. Η ακτινοβολία σύγχροτρον αναφέρεται πολλές φορές και ως “μη θερμική ακτινοβολία”.

Η ολική ισχύς που απαιτείται για να εξηγήσει την επιτάχυνση της διαστολής του ίδιου του νεφελώματος και το ολικό ηλεκτρομαγνητικό φάσμα του, από τις ραδιοσυχνότητες ως τις ακτίνες X, είναι περίπου $3 \times 10^8 \text{ erg} \cdot \text{sec}^{-1}$. Ο αριθμός αυτός αντιπροσωπεύει μια τεράστια λαμπρότητα. Επιπλέον η ενέργεια που εκλύεται από το νεφέλωμα του Καρκίνου είναι αρκετά σε υψηλής ποιότητας, δηλαδή χαμηλής εντροπίας. Από την ανακάλυψη του πάλσαρ του νεφελώματος του Καρκίνου, παρατηρήθηκε ότι τα ραδιοκύματα που παίρνουμε φτάνουν σε εμάς σε χρονικά διαστήματα που διαρκώς αυξάνουν, ανεπαίσθητα αλλά συστηματικά. Αν δεχτούμε ότι η συχνότητα που καθορίζει τους παλμούς είναι η περιστροφή του αστέρα νετρονίων, βγαίνει αμέσως στο συμπέρασμα πως η περιστροφική του κίνηση πρέπει να επιβραδύνεται διαρκώς.

2.3 Μελανές οπές

Είδαμε πως η ταχύτητα διαφυγής από την επιφάνεια ενός αστέρα νετρονίων είναι ένα πολύ σημαντικό ποσοστό της ταχύτητας του φωτός. Ας υπολογίσουμε τώρα πόση θα έπρεπε να είναι η ακτίνα R μιας σφαιρικής μάζας M ώστε η ταχύτητα διαφυγής από την επιφάνεια της να ισούται με την ταχύτητα του φωτός.

$$u_e = \sqrt{\frac{2 \cdot G \cdot M \cdot m}{R}} \xrightarrow{u_e=c} R_{Sch} = \frac{2 \cdot G \cdot M}{c^2}$$

Η παραπάνω ποσότητα ονομάζεται **ακτίνα Schwartzschild**. Κάθε αντικείμενο που η ακτίνα του R είναι μικρότερη της αντίστοιχης για τη μάζα του ακτίνας Schwartzschild, είναι καταδικασμένο να συρρικνωθεί σε ένα σημείο, εκτός αν υπάρχουν φαινόμενα της κβαντικής φυσικής που οδηγούν σε αντίθετο συμπέρασμα. Καμιά γνωστή δύναμη στη φύση δεν μπορεί να αντισταθεί στην κατάρρευση αυτή, που τελικά οδηγεί στο σχηματισμό μιας ανωμαλίας άπειρης πυκνότητας.

Αφού η ακτίνα Schwarzschild μεγαλώνει γραμμικά με τη μάζα M , συμπεραίνουμε ότι για αστρικές μάζες οι μελανές οπές είναι μόλις μερικές φορές μικρότερες από τους αντίστοιχους αστέρες νετρονίων.

Στηριζόμενη στην ανάλυση του Schwarzschild μπορούμε να αποδείξουμε ότι κάθε φωτόνιο, που ξεκινά με μήκος κύματος λ_0 από ένα σημείο σε απόσταση R από το κέντρο μιας σφαιρικής μάζας M , θα έχει μεγαλύτερο μήκος κύματος λ όταν φτάσει στο άπειρο. Η σχέση αυτή των δύο μηκών κύματος δίνεται από τον τύπο της μετατόπισης προς το ερυθρό λόγω βαρύτητας:

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \left(1 - \frac{2 \cdot G \cdot M}{c^2 \cdot r}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

Παρατηρούμε ότι για $r = R_{Sch} = \frac{2 \cdot G \cdot M}{c^2}$, ο τύπος προβλέπει πως το φωτόνιο θα εξασθενήσει τόσο πολύ ώστε να έχει άπειρο μήκος κύματος και συνεπώς μηδενική ενέργεια $\frac{h \cdot c}{\lambda}$. Με άλλα λόγια, όταν ένα σώμα έχει ακτίνα μικρότερη της ακτίνας Schwarzschild που αντιστοιχεί στη μάζα του, όλα τα φωτόνια που προσπαθούν να ξεφύγουν από την επιφάνεια του θα “εξαφανιστούν λόγω ερυθρής μετατόπισης” πολύ πριν φτάσουν στο άπειρο. Αυτή είναι και η ουσιαστικότερη φυσική σημασία της ακτίνας Schwarzschild.

Η καινοτομία ουσιαστικά της θεωρίας της σχετικότητας είναι πως πρέπει πια να θεωρούμε το χωροχρόνο, και όχι το χώρο και το χρόνο χωριστά, ως ενιαία γεωμετρική οντότητα.

Στη γειτονιά μιας μελανής οπής ο χωροχρόνος είναι πολύ παραμορφωμένος, πολύ καμπυλωμένος, συγκρινόμενος με τον επίπεδο χωροχρόνο της ειδικής θεωρίας της σχετικότητας. Αν θέλουμε μάλιστα να είμαστε απόλυτα ακριβείς, δεν πρέπει καν να θεωρούμε την ποσότητα $\frac{2 \cdot G \cdot M}{c^2}$ ως “ακτίνα” της μελανής οπής, επειδή δεν υπάρχει κανένας τρόπος να τη μετρήσουμε κάνοντας για παράδειγμα κάποιο πείραμα.

Αν δοκιμάζαμε να απλώσουμε μια μεζούρα κατά μήκος μιας “διαμέτρου” της μελανής οπής, η τελευταία θα κατάπιε την μεζούρα. Αν δοκιμάζαμε να στείλουμε φωτεινά σήματα κατά μήκος της μελανής οπής, ώστε να ανακλαστούν από έναν καθρέπτη στο άλλο άκρο της και να μετρήσουμε το χρόνο που χρειάστηκε το φως, τα φωτόνια θα έπεφταν μέσα στη

μελανή οπή και δεν θα έφταναν ποτέ στο άλλο της άκρο. Κάθε είδους τέτοιας προσπάθειας για να μετρήσουμε την “ακτίνα” μια μελανής οπής είναι καταδικασμένος σε αποτυχία.

Αυτό που σίγουρα μπορούμε να μετρήσουμε είναι το μήκος της περιφέρειας ενός μεγίστου κύκλου του **οριζοντα γεγονότων**. Ο οριζοντας γεγονότων είναι εκείνη η επιφάνεια από την οποία φωτόνια εκπεμπόμενα προς τα έξω μόλις θα κατάφερναν να ξεφύγουν και να φτάσουν στο άπειρο. Αν ήμασταν δεμένοι από ένα σκοινί θα μπορούσαμε να φανταστούμε (σκεπτόμενοι οριακά) τον εαυτό μας να περπατά γύρω γύρω από το σφαιρικά συμμετρικό οριζοντα γεγονότων της μελανής οπής, και έτσι θα μετρούσαμε την περιφέρεια του. Μια τέτοια μέτρηση θα έδινε ως μήκος περιφέρειας περίπου $\frac{4\pi \cdot G \cdot M}{c^2}$ όπου M η μάζα που θα υπολογίζαμε βάσει του νόμου του Νεύτωνα από την κίνηση ενός μικρού σώματος που στρέφεται γύρω από την μελανή οπή σε πολύ μεγάλη απόσταση. Κατόπιν θεωρώντας πως η περιφέρεια $\frac{4\pi \cdot G \cdot M}{c^2}$ ισούται με $2\pi \cdot R_{Sch}$ θα βρίσκαμε ξανά $R_{Sch} = \frac{2 \cdot G \cdot M}{c^2}$.

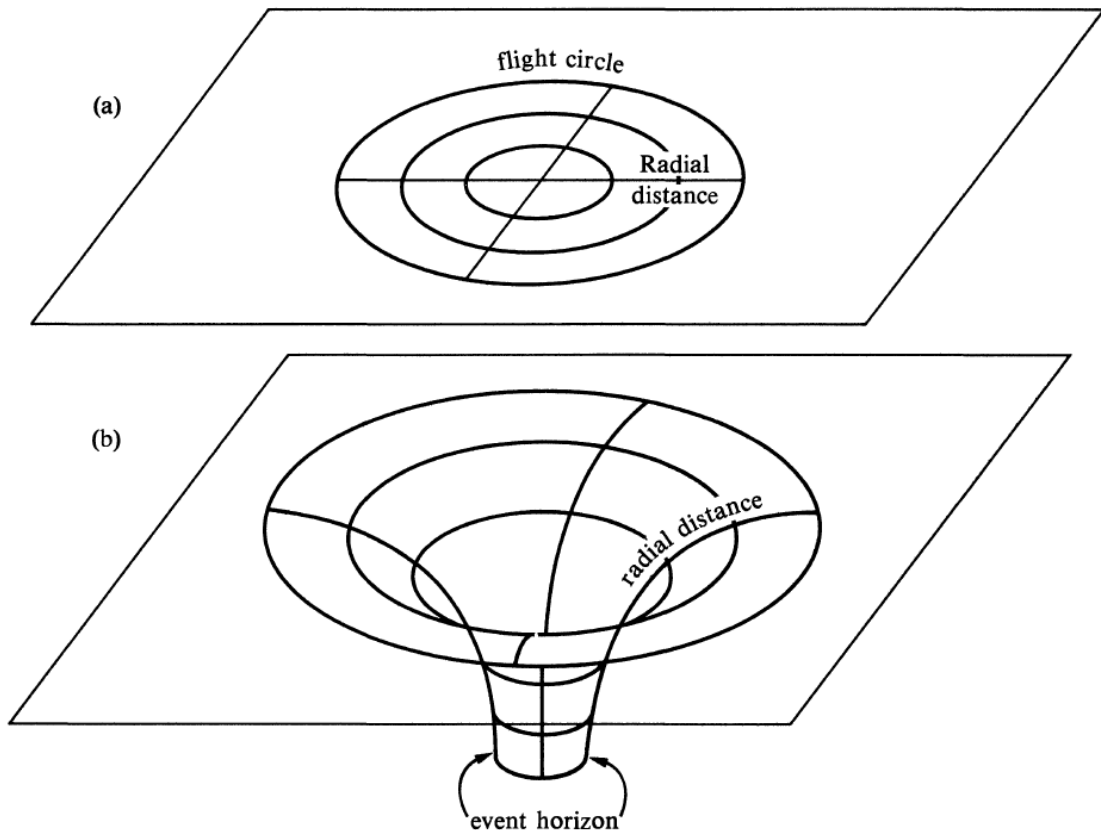
Παρόμοια θα μπορούσαμε να φανταστούμε πως ρίχνουμε κομματάκια χαρτιού μιλιμετρέ στον οριζοντα και μετρούμε πόσα χαρτάκια χρειάστηκαν για να καλύψουμε πλήρως, χωρίς επικαλύψεις. Με τον τρόπο αυτό θα καλύπταμε το εμβαδόν του οριζοντα και θα βρίσκαμε $\frac{16\pi^2 \cdot G^2 \cdot M^2}{c^4}$, δηλαδή $4\pi \cdot R_{Sch}^2$.

Το ότι ξαναβρίσκουμε τις γνωστές Ευκλείδειες σχέσεις για την περιφέρεια του κύκλου και το εμβαδόν μιας σφαιρικής επιφάνειας οφείλεται στη σφαιρική συμμετρία του σχήματος. Απεναντίας η ακτινική διεύθυνση παραμορφώνεται συγκριτικά με τις συνθήκες με τις συνήθεις γεωμετρικές αντιλήψεις μας.

Το ισχυρό βαρυτικό πεδίο μιας μελανής οπής διαστρεβλώνει τις χωρικές αποστάσεις τριγύρω της. Δηλαδή 1/100 κοντά στο κέντρο της μελανής οπής παριστάνει διαφορετική απόσταση από ότι 1/100 μακριά από αυτήν. Με άλλα λόγια καθώς πλησιάζουμε μια μελανή οπή αλλάζει συνεχώς η κλίμακα των αποστάσεων.

Άρα για να μετρήσουμε κάποιο μήκος περιφέρειας κύκλου πρέπει να προχωρήσουμε ακτινικά προς τη μελανή οπή πολύ περισσότερο από όσο θα χρειαζόταν να πλησιάσουμε αν η γεωμετρία ήταν Ευκλείδεια. Οι διαφορές από την Ευκλείδεια γεωμετρία, που είναι ανεπαίσθητες σε μεγάλη απόσταση από τη μελανή οπή, γίνονται τεράστιες κοντά στον

ορίζοντα των γεγονότων (Εικόνα 2.5). Λεπτομερής ανάλυση της γεωμετρίας δείχνει ότι για κάποιον που ζει έξω από τη μελανή οπή, η έννοια του χώρου τελειώνει στον ορίζοντα γεγονότων, επειδή η σωστή καμπυλότητα που περιγράφει τη βαρύτητα της μελανής οπής είναι η καμπυλότητα του χωροχρόνου και όχι μόνο του χώρου. Ο χώρος και ο χρόνος εναλλάσσουν τους ρόλους τους καθώς διαπερνούμε τον ορίζοντα γεγονότων.



Εικόνα 2.5 Κυκλικές τροχιές κοντά στον ορίζοντα μιας μελανής οπής (a) σε ευκλείδεια γεωμετρία και (b) σε μη ευκλείδεια γεωμετρία. Στη δεύτερη περίπτωση είμαστε υποχρεωμένοι να διανύσουμε μεγαλύτερη απόσταση προς το κέντρο απ’ ότι στην πρώτη, ώστε να βρούμε το ίδιο μήκος περιφέρειας μιας κυκλικής τροχιάς. Η ακτινική απόσταση υποδηλώνεται στο σχήμα και στις δύο περιπτώσεις. Για μεγάλες αποστάσεις από τον ορίζοντα (που δεν φαίνονται στο σχήμα) η καμπυλότητα του δισδιάστατου χώρου γίνεται ανεπαίσθητη και οι κύκλοι στις περιπτώσεις (a) και (b) έχουν σχεδόν την ίδια γεωμετρία.

Το εμβαδόν του ορίζοντα μιας μελανής οπής (που δεν περιστρέφεται) είναι ανάλογο προς το τετράγωνο της μάζας M . Σύμφωνα με την κλασική θεωρία, η ύλη (ή ισοδύναμα η ενέργεια) μπορεί μόνο να πέσει μέσα στη μελανή οπή, ενώ ποτέ δεν μπορεί να βγει απ’

αυτήν. Κατά συνέπεια, η μάζα μιας μη περιστρεφόμενης μελανής οπής δεν μπορεί με κανέναν τρόπο να μικρύνει, ενώ ενδέχεται να μεγαλώσει. Το ίδιο ακριβώς συμπέρασμα ισχύει και για τις περιστρεφόμενες μελανές οπές, αν αντικαταστήσουμε τη λέξη “μάζα” με την έκφραση “εμβαδόν της επιφάνειας του ορίζοντα”. Το σχετικό θεώρημα, που το διατύπωσε και το απέδειξε ο Stephen Hawking αναφέρεται ως δεύτερος νόμος των μελανών οπών.

“Σε κάθε φυσική διεργασία, το εμβαδόν της επιφάνειας του ορίζοντα μιας μελανής οπής πάντοτε αυξάνει, ή στην καλύτερη περίπτωση παραμένει σταθερό. Το εμβαδόν δεν ελαττώνεται ποτέ (όσο αγνοούμε κβαντικά φαινόμενα)”.

Η διατύπωση του παραπάνω θεωρήματος μιμείται εσκεμμένα τη διατύπωση του δεύτερου νόμου της θερμοδυναμικής, σύμφωνα με τον οποίο η εντροπία πάντοτε αυξάνεται και ουδέποτε μειώνεται. Οι Bardeen, Carter, Hawking και Penrose έχουν επίσης αποδείξει και θεωρήματα που αντιστοιχούν στο μηδενικό, στον πρώτο, στον δεύτερο και στον τρίτο νόμο της θερμοδυναμικής που αναφέρονται ως μηδενικός, πρώτος, δεύτερος και τρίτος νόμος της μηχανικής των μελανών οπών.

Με οδηγό την αναλογία ανάμεσα στο δεύτερο νόμο της μηχανικής των μελανών οπών και τον δεύτερο νόμο της θερμοδυναμικής, ο Jacob Bekenstein πρότεινε το 1972 την ιδέα ότι το εμβαδόν της επιφάνειας του ορίζοντα μιας μελανής οπής είναι ανάλογο της εντροπίας του. Η τολμηρή πρόταση του, ότι δηλαδή η μελανή οπή συμπεριφέρεται σαν θερμοδυναμικό αντικείμενο, ήταν πράγματι επαναστατική και πιθανότατα τόσο σημαντική για τη φυσική όσο και οι αρχικές θερμοδυναμικές μελέτες των ιδιοτήτων της ακτινοβολίας μέλανος σώματος. Σημειώνεται ότι η μελανή οπή είναι το τελειότερο μέλαν σώμα, εφόσον απορροφά κάθε φωτόνιο που πέφτει σ’ αυτήν.

Για να ορίσει την εντροπία μιας μελανής οπής ο Bekenstein βασίστηκε στο θεώρημα ότι “μια μελανή οπή δεν έχει τρίχες”, που το είχαν αποδείξει και οι Carter, Hawking, Israel και Robinson. Όταν μετά τη βαρυτική κατάρρευση ενός άστρου, σχηματιστεί μια μελανή οπή και η κατάσταση ισορροπήσει, ένας εξωτερικός παρατηρητής μπορεί να προσδιορίσει τρία μόνο χαρακτηριστικά μεγέθη της: τη μάζα της, τη στροφορμή της (αν περιστρέφεται) και το ηλεκτρικό φορτίο της. Συνήθως περιμένουμε πως το φορτίο θα είναι μηδενικό, γιατί κάθε μελανή οπή μη μηδενικού φορτίου πολύ σύντομα θα προσέλκυε και θα απορροφούσε έναν

ίσο αριθμό αντίθετων ηλεκτρικών φορτίων. Κατά συνέπεια οι μόνες φυσικές ποσότητες που χαρακτηρίζουν ουσιαστικά μια μελανή οπή είναι η μάζα και η στροφορμή της. Όλες οι άλλες λεπτομέρειες (οι “τρίχες” δηλαδή) χάθηκαν κατά το στάδιο της βαρυτικής κατάρρευσης. Κατά την κατάρρευση λοιπόν λαμβάνει χώρα τρομακτική απώλεια πληροφορίας και, εφόσον η ποσότητα της πληροφορίας σχετίζεται με την αρνητική εντροπία του συστήματος, περιμένουμε ότι καταρχήν θα είναι δυνατόν να ορίσουμε την εντροπία μιας μελανής οπής.

Σύμφωνα με τις ιδέες της στατιστικής φυσικής ο Bekenstein πρότεινε πως η εντροπία της μελανής οπής είναι ανάλογη προς τον λογάριθμο του συνολικού αριθμού των κβαντικών μικροκαταστάσεων που είναι συμβιβαστές με τη συγκεκριμένη ολική μάζα και ολική στροφορμή της μελανής οπής. Ο συλλογισμός αυτός οδηγεί στο συμπέρασμα πως η εντροπία είναι ανάλογη προς το εμβαδόν του ορίζοντα της μελανής οπής.

Κατόπιν για να ορίσει τη θερμοκρασία μιας μελανής οπής, ο Bekenstein ξαναχρησιμοποίησε την αναλογία με τη θερμοδυναμική. Κατά τον μηδενικό νόμο της θερμοδυναμικής, η θερμοκρασία ενός σώματος σε θερμοδυναμική ισορροπία με το περιβάλλον του είναι σταθερή. Κατά τον μηδενικό νόμο της μηχανικής των μελανών οπών, η επιφανειακή ένταση της βαρύτητας στον ορίζοντα είναι σταθερή. Φαίνεται λοιπόν ότι η θερμοκρασία της μελανής οπής, είναι κάτι ανάλογο με την επιφανειακή ένταση της βαρύτητας της. Κατά τον πρώτο νόμο της θερμοδυναμικής το γινόμενο της θερμοκρασίας επί τη μεταβολή της εντροπίας ισούται με το ποσό της θερμότητας που προστίθεται στο σώμα και φυσικά η θερμότητα δεν είναι παρά κάποια μορφή ενέργειας. Αντίστοιχα κατά τον πρώτο νόμο της μηχανικής των μελανών οπών, το γινόμενο της επιφανειακής έντασης της βαρύτητας επί τη μεταβολή του εμβαδού της επιφάνειας του ορίζοντα ισούται με την ενέργεια που προστίθεται στη μελανή οπή.

Η ανάλυση του Bekenstein έδειξε πως η θερμοκρασία μιας μελανής οπής (πεπερασμένης μάζας) είναι μη μηδενική. Αυτό το αποτέλεσμα όμως οδηγεί σε ορισμένα παράδοξα συμπεράσματα επειδή ενώ οι τέσσερις νόμοι της μηχανικής των μελανών οπών αποδείχθηκαν βάσει της κλασικής φυσικής και της θεωρίας της σχετικότητας, οι προτάσεις του Bekenstein στηρίζονται της στην κβαντική θεωρία.

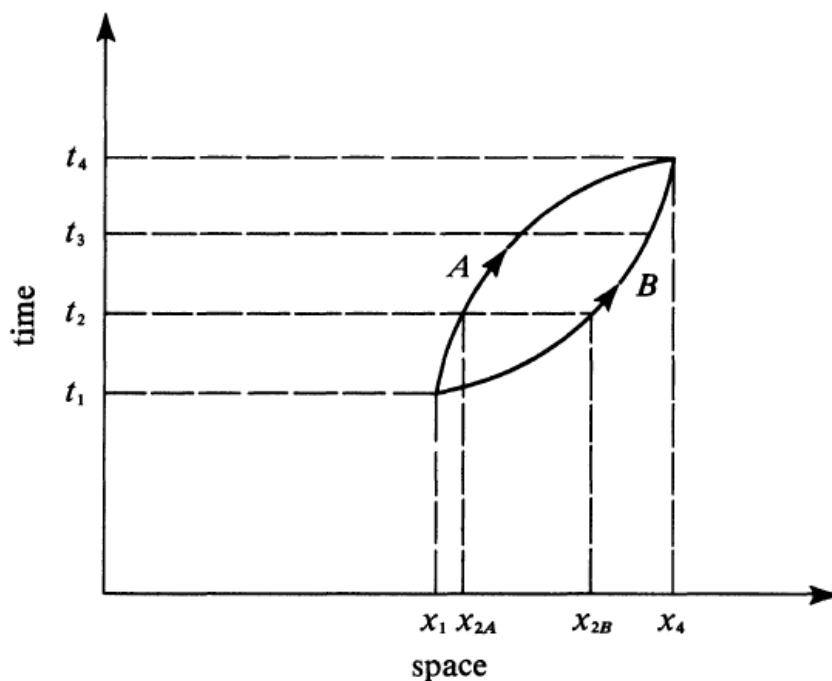
Για να δώσουμε ένα παράδειγμα ακόμα σύμφωνα με το νόμο του Planck, ευπαθές σώμα πεπερασμένης θερμοκρασίας πρέπει να εκπέμπει θερμική ακτινοβολία. Από την μεριά όμως της κλασικής θεωρίας, το μόνο που επιτρέπεται είναι να πέσει ύλη (ενέργεια) μέσα σε μια μελανή οπή, και όχι να φύγει από αυτήν. Στηριζόμενος σε αυτό το παράδοξο πρώτος ο Hawking, αποφάσισε να μελετήσει το κβαντικό φαινόμενο της δημιουργίας και εξαύλωσης σωματιδίων πολύ κοντά στον ορίζοντα μιας μελανής οπής.

Μία από τις θεμελιώδεις ιδέες της σχετικιστικής κβαντικής θεωρίας πεδίων είναι πως η κατάσταση του κενού (δηλαδή η θεμελιώδης κατάσταση) δεν είναι μια κατάσταση χωρίς τίποτε και χωρίς κανένα ενδιαφέρον. Αντίθετα, οι σύγχρονοι φυσικοί θεωρούν την κατάσταση του κενού ως μια πολύπλοκη κατάσταση που συμβαίνουν όλες οι “ιδεατές διεργασίες” της δημιουργίας και της καταστροφής ζευγών σωματιδίων-αντισωματιδίων. Αυτού του είδους τα σωματίδια και αντισωματίδια ονομάζονται “ιδεατά” γιατί, αν αποκτούσαν μόνιμη υπόσταση, θα παραβίαζαν τις αρχές της διατήρησης της ενέργειας και της ορμής. Παρόλα αυτά τα ιδεατά σωματίδια μπορούν να εμφανίζονται παροδικά, αρκεί να μην είναι τριγύρω για αρκετά μεγάλο χρονικό διάστημα ώστε να κινδυνεύουν να προλάβουμε να τα παρατηρήσουμε.

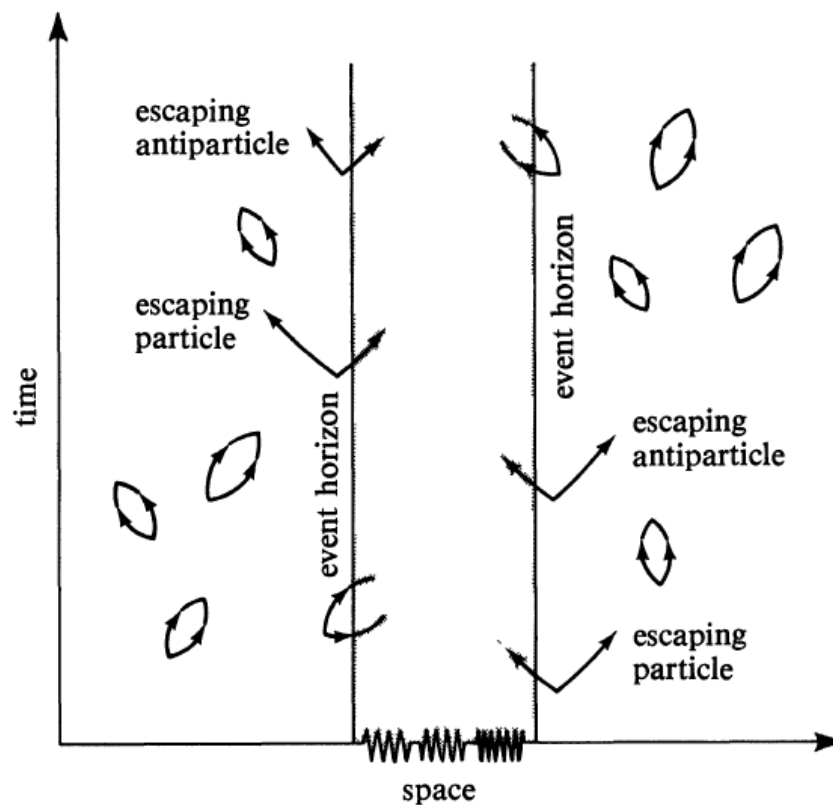
Κατά την αρχή της αβεβαιότητας του Heisenberg, στη μορφή της $(\Delta E) \cdot (\Delta t) \geq h$, η αυτόματη δημιουργία ενός ζεύγους σωματιδίου-αντισωματιδίου ενέργειας $\Delta E = 2m \cdot c^2$ θα μπορούσε να παρατηρηθεί μόνο εφόσον τα σωματίδια επιβιώνουν για ένα χρονικό διάστημα $\Delta t > \frac{h}{\Delta E}$. Αν η αυτόματη δημιουργία και εξαύλωση αυτών των ιδεατών οντοτήτων συμβαίνει σε χρονικό διάστημα μικρότερο του, τίποτα δεν πέφτει στην αντίληψή μας, ούτε καν κάποιος υπαινιγμός, για το φαινόμενο της συνεχούς διακύμανσης της κατάστασης του κενού (**Εικόνα 2.6**).

Εξαιτίας όμως της συνεχούς δημιουργίας και εξαύλωσης ζευγών ηλεκτρονίων- ποζιτρονίων στην κβαντική κατάσταση του κενού, το πραγματικό ηλεκτρόνιο έλκει προς αυτό τα ιδεατά ποζιτρόνια, ενώ συγχρόνως απωθεί η ιδεατά ηλεκτρόνια. Το νέφος των ποζιτρονίων που περιβάλλει το πραγματικό ηλεκτρόνιο έχει θετικό φορτίο. Αυτό το θετικό φορτίο εξαλείφει το περισσότερο από το “γυμνό” αρνητικό φορτίο του ηλεκτρονίου και τελικά παραμένει ένα πολύ μικρό φορτίο $-e$, αυτό που προσδιορίζουν όλες οι πειραματικές μετρήσεις, επειδή γίνονται πάντα (σχετικά) πολύ μακριά από το ίδιο το ηλεκτρόνιο. Αν μπορούσαμε να

κάνουμε μετρήσεις σε πολύ μικρότερες αποστάσεις, ώστε να διαπεραστούν μερικά από τα διαδοχικά στρώματα θωράκισης του ηλεκτρονίου θα βρίσκαμε, σε απόλυτη τιμή ακόμα μεγαλύτερο ηλεκτρικό φορτίο. Όλα αυτά συνεπάγονται μια σημαντική αύξηση (σε σχέση με τη συνηθισμένη τιμή της) της ισχύος της ηλεκτρομαγνητικής δύναμης, όταν προσεγγίζουμε πάρα πολύ κοντά στα ηλεκτρικά φορτία. Το φαινόμενο παίζει ουσιώδη ρόλο στις γενικευμένες ενοποιημένες θεωρίες πεδίου, που θεμελιώνονται πάνω στην ιδέα πως οι ηλεκτρομαγνητικές, οι ασθενείς και ισχυρές πυρηνικές αλληλεπιδράσεις πρέπει να έχουν την ίδια ισχύ όταν παρατηρούνται σε πάρα πολύ μικρές αποστάσεις (ισοδύναμα, σε πάρα πολύ υψηλές ενέργειες).



Εικόνα 2.6 Η δημιουργία και η καταστροφή ενός ζεύγους σωματιδίου – αντισωματιδίου στη θεμελιώδη κατάσταση (κενό) παρουσιάζεται σχηματικά στο διάγραμμα Feynman με δύο καμπύλες τροχιές στο χωροχρόνο, που αρχίζουν και τελειώνουν σε δύο κορυφές. Τα “σωματίδια” δημιουργούνται τη χρονική στιγμή t_1 στη θέση x_1 , και είναι δυνατό να κινηθούν με διαφορετικές ταχύτητες. Στο παράδειγμα του σχήματος το σωματίδιο A καλύπτει στο χρονικό διάστημα $t_2 - t_1$ απόσταση $x_{2A} - x_1$ μικρότερη απ’ όση το σωματίδιο B, $x_{2B} - x_1$. Τελικά οι ελκτικές δυνάμεις μεταξύ του σωματιδίου και του αντισωματιδίου τα φέρνουν μαζί στο ίδιο σημείο του χωροχρόνου (x_4, t_4), όπου και αλληλοκαταστρέφονται. Σύμφωνα με την αρχή της αβεβαιότητας του Heisenberg, το σωματίδιο και το αντισωματίδιο δεν επιζούν για αρκετό χρονικό διάστημα ώστε να μπορέσει να παρατηρηθεί η ενέργεια ή η ορμή τους. Τα “σωματίδια” αποτελούν ένα “ιδεατό” ζεύγος.



Εικόνα 2.7 Το φαινόμενο Hawking, κοντά στον ορίζοντα μιας μελανής οπής. Η δημιουργία ζευγών σωματιδίων και αντισωματιδίων σταματά συνήθως πολύ σύντομα, με την αλληλοεξόντωση τους. Που και που όμως, είναι δυνατόν οι παλιρροϊκές δυνάμεις της μελανής οπής να αναγκάσουν το “σωματίδιο” του ζεύγους να πέσει μέσα απελευθερώνοντας έτσι το άλλο, που διασχίζει το δυναμικό (κβαντικό φαινόμενο σήραγγας) και διαφεύγει ασφαλές στο άπειρο.

Ο Hawking δέχτηκε ότι παρόμοιες διεργασίες συμβαίνουν και κοντά στον ορίζοντα γεγονότων μιας μελανής οπής (Εικόνα 2.7). Επειδή συνήθως η εξαύλωση ακολουθεί πολύ γρήγορα τη δημιουργία αυτών των ιδεατών ζευγών, τίποτα το παρατηρήσιμο δεν φτάνει μακριά, στο άπειρο. Κι όμως πού και πού, ένα σωματίδιο και ένα αντισωματίδιο που μόλις δημιουργήθηκαν επιταχύνονται προς αντίθετες κατευθύνσεις από τις παλιρροϊκές δυνάμεις της μελανής οπής. Και είναι δυνατόν το ένα από τα δύο να πέσει μέσα στη μελανή οπή (με αρνητική ολική ενέργεια), ενώ το άλλο σωματίδιο του ζεύγους κερδίζει αρκετή ενέργεια, γίνεται πραγματικό σωματίδιο (από ιδεατό), και διαφεύγει στο άπειρο. Η κβαντομηχανική επέτρεψε στο σωματίδιο (ή το αντισωματίδιο) να διαφύγει, εκμεταλλευόμενο το κβαντικό “φαινόμενο σήραγγας”, κάτι που δεν θα μπορούσε να γίνει στο πλαίσιο της κλασικής θεωρίας. Η εμφάνιση ύλης-ενέργειας στο άπειρο ξεπληρώνεται με την αντίστοιχη ελάττωση της ενέργειας της μελανής οπής.

Ήταν πραγματικά μεγάλη έκπληξη, αλλά και μεγάλη ευχαρίστηση, για τον Hawking η περαιτέρω ανακάλυψη ότι το στατιστικό αποτέλεσμα πολλών τέτοιων εκπομπών σωματιδίων μοιάζει μακροσκοπικά με ακτινοβολία σωματιδίων από τη μελανή οπή και ότι το ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων αυτών είναι θερμικό. Με το φαινόμενο Hawking μπορούν να παραχθούν φωτόνια άμεσα, όμως η ηλεκτρομαγνητική αλληλεπίδραση (όταν το περιβάλλον είναι “οπτικά παχύ”) των σωματιδίων που δημιουργούνται οδηγεί και στην εκπομπή ακτινοβολίας μέλανος σώματος. Λεπτομερέστερη μελέτη δείχνει πως η θερμοκρασία T που αντιστοιχεί στο παραπάνω θερμικό φάσμα δίνεται, για τη μη περιστρεφόμενη μελανή οπή από τον τύπο:

$$k \cdot T = \frac{h \cdot c^3}{16\pi^2 \cdot G \cdot M}$$

Η θερμοκρασία αυτή είναι αντιστρόφως ανάλογη της μάζας M και συνεπώς ανάλογη της επιφανειακής έντασης της βαρύτητας, ακριβώς όπως είχε προβλέψει ο Bekenstein!

Στην κλασική φυσική $h \approx 0$, συνεπώς η θερμοκρασία που θα έπρεπε να αντιστοιχίσουμε σε μια μελανή οπή θα ήταν μηδενική. Η κβαντομηχανική όμως προσδιορίζει για την h μη μηδενική τιμή, αν και πολύ μικρή. Συνεπώς όλες οι μελανές οπές πεπερασμένης μάζας M έχουν και πεπερασμένη θερμοκρασία, πρακτικά όμως πάρα πολύ μικρή. Συνεπώς το σφάλμα που κάνουμε θεωρώντας τη θερμοκρασία των μελανών οπών μηδενική είναι ελάχιστο. Σε αυτήν την πάρα πολύ καλή προσέγγιση, οι μελανές οπές μπορεί να παρατηρηθούν μόνο από την επίδραση που ασκεί το βαρυτικό τους πεδίο στην γειτονική τους ύλη.

3 Εξέλιξη των αστέρων

Τα δύο κύρια χαρακτηριστικά που καθορίζουν τις ιδιότητες ενός άστρου είναι η αρχική μάζα του και η χημική σύνθεση του. Από παρατηρήσεις της τροχιάς αστρικών ζευγών γνωρίζουμε πως τα συνήθη άστρα απαντούν με ποικιλία μαζών. Τα μικρότερα έχουν μάζα μικρότερη από το 1/10 της ηλιακής μάζας, και τα μεγαλύτερα λίγο μεγαλύτερη από 50 ηλιακές μάζες.

Μπορούμε να κατανοήσουμε θεωρητικά αυτό το αποτέλεσμα με τον ακόλουθο τρόπο. Αέρια σώματα με μάζα μικρότερη των $0,08M_{\odot}$ δεν έχουν αρκετή ιδιοβαρύτητα για να συμπίεσουν τις κεντρικές περιοχές τους σε αρκετά υψηλές θερμοκρασίες ώστε να έχουμε έναυση της πυρηνικής σύντηξης του υδρογόνου και κατά συνέπεια δεν μπορούν να εκπέμψουν αστρικό φως προερχόμενο από πυρηνικές αντιδράσεις. Τέτοια σώματα - όπως ο Δίας- δεν ονομάζονται άστρα. Μπορούν βέβαια να παράγουν λίγο φως και θερμότητα καθώς συστέλλονται λόγω της βαρύτητας τους. Ο Δίας παράγει διπλάσια ενέργεια από όση ηλιακή αντανακλά. Παρ' όλα αυτά η συστολή λόγω βαρύτητας σε σώματα μεγέθους πλανητών δεν μπορεί να συναγωνιστεί τις πυρηνικές αντιδράσεις για την κυρίαρχη θέση παραγωγής ενέργειας στο Σύμπαν.

Από την άλλη πλευρά, σώματα με μάζα μεγαλύτερη των $60M_{\odot}$ έχουν τόσο μεγάλη ιδιοβαρύτητα που το εσωτερικό τους συμπίεζεται σε πολύ υψηλές θερμοκρασίες. Σε τέτοιες συνθήκες, η πίεση της ακτινοβολίας υπερβαίνει την πίεση της ύλης. Η πίεση της ακτινοβολίας είναι ανάλογη της τέταρτης δύναμης της θερμοκρασίας, ενώ η πίεση της ύλης είναι ανάλογη μόνο της πρώτης δύναμης της θερμοκρασίας, για σταθερή πυκνότητα. Προφανώς, άστρα με τόσο μεγάλη μάζα είτε δεν μπορούν να υπάρξουν σε κατάσταση ευσταθούς ισορροπίας είτε δεν μπορούν να δημιουργηθούν καθόλου. Γεγονός είναι ότι άστρα με πολύ μεγάλη μάζα δεν απαντούν στη φύση, όπως τόνισε για πρώτη φορά ο Eddington.

Η αρχική χημική σύνθεση των άστρων μπορεί να βρεθεί με διάφορους τρόπους. Ο αμεσότερος που χρησιμοποιήθηκε για πρώτη φορά από την Payne, συνίσταται στην ανάλυση των φασματικών γραμμών της ακτινοβολίας που προέρχεται από την φωτόσφαιρα ενός αστερά. Κάνουμε εδώ την παραδοχή ότι στη φωτόσφαιρα δεν έχουν φτάσει πυρηνικά παράγωγα από το εσωτερικό του άστρου, οπότε η σύνθεση της φωτόσφαιρας είναι

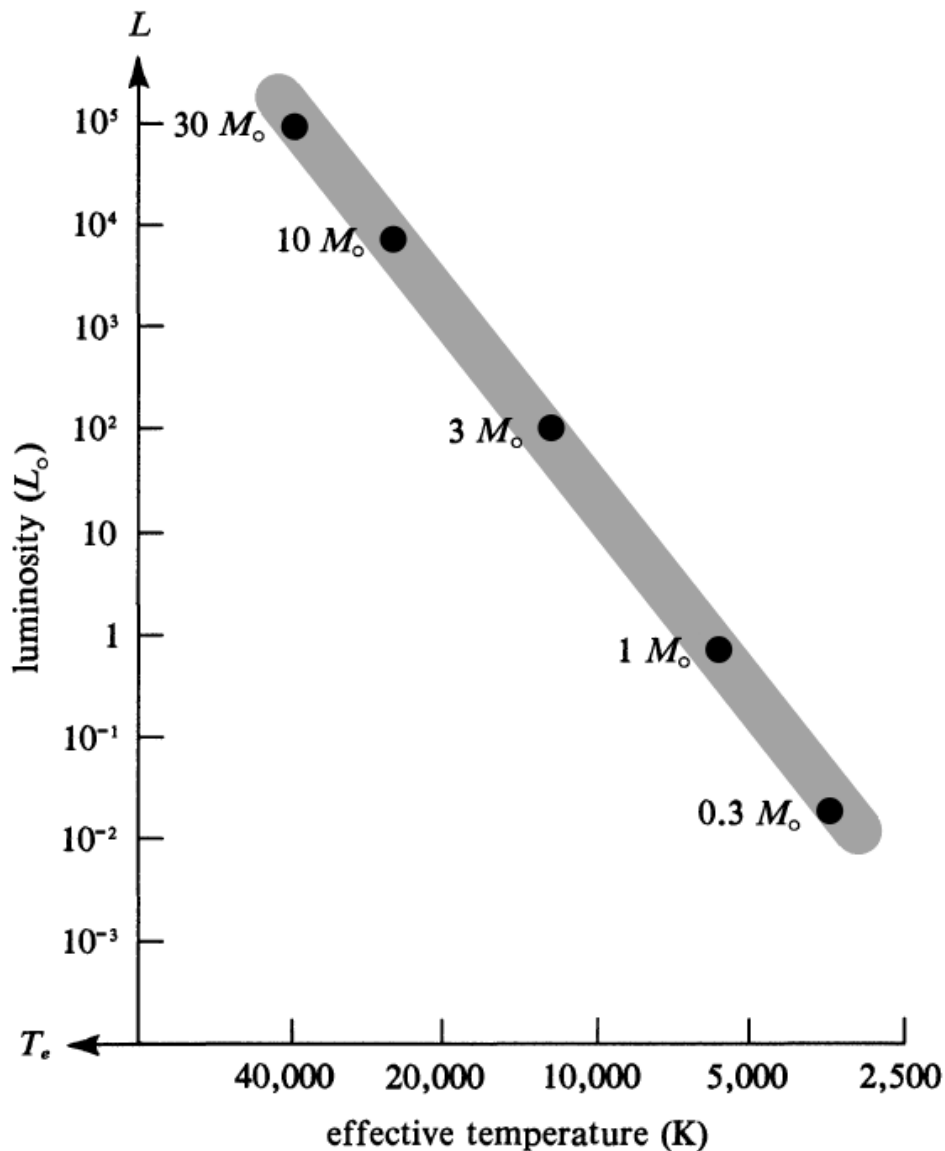
ουσιαστικά πρωτογενής. Για τα περισσότερα άστρα η παραδοχή αυτή είναι αρκετά καλή, σε μερικά όμως, φαίνεται να γίνεται ανάμειξη της φωτόσφαιρας με εμπλουτισμένη ύλη από το εσωτερικό τους. Παρ’ όλα αυτά, τα άστρα με περίεργη χημική σύνθεση στη φωτόσφαιρα τους αποτελούν μειονότητα όσων έχουν παρατηρηθεί. Συνεπώς, όταν μιλάμε για τη χημική σύνθεση των άστρων θα εννοούμε την φωτοσφαιρική χημική σύνθεση, πλην ειδικών εξαιρέσεων.

Από τις φασματοσκοπικές μελέτες κανονικών άστρων και του περιβάλλοντός τους γνωρίζουμε πως τα περισσότερα άστρα περιέχουν κατά βάρος περίπου 70% υδρογόνο και περίπου 28% ήλιο. Η αρχική κατά βάρος περιεκτικότητα σε βαρύτερα στοιχεία είναι μικρή και ποικίλλει από 2% σε 3% σε άστρα σαν τον Ήλιο, μέχρι 0,1% με 0,01% σε όσα βρίσκονται σε σφαιρωτά σμήνη.

Αστέρες σχετικά πλούσιοι σε βαρύτερα στοιχεία όπως ο Ήλιος ονομάζονται αστέρες πληθυσμού *I*, ενώ οι αστέρες που είναι σχετικά φτωχοί σε βαριά στοιχεία -όπως στα σφαιρωτά σμήνη- λέγονται αστέρες πληθυσμού *II*. Γενικά πιστεύεται ότι οι αστέρες πληθυσμού *I* είναι άστρα πιο πρόσφατης γενιάς, σχηματίστηκαν δηλαδή αφού πρώτα έγινε κάποιος εμπλουτισμός της μεσοαστρικής ύλης, ενώ του πληθυσμού *II* ανήκουν σε παλαιότερη γενιά, σχηματίστηκαν δηλαδή όταν τα στοιχεία τα βαρύτερα του υδρογόνου και του ηλίου ήταν σχετικά σπάνια στα νέφη από τα οποία δημιουργήθηκαν. Ως τώρα δεν έχει βρεθεί άστρο με μηδενική περιεκτικότητα σε βαριά στοιχεία. Μερικοί αστρονόμοι όμως διατύπωσαν τη θεωρία ότι υπάρχουν και ονόμασαν αυτήν την πρωταρχική γενιά αστέρων, πληθυσμού *III*.

Επομένως οι αστέρες αρχίζουν τη ζωή τους με σύνθεση που κυριαρχείται από υδρογόνο και ήλιο. Αυτά τα δύο στοιχεία υπεραντιπροσωπεύονται στο Σύμπαν σε σχέση με ότι θα περίμενε κανείς από την πυρηνική στατιστική ισορροπία στις τυπικές θερμοκρασίες του Σύμπαντος σήμερα, διότι σε χαμηλές θερμοκρασίες η ύλη προτιμά περισσότερη ενέργεια σύνδεσης, δηλαδή περισσότερα βαριά στοιχεία, όπως ο σίδηρος. Η κυριαρχία του υδρογόνου και του ηλίου σήμερα υποδεικνύει ότι το Σύμπαν ξεκίνησε το βίο του σε συνθήκες πολύ υψηλής θερμοκρασίας. Σε τέτοιες συνθήκες, η ύλη προτιμά να συνίσταται από περισσότερα και απλούστερα στοιχεία όπως το υδρογόνο και το ήλιο.

3.1 Θεωρητικό Διάγραμμα H-R



Εικόνα 3.1 Η θέση της κύριας ακολουθίας στο θεωρητικό διάγραμμα H-R. Οι τελείες δίνουν τις θεωρητικές θέσεις άστρων διαφόρων μαζών που μόλις έχουν αρχίσει τις ζωές τους ως άστρα της κύριας ακολουθίας, η αποκαλούμενη κύρια ακολουθία μηδενικής ηλικίας.

Πολλές ιδιότητες των άστρων μπορεί να μελετηθούν συστηματικότερα αν αναφερθούμε στη θέση τους στο θεωρητικό διάγραμμα Hertzsprung – Russel (H-R). Το θεωρητικό διάγραμμα H-R είναι η γραφική παράσταση της λαμπρότητας L ενός αστέρα ως συνάρτηση της ενεργού θερμοκρασίας του T_e . Οι περισσότεροι αστέρες όταν απεικονιστούν σε τέτοιο διάγραμμα, καταλαμβάνουν μια διαγώνια λωρίδα που λέγεται κύρια ακολουθία (Εικόνα 3.1). Όσοι κινούνται στην κύρια ακολουθία είναι στην ουσία χημικά ομογενείς, και

συντήκουν υδρογόνο σε ήλιο στις κεντρικές περιοχές τους. Σ’ αυτήν την κατάσταση οι αστέρες έχουν την ίδια αναλογία υδρογόνου, ήλιου, κ.α. σε οποιοδήποτε σημείο του εσωτερικού τους (εκτός της κεντρικής περιοχής τους, όπου γίνεται πυρηνική σύντηξη), και μπορούν να λάμπουν ήσυχα και σταθερά για το μεγαλύτερο διάστημα της φωτεινής ζωής τους. Συνεπώς τα περισσότερα άστρα, για τα οποία είναι εύκολα παρατηρήσιμες οι ποσότητες L και T_e βρίσκονται στην κύρια ακολουθία.

3.1.1 Ιδιότητες των αστερων στην κύρια ακολουθία

Δύο σημαντικές ιδιότητες που χαρακτηρίζουν την κύρια ακολουθία είναι η χημική ομοιογένεια και η πυρηνική καύση στην κεντρική περιοχή. Τι διακρίνει όμως τους αστέρες κατά μήκος της κύριας ακολουθίας και κάνει έναν αστέρα να κείται σε μια θέση πάνω στη λωρίδα και κάποιον άλλον σε άλλη θέση; Αποδεικνύεται ότι οι διαφορετικές αρχικές ποσότητες στοιχείων βαρύτερων του υδρογόνου και του ηλίου έχουν σχετικά μικρή επίδραση στις γενικές ιδιότητες της κύριας ακολουθίας. Ομοίως, το ποσό του υδρογόνου που καταναλώθηκε στην κεντρική περιοχή, και το οποίο εξαρτάται από την ηλικία του άστρου μπορεί να προκαλέσει σχετικά μικρή μετατόπιση του αστέρα μέσα στη λωρίδα (εφόσον βέβαια δεν καταναλώθηκε όλο το υδρογόνο στην κεντρική περιοχή). Ο κύριος παράγοντας λοιπόν που καθορίζει τη θέση ενός αστέρα της κύριας ακολουθίας στο διάγραμμα H-R είναι η μάζα του.

Τα άστρα μεγάλης μάζας καταναλώνουν ενέργεια πολύ πιο γρήγορα από όσα έχουν μικρή μάζα. Όπως απέδειξε ο Eddington για πρώτη φορά ο ρυθμός απώλειας θερμότητας από το άστρο λόγω ακτινοβολίας συνεπάγεται λαμπρότητα L , η οποία είναι ανάλογη της τέταρτης δύναμης της μάζας M ($L \propto M^4$). Η σχέση $L \propto M^4$ σημαίνει πως, για παράδειγμα, ένα άστρο της κύριας ακολουθίας $10M_{\odot}$ ακτινοβολεί κατά προσέγγιση 10^4 φορές περισσότερη ενέργεια ανά δευτερόλεπτο από ένα άστρο της κύριας ακολουθίας $1M_{\odot}$ όπως ο Ήλιος. Ένα άστρο $10M_{\odot}$ έχει περίπου 10 φορές το απόθεμα ενέργειας ενός άλλου $1M_{\odot}$ διότι και τα δύο διαθέτουν περίπου 10% του υδρογόνου τους σε θερμοπυρηνική καύση όσο βρίσκονται στην κύρια ακολουθία. Έτσι ένα άστρο $10M_{\odot}$ πρέπει να έχει ζωή πάνω στην κύρια ακολουθία που να διαρκεί μόνο το 1/1000 της αντίστοιχης ζωής του Ήλιου. Με άλλα λόγια ένας αστέρας $10M_{\odot}$ ζει μόνο 10^7 έτη περίπου ως αστέρας της κύριας ακολουθίας.

Γενικότερα επειδή το ενεργειακό απόθεμα είναι ανάλογο της μάζας του αστέρα ($E \propto M$) και η λαμπρότητα ενός είναι ανάλογη της τέταρτης δύναμης της μάζας του ($L \propto M^4$) μπορούμε να πούμε πως η διάρκεια ζωής στην κύρια ακολουθία $t_{ζωής} = \frac{E}{L}$ θα είναι αντιστρόφως ανάλογη της τρίτης δύναμης της μάζας ($t_{ζωής} \propto M^{-3}$).

Αυτή η σχέση όμως δεν ισχύει για πολύ μικρούς και για πολύ μεγάλους αστέρες, διότι το L δεν είναι πλέον ανάλογο του M^4 . Ειδικά η διάρκεια ζωής των μεγάλων αστερών στην κύρια ακολουθία είναι σχεδόν ανεξάρτητη του M και ανήκει στην περιοχή των μερικών εκατομμυρίων ετών.

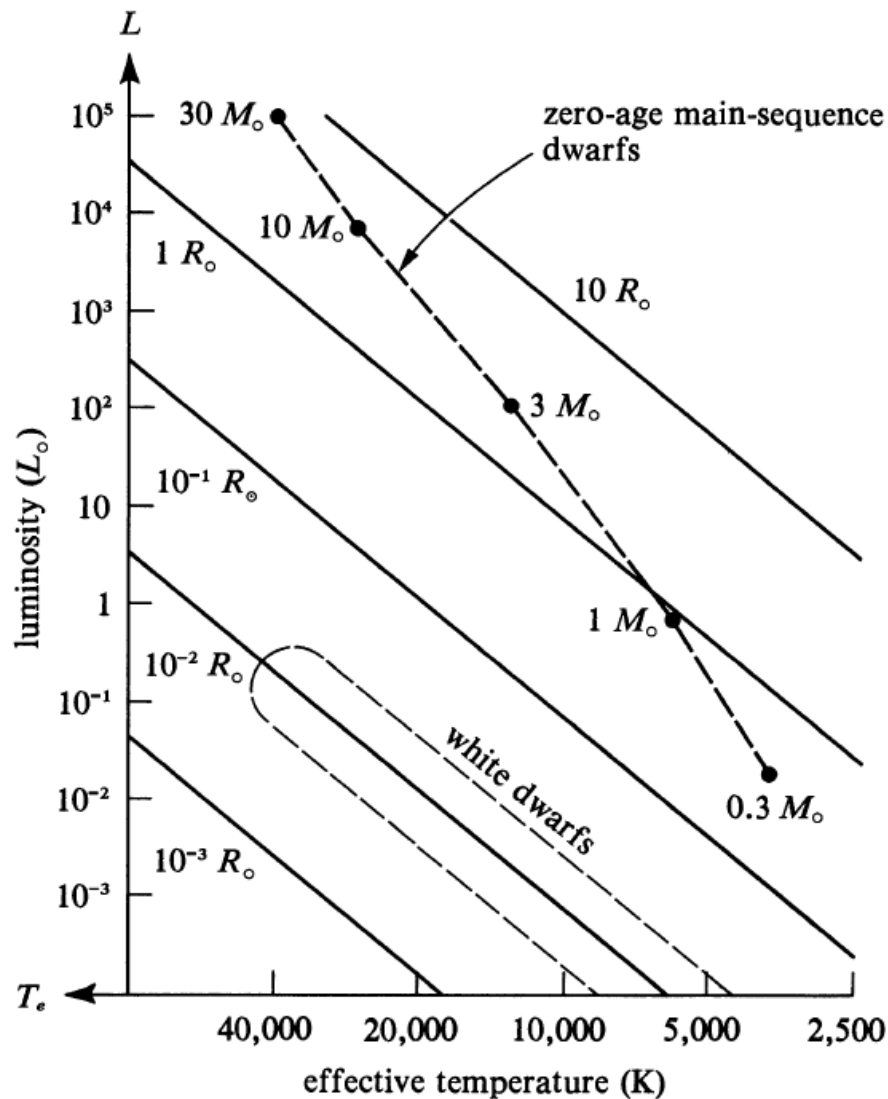
Άστρα με μάζα μικρότερη των $2M_{\odot}$ συντήκουν υδρογόνο σε ήλιο με την αλυσίδα πρωτονίου-πρωτονίου (proton-proton chain), ενώ τα μεγαλύτερα το επιτυγχάνουν με τον κύκλο CNO. Η εξισορρόπηση μεταξύ της αποδέσμευσης ενέργειας λόγω καύσης του υδρογόνου στην κεντρική περιοχή και της ροής ενέργειας προς την επιφάνεια συνεπάγεται μια ακτίνα R του αστέρα στην κύρια ακολουθία που είναι σχεδόν ανάλογη της μάζας ($R \propto M$).

Στην πραγματικότητα όμως η σχέση $R \propto M$ είναι ακριβώς μόνο στο κάτω μέρος της κύριας ακολουθίας. Στο πάνω μέρος της κύριας ακολουθίας ο τύπος $R \propto M^{0,6}$ δίνει καλύτερη προσέγγιση. Συνδυάζοντας ότι $R \propto M$ και ότι $L \propto M^4$ και γνωρίζοντας ότι $L = 4\pi \cdot R^2 \cdot \sigma \cdot T_e^4$ μπορούμε να δείξουμε ότι στην κύρια ακολουθία ισχύει το εξής:

$$T_e \propto M^{1/2}$$

Έτσι οι αστέρες μεγάλης μάζας έχουν θερμότερες επιφάνειες και είναι λαμπρότεροι στην κύρια ακολουθία από όσους έχουν μικρή μάζα (**Εικόνα 3.2**). Γι' αυτό ακριβώς η κύρια ακολουθία καταλαμβάνει μια διαγώνια λωρίδα στο θεωρητικό διάγραμμα H-R.

Επειδή ο Ήλιος έχει ενεργό θερμοκρασία 5800 K αναμένεται πως ένας αστέρας $10M_{\odot}$ της κύριας ακολουθίας θα έχει περίπου θερμοκρασία 20.000 K ενώ ένας αστέρας $0,5M_{\odot}$ αναμένεται να έχει θερμοκρασία επιφάνειας μόνο 4000 K . Έτσι ο Ήλιος είναι κίτρινος, ένας αστέρας $10M_{\odot}$ της κύριας ακολουθίας αναμένεται να είναι κυανός και ένας αστέρας $0,5M_{\odot}$ αναμένεται να είναι ερυθρός.



Εικόνα 3.2 Νάνοι της κύριας ακολουθίας και λευκοί νάνοι. Οι συμπαγείς διαγώνιες γραμμές δίνουν τον γεωμετρικό τόπο των άστρων με συγκεκριμένη ακτίνα. Έτσι, ένα άστρο μηδενικής ηλικίας της κύριας ακολουθίας με μάζα $1 M_{\odot}$ έχει ακτίνα ελαφρώς μικρότερη από R_{\odot} , ενώ ένα άστρο μηδενικής ηλικίας της κύριας ακολουθίας με μάζα $10 M_{\odot}$ κάτι λιγότερο από $10R_{\odot}$. Ένας τυπικός λευκός νάνος μπορεί να έχει ακτίνα $10^{-2}R_{\odot}$, καθώς ψύχεται, θα μετατοπίζεται προς τα κάτω στο διάγραμμα H-R, κατά μήκος του κατάλληλου γεωμετρικού τόπου σταθερής ακτίνας.

“Αστέρες της κύριας ακολουθίας με μεγάλη μάζα, είναι λαμπρότεροι και κυανότεροι από όσους έχουν μικρή μάζα.”

Αστέρες δεδομένης μάζας έχουν το μικρότερο μέγεθος ως κανονική αστέρες όταν βρίσκονται στην κύρια ακολουθία. Έτσι οι αστέρες της κύριας ακολουθίας λέγονται και **νάνοι**. Οι νάνοι της κύριας ακολουθίας δεν πρέπει να συγχέονται με τους λευκούς νάνους

οι οποίοι δεν είναι κανονικοί αστέρες και είναι κατά πολύ μικρότεροι από τους νάνους της κύριας ακολουθίας που έχουν την ίδια μάζα.

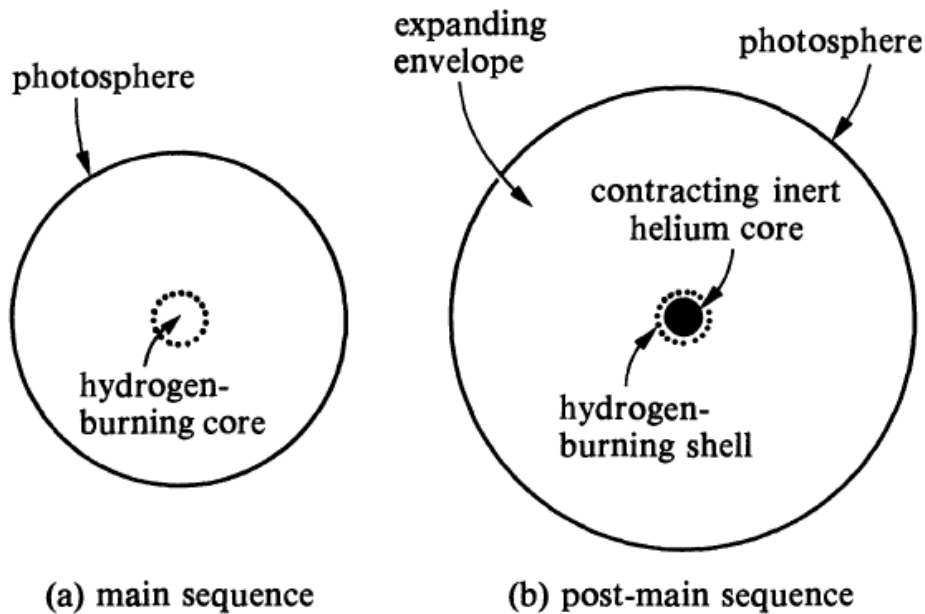
3.2 Εξέλιξη αστέρων μικρής μάζας

3.2.1 Ανεβαίνοντας τον κλάδο των γιγάντων

Μετά την εξάντληση του υδρογόνου στην κεντρική περιοχή, η απώλεια θερμότητας συνεχίζεται. Επειδή δεν παράγεται πυρηνική ενέργεια στην κεντρική περιοχή, πρέπει να συσταλεί λόγω της βαρύτητας, όπως αρχικά υπέθεσαν οι Kelvin και Helmholtz τον 19^ο αιώνα. Καθώς η κεντρική περιοχή συστέλλεται, θερμαίνεται και θερμαίνει και τα υπερκείμενα στρώματα. Στις νέες υψηλότερες θερμοκρασίες το υδρογόνο μπορεί να αρχίσει την καύση σε ένα φλοιό ακριβώς γύρω από την κεντρική περιοχή (Εικόνα 3.3). Όμως η κεντρική περιοχή, που αποτελείται από ήλιο, δεν παράγει πυρηνική ενέργεια, και καθώς συνεχίζει να χάνει θερμότητα προς τα υπεράνω της ψυχρότερα στρώματα, πρέπει να συνεχίσει να συστέλλεται. Η συστολή υποβοηθείται καθώς ο περιβάλλον φλοιός, όπου γίνεται καύση υδρογόνου επιρρίπτει διαρκώς περισσότερη “στάχτη” ήλιου στην κεντρική περιοχή. Η συστολή της κεντρικής περιοχής συνοδευόμενη από την επιπρόσθετη μάζας αυξάνει συνεχώς τη βαρύτητα στα υπερκείμενα στρώματα. Έτσι ενισχύεται συνεχώς το πεδίο βαρύτητας στο φλοιό όπου γίνεται η καύση του υδρογόνου. Η πίεση όμως στον φλοιό ισούται με το βάρος μιας στήλης υλικού υπεράνω του με μοναδιαία επιφάνεια βάσης. Αυτή η πίεση πρέπει αναγκαστικά να αυξηθεί για να αντισταθμίσει την αύξηση της βαρύτητας στην κεντρική περιοχή. Σύμφωνα με τον νόμο των τέλειων αερίων, η πίεση του κανονικού αερίου στο φλοιό μπορεί να αυξηθεί, είτε με αύξηση της πυκνότητας είτε με αύξηση της θερμοκρασίας. Πράγματι συμβαίνουν και τα δύο, καθώς οι δύο μηχανισμοί ενισχύουν το ρυθμό καύσης υδρογόνου στο φλοιό.

Από την επιφάνεια του άστρου, όμως, δεν διαφεύγει όλη η ενέργεια που παράγεται στο φλοιό. Εφόσον η διάδοση της ενέργειας γίνεται με ακτινοβολία η μέγιστη λαμπρότητα που μπορεί να διαδοθεί καθορίζεται από τον ρυθμό διάχυσης των φωτονίων, που είναι σχεδόν σταθερός για ένα άστρο καθορισμένης μάζας. Η διαφορά ανάμεσα στη λαμπρότητα που παράγεται στο φλοιό και εκείνη που διαφεύγει από την επιφάνεια του άστρου καταναλώνεται στη θέρμανση των ενδιάμεσων στρωμάτων, κάνοντας τα να διασταλούν. Η

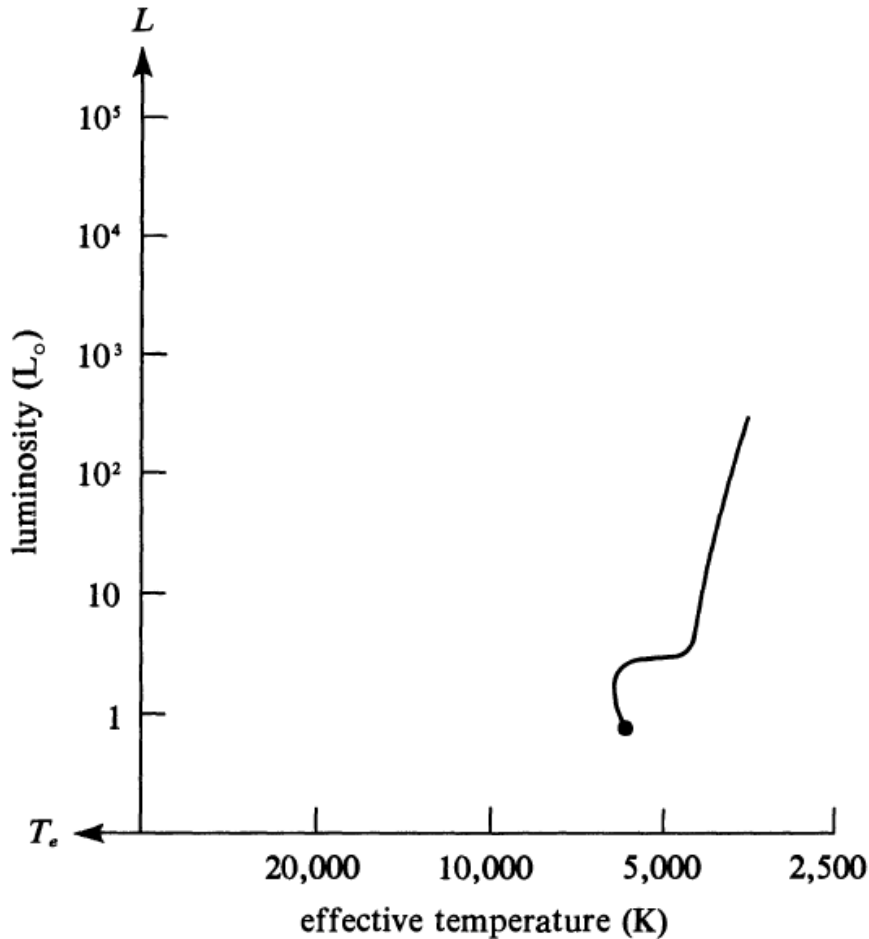
διαστολή αυξάνει την ακτίνα R του άστρου. Με δεδομένη μία περίπου σταθερή τιμή της επιφανειακής λαμπρότητας L , πρέπει να μειωθεί η θερμοκρασία επιφανείας T_e , σύμφωνα με την σχέση $L = 4\pi \cdot R^2 \cdot \sigma \cdot T_e^4$. Συνεπώς με την εξέλιξη ενός φωτονικού άστρου αμέσως μετά την κύρια ακολουθία μετακινείται η θέση τους στο διάγραμμα H-R σχεδόν οριζόντια και προς τα δεξιά και ο νάνος μετατρέπεται σε **υπογίγαντα** (subgiant). Η ψύξη και η διαστολή των εξωτερικών στρωμάτων κάνουν τον αστέρα να φαίνεται κόκκινος.



Εικόνα 3.3 Η δομή ενός αστέρα (a) στην κύρια ακολουθία και (b) καθώς αρχίζει να εγκαταλείπει την κύρια ακολουθία εξαιτίας της εξάντλησης του υδρογόνου στον πυρήνα του.

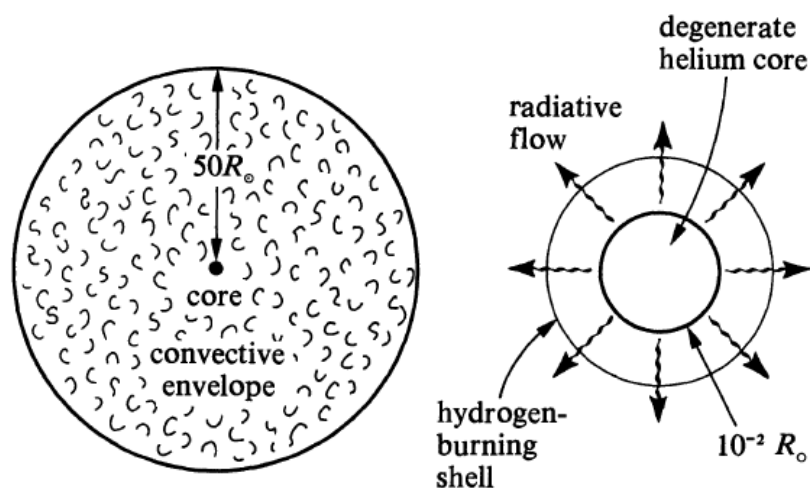
Όμως, καθώς το άστρο διαστέλλεται, η θερμοκρασία επιφανείας του δεν μπορεί να πάρει αυθαίρετα χαμηλές τιμές. Ο Hayashi και οι συνεργάτες του απέδειξαν πως η ικανότητα των στρωμάτων της φωτόσφαιρας να εμποδίζουν την ελεύθερη εκροή φωτονίων μειώνονται δραστικά καθώς ελαττώνεται η θερμοκρασία. Η ευκολία εκροής φωτονίων οδηγεί με τη σειρά της σε μια ελάχιστη θερμοκρασία κάτω από την οποία δεν μπορεί να πέσει η T_e . Η ύπαρξη ελάχιστης θερμοκρασίας αναγκάζει τις καμπύλες εξέλιξης των αστέρων μικρής μάζας στο διάγραμμα H-R να κατευθυνθούν αργά ή γρήγορα σχεδόν κατακόρυφα προς τα πάνω, μετατρέποντας έτσι τον ερυθρό υπογίγαντα σε **ερυθρό γίγαντα** (Εικόνα 3.4). Η συνεπαγόμενη αύξηση της λαμπρότητας του φλοιού καύσης, που οδεύει προς την επιφάνεια, ξεπερνά τις δυνατότητες της φωτονικής διάχυσης να τη μεταφέρει με ευστάθεια

προς τα έξω, με αποτέλεσμα η μεταφορά να γίνεται ασταθώς με ανοδικά δινορεύματα (Εικόνα 3.5).



Εικόνα 3.4 Άνοδος ενός αστέρα χαμηλής μάζας στον κλάδο των ερυθρών γιγάντων.

Εν τω μεταξύ η κεντρική περιοχή συνεχίζει να συστέλλεται, και σε έναν αστέρα μικρής μάζας τα ελεύθερα ηλεκτρόνια συμπιέζονται τόσο πολύ που γίνονται εκφυλισμένα. Αν μπορούσαμε με κάποιο τεχνητό τρόπο να “αφαιρέσουμε” τα εξωτερικά στρώματα ενός ερυθρού γίγαντα σε αυτό το στάδιο, η κεντρική περιοχή θα ήταν στην ουσία ένας σχετικά μικρός λευκός νάνος ήλιου περίπου $0,4 M_{\odot}$. Η πολύ ισχυρή βαρύτητα στην επιφάνεια του λευκού νάνου εντείνει τον ρυθμό καύσης του υδρογόνου στον περιβάλλοντα φλοιό, στέλνοντας τον αστέρα γρήγορα στον κλάδο των ερυθρών γιγάντων. Στην κορυφή του κλάδου των ερυθρών γιγάντων (Εικόνα 3.4), η θερμοκρασία της κεντρικής περιοχής ανεβαίνει περίπου στους $10^8 K$ που είναι αρκετά υψηλή για ανάφλεξη του ήλιου και καύση του σε άνθρακα με τη διεργασία των τριών άλφα.



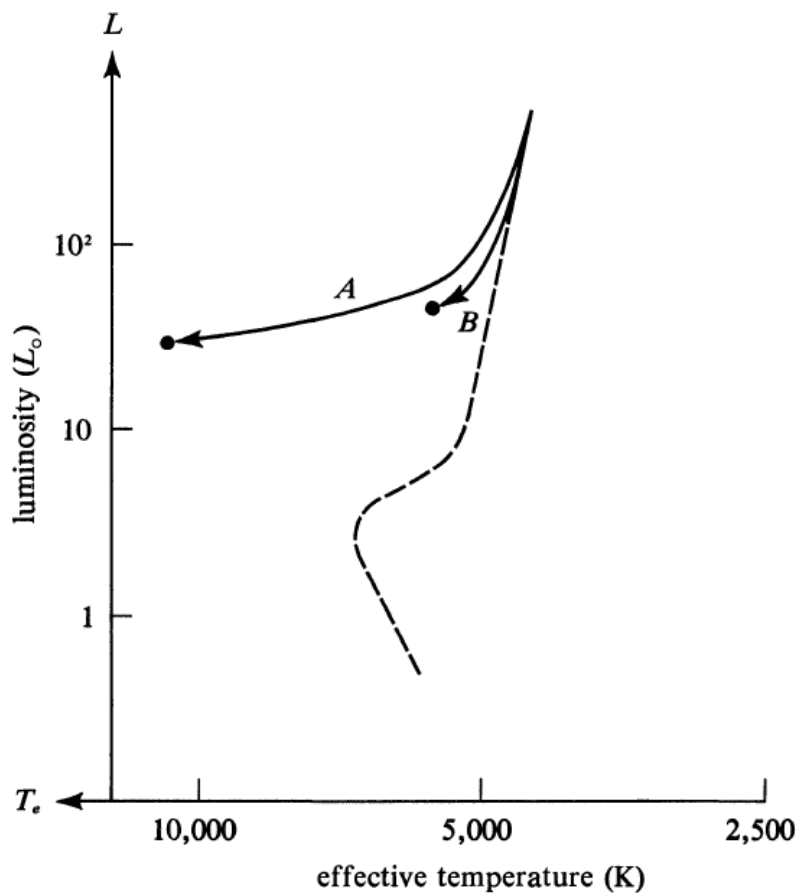
Εικόνα 3.5 Η δομή ενός ερυθρού γίγαντα. Το αριστερό σχήμα δείχνει ολόκληρο τον αστέρα από τον πυρήνα (την κεντρική περιοχή) ως τη φωτόσφαιρα. Το δεξιό σχήμα δείχνει μια μεγενθυμένη εικόνα της περιοχής κοντά στον πυρήνα. Βλέπουμε ότι ο πυρήνας, που μπορεί να περιέχει περίπου το μισό της ολικής μάζας ενός αστέρα χαμηλής μάζας σε αυτό το στάδιο, καταλαμβάνει μόνο ένα δεκάκις δισεκατομμυριοστό του συνολικού όγκου του.

3.2.2 Η έκλαμψη ηλίου και η κάθοδος στον οριζόντιο κλάδο

Η ανάφλεξη, του ήλιου στην κεντρική περιοχή ενός άστρου μικρής μάζας γίνεται υπό συνθήκες εκφυλισμού έτσι, δεν διαθέτει την ασφαλιστική βαλβίδα που ρυθμίζει την καύση υδρογόνου στην κεντρική περιοχή της κύριας ακολουθίας. Εκεί η παραμικρή αύξηση της κεντρικής θερμοκρασίας οδηγεί σε αλλαγή της πίεσης που μειώνει τη θερμοκρασία. Εδώ η πίεση αυξάνει κυρίως λόγω των φαινομένων εκφυλισμού και όχι λόγω της θερμικής κίνησης. Έτσι μια αύξηση της θερμοκρασίας στην κεντρική περιοχή οδηγεί σε υπερπαραγωγή πυρηνικής ενέργειας, χωρίς αντισταθμιστική αύξηση της πίεσης και την συνεπακόλουθη διαστολή. Συνεπώς όταν αρχίσει η ανάφλεξη του ήλιου, μια αύξηση της θερμοκρασίας τείνει να οδηγήσει σε συνεχώς μεγαλύτερη παραγωγή πυρηνικής ενέργειας.

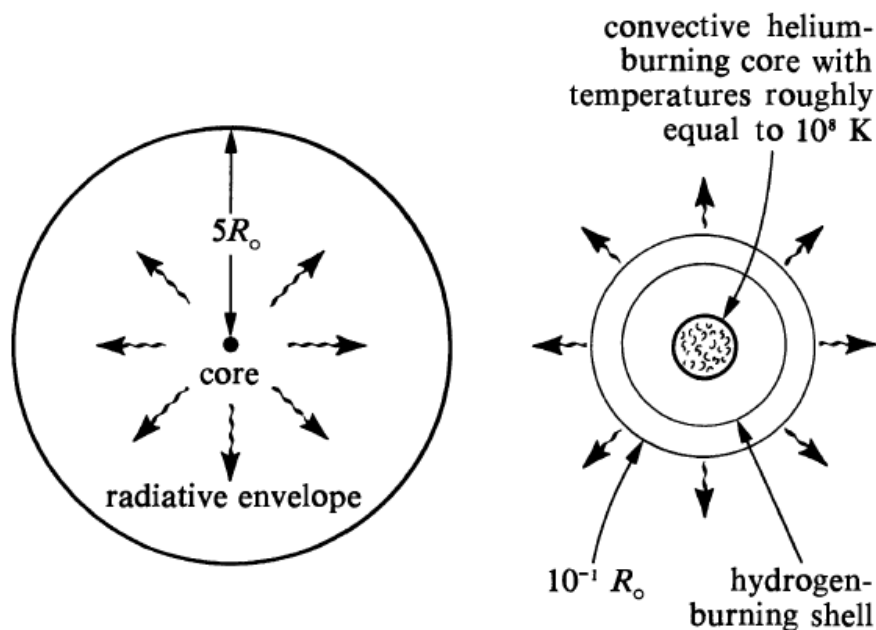
Έτσι η καύση του ηλίου σε αστέρες μικρής μάζας αρχίζει με μια εκρηκτική λάμψη (flash) όπως πρωτοϋπέδειξε ο Mestel επαλήθευσαν οι Schwarzschild και Härm. Στην έκλαμψη αυτή ελευθερώνεται τόσο πολύ ενέργεια που η θερμοκρασία του αστρικού πυρήνα αυξάνει αρκετά ώστε να οδηγήσει σε άρση εκφυλισμού. Τότε, η κανονική θερμική πίεση υπερισχύει

της πίεσης εκφυλισμού και η κεντρική περιοχή διαστέλλεται. Η διαστολή μειώνει την έλξη της κεντρικής περιοχής και συνεπώς εξασθενίζει την καύση του υδρογόνου στο φλοιό. Έτσι, παρόλο που ο αστέρας έχει τώρα δύο πηγές πυρηνικής ενέργειας (καύση στην κεντρική περιοχή και καύση υδρογόνου στο φλοιό), η προηγουμένως ισχυρότατη πηγή στο φλοιό είναι τώρα τόσο εξασθενημένη που ο αστέρας παράγει λιγότερη λαμπρότητα από ότι πριν. Η χαμηλή ολική λαμπρότητα δεν επαρκεί για να κρατήσει το άστρο στη διογκωμένη κατάσταση του ερυθρού γίγαντα, γι’ αυτό και μικραίνει σε μέγεθος και γίνεται λιγότερο λαμπρό (Εικόνα 3.6).



Εικόνα 3.6 Η κάθοδος ενός άστρου χαμηλής μάζας με φτωχά αποθέματα σε βαριά στοιχεία από το άκρο του κλάδου ερυθρών γιγάντων στον οριζόντιο κλάδο. Η πορεία A αντιστοιχεί σε αστέρα που υπέστη σχετικά μεγάλη απώλεια μάζας κατά τη φάση του ερυθρού γίγαντα της εξέλιξης του. Η πορεία B αντιστοιχεί σε αστέρα που υπέστη σχετικά μικρή απώλεια μάζας.

Μετά το πέρας της έκλαμψης ηλίου η κεντρική περιοχή περιέχει σύνηθες (δηλαδή μη εκφυλισμένο) πλάσμα ηλίου, το οποίο συντήκεται σε άνθρακα. Η κεντρική περιοχή περιβάλλεται από ένα φλοιό όπου γίνεται καύση υδρογόνου με ένταση εξαρτώμενη από τη μάζα του υπερκείμενου περιβλήματος. Αυτό το στάδιο, όπου καίγεται ήλιο στην κεντρική περιοχή και υδρογόνο στο φλοιό, ονομάζεται **οριζόντιος κλάδος** (Εικόνα 3.7).



Εικόνα 3.7 Η δομή ενός αστέρα του οριζόντιου κλάδου. Το αριστερό σχήμα δείχνει ολόκληρο τον αστέρα από τον πυρήνα ως τη φωτόσφαιρα. Το δεξιό σχήμα δείχνει μια μεγενθυμένη εικόνα της περιοχής κοντά στον πυρήνα.

Η ακριβής θέση ενός αστέρα του οριζόντιου κλάδου στο θεωρητικό διάγραμμα H-R εξαρτάται όχι μόνο από την αρχική μάζα του αστέρα και τη χημική σύνθεση του στην κύρια ακολουθία, αλλά και από τη μάζα των εξωτερικών στρωμάτων που έχασε κατά την άνοδό του στον κλάδο των ερυθρών γιγάντων. Η απώλεια μάζας αναμένεται, επειδή λόγω της μειωμένης βαρύτητας στην επιφάνεια του, ο ερυθρός γίγαντας έχει μεγαλύτερη δυσκολία να συγκρατήσει τα αέρια της κορόνας του. Οι θεωρητικοί συλλογισμοί αδυνατούν ακόμη να προβλέψουν μόνοι τους ποσοτικά τη μάζα που αναμένεται να χαθεί, αλλά παρατηρήσεις ερυθρών γιγάντων δείχνουν σημαντική απώλεια μάζας.

Σε μια ομάδα άστρων που ξεκινούν από το χαμηλό μέρος της κύριας ακολουθίας με παρόμοιες αρχικές μάζες και χημικές συνθέσεις, όσα χάνουν περισσότερη μάζα στον κλάδο

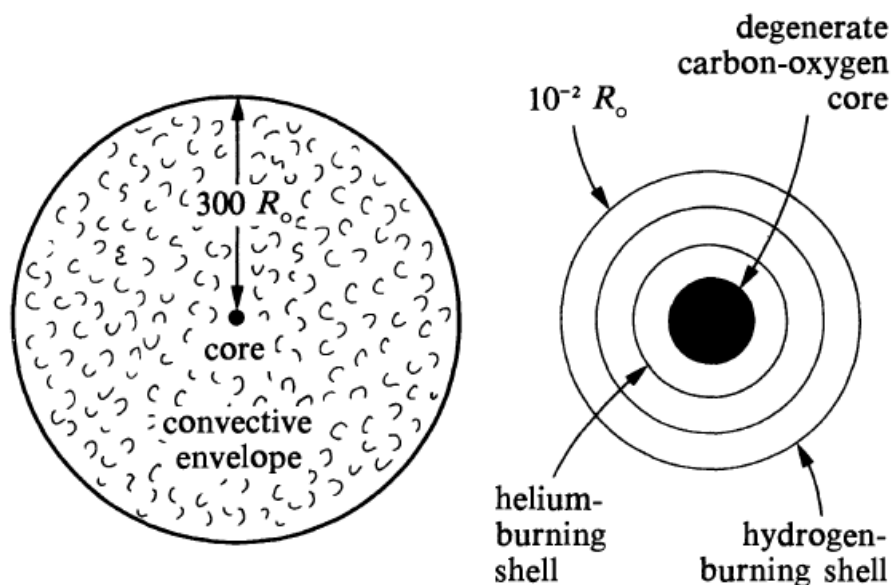
των ερυθρών γιγάντων καταλήγουν στον οριζόντιο κλάδο με λιγότερη μάζα στο εξωτερικό τους περίβλημα, και συνεπώς με ασθενέστερη καύση υδρογόνου στο φλοιό. Στην υποθετική περίπτωση που ένας αστέρας του οριζόντιου κλάδου χάσει όλο το εξωτερικό περίβλημα καταλήγει σε ένα χημικά ομογενή αστέρα ηλίου που στο κέντρο του συντήκει ήλιο σε άνθρακα. Ένα τέτοιο στάδιο συχνά ονομάζεται “κύρια ακολουθία ήλιου” κατ’ αναλογία με τη συνθήκη κύρια ακολουθία (υδρογόνου). Ακόμη και ένας χαμηλής μάζας αστέρας (π.χ. $0,5M_{\odot}$) ηλίου φαίνεται αρκετά κυανός εξαιτίας της σχετικά μεγάλης λαμπρότητας του και της σχετικά μικρής ακτίνας του. Όμως τα περισσότερα άστρα του οριζόντιου κλάδου έχουν πεπερασμένη μάζα στο περίβλημά τους και η καύση στο φλοιό τα διατηρεί σχετικά διογκωμένα. Έτσι τα άστρα του οριζόντιου κλάδου έχουν κατά τι υψηλότερες λαμπρότητες από ότι ένα άστρο της “κύριας ακολουθίας ηλίου” με την ίδια μάζα ήλιου στην κεντρική περιοχή, καθώς επίσης και χαμηλότερες θερμοκρασίες επιφανείας.

Συνεπώς αν θεωρήσουμε μια ομάδα άστρων με παρόμοιες αρχικές μάζες και χημικές συνθέσεις και αν τα μέλη αυτής της ομάδας υποστούν διαφορετικές απώλειες μάζας καθώς ανεβαίνουν στον κλάδο των ερυθρών γιγάντων, περιμένουμε ότι θα καταλήξουν στον οριζόντιο κλάδο με την ίδια σχεδόν λαμπρότητα αλλά με διαφορετικές θερμοκρασίες της επιφάνειας. Με άλλα λόγια, μια τέτοια ομάδα άστρων θα καταλάβει μια οριζόντια γραμμή στο διάγραμμα H-R, γι’ αυτό και λέγεται οριζόντιος κλάδος. Ο Faulkner βρήκε ότι το μήκος αυτής της οριζόντιας γραμμής είναι μεγαλύτερο για άστρα που ξεκινούν με χημική σύνθεση φτωχή σε βαριά στοιχεία. Αυτό συμφωνεί με τις παρατηρήσεις ότι μόνο τα σφαιρωτά σμήνη εμφανίζουν ξεκάθαρους “οριζόντιους κλάδους”.

3.2.3 Ανεβαίνοντας τον ασυμπωτικό κλάδο των γιγάντων

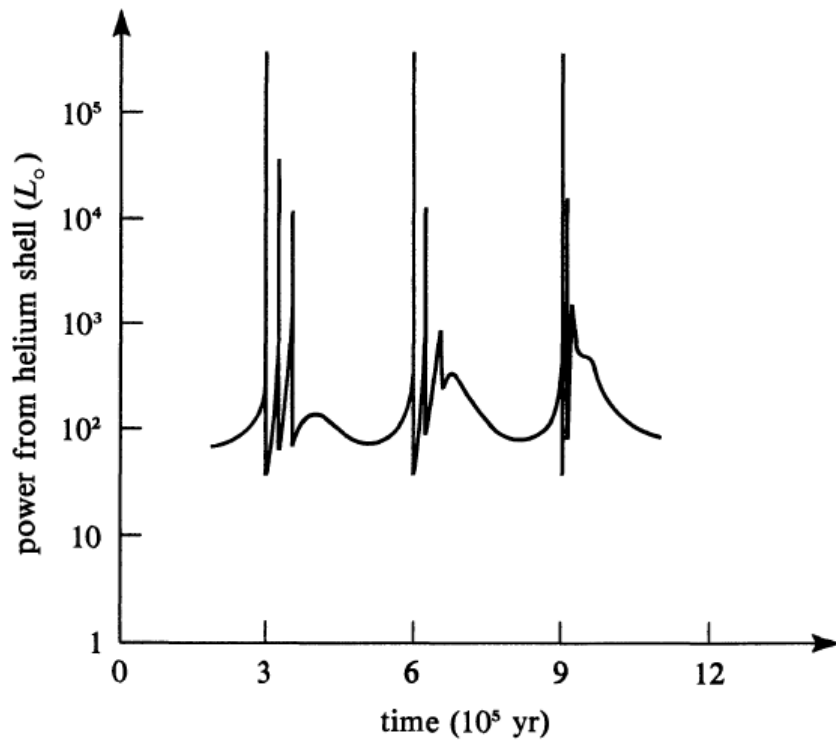
Όταν πια εξαντλείται το ήλιο στον πυρήνα του αστέρα του οριζόντιου κλάδου (καιόμενος σε άνθρακα και οξυγόνο), είναι φανερό πως ο πυρήνας θα συρρικνωθεί, οπότε θα αυξηθεί η πίεση και η θερμοκρασία των υπερκείμενων στρωμάτων. Έτσι αναφλέγεται ήλιο σε ένα φλοιό μόλις έξω από τον συρρικνωμένο πυρήνα, ενώ το υδρογόνο καίγεται σε έναν δεύτερο φλοιό έξω από τον πρώτο. Ο αστέρας τώρα πλέον βρίσκεται στο στάδιο καύσης “διπλού φλοιού”. Η μάζα του αδρανούς πυρήνα από άνθρακα και οξυγόνο εξακολουθεί να αυξάνει, και εξακολουθεί να συστέλλεται, όπως ακριβώς και ο πυρήνας ηλίου όταν το άστρο

ανέβηκε για πρώτη φορά τον κλάδο των ερυθρών γιγάντων. Πράγματι η παραγωγή ενέργειας στους φλοιούς πυρηνικής καύσης θα συνεχιστεί με συνεχώς αυξανόμενο ρυθμό, όπως ακριβώς και πριν, και η ταχύτατα αυξανόμενη λαμπρότητα θα διογκώσει το υπερκείμενο περίβλημα πάλι, όπως και πριν. Έτσι το άστρο θα ξανά ανέβει στον κλάδο των ερυθρών γιγάντων. Το στάδιο όπου γίνεται καύση σε δύο φλοιούς είναι γνωστό και ως ασυμπτωτικός κλάδος γιγάντων (Εικόνα 3.8). Κατά συνέπεια, η συρρίκνωση του πυρήνα προκαλεί ξανά τον εκφυλισμό των ελεύθερων ηλεκτρονίων. Αν αφαιρούνταν το υπερκείμενο περίβλημα (έστω με απώλεια μάζας), ο πυρήνας θα αποτελούσε έναν θερμό λευκό νάνο άνθρακα-οξυγόνου. Τώρα, όμως, η μάζα του εκφυλισμένου πυρήνα είναι μεγαλύτερη από πριν εξαιτίας της επιπρόσθετης “στάχτης”, και η ακτίνα του δημιουργούμενου λευκού νάνου είναι μικρότερη από αυτήν του λευκού νάνου ήλιου στην άκρη του κλάδου των ερυθρών γιγάντων. Θυμηθείτε ότι ένας λευκός νάνος μεγάλης μάζας έχει μικρότερη ακτίνα από έναν λευκό νάνο μικρής μάζας. Έτσι, η βαρύτητα στις υπερκείμενες πηγές-φλοιούς είναι αντίστοιχα ισχυρότερη αναγκάζοντας τες να παράγουν ακόμα υψηλότερες λαμπρότητες. Αστέρες στο τέλος αυτής της φάσης καύσης διπλού φλοιού μπορεί να γίνουν ερυθροί υπεργίγαντες. Με τέτοιους τεράστιους ρυθμούς κατανάλωσης ενέργειας, το άστρο δεν είναι δυνατόν να ζήσει για πολύ ακόμα.



Εικόνα 3.8 Η δομή ενός ασυμπτωτικού γίγαντα. Το σχήμα στα αριστερά δείχνει ολόκληρο το άστρο από τον πυρήνα ως τη φωτόσφαιρα. Το σχήμα στα δεξιά δείχνει μια μεγενθυμένη εικόνα της περιοχής κοντά στον πυρήνα.

Θεωρητικά, είναι μάλλον αβέβαιο τι συμβαίνει στα άστρα σε αυτά τα ύστατα στάδια της εξέλιξής τους. Ορισμένα εμπόδια καθιστούν δύσκολο την τον λεπτομερή υπολογισμό. Ένα από αυτά είναι η εμφάνιση “θερμικών ταλαντώσεων επαναφοράς” (τις ανακάλυψαν οι Schwartzschild και Härm) όταν η πηγή του φλοιού από ήλιο γίνεται γεωμετρικά πολύ λεπτή. Η αιτία αυτής της αστάθειας είναι πολύ διαφορετική από την “έκλαμψη ήλιου” που εξετάστηκε προηγουμένως. Εκεί μια αρχική υπερπαραγωγή πυρηνικής ενέργειας οδηγεί σε μια ελεγχόμενη αύξηση της ενέργειας, εξαιτίας του εκφυλισμού της περιοχής πυρηνικής καύσης. Εδώ μια αρχική υπερπαραγωγή πυρηνικής ενέργειας οδηγεί επίσης σε μη ελεγχόμενη αύξηση της θερμικής ενέργειας, αλλά για τελείως διαφορετικό λόγο. Εδώ, η περιοχή πυρηνικής καύσης δεν είναι εκφυλισμένη, αλλά ένας γεωμετρικά λεπτός φλοιός. Συνεπώς με την είσοδο επιπρόσθετης πυρηνικής ενέργειας, το στρώμα μπορεί να διασταλεί, και θα διασταλεί. Η διαστολή όμως ενός λεπτού φλοιού δεν αρκεί να αντισταθμίσει το βάρος του υπερκείμενου υλικού, το οποίο απλώς ανασηκώνεται ελάχιστα. Έτσι, το βάρος ελάχιστα μεταβάλλεται και, συνεπώς ελάχιστα μεταβάλλεται και η πίεση που πρέπει να διατηρήσει ο λεπτός φλοιός για να ισορροπήσει το βάρος. Στο μεταξύ η θερμοκρασία έχει αυξηθεί και ο ρυθμός παραγωγής πυρηνικής ενέργειας είναι αρκετά ευαίσθητος σε μεταβολές θερμοκρασίας (όπως είναι η αντίδραση των τριών άλφα) ακόμα τότε και αυτός θα αυξηθεί πριν δοθεί η ευκαιρία στην επιπλέον θερμότητα να διαφύγει. Ακολουθεί, λοιπόν, μια ελεγχόμενη αύξηση της θερμικής ενέργειας. Η αύξηση σταματάει μόνο όταν το στρώμα διασταλεί αρκετά και η μεταφορά θερμότητας αρχίζει να γίνεται με δινορεύματα. Αλλά το βασικό πρόβλημα παραμένει. Αφού έχει πια ελεγχθεί η παραγωγή ενέργειας και το άστρο προσπαθεί να υιοθετήσει “φυσιολογική” διάταξη καύσης διπλού φλοιού, παρουσιάζεται η ίδια δυσκολία. Έτσι υπόκειται σε μια σειρά “θερμικών ταλαντώσεων επαναφοράς” που αποτελούνται από έναν ή περισσότερους οξύς παλμούς παραγωγής επιπρόσθετες ενέργειας και ακολουθούνται από σχετικά μεγάλες περιόδους ήρεμης εξέλιξης (**Εικόνα 3.9**). Κάθε μη ελεγχόμενη αύξηση της ενέργειας ακολουθείται από τη δημιουργία μιας ζώνης μεταφοράς με δινορεύματα, που εκτείνεται από το φλοιό καύσης του ηλίου έως σχεδόν το φλοιό καύσης του υδρογόνου (**Εικόνα 3.8**).

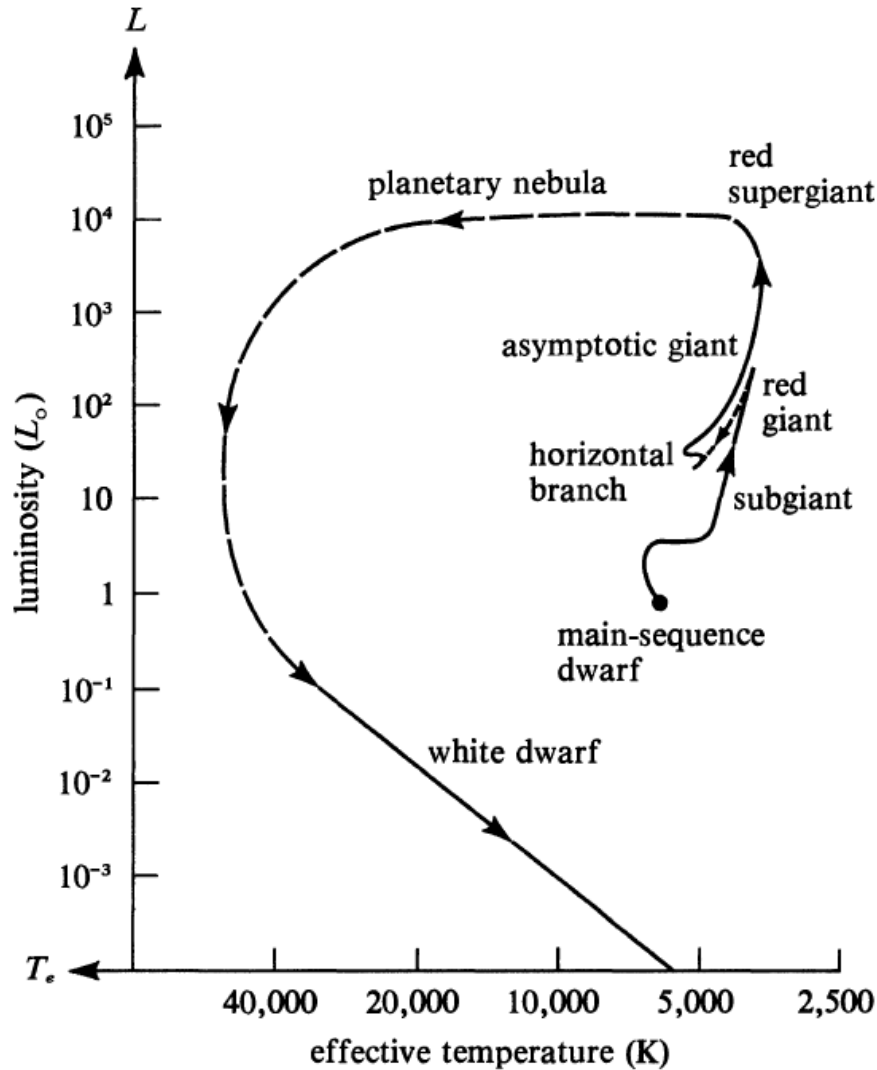


Εικόνα 3.9 Ταλαντώσεις θερμικής επαναφοράς σχετιζόμενες με εκλάμψεις φλοιού ηλίου.

3.2.4 Πλανητικά νεφελώματα και λευκοί νάνοι

Μια άλλη περιπλοκή είναι η απώλεια μάζας στον ασυμπτωτικό κλάδο των γιγάντων. Οι παρατηρήσεις υποδεικνύουν ότι τα άστρα του ασυμπτωτικού κλάδου πέραν της κορυφής των ερυθρών γιγάντων χάνουν πολύ γρήγορα μάζα. Ανάμεσα στους ενδιαφέροντες μηχανισμούς που προτάθηκαν είναι ο πιθανός σχηματισμός μικρών κόκκων σκόνης στις ψυχρές ατμόσφαιρες, που προκαλεί την εκροή τους λόγω της πίεσης ακτινοβολίας του αστέρα. Δυστυχώς, οι υπολογισμοί είναι δύσκολοι. Οι παρατηρήσεις δείχνουν ότι άστρα που αρχικά είχαν μάζα μικρότερη από $6M_{\odot}$, κατά τη διάρκεια τέτοιων σταδίων υψηλής λαμπρότητας, χάνουν τόση μάζα ώστε μετατρέπονται (ίσως περιοδικά) σε πλανητικά νεφελώματα, φωτιζόμενα από έναν θερμό κεντρικό πυρήνα. Ο θερμός κεντρικός πυρήνας είναι κατά πάσα πιθανότητα ένας υπό δημιουργία λευκός νάνος με μάζα αναγκαστικά κάτω από το όριο Chandrasekhar των $1,4M_{\odot}$. Μετά το στάδιο του κεντρικού αστέρα και πλανητικού νεφελώματος, ο εκτεθειμένος πυρήνας καίει εξ' ολοκλήρου τους φλοιούς του υδρογόνου και του ηλίου, χάνει το εκτεταμένο περίβλημά του και ψυχωμένος κατέρχεται

στο διάγραμμα H-R για να εισέλθει στην περιοχή που καταλαμβάνουν οι κανονικοί λευκοί νάνοι (Εικόνα 3.10).



Εικόνα 3.10 Η πλήρης εξέλιξη ενός αστέρα χαμηλής μάζας από την κύρια ακολουθία σε λευκό νάνο. Η πορεία από τον κλάδο ασυμπτωτικών γιγάντων σε λευκό νάνο (διαμέσου ενός πλανητικού νεφελώματος) είναι αβέβαιη και παρίσταται ως διακεκομμένη καμπύλη.

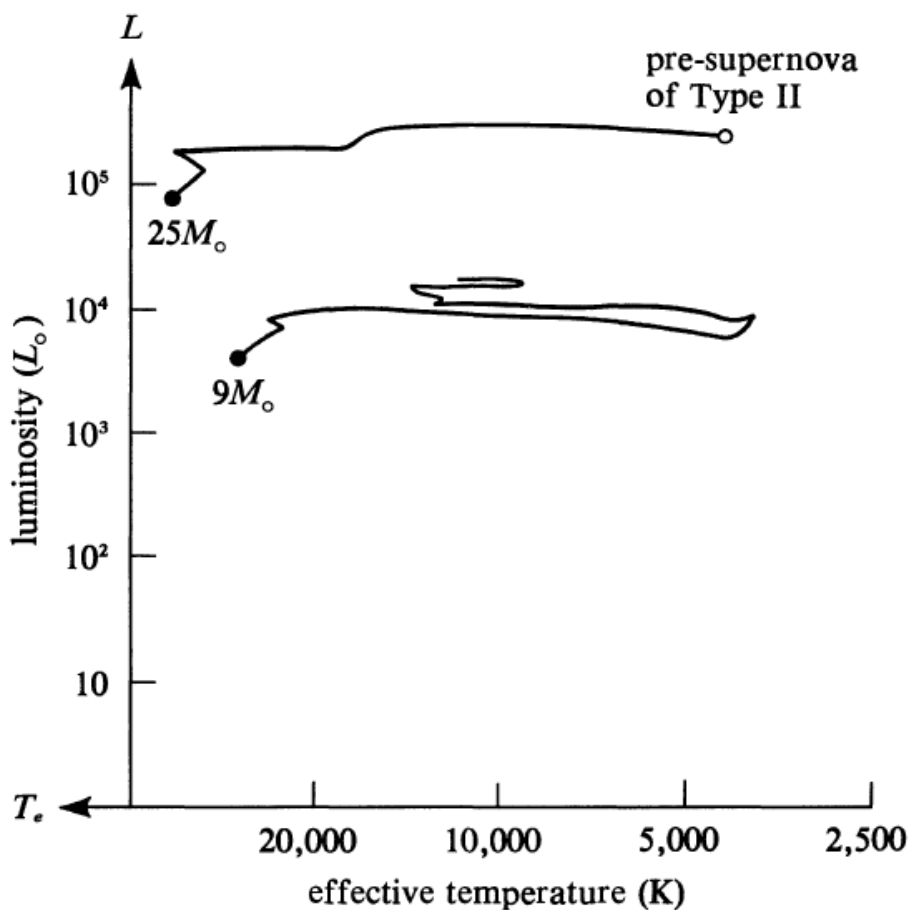
3.3 Εξέλιξη των αστέρων μεγάλης μάζας

Η εξέλιξη των άστρων που αρχίζουν τη ζωή τους στην κύρια ακολουθία με μάζα μεγαλύτερη των 6 ηλιακών μαζών, διαφέρει ποιοτικά και ποσοτικά από την εξέλιξη των αστέρων μικρής μάζας που περιγράψαμε νωρίτερα. Η ποσοτική διαφορά έγκειται στο ότι οι αστέρες μεγάλης μάζας εξελίσσονται πολύ πιο γρήγορα. Ο Martin Schwarzschild παρομοίασε έναν αστέρα μικρής μάζας με κάποιον φτωχό που έχει λίγα και ξοδεύει με φειδώ. Ένα άστρο μεγάλης μάζας είναι σαν τον πλούσιο που έχει πολλά και ξοδεύει αφειδώς. Προεκτείνοντας αυτήν την αναλογία μπορούμε να πούμε πως σύντομα ο πλούσιος ανακαλύπτει πως δεν το απομένουν αποθέματα. Σε αντίθεση όμως με τον φτωχό που όταν ανακαλύπτει ότι βρίσκεται στο ίδιο αδιέξοδο, αποτραβιέται στην αφάνεια, ο πλούσιος εκρήγνυται. Αιτία αυτής της ποιοτικά διαφορετικής συμπεριφοράς είναι ότι το άστρο μεγάλης μάζας διαθέτει αρκετή μάζα, ακόμα και μετά την απώλεια κάποιας ποσότητας, για να παράγει έναν πυρήνα λευκό νάνο με μάζα κοντά στο όριο Chandrasekhar των $1,4M_{\odot}$. Συνεπώς, η δύναμη της βαρύτητας εκτός του πυρήνα μπορεί να αυξηθεί σχεδόν απεριόριστα ακόμα και να εξαναγκάσει τα περιβάλλοντα στρώματα σε τόσο μεγάλες πιέσεις και θερμοκρασίες όσες ακριβώς χρειάζονται για να καούν όλα τα στοιχεία ως τον σίδηρο. Από τη στιγμή που θα φτάσει σε αυτήν την κατάσταση, το άστρο δεν μπορεί παρά να έχει καταστροφικό τέλος. Αυτή η γενική εικόνα της εξέλιξης των αστέρων μεγάλης μάζας δείχνει τον καθοριστικό ρόλο που παίζει η θεωρία του Chandrasekhar για τους λευκούς νάνους στην όλη διαδικασία της αστρικής εξέλιξης.

3.3.1 Προσέγγιση στην καταστροφή του σιδήρου

Στους αστέρες μεγάλης μάζας, η εξάντληση του υδρογόνου στον πυρήνα, η συστολή του πυρήνα ηλίου και η ανάφλεξη του φλοιού υδρογόνου έχουν αρκετές ομοιότητες και μικρές μόνο διαφορές με τις αντίστοιχες διαδικασίες στους αστέρες μικρής μάζας. Η κύρια διαφορά τους είναι ότι στους αστέρες με αρχική μάζα μικρότερη των $2,25M_{\odot}$, η ανάφλεξη του ηλίου στον πυρήνα λαμβάνει χώρα πριν ο πυρήνας συσταλεί αρκετά. Στους πυρήνες των εν λόγω αστέρων, το ήλιο αναφλέγεται σε συνθήκες μη εκφυλισμού, και δεν υπάρχει η έκλαμψη ηλίου. Κατά τη διάρκεια της καύσης του ηλίου στον πυρήνα, η καύση του φλοιού υδρογόνου συνεχίζεται με τον ίδιο περίπου ρυθμό όπως και πριν αναφλεγεί ο πυρήνας. Κατά τη διάρκεια της συστολής του ο αστέρας μετακινείται εν γένει προς τα δεξιά

(χαμηλότερη T_e) στο διάγραμμα H-R. Μετά την ανάφλεξη του πυρήνα, κινείται εν γένει προς τα αριστερά (υψηλότερη T_e). Στους αστέρες μεγάλης μάζας οι διαδρομές προς τα δεξιά (εξάντληση του πυρήνα) και προς τα αριστερά (ανάφλεξη του πυρήνα) συνεπάγονται μόνο μια ελαφριά και συστηματική αύξηση της λαμπρότητας. Συνεπώς, οι εξελικτικές τροχιές αστερών υψηλής μάζας είναι σχεδόν οριζόντιες στο διάγραμμα H-R (Εικόνα 3.11). Στους αστέρες πολύ μεγάλης μάζας η πυρηνική εξέλιξη στις κεντρικές περιοχές τους συμβαίνει τόσο γρήγορα που τα εξωτερικά στρώματα δεν προλαβαίνουν να αντιδράσουν στους αλληπάλληλους κύκλους εξάντλησης και ανάφλεξης του πυρήνα και γίνεται απλώς μια σχετικά σταθερή μετακίνηση προς τα δεξιά στο διάγραμμα H-R, πριν το άστρο φτάσει στο στάδιο της έκρηξης σουπερνόβα.



Εικόνα 3.11 Η εξέλιξη αστέρα μεγάλης και πολύ μεγάλης μάζας στο διάγραμμα H-R

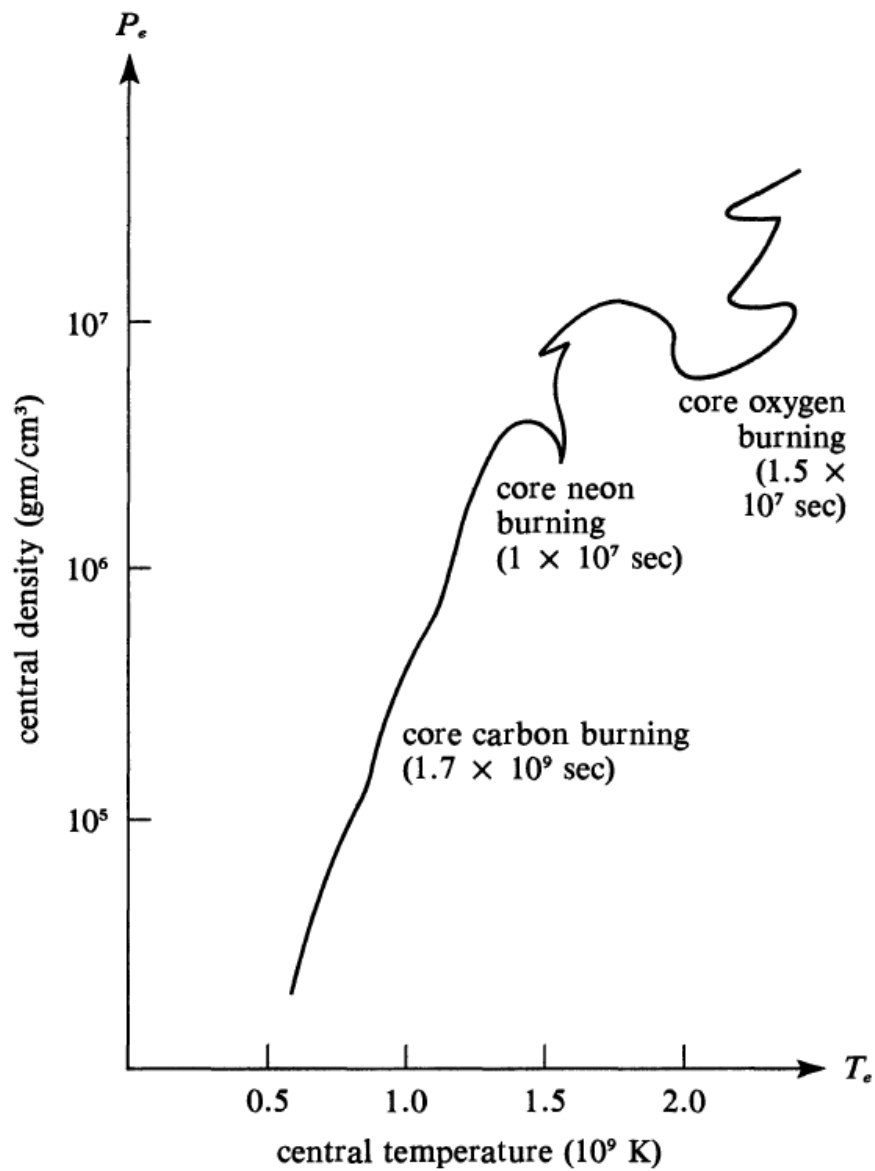
Σε κάθε περίπτωση, η καύση του πυρήνα ηλίου και του φλοιού υδρογόνου ακολουθείται από την εξάντληση του ήλιου στον αστρικό πυρήνα. Τότε ο πυρήνας άνθρακα-οξυγόνου συστέλλεται και, όπως και προηγουμένως αναφέρεται η πηγή φλοιού ηλίου κάτω από την

πηγή φλοιού υδρογόνου. Με τη σειρά του θα αναφλεγεί και ο πυρήνας άνθρακα-οξυγόνου. Η καύση του άνθρακα παρουσιάζει μεγάλη ευαισθησία στη θερμοκρασία και σχετικά μεγάλη απελευθέρωση ενέργειας ανά γραμμάριο καυσίμου. Έτσι είναι σημαντικό να ξέρουμε κατά πόσον αναφλέγεται σε συνθήκες εκφυλισμού ή όχι, και αυτό εξαρτάται από το αν η αρχική μάζα ήταν μικρότερη ή όχι των $8M_{\odot}$. Ο Arnett υπέδειξε ότι σε άστρα με μικρότερη μάζα από $8M_{\odot}$, η ανάφλεξη του πυρήνα άνθρακα-οξυγόνου σε συνθήκες εκφυλισμού ίσως οδηγήσει σε κύμα εκτόνωσης και σε έκρηξη σουπερνόβα. Παρ’ όλα αυτά υπάρχουν ορισμένες παρατηρησιακές αντιρρήσεις σε αυτήν την πρόταση. Για να αποφευχθεί λοιπόν το δίλημμα που έθεσε η υπόθεση του Arnett, έχουν προταθεί ορισμένες θεωρητικές διέξοδοι. Σε άστρα με αρχική μάζα μεγαλύτερη των $10M_{\odot}$ περίπου, ο άνθρακας θα αναφλεγεί σε θερμοκρασία μερικών εκατοντάδων εκατομμυρίων βαθμών Κέλβιν, πριν ολοκληρωθεί ο εκφυλισμός των ηλεκτρονίων. Έτσι λοιπόν, όλα τα άστρα με αρκετά μεγάλη μάζα θα εξελιχθούν ακολουθώντας τα στάδια (**Εικόνα 3.12**):

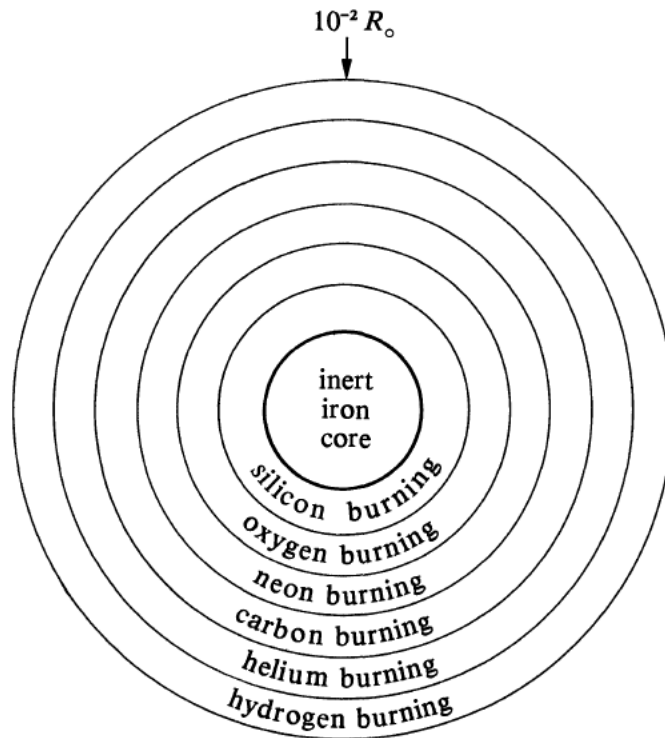
- πρωτογενής καύση υλικού του αστρικού πυρήνα
- συστολή του πυρήνα
- δευτερογενής καύση του πυρήνα (δηλαδή της στάχτης που προήλθε από την πρωτογενή καύση)

Στα απλούστερα μοντέλα (τα οποία πρότειναν πρώτοι οι Fowler και Hoyle και τα υπολόγισαν οι Arnett και Paczynski), ο πυρήνας περιβάλλεται από φλοιούς όπου γίνεται πυρηνική καύση, όπως ακριβώς ένα κρεμμύδι περιβάλλεται από πολλά στρώματα (**Εικόνα 3.13** και **Εικόνα 3.14**).

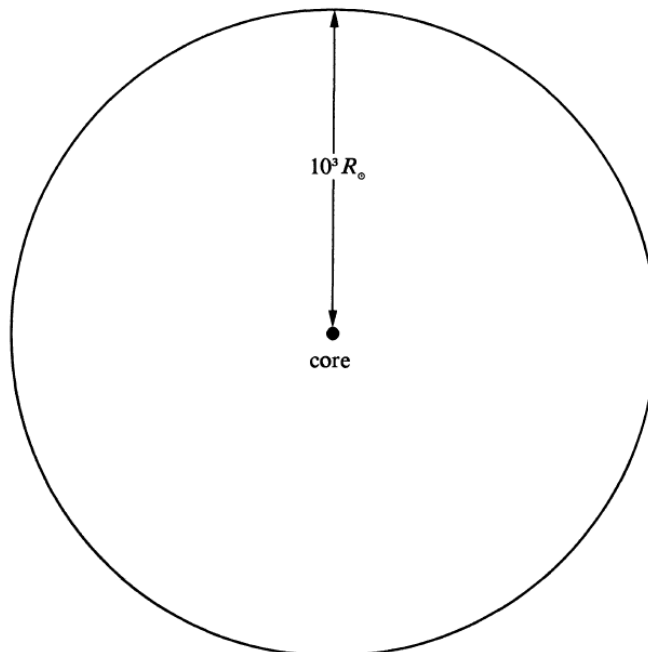
Ο κύκλος της μετατροπής της “στάχτης” σε νέο καύσιμο προχωρεί συνεχώς ταχύτερα καθώς ο εκφυλισμένος τώρα πυρήνας πλησιάζει όλο και πιο κοντά στην οριακή μάζα Chandrasekhar. Τέλος παράγεται σίδηρος στον πυρήνα και η ιστορία φτάνει στο αποκορύφωμά της.



Εικόνα 3.12 Η ιστορία της εξέλιξης του κέντρου ενός άστρου $25 M_{\odot}$ κατά τα τελευταία στάδια. Η κεντρική πυκνότητα και η θερμοκρασία αυξάνονται συνεχώς σε χρόνους μικρότερους του ενός έτους καθώς πλησιάζει η καταστροφή του σιδήρου.



Εικόνα 3.13 Η δομή “φλοιών κρεμμυδιού” ενός αστέρα προ-σουπερνόβα (πολύ εξελιγμένου άστρου υψηλής μάζας). Βλέπουμε τις περιοχές πυρηνικής καύσης κοντά στον αδρανή πυρήνα σιδήρου.



Εικόνα 3.14 Βλέπουμε τις διαστάσεις ολόκληρου του αστέρα ενός ερυθρού υπεργίγαντα, από τον πυρήνα ως τη φωτόσφαιρα.

3.3.2 Σουπερνόβα τύπου II

Ο σίδηρος είναι το τελικό υπόλειμμα του Σύμπαντος, από το οποίο είναι αδύνατη η περαιτέρω εξαγωγή ενέργειας. Όταν ο αστρικός πυρήνας μετατραπεί σε σίδηρο, δεν έχει πια άλλη δυνατότητα από το να συσταλεί και να θερμανθεί καταστροφικά. Σ’ αυτές τις συνθήκες ελευθερώνονται τεράστιες ποσότητες νετρίνων γεγονός που επιδεινώνει το πρόβλημα. Κάθε νέα διέξοδος για απώλεια θερμότητας αναγκάζει τον πυρήνα σε πρόσθετη συρρίκνωση. Τελικά, όταν επιτευχθούν πολύ υψηλές θερμοκρασίες - της τάξης μερικών δεκάτομμυρίων K - ο πυρήνας φτάνει στην κατάσταση όπου οι θερμοκρασίες μπορεί να θεωρηθούν υψηλές και για την πυρηνική φυσική. Στο σημείο αυτό φτάνουμε σε συνθήκες όπου επικρατεί το άλλο ήμισυ του θεμελιώδους κανόνα για τη θερμοδυναμική συμπεριφορά της ύλης.

“Σε σχετικά υψηλές θερμοκρασίες, η μάζα προτιμά περισσότερη ελευθερία χώρου και περισσότερα αδέσμευτα σωματίδια.”

Ακολουθώντας αυτόν τον κανόνα, ο σίδηρος αρχίζει να φωτοδιασπάται σε σωματίδια άλφα (πυρήνες ηλίου) και νετρόνια, αντιστρέφοντας έτσι την πορεία της πυρηνικής εξέλιξης που προηγήθηκε αυτής της καταστροφής. Όπως πρότεινε πρώτος ο Hoyle, αυτή η αντιστροφή αφαιρεί θερμότητα από τον πυρήνα και έτσι η κατάρρευση επιτυγχάνεται. Μέσα στον πύρινο κλίβανο που προκύπτει, φωτοδιασπώνται ακόμη και τα σωματίδια άλφα, αφαιρώντας επιπλέον θερμότητα του πυρήνα για να υπερνικηθεί η μεγάλη ενέργεια σύνδεσης των πυρήνων ηλίου. Ο αστρικός πυρήνας υφίσταται τώρα καταστροφική κατάρρευση φτάνοντας σε ελεύθερη πτώση υπό την επίδραση της ίδιας του της βαρύτητας. Η γοργά αυξανόμενη πυκνότητα ενσωματώνει σχεδόν όλα τα ελεύθερα ηλεκτρόνια μέσα στα πρωτόνια για σχηματιστεί μια πελώρια θερμή μάζα νετρονίων σε πυρηνικές πυκνότητες. Το κατά πόσον η κατάρρευση του αστρικού πυρήνα σταματάει στις χαρακτηριστικές πυρηνικές πυκνότητες σχηματίζοντας έναν αστέρα νετρονίων, ή συνεχίζει και μέχρι τον σχηματισμό μελανής οπής, δεν είναι γνωστό. Αβέβαιη είναι επίσης και η μοίρα του περιβλήματος. Λόγω της υψηλής θερμοκρασίας είναι πιθανές περαιτέρω πυρηνικές αντιδράσεις, μόνο που αυτές εξαρτώνται από το ιστορικό της προηγούμενης σύνθεσης πυρήνων.

Στο μέγιστο της φωτεινής ισχύος τους οι εκρήξεις σουπερνόβα συχνά είναι λαμπρότερες από ολόκληρο γαλαξία άστρων. Οι σουπερνόβα είναι σπάνια και δραματικά γεγονότα. Η μελέτη αερίων που εκτοξεύθηκαν σε παλαιές εκρήξεις σουπερνόβα στο Γαλαξία μας έχει υποδείξει σημαντικές πυρηνικές διεργασίες που πρέπει να έδρασαν κατά τη διάρκεια της έκρηξης. Οι ανακαλύψεις αυτές ενισχύουν την πίστη ότι πράγματι οι σουπερνόβα εκτοξεύουν σημαντικές ποσότητες πυρηνικά επεξεργασμένης ύλης στον μεσοαστρικό χώρο. Αυτά τα βαριά στοιχεία ενσωματώνονται στις μελλοντικές γενιές αστέρων (και πλανητικών συστημάτων) που δημιουργούνται από συμπύκνωση του μεσοαστρικού αερίου. Έτσι, παρ’ όλο που οι σουπερνόβα μοιάζουν για εξωτερικά συμβάντα, στην πραγματικότητα παίζουν θεμελιακό ρόλο στην κατανόηση της δικής μας δημιουργίας καθώς και της Γης μας.

4 Το παρατηρησιακό διάγραμμα H-R

4.1 Λαμπρότητα

Για να μάθουμε τη λαμπρότητα ενός άστρου, είναι απαραίτητο να κάνουμε δύο υπολογισμούς:

- α. Χρειαζόμαστε τη φαινόμενη φωτεινότητα f του άστρου, που είναι η συνολική ενέργεια που φτάνει στη Γη απ’ το άστρο, ανά μονάδα χρόνου και ανά μονάδα επιφανείας (για τον Ήλιο αυτή την ποσότητα την ονομάζουμε ηλιακή σταθερά). Στην πράξη η φαινόμενη φωτεινότητα μετριέται συνήθως μόνο μέσα σε μια περιοχή μηκών κύματος – για παράδειγμα με τη χρήση έγχρωμων φίλτρων - και πρέπει να κάνουμε ορισμένες διορθώσεις (“βολομετρικές διορθώσεις”) για να πάρουμε τελικά τη φαινόμενη φωτεινότητα για όλα τα μήκη κύματος.
- β. Χρειαζόμαστε την απόσταση r του άστρου από εμάς. Για τα κοντινά άστρα η απόσταση υπολογίζεται από μετρήσεις της παράλλαξης.

Αυτή η μέθοδος αποδεικνύεται αρκετά καλή για αποστάσεις έως και 300ly. Για πιο μακρινά άστρα θα πρέπει να βασιστούμε σε έμμεσες μεθόδους, οι οποίες αποτελούν ένα από τα θεμελιωδέστερα προβλήματα της παρατηρησιακής αστρονομίας.

Γνωρίζοντας τη φαινόμενη φωτεινότητα f και την απόσταση r ενός άστρου, μπορούμε να πάρουμε τη λαμπρότητα του από τον τύπο:

$$L = f \cdot 4\pi r^2$$

4.2 Ενεργός θερμοκρασία

Οι αστρονόμοι ορίζουν την ενεργό θερμοκρασία T_e ενός άστρου με λαμπρότητα L και ακτίνα R από την εξίσωση:

$$L = (4\pi r^2) \cdot (\sigma \cdot T_e^4)$$

Γενικά όμως είναι αδύνατο να μετρήσουμε την ακτίνα R των άστρων. Έτσι τελικά η παραπάνω σχέση είναι χρησιμότερη για τον υπολογισμό του R αφού τα L και T_e μπορούν να υπολογιστούν με ανεξάρτητες μεθόδους.

Ουσιαστικά υπάρχουν δύο διαφορετικοί τρόποι για να μετρηθεί η T_e . Και οι δύο βασίζονται στην ιδέα ότι η ενεργός θερμοκρασία αποτελεί δείκτη της ποιότητας της ακτινοβολίας που βγαίνει από τις αστρικές φωτόσφαιρες. Η πρώτη μέθοδος, UVV χρωματική φωτομετρία, χρησιμοποιεί την κατανομή συνεχούς ακτινοβολίας σε διαφορετικά μήκη κύματος. Η δεύτερη, η φασματική ταξινόμηση, χρησιμοποιεί την κατανομή των γραμμών απορρόφησης στο φάσμα του άστρου.

4.3 Φωτομετρία UVV και φασματική ταξινόμηση

Η βασική ιδέα που χρησιμοποιεί η φωτομετρία UVV (ευρείας περιοχής πολυχρωματική φωτομετρία) έγκειται στη μέτρηση των λόγων ενέργειας ακτινοβολίας σε υπεριώδη (U), μπλε (B) και ορατά (V) μήκη κύματος που εκπέμπει ένα θερμό σώμα. Το φίλτρο V αντιστοιχεί κατά προσέγγιση στην κίτρινη περιοχή του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Οι λόγοι αυτοί εξαρτώνται από την επιφανειακή θερμοκρασία του αδιαφανούς σώματος: όσο θερμότερο είναι το σώμα τόσο εντονότερη η ακτινοβολία στα βραχέα μήκη κύματος.

Οι λόγοι $\frac{f_V}{f_B}$ και $\frac{f_B}{f_U}$ θα εξαρτώνται μόνο από την ενεργό θερμοκρασία του άστρου, διότι η εξάρτηση των f από το αντίστροφο του τετραγώνου της απόσταση r θα απαλειφθεί κατά τη διαίρεση. Χρειάζονται και οι δύο λόγοι συνήθως, επειδή η μεσοαστρική σκόνη κατά μήκος της διεύθυνσης παρατήρησης μειώνει συχνά τις f_U , f_B και f_V ως προς τις πραγματικές τιμές τους (“εξάλειψη”). Επιπλέον η εξάλειψη είναι “επιλεκτική”, με την έννοια ότι το φαινόμενο είναι εντονότερο στα μικρότερα μήκη κύματος απ’ ότι στα μεγαλύτερα (“ερύθρωση”). Κατά συνέπεια υπάρχει κάποια αλλοίωση των λόγων $\frac{f_V}{f_B}$ και $\frac{f_B}{f_U}$ σε σχέση με τις πραγματικές τιμές τους. Παρ’ όλα αυτά επειδή το μέγεθος της αλλοίωσης είναι διαφορετικό για του δύο λόγους, μια μέτρηση και των δύο επιτρέπει να απαλλαγούμε από αυτή την αλλοίωση, δηλαδή “να διορθώσουμε για τη μεσοαστρική ερύθρωση”.

Η βασική ιδέα πίσω απ’ τη φασματική ταξινόμηση είναι πως, για δεδομένη χημική σύνθεση, η διάταξη των γραμμών απορρόφησης που σχηματίζονται στη φωτόσφαιρα του άστρου, εξαρτάται από τις φωτόσφαιρικές θερμοκρασίες και πιέσεις. Η μεγάλη ποικιλία προκύπτει περισσότερο εξαιτίας των ποικίλων ενεργών θερμοκρασιών των άστρων, παρά της διαφορετικής χημικής σύνθεσης του ή της πίεσης στην επιφάνεια. Συνεπώς ο φασματικός τύπος ενός άστρου δίνει κατά προσέγγιση την ενεργό θερμοκρασία του.

φασματικός τύπος = συνάρτηση της T_e

Αρχικά οι φασματικοί τύπο ονομάστηκαν με τα γράμματα της αλφαβήτου από τους Cannon και Pickering, σε μια σειρά που δείχνει κυρίως την ελαττωμένη ένταση των γραμμών απορρόφησης του υδρογόνου.

Έτσι οι αστέρες *A* είχαν τις εντονότερες γραμμές υδρογόνου, οι αστέρες *B* τις αμέσως λιγότερο έντονες, κτλ. Γρήγορα διαπιστώθηκε όμως πως σ’ αυτή τη σειρά δεν κατατάσσονται οι αστέρες ως προς την ενεργό θερμοκρασία. Οι αστρονόμοι έμαθαν από τη δουλειά του Saha πως οι αστέρες *O*, έχουν ασθενείς γραμμές υδρογόνου για τελείως διαφορετικό λόγο: οι φωτόσφαιρες τους είναι τόσο ψυχρές που ελάχιστο ατομικό υδρογόνο βρίσκεται στην πρώτη διεγερμένη στάθμη ($n = 2$) απ’ όπου είναι δυνατό, η απορρόφηση ενός αστρικού φωτονίου να δώσει φασματική γραμμή υδρογόνου στη σειρά Balmer, ορατή στα οπτικά μήκη κύματος.

Η σπουδαία ανακάλυψη του Saha είναι βέβαια ακόμη ένα παράδειγμα του γενικού κανόνα της θερμοδυναμικής:

“Σε σχετικά χαμηλές θερμοκρασίες, ένα υλικό σύστημα προτιμά περισσότερη ενέργεια δεσμού. Σε σχετικά υψηλές θερμοκρασίες, ένα υλικό σύστημα προτιμά περισσότερη ελευθερία στο χώρο και περισσότερα αδέσμευτα σωματίδια.”

Όταν οι φασματικοί τύπο διατάσσονται κατά σειρά ελαττούμενης ενεργού θερμοκρασίας, η σειρά διαβάζεται σαν:

O B A N G K M

Υπάρχουν και οι αστέρες οι οποίοι όμως έχουν διαφορετικό φάσμα, όχι επειδή είναι ψυχρότεροι από τους αστέρες *M*, αλλά επειδή έχουν ιδιότυπες περιεκτικότητες σε βαριά στοιχεία. Οι αστέρες *R*, *N* είναι πλούσιοι σε ενώσεις του άνθρακα και έχουν θερμοκρασίες συγκρίσιμες μ’ εκείνες των αστερων *K* και *M*. Οι αστέρες *S* έχουν φωτόσφαιρες με ενισχυμένες περιεκτικότητες σε στοιχεία της s-διεργασίας. Τελευταία επικρατεί η άποψη πως οι εν λόγω αστέρες βρίσκονται στη φάση της καύσης διπλού φλοιού, όπου η πυρηνική επεξεργασία στο εσωτερικό συνοδεύεται από μεταφορά ύλης στην αστρική επιφάνεια.

Οι επιπρόσθετοι τύποι R , N και S σημειώνονται συχνά με παρενθέσεις δίπλα στους κύριους φασματικούς τύπους:

$$O B A N G K M (R N S)^*$$

Ο πίνακας εξηγεί τα κύρια χαρακτηριστικά των έντονων φασματικών γραμμών που χρησιμοποιούνται για την κατάταξη των αστρικών φασμάτων.

Τύπος	Κύρια χαρακτηριστικά
O	Γραμμές εκπομπής η απορρόφησης από απλά ιονισμένο ήλιο. Συνεχές φάσμα ισχυρό στο υπεριώδες.
B	Γραμμές απορρόφησης ουδέτερου ηλίου.
A	Γραμμές υδρογόνου, στη μέγιστη ένταση τους για άστρα A_0 , και με συνεχώς μειούμενη ένταση για τα άστρα A_1 έως A_9 .
F	Αρχίζουν να φαίνονται φασματικές γραμμές των μετάλλων.
G	Φάσματα ηλιακού τύπου. Γραμμές απορρόφησης ατόμων και ιόντων μετάλλων (π.χ. απλά ιονισμένο ασβέστιο) γίνονται πλέον εμφανείς.
K	Επικρατούν οι γραμμές των μετάλλων. Ασθενές συνεχές φάσμα στη μπλε περιοχή.
M	Αρχίζουν να διακρίνονται μοριακές ενεργειακές ζώνες οξειδίου του τιτανίου.

Πίνακας 4.1 Ταξινόμηση των φασματικών τύπων

4.4 Κατηγορία λαμπρότητας

Αν εξετάσουμε τα αστρικά φάσματα όχι μόνο ως προς τη διάταξη των φασματικών γραμμών τους, μπορούμε μερικές φορές να αποσπάσουμε και άλλες πληροφορίες πέραν της ενεργού θερμοκρασίας.

Συνήθεις χρήσεις της αστρικής φασματικής ανάλυσης

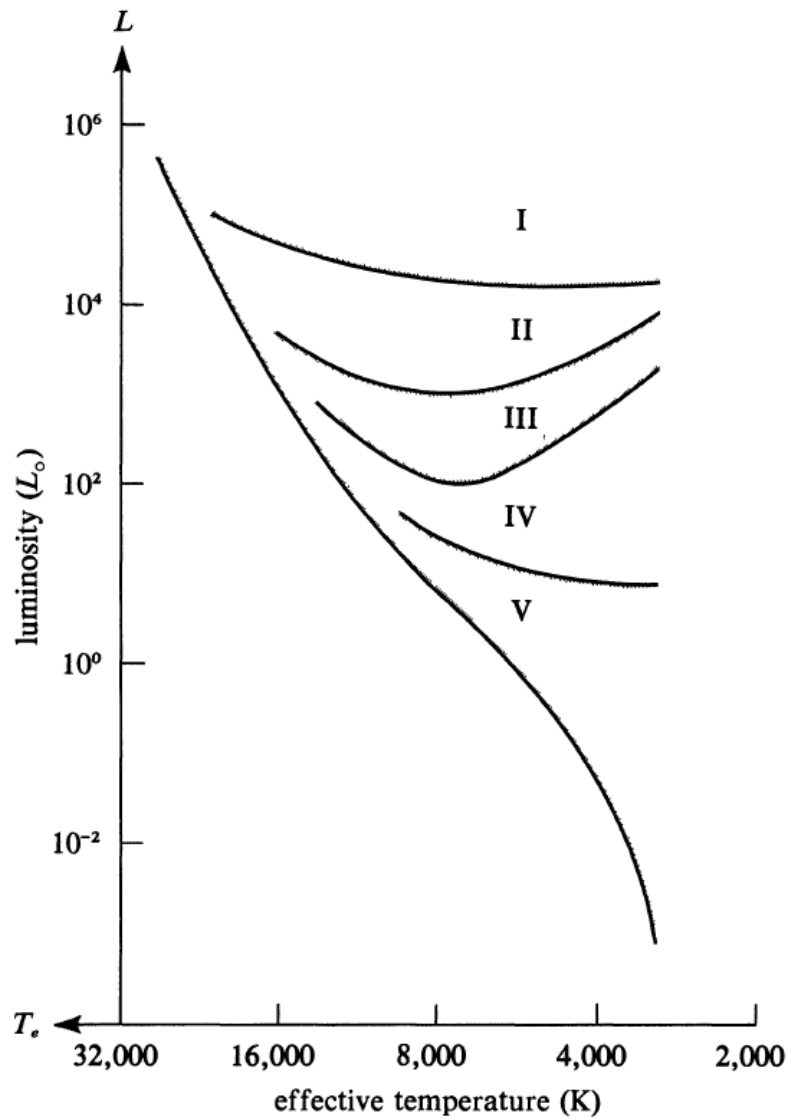
- α. Ταξινόμηση του φασματικού τύπου.
- β. Ταξινόμηση της λαμπρότητας.
- γ. Μετρήσεις της χημικής περιεκτικότητας στη φωτόσφαιρα
- δ. Μέτρηση της ακτινικής ταχύτητας του άστρου από τη μετατόπιση Doppler του κέντρου της φασματικής γραμμής.
- ε. Μέτρηση της περιστροφής του άστρου από την επιπρόσθετη διερεύνηση της φασματικής γραμμής εξαιτίας της ταχύτητας περιστροφής.
- στ. Μέτρηση της εισροής ή εκροής μάζας από ασυμμετρίες στο σχήμα της φασματικής γραμμής.
- ζ. Μέτρηση των μαγνητικών πεδίων της φωτόσφαιρας μέσω του φαινομένου Zeeman.

Το πλάτος των γραμμών απορρόφησης των άστρων μπορεί επίσης να δώσει πληροφορίες για την επιφανειακή πίεση. Για δεδομένη ενεργό θερμοκρασία τα άτομα συγκρούονται κάτω από υψηλή πίεση, πολύ συχνότερα από εκείνα που βρίσκονται σε περιβάλλον χαμηλής πίεσης. Μεγαλύτερη συχνότητα συγκρούσεων σημαίνει πως τα φωτόνια φασματικών γραμμών που εκπέμπονται και απορροφώνται στα φαινόμενα ακτινοβολίας έχουν λιγότερο καλά καθορισμένες ενέργειες (εξαιτίας της αρχής της αβεβαιότητας του Heisenberg και των ηλεκτρικών πεδίων από τη γειτνίαση άλλων ατόμων). Έτσι, οι γραμμές απορρόφησης που παράγονται σε περιβάλλον υψηλής πίεσης θα είναι γενικά πλατύτερες από όσες παράγονται σε περιβάλλον χαμηλής πίεσης. Επιπλέον, για δεδομένη θερμοκρασία σε χαμηλές πιέσεις τα άτομα ιονίζονται θερμικά ευκολότερα από ότι σε υψηλές πιέσεις (υποθέτοντας πως η πίεση δεν είναι τόσο μεγάλη ώστε να σπρώξει τους ηλεκτρονικούς φλοιούς τον έναν πάνω στον άλλο, όπως συμβαίνει στο κέντρο του Ήλιου). Αυτά τα λεπτομερή φαινόμενα μας προσφέρουν έναν τρόπο να διακρίνουμε τους αστέρες γίγαντες από τους αστέρες νάνους της ίδιας ενεργού θερμοκρασίας. Οι γίγαντες τυπικά παρουσιάζουν στενότερες γραμμές και βρίσκονται σε κατά τι ψηλότερα στάδια ιονισμού από ότι οι νάνοι της ίδιας ενεργού θερμοκρασίας, επειδή οι φωτόσφαιρες των αστερων γιγάντων βρίσκονται σε χαμηλότερες πιέσεις. Με άλλα λόγια, οι αστέρες-γίγαντες του ίδιου φασματικού τύπου με τους νάνους έχουν ελαφρά χαμηλότερες θερμοκρασίες.

Το φυσικό αίτιο για την ύπαρξη των χαμηλών πιέσεων στις φωτόσφαιρες των άστρων-γιγάντων είναι απλό. Οι γίγαντες είναι πολύ περισσότερο διογκωμένοι από τους νάνους, με αποτέλεσμα να έχουν αρκετά μειωμένη επιφανειακή βαρύτητα $g = G \frac{M}{R^2}$. Η διαφορά στις ακτίνες μεταξύ των γιγάντων και των νάνων υπερκαλύπτει την οποιαδήποτε δυνατή διαφορά μάζας. Η μειωμένη βαρύτητα στην επιφάνεια των γιγάντων απαιτεί μικρότερη πίεση αερίων για να επιτευχθεί η απαραίτητη υδροστατική στήριξη της φωτόσφαιρας τους. Έτσι από την ποσοτική ανάλυση των φασματικών γραμμών ενός άστρου μπορούμε να πούμε πως οι στενές γραμμές σχετίζονται με τα μεγάλα άστρα (μεγάλο R), ενώ οι πλατιές με τα μικρά άστρα (μικρό R). Για δεδομένη ενεργό θερμοκρασία T_e , μεγάλες τιμές του R αντιστοιχούν σε μεγάλες τιμές της λαμπρότητας L ($L = (4\pi r^2) \cdot (\sigma \cdot T_e^4)$). Υπάρχει λοιπόν άμεση συσχέτιση μεταξύ του εύρους των φασματικών γραμμών και της κατηγορίας λαμπρότητας ενός άστρου γνωστού φασματικού τύπου. Βλέπουμε στο σχήμα τα όρια αυτών των κατηγοριών λαμπρότητας στο διάγραμμα H-R.

<i>I</i>	Υπεργίγαντες (συχνά υποδιαιρούνται σε I_a και I_b)
<i>II</i>	Λαμπροί γίγαντες
<i>III</i>	Γίγαντες
<i>IV</i>	Υπογίγαντες
<i>V</i>	Νάνοι

Πίνακας 4.2 Κατηγορίες αστρικής λαμπρότητας στο διάγραμμα H-R



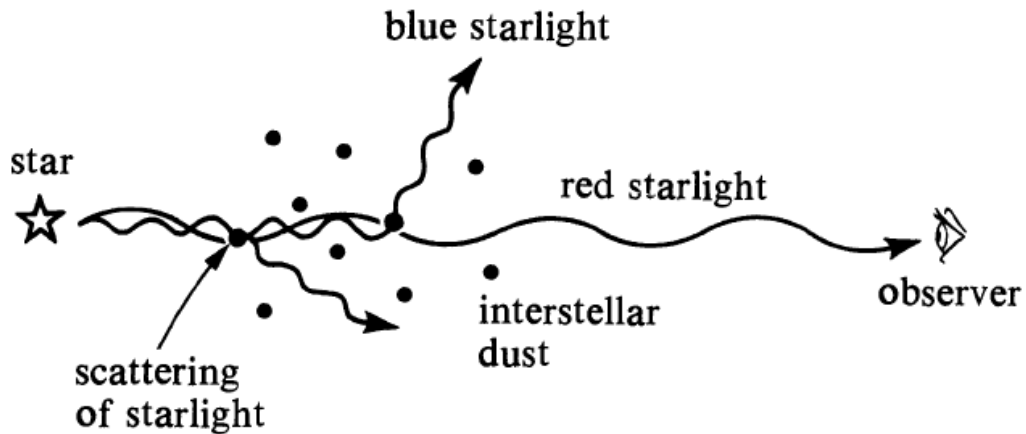
Εικόνα 4.1 Κατηγορίες λαμπροτήτων στο διάγραμμα H-R. Παρατηρούμε ότι σε υψηλές θερμοκρασίες υπάρχει μικρή διαφορά μεταξύ της λαμπρότητας κατηγορίας V (νάνος) και της λαμπρότητας κατηγορίας I (υπεργίγαντας).

5 Η ύλη μεταξύ των αστερών

5.1 Η ανακάλυψη της μεσοαστρικής σκόνης και του μεσοαστρικού αερίου

Αρκετά χρόνια πριν υπήρχαν αναφορές για “τρύπες στον ουρανό” δηλαδή είχαν παρατηρηθεί περιοχές με φαινομενική έλλειψη άστρων. Η πιο ευκολοφανής εξήγηση γι’ αυτήν την έλλειψη ήταν η παρουσία σκοτεινού υλικού κατά μήκος της διεύθυνσης παρατήρησης, η οποία ανακόπτει το φως των άστρων που βρίσκονται πίσω. Η τηλεσίδικη απόδειξη ήρθε το 1930, με το έργο του R. J. Trumpler επί των ιδιοτήτων των αστρικών σμηνών. Οι κόκκοι στερεάς ύλης στον μεσοαστρικό χώρο ονομάστηκαν **μεσοαστρική σκόνη**. Οι αστρονόμοι γνωρίζουν σήμερα ότι αυτό το επισκοτίζουν υλικό έχει τη μορφή στερεών κηλίδων, κόκκων σκόνης η χημική σύνθεση των οποίων μπορεί να είναι ενώσεις πυριτίου (όπως η άμμος) ή ενώσεις που περιέχουν άνθρακα (όπως ο γραφίτης ή καρβίδια του πυριτίου).

Πιστεύεται πως η επισκότιση του αστρικού φωτός οφείλεται σε έναν συνδυασμό πραγματικής απορρόφησης και σκέδασης, του ορατού φωτός των αστερών από κόκκους σκόνης που αιωρούνται στο διάστημα που μεσολαβεί. Το φαινόμενο αυτό είναι γνωστό με το γενικό όνομα της εξάλειψης του αστρικού φωτός. Οι περισσότεροι κόκκοι σκόνης είναι μόλις μικρότεροι από το μήκος κύματος του ορατού φωτός, αφού εκτός από τη γενική εξάλειψη του αστρικού φωτός, η μεσοαστρική σκόνη προκαλεί επίσης και ερυθρόση του. Η **Εικόνα 5.1** εξηγεί τη φυσική βάση αυτού του φαινομένου. Η μεσοαστρική ερυθρόση είναι η προοδευτική χρώση του αστρικού φωτός από τους κόκκους της μεσοαστρικής σκόνης, καθώς το κυανό φως υφίσταται επιλεκτικά μεγαλύτερη εξάλειψη από ότι το ερυθρό.



Εικόνα 5.1 Ο μηχανισμός της μεσοαστρικής ερυθρώσεως

Η σκέδαση του αστρικού φωτός από τους μεσοαστρικούς κόκκους οδηγεί επίσης σε φαινόμενα ανάκλασης, όπου η μεσοαστρική ύλη γίνεται εμφανής μέσω του ανακλώμενου φωτός. Επίσης η επιλεκτική εξάλειψη του αστρικού φωτός με διανύσματα πόλωσης ευθυγραμμισμένα παράλληλα προς τους μεγάλους άξονες των κόκκων της σκόνης φανερώνουν φαινόμενα πόλωσης. Αν οι μεγάλοι άξονες των κόκκων είναι κάθετοι προς το μεσοαστρικό μαγνητικό πεδίο, το εναπομένον αστρικό φως τείνει να πολωθεί σε διεύθυνση παράλληλη προς το μεσοαστρικό μαγνητικό πεδίο.

Ιστορικά, η αποφασιστική απόδειξη για την παρουσία του μεσοαστρικού αερίου παρουσιάστηκε λίγο νωρίτερα από τη μαρτυρία ύπαρξης της μεσοαστρικής σκόνης. Ακόμη και σήμερα η κεντρική παραδοχή στις περισσότερες μελέτες για τον μεσοαστρικό χώρο είναι ότι δεν είναι άδειος (ένα αληθινό κενό), αλλά γεμάτος με μετακινούμενα νέφη αερίου, που ονομάζεται **μεσοαστρικό αέριο**.

5.2 Οπτική εμφάνιση των αέριων νεφελωμάτων

Σήμερα γνωρίζουμε πως η σκόνη και το αέριο στον μεσοαστρικό χώρο είναι καλά αναμεμειγμένα και ότι συνυπάρχουν στα νέφη ή σε συμπλέγματα νεφών. Ο λόγος της συνολικής μάζας της σκόνης προς τη μάζα του αερίου στο Γαλαξία είναι περίπου 1%. Εφόσον το αέριο αποτελεί από μόνο του μικρό ποσοστό της μάζας των αστερών στον Γαλαξία, η μεσοαστρική σκόνη αποτελεί ένα πολύ ελάχιστο ποσοστό της συνολικής μάζας

του Γαλαξία μας. Εντούτοις, ή σκόνη έχει μεγαλύτερη επίδραση στο πώς βλέπουμε το Γαλαξία, διότι επισκοτίζει αποτελεσματικά το αστρικό φως σε πολλές διευθύνσεις.

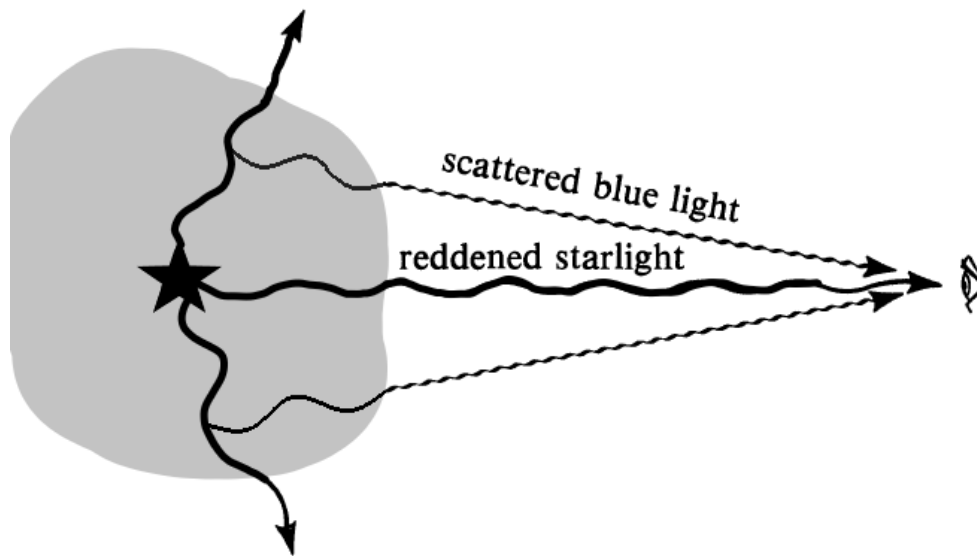
Η εμφάνιση των νεφών του αερίου και της σκόνης εξαρτάται κατά ένα μέρος από την περιοχή μήκους κύματος στο οποίο παρατηρούνται και, κατά ένα άλλο, από το πόσο κοντά σε γειτονικούς αστέρες βρίσκονται. Πρώτα εξερευνούμε τις διάφορες οπτικές εμφανίσεις των νεφών μεσοαστρικού αερίου. Τέτοια νέφη καλούνται γενικότερα **αέρια νεφελώματα**.

5.2.1 Σκοτεινά νεφελώματα

Ένα νέφος αερίου και σκόνης τοποθετημένο μπροστά σε ένα πλούσιο πεδίο μακρινών αστερών, μπορεί να ανακόψει το περισσότερο, ή και όλο το αστρικό φως. Εύκολα θα βλέπαμε πολλά άστρα στις πλευρές του νέφους και λίγα μπροστά από αυτό. Για αυτό το λόγο ένα σκοτεινό νεφέλωμα θα μπορούσε να εμφανιστεί σαν μια από τις “τρύπες στον ουρανό”. Μεταξύ των σκοτεινών νεφελωμάτων ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζουν τα στρογγυλά νεφελώματα που μελέτησαν οι Barnard και Bok. Τα ομαλά σχήματα των “σφαιροειδών του Bok” υποδεικνύουν ότι αυτά τα αντικείμενα έχουν ιδιοβαρύτητα και οδήγησαν τον Bok να προτείνει ότι είναι μάλλον θέσεις σχηματισμού νέων αστερών. Αυτός ο χαρακτηρισμός είναι σχεδόν σίγουρα σωστός για τα σκοτεινά νέφη σε γιγάντια συμπλέγματα.

5.2.2 Νεφελώματα ανάκλασης

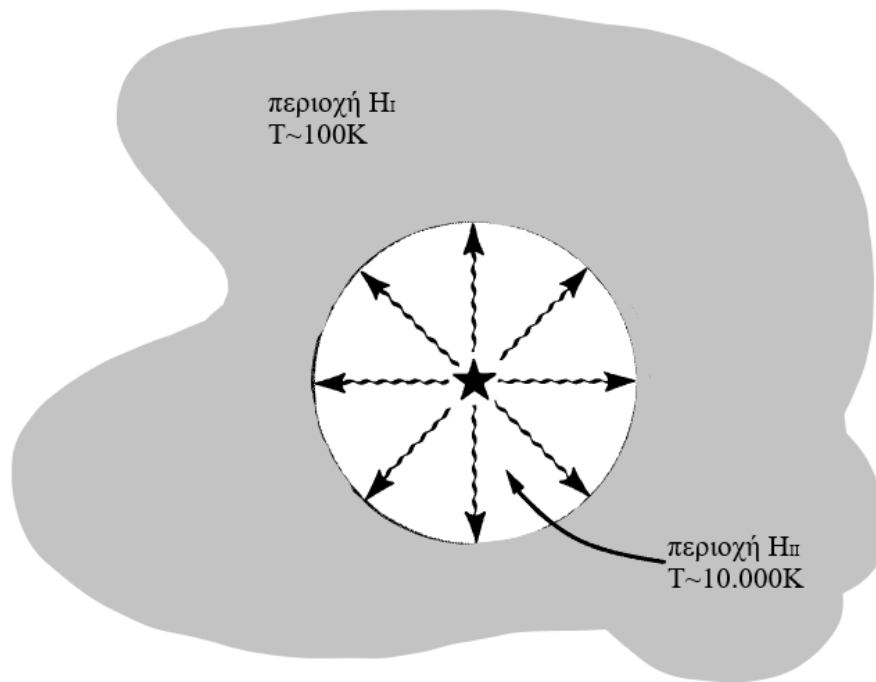
Ένα νέφος αερίου και σκόνης που περιβάλλει ένα άστρο, ή ένα σύνολο άστρων, μπορεί να λάμπει εξαιτίας της ανάκλασης του φωτός. Το φαινόμενο το διερεύνησε παρατηρησιακά ο Hubble και το εξήγησε θεωρητικά ο Russel το 1922, στο πλαίσιο του μηχανισμού σκέδασης από κόκκους σκόνης (**Εικόνα 5.2**). Το νεφέλωμα ανάκλασης τείνει να φαίνεται πιο κυανό από ότι το απευθείας φως του άστρου, γιατί το κυανό φως σκεδάζεται από τους κόκκους της μεσοαστρικής σκόνης περισσότερο από ότι το ερυθρό.



Εικόνα 5.2 Η αιτία που ένα νεφέλωμα φαίνεται πιο κυανό από το άστρο που το φωτίζει

5.2.3 Νεφελώματα θερμικής εκπομπής: περιοχές H_{II}

Τα άτομα υδρογόνου σε ένα νέφος μεσοαστρικού αερίου, βρίσκεται κοντά σε ένα πολύ θερμό άστρο, για παράδειγμα ένα νεογέννητο αστέρα τύπου O ή B, εκτίθεται στην άφθονη παραγωγή υπεριώδους ακτινοβολίας του εν λόγω αστέρα. Τα υπεριώδη φωτόνια με ενέργειες μεγαλύτερες του ορίου Lyman μπορούν να ιονίσουν τα άτομα υδρογόνου. Το τμήμα ενός μεσοαστρικού νέφους όπου το υδρογόνο έχει ιονιστεί μια φορά καλείται περιοχή H_{II} . Άρα το σύμβολο H_{II} υποδηλώνει το ιονισμένο μια φορά υδρογόνο και το σύμβολο H_I υποδηλώνει το ουδέτερο ατομικό υδρογόνο. Ο Bengt Stromgren έδειξε ότι ο διαχωρισμός ανάμεσα στις περιοχές H_{II} και στις περιοχές H_I είναι αρκετά απότομος, αν το περιβάλλον νέφος του αερίου είναι τόσο μεγάλης μάζας ώστε όλα τα υπεριώδη φωτόνια από τον κεντρικό αστέρα O ή B, απορροφηθούν πλήρως πριν η περιοχή H_{II} καταλάβει ολόκληρο το νέφος (Εικόνα 5.3). Μέσα στην περιοχή H_{II} , το πλάσμα υδρογόνου επιχειρεί συνεχώς να επανασυνδεθεί για να σχηματίσει ουδέτερα άτομα υδρογόνου, αλλά διατηρείται σχεδόν πλήρως ιονισμένο από τη συνεχιζόμενη παραγωγή υπεριωδών φωτονίων στην κεντρική πηγή. Τα υπεριώδη φωτόνια διασπών κάθε νεοσχηματιζόμενο άτομο υδρογόνου, ενώ τα ιόντα και ηλεκτρόνια που σχηματίζονται με αυτόν τον τρόπο συνεχίζουν να επανασυνδέονται, σχηματίζοντας νέα άτομα. Το μέρος της περιοχής H_{II} όπου η υπεριώδης ακτινοβολία του κεντρικού άστρου είναι ικανή να διατηρήσει την ισορροπία ανάμεσα στην επανασύνδεση και τον ιονισμό, καλείται σφαίρα Stromgren.



Εικόνα 5.3 Ένας θερμός και λαμπρός αστέρας βυθισμένος μέσα σ’ ένα νέφος ψυχρού ατομικού αερίου υδρογόνου (H_I), ή ψυχρού αερίου υδρογόνου (H_2), θα ιονίσει μια σφαιρική περιοχή γύρω του (περιοχή H_{II}). Το μέγεθος αυτής της περιοχής H_{II} υπό συνθήκες ισορροπίας δίνεται από την απαίτηση, ότι ο συνολικός αριθμός των επανασυνδέσεων, μέσα στην περιοχή H_{II} ανά μονάδα χρόνου, ισούται με τον συνολικό αριθμό των φωτονίων ιονισμού που εκπέμπονται από τον κεντρικό αστέρα ανά μονάδα χρόνου.

Η επανασύνδεση οδηγεί σε μια διαδικασία όπου ένα αέριο νέφος που περιβάλλει ένα θερμό λαμπρό άστρο, ή σύνολο τέτοιων άστρων, μπορεί να λάμψει στο ορατό μέρος του φάσματος. Ο μηχανισμός αυτός, ο φθορισμός, είναι ενεργός τόσο στα πλανητικά νεφελώματα, όπου ένα σφαιρικό κέλυφος αερίου που αποβλήθηκε πρόσφατα φωτίζεται από ένα θερμό αστέρα που πεθαίνει, όσο και στις περιοχές H_{II} , όπου το γειτονικό νέφος αερίου φωτίζεται από ένα ή περισσότερους νεογέννητους αστέρες O ή B.

5.2.4 Νεφελώματα μη θερμικής εκπομπής: κατάλοιπα σουπερνόβα

Το 1844 ο Λόρδος Rosse ανακάλυψε το εντυπωσιακότερο νεφέλωμα εκπομπής στον Γαλαξία. Το νεφέλωμα αυτό βρίσκεται προς τον αστερισμό του Ταύρου, αλλά έχει το σχήμα ενός καβουριού, ή καρκίνου, και για αυτό έχει γίνει γνωστό ως νεφέλωμα του Καρκίνου. Για το νεφέλωμα του Καρκίνου γνωρίζουμε ότι είναι κατάλοιπο σουπερνόβα.

Το φως από το νεφέλωμα του Καρκίνου προέρχεται από δύο διαφορετικές πηγές: υπάρχει άμορφο τμήμα που γνωρίζουμε ότι εκπέμπει ακτινοβολία σύγχροτρον και ένα νηματοειδές τμήμα. Φάσματα από τα νήματα δείχνουν ότι κυριαρχούνται από γραμμές εκπομπής όμοιες με αυτές που βρέθηκαν στις περιοχές H_{II} . Παρ’ όλα αυτά, οι μηχανισμοί της διέγερσης στα νήματα αυτά είναι πιθανόν αρκετά διαφορετικοί από αυτούς των περιοχών H_{II} . Η εξέταση της μετατόπισης Doppler των γραμμών εκπομπής και οι διαδοχικές θέσεις (ίδια κίνηση) των τμημάτων σε φωτογραφίες που πάρθηκαν στο διάστημα δεκαετιών, οδήγησαν τον Duncan το 1921 να συμπεράνει ότι τα νήματα διαστέλλονται απομακρυνόμενα από ένα αμυδρό κυανό αντικείμενο στο κέντρο του νεφελώματος. Ο ρυθμός διαστολής ήταν συμβιβαστός με την υπόθεση ότι το κεντρικό αντικείμενο είχε εκραγεί εννέα αιώνες νωρίτερα. Αυτό το συμπέρασμα οδήγησε στην έρευνα ιστορικών αρχείων για να βρεθεί αν ένας λαμπρός νέος αστέρας είχε εμφανιστεί στον αστερισμό του Ταύρου κατά τη διάρκεια του 11^{ου} αιώνα. Κανένα τέτοιο γεγονός δεν είχε καταγραφεί από τους κάπως καθυστερημένους δυτικούς πολιτισμούς, όμως οι Ιάπωνες και οι Κινέζοι αστρονόμοι είχαν καταγράψει ένα λαμπρό νέο αστέρα (ορατό ακόμα και την ημέρα) που εμφανίστηκε στον Ταύρο στις 4 Ιουλίου 1054, και ο οποίος δεν έπαψε να είναι ορατός ως τις 17 Απριλίου 1056. Το 1942 οι Mayall και Oort δημοσίευσαν οριστική απόδειξη ότι το νεφέλωμα του Καρκίνου αποτελείται από τα απομεινάρια ενός άστρου, η έκρηξη του οποίου ήταν ορατή το 1054 ως η λαμπρότερη έκρηξη σουπερνόβα στα αρχεία.

Πολλά άλλα νηματοειδή νεφελώματα έχουν αποδοθεί σε ιστορικά γνωστές εκρήξεις σουπερνόβα. Εξέταση της χημικής σύνθεσης των νημάτων αποκάλυψε πως συχνά είναι πλούσια σε βαριά στοιχεία. Αυτή η διαπίστωση στηρίζει την ιδέα ότι τα νήματα είναι βασικά τα απόβλητα ενός πολύ εξελιγμένου αστέρα που έχει υποστεί σημαντική πυρηνική επεξεργασία. Επίσης υποστηρίζει την άποψη ότι ο εμπλουτισμός του μεσοαστρικού μέσου σε βαριά στοιχεία προέρχεται ως επί το πλείστον από εκρήξεις σουπερνόβα.

Το περισσότερο φως του νεφελώματος του Καρκίνου δεν προέρχεται από τους λαμπρούς νηματοειδείς σχηματισμούς του, αλλά από το σχετικά άμορφο νεφελοειδές. Το άμορφο μέρος του νεφελώματος έχει συνεχές φάσμα και ισχυρά πολωμένο φως. Πόλωση του αστρικού φωτός σε αρκετές εκατοστιαίες μονάδες μπορεί να προκληθεί από ευθυγραμμισμένους κόκκους μεσοαστρικής σκόνης, αλλά η οπτική πόλωση στο νεφέλωμα του Καρκίνου είναι εξαιρετικά ισχυρή ώστε να μπορεί να εξηγηθεί από έναν τέτοιον μηχανισμό. Επιπλέον, λίγο αργότερα βρέθηκε πόλωση της ραδιοφωνικής εκπομπής του νεφελώματος και η μεσοαστρική σκόνη δεν είναι δυνατόν να επηρεάσει τα ραδιοφωνικά κύματα. Οι Alfven και Herlofson, Kirpenheuer και Ginzburg έδωσαν τη σωστή ερμηνεία πως η ραδιοφωνική εκπομπή προέρχεται από τη διεργασία σύγχροτρον. Ο Shklovskii προέκτεινε κάπως τολμηρά την ίδια εξήγηση και για την “απόκοσμη” ακτινοβολία που παρατηρείται στο οπτικό συνεχές. Το διάνυσμα πόλωσης του μεγαλύτερου μέρους της ακτινοβολίας σύγχροτρον, πρέπει να είναι κάθετος στη διεύθυνση του τοπικού μαγνητικού πεδίου. Γνωρίζουμε πως η αρχική προέλευση των ακτινοβολούντων ηλεκτρονίων υψηλής ενέργειας είναι, ο πάλσαρ του Καρκίνου, το αμυδρό κυανό αντικείμενο στο κέντρο του διαστελλόμενου νεφελώματος του Καρκίνου. Για να δοθεί μεγαλύτερη έμφαση στον διαφορετικό μηχανισμό της ακτινοβολίας, οι αστρονόμοι αναφέρουν τις περιοχές H_{II} ως νεφελώματα θερμικής εκπομπής και τα κατάλοιπα σουπερνόβα ως νεφελώματα μη θερμικής εκπομπής.

5.3 Αλληλεπιδράσεις μεταξύ αστερών και μεσοαστρικού μέσου

Η δράση των άστρων για τη μορφολογία και τις κινήσεις του μεσοαστρικού μέσου και αντίστροφα είναι πολύ σημαντική ιδιαίτερα κατά τη γέννηση και το θάνατο τους.

5.3.1 Ο θάνατος των άστρων

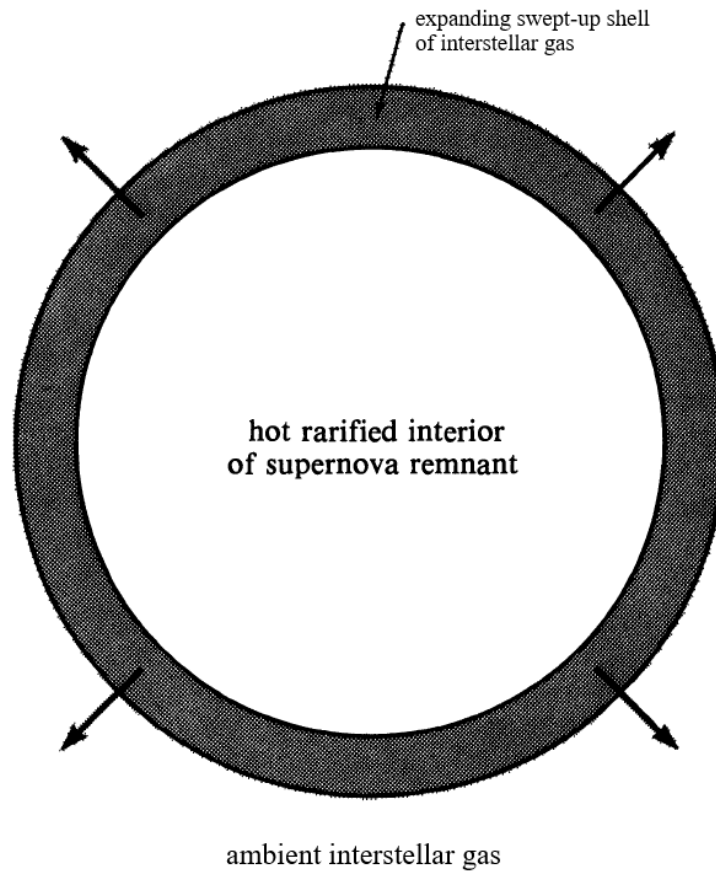
Ο θάνατος των άστρων επηρεάζει τον μεσοαστρικό χώρο με πολλούς σημαντικούς τρόπους. Υπάρχει ισχυρή παρατηρησιακή μαρτυρία πως τα άστρα στα τελευταία στάδια της αστρικής εξέλιξης αποβάλλουν σημαντικές ποσότητες αερίων μέσω αστρικών ανέμων. Σε γίγαντες

και υπεργίγαντες εξελιγμένων φασματικών τύπων παρατηρήθηκε σκόνη που συνόδευε την αποβαλλόμενη μάζα. Οι κόκκοι σκόνης πρέπει να έχουν συμπυκνωθεί από βαριά στοιχεία του αερίου, είτε όταν το αέριο βρισκόταν σε ανώμαλα ψυχρές περιοχές της αστρικής ατμόσφαιρας, είτε όταν ψύχθηκε κατά τη διαστολή τους στον άνεμο. Οι Gilman, Salpeter, Weymann και άλλοι έχουν προτείνει ότι ο άνεμος μπορεί να έχει παραχθεί, ή τουλάχιστον επιταχυνθεί, από την πίεση της ακτινοβολίας που ωθεί προς τα έξω τους νέους σχηματισμένους κόκκους σκόνης. Βίαιη τριβή μεταξύ της σκόνης και του περιβάλλοντος αερίου θα εξωθήσει και το τελευταίο προς τα έξω.

Το είδος της σχηματιζόμενης σκόνης φαίνεται να εξαρτάται από το αν ο άνθρακας ή το οξυγόνο είναι σε μεγαλύτερη σχετικά αφθονία στην ατμόσφαιρα του αστέρα. Ο άνθρακας και το οξυγόνο τείνουν να ενωθούν για να σχηματίσουν την πολύ ευσταθή αέρια ένωση μονοξείδιο του άνθρακα, CO . Εφόσον η διαδικασία ολοκληρωθεί τα εναπομείναντα άτομα των στοιχείων που βρίσκονται σε μεγαλύτερη σχετική αφθονία συνδυάζονται με άτομα άλλων στοιχείων ή μεταξύ τους για να σχηματίσουν άλλα μόρια. Μερικά από αυτά τα μόρια μπορούν να συναθροιστούν και να συμπυκνωθούν σε μικρούς στερεούς κόκκους. Η θεωρία προβλέπει σωστά ότι σε συνήθεις υπεργίγαντες, όπου το οξυγόνο είναι το αφθονότερο στοιχείο, οι ενώσεις του πυριτίου πρέπει να είναι ο επικρατών τύπος σκόνης. Στους αστέρες άνθρακα, όπου άνθρακας είναι το αφθονότερο στοιχείο, η θεωρία προβλέπει ότι τα επικρατούντα είδη σκόνης είναι τα καρβίδια του πυριτίου ή ο γραφίτης.

Υπέρυθρες παρατηρήσεις δείχνουν ότι οι κόκκοι σκόνης μπορεί επίσης να σχηματιστούν στο αέριο κέλυφος εκρήξεις νόβα, καθώς και στα πλανητικά νεφελώματα. Ο θάνατος των άστρων λοιπόν εμπλουτίζει το μεσοαστρικό αέριο σε βαριά στοιχεία και προσφέρει και την περισσότερη από την καπνιά υπό μορφή σκόνης που υπάρχει μεταξύ των άστρων.

Άστρα που πεθαίνουν μπορούν επίσης να συνεισφέρουν πολλή από τη μηχανική διαταραχή του μεσοαστρικού μέσου που αποκτά έτσι μια θρομβώδη εμφάνιση με εξογκώσεις. Το βιαιότερο παράδειγμα το προσφέρουν οι εκρήξεις σουπερνόβα. Τα διαστελλόμενα απόβλητα τέτοιων εκρήξεων θα συμπυκνώσουν το περιβάλλον μεσοαστρικό αέριο σε ένα λεπτό κέλυφος προπορευόμενο της εκροής (**Εικόνα 5.4**). Με αυτόν τον τρόπο η έκρηξη σουπερνόβα μπορεί να μεταφέρει ορμή στο περιβάλλον μέσο και ίσως να εξηγήει τις τυχαίες ταχύτητες που βλέπουμε στα μεσοαστρικά νέφη.



Εικόνα 5.4 Στα τελευταία στάδια της εξέλιξης ενός υπολείμματος σουπερνόβα, το διαστελλόμενο κέλυφος του αερίου τείνει να σαρώνει το περιβάλλον του μέσο συμπυκνώνοντας το σε μια πυκνή κατάσταση.

Πολλή από την κινητική ενέργεια της αρχικής έκρηξης θα μετατραπεί σε θερμότητα, η οποία ακολούθως ακτινοβολείται προς τα έξω από το λεπτό πυκνό κέλυφος, πίσω από το κρουστικό κύμα που προωθείται στο περιβάλλον διαστρικό μέσο. Έτσι, από τη στιγμή που το υπόλειμμα μιας σουπερνόβα εισέρχεται στη φάση της ακτινοβολίας, η ικανότητα του να επιταχύνει το μεσοαστρικό υλικό δεν είναι μεγάλη. Λεπτομερείς υπολογισμοί δείχνουν ότι ο σχηματισμός ενός λεπτού πυκνού κελύφους εξαιτίας της ψύξης δι’ ακτινοβολίας του μεσοαστρικού αερίου, είναι ευαίσθητη συνάρτηση της πυκνότητας του προϋπάρχοντος μεσονεφικού μέσου και των ιδιοτήτων των εμπεριεχομένων μεσοαστρικών νεφών. Αν η πυκνότητα του μεσονεφικού μέσου είναι μικρή, η φάση της ακτινοβολίας καθυστερεί, και το θερμό εσωτερικό του κρουστικού κύματος που παρήχθη από την έκρηξη σουπερνόβα θα διασταλεί σε πολύ μεγαλύτερες ακτίνες πριν διασκορπιστεί.

5.3.2 Η γέννηση των αστέρων

Ο Γαλαξίας μας θεωρείται ηλικίας άνω των 10^{10} ετών, αλλά υπάρχουν ακόμη αστέρες τύπου O , που ο χρόνος ζωής τους στην κύρια ακολουθία δεν υπερβαίνει τα 3×10^6 έτη. Ο σχηματισμός άστρων μεγάλης μάζας όπως του Rigel στον αστερισμό του Ωρίωνα, πρέπει να είναι μια εν εξελίξει διαδικασία στο Γαλαξία. Το συμπέρασμα ενισχύεται από τη διαπίστωση των ραδιοαστρονόμων ότι οι αστέρες OB περιβάλλονται σχεδόν πάντα από πυκνά νέφη αερίου και σκόνης. Προφανώς αυτοί οι νέοι κυανόλευκοι αστέρες δεν είχαν αρκετό χρόνο να απομακρυνθούν από το λίκνο της γέννησής τους.

Η ξαφνική εμφάνιση ενός λαμπρού θερμού άστρου σε ένα νέφος αερίου H_2 ή H_{II} πρέπει να προκαλεί δραματικές μεταβολές στο σύστημα. Το πυκνό αέριο υδρογόνο κοντά στο άστρο θα ιονιστεί πλήρως για να σχηματίσει μια συμπαγή περιοχή H_{II} . Αυτή η περιοχή H_{II} πιθανώς να έχει κάπως υψηλότερες πυκνότητες και σίγουρα πολύ υψηλότερες θερμοκρασίες από το περιβάλλον αέριο (H_2 ή H_{II}). Αργά ή γρήγορα, οι πολύ μεγαλύτερες θερμικές πιέσεις της περιοχής H_{II} θα προκαλέσουν τη διαστολή τους στο περιβάλλον αέριο με ταχύτητες συγκρίσιμες με τη θερμική ταχύτητα του αερίου H_{II} . Η διαστολή προσφέρει έναν ακόμη μηχανισμό με τον οποίο το μεσοαστρικό αέριο μπορεί να ωθηθεί σε ταχύτητες της τάξεως των 10 km/h .

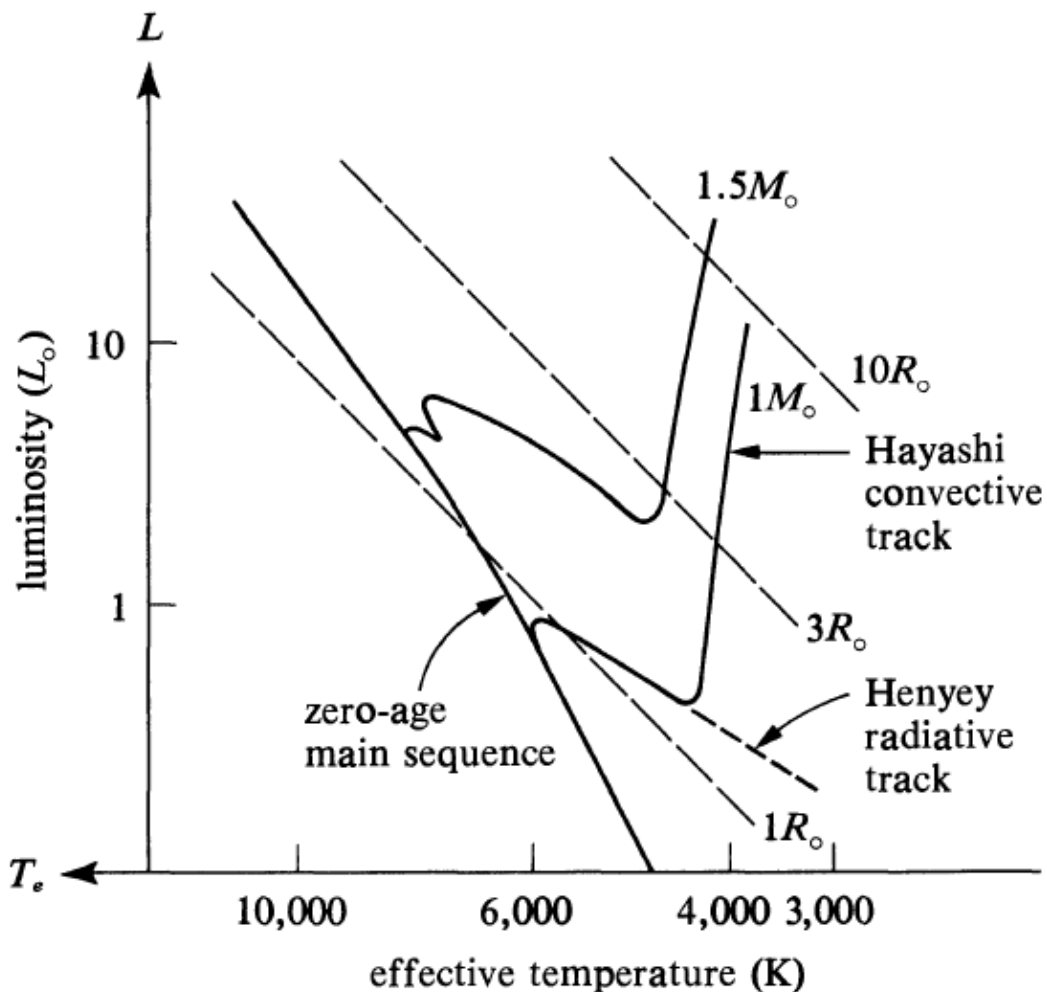
Η διαστολή των περιοχών H_{II} μέσα στις γειτονικές περιοχές μπορεί επίσης να ωθήσει μέρη των τελευταίων προκαλώντας τους βαρυτικές αστάθειες, με αποτέλεσμα να καταρρεύσουν προς το σχηματισμό των αστέρων OB . Έτσι, ο σχηματισμός αστέρων OB μπορεί να εξαπλωθεί σαν μολυσματική ασθένεια σε όλο το σύμπλεγμα μοριακών νεφών. Αυτή η πρόταση εξηγεί τις παρατηρήσεις υποομάδων αστέρων OB , που φαίνεται να σχηματίστηκαν σε διαφορετικούς χρόνους σε διάστημα 10^7 ετών, με χαλαρή συνάφεια, κοντά σε μοριακά συμπλέγματα. Αυτή η διαδικασία μπορεί να βοηθηθεί από την διαπίστωση ότι τα γιγάντια μοριακά συμπλέγματα έχουν την τάση να εμφανίζουν ενδογενώς θρομβώδη μορφολογία.

Οπτικές και υπέρυθρες παρατηρήσεις έχουν δώσει ενδείξεις ότι οι αστέρες μικρής μάζας γεννιούνται επίσης σε γιγαντιαία συμπλέγματα μοριακών νεφών. Το 1940 η ανακάλυψη του Joy των αστέρων T Tauri, που έχουν έντονα ιδιόμορφες ιδιότητες, οδήγησε σε κάποια παρατηρησιακά αποτελέσματα για τους νέους αστέρες:

- Είναι κατά κανόνα βυθισμένοι σε τοπικά συμπυκνώματα αερίου και σκόνης. Το γεγονός αυτό δημιουργεί την ανάγκη παρατηρήσεων στο υπέρυθρο, διότι η γειτονική σκόνη είναι δυνατόν να απορροφήσει το ορατό φως του αστέρα και να το επανεκπέμψει στο υπέρυθρο. Τα σκοτεινά νέφη, όπου βρίσκονται συχνά οι νέοι αστέρες, περιέχουν επίσης ιδιόμορφα φωτεινά νεφελώματα, τα οποία είναι νέφη αερίου και σκόνης που έχουν γίνει φωτεινά από την πρόσπτωση ακτινοβολίας, ή σωματιδίων ενός γειτονικού αστέρα.
- Στα φάσματα των νέων αστερών κυριαρχούν συνήθως οι έντονες γραμμές εκπομπής. Το χαρακτηριστικό αυτό πιστεύεται γενικά ότι είναι μια ένδειξη ισχυρής χρωμοσφαιρικής δραστηριότητας. Δεν είναι εντελώς σαφές γιατί συναντάται ισχυρή χρωμοσφαιρική δραστηριότητα στα νεαρά άστρα, και πολλή ερευνητική προσπάθεια αφιερώνεται στην επίλυση αυτού του αινίγματος.
- Εμφανίζουν φασματοσκοπικές ενδείξεις για ύπαρξη ισχυρών αστρικών ανέμων. Αυτό αποτελεί και πάλι ένδειξη για ισχυρή χρωμοσφαιρική δραστηριότητα.
- Οι λαμπρότητες τους μπορεί να αλλάξουν με περίεργο τρόπο, μέσα σε λίγες ώρες, και δεν διαθέτουμε ακόμα καμία σχετική εξήγηση.
- Περιέχουν ασυνήθιστα μεγάλες ποσότητες λιθίου στις ατμόσφαιρες τους. Επειδή το λίθιο καταναλώνεται εύκολα από τις πυρηνικές αντιδράσεις στο εσωτερικό των άστρων, η μεγάλη συγκέντρωση λιθίου λαμβάνεται επίσης ως ένδειξη επιφανειακής δραστηριότητας και μικρής ηλικίας.

Ο Henyey και οι συνεργάτες του διερεύνησαν τη βαθμιαία ημιστατική συστολή πρωταστέρα, εξετάζοντας μια ακολουθία καταστάσεων ακτινοβολίας του αστέρα με διαδοχικά μικρότερες διαστάσεις. Για ένα άστρο μικρής έως μεσαίας μάζας, η σχέση μάζας-λαμπρότητας-ακτίνας εξασφαλίζει πως η λαμπρότητα θα αυξηθεί ελάχιστα καθώς το άστρο συστέλλεται προς μικρότερες ακτίνες κατά μήκος του τμήματος ακτινοβολίας μιας εξελικτικής διαδρομής. Ο Hayashi και οι συνεργάτες του απέδειξαν πως η θερμοκρασία φωτόσφαιρας των άστρων δεν μπορεί να φτάσει σε αυθαίρετα χαμηλές τιμές. Έτσι η “απαγορευμένη περιοχή” χαμηλής ενεργού θερμοκρασίας είναι απρόσιτη στην αέρια φωτόσφαιρα ενός υδροστατικού άστρου. Η συστολή των προ της κύριας ακολουθίας άστρων από ακτίνες μεγαλύτερες κάποιου συγκεκριμένου μεγέθους πρέπει να λάβει χώρα κατά μήκος μιας σχεδόν κατακόρυφης διαδρομής (**Εικόνα 5.5**). Όσο ψηλότερα σε αυτό το κατακόρυφο τμήμα βρίσκεται το άστρο, τόσο περισσότερο το εσωτερικό του θα

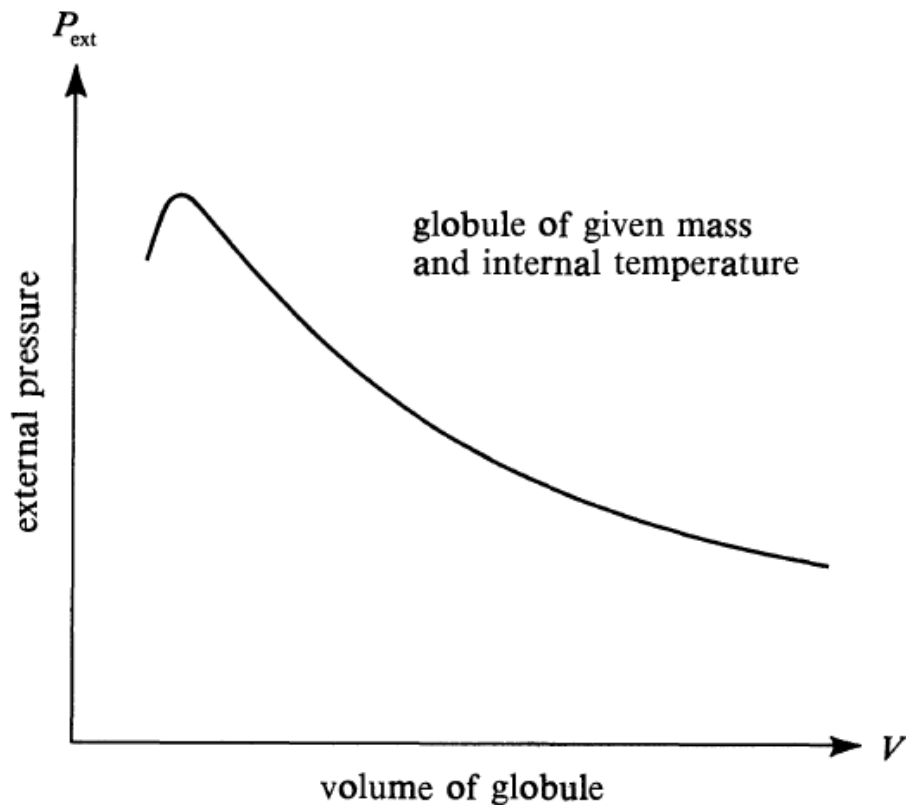
χαρακτηρίζεται από την παρουσία ανοδικών δινορευμάτων μεταφοράς. Ο Gaustad, μεταξύ άλλων, επισήμανε πως η συστολή ενός μεσοαστρικού νέφους σε αστρικές διαστάσεις δεν μπορεί να προχωρήσει εντελώς ημιστατικά. Κάπου, κατά μήκος της διαδρομής, η αποτελεσματικότητα μεταφοράς ενέργειας μέσω ακτινοβολίας στον πρωταστέρα θα είναι τόσο μεγάλη, και η θερμική υποστήριξη του αντικειμένου θα χαθεί τόσο απότομα, ώστε αναπόφευκτα θα περάσει σε στάδιο δυναμικής κατάρρευσης.



Εικόνα 5.5 Θεωρητικές εξελικτικές διαδρομές για τη φάση προ της κύριας ακολουθίας για ημιστατική συστολή. Οι διαδρομές αντιστοιχούν σε αστέρες $1 M_{\odot}$ και $1,5 M_{\odot}$. Οι διακεκομμένες διαγώνιες γραμμές δίνουν τους γεωμετρικούς τόπους σταθερής ακτίνας. Η διαδρομή του αστέρα $1,5 M_{\odot}$ εμφανίζει μια επιπλέον αναδίπλωση λίγο πριν φτάσει στην κύρια ακολουθία, η οποία δεν εμφανίζεται στην διαδρομή του αστέρα $1 M_{\odot}$, διότι το βαρύτερο άστρο χρειάστηκε να κάνει μια επιπλέον αναπροσαρμογή ώστε να αρχίσει την καύση υδρογόνου μέσω του κύκλου CN.

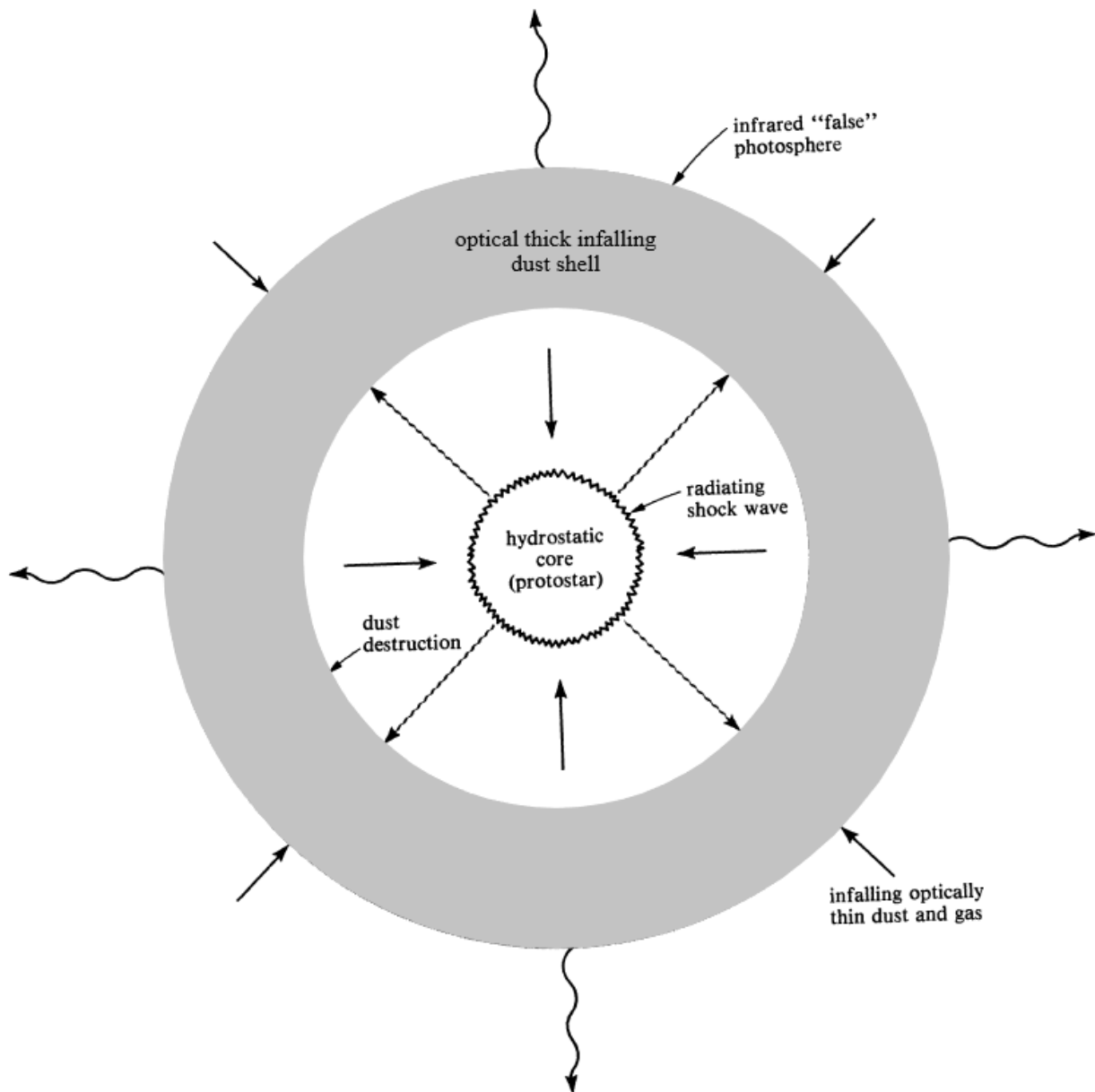
Μετά από πολλές προσπάθειες υπολογισμών βρέθηκε ότι άστρα χαμηλής έως μεσαίας μάζας, ξεκινούν την ημιστατική φάση της συστολής τους προς την κύρια ακολουθία σχετικά ψηλά στο κατακόρυφο τμήμα της “διαδρομής Hayashi” και κάνουν την πρώτη τους εμφάνιση ως άστρα μετά το τέλος της φάσης της δυναμικής κατάρρευσης.

Η εικόνα των πρώτων σταδίων ζωής ενός αστέρα στη φάση σχηματισμού, χρειάζεται λεπτομερέστερη μελέτη. Αν έχουμε ένα σφαιρωτό συμπύκνωμα μάζας M , που η θερμοκρασία του T παραμένει σχεδόν σταθερή στους $10 K$, όσο χρόνο το αέριο και η σκόνη παραμένουν αρκετά διαφανή στην ίδια την ακτινοβολία ψύξης τους. Καθώς το συμπύκνωμα συμπιέζεται, από κάποια αύξηση της εξωτερικής πίεσης $P_{εξ}$ που εξωτερικό ο όγκος του νέφους V θα ελαττωθεί. Εφόσον το κύριο μέρος του νέφους αναμένεται να συμπεριφερθεί σαν τέλειο αέριο όταν ο όγκος είναι μεγάλος, ο V στην αρχή θα ελαττωθεί αντίστροφα προς την αυξανόμενη $P_{εξ}$. Εντούτοις, καθώς ο V ελαττώνεται, αναμένουμε πως η ιδιοβαρύτητα θα γίνεται όλο και σημαντικότερη. Μόλις η ακτίνα περάσει μια κρίσιμη τιμή, που την έχουμε υπολογίσει οι Bonnor και Ebert, ή ιδιοβαρύτητα γίνεται τόσο ισχυρή ώστε περαιτέρω ελάττωση του όγκου δεν απαιτεί αύξηση της $P_{εξ}$ (**Εικόνα 5.6**). Από το σημείο αυτό και μετά, το συμπύκνωμα πρέπει να γίνει δυναμικά ασταθές σε βαρυντική κατάρρευση.



Εικόνα 5.6 Η σχέση μεταξύ του όγκου ενός ισοθερμικού αερίου νέφους με ιδιοβαρύτητα και της εξωτερικής πίεσης που ασκείται στην επιφάνεια του. Για μικρές τιμές του όγκου επικρατεί η ιδιοβαρύτητα, έτσι ώστε μια ελάττωση στον όγκο δεν απαιτεί αύξηση της εξωτερικής πίεσης.

Η δυναμική κατάρρευση προχωρεί ταχύτατα στις πυκνές κεντρικές περιοχές του συμπυκνώματος. Σε πολλές περιπτώσεις οι πυκνές κεντρικές περιοχές τείνουν να καταρρεύσουν ανεξάρτητα από τις σχεδόν υδροστατικές εξωτερικές περιοχές σχηματίζοντας αδιαφανή πυρήνα. Όταν ο πυρήνας γίνει αρκετά αδιαφανής έτσι που η θερμότητα συμπίεσης δεν μπορεί να διαφύγει ως ακτινοβολία με τον ρυθμό που δημιουργείται κατά την κατάρρευση, η πρόσπτωση του πυρήνα σταματά με ένα ισχυρό κρουστικό κύμα. Αφού παρέλθουν κάποια μεταβατικά φαινόμενα, απομένει ένα υδροστατικό αντικείμενο στο κέντρο του συμπυκνώματος που μπορεί να ονομαστεί **πρωταστέρας** (Εικόνα 5.7). Η αρχική μάζα του κεντρικού πρωταστέρρα μπορεί να είναι μόνο περίπου $10^{-3} M_{\odot}$, αλλά σιγά σιγά συσσωρεύεται υλικό καθώς πέφτουν πάνω του το περιβάλλον αέριο και η σκόνη. Η φάση αυτή της προσαύξησης του πρώτου αστέρα σε αστρικές μάζες διαρκεί 10^4 έως 10^6 έτη, εξαρτώμενη από τις αρχικές συνθήκες που προκάλεσαν την κατάρρευση.



Εικόνα 5.7 Η θεωρητική δομή ενός πρωταστέρου χαμηλής μάζας στην φάση της συσσώρευσης ύλης από ένα καταρρέον περίβλημα του νέφους. Ο κεντρικός πρωταστέρου επισκοπίζεται από το οπτικά παχύ κέλυφος σκόνης που εισέρει.

Η δομή και η δυναμική του συστήματος κατά τη διάρκεια της φάσης της αύξησης έχει υπολογιστεί για το εξιδανικευμένο πρόβλημα της σφαιρικής κατάρρευσης. Τα κεντρικά χαρακτηριστικά, ξεκινώντας από μέσα προς τα έξω, είναι:

- Ένας υδροστατικός πυρήνας, ο πρωταστέρου.

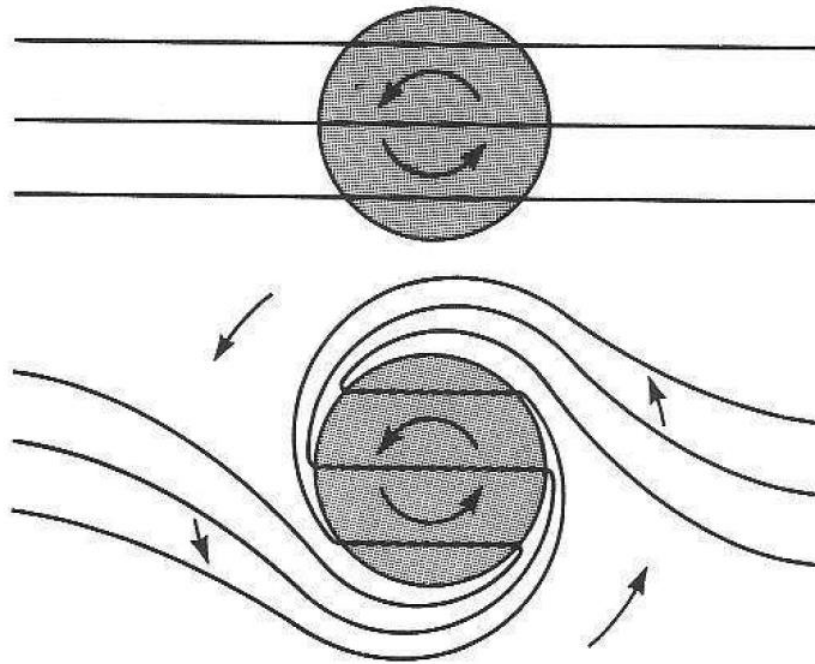
- Ένα ακτινοβολούν κρουστικό κύμα που ορίζει την επιφάνεια του πυρήνα και μέσω του οποίου το προσπίπτον υλικό που εισρέει επιβραδύνεται.
- Μια ζώνη απαλλαγμένη σκόνης, όπου τα προς τα έξω οδεύοντα φωτόνια από το ακτινοβολούν κρουστικό κύμα θερμαίνουν το αέριο σε αρκετά υψηλές θερμοκρασίες και καταστρέφουν τη σκόνη.
- Ένα αδιαφανές κέλυφος σκόνης από προσπίπτον υλικό που μετασχηματίζει τα προς τα έξω οδεύοντα οπτικά φωτόνια σε διαχεόμενα υπέρυθρα φωτόνια.
- Μια “ψευδοφωτόσφαιρα” σκόνης, όπου τα υπέρυθρα φωτόνια έχουν υποβιβαστεί σε τόσο μεγάλα μήκη κύματος που μπορούν να διαφύγουν σχεδόν ελεύθερα από το προσπίπτον νέφος που τα περιβάλλει.

Στη διάρκεια της φάσης προσαύξεσης, η θέα του κεντρικού πρωταστέρα για έναν οπτικό αστρονόμο, θα επισκοτιζόταν από την υπερκείμενη σκόνη, ενώ ένας αστρονόμος υπέρυθρων θα έβλεπε μόνο την ακτινοβολία που προέρχεται από την “ψευδοφωτόσφαιρα” σκόνης. Για έναν αρκετά θερμό και λαμπρό κεντρικό πρωταστέρα, η απαλλαγμένη σκόνης περιοχή έξω από το κρουστικό κύμα προσαύξεσης θα έχει το υδρογόνο της πλήρως ιονισμένο και ίσως παρατηρήσιμο από τους ραδιοαστρονόμους ως συμπαγέστατη περιοχή H_{II} .

Η περιστροφή του μέρους του αερίου νέφους, που τελικά γίνεται αστέρας ή ζεύγος αστερών, πρέπει να παίζει σημαντικό δυναμικό ρόλο όταν το καταρρέον αντικείμενο έχει φτάσει σε σχετικά μικρές διαστάσεις. Τα μαγνητικά πεδία παίζουν πιθανώς σημαντικό ρόλο στη μεταφορά του μεγαλύτερου μέρους της στροφορμής ενός συστελλόμενου μεσοαστρικού νέφους στο περιβάλλον του.

Εξαιτίας του παγώματος του πεδίου, οι μαγνητικές γραμμές που διαπερνούν και το νέφος και το μεσονεφικό μέσο, συστρέφονται καθώς το νέφος περιστρέφεται ως προς το περιβάλλον του (**σχήμα**). Η τάση στις παραμορφωμένες μαγνητικές γραμμές μεταδίδει μια δύναμη στο περιβάλλον αέριο, που το κάνει να τείνει να περιστραφεί μαζί με το νέφος. Η περιστροφή του μεσονεφικού μέσου αποσπά στροφορμή από το νέφος. Κατά την μαγνητοϋδροδυναμική, το περιστρεφόμενο νέφος εκπέμπει ένα στροφικό κύμα Alfvén στο περιβάλλον μέσο, το οποίο απάγει στροφορμή από το νέφος. Φυσικά, το μαγνητικό πεδίο επιδρά άμεσα μόνο στα φορτισμένα σωματίδια. Τα ουδέτερα άτομα και μόρια συζεύγνυνται

με το μαγνητικό πεδίο μόνο μέσω της τριβής λόγω κρούσεων μεταξύ ουδετέρων και ιόντων. Έτσι, καθώς το νέφος συστέλλεται, τα ουδέτερα έλκονται προς το κέντρο περισσότερο από ότι τα φορτισμένα σωματίδια, που αισθάνονται την αντίσταση του μαγνητικού πεδίου που είναι δεμένο στο περιβάλλον υλικό. Η αργή αυτή ολίσθηση των ουδέτερων μέσα από τα ιόντα, που καλείται “αμφιπολική διάχυση”, οδηγεί τελικά σε μια κατάσταση όπου ο συνδυασμός δυνάμεων των μαγνητικών πεδίων και της πίεσης του αερίου αδυνατεί πλέον να αντισταθεί στην προς το κέντρο βαρυτική έλξη της συγκεντρωμένης ύλης. Το εσωτερικό κομμάτι του νέφους καταρρέει τότε βαρυτικά. Το νέφος αποσυνδέεται από το μαγνητικό πεδίο όταν έχει πια μεταφερθεί αρκετή στροφορμή ώστε να επιτρέψει στο καταρρέον νέφος να σχηματίσει είτε ένα διπλό σύστημα άστρων, ή ένα μονό άστρο με περιβάλλον πλανητικό σύστημα.



Εικόνα 5.8 Γραμμές μαγνητικού πεδίου, που διαπερνούν ένα περιστρεφόμενο μεσοαστρικό νέφος, μπορούν να βοηθήσουν στην απομάκρυνση στροφορμής από το νέφος μεταφέροντας την στο περιβάλλον μέσο. Οι παγωμένες γραμμές του πεδίου περιτυλίσσονται καθώς το νέφος στρέφεται, ενώ οι καμπυλωμένες μαγνητικές γραμμές, τείνουν να περιστρέψουν το περιβάλλον αέριο. Όλο και μεγαλύτερο τμήμα του περιβάλλοντος αερίου τίθεται σε κίνηση καθώς η περιστροφική διαταραχή διαδίδεται από το νέφος προς τα έξω ως ένα κύμα Alfvén.

Βιβλιογραφία

- Βαρβόγλης, Χ., & Σειριδάκης, Γ. (1994). *Εισαγωγή στη σύγχρονη αστρονομία*, Θεσσαλονίκη: Εκδόσεις Γαρταγάνης.
- Lang, K., R. (2013). *The life and death of stars*. New York: Cambridge University Press
- Shu F., H. (1991). *Αστροφυσική – Δομή και εξέλιξη του Σύμπαντος – Τόμος Ι: Αστέρες*, (μτφ.: Παλαιολόγου, Ε., Ζαχείλας, Ε., κ.α.). Ηράκλειο: Πανεπιστημιακές εκδόσεις Κρήτης.
- Shu F., H. (1982). *The physical universe – An introduction to astronomy*. California: University Science Books

Υπεύθυνη Δήλωση Συγγραφέα:

Δηλώνω ρητά ότι, σύμφωνα με το άρθρο 8 του Ν.1599/1986, η παρούσα εργασία αποτελεί αποκλειστικά προϊόν προσωπικής μου εργασίας, δεν προσβάλλει κάθε μορφής δικαιώματα διανοητικής ιδιοκτησίας, προσωπικότητας και προσωπικών δεδομένων τρίτων, δεν περιέχει έργα/εισφορές τρίτων για τα οποία απαιτείται άδεια των δημιουργών/δικαιούχων και δεν είναι προϊόν μερικής ή ολικής αντιγραφής, οι πηγές δε που χρησιμοποιήθηκαν περιορίζονται στις βιβλιογραφικές αναφορές και μόνον και πληρούν τους κανόνες της επιστημονικής παράθεσης.