

## ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑ

Ποιο οπτικό βάθος έχει μεγαλύτερη αμβλυότητα στην ακτινοβολία που δέχεται ο παρατηρητής;

Αναπτύξτε τη  $S_v$  σε σειρά Taylor, γύρω από οπτικό βάθος  $t = \mu$ .

$$S_v(t) = S_v, t = \mu + a(t - \mu) + \dots$$

$$I_V(0, h) \approx \int_{t=p}^{\infty} \int_0^{\infty} e^{-t/h} dt/h + a \int_0^{\infty} t e^{-t/h} \frac{dt}{h} -$$

$$a h \int_0^{\infty} e^{-t/h} \frac{dt}{h} \Rightarrow I_V(0, h) = S t = h$$

Η ένταση της ακτινοβολίας που δεχόμαστε είναι ίση με την τιμή της συνάρτησης μήκους σε ορισκό βήθος  $h$  &  $L$ .

Στο κέντρο ( $h=L$ ) βλέπω σε  $\tau \approx 1$  ενώ στο χείλος ( $h=0$ ) βλέπω  $\tau \approx 0$  (αυτή είναι απώρευση)  $\hookrightarrow$  γωνία  $90^\circ = \cos$

Σε μικρή κλίση με μικρή απορρόμηση βλέπω πιο βαθιά από ότι σε άλλα μικρή κλίση όπου η απορρόμηση είναι μεγαλύτερη

### ΕΡΩΤΗΜΑ

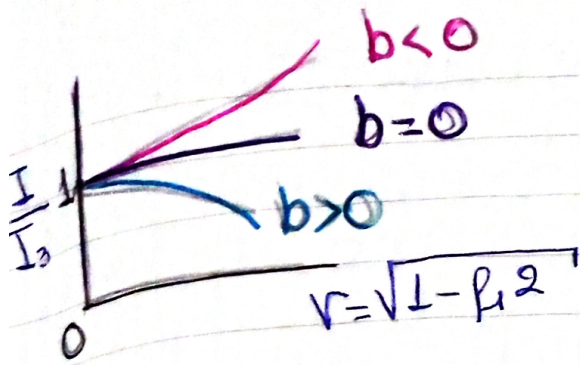
Πως μεταβάλλεται η  $I_V$  από το κέντρο δίσκου προς το χείλος;

$$\text{Έστω } S_V(t) \Leftrightarrow a + bt \Rightarrow I_V(0, h) = a \int_0^{\infty} e^{-t/h} dt/h +$$

$$b \int_0^{\infty} t e^{-t/h} dt/h = a + bh$$

Κέντρο του δίσκου: γωνία  $0^\circ \rightarrow h=L \Rightarrow I_V(0, L) = a + bL$

$$\frac{I_V(0, h)}{I_V(0, L)} = \frac{a + bh}{a + bL}$$



- $b < 0 \Rightarrow$  το χείλος ( $|b|=0$ ) είναι πιο λαμπρό από το κέντρο
- $b > 0 \Rightarrow$  το χείλος είναι πιο σκοτεινό

$b$  σχετίζεται με το πως μεταβάλλεται  $T$  με  $z$ .

$$\text{Αν } T \downarrow \text{ με } z \rightarrow \frac{dT}{dz} < 0 \Rightarrow \frac{ds}{dz} < 0$$

Επειδή  $T \uparrow$  σε αντίθετη διεύθυνση με το ύψος  $\frac{ds}{dz} > 0$  κ'  $b > 0$

Αντίθετα,  $(b < 0)$  όταν  $T \uparrow$  με το  $z$

$\Rightarrow$  σκοτεινό χείλος  $T \downarrow$  με ύψος  
 φωτεινό χείλος  $T \uparrow \Rightarrow -$

### ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑ

Να υπολογιστεί η ακτινοβολία από πεπερασμένο σφαιράκι με σταθερή συνάρτηση πηγής.

$$I_V(I_V=0) = \int_0^{I_V} S_V e^{-\tau_V} d\tau_V = S_V (L - e^{-\tau_V}) (L)$$

$$\tau_V \ll L \Rightarrow e^{-\tau_V} \sim L - \tau_V \Rightarrow I_V \approx \tau_V S_V$$

$$\tau_V \gg L \Rightarrow e^{-\tau_V} \sim 0 \Rightarrow I_V \approx S_V$$

Από πάνω από το σφαιράκι  $\exists$  πηγή ακτινοβολίας  $I_{V0}$  ανα για την (1) παίρνω  $I_V = I_{V0} e^{-\tau_V} + S_V (1 - e^{-\tau_V})$

Έστω αστερί που εκπέμπει στα βέδαν οριζια  $\Rightarrow I_v \approx S_v$   
 δίνει  $I_v = S_v = B_v$ .

Η ποσ ακτινοβολιας στα ορια του αστεριου

$$F_v = \int_{2\pi} I_v \cos \theta d\Omega = 2\pi \int_{-1}^1 I_v(z, h) h dh \text{ είναι}$$

$$F_v = 2\pi \int_{-1}^1 I_v h dh = 2\pi \left( \int_{-1}^0 I_v h dh + \int_0^1 I_v h dh \right)$$

φωτόνια που κατευθύνονται προς τα κάτω

$$\Rightarrow F_v = 2\pi \int_0^1 I_v h dh = 2\pi I_v \int_0^1 h dh = \pi I_v \Rightarrow F_v = \pi B_v$$

$$F = \pi \int_0^\infty B_v dv = \sigma T^4, \quad \sigma = 5.67 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ K}^{-4}$$

Ενεργος θερμοκρασια  $F = \sigma T_{\text{eff}}^4$  (L) (eff = effective)

Με βάση την φαινόμενη  $l_v = \frac{R^2}{D^2} F_v$  και την (L) παίρνω  
 2  $\rightarrow$  ακτινα  
 4  $\rightarrow$  αποσταση  
 4  $\rightarrow$  διαφραγμα

$$l = \frac{R^2}{D^2} \sigma T_{\text{eff}}^4 \quad (2)$$

ΕΦΑΡΜΟΓΗ

Ποση είναι η  $T_{\text{eff}}$ ;

$$D = 1 \text{ AU} \quad R_\odot = 6955 \times 10^{10}$$

Η φαινόμενη διαφραγμα του Ηλίου είναι  $l_\odot = 1.366 \times 10^6 \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$

Αντιστοιχεί σε απόλυτη λαβρότητα  $4\pi R^2 \sigma T_e \rightarrow$

$$L_{\odot} = 3.86 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$$

Με αντικατάσταση στην (2) παίρνω  $T_{\text{eff}\odot} = 5778\text{K}$

### ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ ΧΡΩΜΑΤΟΣ $T_c$

Προσδιορίζεται από το λόγο της λαβρότητας σε δύο φασματικές περιοχές  $d_1, d_2$

$$\text{Υπολογίζεται από την } \frac{F_{d1}}{F_{d2}} = \frac{B_{d1}(T_c)}{B_{d2}(T_c)}$$

Θερμοκρασία στην οποία ο δείκτης χρώματος  $B-V$  ενός κίτρινου σφαιρικού ταιριάζει με τον αντίστοιχο αστρικό!

Δεν χρειάζεται να φέρω απόσταση ή ακτίνα αστέρου γιατί ο λόγος της ποσότητας ισούται με το λόγο της φαινόμενης λαβρότητας  $\left( \frac{F_{d1}}{F_{d2}} = \frac{L_{d1}}{L_{d2}} \right)$

### ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ ΛΑΜΠΡΟΤΗΤΑΣ

Είναι η θερμοκρασία κίτρινου σφαιρικού που εκπέμπει την ίδια ένταση με το αστέρι σε μία φασματική περιοχή  $I_{\nu} \equiv B_{\nu}(T_b) \quad (1)$

**RADIO**  $h\nu \ll kT \Rightarrow e^{-h\nu/kT} \approx 1 - \frac{h\nu}{kT} \Rightarrow B_{\nu} = \frac{2kT}{d^2} \quad (\text{Νόμος Rayleigh-Jeans})$

Με βάση την (1) έχω  $I_{\nu} \equiv \frac{2kT_b}{d^2}$

Χρησιμοποιώντας R-J και  $T_b$  αντ' για  $I_{\nu}$  η επίσημη

ση μεταφοράς γίνεται:

$$T_b = \int_0^{\infty} T e^{-zv/h} dz \quad (T \text{ η θερμοκρασία υψοφύτου})$$

Όταν η  $S_v$  δεν μεταβάλλεται με το  $z$   $I_v = S_v(1 - e^{-zv})$

Αντίστοιχα έχω  $T_b = T(1 - e^{-zv})$

$$L \ll L, \quad T_b \approx z_v T \quad \text{και} \quad z_v \gg L \quad T_b \approx T.$$

### ΥΔΡΟΣΤΑΤΙΚΗ ΙΣΟΡΡΟΠΙΑ

Στατική ατμόσφαιρα: η βαθμίδα πίεσης εξισορροπείται

από τη βαρύτητα:  $\frac{dp}{dz} = -\rho g \Rightarrow \frac{dp}{dz} = \frac{g}{z_v}$

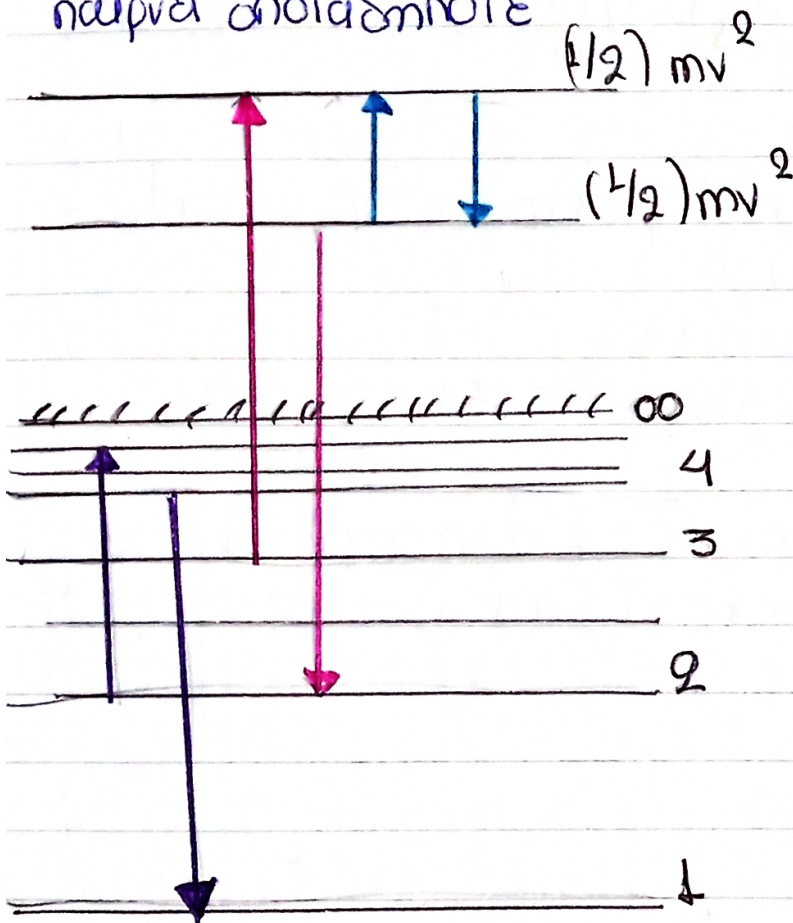
# ΦΑΣΜΑΤΙΚΟ ΕΥΡΟΣ

# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2<sup>ο</sup>

Φασματικό εύρος  $\Delta\nu$  διαδικασιών εκπομπής-απορρόφησης:  
 $\Delta\nu \approx \nu$ : συνεχής φασμα  
 $\Delta\nu \ll \nu$ : γραμμικό φασμα

Δύο είδη ενεργειακών καταστάσεων:

- 1) Δεσμένες: η ενέργεια είναι κβαντισμένη
- 2) Ελεύθερες: η ενέργεια ΔΕΝ είναι κβαντισμένη και παίρνει οποιαδήποτε



ο όταν ↑ προσκολληται,

ο όταν ↓ έχω βεταίνωση, δηλ ιονισμό

b-b    b-f    f-f

b-b: από δεσμία σε δεσμία

b-f: από δεσμία σε ελεύθερη

f-f: από ελεύθερη σε ελεύθερη

Σε κάθε περίπτωση: η συχνότητα του φωτονίου που εκπέμπεται ή απορροφάται συνδέεται με τη διαφορά ενέργειας μεταξύ των δύο σταθμών  $\Delta E = h\nu$

**Συνέχι Φάσμα**: Δίνουν οι μεταπτώσεις ανάμεσα σε 2 ενεργειακές καταστάσεις, όπου για τουλάχιστον είναι ελεύθερη π.χ. μετάπτωση  $e^-$  από δευτερο σταθμό στο συνεχές και αντίστροφα (ιονισμός, επανασυνδεση). Επίσης, συνεχής μπορεί να προκύψει από διεύρυνση της φασματικής γραμμής.

**Γραμμικό Φάσμα**: Από ατομικές μεταπτώσεις ανάμεσα σε δύο καταστάσεις.

**ΚΑΤΑΝΟΜΗ  $e^-$  ΣΤΙΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΙΣ**

Σε θερμοδυναμική ισορροπία (Θ.Ι.) ο σχετικός πληθυσμός 2 ενεργειακών σταθμών  $i, j \rightarrow$  εφίσταται Boltzmann

$$\frac{N_j}{N_i} = \frac{g_j}{g_i} e^{-(\epsilon_j - \epsilon_i) / kT}$$

$\left. \begin{matrix} \epsilon_i \\ \epsilon_j \end{matrix} \right\}$  ενέργειες σταθμών,  $g_i, g_j$ : στατιστική βαρύνση

του αντιστοιχείων την πολλαπλότητα (εκφυλισμός) της στάθμης, δηλ. με πόσους τρόπους ένα άτομο μπορεί να υπάρξει στην στάθμη  $i$  της σταθμής. δίδει τον αριθμό των υποσταθμών που συγκροτούν κάθε στάθμη.



- Αν  $i$  κατώτερη κ'  $j$  ανώτερη  $\Rightarrow x_i < x_j \Rightarrow N_i > N_j$
- Όσο  $T \uparrow$  όλο και πιο πολλά σωματίδια  $\exists$  σε ανώτερες σταθίες
- Αθροίζοντας όλες τις σταθίες παίρνω

$$N = \sum_{j=1}^{\infty} N_j = \sum_{j=1}^{\infty} N_i \frac{g_i}{g_j} e^{-(x_j - x_i)/kT} =$$

$$\frac{N_i}{g_i} e^{-x_i/kT} \sum_{j=1}^{\infty} g_j e^{-x_j/kT} \Rightarrow \frac{N_i}{N} = \frac{g_i}{u} e^{-x_i/kT},$$

όπου  $N$  η ολική αριθμητική πυκνότητα του λόντος που απαντάει και

$$u = \sum_{i=0}^{\infty} g_i e^{-x_i/kT} \quad \text{Αν βρω το σχετικό ποσοστό σταθίων} \Rightarrow T \text{ θερμοκρασία διεγέρσης}$$

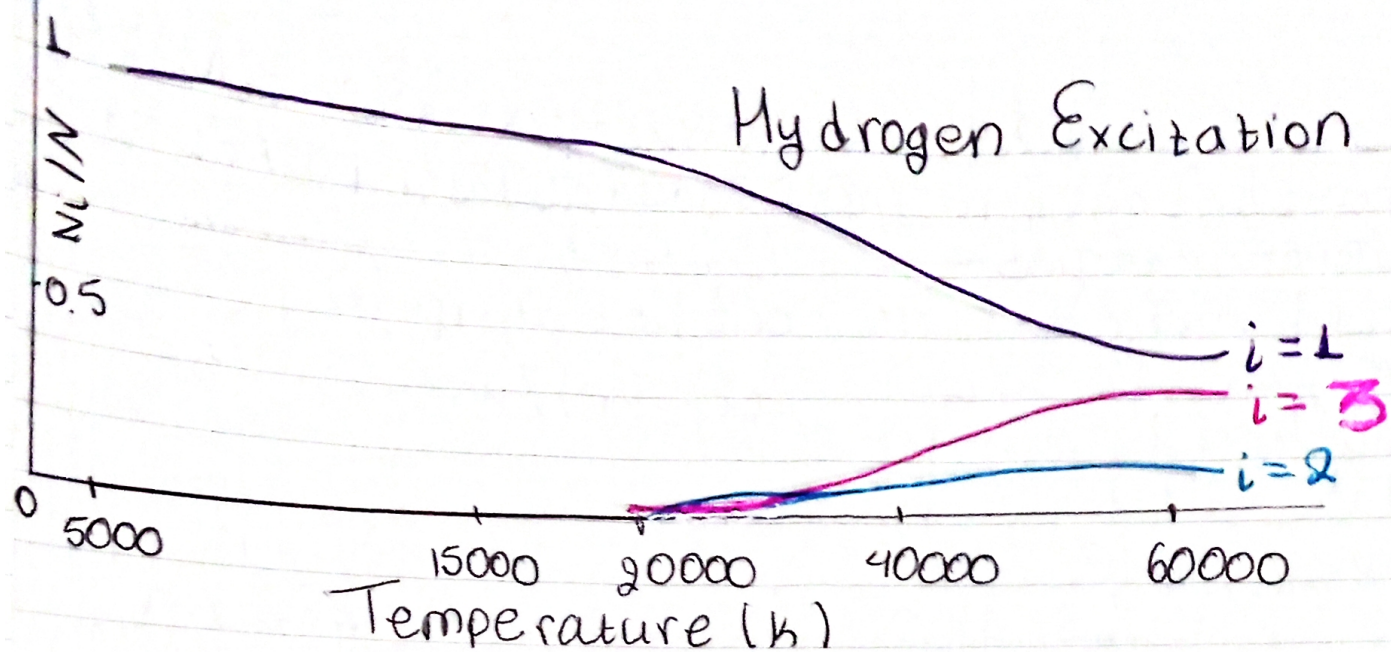
## Το Ατομο Του Η

Η ενέργεια της σταθίας  $i$  ως προς τη κατώτατη είναι:  $x_i = hcRZ^2 \left(1 - \frac{1}{i^2}\right)$

- $Z$ : ο ατομικός αριθμός πυρήνα
- $R$ :  $1.0973 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$  (Rydberg)
- $hcR = 13.6 \text{ eV}$  που αντιστοιχεί στην ενέργεια ιονισμού της κατώτατης σταθίας

Η ενέργεια ιονισμού της σταθίας  $i$  είναι

$$x_{i, \text{ion}} = hcRZ^2 \frac{1}{i^2} \quad \text{και το στατιστικό βάρος } g_i = 2i^2$$



Με βάση τις ενέργειες των σταθμών και του Boltzmann, βρίσκω την εξάρτηση του πληθυσμού των ενεργειακών επιπέδων από την  $T$ .

■ Ένα πολύ μεγάλο ποσοστό βρίσκεται στην  $1^{\text{η}}$  στάθμη ( $i=1$ ) ακόμα και για  $T > 10000\text{K}$  γιατί είναι μεγάλη η ενέργεια που απαιτείται για διεγερση στις ανώτερες στάθμες.

■ Για μεγάλες  $T$ , η  $3^{\text{η}}$  στάθμη ( $i=3$ ) έχει μεγαλύτερο αριθμό από στα η  $2^{\text{η}}$  στάθμη ( $i=2$ ).  
 $g_3 = 18$  ενώ  $g_2 = 8$ .

Ενέργεια και ρυθμός κλάματος για τις 5 πρώτες στάθμες των  $\text{H I}$  και  $\text{He II}$

$i$	Ονομασία σειράς	$\text{H I}$			$\text{He II}$		
		$\chi_i$	$\chi_{\text{ion}}$	$d_{\text{cont}}$	$\chi_i$	$\chi_{\text{ion}}$	$d_{\text{cont}}$
1	Lyman	0.00	13.60	911.5	0.00	54.41	287.9
2	Balmer	10.20	3.40	3646	40.81	13.60	911.2
3	Paschen	12.09	1.51	8203.5	48.36	6.05	2050.9
4	Brackett	12.75	0.85	14584.0	51.00	3.40	3646.0
5	Pfund	13.06	0.54	22787.5	52.23	2.28	5696.9

■ Στην ίδια σειρά, η πρώτη γραμμή (αυτό με το βεγα-  
 δύτερο  $\lambda \rightarrow$  μήκος κύματος) χαρακτηρίζεται με το  $a$ .  
 Η δεύτερη με το  $b$  κ.ο.κ.

## Ισορροπία Ιονισμού

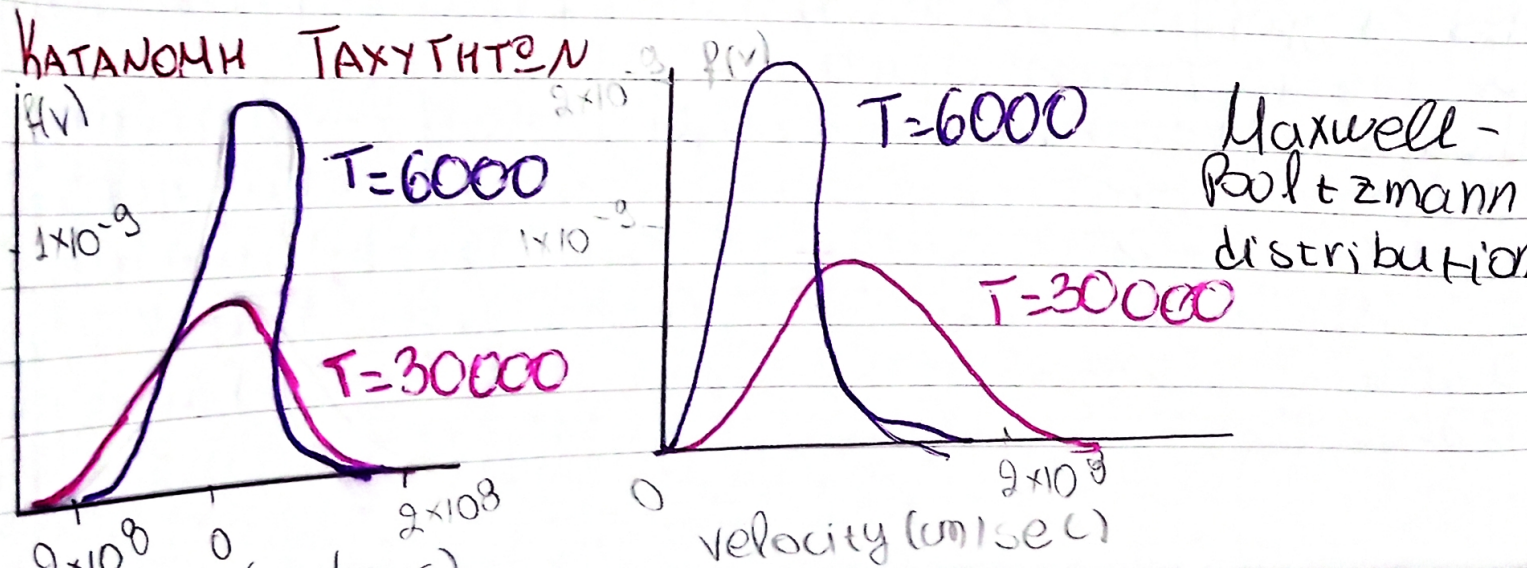
Σε βεγαδά  $T$  κάποια άτομα ιονίζονται. Η πυκνότητα  
 της κατάστασης χαμηλότερου ιονισμού  $N_i$ , και της  
 κατάστασης υψηλότερου ιονισμού  $N_j$ , συνδέονται με  
 την εξίσωση Saha:

$$N_j = \frac{N_i}{N_e} \left( \frac{2\pi m_e k T}{h^2} \right)^{3/2} \frac{U_j}{U_i} e^{-x_i/kT}$$

- $U_j, U_i$ : οι συναρτήσεις διακρίσιμου
- $x_i$ : η ενέργεια ιονισμού της διχότερο ιονισμένης  
κατάστασης
- $N_e$ : αριθρ. πυκνότητας ελεύθερου  $e^-$
- $N_i$ : αριθρ. κατώτερου ιονισμού
- $N_j$ : υψηλότερου ιονισμού (έχουν φύγει όλα τα ηλεκτρόνια)

## Σημείωση

Ξ μια περίπτωση όπου όλες οι θερμοκρασίες που έχουμε  
 προαναφέρει και θα αναφέραμε να είναι ίσες; όταν  
 έχω θερμοδυναμική θερμοκρασία



\* Από το 1<sup>ο</sup> Διαγράμμα παρατηρείται ότι η ταχύτητα εξαρτάται από τη θερμοκρασία

\* Στο πρώτο διαγράμμα βλέπουμε τη ταχύτητα για την κατεύθυνση πάνω σε έναν άξονα. Σε 1<sup>η</sup> διεύθυνση είναι Gauss-iana:

$$f(u_x) du_x = \frac{1}{\sqrt{2\pi kT}} e^{-mu^2_x / 2kT} du_x \quad (1)$$

\* Το 2<sup>ο</sup> Διαγράμμα είναι το ίδιο βέτο πρώτο με τη διαφορά ότι είναι για 3-διαστάσεις. Σε 3 διαστάσεις και μετά από ολοκλήρωση σε όλες τις διευθύνσεις η κατανομή του βιέτρου των ταχυτήτων είναι

$$f(u) du = 4\pi \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} u^2 e^{-mu^2 / 2kT} du$$

Το είδος της (1) στο μισό της μέγιστης τιμής:

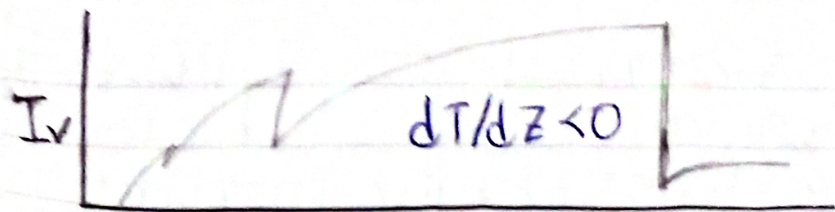
$$\Delta u = (\ln 2) \sqrt{2kT/m}$$

Μέση τιμή:  $\bar{u} = \sqrt{\frac{3kT}{\pi m}}$

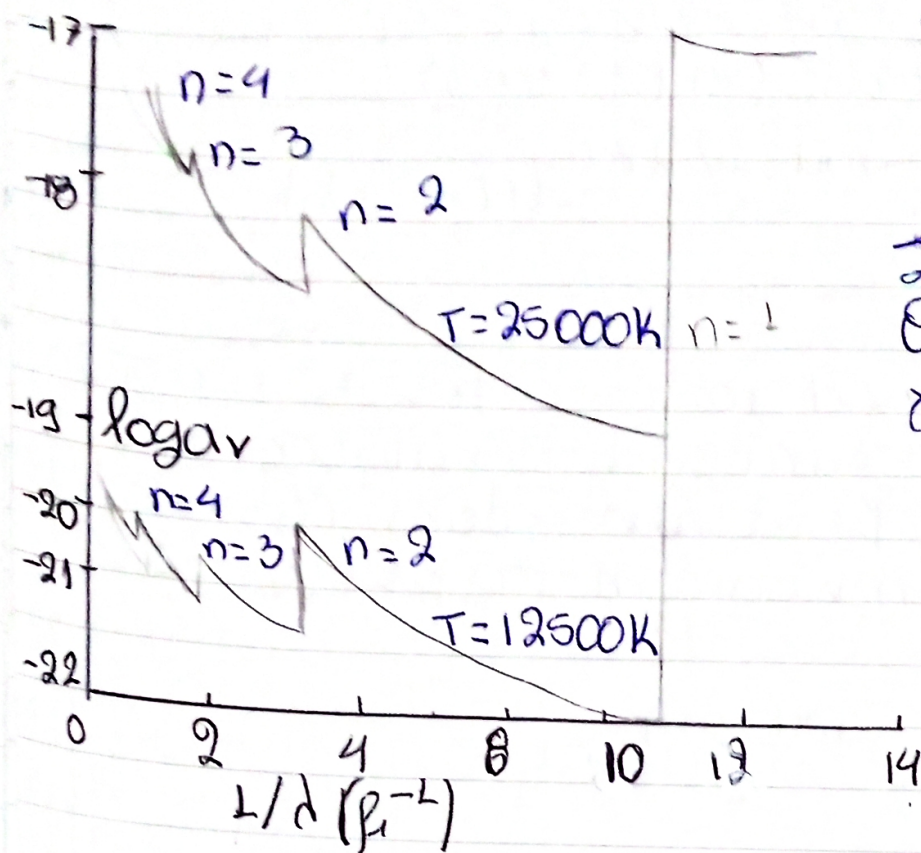
Μέση τετραγωνική τιμή ταχύτητας  $u_{\text{εφελκτική}} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$

Η θερμοκρασία που αντιστοιχεί στην M-B (Maxwell-Boltzmann) λέγεται κινητική θερμοκρασία.

## ΔΕΣΜΙΕΣ - ΕΛΕΥΘΕΡΕΣ ΜΕΤΑΠΤΩΣΕΙΣ



Ο συντελεστής απορρόφησης (κάτω) και το φάσμα (πάνω) από δεσμίες-ελεύθερες μεταπτώσεις του υδρογόνου.



Σε κάθε δεσμια στάθμη αντιστοιχεί ενεργειακό κατώφλι που είναι η ενέργεια ιονισμού.

Οι ασυνέχειες που αντιστοιχούν στα κατώφλια ιονισμού είναι μικρότερες για μεγαλύτερη  $T$ , γιατί λόγω του Boltzmann, ο πληθυσμός  $e^-$  ανεβαίνει στις ανώτερες στάθμες.

Το πάνω διαγραμμα έχει τοπικά μέγιστα εκεί που οι κάτω καμπύλες έχουν τοπικά ελάχιστα. Αυτό συμβαίνει επειδή οι συγκεκριμένες περιοχές που υπάρχει η ασυνέχεια, μικραίνει ο συντελεστής απορρόφησης καθώς έχουμε μεγαλύτερη θερμοκρασία κ' αυξάνει το  $I_v$ . Η  $I_v$  είναι μεγαλύτερη εκεί όπου ο συντελεστής απορρόφησης είναι μικρότερος, γιατί η ακτινοβολία προέρχεται από βαθύτερα, θερμότερα σφαιράκια. Το πάνω διαγραμμα είναι φάσμα όταν  $\frac{dT}{dz} < 0$ .

## ΕΛΕΥΘΕΡΕΣ-ΕΛΕΥΘΕΡΕΣ ΜΕΤΑΠΤΩΣΕΙΣ Ή FREE-FREE Ή ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑ ΠΕΛΗΣ

- Η f-f είναι σημαντική φυσία για μεγάλα T (T > 10<sup>4</sup> K)
- κύριος μηχανισμός στα ραδιοκύματα.

$$K_{ff} = \frac{f N_e^2}{v^2 T_e^{3/2}}$$

$f = 0.11$  για  $T = 10^4$  K  
 $f = 0.16$  για  $T \sim 10^6$  K

- Τα ηλεκτρόνια σε αυτή την μεταπτώση επιβραδύνονται.

## Απορρόφηση Από Αρνητικό Ιόν Η (H<sup>-</sup>)



Η συνεχής απορρόφηση από υδρογόνο, τα ελεύθερα e<sup>-</sup> και τα μέταλλα δεν είναι αρκετή για να ερηνεύσει την αδιαφάνεια της φασματικής περιοχής.

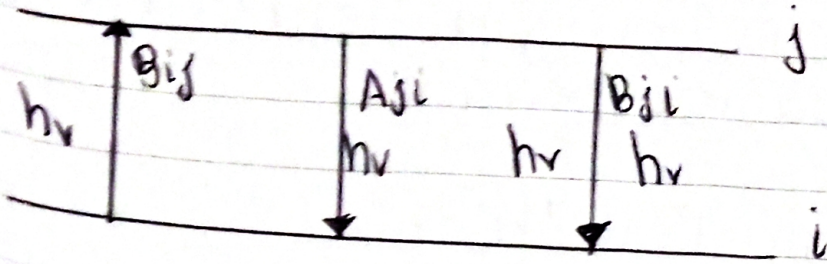
Πηγή αδιαφάνειας το H<sup>-</sup>: πρωτόνιο με 2 δεσφια e<sup>-</sup> έχει μία μόνο δεσφια ενεργειακή κατάσταση με ειοσηφά = 0.745 eV που αντιστοιχεί σε λ ~ 16500 Å, όπου ο K<sub>ff</sub> (από b-f κ' f-f) έχει ελάχιστη τιμή.

Στο αρνητικό ιόν του Η, χωρίζονται ηλεκτρόνια, ενώ στο άτομο του Η χωρίζεται 1.

ΕΡΩΤΗΜΑ Ποια η σημασία που έχει το αρνητικό ιόν του Η

# ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΙΚΑ ΜΟΤΕΛΑ ΤΟΥ ΔΥΝΕΧΟΥΣ

## • ΔΕΣΜΙΕΣ - ΔΕΣΜΙΕΣ ΜΕΤΑΠΤΩΞΕΙΣ



Απορρόφηση αυθόρνητων εκπομπών, εξαναγκασμένη εκπομπή

Ρυθμός μεταπτώσεων απορρόφησης  $i \rightarrow j$ :  $N_i B_{ij} I_\nu$   
 αυθόρνητων εκπομπών  $(j \rightarrow i)$ :  $N_j A_{ji}$   
 εξαναγκασμένης  $\rightarrow (j \rightarrow i)$ :  $N_j B_{ji} I_\nu$   
 $(B_{ij}, A_{ji}, B_{ji}) \rightarrow$  πιθανότητες μεταπτώσεων  
 το αντίστροφο τους αντιστοιχεί στο χρόνο ζωής της σταθμής

- ↓  $A_{ji}$ : αυθόρνητη εκπομπή, πέφτει μόνο του
- ↓  $B_{ji}$ : το εξαναγκασμένο να πέσει

Σταθερή κατάσταση  $\rightarrow$  ο πληθυσμός κάθε σταθμής σταθερός  $\Rightarrow$  όσα  $e^-$  φεύγουν από κάποια σταθμή θα αναληφθούν με άλλα που έρχονται από άλλη σταθμή

$$N_i B_{ij} I_\nu = N_j (A_{ji} + B_{ji} I_\nu)$$

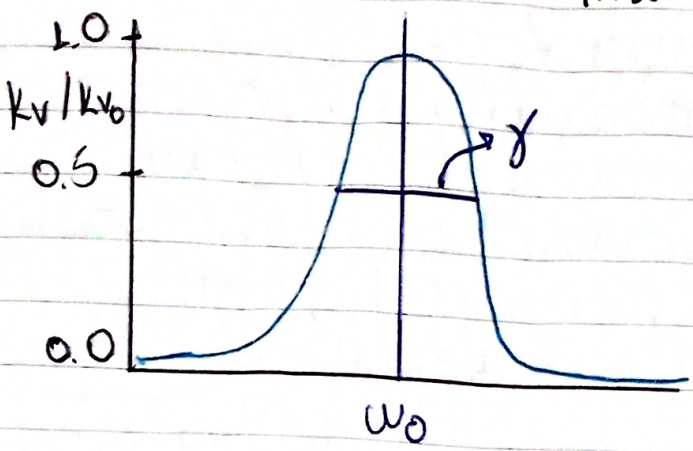
Εκφράζω το  $N_i/N_j$  από Boltzmann και θέτω  $I_\nu = B_\nu$ . Τότε  $A_{ji} = \frac{2h\nu^3}{c^2} B_{ji}$ ,  $B_{ji} = \frac{g_i}{g_j} B_{ij}$

## ΔΥΝΤΕΛΕΣΤΗ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗ

Έχει φοράν καμίνους Lorenty.

$$k_{nr} = \frac{2\pi e^2}{mc^2} N_i \frac{\sigma}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2}, \quad \gamma = \frac{2}{3} \frac{e^2 \omega^2}{mc^2}, \quad \Delta\lambda \approx 10^{-9} \text{ \AA}$$

ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ ΤΟΥ ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗΣ ΦΑΣΜΑΤΙΚΗΣ ΓΡΑΜΜΗΣ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΤΗΣ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ



ΠΑΡΑΓΟΝΤΕΣ ΔΙΕΥΡΥΝΣΗΣ ΓΡΑΜΜΩΝ

ΔΙΕΥΡΥΝΣΗ ΔΟΠΛΕΡ

ΜΕΤΑΒΕΣΗ ΔΟΠΛΕΡ  $\frac{\Delta \nu}{\nu_0} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda_0} = \frac{U \rho}{c}$

Άλλα ιόντα κινούνται προς τον παρατηρητή και άλλα απομακρύνονται => συνολικά θα έχω διεύρυνση της γραμμής  
 Η ενεργός διατομή για ιόν που παρουσιάζει μετα-  
 θεση Doppler  $\Delta \nu$ , είναι  $\sigma_{\nu} = \sigma_0 H(a, u)$   
 όπου:

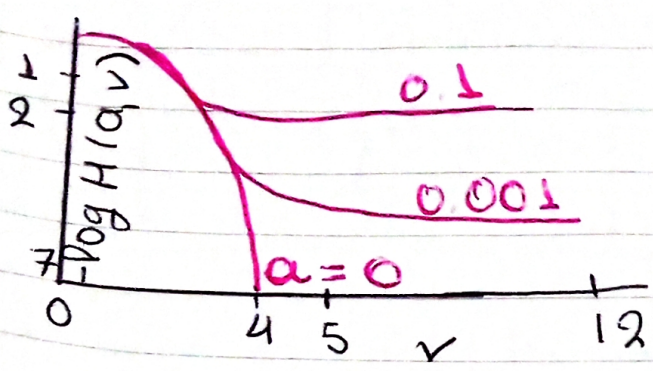
$$\sigma_0 = \frac{ne^2}{mc} f \frac{1}{\Delta \nu_0 \sqrt{\pi}} \quad (f: \text{διορθωτικός παράγων})$$

$$u = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta \nu_0}, \quad a = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{\Delta \nu_0} \quad (\Gamma: \text{παραγών απόσβεσης})$$

$$U_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{2kT}{M}}, \quad \Delta \nu_0 = \nu_0 \frac{U_{\text{eff}}}{c} = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{M}}$$



Η συνάρτηση Voigt  $t$  για τρεις τιμές του παραγόντα απόσβεσης  $a$ .



### ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ VOIGT

Για μικρά  $a$  (δηλ. κοντά στο κέντρο της γραμμής) έχει γκαουσιανή μορφή, ενώ στις πτέρυγες έχει μορφή καμπύλης Lorentz.

Σχηματικά  $H(a, u) \sim e^{-u^2} + \frac{a}{\sqrt{\pi} u^2}$       $H(a, u) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-y^2}}{a^2 + (a-y)^2} dy$

Η μορφή του κεντρικού τμήματος της γραμμής εξαρτάται μόνο από τη μάζα του ιόντος και τη θερμοκρασία. Το ημίπλευρο είναι:  $\frac{\Delta \lambda'}{\lambda_0} = \frac{\Delta \nu}{\nu_0} = \sqrt{\ln 16} \frac{u_{th}}{c}$

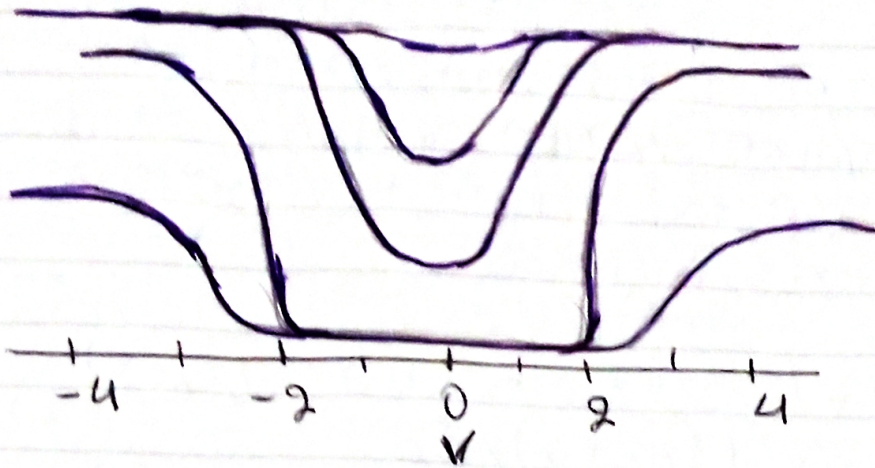
Για  $T = 6000K$ ,  $u_{th} = 9.9 \times 10^5 \text{ cm/sec} \Rightarrow$   
 $\frac{\Delta \lambda'}{\lambda_0} = 4.6 \times 10^{-5} \Rightarrow$  για  $\lambda_0 = 6563 \text{ \AA} \Rightarrow \Delta \lambda' \approx 0.3 \text{ \AA}$

για  $F_e = u_{th} = \frac{u_{th} h}{\sqrt{A}}$ ,  $A = 56 \Rightarrow \Delta \lambda = 0.04 \text{ \AA}$   
 $\hookrightarrow$  Ατομικός αριθμός σιδήρου.

### Διευρυμένα Από Σχηματοποιήσεις

Αν στη διάρκεια αλληλεπιδράσεις Η/Μ κύματος-ιόντος υπάρξει σύγκρουση με άλλο ιόν το αποτέλεσμα θα είναι η αλλαγή του είδους ή/και της φάσης του εκπέμποντος κύματος. Αυτό είναι ισοδύναμο με διεύρυνση γραμμής

Μεταβολή του προφίλ φασματικής γραμμής όταν αυξάνει η απορρόφηση



### ΔΙΕΥΡΥΝΣΗ ΖΕΛΜΑΝ

Διαχωρισμός ενεργειακών σταθμών κάτω από την επίδραση μαγνητικού πεδίου

$$\Delta\lambda = 4.67 \times 10^{-13} \text{ g} \lambda^2 B_G$$

↳ Lomde ( $\approx 0-3$ )

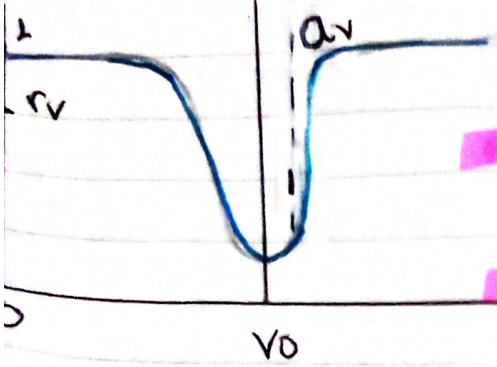
┆ : όταν το μαγνητικό πεδίο είναι μικρό, ο διαχωρισμός Zeeman είναι μικρός σε σχέση με το εύρος της γραμμής

┆┆┆ όταν όμως το μαγνητικό πεδίο μεγαλώνει, και παρατηρείται η ολική ένταση της ακτινοβολίας το αποτέλεσμα εμφανίζεται ως διέγνωση της γραμμής

### ΔΙΕΥΡΥΝΣΗ STARK

Όσα έχω στο Zeeman, έχω και στο Stark με την μόνη διαφορά ότι αντί για μαγνητικό πεδίο ( $\vec{B}$ ) έχω ηλεκτρικό πεδίο ( $\vec{E}$ ).

# ΦΑΣΜΑΤΙΚΗ ΓΡΑΜΜΗ



■ Προφίλ γραμμής:  $I_x = I_v(\lambda)$  η  $F_x = F_v(\lambda)$

■ Περιοχή του προφίλ κοντά στο ελάχιστο: κέντρο γραμμής

■ Περιοχή του προφίλ κοντά στο συνεχές: πτέρυγες

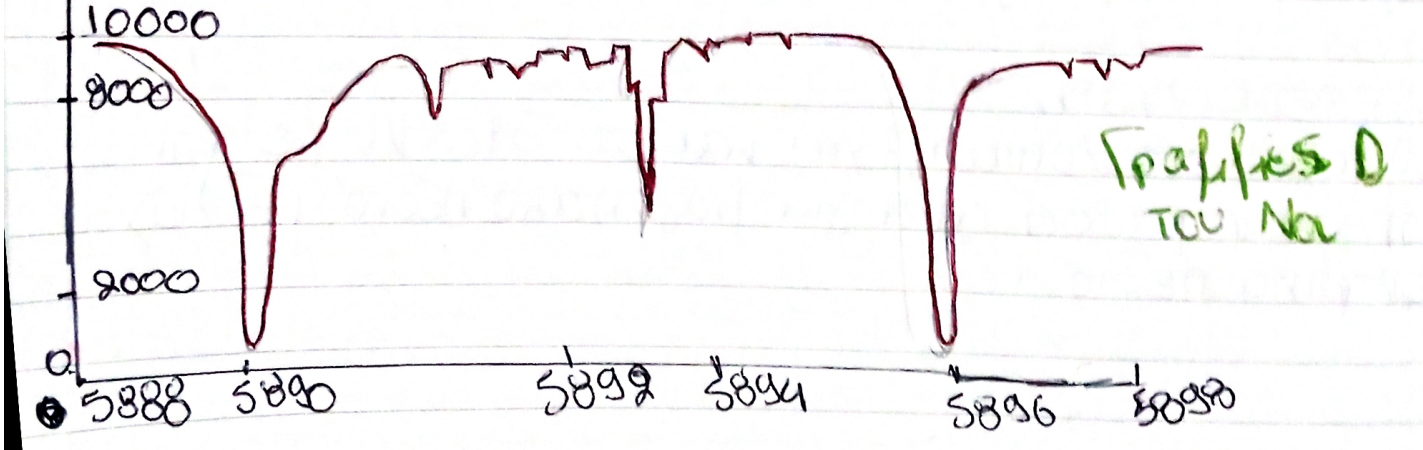
■ Έκταση γραμμής:  $r = I_v / I_c$  ( $I_c$  κοντινό συνεχές)

■ Βάθος γραμμής:  $\alpha_v = 1 - r_v = (I_c - I_v) / I_c$

■ Ισοδύναμο εύρος:  $\omega_v = \int_0^\infty \alpha_v n_v (= \text{εύρος γραμμής με βάθος μονάδα και τετραγωνικό προφίλ που αποκρίνεται τόσο ακριβώς όσο και η συγκεκριμένη γραμμή})$

με βάθος μονάδα και τετραγωνικό προφίλ που αποκρίνεται τόσο ακριβώς όσο και η συγκεκριμένη γραμμή)

## Προφίλ των γραμμών Na, Na I D του ηλιακού φάσματος



Η γραφή του Η είναι πιο φαρδιά επειδή έχει μικρότερη κλίμακα σε σχέση με τα μέταλλα. Λόγω της διεύθυνσης Doppler, έχουμε μια χημωστιακή μορφή η οποία είναι αντιστρόφως ανάλογη με τη κλίμακα του Η. Το Η είναι το ελαφρύτερο στοιχείο του σύμπαντος, άρα ο παρανομαστής είναι πολύ μικρός.

Όταν  $y_v \ll 1$  (αδύνατες γραφίες)  $\Rightarrow 1 + y_v \approx 1 \Rightarrow$  ο όρος

$$\frac{b\mu}{a+b\mu} \approx \frac{b\mu}{a+b\mu} \frac{y_v}{1+y_v} \text{ δεν εξαρτάται από το } v \Rightarrow$$

το βάθος της γραφής είναι ανάλογο της  $y_v: a_v \quad y_v$   
 Ανάδομη, το προφίλ της γραφής έχει την ίδια μορφή με το συντελεστή απορρόφησης.

Όταν  $y_v \gg 1$  (πυκνές ισχυρών γραφιών)  $\Rightarrow a_v \approx \frac{b\mu}{a+b\mu} =$

$$\frac{\mu}{\left(\frac{a}{b}\right) + \mu} \text{ (οριακή τιμή)}$$

Η οριακή αυτή τιμή είναι ίδια για όλες τις γραφίες και εξαρτάται από

i) θέση στο δίσκο ( $\mu$ )

ii) μορφή της συνάρτησης μήκους ( $a/b$ )

Για διαφορά  $y_v$  και  $\beta > 0$

Χαλνδρή απορρόφηση: πυκνός Doppler (gaussian) και το είδος της γραφής είναι ανάλογο του εύρους Doppler καθώς ανεβαίνει η απορρόφηση, αντιστρέφονται οι πτέρυγες Lorentz. Τότε δεν κλωτσοειδώς καθόλου με το προφίλ γραφής της απορρόφησης.

## ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΣΚΕΔΑΣΗΣ

- α) Οι γραφικές είναι πιο βαθιές από τις καθαρά θεωρητικές, επειδή περισσότερα φωτόνα σκευάζονται από τη γραφή στο συνεχές παρά από το συνεχές στη γραφή
- β) Η γραφή δεν εμφανίζεται στο τέλος

## ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑΤΑ ΦΑΣΜΑΤΙΚΩΝ ΓΡΑΜΜΩΝ

- Ακίδρες: Gaussian profile
- Ισχυρές: πτέρυγες Lorentz
- Γραφικές H: μεγαλύτερο εύρος επειδή η βάση του H είναι μικρή  $\rightarrow$  μεγαλύτερη  $\Delta\lambda$