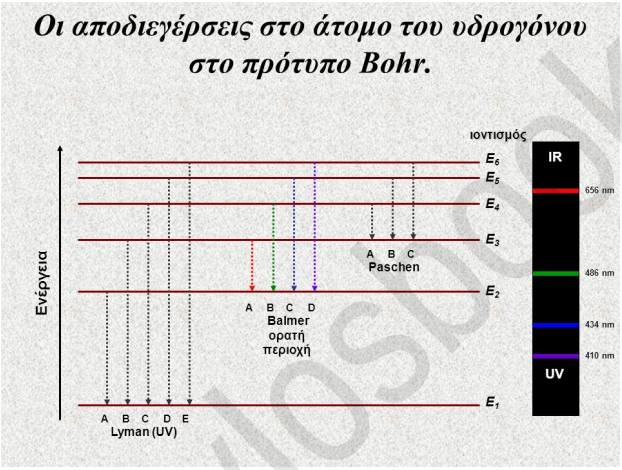
Ομάδα Αστρικής Φασματοσκοπίας
Εθνικού και Καποδιστριακού
Πανεπιστημίου Αθηνών



Εισαγωγή στην Αστρική Φασματοσκοπία

Μέρος ΙΙΙ: Διάδοση Ακτινοβολίας σε περιοχές ιονισμένου υδρογόνου (HII)

MSc Δημήτρης Σταθόπουλος

Εκδόσεις Δίαυλος
Αθήνα 2018
ISBN 978-960-531-412-5

www.diavlos.gr

Περιεχόμενα 2
1. Διάδοση Ακτινοβολίας σε περιοχές ιονισμένου υδρογόνου 4
Εισαγωγή 5
Αστρικά συνεχή 15
Φασματικές γραμμές 36
2. Ιονισμένο Υδρογόνο – Περιοχές HII 42
Εισαγωγή 43
Ισορροπία Φωτοϊονισμού 43
Θερμική Ισορροπία 44
Υδροδυναμική Ισορροπία 44
Ισοζύγιο ιονισμού 46
Το μέγεθος της HII περιοχής 53
Βαθμός ιονισμού 55
Το στρώμα ιονισμού 59
Δομή ιονισμού 61
Η παράμετρος ιονισμού 64
Ήλιο 66
Θερμική δομή περιοχών ιονισμένου αερίου 71
Θέρμανση λόγω φωτοϊονισμού 71
Ψύξη 73
Ψύξη λόγω επανασύνδεσης 73
Ελεύθερη – ελεύθερη ψύξη 76
Συγκρουσιακά διεγερμένη γραμμική εκπομπή 77
Συγκρουσιακή διέγερση 79
Συγκρουσιακή ψύξη 82
Όριο χαμηλής πυκνότητας 85
Όριο υψηλής πυκνότητας 85
Θερμική ισορροπία 87

www.ziziosbooks.gr

Σκόνη και περιοχές ιονισμένου υδρογόνου 89
Σκόνη και Lya ακτινοβολία 95
Χαρακτηριστικά εκπομπής 98
Γραμμές επανασύνδεσης Υδρογόνου 101
Σύγκριση με τις παρατηρήσεις 103
Πυκνότητα ηλεκτρονίων 104
Θερμοκρασία ηλεκτρονίων 108
Αστρική ενεργός θερμοκρασία 109

www.diavlosbooks.gr



Διάδοση Ακτινοβολίας σε περιοχές Ιονισμένου Υδρογόνου

www.diavlos.books.gr

Εισαγωγή

Οι βασικές παράμετροι που χρειαζόμαστε για την μελέτη της δομής και εξέλιξης των άστρων είναι η λαμπρότητα L, η μάζα M, η ακτίνα R και η χημική τους σύνθεση. Μία επιπλέον παράμετρος την οποία θα επιθυμούσαμε να γνωρίζουμε είναι η ηλικία ενός άστρου, αλλά αυτή βέβαια δεν είναι δυνατόν να υπολογιστεί άμεσα. Οφείλουμε να σημειώσουμε πως η ενεργός θερμοκρασία T_{eff} μπορεί να αντικαταστήσει την λαμπρότητα L ή την ακτίνα R μέσω της μαθηματικής σχέσης $L = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4$. Συνεχίζοντας, η επιφανειακή βαρύτητα μπορεί να αντικαταστήσει είτε την ακτίνα R είτε την μάζα M, μιας και $g = GM/R^2$. Πρέπει βέβαια να επισημάνουμε πως η επιτάχυνση της βαρύτητας g, είναι περισσότερο ευαίσθητη ως προς την ακτίνα R έναντι της μάζας M. Πέραν τούτου, οι αστρικές ακτίνες καλύπτουν ένα πολύ ευρύτερο φάσμα τιμών σε σύγκριση με το αντίστοιχο φάσμα μαζών. Κλείνοντας, κάποιοι δευτερογενείς παράγοντες που θα επιθυμούσαμε να γνωρίζουμε είναι οι ταχύτητες περιστροφής των άστρων και τα μαγνητικά πεδία που επικρατούν στο εσωτερικό τους.

www.diavlosbooks.gr

Όσον αφορά τον υπολογισμό μαζών πρέπει να σημειωθεί πως αυτή είναι δυνατή μόνο στην περίπτωση συγκεκριμένων διπλών αστρικών συστημάτων ενώ οι ακτίνες μπορούν να υπολογιστούν σε καταστάσεις έκλειψης ορισμένων διπλών αστέρων. Στην περίπτωση μεμονωμένων άστρων, ο υπολογισμός της ακτίνας τους είναι δυνατόν να πραγματοποιηθεί μέσω εκλείψεων και συμβολομετρικών μετρήσεων. Είμαστε σε θέση να υπολογίσουμε την λαμπρότητα εκείνων των άστρων των οποίων γνωρίζουμε την απόσταση από τον παρατηρητή ο οποίος και μετρά τη ροή ακτινοβολίας $F = L/4\pi D^2$. Ο υπολογισμός όμως της λαμπρότητας δεν είναι δυνατόν να γίνει απευθείας μέσω αυτής της σχέσεις μιας και πρώτα πρέπει να ολοκληρώσουμε τη ροή ακτινοβολίας πάνω σε όλες τις συχνότητες. Είναι αναπόφευκτο το γεγονός της ύπαρξης περιοχών συχνοτήτων στις οποίες δεν έχουμε παρατηρήσεις, με αποτέλεσμα να χρειαζόμαστε μαθηματικές προσεγγιστικές μεθόδους για τον υπολογισμό του συνολικού φάσματος του αστέρα. Ο υπολογισμός της θερμοκρασίας μπορεί να επιτευχθεί παίρνοντας την αναλογία μεταξύ των ροών που αντιστοιχούν σε δύο διαφορετικά μήκη κύματος αφού βέβαια θεωρήσουμε πως έχουμε το φάσμα μέλανος σώματος. Αυτό που πρέπει να προσέξουμε στην

www.diavlosbooks.gr

συγκεκριμένη διαδικασία είναι τα μήκη κύματος που θα επιλέξουμε να μην βρίσκονται στην περιοχή Reyleigh – Jeans στην οποία η μορφή του φάσματος δεν εξαρτάται από την θερμοκρασία. Η θερμοκρασία λοιπόν που βρίσκουμε με την ανωτέρω διαδικασία ονομάζεται θερμοκρασία χρώματος. Με ανάλογο τρόπο, συγκρίνοντας εντάσεις γραμμών, συγκεκριμένου ατόμου ή ιόντος, οι οποίες προέρχονται από επίπεδα διαφορετικού δυναμικού ιονισμού ή συγκρίνοντας εντάσεις γραμμών από διαφορετικά ιόντα, είναι δυνατόν να εξάγουμε θερμοκρασίες διέγερσης ή ιονισμού μέσω των εξισώσεων Boltzmann και Saha.

Αν το συνεχές αστρικό φάσμα ήταν αυτό ενός μέλανος σώματος, τότε η θερμοκρασία χρώματος θα μας έδινε την ενεργό θερμοκρασία. Αν οι γραμμές που καθορίζουν την φασματική τάξη προέρχονταν από το στρώμα που δίνει τη συνεχή εκπομπή και οι γραμμές αυτές είχαν δημιουργηθεί σε τοπική θερμοδυναμική ισορροπία, τότε η θερμοκρασία ιονισμού θα ήταν ίδια με την ενεργό θερμοκρασία. Εντούτοις, τα φάσματα των αστέρων αποκλίνουν αισθητά από το πρότυπο φάσμα του μέλανος σώματος, εξαιτίας της μεταβολής του συντελεστού της συνεχούς απορρόφησης σε συνάρτηση με το μήκος κύματος και εξαιτίας του φαινομένου της

www.diavlosbooks.gr

συγκέντρωσης πολλών φασματικών γραμμών σε συγκεκριμένες φασματικές περιοχές. Έτσι, η θερμοκρασία χρώματος είναι πολύ διαφορετική σε σχέση με την ενεργό θερμοκρασία. Οι γραμμές δημιουργούνται σε διαφορετικά στρώματα της αστρικής ατμόσφαιρας από ότι το συνεχές, ενώ η θεώρηση τοπικής θερμοδυναμικής ισορροπίας είναι σπανίως αληθής, με αποτέλεσμα σε γενικές γραμμές οι θερμοκρασίες ιονισμού να είναι διαφορετικές από την ενεργό θερμοκρασία. Κρίνεται λοιπόν αναγκαία η χρήση πλειάδας μοντέλων, αστρικών ατμοσφαιρών, ή μιας σειράς από εμπειρικές θερμοκρασίες και ακτίνες οι οποίες ήταν δυνατόν να μετρηθούν, έτσι ώστε να μπορέσουμε να ρυθμίσουμε τις θερμοκρασίες χρώματος και ιονισμού σε σχέση με την ενεργό θερμοκρασία.

Τα μοντέλα αστρικών ατμοσφαιρών, στην περίπτωση ψυχρών άστρων προτείνουν ένα εύρος μηκών κύματος, εντός του υπερύθρου, στο οποίο πρέπει να παρατηρούμε ένα στρώμα με θερμοκρασία κοντά στην ενεργό θερμοκρασία. Αν ένα άστρο είναι σε απόσταση d, τότε η παρατηρούμενη ροή $F_1(\lambda)$, σε μήκος κύματος λ, μπορεί να εξισωθεί με την ροή στην επιφάνεια του άστρου επί έναν παράγοντα $(R\ /\ d)^2$, με την ροή στην επιφάνεια να ισούται με τη ροή μέλανος σώματος στην ενεργό θερμοκρασία,

www.diavlos.gr

$\pi B_\nu T_{eff}$. Η παρατηρούμενη ροή αθροισμένη σε όλα τα μήκη κύματος, F_2, ισούται με την συνολική ροή στην επιφάνεια του αστέρα επί τον παράγοντα $(R\ /\ d)^2$ και αυτή η επιφανειακή ροή πρέπει να ισούται με σT_{eff}^4. Οι δύο αυτές συνθήκες επιτρέπουν τον υπολογισμό του λόγου $R\ /d$ και της ενεργού θερμοκρασίας T_{eff}, μιας και ο λόγος F_1/F_2 είναι συνάρτηση μόνο της T_{eff} έτσι αν το d είναι γνωστό μπορούμε να υπολογίσουμε το R. Μία ακόμη εφαρμόσιμη προσέγγιση στην περίπτωση των ψυχρών άστρων, στα οποία η αδιαφάνεια είναι μία μη μονότονη συνάρτηση, είναι η εύρεση δύο μηκών κύματος στα οποία μπορούμε να δούμε στο ίδιο οπτικό βάθος, δηλαδή δύο μήκη κύματος για τα οποία ο συντελεστής απορρόφησης, στην ίδια θερμοκρασία είναι ο ίδιος. Αν το συνεχές σχηματίζεται σε τοπική θερμοδυναμική ισορροπία, ο λόγος των ροών στα δύο αυτά μήκη κύματος θα πρέπει να είναι ο ίδιος με το λόγο των ροών μέλανος σώματος, στα ίδια μήκη κύματος, για θερμοκρασία T, γεγονός το οποίο μας δίνει τη δυνατότητα υπολογισμού της θερμοκρασίας T. Η ροή σε ένα από αυτά τα μήκη κύματος θα είναι $(R/d)^2\pi B_\nu(T)$, σχέση η οποία επιτρέπει τον υπολογισμό του λόγου R/d. Η συνολική παρατηρούμενη ροή, F_2, η οποία είναι

www.diavlosbooks.gr

$(R/d)^2\sigma T_{eff}^4$, μας δίνει την ενεργό θερμοκρασία T_{eff}. Οφείλουμε να σημειώσουμε πως τα μήκη κύματος στα οποία το οπτικό βάθος είναι το ίδιο εξαρτώνται από την θερμοκρασία.

Τα μοντέλα αστρικών ατμοσφαιρών είναι συναρτήσεις της ενεργού θερμοκρασίας T_{eff}, της χημικής σύστασης και της βαρύτητας g. Η τιμή του g επηρεάζει την πίεση των περιοχών που δημιουργούν τις φασματικές γραμμές και κατά επέκταση τα προφίλ και τα ισοδύναμα πλάτη των πεπλατυσμένων λόγω πίεσης ισχυρών φασματικών γραμμών. Για παράδειγμα το προφίλ της Hγ γραμμής, και ιδιαίτερα οι πεπλατυσμένες λόγο πίεσης πτέρυγες, χρησιμοποιούνται ως δείκτες πίεσης και κατ' επέκταση επιφανειακής βαρύτητας, στην περίπτωση των θερμών αστέρων. Η πίεση είναι αυτή που ελέγχει το βαθμό ιονισμού για δεδομένη θερμοκρασία και συνεπώς την αναλογία των γραμμών που προέρχονται από διαφορετικά στάδια ιονισμού. Το λεπτό σημείο στο σημείο αυτό είναι η εύρεση της αναλογίας γραμμών (κατά προτίμηση γραμμές των οποίων τα μήκη κύματος είναι πολύ κοντά και οι εντάσεις τους είναι αρκετά ισχυρές ώστε οι γραμμές να είναι εύκολα ανιχνεύσιμες αλλά όχι τόσο ισχυρές ώστε να είναι κορεσμένες) η οποία εξαρτάται ισχυρά από την πίεση ηλεκτρονίων και συνεπώς από την επιφανειακή

www.diavlosbooks.gr

βαρύτητα ενώ εξαρτάται ασθενώς από την θερμοκρασία. Ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα το οποίο χρησιμοποιείται συχνά σε αστέρες φασματικού τύπου F ως K είναι η αναλογία γραμμών Sr II 407,7 nm προς Fe I 404,6 nm. Η αναλογία αυτή αυξάνεται αυξανομένης της πίεσης και της επιφανειακής βαρύτητας καθώς το στρόντιο ιονίζεται όλο και πιο πολύ και ο σίδηρος γίνεται λιγότερο ουδέτερος. Η πίεση επηρεάζει επίσης το συντελεστή συνεχούς απορρόφησης και το εύρος της ασυνέχειας Balmer. Όλες οι προηγούμενες εξαρτήσεις μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την εύρεση της βαρύτητας $g = GM/R^2$, παρόλο που πρέπει να αναγνωρίσουμε πως αυτές επηρεάζονται σε κάποιο βαθμό και από την θερμοκρασία.

Στο σημείο αυτό κρίνεται αναγκαία η αναφορά στον παράγοντα της χημικής σύνθεσης. Η ποσότητα που συνήθως εξάγεται από τις παρατηρήσεις των αστρικών φασμάτων είναι ο αριθμός των ατόμων των διαφόρων στοιχείων ως προς τον αριθμό των ατόμων του υδρογόνου. Οι χημικές αφθονίες των διαφόρων στοιχείων εκφράζονται σε σχέση με το υδρογόνο επειδή στην πλειοψηφία των άστρων τα άτομα του υδρογόνου αποτελούν το 90% του συνολικού αριθμού ατόμων. Επιπροσθέτως, οι φασματικές γραμμές που παίρνουμε από τα άστρα

www.diavlosbooks.gr

μελετούνται βάση του συνεχούς του οποίου η ένταση συνήθως συνδέεται άμεσα ή έμμεσα με την αφθονία του υδρογόνου. Έχει επίσης παρατηρηθεί το γεγονός, πως στην συντριπτική πλειοψηφία των περιπτώσεων, η σχέση μεταξύ των χημικών αφθονιών των στοιχείων που είναι βαρύτερα από το ήλιο είναι περίπου η ίδια από άστρο σε άστρο. Η σχετική αυτή κατανομή αφθονιών καλείται *κοσμική κατανομή αφθονίας*. Εντούτοις, η αναλογία της ολικής αφθονίας όλων των στοιχείων βαρύτερων του ηλίου, ως προς το υδρογόνο ποικίλει αισθητά από άστρο σε άστρο. Η ποσότητα αυτή καλείται μεταλλικότητα επειδή οι γραμμές του σιδήρου είναι οι πιο εύκολες στην αναγνώριση στα αμυδρά άστρα. Η μεταλλικότητα ή η χημική αφθονία του σιδήρου υπολογίζεται συνήθως με βάση την τιμή που αυτή έχει στον Ήλιο. Η ορολογία που χρησιμοποιείται είναι $[Fe/H]$ η οποία και σημαίνει $\log\left(N_{Fe}/N_H\right) - \log\left(N_{Fe}/N_H\right)_{SUN}$ και άστρα με αρνητική τιμή αυτής της ποσότητας θεωρούνται φτωχά σε μέταλλα.

Όλες αυτές οι παρατηρούμενες αφθονίες αναφέρονται στην επιφάνεια του αστέρα. Οι ερευνητές που ασχολούνται με το εσωτερικό των άστρων ή την αστρική εξέλιξη, χρησιμοποιούν το κλάσμα μάζας ενός στοιχείου X_j, το οποίο είναι ένα κλάσμα της ολικής μάζας από την οποία

www.diavlosbooks.gr

αποτελείται το στοιχείο. Η χημική σύνθεση συμβολίζεται με το γράμμα X, το κλάσμα μάζας του υδρογόνου με Y και το κλάσμα μάζας των μετάλλων με Z, έτσι έχουμε $X + Y + Z = 1$. Το Y είναι περίπου $0{,}30$ για τα περισσότερα άστρα και η ακριβής τιμή του είναι εξαιρετικής σημασίας για την κοσμολογία, παρά το γεγονός ότι είναι δύσκολο να υπολογιστεί μέσω παρατηρήσεων. Η τιμή του Z είναι περίπου $0{,}02$ για άστρα που έχουν χημική σύσταση σαν αυτή του Ήλιου. Το κλάσμα μάζας ενός στοιχείου j καθορίζεται μέσω της σχέσης:

$$X_j = \frac{\left(\frac{N_j}{N_H}\right) m_j}{\sum_i \left(\frac{N_i}{N_H}\right) m_i} \quad (1.1)$$

Οφείλουμε στο σημείο αυτό να τονίσουμε πως το παρατηρούμενο κλάσμα N_j/N_H εκφράζει τις επιφανειακές αφθονίες του άστρου, οι οποίες στις περισσότερες περιπτώσεις είναι οι χημικές αφθονίες του διαστρικού μέσου την στιγμή που δημιουργήθηκε το αστέρι. Έτσι παίρνουμε ένα αρχικό X_j το οποίο χρησιμοποιούμε σε μοντέλα αστρικής δημιουργίας. Το εσωτερικό του άστρου, καθώς αυτό εξελίσσεται, γίνεται όλο και λιγότερο ομογενές αποκτώντας διαφορετικές

www.diavosbooks.gr

χημικές αφθονίες στο εσωτερικό του σε σχέση με το περίβλημα. Έτσι, η μελέτη της επιφανειακής χημικής αφθονίας των άστρων της κυρίας ακολουθίας είναι επί της ουσίας μελέτη της σύστασης του διαστρικού μέσου συναρτήσει του χρόνου, όπου ο χρόνος , σε συγκεκριμένες περιπτώσεις είναι ο χρόνος δημιουργίας του άστρου. Για τα περισσότερα άστρα επιθυμούμε τον καθορισμό της μεταλλικότητάς τους, όμως πιο λεπτομερείς αναλύσεις είναι αναγκαίες για τον καθορισμό της κοσμικής κατανομής αφθονίας ορισμένων άστρων. Συνεχίζοντας, αναζητώντας μικρές αλλαγές στις αναλογίες $N(O)/N(Fe)$ ή $N(N)/N(Fe)$ συναρτήσει του χρόνου οι οποίες αναμένονται μιας και το άζωτο, το οξυγόνο και σίδηρος πιθανότατα παράγονται σε διαφορετικά μέρη του άστρου κατά την εξέλιξή του. Εντούτοις, στην περίπτωση εξελιγμένων άστρων, όπως οι ερυθροί γίγαντες, παρατηρούμε πως οι επιφανειακές αφθονίες επηρεάζονται από υλικό το οποίο έχει προέλθει μέσω μεταφοράς από το εσωτερικό του άστρου και κατά συνέπεια έχουμε επίδραση της νουκλεοσύνθεσης στην επιφανειακή αφθονία του άστρου. Κάποια άστρα έχουν απολέσει το περίβλημά τους ολοκληρωτικά η μερικά, όπως οι Wolf – Rayet αστέρες, και σε αυτές τις περιπτώσεις παρατηρούμε εξολοκλήρου τη

www.diavlosbooks.gr

χημική αφθονία του εσωτερικού του άστρου. Σε άλλες περιπτώσεις όπως αυτή των λευκών νάνων ή των A(Ap) άστρων, η επιφανειακή αφθονία επηρεάζεται έντονα από φαινόμενα διάχυσης και προσαύξησης ύλης από το διαστρικό μέσο.

Αστρικά συνεχή

Οι διαδικασίες συνεχούς απορρόφησης είναι δυνατόν να ταξινομηθούν σε τρεις κατηγορίες: σκέδαση ηλεκτρονίων, δέσμια – ελεύθερη απορρόφηση (φωτοϊονισμός) και ελεύθερες – ελεύθερες μεταβάσεις (διαδικασία αντίστροφη της ακτινοβολίας πέδης).

Η σκέδαση ηλεκτρονίων είναι ανεξάρτητη του μήκος κύματος και σε θερμοκρασίες μεγαλύτερες των 10.000 K ο συντελεστής απορρόφησης της σκέδασης ηλεκτρονίων ποικίλλει ελάχιστα μιας και το 90% των ατόμων είναι υδρογόνο ενώ πάνω από τους 10.000 K το υδρογόνο ιονίζεται σχεδόν πλήρως δίνοντας ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο ανά άτομο υδρογόνου. Έτσι έχουμε:

$$k_{es} = \sigma_T \frac{N_e}{\rho} = \frac{\sigma_T}{1{,}4 m_H} \quad (1.2)$$

όπου

- $\sigma_T = 6{,}65 \cdot 10^{-29} m^2$, η ενεργός διατομή Thomson

www.ziavosbooks.gr

- N_e ο αριθμός ηλεκτρονίων ανά μονάδα όγκου

Οφείλουμε να σημειώσουμε πως στην τελευταία ισότητα θεωρήσαμε 90% πλήρως ιονισμένο υδρογόνο και 10% ουδέτερο ήλιο. Στις αστρικές ατμόσφαιρες με θερμοκρασίες της τάξης των 10.000 K, το υδρογόνο είναι ουδέτερο και παρόλο που τα βαρέα μέταλλα συνεισφέρουν δίνοντας μερικά ηλεκτρόνια, η ηλεκτρονιακή πυκνότητα είναι τόσο χαμηλή ώστε η σκέδαση ηλεκτρονίων θεωρείται αμελητέα. Η σκέδαση Rayleigh από άτομα υδρογόνου με ενεργό διατομή της τάξης των $5{,}8 \cdot 10^{57}/\lambda^4 m^2$ ανά άτομο υδρογόνου ή από μόρια υδρογόνου με ενεργό διατομή $8{,}4 \cdot 10^{-57}/\lambda^4 m^2$ ανά μόριο υδρογόνου μπορεί να είναι σημαντική σε ορισμένες θερμοκρασίες και μήκη κύματος.

Ο συντελεστής δέσμιας – ελεύθερης απορρόφησης σε συχνότητα ν για τα υδρογονοειδή άτομα δίνεται από τη σχέση

$$k_{bf} = \frac{2{,}815 \cdot 10^{25} Z^4}{n^5 \nu^3} N_n, \quad \nu < \nu_0 = \frac{I_n}{h} \qquad (1.3)$$

όπου

- Z, ο ατομικός αριθμός
- n, ο κύριος κβαντικός αριθμός της δέσμιας στάθμης

www.diavlosbooks.gr

- N_n, ο αριθμός των ατόμων ή ιόντων, ανά μονάδα μάζας, που είναι διεγερμένος στη στάθμη n

Ο συντελεστής δέσμιας – ελεύθερης απορρόφησης αυξάνεται αυξανομένου του μήκους κύματος (μειούμενης της συχνότητας) αλλά μέχρι ένα συγκεκριμένο κατώφλι συχνοτήτων που αντιστοιχεί σε συχνότητα $\nu_0 = I_n/h$ όπου I_n είναι η ενέργεια ιονισμού από τη στάθμη n και $I_n = 2{,}18 \cdot 10^{-18}\, Z^2/n^2$. Σε οποιαδήποτε συχνότητα, η βασική συνεισφορά στον συντελεστή k_{bf} από συγκεκριμένο ιόν θα είναι αυτή από την χαμηλότερη επιτρεπόμενη τιμή του n.

Έτσι, η γραφική απεικόνιση του k_{bf} συναρτήσει της συχνότητας ή του μήκους κύματος φέρει ένα χαρακτηριστικό πριονωτό σχήμα με αποτέλεσμα ξεκινώντας από τις υψηλότερες συχνότητες το k_{bf} να κυριαρχείται από την n=1 και να αυξάνεται ανάλογα του $1/\nu^3$ μέχρι να επιτευχθεί το κατώφλι για n=1. Σε χαμηλότερες συχνότητες, κάτω από το κατώφλι, ο k_{bf} κυριαρχείται από τη στάθμη n=2 με αποτέλεσμα να έχουμε μια απότομη πτώση στο κατώφλι, με αύξηση ανάλογη του $1/\nu^3$ μέχρι να επιτευχθεί το κατώφλι για n=2, και ούτω καθεξής (Σχήμα 5.1 α). Η τιμή του k_{bf} σε οποιοδήποτε από

www.diavlosbooks.gr

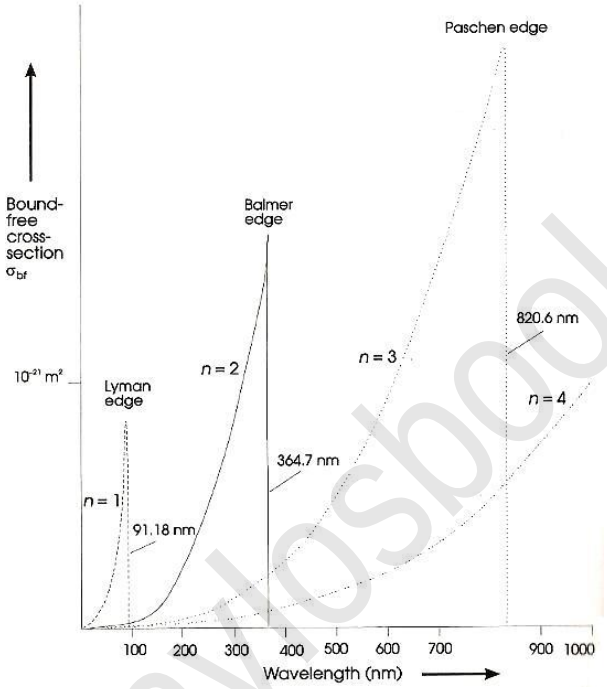
αυτά τα εύρη συχνοτήτων καθορίζεται κυρίως από τον αριθμό των ηλεκτρονίων N_n, για την μικρότερη επιτρεπόμενη τιμή του n σε αυτή την συχνότητα. Θα θεωρήσουμε για λόγους απλότητας ότι ο αριθμός των ηλεκτρονίων N_n δίνεται από την εξίσωση Boltzmann.

Ας θεωρήσουμε τώρα την δέσμια – ελεύθερη αδιαφάνεια εξαιτίας του υδρογόνου. Για μήκη κύματος μικρότερα από το όριο Lyman, $\lambda = hc/I_1 = 91{,}2\ nm$, είναι δυνατοί οι φωτοϊονισμοί από την βασική στάθμη με αποτέλεσμα ο συντελεστής k_{bf} να κυριαρχείται από μεταβάσεις που γίνονται από τη στάθμη $n = 1$. Εξαιτίας του γεγονότος ότι τα περισσότερα άτομα υδρογόνου βρίσκονται στη βασική στάθμη, ο k_{bf} είναι πολύ μεγάλος στην περιοχή του ορίου Lyman όπου επικρατούν τα βραχέα μήκη κύματος. Στους περισσότερους αστέρες, οι δέσμιες - ελεύθερες απορροφήσεις από την βασική στάθμη του υδρογόνου, κυριαρχούν επί του συντελεστού απορρόφησης κάτω από τα 91,2 nm, ενώ οι δέσμιες – ελεύθερες απορροφήσεις του ηλίου συνεισφέρουν σημαντικά κάτω από τα 50,4 nm (κατώφλι φωτοϊονισμού από τη βασική στάθμη του ουδέτερου ηλίου). Σε αστέρες φασματικού τύπου O, το ήλιο είναι ιονισμένο και το He II εμφανίζει υδρογονοειδές φάσμα με τις ενέργειες να πολλαπλασιάζονται επί τον παράγοντα $Z^2 =$

www.diavlosbooks.gr

4 με αποτέλεσμα το κατώφλι του He II από την βασική στάθμη στα 22,8 nm να προκαλεί μια απότομη αύξηση στον συντελεστή απορρόφησης. Κάτω από αυτό το μήκος κύματος η απορρόφηση του He II επικρατεί επειδή ο συντελεστής δέσμιας – ελεύθερης απορρόφησης είναι ανάλογος του Z^2 γεγονός το οποίο επισκιάζει την υψηλή αφθονία υδρογόνου ακόμη και χωρίς να λάβουμε υπόψη το γεγονός ότι το υδρογόνο ιονίζεται σε μεγάλο βαθμό σε αυτές τις θερμοκρασίες. Οφείλουμε να υπενθυμίσουμε το γεγονός ότι οι παρατηρήσεις στο επίπεδο του Γαλαξία κάτω από το όριο Lyman είναι εξαιρετικά δύσκολες εξαιτίας της ίδιας δέσμιας – ελεύθερης απορρόφησης από ουδέτερο υδρογόνο αλλά τώρα από διαστρικό αέριο.

www.diavlosbooks.gr



Εικόνα 1.1. Δέσμια – ελεύθερη ενεργός διατομή του υδρογόνου: από τα κατώτερα επίπεδα 1, 2, 3 και 4

Στο όριο Lyman εμφανίζεται μια απότομη πτώση στον συντελεστή απορρόφησης πηγαίνοντας από τα βραχέα στα μακρά μήκη κύματος και πάνω από αυτό το όριο η δέσμια – ελεύθερη απορρόφηση από την $n = 2$ αυξάνεται αυξανομένου του μήκους κύματος μέχρι το όριο Balmer στα $\lambda = hc/I_2 = 365\,nm$ όπου εμφανίζεται πάλι μια απότομη πτώση στον

www.diavlosbooks.gr

συντελεστή απορρόφησης καθώς η στάθμη $n = 3$ παίρνει τον κύριο ρόλο στο ορατό φάσμα.

Το σημαντικό σημείο στο σημείο αυτό είναι ότι οι στάθμες $n = 2$ και $n = 3$ περιέχουν μόνο ένα μικρό κλάσμα των ατόμων υδρογόνου. Για το υδρογόνο και τα υδρογονοειδή ιόντα, το στατιστικό βάρος της νιοστής στάθμης είναι, $g_n = 2n^2$ και η συνάρτηση επιμερισμούς είναι $\Xi = 2$, έτσι έχουμε:

$$N_n = n^2 \exp(-E_n/kT)\, N(H^0)/N(H)\, N(H)/\rho \qquad (1.4)$$

όπου ο τελευταίος παράγοντας είναι ο αριθμός των ατόμων υδρογόνου ανά μονάδα μάζας και ο προτελευταίος παράγοντας είναι το κλάσμα των υδρογόνων που είναι ουδέτερα. Σε θερμοκρασία $T = 10.000\ K$, είναι:

- $N_n/N(H^0) = 2{,}9 \cdot 10^{-5}$ για $n = 2$
- $N_n/N(H^0) = 7{,}2 \cdot 10^{-6}$ για $n = 3$ (Εικόνα 1.2)

Σε θερμοκρασία $T = 5.000\ K$ είναι:

- $N_n/N(H^0) = 2{,}0 \cdot 10^{-10}$ για $n = 2$
- $N_n/N(H^0) = 5{,}7 \cdot 10^{-12}$ για $n = 3$

www.diavlosbooks.gr

Αυτό σημαίνει ότι οι διαδικασίες απορρόφησης από την βασική στάθμη, για στοιχεία τα οποία εμφανίζουν την ίδια περίπου αφθονία με το ουδέτερο υδρογόνο, είναι δυνατόν να συναγωνιστούν με την δέσμια – ελεύθερη απορρόφηση του υδρογόνου σε συγκεκριμένα εύρη μηκών κύματος και σε συγκεκριμένες θερμοκρασίες.

Αν οι διαδικασίες δέσμιας – ελεύθερης απορρόφησης του υδρογόνου επικρατούν, τότε οι κορυφές ιονισμού αντικατοπτρίζονται σε αλλαγές της συνεχούς ροής. Στα μεγαλύτερα μήκη κύματος της σειράς Balmer, σημειώνεται πτώση στον συντελεστή απορρόφησης, η οποία προέρχεται από το γεγονός ότι οι δέσμιες - ελεύθερες μεταβάσεις από τη στάθμη $n = 2$ δεν είναι πλέον πιθανές. Το γεγονός αυτό σημαίνει ότι η ατμόσφαιρα είναι περισσότερο διαφανής, με αποτέλεσμα η ροή που παρατηρείται να προέρχεται από βαθύτερα και θερμότερα στρώματα και συνεπώς να είναι μεγαλύτερη. Το προκύπτον απότομο «ανέβασμα» στο συνεχές πηγαίνοντας στα μεγαλύτερα μήκη κύματος ονομάζεται *ασυνέχεια Balmer* ή *Balmer Jump*. Υπάρχουν παρόμοιες ασυνέχειες στις σειρές Lyman και Paschen στα 91,2 nm και 820 nm αντίστοιχα, με τη δεύτερη να είναι συνήθως πολύ μικρή.

www.diavlosbooks.gr

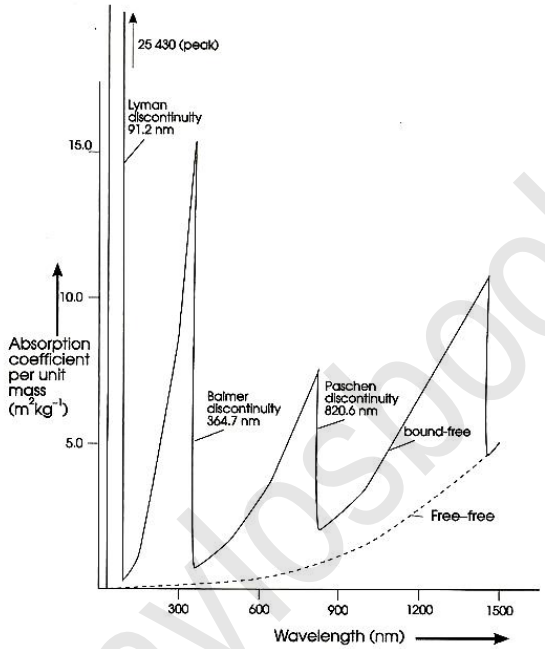
Η αναλογία του συντελεστού δέσμιας – ελεύθερης απορρόφησης πάνω και κάτω από την ασυνέχεια είναι:

$$\frac{k_{bf}(>365\,nm)}{k_{bf}(<365\,nm)} = \frac{k_{bf}(n=3)+\cdots}{k_{bf}(n=2)+k_{bf}(n=3)+\cdots} \cong \frac{k_{bf}(n=3)}{k_{bf}(n=2)}$$

$$\Leftrightarrow \quad \frac{k_{bf}(>365\,nm)}{k_{bf}(<365\,nm)} = \frac{8}{27} exp\left[-(E_3-E_2)/KT\right] = \begin{cases} 0{,}0037\ \sigma\tau ους\ 5.000\ K \\ 0{,}033\ \sigma\tau ους\ 10.000\ K \end{cases} \quad (1.5)$$

Έτσι, περιμένουμε η ασυνέχεια Blamer να αυξάνεται σε μέγεθος καθώς πηγαίνουμε σε χαμηλότερες θερμοκρασίες, στην περίπτωση βέβαια που οι δέσμιες – ελεύθερες μεταβάσεις του υδρογόνου είναι η κύρια συνεισφορά στη συνεχή απορρόφηση.

www.diavlosbooks.gr



Εικόνα 1.2. Συντελεστής απορρόφησης του υδρογόνου για $T = 10.000\ K$, $P = 170 Nm^{-2}$, $N_e = 3{,}9 \cdot 10^{20}\ m^{-3}$

Παρόλα αυτά, σε ψυχρότερα άστρα η συνεχής απορρόφηση στο ορατό κυριαρχείται από δέσμιες – ελεύθερες μεταβάσεις του ιόντος H^-. Το ιόν H^- (υδρογόνο με δύο ηλεκτρόνια), υπάρχει σε πολύ μικρές ποσότητες στις αστρικές ατμόσφαιρες, και έχει δυναμικό ιονισμού $1{,}208 \cdot 10^{-19}\ J$. Επειδή όμως το H^-κατέχει μόνο μία κατάσταση, την βασική, οι φωτοϊονισμοί από τη

www.diavlosbooks.gr

βασική στάθμη είναι πιθανοί και συμβαίνουν στο ορατό μέχρι και το όριο των 1.645 nm. Όταν εφαρμοστεί η εξίσωση του Saha στο H^- (όπου H^- είναι το άτομο και H^0 το ιόν) έχουμε:

$$\frac{N(H^0)N_e}{N(H^-)} = 4 \cdot 2{,}411 \cdot 10^{21} T^{3/2} e^{-8.753/T}, \quad U(H^-) = 1 \quad (1.6)$$

Για

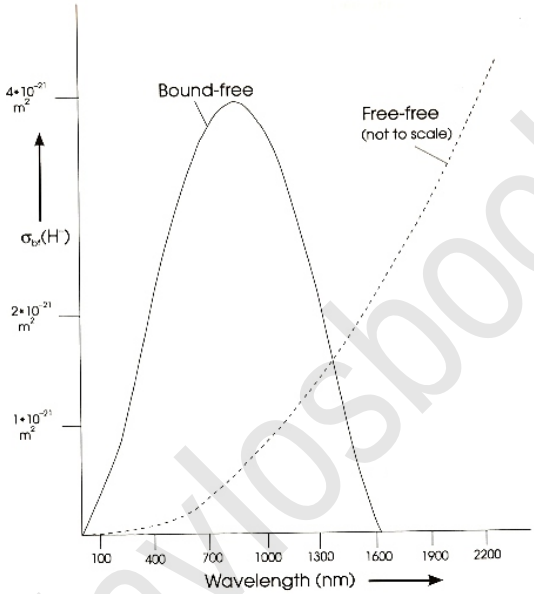
$$T = 5.700, \ N_e = 3{,}8 \cdot 10^{19} m^{-3} \Rightarrow \frac{N(H^-)}{N(H^0)} \cong 4 \cdot 10^{-8}$$

Σε περιπτώσεις σαν αυτή του Ήλιου, η χαμηλή αφθονία ατόμων υδρογόνου που είναι διεγερμένα στην $n = 3$ ξεπερνά κατά πολύ την επίσης χαμηλή αφθονία υδρογόνου στη μορφή H^- ιόντων.

Το ιόν H^- δεν συμπεριφέρεται σαν μονοηλεκτρονιακό άτομο και η ενεργός διατομή για τις δέσμιες – ελεύθερες απορροφήσεις δεν φέρει την «πριονωτή» μορφή την οποία έχει στην περίπτωση του H^0 αλλά αντιθέτως αυξάνεται μέχρι ένα μέγιστο στα $4 \cdot 10^{-21} m^{-2}$ σε μήκος κύματος 1.650 nm. Σε ηλιακές θερμοκρασίες η δέσμια – ελεύθερη απορρόφηση του H^- κυριαρχεί σε όλα τα μήκη κύματος που είναι μεγαλύτερα από το όριο Balmer μέχρι το κατώφλι του H^- (Εικόνα 1.3). Το ουδέτερο

www.diavlosbooks.gr

υδρογόνο κυριαρχεί στο ορατό για θερμοκρασίες μεγαλύτερες των 7.500 K.



Εικόνα 1.3. Δέσμια – ελεύθερη ενεργός διατομή του H^-, και η μορφή της ελεύθερης – ελεύθερης ενεργού διατομής

Μία συνέπεια αυτού του γεγονότος είναι η εξής: Αν όλη η απορρόφηση οφείλεται στο ουδέτερο υδρογόνο τότε η ασυνέχεια Balmer είναι μικρότερη από την αναμενόμενη με αποτέλεσμα αντί να αυξάνεται καθώς πηγαίνουμε σε χαμηλότερες θερμοκρασίες να

www.diavlosbooks.gr

μειώνεται καθώς η σχετική σημασία του H^- αυξάνεται. Έτσι, συνήθως η ασυνέχεια Balmer αγγίζει την μέγιστη τιμή της σε αστέρες με ενεργές θερμοκρασίες της τάξης των 10.000 K, οι οποίες αντιστοιχούν σε αστέρες φασματικού τύπου A0. Ο συντελεστής απορρόφησης του H^- είναι ανάλογος της πυκνότητας των ηλεκτρονίων με αποτέλεσμα να είναι υψηλότερος στην περίπτωση των νάνων αστέρων από ότι στους υπεργίγαντες αστέρες. Η τελευταία παρατήρηση οφείλεται στο γεγονός ότι οι νάνοι αστέρες φέρουν υψηλές τιμές επιφανειακής βαρύτητας, και πίεσης αερίων στα στρώματα τα οποία δημιουργούν το συνεχές.

Άλλα στοιχεία με πολύ μικρότερες αφθονίες από το υδρογόνο είναι δυνατόν να εμφανίζουν δέσμιες – ελεύθερες απορροφήσεις οι οποίες συναγωνίζονται αυτές του υδρογόνου, σε συγκεκριμένα εύρη μηκών κύματος. Αυτό είναι δυνατόν να συμβεί στην περίπτωση που για τα στοιχεία αυτά, στα συγκεκριμένα μήκη κύματος, είναι δυνατές οι δέσμιες – ελεύθερες μεταβάσεις από την βασική στάθμη καθώς για το υδρογόνο οι δέσμιες ελεύθερες μεταβάσεις προέρχονται από διεγερμένη στάθμη. Για το λόγο αυτό τα διάφορα χημικά στοιχεία, πλην του υδρογόνου, μας απασχολούν μόνο στα μήκη κύματος που είναι μεγαλύτερα από το όριο

www.diavlosbooks.gr

Lyman. Τα πιο άφθονα στοιχεία πέραν του υδρογόνου έχουν δυναμικά ιονισμού μεγαλύτερα από αυτό του υδρογόνου (ήλιο και νέο) ή παρόμοια με αυτό του υδρογόνου (οξυγόνο, άνθρακας και άζωτο). Η αφθονία των στοιχείων πυρίτιο, μαγνήσιο και σίδηρος είναι της τάξης των $2 - 4 \cdot 10^{-5}$ φορές αυτή του υδρογόνου και τα δυναμικά ιονισμού τους αντιστοιχούν σε κορυφές ιονισμού από τη βασική στάθμη σε μήκη κύματος $152\,nm, 162\,nm$ *και* $157\,nm$ αντίστοιχα. Τα στοιχεία αυτά μπορούν να παίξουν σημαντικό ρόλο σε ψυχρότερα αστέρια μεταξύ αυτών των μηκών κύματος και του ορίου Lyman. Η διαδικασία περιπλέκεται από το γεγονός ότι μερικά από τα άτομα έχουν πολύ χαμηλά κείμενα διεγερμένα επίπεδα τα οποία είναι αισθητώς πυκνοκατοικημένα σε μέτριες θερμοκρασίες και επομένως μπορούν να συνεισφέρουν στις δέσμιες – ελεύθερες απορροφήσεις στα μεγαλύτερα μήκη κύματος. Ένα τέτοιο παράδειγμα συναντάμε στην περίπτωση των ψυχρών αστέρων, όπου το $Mg\ I$ του οποίου το κατώφλι για απορρόφηση από την πρώτη διεγερμένη κατάσταση είναι στα $251{,}7\,nm$ δίνοντας έτσι μια αξιοσημείωτη ασυνέχεια στον συνολικό συντελεστή απορρόφησης.

www.diavlosbooks.gr

Σε πολύ θερμά αστέρια οι δέσμιες - ελεύθερες απορροφήσεις των ιόντων ελαφρών χημικών στοιχείων όπως $C\ III$ και $C\ IV$, $N\ II$ και $N\ IV$, $O\ III$ και $O\ V$, $Ne\ IV$ και $Ne\ V$ με κορυφές μεταξύ 46 και 10 nm είναι σημαντικές για συγκεκριμένες επιφανειακές βαρύτητες και εύρη θερμοκρασιών. Οι δέσμιες – ελεύθερες απορροφήσεις του $O\ IV$ με κορυφή στα 9 nm παίζουν σημαντικό ρόλο στους Ο υπεργίγαντες.

Προτού κλείσουμε με τις δέσμιες – ελεύθερες απορροφήσεις οφείλουμε να εξετάσουμε με μεγαλύτερη λεπτομέρεια το πρόβλημα της πυκνότητας ηλεκτρονίων στους ψυχρούς αστέρες μιας και ο συντελεστής απορρόφησης είναι ανάλογος της πυκνότητας των H^- ιόντων, ο οποίος με τη σειρά του είναι ανάλογος της πυκνότητας των ηλεκτρονίων. Προκύπτει στο σημείο αυτό το ερώτημα της προέλευσης των ηλεκτρονίων στην περίπτωση των ψυχρών άστρων. Σε μια πρώτη εκτίμηση, για δεδομένη θερμοκρασία και πίεση, θεωρούμε τα διάφορα χημικά στοιχεία τα οποία είναι οι βασικοί δότες ηλεκτρονίων και υπολογίζουμε την προκύπτουσα ηλεκτρονιακή πυκνότητα την οποία θεωρούμε ίση με την πυκνότητα ιόντων του στοιχείου, δηλαδή $N_e = N_x^+$. Η μεγαλύτερη τιμή της πυκνότητας των ηλεκτρονίων

www.diavlosbooks.gr

καταδεικνύει και τον βασικό δότη ηλεκτρονίων και η τιμή αυτή μπορεί στη συνέχεια να χρησιμοποιηθεί σε μία επαναληπτική διαδικασία λαμβάνοντας υπόψη όλους τους δότες ηλεκτρονίων.

Για το υδρογόνο, η ολική πίεση αερίων είναι $P \sim P(H^0) + P(H^+) + P_e$ αγνοώντας την 10% συνεισφορά από το ήλιο, με αποτέλεσμα να έχουμε:

$$N(H^0) = \frac{P}{kT} - 2N_e \quad (1.7)$$

Η εξίσωση του Saha δίνει:

$$\frac{N(H^+)N_e}{N(H^0)} = \frac{N_e^2}{\frac{P}{kT} - 2N_e} = f_H(T) \quad (1.8)$$

Στο σημείο αυτό μας ενδιαφέρουν θερμοκρασίες στις οποίες ο βαθμός ιονισμού του υδρογόνου είναι πού χαμηλός. Αν βασικός δότης ηλεκτρονίων είναι ένα μέταλλο X με αφθονία A σε σχέση με το υδρογόνο τότε σε μια πρώτη προσέγγιση είναι:

$$P = N(H)kT \quad και \quad \frac{N(X^+)N_e}{N(X^0)} = f_X(T) \quad (1.9)$$

όπου

www.ziavosbooks.gr

f_X είναι η συνάρτηση Saha για το μέταλλο X και

$$A = \frac{[N(X^+) + N(X^0)]}{N(H)} \quad (1.10)$$

Έτσι έχουμε:

$$\frac{AP}{kT} = N(X^+)[1 + N(X^0)/N(X^+)] = N_e[1 + N_e/f_X] \quad (1.11)$$

Λύνοντας έτσι την εξίσωση

$$N_e^2 + f_X N_e - (AP/kT) f_X(T) = 0 \quad (1.12)$$

βρίσκουμε την πυκνότητα των ηλεκτρονίων

Σε θερμοκρασία $T = 10^4\ K$ το υδρογόνο είναι ο βασικός δότης ηλεκτρονίων, ενώ στους $6.000\ K$ στοιχεία με δυναμικά ιονισμού $\sim 1{,}2 \cdot 10^{-18} J$, όπως ο σίδηρος, το πυρίτιο και το μαγνήσιο επικρατούν. Σε ακόμη πιο χαμηλές θερμοκρασίες, στοιχεία τα οποία ιονίζονται πολύ εύκολα, όπως το νάτριο και το κάλιο (δυναμικά ιονισμού της τάξης των $8 \cdot 10^{-19}\ J$), παρέχουν το μεγαλύτερο μέρος του μικρού αριθμού ηλεκτρονίων. Τα στοιχεία νάτριο και κάλιο έχουν πολύ χαμηλότερες αφθονίες από ότι το σίδηρο το πυρίτιο και το μαγνήσιο με αποτέλεσμα η συνεισφορά τους να μην είναι τόσο σημαντική σε

www.ziovbooks.gr

θερμοκρασίες όπου στοιχεία σαν τον σίδηρο ιονίζονται. Τα άλλα μεγάλης αφθονίας στοιχεία έχουν δυναμικά ιονισμού μεγαλύτερα ή παρόμοια με αυτό το υδρογόνου με αποτέλεσμα να ιονίζονται σε θερμοκρασίες στις οποίες το περισσότερο άφθονο υδρογόνο κυριαρχεί. Στα ψυχρά άστρα ο συντελεστής απορρόφησης εξαρτάται από την αφθονία του βασικού δοτή ηλεκτρονίων και κατά συνέπεια από την μεταλλικότητα. Ένα φτωχό σε μέταλλα άστρο θα έχει μικρό συντελεστή απορρόφησης γραμμής για τις μεταλλικές γραμμές αλλά επίσης θα έχει μικρό συντελεστή συνεχούς απορρόφησης με αποτέλεσμα οι μεταλλικές γραμμές, οι οποίες υπολογίζονται σε σχέση με το συνεχές, να μην εμφανίζονται ιδιαίτερα ασθενείς.

Αν θεωρήσουμε σε μία πρώτη προσέγγιση ότι ο συντελεστής απορρόφησης ακολουθεί ένα νόμο δύναμης ως προς την πίεση, δηλαδή $k = k_0 P^a h(T)$, όπου h(T) είναι μία συνάρτηση η οποία δίνει την εξάρτηση από τη θερμοκρασία και το k_0 περιέχει την εξάρτηση από την χημική αφθονία του μετάλλου δότη, τότε η εξίσωση υδροστατικής ισορροπίας ολοκληρωμένη από $\tau = 0$ $\mu\acute{\epsilon}\chi\rho\iota$ $\tau = \tau'$ δίνει:

$$P(\tau') = \left[\frac{(\alpha+1)g}{k_0}\frac{1}{h(T)}\right]^{1/(a+1)} \qquad (1.13)$$

www.diavlos.gr

Έτσι, αν τ' είναι το στρώμα δημιουργίας του συνεχούς και η θερμοκρασία είναι σταθερή τότε:

$$P \propto \left(\frac{g}{k_0}\right)^{1/(a+1)} \qquad (1.14)$$

Συνεχίζοντας, για το H^- είναι: $k \propto N(H^-)/\rho$, μιας και ο συντελεστής απορρόφησης είναι ανά μονάδα μάζας. Η ατμόσφαιρα αποτελείται κυρίως από υδρογόνο με αποτέλεσμα να είναι $\rho \sim N(H^0)m_H$ και συνεπώς από την εξίσωση του Saha για το H^- έχουμε:

$$k \propto N(H^-)/N(H^0) \propto N_e \ (\gamma\iota\alpha\ \delta\epsilon\delta o\mu\acute{\epsilon}\nu\eta\ T)$$

Αν λοιπόν τα ηλεκτρόνια προέρχονται από ένα μέταλλο με αφθονία Α το οποίο είναι σχεδόν πλήρως ιονισμένο τότε:

$$N_e = AN(H^0)\ \kappa\alpha\iota\ k \propto AP\ (\gamma\iota\alpha\ \delta o\sigma\mu\acute{\epsilon}\nu\eta\ T)\ \mu\epsilon\ k_0 \propto A, a = 1\ \kappa\alpha\iota\ P \propto (g/A)^{1/2}$$

Έτσι, σε πρώτη προσέγγιση αν συγκρίνουμε ψυχρά άστρα ίδιας θερμοκρασίας, η οποία να είναι τέτοια ώστε ο κύριος δότης ηλεκτρονίων να έχει εξαιρετικά ιονισμένος, τότε ο συντελεστής

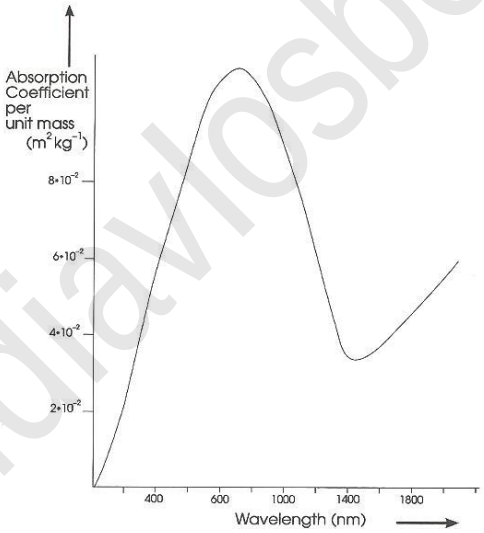
www.diavgeiabooks.gr

συνεχούς απορρόφησης στο ορατό θα είναι ανάλογος του $A^{1/2}g^{1/2}$.

Η τελευταία διαδικασία την οποία θα μελετήσουμε είναι αυτή της ελεύθερης – ελεύθερης απορρόφησης, στην οποία ο συντελεστής απορρόφησης είναι ανάλογος του κύβου του μήκους κύματος λ, και επικρατεί στα μακρά μήκη κύματος. Η επικράτηση αυτή οφείλεται στο γεγονός ότι δεν υπάρχει ένα άνω κατώφλι μηκών κύματος. Σε θερμοκρασίες αρκετά υψηλές ώστε το υδρογόνο να ιονίζεται, η ελεύθερη – ελεύθερη απορρόφηση του H^0 (δηλαδή η αλληλεπίδραση ενός ελεύθερου ηλεκτρονίου με το ιόν H^+) θα είναι η πιο σημαντική συνεισφορά η οποία οφείλεται στην υψηλή αφθονία του υδρογόνου. Ο συντελεστής ελεύθερης – ελεύθερης απορρόφησης για υδρογονοειδή ιόντα είναι ανάλογος του Z^2 όπου Z είναι το φορτίο στον πυρήνα. Έτσι, στο εσωτερικό των αστέρων όπου τα περισσότερα άτομα είναι πλήρως ιονισμένα ένα στοιχείο σαν το οξυγόνο με $Z^2 = 256$ θα είναι ικανό να συνεισφέρει σημαντικά παρά το γεγονός ότι η αφθονία του είναι $1/1.000$ αυτής του υδρογόνου. Αξίζει να σημειωθεί πως ακόμη και στις πολύ θερμές ατμόσφαιρες τα άτομα είναι ελάχιστες φορές ιονισμένα, και μόνο το ήλιο είναι δυνατόν να συνεισφέρει ικανοποιητικά

www.diavlosbooks.gr

στην ελεύθερη – ελεύθερη απορρόφηση. Σε ψυχρά άστρα, η ελεύθερη – ελεύθερη απορρόφηση του H^- (αλληλεπίδραση μεταξύ ηλεκτρονίου και ενός ουδέτερου ατόμου υδρογόνου) επικρατεί, ενώ στα πολύ ψυχρά άστρα η ελεύθερη – ελεύθερη απορρόφηση του H_2^- θα είναι πιο σημαντική (η ενεργός διατομή της τελευταίας διαδικασίας είναι περίπου η μισή από αυτή του H^- στο ίδιο μήκος κύματος).



Εικόνα 1.4. Συντελεστής απορρόφησης του H^- (ανάλογος της πίεσης ηλεκτρονίων) για $T = 5.700\ K, P_e = 3\ Nm^{-2}$

Για αστέρες ψυχρότερους από $7.000\ K$, η

www.diavlosbooks.gr

δέσμια - ελεύθερη απορρόφηση του H^- είναι αυτή που κυριαρχεί επί της συνεχούς απορρόφησης για το μεγαλύτερο εύρος του ορατού φάσματος αλλά κόβεται απότομα στα $1.650\,nm$ και η ανερχόμενη ελεύθερη – ελεύθερη απορρόφηση του H^- παίρνει τον πρώτο ρόλο γύρω στα $1.500\,nm$ και στα μεγαλύτερα μήκη κύματος. Το αποτέλεσμα είναι ότι στα περισσότερα ψυχρά άστρα η ελάχιστη τιμή του συντελεστή απορρόφησης, όπου και η ατμόσφαιρα είναι πιο διαφανής, συναντάται γύρω στα $1.600\,nm$ (εικόνα 1.4).

Φασματικές γραμμές

Ο σκοπός αυτής της σύντομης εισαγωγής, είναι να δοθεί μια γενική εικόνα των επικρατέστερων φασματικών γραμμών, προτού περάσουμε σε πιο λεπτομερή ανάλυση.

Ξεκινώντας, ανακαλούμε το γεγονός ότι η δομή των ενεργειακών επιπέδων του υδρογόνου είναι τέτοια ώστε τα επίπεδα αυτά να είναι πλησιέστερα μεταξύ τους καθώς μεταβαίνουμε σε μεγαλύτερους κβαντικούς αριθμούς. (Εικόνα 1.5).

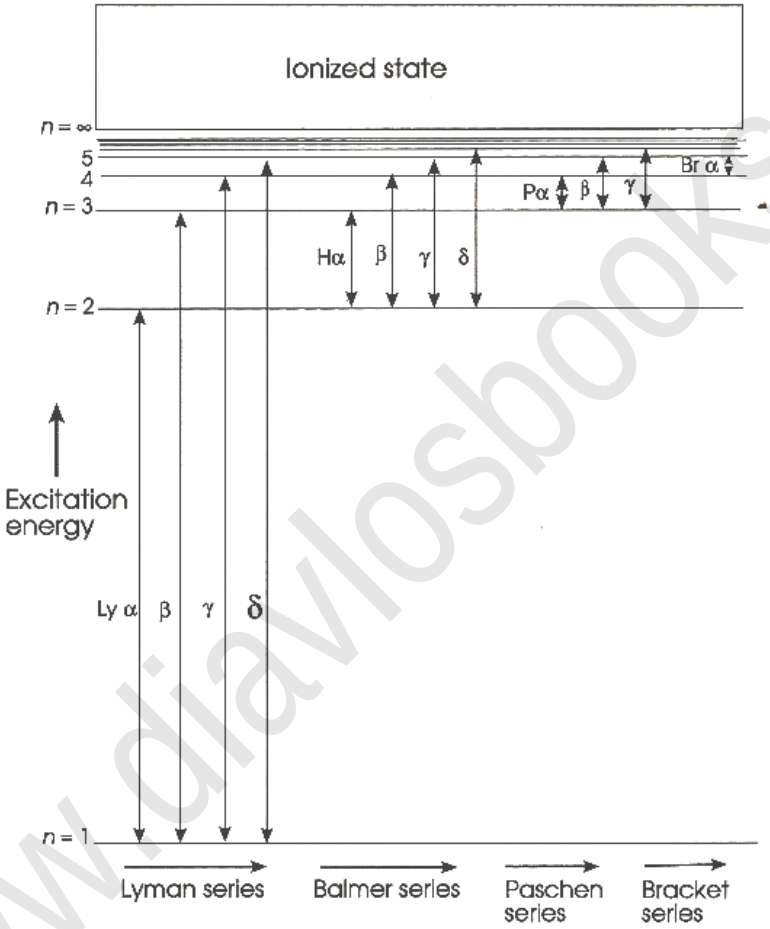
Οι μικρού μήκους μεταβάσεις, σειρές Lyman, γίνονται από τη βασική στάθμη με αποτέλεσμα αυτές να μπορούν να πραγματοποιηθούν από όλα

www.ziziosbooks.gr

τα άτομα υδρογόνου. Οι πιθανότητες μετάβασης και τα βάρη ταλάντωσης μειώνονται καθώς κανείς πηγαίνει προς επίπεδα υψηλότερων κβαντικών αριθμών. Έτσι, η γραμμή Lyman α από $n = 1$ σε $n = 2$ είναι η πιο ισχυρή. Η μετάβαση μεταξύ της βασικής στάθμης και της πρώτης διεγερμένης κατάστασης για την οποία είναι επιτρεπτή η μετάπτωση προς την βασική στάθμη, εκπέμποντας ακτινοβολία, ονομάζεται γραμμή συντονισμού.

Οι δομές των ενεργειακών επιπέδων άλλων ατόμων και ιόντων είναι πολύ πιο πολύπλοκές από αυτή του υδρογόνου, αλλά η ισχυρότερη γραμμή είναι συνήθως η γραμμή συντονισμού, και οι ισχυρότερες γραμμές έχουν την τάση να εμφανίζονται στα μικρότερα μήκη κύματος. Τα δυναμικά ιονισμού και διέγερσης εξαρτώνται αμφότερα από το φορτίο του πυρήνα το οποίο μειώνεται από το φαινόμενο θωράκισης των ηλεκτρονίων έτσι καθώς προχωράμε προς υψηλότερα επίπεδα ιονισμού ενός συγκεκριμένου στοιχείου, το δυναμικό ιονισμού, το δυναμικό διέγερσης και ο διαχωρισμός των επιπέδων αυξάνονται, με αποτέλεσμα οι ισχυρές γραμμές να εμφανίζονται στα μικρότερα μήκη κύματος.

www.diavlosbooks.gr



Εικόνα 1.5. Γραμμές και ενεργειακά επίπεδα του υδρογόνου

www.diavlosbooks.gr

Άτομα στα οποία το εξώτατο ηλεκτρόνιο βρίσκεται στην ίδια στοιβάδα με άλλα ηλεκτρόνια θα έχουν ατελή θωράκιση του πυρήνα και συνεπώς θα έχουν υψηλό δυναμικό ιονισμού και ισχυρότερες γραμμές στα μικρά μήκη κύματος, γεγονός το οποίο μπορεί να παρατηρηθεί στα αδρανή (ευγενή) αέρια ήλιο και νέο. Στην περιγραφή αυτών των φαινομένων έχουμε αγνοήσει τις αλληλεπιδράσεις μεταξύ των ηλεκτρονίων οι οποίες και δίνουν την λεπτομερή δομή των ενεργειακών επιπέδων. Στην περίπτωση των μετάλλων όπως σίδηρος, νικέλιο, κοβάλτιο, τιτάνιο, βανάδιο και μαγγάνιο, οι δομές είναι τόσο περίπλοκες που μία απλή περιγραφή είναι απλά αδύνατη. Τα φάσματα των στοιχείων αυτών εμφανίζουν πολλές γραμμές αξιοσημείωτης έντασης οι οποίες εκτείνονται σε ένα μεγάλο φάσμα μηκών κύματος.

Οι γραμμές τις οποίες παρατηρούμε σε ένα αστρικό φάσμα εξαρτώνται κατά κύριο λόγο από την θερμοκρασία, σε μικρότερο βαθμό από την πίεση, μέσω των εξισώσεων Boltzmann και Saha, και κατ' ελάχιστο βαθμό από την αφθονία. Εντούτοις, τα στοιχεία που παρατηρούμε εξαρτώνται επίσης από την περιοχή μηκών κύματος που χρησιμοποιούμε.

Τα περισσότερο άφθονα στοιχεία (υδρογόνο, οξυγόνο, άνθρακας, νέο, άζωτο)

www.diavlosbooks.gr

έχουν όλα σχετικώς μεγάλα δυναμικά ιονισμού και εμφανίζουν γραμμές συντονισμού στο υπεριώδες ενώ το ίδιο φαινόμενο είναι ακόμη πιο ισχυρό στην περίπτωση των θερμών αστέρων. Σε ηλιακές θερμοκρασίες το ήλιο και το νέο είναι μη παρατηρήσιμα στο ορατό, ενώ υπάρχουν μόλις μερικές απαγορευμένες ή υψηλού ιονισμού γραμμές του άνθρακα, του οξυγόνου και το υδρογόνου. Το πρώτο διεγερμένο επίπεδο του υδρογόνου δημιουργεί τις σειρές Balmer στο ορατό κατά σειρά μειούμενης έντασης πηγαίνοντας από την $H\alpha$ $(n = 2\ \sigma\varepsilon\ n = 3)$ στα $656{,}5\ nm$, στην $H\beta$ $(n = 3\ \sigma\varepsilon\ n = 4)$ στα $486{,}1\ nm$, καταλήγοντας στην $H\gamma$ $(n = 2\ \sigma\varepsilon\ n = 5)$ στα $434{,}0\ nm$ και ούτω καθ εξής. Η μεγάλη αφθονία του υδρογόνου συνεπάγεται το γεγονός οι γραμμές του να είναι αρκετά ισχυρές ακόμη και στην περίπτωση των ψυχρών άστρων όπου συναντούμε μικρό βαθμό διέγερσης. Η ένταση των γραμμών Balmer αυξάνεται με την αύξηση της θερμοκρασίας αγγίζοντας το μέγιστο σε θερμοκρασία 1.000 K, ενώ η έντασή τους αρχίζει να μειώνεται καθώς η θερμοκρασία ξεπερνά τους 1.000 K καθώς το υδρογόνο αρχίζει να ιονίζεται. Αξίζει να σημειωθεί στο σημείο αυτό πως οι γραμμές του υδρογόνου, στην περίπτωση των πολύ θερμών άστρων, δεν είναι τόσο ασθενείς, όπως κανείς αναμένει, εξαιτίας

www.diavlosbooks.gr

φαινομένων μη τοπικής θερμοδυναμικής ισορροπίας (non – LTE effects).

Το δεύτερο κατά σειρά μειούμενης αφθονίας στοιχείο, το ήλιο, φέρει μια πιο περίπλοκη δομή ενεργειακών επιπέδων. Τα ενεργειακά επίπεδα του ηλίου χαρακτηρίζονται από διαχωρισμό σε singlet και triplet επιπέδων με σπιν $S = 0$ *και* $S = 1$ αντίστοιχα, ανάλογα με το αν τα σπιν των ηλεκτρονίων είναι αντιπαράλληλα ή παράλληλα.

www.diavlosbooks.gr



2. Ιονισμένο Υδρογόνο – Περιοχές HII

www.diavlosbooks.gr

Εισαγωγή

Οι περιοχές ιονισμένου ατομικού υδρογόνου, οι οποίες ευρέως καλούνται «HII περιοχές», αποτελούνται από αέριο το οποίο έχει ιονιστεί από φωτόνια με ενέργειες πάνω από την ενέργεια ιονισμού του υδρογόνου, η οποία είναι $13{,}6\ eV$. Οι περιοχές αυτές μπορεί να είναι είτε κλασικές HII περιοχές, οι οποίες έχουν ιονιστεί από θερμά O και B αστέρια (ή σμήνη τέτοιων άστρων), και σχετίζονται με περιοχές πρόσφατης δημιουργίας μαζικών άστρων, είτε πλανητικά νεφελώματα, στα οποία τα εξωτερικά περιβλήματα των AGB άστρων (Asymptotic Giant Branch) φωτοϊονίζονται από τον θερμό αστρικό πυρήνα. Παρά το γεγονός ότι η φυσική προέλευση αυτών των αέριων νεφελωμάτων παρουσιάζει μεγάλη ποικιλομορφία, οι φυσικές αρχές που τα διέπουν είναι ουσιαστικά οι ίδιες. Έτσι λοιπόν, ανεξαρτήτου προελεύσεως, θα αναφερόμαστε σε όλες αυτές τις περιοχές καλώντας τες «HII περιοχές».

Τρεις είναι οι διαδικασίες που διέπουν τη φυσική των HII περιοχών.

1. **Ισορροπία Φωτοϊονισμού:** Το ισοζύγιο μεταξύ φωτοϊονισμού και επανασύνδεσης καθορίζει τη δομή του νεφελώματος καθώς

www.dialogbooks.gr

και την χωρική κατανομή των καταστάσεων ιονισμού των στοιχείων που βρίσκονται στη ζώνη ιονισμού.

2. **Θερμική Ισορροπία:** Ισοζύγιο μεταξύ θέρμανσης και ψύξης. Η θέρμανση κυριαρχείται από φωτοηλεκτρόνια που αποβάλλονται από το υδρογόνο και το ήλιο και έχουν θερμικές ενέργειες της τάξης μερικών eV. Η ψύξη κυριαρχείται, στις περισσότερες HII περιοχές, από συγκρούσεις μεταξύ ηλεκτρονίων και ιόντων που έχει ως αποτέλεσμα τη διέγερση των ιόντων μεταλλικών στοιχείων. Η διέγερση αυτή ακολουθείται από την εκπομπή «απαγορευμένων» γραμμών από χαμηλοενεργειακά, λεπτής υφής, επίπεδα. Είναι λοιπόν αυτές οι γραμμές «ψύξης» που δίνουν στις HII περιοχές τα χαρακτηριστικά τους φάσματα.

3. **Υδροδυναμική Ισορροπία:** Περιλαμβάνει κρουστικά κύματα, στρώματα ιονισμού και φωτοδιάσπασης, εκροές και ανέμους πλάσματος.

Οι περιοχές HII, λοιπόν, δημιουργούνται όταν η μακρινή υπεριώδης ακτινοβολία που

www.dravosbooks.gr

προέρχεται από ένα άστρο, ιονίζει και θερμαίνει το περιβάλλοντα αέριο. Η επανασύνδεση θερμών ηλεκτρονίων με πρωτόνια οδηγεί σε ουδετεροποίηση. Το ισοζύγιο μεταξύ φωτοϊονισμού και επανασύνδεσης (λόγω ακτινοβολίας) είναι αυτό που καθορίζει τον βαθμό ιονισμού. Η περίσσεια ενέργειας επί του δυναμικού ιονισμού μεταφέρεται από το φωτοηλεκτρόνιο υπό τη μορφή κινητικής ενέργειας. Οι συγκρούσεις με άλλα ηλεκτρόνια έχουν σαν αποτέλεσμα αυτή η ενέργεια να μοιράζεται με τη θάλασσα ηλεκτρονίων γεγονός που οδηγεί στο σχηματισμό ενεργειακής κατανομής Maxwell για τα ηλεκτρόνια. Τα θερμικά ηλεκτρόνια μπορούν να διεγείρουν τα χαμηλοενεργειακά επίπεδα των διαφόρων χημικών στοιχείων ενώ οι αποδιεγέρσεις με ταυτόχρονη εκπομπή ακτινοβολίας ψύχουν το νεφέλωμα. Η ενεργειακή αυτή ισορροπία καθορίζει την θερμοκρασία του νεφελώματος. Στην παρούσα εργασία θα εξετάσουμε αυτές τις διαδικασίες καθώς επίσης την κατανομή θερμοκρασίας και συμπεριφορά του ιονισμού στο νεφέλωμα.

www.diavlosbooks.gr

Ισοζύγιο ιονισμού

Ξεκινώντας, θεωρούμε τον ιονισμό ενός νεφελώματος το οποίο αποτελείται μόνο από υδρογόνο. Το υδρογόνο μπορεί να ιονιστεί από φωτόνια τα οποία έχουν ενέργεια μεγαλύτερη ή ίση από $13{,}6\ eV$ ($912\ Å$ ή $3{,}3 \cdot 10^{15}\ Hz$) . Τα $13{,}6\ eV$ είναι το ενεργειακό κατώφλι ιονισμού του ατόμου του υδρογόνου. Το ισοζύγιο ιονισμού λοιπόν εκφράζεται μέσω της σχέσης:

$$n_H \int_{\nu_T}^{\infty} 4\pi N(\nu)\alpha_H(\nu)d\nu = n_e n_p \beta_A(T_e) \quad (2.1)$$

Όπου

- Το ολοκλήρωμα είναι πάνω σε όλα τα φωτόνια με ενέργεια $h\nu \geq h\nu_0$, όπου $h\nu_0 = 13{,}6\ eV$ είναι ενέργεια ιονισμού της $1s$ βασικής στάθμης του ατόμου του υδρογόνου
- ν_T είναι η συχνότητα κατωφλίου για ιονισμό
- $\alpha_H(\nu)$ είναι η ενεργός διατομή για τον ιονισμό
- $\beta_A(T_e)$ είναι ο συντελεστής του ρυθμού επανασύνδεσης για όλα τα επίπεδα του ατομικού υδρογόνου σε θερμοκρασία T_e

www.diavloshooks.gr

Η μέση ένταση του φωτονίου ορίζεται ως:

$$N(\nu) = \frac{J(\nu)}{h\nu} \quad (2.2)$$

Όπου $J(\nu)$ είναι η μέση ένταση των φωτονίων που προκαλούν τον ιονισμό.

Οι πυκνότητες ουδέτερου υδρογόνου, n_H , ηλεκτρονίων,n_e, και πρωτονίων n_p, σχετίζονται μέσω της αρχής διατήρησης του φορτίου και της εξίσωσης αφθονίας του υδρογόνου, έτσι έχουμε:

$$n_e = n_p \quad (2.3)$$

και

$$n_p + n_H = n \quad (2.4)$$

όπου n είναι η συνολική πυκνότητα.

Ορίζοντας, $\varepsilon = \sqrt{(\nu/\nu_T) - 1}$, η ενεργός διατομή ιονισμού του υδρογόνου δίνεται από τη σχέση:

$$\alpha_H(\nu) = \alpha_0 (\frac{\nu_T}{\nu})^4 \frac{\exp\left[4\left(1 - tan^{-1}\varepsilon\right)/\varepsilon\right]}{1 - \exp\left[-2\pi/\varepsilon\right]} \quad (2.5)$$

όπου α_0 είναι η ενεργός διατομή για το κατώφλι $(= 6{,}3 \cdot 10^{-18} cm^2)$.

Η ενεργός διατομή του ιονισμού εμφανίζει ένα απότομο μέγιστο κοντά στο κατώφλι ενώ

www.diavlosbooks.gr

μετά μειώνεται ανάλογα του ν^{-3} (Εικόνα 2.1). Η επανασύνδεση είναι δυνατό να συμβεί σε όλες τις διεγερμένες καταστάσεις του ουδέτερου υδρογόνου μέσω αυθόρμητης εκπομπής φωτονίου. Περεταίρω εφησυχασμός του διεγερμένου ατόμου υδρογόνου πραγματοποιείται μέσω της εκπομπής περισσότερων φωτονίων. Ο συνολικός συντελεστής του ρυθμού επανασύνδεσης είναι $4{,}28 \cdot 10^{-13} cm^3 sec^{-1}$ σε θερμοκρασία $10^4\, K$. Ο συντελεστής επανασύνδεσης της βασικής στάθμης είναι $1{,}6 \cdot 10^{-13} cm^3 sec^{-1}$ σε θερμοκρασία ηλεκτρονίων $10^4\, K$, που είναι περίπου το 40% του ολικού συντελεστού επανασύνδεσης. Εξαιτίας του γεγονότος ότι οι δυνάμεις Coulomb προτιμούν τις αργές αλληλεπιδράσεις έπεται πως ο συντελεστής επανασύνδεσης θα είναι αντιστρόφως ανάλογος της θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων (ανάλογος του $T_e^{-0,8}$). Η ακτινοβολιακή επανασύνδεση είναι συνεπώς μια αργή διαδικασία ($\sim 100\, \chi\rho\acute{o}\nu\iota\alpha\, \gamma\iota\alpha\, \rho \cong 10^3 cm^{-3}$) . Οι συγκρούσεις ηλεκτρονίου – ηλεκτρονίου συμβαίνουν σε χρονική κλίμακα των 30 sec. Έτσι, τα φωτοηλεκτρόνια αποκτούν μια ενεργειακή κατανομή Maxwell πριν την επανασύνδεση.

www.diavlosbooks.gr

Πέραν των αστρικών φωτονίων, το πεδίο ακτινοβολίας δέχεται τη συνεισφορά από φωτόνια τα οποία προέρχονται από νεφελώματα και τα οποία παράγονται μέσω επανασύνδεσης. Μερικά από αυτά τα φωτόνια είναι δυνατόν να ιονίσουν ξανά το ουδέτερο υδρογόνο. Έτσι, η επίλυση του ισοζυγίου ιονισμού απαιτεί την επίλυση της εξίσωσης διάδοσης ακτινοβολίας για τα φωτόνια του νεφελώματος τα οποία προκαλούν τους ιονισμούς. Το γεγονός αυτό μεταφέρει το τοπικό πρόβλημα του ισοζυγίου ιονισμού σε ένα πολύ γενικότερο πρόβλημα. Δεδομένων των ταχέων ρυθμών εφησυχασμού των επιπέδων του HII ($10^{-4} - 10^{-8}$ sec) σε σύγκριση με την χρονική κλίμακα ιονισμού ($\sim 10^{6}\, sec$) μπορούμε με βεβαιότητα να υποθέσουμε ότι όλα τα άτομα υδρογόνου βρίσκονται στη θεμελιώδη κατάσταση κάτω από τις συνθήκες που έχουμε υποθέσει μέχρι το σημείο αυτό. Όταν το ουδέτερο υδρογόνο βρίσκεται αποκλειστικά στη θεμελιώδη κατάσταση τότε μόνο οι επανασυνδέσεις κατ' ευθείαν προς την βασική στάθμη θα παράγουν φωτόνια τα οποία είναι ικανά να ιονίσουν ξανά το υδρογόνο. Υπό την υπόθεση ότι όλα τα φωτόνια, που προκαλούν ιονισμό παράγονται με απ' ευθείας επανασυνδέσεις με την βασική στάθμη, απορροφώνται στο ίδιο σημείο στο

www.diavlosbooks.gr

οποίο παράγονται (on – the – spot approximation) το ισοζύγιο ιονισμού καθίσταται ένα τοπικό πρόβλημα., έτσι έχουμε:

$$n_H \int_{\nu_T}^{\infty} 4\pi N_\star \exp[-\tau(\nu, r)]\, \alpha_H(\nu) d\nu = n_e n_p \beta_B(T_e) \quad (2.6)$$

όπου $4\pi N_\star$ είναι το τοπικό πεδίο φωτονίων εξαιτίας του αστέρα,

$$4\pi N_\star = \frac{L_\star(\nu)}{4\pi r^2 h\nu} \quad (2.7)$$

και $L_\star(\nu)$ είναι η αστρική λαμπρότητα σε συχνότητα ν, r είναι η απόσταση από τον αστέρα και β_B είναι ο συντελεστής επανασύνδεσης για όλα τα επίπεδα με $n \geq 2$. Το οπτικό βάθος $\tau(\nu, r)$ δίνεται από την σχέση:

$$\tau(\nu, r) = \int_0^r n_H(r')\alpha_H(\nu) dr' \quad (2.8)$$

Στο σημείο αυτό, εισάγοντας τον βαθμό ιονισμού, x,

$$x = \frac{n_p}{n_p + n_H} \quad (2.9)$$

www.diavlosbooks.gr

το ισοζύγιο ιονισμού μπορεί να γραφτεί ως

$$\frac{1-x}{x^2} = \frac{n\beta_B(T_e)}{4\pi\overline{\alpha}_H N} \quad (2.10)$$

όπου ο μέσος συντελεστής ιονισμού, $\overline{\alpha}_H$, δίδεται από τη σχέση

$$\overline{\alpha}_H = \frac{1}{N}\int_{\nu_T}^{\infty} N_\star(\nu, r)\alpha_H(\nu)d\nu \quad (2.11)$$

και N είναι η συνολική ροή των φωτονίων που προκαλούν τον ιονισμό,

$$N = \int_{\nu_T}^{\infty} N(\nu)\exp[-\tau(\nu, r)]\,d\nu \quad (2.12)$$

Ο συνολικός αριθμός των φωτονίων ιονισμού που εκπέμπονται από τον αστέρα, $\mathbb{N}_{Lyc}$ δίδεται από τη σχέση:

$$\mathbb{N}_{Lyc} = \int_{\nu_T}^{\infty} \frac{L_\star(\nu)}{h\nu}d\nu. \quad (2.13)$$

www.diavlosbooks.gr

Τιμές των ανωτέρων ποσοτήτων δίνονται στον Πίνακα 2.1. Ο μέσος συντελεστής ιονισμού $\overline{\alpha}_H$, ποικίλλει σε περιορισμένο βαθμό συναρτήσει του φασματικού τύπου από $2{,}5 \cdot 10^{-2}\alpha_0$ σε $4{,}5 \cdot 10^{-2}\alpha_0$ για μέλανα σώματα με ενεργές θερμοκρασίες μεταξύ 30.000 K και 50.000 K.

Πίνακας 2.1 Παράμετροι Ο και Β αστέρων

Spectral type	$T_{\rm eff}$(K)	$L(10^5 L_\odot)$	$\mathbb{N}_{\rm Lyc}(10^{49}$ photons $s^{-1})$	$\mathcal{R}_s^b$ (pc)
O3	51 200	10.8	7.4	1.3
O4	48 700	7.6	5.0	1.2
O5	46 100	5.3	3.4	1.0
O6	43 600	3.7	2.2	0.88
O7	41 000	2.5	1.3	0.75
O8	38 500	1.7	0.74	0.62
O9	35 900	1.2	0.36	0.49
B0	33 300	0.76	0.14	0.36

[a] Stellar parameters for main sequence stars.
[b] Strömgren radius calculated for a density of 10^3 cm^{-3}.

Σε μία περιοχή HII, το υδρογόνο είναι σχεδόν ολοκληρωτικά ιονισμένο. Θεωρώντας πως τα αστρικά φωτόνια δεν εξασθενούν, βρίσκουμε για τα φωτόνια που προκαλούν τον ιονισμό, σε απόσταση 0,5 pc από έναν O4 αστέρα,

www.diavlosbooks.gr

$$4\pi N(r) = \frac{1}{4\pi r^2}\int_{\nu_0}^{\infty}\frac{L_\star(\nu)}{h\nu}d\nu$$

$$\cong 2\cdot 10^{12}\left(\frac{0{,}5\ pc}{r}\right)^2\ \varphi\omega\tau\acute{o}\nu\iota\alpha\ cm^{-2}sec^{-1}. \quad (2.14)$$

Με την εισαγωγή αριθμητικών τιμών στις ατομικές παραμέτρους, β_B *και* $\overline{\alpha}_H$ έχουμε:

$$\begin{cases}\beta_B = 2{,}6\cdot 10^{-13}cm^3sec^{-1}\\ \overline{\alpha}_H = 3\cdot 10^{-19}cm^2\end{cases} \Rightarrow \quad 1-x = 4\cdot 10^{-4}$$

για πυκνότητα $10^3 cm^{-3}$. Σημειώνουμε στο σημείο αυτό ότι το ουδέτερο κλάσμα αυξάνεται αυξανομένης της πυκνότητας. Εξαιτίας του τόσο υψηλού βαθμού ιονισμού το οπτικό βάθος μεταξύ του αστέρα και ενός σημείου σε απόσταση 0,5 pc είναι πολύ μικρό, $\tau_0 \cong 0{,}2$.

Το μέγεθος της HII περιοχής

Για ένα οπτικά λεπτό νεφέλωμα, το μέγεθος της HII περιοχής είναι δυνατόν να βρεθεί μέσω της ισορροπίας ιονισμού, η οποία εξισώνει τον ολικό ρυθμό επανασύνδεσης, ολοκληρωμένο σε όλο το νεφέλωμα, με την συνολική λαμπρότητα των φωτονίων, $\mathbb{N}_{Lyc}$. Για ένα νεφέλωμα σταθερής πυκνότητας έχουμε:

$$\mathbb{N}_{Lyc} = \frac{4\pi}{3}R_s^3 n^2 \beta_B \overline{x}^2 \quad (2.15)$$

www.klaviosbooks.gr

όπου $\overline{x}$ είναι ο μέσος βαθμός ιονισμού του νεφελώματος. Επειδή $x \cong 1$ για όλο το νεφέλωμα, η ακτίνα της HII περιοχής, R_s, είναι

$$R_s = \left(\frac{3\mathbb{N}_{Lyc}}{4\pi n^2 \beta_B}\right)^{1/3}$$
$$\cong 1{,}2\left(\frac{10^3 cm^{-3}}{n}\right)^{2/3}\left(\frac{\mathbb{N}_{Lyc}}{5\cdot 10^{49}\ \varphi\omega\tau\acute{o}\nu\iota\alpha\ sec^{-1}}\right)^{1/3} pc \quad (2.16)$$

Η ακτίνα R_s , συνήθως καλείται ακτίνα Strömgren από τον Bengt Strömgren, πρωτοπόρο στο πεδίο αυτό. Ο Πίνακας 2.1 εμπεριέχει τις σχετικές ιδιότητες των O και B αστέρων και τις αντίστοιχες ακτίνες Strömgren. Σε γενικές γραμμές, για πυκνότητα $10^3 cm^{-3}$ το μέγεθος της περιοχής HII είναι της τάξης του ενός parsec. Η μάζα του ιονισμένου αερίου είναι τότε

$$M_{HII} = \frac{4}{3}\pi n R_s^3 m_H = \frac{\mathbb{N}_{Lyc}}{n\beta_B}$$
$$\cong 80\left(\frac{\mathbb{N}_{Lyc}}{5\cdot 10^{49}\ \varphi\omega\tau\acute{o}\nu\iota\alpha\ sec^{-1}}\right)\left(\frac{10^3 cm^{-3}}{n}\right) M_\odot \quad (2.17)$$

και εξάγουμε από εδώ το παράδοξο συμπέρασμα ότι για ένα άστρο στο οποίο συμβαίνουν φαινόμενα ιονισμού, η μάζα του αερίου που ιονίζεται αυξάνεται καθώς η πυκνότητα μειώνεται. Αυτό που συμβαίνει είναι ότι πραγματοποιούνται λιγότερες επανασυνδέσεις

www.diavlosbooks.gr

ανά μονάδα όγκου σε χαμηλές πυκνότητες με αποτέλεσμα το ουδέτερο κλάσμα να είναι μικρότερο. Ως αποτέλεσμα, ο ίδιος αριθμός φωτονίων που ιονίζουν, μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να κρατηθεί μεγαλύτερος αριθμός ατόμων ιονισμένων και η μάζα του ιονισμένου αερίου αυξάνεται. Ο ολικός ρυθμός επανασύνδεσης, ολοκληρωμένος σε όλο το νεφέλωμα, είναι ανεξάρτητος της πυκνότητας και καθορίζεται από την λαμπρότητα των φωτονίων που ιονίζουν το αέριο του άστρου.

Βαθμός ιονισμού

Αν κάνουμε την απλή, αλλά λαθεμένη, υπόθεση ότι το σχήμα του αστρικού πεδίου ιονισμού δεν αλλάζει με την απόσταση μέσα στο νεφέλωμα καθώς επίσης και το αποδεδειγμένο γεγονός ότι το νεφέλωμα είναι πλήρως ιονισμένο, τότε το ισοζύγιο ιονισμού στην προσέγγιση σημείου (on the spot approximation), μπορεί να λυθεί αναλυτικά. Εισάγουμε την αδιάστατη μεταβλητή $z \equiv r/R_s$ και το οπτικό βάθος $\tau = n\overline{\alpha}_H R_s$, όπου $\overline{\alpha}_H$ είναι η μέση ενεργός διατομή του ιονισμού για όλο το πεδίο. Η συνολική ενεργός διατομή για την περιοχή HII είναι τότε $\overline{(1-x)}\tau_s$, όπου $\overline{(1-x)}$ είναι το μέσο ουδέτερο

www.diavlospooks.gr

κλάσμα. Η εξίσωση που περιγράφει την ισορροπία ιονισμού θα είναι η ακόλουθη:

$$\frac{1-x}{x^2} = \frac{3z^2 \exp[\tau]}{\tau_s}. \quad (2.18)$$

Το οπτικό βάθος στην περίπτωση αυτή θα δίνεται από την εξίσωση:

$$\frac{d\tau}{dz} = (1-x)\tau_s. \quad (2.19)$$

Υποθέτοντας πως $x \cong 1$, οι δύο ανωτέρω εξισώσεις μπορούν να συνδυαστούν, δίνοντας για το οπτικό βάθος

$$\tau = -\ln[1-z^3] \quad (2.20)$$

Το κλάσμα του ουδέτερου υδρογόνου θα δίνεται από τη σχέση:

$$(1-x) = \frac{3z^2}{\tau_s(1-z^3)} \quad (2.21)$$

Για την κλίμακα του οπτικού βάθους, έχουμε

$$\tau_s \cong 10^3 \left(\frac{n}{10^3 cm^{-3}}\right)^{1/3} \left(\frac{\mathbb{N}_{Lyc}}{5 \cdot 10^{49}\ \varphi\omega\tau\acute{o}\nu\iota\alpha\ sec^{-1}}\right)^{1/3} \quad (2.22)$$

και συνεπώς το ουδέτερο κλάσμα είναι όντως μικρό, $\sim 10^{-3}$ για πυκνότητα της τάξης των

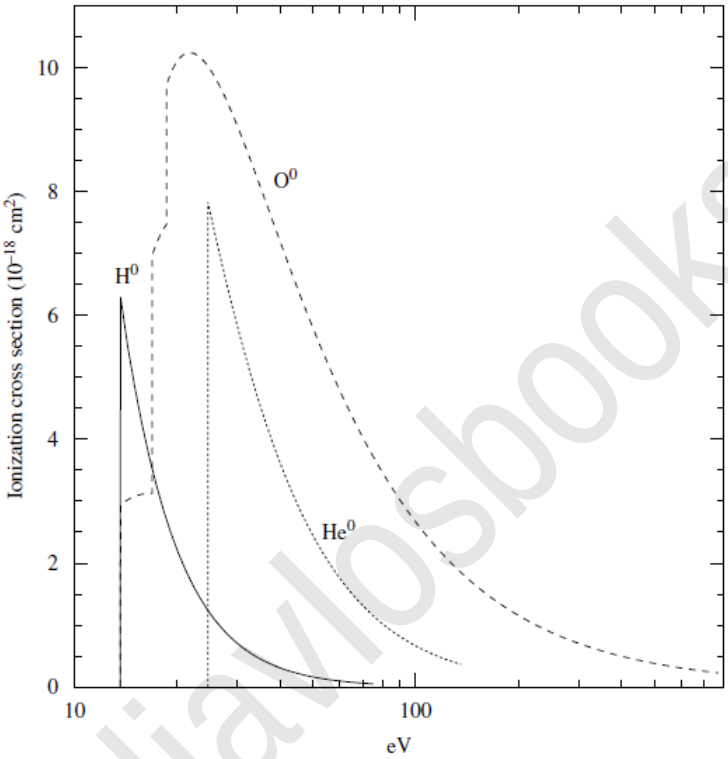
www.diavlosbooks.gr

$10^3 cm^{-3}$. Το οπτικό βάθος για το μεγαλύτερο μέρος της HII περιοχής είναι επίσης μικρό. Κοντά στο σύνορο της HII περιοχής (στρώμα ιονισμού – ionization front) το ουδέτερο κλάσμα – και συνεπώς και το οπτικό βάθος – αυξάνονται ταχύτατα.

Συνεχίζοντας, η απορρόφηση φωτονίων, ικανών να προκαλέσουν ιονισμό, θα επιφέρει δραστικές αλλαγές στο πεδίο ακτινοβολίας για $\tau(\nu_T) \geq 1$ εξαιτίας της μεγάλης (απότομης) εξάρτησης του συντελεστή απορρόφησης από τη συχνότητα Εικόνα 2.1.

Συνεπώς, οι προσεγγίσεις που χρησιμοποιήθηκαν για την εξαγωγή των εξισώσεων καταρρέουν. Η προσέγγιση σημείου (on the spot approximation) λοιπόν δεν επιβεβαιώνεται πλήρως. Επιπροσθέτως, η παρουσία ατόμων ηλίου μπορούν να επηρεάσουν την ισορροπία ιονισμού. Για μια πιο λεπτομερή ανάλυση λοιπόν οι εξισώσεις της ισορροπίας ιονισμού πρέπει να λυθούν αριθμητικά.

www.diavlosbooks.gr



Εικόνα 2.1 Ενεργός διατομή ιονισμού του υδρογόνου και του ηλίου, εμφανίζει ένα μέγιστο στις παρυφές του ιονισμού ενώ μετά πέφτει ανάλογα του ν^{-3}. Εμφανής είναι επίσης η ενεργός διατομή του οξυγόνου, η οποία παρουσιάζει πιο περίπλοκη δομή.

www.diavlosbooks.gr

Το στρώμα ιονισμού

Μία περιοχή HII τελειώνει στο στρώμα ιονισμού όπου ο βαθμός ιονισμού αλλάζει δραστικά από πολύ κοντά στη μονάδα και γίνεται εξαιρετικά μικρός. Το στρώμα ιονισμού είναι λοιπόν μια μεταβατική περιοχή η οποία διαχωρίζει το διαστρικό αέριο το οποίο περιέχει ιονισμένα στοιχεία (κυρίως υδρογόνο) από το διαστρικό αέριο το οποίο περιέχει ουδέτερα άτομα του στοιχείου. Το πάχος ℓ, αυτής της μεταβατικής περιοχής είναι κατά προσέγγιση ίσο με τη μέση ελεύθερη διαδρομή των φωτονίων ιονισμού, δηλαδή

$$\ell(x) = (n_H \overline{\alpha}_H)^{-1} = \left((1-x) n \overline{\alpha}_H\right)^{-1}. \quad (2.23)$$

Θεωρώντας τώρα ότι $x \cong 0{,}5$ για την μεταβατική περιοχή έχουμε:

$$\ell = 2 \cdot 10^{-3} \left(\frac{10^3 \mathrm{cm}^{-3}}{n}\right) pc. \quad (2.24)$$

Το πάχος της μετάβασης HII – HI, είναι, συνεπώς, πολύ μικρότερο από το μέγεθος της περιοχής HII (Πινάκας 2.1).

Μπορούμε να συγκρίνουμε τη μέση ελεύθερη διαδρομή σε οποιοδήποτε σημείο με το μέγεθος της HII περιοχής,

www.diavlosbooks.gr

$$\frac{\ell(r)}{R_s} = \left((1-x)n\overline{\alpha}_H R_s\right)^{-1} \cong \frac{1}{3}\left(\frac{R_s}{r}\right)^2. \quad (2.25)$$

Έτσι λοιπόν, για τα αστρικά φωτόνια, η μέση ελεύθερη διαδρομή είναι μεγάλη σε σχέση με το μέγεθος της HII περιοχής. Για να γίνει αυτό πιο κατανοητό αρκεί να σημειώσουμε πως η περιοχή HII είναι οπτικά λεπτή για τα φωτόνια που προκαλούν τον ιονισμό. Στην πραγματικότητα, η μέση ελεύθερη διαδρομή δεν είναι δυνατόν να είναι μεγαλύτερη από περιοχή HII (το οπτικό βάθος γίνεται $\tau \gg 1$ στα όρια της HII περιοχής) και οι προσεγγίσεις που κάναμε για να οδηγηθούμε στις εξισώσεις, καταρρέουν. Αυτό όμως ερμηνεύει, για μία ακόμη φορά, το γεγονός ότι το μεγαλύτερο μέρος της αδιαφάνειας βρίσκεται σε αυτό το λεπτό μεταβατικό κέλυφος στο σύνορο με το περιβάλλον ουδέτερο αέριο.

Για τα διάχυτα φωτόνια που παράγονται από επανασύνδεση απ' ευθείας με την βασική στάθμη ισχύει $\overline{\alpha}_H \cong \alpha_0$ και, συνεπώς η μέση ελεύθερη διαδρομή για αυτά είναι :

$$\frac{\ell(r)}{R_s} \cong 10^{-2}\left(\frac{R_s}{r}\right)^2. \quad (2.26)$$

Συνεπώς, η προσέγγιση είναι εύλογη για το μεγαλύτερο μέρος της HII περιοχής (για $r > 0{,}1R_s$).

www.diavlosbooks.gr

Δομή ιονισμού

Για τον υπολογισμό της δομής μιας περιοχής HII, κρίνεται αναγκαία η επίλυση της εξίσωσης διάδοσης ακτινοβολίας:

$$\frac{dI(\nu,r)}{dr} = -(1-x)\alpha_H(\nu)I(\nu,r) + j(\nu,r) \quad (2.27)$$

όπου $I(\nu,r)$ είναι η ένταση του πεδίου ακτινοβολίας σε συχνότητα ν και θέση r. Μπορούμε να χωρίσουμε το πεδίο ακτινοβολίας στο αστρικό μέρος $I_\star$ και στο κομμάτι διάχυσης για το νεφέλωμα, I_{neb}, το οποίο παράγεται από επανασυνδέσεις με την βασική στάθμη (που μπορεί δηλαδή να ιονίσει το ουδέτερο υδρογόνο). Η εξίσωση διάδοσης ακτινοβολίας για την αστρική ακτινοβολία μπορεί να λυθεί δίνοντας,

$$4\pi I_\star(\nu,r) = \frac{L_\star(\nu)}{4\pi r^2}\exp[-\tau(\nu,r)] \quad (2.28)$$

όπου $\tau(\nu,r)$ είναι το οπτικό βάθος,

$$\tau(\nu,r) = n\alpha_H(\nu)\int_0^r \Big(1-x(r')\Big)dr' = \frac{\alpha_H(\nu)}{\alpha_H(\nu_T)}\tau(\nu_T,r) \quad (2.29)$$

www.diavlosbooks.gr

και $\tau(\nu_T, r)$ είναι το οπτικό βάθος στο κατώφλι. Η εξίσωση διάδοσης για το κομμάτι διάχυσης του πεδίου ακτινοβολίας μπορεί να γραφτεί ως

$$\frac{dI_{neb}}{dr} = -(1-x)\alpha_H(\nu)I_{neb}(\nu, r) + j(\nu, r). \quad (2.30)$$

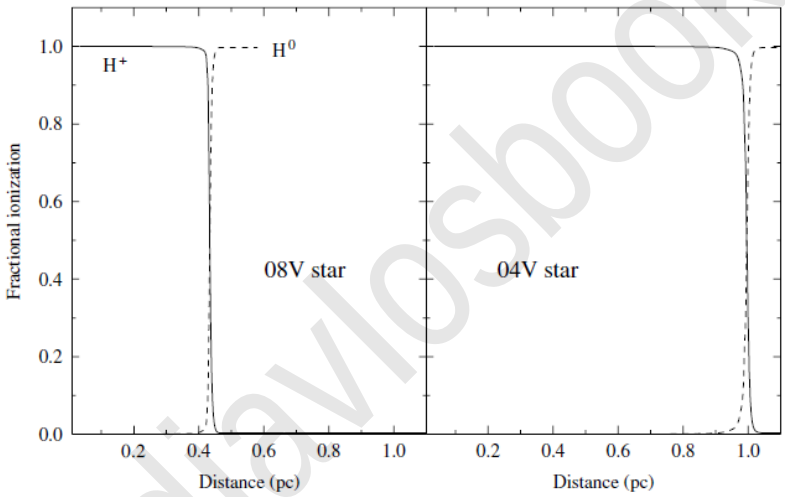
Για τις χαμηλές θερμοκρασίες του νεφελώματος, ο συντελεστής εκπομπής εξαιτίας της ακτινοβολίας επανασύνδεσης, θα είναι

$$j(\nu, r) = \frac{2h\nu^3}{c^2}\left(\frac{h^2}{2\pi mkT}\right)^{3/2} \exp\left[-h(\nu - \nu_T)/kT_e\right]x^2n^2. \quad (2.31)$$

Επειδή το πεδίο ακτινοβολίας εξαρτάται από το βαθμό ιονισμού του νεφελώματος, αυτό το σετ εξισώσεων πρέπει να λυθεί επαναληπτικά. Ο συνολικός αριθμός φωτονίων που παράγονται από επανασυνδέσεις δίνεται από τη σχέση, $\beta_1 x^2 n^2$, όπου β_1 είναι ο συντελεστής επανασύνδεσης με την βασική στάθμη, ο οποίος είναι μόλις το 40% του ολικού αριθμού ιονισμών ($\beta_A x^2 n^2$). Έτσι η επαναληπτική μέθοδος μπορεί να ξεκινήσει, σε πρώτη προσέγγιση με $I_{neb} = 0$.

www.stavlosbooks.gr

Η Εικόνα 2.2 απεικονίζει την υπολογισμένη ιονισμένη δομή δύο κλασικών περιοχών HII. Όπως είναι αναμενόμενο, το θερμότερο άστρο παράγει πολύ μεγαλύτερη περιοχή HII.



Εικόνα 2.2 Η δομή ιονισμού ενός νεφελώματος που αποτελείται αποκλειστικά από υδρογόνο και έχει ιονιστεί από ένα O4 (δεξιά) και ένα O8 (αριστερά) αστέρα.

www.diavlosbooks.gr

Η παράμετρος ιονισμού

Θεωρούμε την εξίσωση ισορροπίας ιονισμού

$$\frac{1-x}{x^2} = \frac{n\beta_B(T_e)}{4\pi\overline{\alpha}_H N}. \quad (2.32)$$

Ο βαθμός ιονισμού εξαρτάται από τον λόγο N/n και από κάποιες ατομικές παραμέτρους. Για την περιγραφή των περιοχών HII κρίνεται αναγκαίος ο ορισμός της παραμέτρου ιονισμού. Ορίζουμε λοιπόν, ως παράμετρο ιονισμού το λόγο της μέσης έντασης στο πεδίο ιονίζουσας ακτινοβολίας, προς την πυκνότητα. Για μοντέλα παράλληλων επιπέδων, η παράμετρος ιονισμού ορίζεται ως

$$U = \frac{N_0}{cn} \quad (2.33)$$

όπου N_0 είναι η προσπίπτουσα EUV ροή. Ο παράγοντας c μετατρέπει τη ροή σε πυκνότητα ενέργεια ακτινοβολίας. Στην περίπτωση ειδικών συστημάτων χρησιμοποιείται μια λίγο διαφορετική έκφραση, για τον παράγοντα ιονισμού,

$$U = \frac{\mathbb{N}_{Lyc}}{4\pi R_S^2 nc} \quad (2.34)$$

www.diavlosbooks.gr

όπου , $\mathbb{N}_{Lyc}$ είναι η αστρική λαμπρότητα των φωτονίων που προκαλούν τον ιονισμό και R_s είναι η ακτίνα Strömgren. Στην περίπτωση αυτή, η παράμετρος ιονισμού είναι ουσιαστικά ο λόγος την πυκνότητας των φωτονίων ιονισμού στα όρια της HII περιοχής προς την πυκνότητα του υδρογόνου. Λαμβάνοντας υπόψη το φαινόμενο της εξασθένισης, ο αριθμός των διαθέσιμων φωτονίων ανά ηλεκτρόνιο, θα είναι πολύ μικρότερος στις παρυφές της HII περιοχής. Ο μέσος λόγος του αριθμού των φωτονίων ιονισμού προς την πυκνότητα ηλεκτρονίων, σε όλο τον όγκο δίνεται από $< \mathbb{N}_{Lyc}/n_e >= 3U$. Όποιος και να είναι ο ορισμός, το U είναι ένα μέτρο του ρυθμού ιονισμού επί του ρυθμού επανασύνδεσης και συνεπώς ελέγχει το ισοζύγιο ιονισμού του Η. Όπως θα δούμε και στη συνέχεια, ο λόγος αφθονίας των διαδοχικών επιπέδων ιονισμού οπουδήποτε στοιχείου, καθορίζεται από τον παράγοντα ιονισμού. Συνεπώς, περιμένουμε ότι οι περιοχές με παρόμοιους παραμέτρους ιονισμού, θα έχουν και παρόμοιες ιδιότητες, ανεξάρτητα από την γεωμετρία της εκάστοτε περιοχής. Η μόνη παράμετρος την οποία έχουμε αγνοήσει στο σημείο αυτό, είναι η σκόνη. Για σταθερή περιεκτικότητα σκόνης ανά άτομο υδρογόνου, το κλάσμα των EUV φωτονίων που απορροφάται από τη σκόνη, αυξάνεται με την

www.diavlosbooks.gr

πυκνότητα. Έτσι, για περιοχές HII, υψηλής πυκνότητας σε σκόνη, η παράμετρος U είναι μικρότερη από αυτή στην περίπτωση περιοχών χαμηλής πυκνότητας σε σκόνη.

Ήλιον

Η παρουσία του ηλίου στο διαστρικό αέριο μπορεί να επηρεάσει τη δομή του ιονισμού των HII περιοχών. Το πρώτο δυναμικό ιονισμού του ηλίου είναι 24,6 eV. Το ήλιο μπορεί να ιονιστεί διπλά όταν φωτόνια με ενέργεια $h\nu > 55{,}4\ eV$ είναι παρόντα. Εντούτοις, ακόμη και οι πολύ θερμοί Ο αστέρες εκπέμπουν πολύ λίγη ακτινοβολία σε τόσο υψηλές ενέργειες με αποτέλεσμα το He^{2+} να είναι πολύ μικρής σημασίας. Έτσι, φωτόνια με ενέργειες μεταξύ 13,6 και 24,6 eV μπορούν να ιονίσουν μόνο το ουδέτερο υδρογόνο ενώ φωτόνια με ενέργειες μεγαλύτερες από 24,6 eV μπορούν να ιονίσουν το ουδέτερο υδρογόνο αλλά και το ουδέτερο ήλιο. Η ενεργός διατομή του ιονισμού του ουδετέρου ηλίου, $\alpha_{He}(\nu)$, δίνεται από τη σχέση

$$\alpha_{He}(\nu) = \alpha_{He,0} \exp[-(y - 1{,}807)]\, y \geq 1{,}807 \quad (2.35)$$

όπου $y = \nu/\nu_T$ και ν_τ είναι η συχνότητα κατωφλίου για τον ιονισμού του υδρογόνου. Η

www.ziontsbooks.gr

τιμή $y = 1{,}807$ αντιστοιχεί στο κατώφλι ιονισμού του ηλίου. Η ενεργός διατομή ιονισμού του ηλίου στο κατώφλι είναι $\alpha_{He,0} = 7{,}35 \cdot 10^{-18} cm^2$. Η σύγκριση των ενεργών διατομών υδρογόνου και ηλίου, για την διαδικασία του ιονισμού, φαίνεται στην Εικόνα 2.1 και πρέπει να σημειωθεί ότι παρά την πολύ μικρή αφθονία του ηλίου, το ουδέτερο ήλιο συναγωνίζεται αρκετά καλά το ουδέτερο υδρογόνο, για φωτόνια με ενέργειες πάνω από 24,6 eV.

Ποιοτικά, η δομή του ιονισμού σε ένα νεφέλωμα που περιέχει υδρογόνο και ήλιο, εξαρτάται από την αφθονία του ηλίου. Δύο ακραίες καταστάσεις μπορούν να διακριθούν. Στην πρώτη, όταν υπάρχουν λίγα φωτόνια με ενέργειες $h\nu > 24{,}6\, eV$, το ουδέτερο κλάσμα του ηλίου θα είναι σχετικά μεγαλύτερο από αυτό του υδρογόνου. Ως αποτέλεσμα, το ουδέτερο ήλιο θα κερδίσει τη «μάχη» και όλα τα φωτόνια με ενέργειες μεγαλύτερες από 24,6 eV θα ιονίσουν το ήλιο και όχι το υδρογόνο. Επίσης, η ζώνη He^+ (και H^+) θα είναι μικρή και θα περιβάλλεται από μία πολύ μεγαλύτερη ζώνη He^0, H^+. Συνεχίζοντας, όταν η ροή φωτονίων, με $h\nu > 24{,}6\, eV$, είναι μεγάλη τότε τα φωτόνια με ενέργειες μεταξύ 13,6 και 24,6 eV, παίζουν πολύ μικρότερο ρόλο. Στην περίπτωση αυτή, φωτόνια

www.diavlosbooks.gr

με $h\nu > 24{,}6\ eV$ θα κρατούν και το ήλιο και το υδρογόνο ιονισμένα.

Συμπεραίνουμε λοιπόν, πως τα ισοζύγια ιονισμού του υδρογόνου και του ηλίου είναι συζευγμένα με το πεδίο ιονίζουσας ακτινοβολίας, πάνω από τα $24{,}6\ eV$. Η κατάσταση γίνεται ακόμη πιο περίπλοκη μέσω του πεδίου διάχυσης ακτινοβολίας. Πρωτίστως, οι απευθείας επανασυνδέσεις με την βασική στάθμη του ηλίου, παράγουν φωτόνια τα οποία μπορούν να ιονίσουν το υδρογόνο και το ήλιο. Επιπροσθέτως, πολλές από τις επανασυνδέσεις του ηλίου με υψηλότερες ενεργειακά καταστάσεις παράγουν φωτόνια που μπορούν να ιονίσουν το υδρογόνο. Το πόσα φωτόνια παράγονται ανά επανασύνδεση εξαρτάται από τις ασταθείς καταστάσεις 2^3S και 2^1S του He^0. Σε χαμηλές πυκνότητες, η συγκρουσιακή αποδιέγερση είναι ασήμαντη και κάθε επανασύνδεση έχει πιθανότητα 0,96 για να παράγει ένα φωτόνια ικανό να ιονίσει το υδρογόνο. Σε υψηλές πυκνότητες ($> 10^4 cm^{-3}$), η πιθανότητα είναι μόλις 0,66.

Ένα προσεγγιστικό μέγεθος της ζώνης He^+, μπορεί να βρεθεί μέσω της συνολικής ισορροπίας ιονισμού, αγνοώντας την παρουσία του υδρογόνου,

www.diavlosbooks.gr

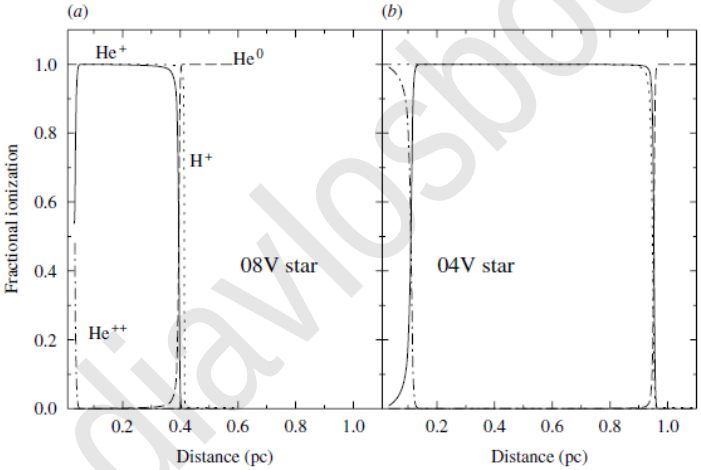
$$R_{He} = \left(\frac{3\mathbb{N}_{Lyc}(He)}{4\pi y(1+y)n^2\beta_B(He)} \right)^{1/3} \qquad (2.36)$$

όπου έχει θεωρηθεί ότι το ήλιο είναι πλήρως ιονισμένο μέσα σε αυτή τη ζώνη, y είναι η αφθονία του ηλίου σε σχέση με το υδρογόνο ($y \cong 0{,}1$), και $\mathbb{N}_{Lyc}(He)$ είναι ο συνολικός αριθμός φωτονίων ιονισμού που εκπέμπονται από το άστρο. Για έναν O9 αστέρα με $\mathbb{N}_{Lyc}(He) \cong 1{,}8 \cdot 10^{47} \varphi\omega\tau\acute{o}\nu\iota\alpha\, sec^{-1}$, η ακτίνα Stromgren του He^+ είναι 0,36 pc για πυκνότητα $10^3 cm^{-3}$ ή μόλις το 75% της ακτίνας Stromgren του H^+. Για ψυχρότερα άστρα, η ζώνη He^+ συρρικνώνεται ταχύτατα σε σύγκριση με τη ζώνη H^+. Τα θερμότερα άστρα έχουν He^+ ζώνες που πρακτικά συμπίπτουν με την H^+ ζώνη.

Η δομή ιονισμού ενός νεφελώματος που περιέχει υδρογόνο και ήλιο φαίνεται στην Εικόνα 2.3. Συγκρίνοντας με την περίπτωση του νεφελώματος που αποτελείται αμιγώς από υδρογόνο (Εικόνα 2.2), παρατηρούμε ότι η ζώνη του ιονισμένου υδρογόνου είναι ελαφρώς μικρότερη, εξαιτίας της απορρόφησης των φωτονίων ιονισμού από το ήλιο. Το θερμό O4 άστρο έχει μία ζώνη He^{++} γύρω του. Στην περίπτωση αυτή η He^+ ζώνη είναι ελαφρώς μεγαλύτερη από την H^+ ζώνη. Επειδή η ενεργός διατομή του ιονισμού κορυφώνεται ιδιαίτερα στο

www.diavlosbooks.gr

κατώφλι, το αστρικό πεδίο ακτινοβολίας είναι λιγότερο εξασθενημένο στις μεγάλες συχνότητες. Επειδή η ενεργός διατομή του υδρογόνου, για πολύ ενεργητικά σωματίδια είναι μικρότερη από αυτή του ηλίου, το ήλιο μπορεί να παραμείνει ιονισμένο για περισσότερο χρόνο από ότι το υδρογόνο. Όπως αναμένεται λοιπόν, στα ψυχρότερα άστρα, η ζώνη He^+ συρρικνώνεται



σε σχέση με την H^+ ζώνη.

Εικόνα 2.3 Η δομή ιονισμού ενός νεφελώματος που περιέχει υδρογόνο και ήλιο. Για έναν O8 αστέρα οι ζώνες H^+ και He^+ ουσιαστικά συμπίπτουν.

www.gavlospooks.gr

Θερμική δομή περιοχών ιονισμένου αερίου

Το ισοζύγιο θερμικής ενέργειας σε ένα στατικό, ιονισμένο νεφέλωμα κυριαρχείται από την αλληλεπίδραση μεταξύ θέρμανσης, λόγω φωτοϊονισμού, και ψύξης λόγω επανασύνδεσης και ακτινοβολιακών απωλειών. Η θερμοκρασία του νεφελώματος, είναι επί της ουσίας η κινητική θερμοκρασία των ελεύθερων ηλεκτρονίων, τα οποία αποκτούν μία κατανομή ταχυτήτων Maxwell, εξαιτίας των μεταξύ τους συγκρούσεων.

Θέρμανση λόγω φωτοϊονισμού

Η κύρια πυγή θέρμανσης μιας ιονισμένης περιοχής είναι ο φωτοϊονισμός. Η ενέργεια που εγχέεται στο ηλεκτρονιακό πλάσμα λόγω ιονισμού είναι:

$$\frac{1}{2} m_e u_e^2 = h(\nu - \nu_0) \quad (2.37)$$

Όπου $h\nu_0$ είναι το δυναμικό ιονισμού του ατόμου του υδρογόνου. Ο ρυθμός θέρμανσης λόγω φωτοϊονισμού για το υδρογόνο είναι:

$$G(H^0) = n_H \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} h(\nu - \nu_0) a_\nu(H^0) d\nu \quad (2.38)$$

www.diavlos.books.gr

όπου,

- n_H , είναι η αριθμητική πυκνότητα ατόμων υδρογόνου ($\#\ H\ \alpha\tau\acute{o}\mu\omega\nu/\acute{o}\gamma\kappa o$)
- $(4\pi J_\nu)/h\nu$, είναι ροή των φωτονίων ιονισμού
- $h(\nu-\nu_0)$, ενέργεια που εγχέεται στο πλάσμα ανά φωτοϊονισμό
- $a_\nu(H)$, είναι η ενεργός διατομή του φωτοϊονισμού

Η συνθήκη ισορροπίας φωτοϊονισμού για ένα υδρογονοειδές νεφέλωμα είναι:

$$n_H \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} a_\nu(H^0)d\nu = n_e n_p \alpha_A(H^0,T) \quad (2.39)$$

Ο συνολικός ρυθμός ψύξης τότε, θα είναι:

$$G(H^0) = n_e n_p \alpha_A(H,T) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{J_\nu}{h\nu} h(\nu-\nu_0) a_\nu(H)d\nu \Big/ \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{J_\nu}{h\nu} a_\nu(H)d\nu \quad (2.40)$$

Ο λόγος των ολοκληρωμάτων είναι η μέση θερμική ενέργεια των φωτοηλεκτρονίων, έτσι

$$G(H^0) = \frac{3}{2} kT_{init} \cdot n_e n_p \alpha_A(H^0,T) \quad (2.41)$$

www.diavlosbooks.gr

T_{init} είναι η αρχική ενέργεια των ηλεκτρονίων. Αν η κεντρική πυγή είναι ένα άστρο με ενεργό θερμοκρασία $T_\star$, τότε υποθέτοντας πως το αστρικό φάσμα είναι αυτό ενός μέλανος σώματος έχουμε, $T_{init} \cong T_\star$. Η σχέση αυτή μας δίνει ένα λογικό όριο για την αρχική θερμοκρασία του νεφελώματος.

Ψύξη

Υπάρχουν τρεις κύριες πυγές ψύξης σε μία HII περιοχή: Ψύξη λόγο επανασύνδεσης, ελεύθερη – ελεύθερη συνεχής εκπομπή (bremsstrahlung) και γραμμική εκπομπή από διεγερμένα, λόγω συγκρούσεων, ιόντα.

Ψύξη λόγω επανασύνδεσης

Η ενέργεια που αφαιρείται από το θερμικό ηλεκτρονικό πλάσμα, όταν τα ηλεκτρόνια επανασυνδέονται με πρωτόνια προς σχηματισμό ουδέτερου υδρογόνου (H^0) είναι:

$$L_R(H) = n_e n_p kT\beta_A(H^0, T) \quad (2.42)$$

όπου $\beta_A(H^0, T)$ είναι ο συντελεστής επανασύνδεσης (μέση τιμή του συντελεστού πάνω σε όλες τις ενέργειες):

www.diavlosbooks.gr

$$\beta_A(H^0,T) = \sum_{n=1}^{\infty}\sum_{L=0}^{n-1}\beta_{nL}(H^0,T) \quad (2.43)$$

και

$$\beta_{nL}(H^0,T) = \frac{1}{kT}\int_0^{\infty} u\sigma_{nL}(H^0,T)\frac{1}{2}m_e u^2 f(u)du \quad (2.44)$$

Η ενεργός διατομή της επανασύνδεσης $\sigma_{nL}(H^0,T)$ εξαρτάται από τις σχετικές ταχύτητες των ηλεκτρονίων και των πρωτονίων.

$$\sigma_{nL}(H^0,T) \propto u^{-2} \quad (2.45)$$

Έτσι, η επανασύλληψη των αργών ηλεκτρονίων ευνοείται επί των ταχέως κινούμενων ηλεκτρονίων. Το γεγονός αυτό έχει πολύ ενδιαφέρουσες επιπτώσεις στη θερμοκρασία του νεφελώματος. Αν η επανασύνδεση ήταν ο μόνος μηχανισμός ψύξης, η προκύπτουσα θερμοκρασία ηλεκτρονίων T_e, θα ήταν ελαφρώς μεγαλύτερη από την T_{init}, έπειτα από την όλη διαδικασία της ψύξης λόγω επανασυνδέσεων. Αυτό, οφείλεται στο γεγονός ότι τα αργά ηλεκτρόνια, από όλο το ηλεκτρονιακό πλάσμα, λαμβάνουν μέρος στις επανασυνδέσεις με αποτέλεσμα η κατανομή ταχυτήτων των υπόλοιπων ελεύθερων

www.diavlosbooks.gr

ηλεκτρονίων να κυρτώνεται προς τις υψηλότερες ενέργειες και συνεπώς προς τις μεγαλύτερες θερμοκρασίες. Ως αποτέλεσμα, η θερμοκρασία θα είναι μεγαλύτερη από την ενεργό θερμοκρασία του αστέρα.

Στην OTS προσέγγιση, η εκπομπή και απορρόφηση φωτονίων που προέρχονται από επανασυνδέσεις κατευθείαν με την $1s^2$ βασική στάθμη, αλληλοεξουδετερώνονται, έτσι:

$$G_{OTS} = n_e n_p a_B(H^0, T)\frac{3}{2}kT_{init} \quad (2.46)$$

$$L_{OTS} = n_e n_p kT\beta_B(H^0, T) \quad (2.47)$$

$$\beta_B(H^0, T) = \sum_{n=2}^{\infty} \beta_n(H^0, T) \quad (2.48)$$

Η προσθήκη ουδετέρου ηλίου (He^0) στο νεφέλωμα μπορεί τώρα να γίνει άμεσα:

$$G(He^0) = n_e n_p \alpha_{He^+}(He^0, T)\left(\int_{\nu_2}^{\infty} \frac{J_\nu}{h\nu} h(\nu - \nu_2)\alpha_\nu(He^0)d\nu \Big/ \int_{\nu_2}^{\infty} \frac{J_\nu}{h\nu}\alpha_\nu(He^0)d\nu\right) \quad (2.49)$$

και

$$L_R = L_R(H) + L_R(He) \quad (2.50)$$

$$L_R(He) = n_e \alpha_{He^+} kT\beta_A(He^0, T) \quad (2.51)$$

www.diavlosbooks.gr

Ελεύθερη – ελεύθερη ψύξη

Τα θερμικά ηλεκτρόνια είναι δυνατόν να σκεδάσουν ιόντα του πλάσματος με αποτέλεσμα την εκπομπή ελεύθερης – ελεύθερης (bremsstrahlung) ακτινοβολίας, συνεισφέροντας έτσι στην ψύξη του νεφελώματος. Ο ρυθμός ελεύθερης – ελεύθερης ψύξης για ένα ιόν με ατομικό αριθμό Z δίνεται από τη σχέση:

$$L_{ff}(Z) = 4\pi j_{ff} = \frac{32\pi e^6 Z^2}{3^{3/2} h m_e c^3}\left(\frac{2\pi kT}{m_e}\right)^{1/2} n_e n_+ g_{ff} \quad (2.52)$$

Στη σχέση αυτή, n_+ είναι η αριθμητική πυκνότητα των ιόντων με ατομικό αριθμό Z, στο αέριο. Για ένα νεφέλωμα με H και He, και καθόλου He^{++}, έχουμε:

$$n_+ = n_p + n_{He^+} \quad (2.53)$$

Έπειτα από τον υπολογισμό όλων των φυσικών σταθερών, ο ρυθμός ελεύθερης – ελεύθερης ψύξης γίνεται:

$$L_{ff}(Z) = 1{,}42 \cdot 10^{-27} Z^2 T^{1/2} g_{ff} n_e n_+ \quad (2.54)$$

όπου g_{ff} είναι ο παράγοντας Gaunt για ελεύθερη – ελεύθερη εκπομπή, ο οποίος είναι συνάρτηση της πυκνότητας και της θερμοκρασίας. Για μήκη

www.diavlosbooks.gr

κύματος στο υπεριώδες (UV) και το κοντινό υπέρυθρο (NIR) και συνήθεις συνθήκες νεφελώματος, ο g_{ff} παίρνει τιμές, $1{,}0 < g_{ff} < 1{,}5$.

Σε γενικές γραμμές, η ελεύθερη – ελεύθερη ψύξη είναι σχετικά αναποτελεσματική, αλλά συνεισφέρει τόσο ώστε η θερμοκρασία του νεφελώματος να γίνει μικρότερη από την T_{init}, κατά ένα μικρό ποσό, όταν η ελεύθερη – ελεύθερη εκπομπή και η επανασύνδεση είναι οι μόνες πυγές ψύξης.

Συγκρουσιακά διεγερμένη γραμμική εκπομπή

Μεταλλικά ιόντα όπως, O^{+}, O^{++}, N^{+} και άλλα, ενώ εμφανίζονται σε πολύ μικρότερη αφθονία από το Η και το He, αποδεικνύονται πως είναι οι πιο σημαντικοί παράγοντες ψύξης ενός νεφελώματος. Οι συγκρουσιακά διεγερμένες ενέργειες στα βασικά, λεπτής υφής, επίπεδα αυτών των ιόντων έχουν τυπικά δυναμικά ιονισμού, χ, μερικών eV. Οι θερμικές ενέργειες των ηλεκτρονίων, kT_e, είναι επίσης της τάξης των μερικών eV για συνήθεις θερμοκρασίες νεφελωμάτων της τάξης των $10^4 K$. Το γεγονός αυτό έχει ως αποτέλεσμα, οι διεγέρσεις λόγω συγκρούσεων μεταξύ ηλεκτρονίων και ιόντων να είναι πολύ αποτελεσματικές. Σε αντίθεση, τα πρώτα διεγερμένα επίπεδα του Η και He είναι

www.diavlosbooks.gr

περίπου $10\ eV$ πάνω από τη βασική στάθμη, έτσι η συγκρουσιακή διέγερση αυτών των στοιχείων είναι εξαιρετικά αναποτελεσματική στην περίπτωση νεφελωμάτων με συνήθεις πυκνότητες και θερμοκρασίες.

Οι διεγέρσεις λόγω συγκρούσεων μεταξύ πρωτονίων – ιόντων και ιόντων – ιόντων είναι αναποτελεσματικές επειδή η άπωση Coulomb μεταξύ ιόντων είναι πολύ ισχυρή. Εντούτοις, όταν τα ιόντα γίνονται ουδέτερα, τότε λαμβάνουν χώρα κάποιες σημαντικές συγκρούσεις μεταξύ ιόντων (ανταλλαγή φορτίου μεταξύ O^0 και H) οι οποίες συνεισφέρουν στην ψύξη του νεφελώματος.

Στην περίπτωση νεφελωμάτων με μεταλλικότητες μεγαλύτερες από την ηλιακή, οι διεγέρσεις λόγω συγκρούσεων ηλεκτρονίων – ιόντων, που ακολουθούνται από γραμμές εκπομπής, είναι ο κυρίαρχος μηχανισμός ψύξης του νεφελώματος. Αυτός ο μηχανισμός ψύξης είναι τόσο αποτελεσματικός που οδηγεί τη θερμοκρασία των ηλεκτρονίων πολλές τάξεις κάτω από την αστρική φωτοσφαιρική θερμοκρασία. Για παράδειγμα για ένα νεφέλωμα, γύρω από ένα άστρο, με μεταλλική αφθονία της ηλιακής τάξης, και θερμοκρασία $T_\star = 32.000\ K$ θα έχει θερμοκρασία ηλεκτρονίων $T_e \cong 7.000\ K$. Ένα νεφέλωμα με μικρότερη μεταλλικότητα, για

www.diavlosbooks.gr

το ίδιο όμως άστρο, θα έχει υψηλότερη ηλεκτρονική θερμοκρασία (λιγότερα μέταλλα σημαίνει λιγότερες συγκρούσεις, συνεπώς μικρότερο ρυθμό ψύξης και ως αποτέλεσμα υψηλότερη θερμοκρασία T_e). Έτσι, η αφθονία μετάλλων ενός νεφελώματος, σε σχέση με το υδρογόνο, παίζει κρίσιμο ρόλο στον καθορισμό της θερμικής δομής της HII περιοχής.

Συγκρουσιακή διέγερση

Η ενεργός διατομή για τη συγκρουσιακή διέγερση ενός ιόντος από ένα χαμηλότερο επίπεδο προς ένα υψηλότερο είναι $\sigma_{ul}(u)$ για ταχύτητα ηλεκτρονίου u. Κάτω από το κατώφλι διέγερσης $h\nu_{ul}$, η ενεργός διατομή της διέγερσης είναι εκ ταυτότητος μηδενική. Ακριβώς πάνω από το κατώφλι ισχύει,

$$\sigma_{lu}(u) \propto u^{-2} \quad (2.55)$$

Η ενεργός διατομή της διέγερσης συνήθως εκφράζεται μέσω της αδιάστατης ισχύος σύγκρουσης, Ω:

$$\sigma_{lu}(u) = \frac{\pi\hbar^2}{m^2 u_l^2}\frac{\Omega(l,u)}{g_l}, \qquad \gamma\iota\alpha\ \frac{1}{2}mu_l^2 \geq h\nu_{ul} \quad (2.56)$$

www.diavlosbooks.gr

Επειδή κοντά στο κατώφλι είναι $\sigma_{lu}(u) \propto u^{-2}$, έπεται πως το Ω είναι σχεδόν σταθερό ή τουλάχιστον συνάρτηση της συχνότητας ν μακριά από το κατώφλι. Στο σημείο αυτό πρέπει να προσέξουμε πως καθώς φαινόμενα συντονισμού λαμβάνουν χώρα, το Ω μπορεί να αλλάζει ριζικά καθώς απομακρυνόμαστε από την ενέργεια κατωφλίου.

Η ενεργός διατομή της συγκρουσιακής αποδιέγερσης, σ_{ul}, σχετίζεται με την σ_{lu} μέσω της σχέσης του Milne:

$$g_l u_l^2 \sigma_{lu}(u_l) = g_u u_u^2 \sigma_{ul}(u_u) \quad (2.57)$$

Οι ενέργειες συνδέονται μέσω της διατήρησης της ενέργειας:

$$\frac{1}{2} m u_l^2 = \frac{1}{2} m u_u^2 + h\nu_{ul} \quad (2.58)$$

Οι συγκρουσιακές διεγέρσεις εξισορροπούνται από τις συγκρουσιακές αποδιεγέρσεις που παράγουν ηλεκτρόνια με το ίδιο εύρος ταχυτήτων, έτσι ώστε

$$n_e n_l u_l \sigma_{lu}(u_l) f(u_l) du_l = n_e n_u u_u \sigma_{ul}(u_u) f(u_u) du_u \quad (2.59)$$

Σε θερμική ισορροπία, οι σχετικοί πληθυσμοί των άνω και κάτω καταστάσεων θα είναι αυτοί που δίνονται από την εξίσωση του Boltzmann:

www.diavlosbooks.gr

$$\frac{n_u^\star}{n_l^\star} = \frac{g_u}{g_l} exp\left[-\frac{h\nu_{ul}}{kT}\right] \quad (2.60)$$

Όπου T είναι η κινητική θερμοκρασία των ηλεκτρονίων. Συνδυάζοντας όλα τα ανωτέρω, η ενεργός διατομής της αποδιέγερσης λόγω συγκρούσεων γίνεται:

$$\sigma_{ul}(u_u) = \frac{\pi\hbar^2}{m^2 u_u^2}\frac{\Omega(l,u)}{g_u} \quad (2.61)$$

Το Ω είναι συμμετρικό, $\Omega(l,u) = \Omega(u,l)$, έτσι χρησιμοποιούμε μόνο το $\Omega(l,u)$. Ο συνολικός ογκομετρικός ρυθμός αποδιέγερσης είναι λοιπόν:

$$n_e n_u q_{ul} = n_e n_u \int_0^\infty u\sigma_{ul}(u) f(u) du$$

$$= n_e n_u \left(\frac{2\pi}{kT}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\hbar^2}{m^{3/2}} \frac{\gamma_{lu}(T)}{g_u} \quad (2.62)$$

όπου $\gamma_{lu}(T)$ είναι η ενεργός ισχύς σύγκρουσης, δηλαδή η μέση τιμή της ισχύος σύγκρουσης $\Omega(l,u)$ αθροισμένη πάνω σε μια κατανομή Maxwell για ηλεκτρόνια θερμοκρασίας T.

$$\gamma_{lu}(T) = \int_0^\infty \Omega(l,u;E)\, e^{-E/kT} d(E/kT) \quad (2.63)$$

www.diavlosbooks.gr

όπου

$$E = \frac{1}{2}mu^2$$

Έτσι έχουμε:

$$q_{ul} = \frac{8{,}629 \cdot 10^{-6}}{T^{1/2}} \frac{\gamma_{lu}(T)}{g_u} \quad (2.64)$$

$$q_{ul} = \frac{g_u}{g_l} q_{21} \exp\left[-\frac{h\nu_{ul}}{kT}\right] \quad (2.65)$$

Σε γενικές γραμμές η ενεργός ισχύς σύγκρουσης $\gamma_{lu}(T)$ είναι ασθενής συνάρτηση της θερμοκρασίας και το μεγαλύτερο μέρος της εξάρτησης του q_{ul} βρίσκεται στον όρο $T^{-1/2}$. Βέβαια πρέπει να αναφερθεί πως το $\Omega(l,u)$ δεν είναι ομαλή συνάρτηση της ενέργειας μιας και εκτενείς κβαντομηχανικές μελέτες έχουν δείξει πως υπάρχει μια πολύ σημαντική δομή συντονισμού η οποία επηρεάζει την τιμή του $\Omega(l,u)$.

Συγκρουσιακή ψύξη

Αν ένα ηλεκτρόνιο συγκρουστεί με ένα ιόν και το διεγείρει, και στη συνέχει ένα δεύτερο ηλεκτρόνιο ερχόμενο αποδιεγείρει το ιόν στην αρχική του βασική του στάθμη, προτού το ιόν

www.diavlosbooks.gr

προλάβει να εκπέμψει ένα φωτόνιο, τότε δεν παρουσιάζεται αλλαγή στη συνολικό ενεργειακό περιεχόμενο του πλάσματος ελεύθερων ηλεκτρονίων. Εντούτοις, αν το ηλεκτρόνιο προλάβει να αποδιεγερθεί (ακτινοβολώντας), προτού συμβεί η επόμενη σύγκρουση, τότε εκπέμπεται ένα φωτόνιο το οποίο διαφεύγει από το νεφέλωμα με αποτέλεσμα να ελαττώνεται η συνολική ενέργεια του πλάσματος ελεύθερων ηλεκτρονίων (η κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου μετατράπηκε σε φωτόνια τα οποία διαφεύγουν).

Επειδή τα χαμηλοενεργειακά επίπεδα των περισσοτέρων μεταλλικών ιόντων, στα νεφελώματα, προέρχονται από την ίδια ηλεκτρονιακή κατανομή, με αυτή της θεμελιώδους στάθμης, αυτές οι γραμμές είναι «απαγορευμένες» μέσω των κανόνων διπολικής επιλογής. Το γεγονός αυτό είναι πρωτίστως ορθό για τις οπτικές και υπέρυθρες γραμμές, αλλά στο υπεριώδες υπάρχουν επίπεδα τα οποία εκπέμπουν επιτρεπόμενες γραμμές. Επειδή το νεφέλωμα είναι οπτικά λεπτό σε αυτές τις γραμμές, τα φωτόνια διαφεύγουν του νεφελώματος κουβαλώντας ενέργεια. Η ενέργεια που διαφεύγει είναι:

$$4\pi j_{ul} = n_u A_{ul} h\nu_{ul} \quad (2.66)$$

www.diavlosbooks.gr

Θεωρούμε ένα απλό άτομο το οποίο αποτελείται από δύο ενεργειακά επίπεδα, με τη βασική στάθμη 1 και τη διεγερμένη 2. Η στατιστική ισορροπία στο άτομο αυτό ορίζεται ως η ισορροπία μεταξύ του ρυθμού συγκρουσιακών διεγέρσεων από τη βασική στάθμη και του ρυθμού συγκρουσιακών αποδιεγέρσεων (με ταυτόχρονη εκπομπή ακτινοβολίας) από τη διεγερμένη στάθμη:

$$n_l n_e q_{lu} = n_u n_e q_{ul} + n_u A_{ul} \quad (2.67)$$

Επειδή οι γραμμές εκπομπής προέρχονται κυρίως από απαγορευμένες μεταβάσεις, μπορούμε να αγνοήσουμε όποιες συνεισφορές οφείλονται σε διεγέρσεις λόγω απορρόφησης φωτονίων από το πεδίο ακτινοβολίας (δηλαδή δεν χρειάζεται να λάβουμε υπόψη της μεταφορά ενέργειας λόγω ακτινοβολίας). Το γεγονός αυτό βέβαια δεν ισχύει στην περίπτωση που βρισκόμαστε σε περιοχές υψηλής πυκνότητας με επιτρεπόμενες μεταβάσεις έναντι συνθηκών χαμηλής πυκνότητας και απαγορευμένων μεταβάσεων. Στη δική μας περίπτωση λοιπόν έχουμε:

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{n_e q_{lu}}{A_{ul}} \left(1 + \frac{n_e q_{ul}}{A_{ul}}\right)^{-1} = \frac{q_{lu}}{q_{ul}} \left[1 + \left(\frac{A_{ul}}{n_e q_{ul}}\right)\right]^{-1} \quad (2.68)$$

www.klaylosbooks.gr

Έχουμε λοιπόν δύο οριακές περιπτώσεις:

i. Όριο χαμηλής πυκνότητας

Στην περίπτωση αυτή, $n_e \to 0$, έτσι

$$\frac{n_u}{n_l} \to n_e \frac{q_{ul}}{A_{ul}} \propto n_e \quad (2.69)$$

Αυτό σημαίνει ότι σχεδόν όλες οι συγκρούσεις ακολουθούνται από ακτινοβολιακή αποδιέγερση και η συγκρουσιακή αποδιέγερση είναι σχεδόν ασήμαντη.

ii. Όριο υψηλής πυκνότητας

Στην περίπτωση αυτή, $n_e \to \infty$, έτσι

$$\frac{n_u}{n_l} \to \frac{q_{lu}}{q_{ul}} = \frac{g_u}{g_l} \exp\left[-\frac{h\nu_{ul}}{kT}\right] \quad (2.70)$$

Αυτή είναι απλά η τιμή της θερμικής ισορροπίας. Σε υψηλές πυκνότητες η συγκρουσιακή αποδιέγερση επικρατεί ολοκληρωτικά επί της ακτινοβολιακής αποδιέγερσης.

Γενικεύοντας, η ψύξη εξαιτίας της συγκρουσιακά διεγερμένης γραμμικής εκπομπής από το δισταθμικό άτομο είναι:

www.diavlosbooks.gr

$$4\pi j_{ul} = n_u A_{ul} h\nu_{ul} = n_1 \frac{g_u}{g_l} \mathrm{e}^{-h\nu_{ul}/kT} \left[1 + \left(\frac{A_{ul}}{n_e q_{ul}}\right)\right]^{-1} A_{ul} h\nu_{ul} \quad (2.71)$$

Στο όριο χαμηλής πυκνότητας, η ακτινοβολιακή αποδιέγερση επικρατεί, έτσι:

$$4\pi j_{ul} \rightarrow n_l n_e q_{lu} h\nu_{ul} \propto n_e^2 \quad (2.72)$$

Στο όριο υψηλής πυκνότητας, όπου οι συγκρούσεις επικρατούν, έχουμε:

$$4\pi j_{ul} \rightarrow n_u A_{ul} h\nu_{ul} \propto n_e \quad (2.73)$$

Και στις δύο περιπτώσεις έχουμε εκφράσει το n_1 συναρτήσει του $(n_1/n_e)n_e$, όπου ο λόγος (n_1/n_e) είναι ανάλογος της αφθονίας ιόντων ως προς την αφθονία του υδρογόνου. Η διαχωριστική γραμμή μεταξύ των δύο αυτών οριακών περιπτώσεων είναι η *Κρίσιμη Πυκνότητα*:

$$n_{crit} = \frac{A_{ul}}{q_{ul}} \quad (2.74)$$

Καθώς η πυκνότητα αυξάνεται, η ένταση μιας συγκρουσιακή διεγερμένης γραμμής αυξάνεται ανάλογα του n^2 μέχρι να φτάσουμε στην κρίσιμη

www.dialospooks.gr

πυκνότητα, ενώ πέραν αυτής η ένταση αυξάνεται γραμμικά με το n. Το συνολικό αποτέλεσμα είναι η συγκρουσιακή καταστολή της εκπομπής από τη γραμμή στις υψηλές πυκνότητες. Η μέγιστη ψύξη που παρέχεται από μία συγκρουσιακά διεγερμένη γραμμή γίνεται μέγιστη όταν η πυκνότητα αγγίζει ή είναι πολύ κοντά στη μέγιστη τιμή της, για αυτή τη γραμμή, ενώ πέφτει απότομα για τιμές πυκνότητας πάνω από τη κρίσιμη.

Θερμική ισορροπία

Φέρνοντας μαζί όλες τις διαδικασίες ψύξης και θέρμανσης που συζητήσαμε, η προκύπτουσα θερμική ισορροπία σε ένα νεφέλωμα δίνεται από της σχέση:

$$G = L_R + L_{ff} + L_C \quad (2.75)$$

Η επίλυσης αυτής της εξίσωσης συνεπάγεται την επίλυση των εξισώσεων ιονισμού σε κάθε σημείο του νεφελώματος, με σκοπό την εύρεση του είδος των ιόντων που είναι παρόντα. Χρησιμοποιώντας αυτό σε συνδυασμό με μοντέλα είμαστε σε θέση να υπολογίσουμε τη θερμική ισορροπία σε διάφορες περιοχές του νεφελώματος. Η συνθήκη θερμικής ισορροπίας γράφεται συνήθως στη μορφή:

$$G - L_R = +L_{ff} + L_C \quad (2.76)$$

www.diavlosbooks.gr

Όπου, $(G - L_R)$ είναι ο «συνολικός, ενεργός ρυθμός θέρμανσης».

Στο όριο χαμηλής πυκνότητας, επειδή ο κάθε όρος είναι ανάλογος των n_e και n_x η προκύπτουσα θερμοκρασία τείνει να γίνει ανεξάρτητη της πυκνότητας, αλλά ισχυρά εξαρτώμενη από τις σχετικές αφθονίες των στοιχείων.

Καθώς η πυκνότητα αυξάνεται, η συγκρουσιακή αποδιέγερση γίνεται όλο και πιο σημαντική και εξαρτάται από τις εκάστοτε κρίσιμες πυκνότητες της κάθε γραμμής ψύξης, από τα διάφορα ιόντα με αποτέλεσμα να μειώνεται η αποτελεσματικότητά της , αυξάνοντας έτσι της θερμοκρασία ισορροπίας.

Συνοψίζοντας, οι θεμελιώδεις παράγοντες που επηρεάζουν τη θερμοκρασία του νεφελώματος είναι:

1. Η πυκνότητα μέσω της κρίσιμης τιμής της η οποία καταστέλλει τις διάφορες γραμμές ψύξης.
2. Το πεδίο ιονίζουσας ακτινοβολίας καθορίζει τις ενέργειες των φωτοηλεκτρονίων και τη μίξη των ιοντικών καταστάσεων.
3. Οι στοιχειώδεις αφθονίες καθορίζουν τις ποσότητες των διαφόρων μετάλλων που

www.diavlosbooks.gr

συμβάλλον στην ψύξη. Γενικώς, μικρότερη μεταλλικότητα συνεπάγεται θερμότερο νεφέλωμα.

Η σκόνη μπορεί να επηρεάσει το πεδίο ακτινοβολίας προκαλώντας φαινόμενα δεύτερης τάξης. Για παράδειγμα οι κόκκοι σκόνης τις αέριας κατάστασης αφθονίες σημαντικών για την ψύξη ιόντων, μειώνοντας έτσι την αποτελεσματικότητα της ψύξης. Επίσης, επειδή η ενεργός διατομή για τη σκόνη αυξάνεται στις υψηλές ενέργειες, είναι δυνατόν να μειωθεί η μέση ενέργεια των φωτοηλεκτρονίων. Σε γενικές γραμμές, η σκόνη κάνει τα πράγματα πολύπλοκα, και τα μοντέρνα μοντέλα φωτοϊονισμού νεφελωμάτων προσπαθούν να περιγράψουν την επίδραση της σκόνης στις συνθήκες του νεφελώματος.

Σκόνη και περιοχές ιονισμένου υδρογόνου

Η παρουσία σκόνης στις περιοχές ιονισμένου υδρογόνου μπορεί να συναχθεί μέσω μετρήσεων της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας καθώς επίσης από την υπέρυθρη συνεχή εκπομπή.

Η σκόνη συναγωνίζεται με το ουδέτερο υδρογόνο για την αλληλεπίδραση με φωτόνια

www.diavgeiabooks.gr

ιονισμού, και, ως αποτέλεσμα η παρουσία σκόνης οδηγεί στη συρρίκνωση του μεγέθους της HII περιοχής. Αγνοώντας, προς το παρόν, την επίδραση της σκόνης, το οπτικό βάθος απορρόφησης της σκόνης για φωτόνια ιονισμού, τ_d, δίνεται από τη σχέση

$$\tau_d = \frac{\tau_d}{A_v}\frac{A_v}{N_H} n R_s, \quad (2.77)$$

όπου A_v/N_H είναι η ενεργός διατομή οπτικής απόσβεσης της σκόνης ανά άτομο υδρογόνου. Αυτή η ενεργός διατομή στα EUV μήκη κύματος δεν μπορεί να υπολογιστεί απευθείας. Εντούτοις, λογικές παρεκτάσεις από την παρατηρούμενη καμπύλη της FUV απόσβεσης, είναι δυνατόν να πραγματοποιηθούν. Θεωρώντας ότι ο λόγος απόσβεσης της EUV προς την ορατή ακτινοβολία είναι 5, η λευκαύγεια 0,6 και η αναλογία σκόνης προς αέριο

$$N_H/A_v = 1{,}9 \cdot 10^{21}/\delta_d \; H\; atom\; cm^{-2} magnitude^{-1} \quad (2.78)$$

έχουμε

$$\tau_d \cong 3\delta_d \left(\frac{n}{10^3 cm^{-3}}\right)\left(\frac{R_s}{1\; pc}\right) \quad (2.79)$$

www.diavlos.books.gr

όπου $\delta_d = 1$ αντιστοιχεί σε τυπική αναλογία σκόνη προς αέριο. Έτσι για $\delta_d = 1$ και συνήθεις συνθήκες, το οπτικό βάθος της σκόνης για τα EUV φωτόνια είναι της τάξης του 3, κατά μήκος της ακτίνας Stromgren. Έτσι, η απορρόφηση φωτονίων ιονισμού από σκόνη θα είναι σημαντική.

Η αναλυτική μέθοδος που περιγράψαμε στην περίπτωση του υδρογόνου μπορεί να εφαρμοστεί και στην προκειμένη περίπτωση συμπεριλαμβάνοντας την απορρόφηση από τη σκόνη στον ορισμό του οπτικού βάθους,

$$\frac{d\tau}{dz} = (1 - x)\tau_s + \tau_d. \quad (2.80)$$

Και στην περίπτωση αυτή κάνουμε τις ίδιες υποθέσεις $(1 - x \ll 1)$ και κάνοντας αλλαγή μεταβλητής $\tau = lnu$, καταλήγουμε στην γραμμική διαφορική εξίσωση

$$\frac{du}{dz} = -3z^2 - \tau_d u, \quad (2.81)$$

η οποία έχει λύση

www.diavlosbooks.gr

$$(1-x)=\frac{3z^2}{\tau_s}\left[\exp[-\tau_d z]+\frac{6}{\tau_d^3}\left(\exp[-\tau_d z]-1+\tau_d z-\frac{1}{2}\tau_d^2 z^2\right)\right]^{-1} \quad (2.82)$$

όπου έχουμε χρησιμοποιήσει ότι για $z=0$ είναι $\tau=0$. Για μικρό $\tau_d z$, το προηγούμενο αποτέλεσμα μπορεί να εφαρμοστεί και στην περίπτωση ενός αμιγώς υδρογονοειδούς νεφελώματος. Ποιοτικά, οι λύσεις είναι ίδιες με την περίπτωση μια ιονισμένης HII περιοχής η οποία φράσσεται από ένα στρώμα ιονισμού. Ο αριθμός των EUV φωτονίων που απορροφώνται από το αέριο μεταξύ z και $z+dz$ είναι

$$(1-x)n\overline{\alpha}_H\frac{\mathbb{N}_{Lyc}}{4\pi z^2}\exp[-\tau]\,dz=3z^2\mathbb{N}_{Lyc}dz \quad (2.83)$$

ενώ ο αριθμός των φωτονίων που απορροφώνται από τη σκόνη και το αέριο είναι

$$\left((1-x)n\overline{\alpha}_H+\tau_d/R_s)\frac{\mathbb{N}_{Lyc}}{4\pi z^2}\exp[-\tau]\right)=3z^2\mathbb{N}_{Lyc}\exp[-\tau]\,d\tau. \quad (2.84)$$

Το κλάσμα των φωτονίων Lyman που απορροφάται από την σκόνη είναι,

www.diavlosbooks.gr

$$f(z) = 1 - \frac{z^3}{1 - \exp[-\tau]}. \quad (2.85)$$

Το μέγεθος της HII περιοχής, z_0, μπορεί τώρα να βρεθεί συνειδητοποιώντας ότι ο παράγοντας $(1-x)\tau_s$ γίνεται πολύ μεγάλος στο σύνορο. Έτσι, η έκφραση μέσα στις αγκύλες στην Εξίσωση (2.82) πρέπει να πηγαίνει στο μηδέν. Η εναπομείνασα υπερβατική εξίσωση μπορεί να λυθεί με χρήση της επαναληπτικής μεθόδου. Για συνηθισμένες αναλογίες σκόνης προς αέριο, η επίδραση της σκόνης στο μέγεθος της HII περιοχής μπορεί να ουσιαστικής σημασίας (Εικόνα 2.5).

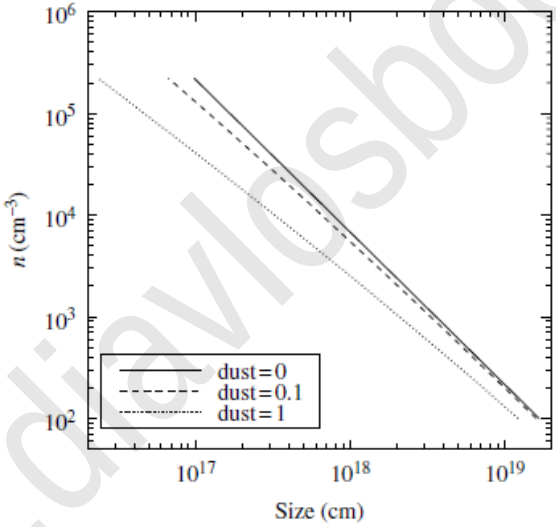
Ένας ακόμη τρόπος για να αποτυπώσουμε αυτό το γεγονός είναι να θεωρήσουμε το κλάσμα των EUV φωτονίων, f_d, που απορροφάται από τη σκόνη,

$$1 - f_d = z_0^3 = \left(\frac{R_d}{R_s}\right)^3 \quad (2.86)$$

όπου R_d είναι το μέγεθος της HII περιοχής όταν η σκόνη είναι παρούσα. Αυτό, απεικονίζεται στην Εικόνα 2.6. Το κλάσμα που απορροφάται από τη σκόνη είναι εμφανές και στην Εικόνα 2.5 συγκρίνοντας την καμπύλη σκόνης με την καμπύλη υδρογόνου. Οι επιπτώσεις της σκόνης γίνονται περισσότερο σαφείς όταν η πυκνότητα

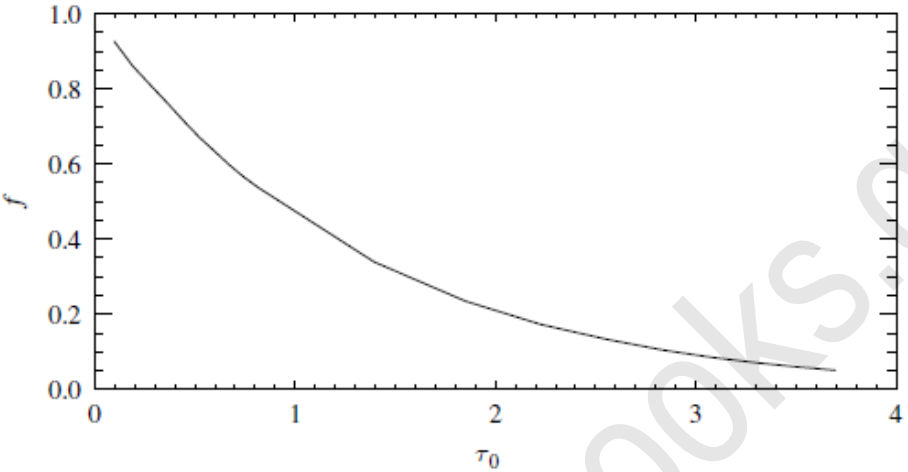
www.dialogbooks.gr

αυξάνεται. Αυτό είναι φανερό από την Εξίσωση (2.41) όταν η σχέση μεταξύ ακτίνας Stromgren και πυκνότητας λαμβάνεται υπόψη (Εξίσωση (2.16)). Σημειώνουμε πως όταν η πυκνότητα ξεπερνά την τιμή $10^3 cm^{-3}$, περισσότερα από 90% των EUV φωτονίων θερμαίνουν κατευθείαν τη σκόνη αντί να ιονίζουν το αέριο, για συνήθεις αναλογίες σκόνης προς αέριο, βέβαια.



Εικόνα 2.5 Η επίδραση της σκόνης στο μέγεθος μιας HII περιοχής, για σταθερή πυκνότητα, η οποία τροφοδοτείται από έναν O4 αστέρα της κυρίας ακολουθίας. Οι τρεις καμπύλες αντιστοιχούν σε διαφορετικούς λόγους σκόνης/αέριο, δ_d. (Η τιμή $\delta_d = 1$ αντιστοιχεί σε τυπική τιμή αυτής της αναλογίας)

www.dievlosbooks.gr



Εικόνα 2.6. Το κλάσμα των EUV φωτονίων που απορροφώνται από την σκόνη συναρτήσει του οπτικού βάθους της σκόνης σε HII περιοχή, $\tau_0 = \tau_d z_0$.

Σκόνη και Lyα ακτινοβολία

Η σκόνη στο εσωτερικό των HII περιοχών παίζει επίσης σημαντικό ρόλο για την απορρόφηση της παγιδευμένης Lyman alpha ακτινοβολίας. Οι HI Lyman γραμμές έχουν πολύ μεγάλο οπτικό βάθος στο εσωτερικό των HII περιοχών. Πιο συγκεκριμένα, η μέση ενεργός διατομή για την Lyman alpha γραμμή είναι $\overline{\sigma}_\alpha \cong 2 \cdot 10^{-13} cm^{-2}$ δηλαδή η τιμή της είναι περίπου 10^6 φορές αυτή της μέσης ενεργού διατομής των φωτονίων ιονισμού στο Lyman alpha συνεχές. Έχουμε ήδη δει ότι το μέσο οπτικό βάθος για τα φωτόνια ιονισμού είναι περίπου μονάδα. Έτσι, το οπτικό βάθος για τα Lyα φωτόνια είναι 10^6 και ένα

www.ziaslibooks.gr

Lyman φωτόνιο θα σκεδάζεται πολλές φορές. Σε κάθε σκέδαση, υπάρχει μια πεπερασμένη πιθανότητα, η ακτινοβολιακή εξασθένιση να μετατρέψει ένα $n \to 1$ γραμμής Lyman φωτόνιο σε $n' \to 1$ φωτόνιο με $n' < n$, συν ένα φωτόνιο χαμηλότερων σειρών (Balmer, Pfund, Bracket, …). Τελικά, κάθε φωτόνιο γραμμής Lyman θα οδηγήσει σε διέγερση του 2^2S ή 2^2P επιπέδου. Η πρώτη, είναι μία μετασταθής κατάσταση η οποία μπορεί να αποδιεγερθεί εκπέμποντας δύο φωτόνια ($2^2S \to 1^2S$ $μετάβαση$).

Τα Lyman alpha φωτόνια δεν είναι δυνατόν να μεταπέσουν ξανά με αυτόν το ν τρόπο. Η μέση ελεύθερη διαδρομή των Lyman alpha φωτονίων, ℓ_α , είναι υπερβολικά μικρή. Για πυκνότητα της τάξης των $10^3 cm^{-3}$ και με ουδέτερο κλάσμα περίπου 10^{-3} (Εξίσωση (2.22)), είναι $\ell_\alpha \cong 5 \cdot 10^{12}\, cm$. Η χωρικής διάχυση εξαιτίας των τυχαίων βηματισμών θα αποτελείται από περίπου $(R_s/\ell_\alpha)^2 \cong 10^{12}$ βήματα. Επιπροσθέτως, εξαιτίας του μεγάλου ουδέτερου κλάσματος, το περιβάλλον ουδέτερο μέσο θα δρα ως «καθρέφτης» ανακλώντας τα φωτόνια πίσω στην HII περιοχή. Κατά τη διάρκεια αυτή της διαδικασίας τυχαίων βηματισμών, τα Lyman alpha φωτόνια μπορούν να χαθούν είτε λόγο διάχυσης στο διαστρικό μέσο είτε λόγο απορρόφησής τους από τη σκόνη.

www.uniabooks.gr

Στη φασματική διάχυση, υπάρχει μια πεπερασμένη πιθανότητα η διαδικασία της εκπομπής να συμβαίνει στην πτέρυγα της γραμμής και όχι στον Doppler πυρήνα αυτής (μη σύμφωνη σκέδαση). Εξαιτίας της εξαιρετικά μειωμένης αδιαφάνειας, το φωτόνιο μπορεί τελικά να αποδράσει από την HII περιοχή.

Ενώ τα παραπάνω μπορεί να είναι σημαντικά για ένα νεφέλωμα που αποτελείται αποκλειστικά από υδρογόνο, για τις HII περιοχές με σκόνη, η απορρόφηση από τη σκόνη μέσα στο ιονισμένο αέριο είναι πολύ πιο σημαντική. Για πυκνότητα $10^3 cm^{-3}$, η αναλογία σκόνης προς την HI αδιαφάνεια για τα Lyman alpha φωτόνια είναι περίπου $5 \cdot 10^{-6} \delta_d$. Έτσι, ένα Lyman alpha φωτόνιο θα ταξιδέψει μόλις $10^{15} cm$ και ουσιαστικά θα απορροφηθεί από τη σκόνη. Ο ρυθμός ακτινοβολιακής θέρμανσης ανά κόκκο σκόνης, G_d, είναι

$$n_d G_d(Ly\alpha) = n^2 \beta_B h\nu_\alpha, \quad (2.87)$$

όπου $h\nu_\alpha$ είναι η Lyman alpha ενέργεια (10,2 eV). Σημειώνουμε πως όταν η αφθονία της σκόνης μειώνεται, ο ρυθμός θέρμανσης αυξάνεται. Μπορούμε να το συγκρίνουμε αυτό με τον ρυθμό θέρμανσης ανά κόκκο από αστρικά φωτόνια ιονισμού,

www.diavlosbooks.gr

$$n_d G_d(EUV) = \frac{\pi \alpha^2 n_d \overline{Q} N_\star \overline{h\nu}}{4\pi r^2} e^{-\tau}, \quad (2.88)$$

όπου α είναι το μέγεθος του κόκκου, $\overline{Q}$ η μέση αποδοτικότητα απορρόφησης φωτονίων ιονισμού από τη σκόνη, και $\overline{h\nu}$ η μέση ενέργεια ενός φωτονίου ιονισμού. Η αναλογία θα είναι τότε

$$\frac{G_d(Ly\alpha)}{G_d(EUV)} \cong 3\left(\frac{r}{R_s}\right)^2 \left(\frac{h\nu_\alpha}{\overline{h\nu}}\right)\frac{1}{\tau_d} \cong \left(\frac{r}{R_s}\right)^2 \frac{1}{\tau_d}, \quad (2.89)$$

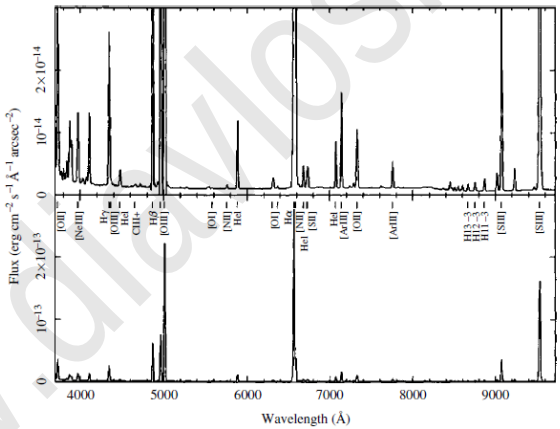
Όπου τ_d είναι το χαρακτηριστικό οπτικό βάθος της σκόνης στην HII περιοχή (Εξίσωση (2.41)). Έτσι, παρά το γεγονός ότι τα Lyman alpha φωτόνια περιέχουν μόλις το $1/3$ της ενέργειας ενός φωτονίου ιονισμού, μπορούν, πάραυτα, να παίξουν σημαντικό ρόλο στη θέρμανση της σκόνης και πιο συγκεκριμένα κοντά στο σύνορο της HII περιοχής, όταν η πυκνότητα της σκόνης είναι χαμηλή ή όταν η σκόνη είναι βαρέως απεμπλουτισμένη.

Χαρακτηριστικά εκπομπής

Στην Εικόνα 2.8 απεικονίζεται το φάσμα στην ορατή – κοντινή υπεριώδη περιοχή των HII περιοχών στο νεφέλωμα του Ωρίωνα. Οι γραμμές επανασύνδεσης του υδρογόνου είναι κάτι παραπάνω από εμφανείς. Επιπροσθέτως,

www.dryobooks.gr

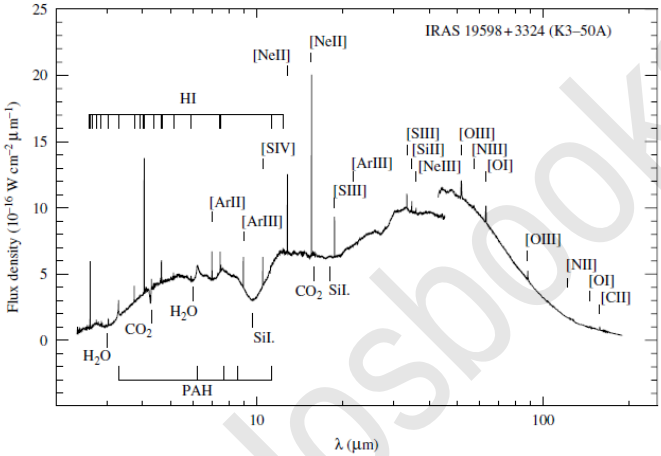
απαγορευμένες μεταβάσεις κάποιων χημικών στοιχείων είναι παρούσες. Στην Εικόνα 2.9 βλέπουμε το φάσμα της συμπαγούς HII περιοχής K3 - 50, για μήκη κύματος μεταξύ $2{,}5 - 200\,\mu m$, η οποία κυριαρχείται από τη συνεχή εκπομπή σκόνης. Χαρακτηριστικά εκπομπής από πολυκυκλικούς αρωματικούς υδρογονάνθρακες (PAH - polycyclic aromatic hydrocarbons) καθώς επίσης και χαρακτηριστικά απορρόφησης εξαιτίας πυριτικών αλάτων και πάγου μπορούν να αναγνωριστούν. Επίσης, στο φάσμα είναι



Εικόνα 2.8. Το ορατό – UV φάσμα των HII περιοχών

www.diavlosbooks.gr

παρούσες οι γραμμές επανασύνδεσης του HII και γραμμές ατομικής λεπτής υφής. Στην Εικόνα 2.10 φαίνεται το σύνθετο φάσμα της HII



Εικόνα 2.9. Το εξαιρετικά πλούσιο φάσμα της HII περιοχής, K3 – 50, όπως αυτό λήφθηκε από το Infrared Space Observatory. Η συνεχής εκπομπή οφείλεται στη θερμή σκόνη. Είναι φανερή η υπέρυθρη εκπομπή εξαιτίας των πούκυκλικών αρωματικών υδρογαναθράκων (PAH). Παρατηρούναι επίσης οι μπάντες απορρόφησης εξαιτίας των οξειδίων του πυριτίου και του πάγου, ενώ επίσης ένα ψυχρό μοριακό νέφος είναι ορατό. Το γραμμικό φάσμα παρουσιάζει τις γραμμές επανασύνδεσης του υδρογόνου.

περιοχής, W3, στο υπεριώδες και τα ραδιοκύματα. Η μαύρη (μη διακεκομμένη) γραμμή καταδεικνύει την ελεύθερη –ελεύθερη εκπομπή του ιονισμένου αερίου. Η διακεκομμένη

www.ziovlosbooks.gr

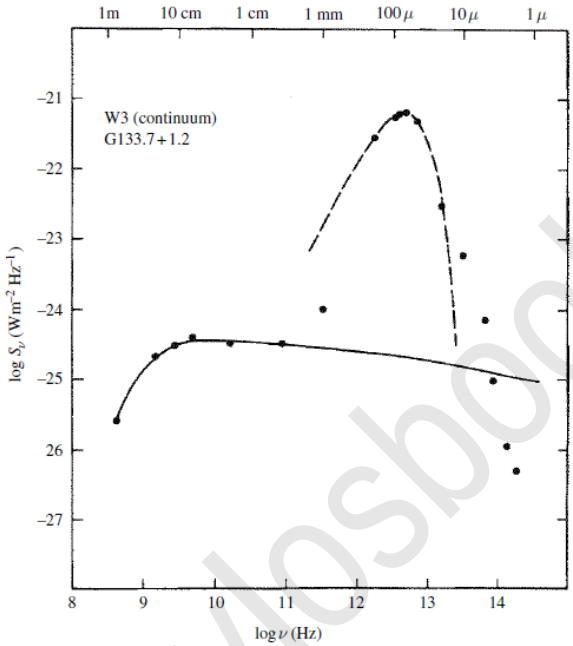
γραμμή είναι χαρακτηριστική της υπεριώδους συνεχούς εκπομπής της σκόνης.

Γραμμές επανασύνδεσης υδρογόνου

Η επανασύνδεση ενός ηλεκτρονίου, με οποιαδήποτε διεγερμένη κατάσταση του υδρογόνου, έχει ως αποτέλεσμα τη μετάπτωση του ιόντος υδρογόνου στη βασική στάθμη, με ταυτόχρονη εκπομπή ακτινοβολίας. Έτσι , για παράδειγμα, μια αρχική δέσμευση ηλεκτρονίου στη στάθμη $n = 6$ μπορεί να έχει ως αποτέλεσμα μετάπτωση στη στάθμη $n = 3$ με ταυτόχρονη εκπομπή ενός $Paγ$ φωτονίου, ενώ στη συνέχεια αυτό το επίπεδο μπορεί να αποδιεγερθεί, μέσω $Lyβ$ εκπομπής, μεταβαίνοντας στη βασική στάθμη $n = 1$ ή εναλλακτικά μέσω Ha εκπομπής στην $n = 2$ και έπειτα μέσω Lyα στην $n = 1$. Αν υποθέσουμε, ότι όλα τα φωτόνια διαφεύγουν, τότε όλα τα δυνατά μονοπάτια που ακολουθούν μπορούν να υπολογιστούν μέσω των συντελεστών Einstein. Η περίπτωση αυτή καλείται επανασύνδεση τύπου Α.

Εντούτοις, σε γενικές γραμμές, τα φωτόνια, των σειρών Lyman, που παράγονται κατά τις αποδιεγέρσεις δεν διαφεύγουν από το νεφέλωμα.

www.crabooks.gr



Εικόνα 2.10. Το ράδιο – υπέρυθρο φάσμα της HII περιοχής, W3A. Το υπέρυθρο συνεχές, που εμφανίζει μέγιστο γύρω στα 100 μm (διακεκομμένη γραμμή), οφείλεται στη σκόνη. Η ελεύθερη – ελεύθερη εκπομπή στα ραδιοκύματα (μαύρη γραμμή) δείχνει την οπτικά λεπτή συμπεριφορά για μεγάλα μήκη κύματος (ροή $\sim \nu^2$) και την οπτικά πυκνή συμπεριφορά για μικρότερα μήκη κύματος (ροή $\sim \nu^{-0,1}$). Οι παρατηρήσιμες τιμές πέφτουν κάτω από το συνεχές ελεύθερης – ελεύθερης εκπομπής για μικρότερα μήκη κύματος, γεγονός που οφείλεται στην απορρόφηση από σκόνη.

www.stavlosbooks.gr

Τα φωτόνια αυτά απορροφώνται άμεσα από τα ουδέτερα άτομα υδρογόνου του νεφελώματος, τα οποία βρίσκονται όλα στην βασική τους κατάσταση. Τα οπτικά βάθη που αντιστοιχούν σε αυτές τις φασματικές γραμμές είναι αρκετές τάξεις μεγέθους μεγαλύτερα από τα οπτικά βάθη που αντιστοιχούν στο ιονισμένο συνεχές Lyman. Έπειτα από την επαναπορρόφηση, τα διεγερμένα άτομα υδρογόνου μπορούν πάλι να αποδιεγερθούν. Εξαιτίας του μεγάλου αριθμού σκεδάσεων, που λαμβάνουν χώρα, θα έχουμε ως αποτέλεσμα κάθε Lyman φωτόνιο, πλην των Lyman alpha, να μετατρέπεται σε φωτόνιο χαμηλότερης σειράς συν την εκπομπή ενός Lyman α φωτονίου ή ενός φωτονίου που εκπέμπει στο συνεχές δύο φωτονίων ($2^2S \rightarrow 1^2S$). Το φάσμα της επανασύνδεσης, σε αυτό το όριο - επανασύνδεση τύπου B – μπορεί να υπολογιστεί μέσω των συντελεστών Einstein A απλά παραλείποντας την μετάβαση προς την 1^2S.

Σύγκριση με τις παρατηρήσεις

Υπάρχουν αρκετοί τρόποι με τους οποίους μπορούν να υπολογιστούν οι φυσικές συνθήκες που επικρατούν στις HII περιοχές. Κάθε μία από αυτές έχει τα πλεονεκτήματά της αλλά και

www.diavlosbooks.gr

μειονεκτήματά της. Για να γίνουμε πιο συγκριμένοι, η κάθε μέθοδος αντιμετωπίζει διαφορετικά την κατανομή πυκνότητας και θερμοκρασίας ενός νεφελώματος.

Πυκνότητα ηλεκτρονίων

Υπάρχουν πολλοί τρόποι για τον υπολογισμό της πυκνότητας του αερίου στις HII περιοχές. Ένας πρώτος τρόπος υπολογισμού της πυκνότητας είναι μέσω των γραμμών επανασύνδεσης στο οπτικό ($H\alpha$ $\sigma\tau\alpha$ 6.562 Å) , στο υπεριώδες ($Br\alpha$ $\sigma\tau\alpha$ 4,05 μm) ή στο ραδιοφωνικό παράθυρο ($H109\alpha$ ή $H137\beta$ $\kappa o\nu\tau\acute{\alpha}$ $\sigma\tau\alpha$ 6 cm) ή από το free – free συνεχές ξανά στα ραδιοκύματα. Η ισχύς αυτών δίνει απευθείας το μέτρο εκπομπής (Emission Measure – EM)

$$EM = \int_0^L n_e n_p d\ell \qquad (2.90)$$

Για ένα ομογενές νεφέλωμα, το μέτρο εκπομπής μπορεί να μεταφραστεί σε πυκνότητα υιοθετώντας μία κλίμακα μεγέθους

$$n_{rms} = \left(\left(\frac{EM}{cm^{-6} pc} \right) \left(\frac{pc}{L} \right) \right)^{1/2} \qquad (2.91)$$

www.diavlosbooks.gr

Οι γραμμές του οπτικού και του υπεριώδους πρέπει πρώτα να διορθωθούν εξαιτίας της εξασθένισης λόγο σκόνης. Για μη ομογενή νεφελώματα, το μέτρο εκπομπής σταθμίζεται προς περιοχές υψηλότερης πυκνότητας.

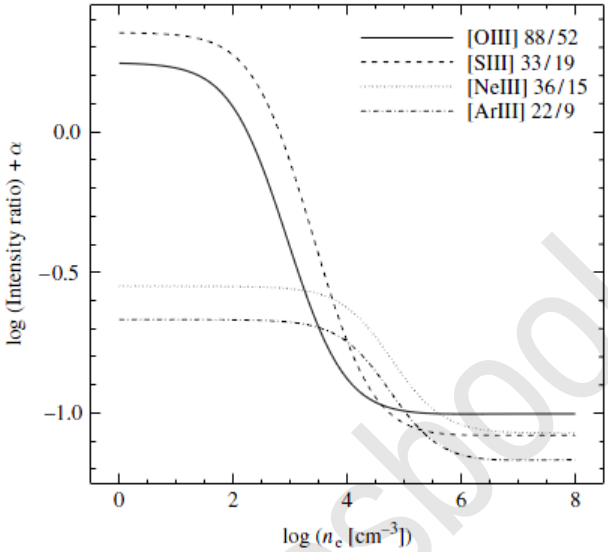
Η πυκνότητα μπορεί επίσης να μετρηθεί αναζητώντας τα αποτελέσματα της συγκρουσιακής αποδιέγερσης. Ας θεωρήσουμε λοιπόν δύο επίπεδα τα οποία έχουν σχεδόν την ίδια ενέργεια διέγερσης αλλά διαφορετικούς συντελεστές Einstein A ή διαφορετικούς ρυθμούς αποδιέγερσης. Η διέγερση αυτών των επιπέδων θα εξαρτάται διαφορετικά από την πυκνότητα αλλά όχι από την θερμοκρασία. Η αναλογία των εντάσεων των γραμμών που προέρχονται από αυτά τα επίπεδα αποτελούν ένα καλό μέτρο της πυκνότητας στο εύρος μεταξύ των δύο κρίσιμων τιμών πυκνότητας. Τα ζεύγη γραμμών που συνήθως χρησιμοποιούνται για το λόγο αυτό είναι οι [OII] 3.792/3.726 Å και [SII] 6.716/3.726 Å γραμμές στο οπτικό, οι [OIII] 88/52 μm, [SIII] 33/19 μm, [NeIII] 36/15 μm και [ArIII] 22/9 μm γραμμές στο υπέρυθρο. Στην Εικόνα 2.13 φαίνονται τα ανωτέρω για τις γραμμές λεπτής υφής στο υπεριώδες. Για πυκνότητες πού μικρότερες από την κρίσιμη πυκνότητα της κάθε γραμμής, οι εντάσεις και των δύο γραμμών είναι ανάλογες του

www.diavlosbooks.gr

τετραγώνου της πυκνότητας και η μεταξύ τους αναλογία είναι σταθερή $(I_{10}/I_{21} = (\Omega_{01}/\Omega_{02} + 1)\, E_{10}/E_{21})$. Μεταξύ των κρίσιμών πυκνοτήτων, η αναλογία εντάσεων αποτελεί ένα καλό μέτρο υπολογισμού της πυκνότητας. Για μη ομογενή νεφελώματα, η μέθοδος αυτή ευνοεί την περιοχή πυκνοτήτων μεταξύ των κρίσιμων τιμών με αποτέλεσμα οι πιο πυκνές περιοχές να παραβλέπονται.

Οι περιοχές HII παρουσιάζουν μια μεγάλη γκάμα φυσικών συνθηκών. Στον Πίνακα 2.2 συγκεντρώνονται οι τιμές για τις πυκνότητες και τα μεγέθη διαφόρων κατηγοριών HII περιοχών, που έχουν ληφθεί από παρατηρήσεις. Επίσης παρουσιάζονται οι ιονισμένες μάζες και ένας προσεγγιστικός αριθμός αστέρων που περιλαμβάνει η κάθε περιοχή. Οι μεγάλη ποικιλομορφία των συνθηκών αντικατοπτρίζει ευθέως την αλληλεπίδραση των μαζικών άστρων με το περιβάλλον τους. Μεγάλης σημασίας είναι οι περιοχές υψηλής πυκνότητας, οι οποίες συνδέονται με το ιονισμένο αέριο – το οποίο οδηγεί σε διαστολή. Τέλος, τα μαζικά άστρα συνήθως δημιουργούνται κατά ομάδες και η συσσωρευτική τους επίδραση είναι εξαιρετικά σημαντική στη διαμόρφωση του διαστρικού μέσου στους γαλαξίες.

www.diavlosbooks.gr



Εικόνα 2.13. Αναλογία εντάσεων γραμμών λεπτής υφής των [OIII], [SIII], [NeIII] και [ArIII] στο υπέρυθρο, ως συναρτήσει της πυκνότητας.

Πίνακας 2.2 Χαρακτηριστικά διαφορετικών κατηγοριών HII περιοχών

Type of region	Size (pc)	Density (cm^{-3})	Ionized mass ($M_\odot$)	Number of ionizing stars[a]
Hypercompact HII region	$\sim 3 \times 10^{-3}$	$\geq 10^6$	$\sim 10^{-3}$	$\simeq 1$
Ultracompact HII region	$\leq 5 \times 10^{-2}$	$\geq 10^4$	$\sim 10^{-2}$	~ 1
Compact HII region	≤ 0.5	$\geq 5 \times 10^3$	~ 1	~ 1
Classical HII regions	~ 10	$\sim 10^2$	$\sim 10^5$	few
Giant HII regions	$\sim 5 \times 10^1$	~ 30	$10^3 - 10^6$	$\sim 10^2$
Starburst nuclei	$\sim 2 \times 10^2$	~ 10	$10^6 - 10^8$	$\sim 10^3$

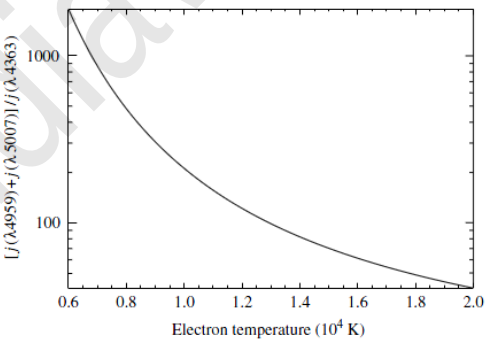
[a] Calculated assuming 10^{48} photons s^{-1}.

www.diavlos.books.gr

Θερμοκρασία ηλεκτρονίων

Η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων μπορεί να καθοριστεί μέσω του οπτικά πυκνού μέρους του ράδιο – φάσματος, το οποίο, σε θερμοκρασία λαμπρότητας, δίνει απευθείας την ηλεκτρονιακή θερμοκρασία.

Οι εντάσεις των φασματικών γραμμών, που οφείλονται σε διεγέρσεις λόγω συγκρούσεων, είναι πολύ ευαίσθητες ως προς την θερμοκρασία και την πυκνότητα. Εντούτοις, οι οπτικές φασματικές γραμμές, με υψηλές κρίσιμες πυκνότητες, αποτελούν ένα πολύ καλό μέτρο της θερμοκρασίας. Οι [OIII] 4.363/(4.959+5.007) Å γραμμές χρησιμοποιούνται συνήθως για το λόγο αυτό. Στην Εικόνα 2.14 παρουσιάζονται αυτές οι γραμμές συναρτήσει της θερμοκρασίας.



Εικόνα 2.14. Αναλογία εντάσεων των οπτικά απαγορευμένων περιοχών του [OIII] συναρτήσει της θερμοκρασίας των ηλεκτρονίων.

www.diavgeiabooks.gr

Αστρική ενεργός θερμοκρασία

Η ενεργειακή εξάρτηση του πεδίου ιονισμού ακτινοβολίας μπορεί να υπολογιστεί μετρώντας την αναλογία των εντάσεων των γραμμών εκπομπής που προέρχονται από διαδοχικά στάδια ιονισμού ενός στοιχείου.

Ο συνολικός αριθμός φωτονίων ιονισμού μπορεί να καθοριστεί μέσω της έντασης των γραμμών επανασύνδεσης ή μέσω του free – free συνεχούς. Μέσω του αριθμού των φωτονίων μπορούμε στη συνέχεια να υπολογίσουμε τη συνολική ροή ιονισμού. Συγκρίνοντας τα αποτελέσματα αυτά με τα αντίστοιχα που προκύπτουν από μοντέλα ατμοσφαιρών παίρνουμε τον αριθμό των φωτονίων ιονισμού συναρτήσει της ενεργού θερμοκρασίας. Παίρνοντας λοιπόν μετρήσεις της ροής από ένα άστρο, σε συγκεκριμένο μήκος κύματος, μπορούμε να υπολογίσουμε την ενεργό θερμοκρασία. Η μέθοδος αυτή εφαρμόστηκε από τον Zanstra, ο οποίος θεώρησε πως το αστρικό πεδίο ακτινοβολίας είναι αυτό μέλανος σώματος, και έτσι η ενεργός θερμοκρασία που υπολογίζεται με τον τρόπο αυτό καλείται και θερμοκρασία Zanstra.

www.diavlosbooks.gr

Βιβλιογραφία

• Tielens, A. (2005). The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium. Cambridge University Press.

• Barstow, M. and Holberg, J. (2008). Extreme Ultraviolet Astronomy. Cambridge Univ Pr.

• Shu, F. (1985). The physical universe. Oxford: Oxford University Press.

• Carroll, B. and Ostlie, D. (2007). An introduction to modern astrophysics. San Francisco: Pearson Addison-Wesley.

• Emerson, D. (1996). Interpreting astronomical spectra. Chichester: Wiley.

• Harwit, M. (2006). Astrophysical concepts. New York, NY: Springer.

www.ziovosbooks.gr