

YILDIZLARARASI MADDE DERSİ ÖDEVİ

I – YILDIZLARARASI ORTAMIN FİZİKSEL TARİFİ

II – NÖTRAL HİDROJEN (HI) BÖLGELERİ

Kaynak: Physics of the Interstellar Medium, Richard W. POGGE

Hazırlayanlar

Sinan ALİŞ
Bora ÖZTOPRAK

Şubat 2006

I.2. YILDIZLARARASI MADDENİN FİZİKSEL TARİFİ

Yıldızlararası madde fiziksel olarak; yoğunluk, sıcaklık, basınç gibi termodinamik özelliklere ait terimler yardımıyla tanımlanır. Özel olarak, bu tanımda *termal fazlar* fikri önemli bir eleman olacaktır. Bununla beraber, yıldızlararası maddenin termal dengeden çok uzak bir yapı olduğunu vurgulamak gerekir. Ancak, diğer denge biçimlerinin hakim olmadığını söylemek doğru olmaz. Ortamda karşılaşılan dengenin dört temel biçimi vardır; *kinetik denge*, *eksitasyon dengesi*, *iyonizasyon dengesi* ve *basınç dengesi*.

KİNETİK DENGE

Yıldızlararası ortamdaki çarpışmaların büyük çoğunluğu elastik çarpışma olduğundan, parçacıklara ait hızlar hemen Maxwell dağılımlarına açılabilir.

$$f(\vec{v})d^3v = \left(\frac{\mu}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2kT}\right) dv_x dv_y dv_z$$

$$v^2 = (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)$$

$\mu \equiv$ parçacıkların indirgenmiş kütlesi

Bu ifade Spitzer'in *kinetik denge* olarak verdiği ifadedir. Burada, hız dağılımlarını karakterize eden sıcaklık, sistemin *kinetik sıcaklığıdır*. Örneğin, fotoiyonize olmuş nebulaanın içerisinde oluşan bir e^- / e^- çarpışması için gerekli zaman aralığını düşünelim. Bu zaman aralığı o kadar kısadır ki ($\sim 10^4$ sn) fotonların kopardığı elektronların enerji girişine ait spektrumları, termal olmaktan uzaklaşabilir ve çarpışmalar yoluyla hızlı bir şekilde *kinetik dengeye* ulaşabilirler. Böylece Maxwell hız dağılımlarına sahip olabilirler.

EKSİTASYON DENGESİ

Termal dengeye sahip bir gaz için, bir atom veya molekül içerisindeki göreceli enerji seviyelerinin popülasyonları n_i^* şeklinde ifade edersek, Boltzmann Eşitlikleri

$$\frac{n_j^*}{n_k^*} = \frac{g_j}{g_k} e^{-\Delta E_{jk}/kT}$$

şeklinde yazılır. Burada, $g_j = (2J + 1)$ dir ve seviyenin istatistik ağırlığını gösterir. T ise, gene sistemin kinetik sıcaklığıdır.

Temel haldeki popülasyonlar (n_0) ile ilişkili olacak şekilde, enerji seviyelerine ait popülasyonları parametrik olarak ifade etmenin bir başka yolu ise,

$$\frac{n_j^*}{n_0^*} = \frac{g_j}{g_0} e^{-\Delta E_j/kT}$$

dir. Alternatif olarak, popülasyon oranlarını bilmemiz gerekebilir. Bunun için ilk olarak tüm seviyeler üzerinden n^* toplamlarını bilmeliyiz. Bu da genellikle sisteme ait *kısmi fonksiyon* olarak bilinen $f(T)$ fonksiyonu yolu ile ifade edilir.

$$n^* \equiv \sum_{i=0}^{\infty} n_i^* = \frac{n_0^*}{g_0} \sum_{i=0}^{\infty} g_i e^{-E_i/kT} = \frac{n_0^*}{g_0} f(T)$$

Buna göre j inci seviyeye ait oransal popülasyon,

$$\frac{n_j^*}{n^*} = \frac{g_j}{f(T)} e^{-E_j/kT}$$

şeklinde yazılır. Tüm bu popülasyonlar LTE'ye (yerel termodinamik denge) göredir. Bununla beraber genel olarak yıldızlararası madde için termal dengeden söz etmek çok zordur. Bu nedenle gerçek seviye popülasyonu olan n_j bulunmalıdır. n_j gerçek seviye popülasyonunu ifade etmek için LTE popülasyonları (n_j^*) ışığında iki temel formülasyon vardır. Bunlar ayrılma katsayıları ve eksitasyon sıcaklıklarıdır.

Ayrılma Katsayıları : $b_j \equiv n_j / n_j^*$ olmak üzere,

$$\frac{n_j}{n_k} = \frac{b_j}{b_k} \frac{n_j^*}{n_k^*}$$

Bu ifade gerçek seviye popülasyonlarının Boltzmann denklemleri ile belirlenen LTE popülasyonlarından “ayrılmalarını” ölçer.

Eksitasyon Sıcaklığı : T_{exc}

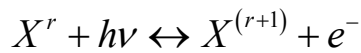
$$\frac{n_j}{n_k} = \frac{g_j}{g_k} e^{-\Delta E_{jk}/kT_{exc}}$$

Bu ifade, Boltzmann denklemi gibi görünse de burada kinetik sıcaklık (T) yerine *eksitasyon sıcaklığını* (T_{exc}) aldık ve genellikle $T_{exc} \neq T_{kinetik}$ olduğundan yukarıdaki ifade Boltzmann denkleminde ayrılmış oluyor. Öte yandan kinetik sıcaklık ve eksitasyon sıcaklığı ancak çok yüksek yoğunluklarda yani eksitasyon sıcaklığının gaza ait kinetik sıcaklığa erişebileceği ortamlarda eşit olabilir. (Örneğin, “yüksek yoğunluk limiti”ndeki LTE'ye sürüklenmiş gaz için). Genellikle sorulan ilk soru bu eksitasyon sıcaklığı (T_{exc})'nin ne olduğudur? Buna verilecek en kısa cevap olarak *hiçbirşeyin fiziksel sıcaklığı*, diyebiliriz. Bunun yerine rölatif LTE seviyesinde bulunmayan popülasyonu anlaşılmasız sayı çiftleri yerine tek bir sayı biçiminde parametrize etmek için en uygun yol olarak tanımlayabiliriz. (ayrılma katsayılarına dayanarak)

Çalışmalarımızı ayrılma katsayıları yerine eksitasyon sıcaklıklarına dayandıracak olsak da bu iki farklı formalizm, tamamıyla yer değiştirebilir. Ayrılma katsayıları formalizmi detaylı radyatif transfer problemlerinde daha kullanışlıdır. Eksitasyon sıcaklığı formalizmi ise burada karşılaşacağımız pek çok problem için en uygun olanıdır. Ancak sisteme ait eksitasyon sıcaklığı (rölatif LTE seviyesinde bulunmayan populasyonları parametrize etmenin yolu) ile fiziksel (kinetik) sıcaklığın karıştırılmaması çok önemlidir.

İYONİZASYON DENGESİ

Yıldız atmosferlerinde çarpışmalara bağlı iyonizasyon görülmekte iken, yıldızlararası madde içerisindeki iyonizasyondan sorumlu olan öncelikli mekanizma radyasyon alanlarıdır. Bu fotonlar genel yıldızlararası radyasyon alanlarından veya sıcak bir yıldız gibi yakın bir radyasyon kaynağından geliyor olabilir.



İyonizasyon dengesi fotoiyonizasyon oranı ile rekombinasyon oranı arasındaki dengedir ve

$$N(X^r)N(\text{fotonlar})\sigma_{\text{iyonize}}c = N(X^{r+1})N_e\sigma_{\text{rekombinasyon}}\|v_x - v_e\|$$

ile verilir. $\| \|$ parantezleri içerisindeki nicelikler rölatif hızları temsil etmektedirler. Bu ifadeyi Saha denklemlerine benzeterek yeniden biçimlendirelim;

$$\frac{n(X^{(r+1)})n_e}{n(X^r)} = \frac{n_{\text{fotonlar}} \langle \sigma_{\text{iyonize}} \rangle c}{\langle \sigma_{\text{rekombinasyon}} v \rangle}$$

İfadenin payındaki $\langle \rangle$ ortalamaları foton enerjileri üzerinden alınmış olup paydada yer alan hızlar elektron hızlarına ait Maxwell dağılımlarını göstermektedir. Rekombinasyona geçiş bölgelerini temsil eden $\sigma_{\text{rekombinasyon}} \cdot v^{-2}$ ile orantılı olduğundan (daha yavaş rölatif hızlarda birleşmenin daha kolay olduğunu görmek kolaydır) yukarıdaki denklemi

$$\frac{n(X^{(r+1)})n_e}{n(X^r)} = \frac{1}{n_e} \left(\frac{\Gamma}{\alpha(T)} \right)$$

biçiminde yeni parametrelerle yazmak mümkündür Burada;

$\alpha(T)$: rekombinasyon oranı

Γ : radyasyon alan terimi

olarak verilir. Eğer elektron yoğunluğu düşükse rekombinasyonlar da nadir olur. Böylece çoğunlukla parçacıklar iyonize olmuş halde kalırlar. Peki bu elektronlar nereden gelmektedirler?

III Bölgeleri : Elektronların en baskın kaynağı, Helyum fotoiyonizasyonundan gelen elektronların nispeten daha küçük katkıları ile birlikte, 13,6 eV enerjilerin üzerinde enerjiye sahip fotonlar tarafından iyonize edilmiş Hidrojendir. Çünkü evrendeki en bol elementler H ve He'dir. Metallerin (O, N gibi) elektron popülasyonuna katkısı çok düşüktür.

HI Bölgeleri : Yıldızlara ait radyasyon alanları 13,6 eV enerjilerin üzerinde nötral hidrojenin iyonizasyon sınırı yolu ile o kadar ani kesintiye uğrar ki yalnızca iyonizasyon potansiyelleri <13,6 olan parçacıklar fotoiyonizasyona uğrar ve elektron popülasyonuna katkıda bulunurlar. Yaygın yıldızlar arası ortamın nötral gaz bölgelerindeki en temel elektron kaynağı fotonlar yolu ile toz zerreciklerinin yüzeyinden fırlayan elektronlardır (fotoejeksiyon). Nötral karbon C⁰ ve onu izleyen Si, Fe ve S, H_I bölgelerine elektron veren en önemli gaz fazlarıdır. Yıldızlar arası ortamın sıcak bileşenlerinden (10⁵⁻⁶K) gelen kozmik ışınlar ve yaygın x – ışınları da hidrojeni iyonize edebilir. Kısmen yoğun bulutların, UV fotonlarının kolayca nüfuz edemediği derin bölgelerinde de serbest elektronlara ait bir ek kaynak mevcuttur.

Yıldızlar arası ortamdaki tozun gaza oranı 1:100 olmasına rağmen, toz zerreciklerinin elektron katkısı gazın katkısının iki katıdır. Bu bir büyüklük hesabı ile gösterilebilir. Tozun olmadığı bir H_I bölgesinde en düşük oransal iyonizasyon limiti x , C ve H'nin rölatif bollukları ile verilir;

$$x \equiv \frac{n_e}{n} \geq \frac{n_C}{n_H} \approx 4 \times 10^{-4}$$

Gözlemsel olarak yıldızlar arası serbest elektron yoğunluğuna ait doğrudan tahminler radyo dalgaboyundaki pulsar sinyallerinin zamanlamasından elde edilir. Yıldızlar arası ortamdaki serbest elektronlar, artan frekanslarda azalma gösteren refraksiyon indeksi ile yayın yapan bir ortam gibi davranırlar. Böylece yüksek frekanslarda düşük frekanslardan çok daha hızlı bir yayılma meydana gelerek, pulsardan gelen pulsasyon yüksek frekanslarda daha hızlı ulaşmış olur. Birbirinden geniş bir aralıkla ayrılmış frekanslarda pulsasyondan gelen sinyallerin geliş zamanının dispersiyonu (yayılma), pulsara doğru olan görüş doğrultusu boyunca integre edilmiş (toplam) ortalama elektron yoğunluğudur.

Genel olarak pulsar dispersiyonlarının ölçümlerinden türetilmiş ortalama yıldızlar arası elektron yoğunluğu $\langle n_e \rangle \approx 0,03 \text{cm}^{-3}$ olarak verilir. Bu değer iyonizasyon kesrini $x \approx 0,01 - 0,04$ olarak veren 1cm^{-3} içerisindeki tipik yıldızlar arası hidrojen yoğunluğu değeri içindir. Bu, C/H bolluğuna ait orandan belirlenen limitin iki katı kadardır. Buradan sürekli tekrarlayacağımız bir durumun önemini görmüş oluyoruz; toz zerrecikleri yıldızlar arası ortamın hemen hemen her fazında çok önemli rol oynarlar.

BASINÇ DENGESİ

Yıldızlar arası ortama ait en basit bulut biçimi, erken zamanlara ait absorpsiyon çizgisi çalışmaları tarafından önerilmiş ve soğuk yoğun yıldızlar arası bulutların ılık, daha düşük yoğunluklu iyonize olmuş bulutlar arası ortamın içine gömülü olduğu düşünülmüştür. Bu şekilde birbirine bağlı iki bileşenin varlığı, bu iki bileşen arasındaki basınç dengesine bakılarak anlaşılabilir. Eğer yalnızca termal basınç önemli ise,

$$n_H T_{\text{soğuk}} \approx (n_e + n_p) T_{\text{sıcak}}$$

1950'lerde Lyman Spitzer böyle bir termal basıncın soğuk ve sıcak gazbasınçlarıyla yaklaşık dengede olan üçüncü bir çok sıcak ($T \approx 10^6 \text{ K}$) ancak güneş koronası ile karşılaştırıldığında çok düşük yoğunluklu galaktik "korona"nın varlığına izin verebileceğini düşünmüştür. Bununla beraber yalnızca termal basıncın önemli olduğu hali düşündük. Ancak aşağıda verilen diğer basınç kaynakları da dengeye katkıda bulunabilir;

Manyetik Basınç; $B^2 / 8\pi$

Kozmik Işın Basıncı; (birkaç MeV enerjili fotonlardan gelir)

Kinetik Basınç; hareket eden gaz akıntılarının, yıldız rüzgarlarının, ya da süpernova patlamalarına ait dalgalarının yarattığı çarpışma basıncı

Yıldızlar arası ortamda, soğuk bulutların tipik yoğunluk ve sıcaklıkları sırasıyla, $n_H \geq 10 \text{ cm}^{-3}$ ve $T \leq 300 \text{ K}$ olarak verilebilir. Öte yandan sıcak iyonize bulutlar arası ortama ait değerler ise $n_H \leq 0,3 \text{ cm}^{-3}$ ve $T \geq 10^4 \text{ K}$ şeklindedir. Her iki bileşene ait termal basınç $P/k = nT \approx 3000 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ dir. Kıyaslama olarak, tipik yıldızlar arası manyetik alanlar $2 - 8 \mu \text{ Gauss}$ aralığında bir şiddete sahiptirler. Bu da aynı birimler içerisinde kalarak tipik manyetik alan basıncının değerini

$$(P/k)_B \approx \frac{B_0^2}{8\pi k} \approx 7200 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$$

olarak verir. Eğer rölatif olarak manyetik alanlar soğuk yıldızlar arası bulutların ölçeği içerisinde gösterilirse (birkaç parsek) manyetik basınçlar, bulutlar ve onları çevreleyen bulutlararası ortam arasındaki toplam basınç dengesinin tesbti içerisinde, termal basınçtan daha önemli olabilir.

I.3. YILDIZLARARASI MADDENİN BÜYÜK ÖLÇEKLİ MODELLERİ

Yıldızlararası ortamdaki gazın ısınma, iyonizasyon vb. gibi yerel koşullara bağlı olarak, çeşitli sayıda “ısısal fazlar” halinde bulunduğu söylenebilir.

Field, Goldsmith ve Habing’in klasik makalesi (ApJ, 155, L49, 1969) “iki fazlı” yıldızlararası ortamı tanımlamaktadır. Bu çalışmada sözü edilen bu iki faz; ılık ve soğuktur. Daha sonraki çalışma McKee ve Ostriker (ApJ, 218, 148, 1977) tarafından yapılmış ve süpernovaların rolünün hesaba katıldığı sıcak ve düşük yoğunluklu bir üçüncü faz tanımlanmıştır.

İki model de; yıldızlararası ortamın global modellerinin ardındaki temel fiziği aydınlattıklarından ilginçtir. Son gözlemler, özellikle yerel yıldızlararası ortamın EUVE gözlemleri teorisyenleri başlangıç konumlarına geri döndürmüştür. Çok sayıda gözlemsel ve kuramsal bilgiler bulunmakla beraber, bütün bunları uyumlu ve kendiliğinden tutarlı bir global model için biraraya getirmek henüz gerçekleşmemiştir.

Isısal Kararlılık ve Denge - Field, Goldsmith ve Habing’in (1969) İki Fazlı Modeli

n_H yoğunluğunda bir HI gazı düşünelim: $n_H^2 \Lambda(T)$, birim hacimdeki soğuma hızı ve $n_H G$ de birim hacimdeki ısınma hızı olsun. Isınma esas olarak, H’nin kozmik ışınlarla iyonizasyonundan meydana gelecektir. Soğuma da, C^+ gibi metal iyonların çarpışmayla uyarılmaları ve bunu takip eden radyatif de-eksitasyon ve emisyon çizgilerinin emisyonu (esas olarak temel seviyeden meydana gelen yasak çizgiler) ile olmaktadır. Farklı termal fazlardaki gazlar ısısal temas halindedirler ve dolayısıyla ısısal basınç dengesi altındadırlar (manyetik alan gibi ısısal olmayan basınç kaynakları ihmal edilerek).

Isıtma ve soğuma arasındaki ısısal denge “Genelleştirilmiş Kayıp Fonksiyonu” L ile ifade edilmektedir.

$$L(n, T) = n^2 \Lambda(T) - nG$$

burada, $L > 0 \Rightarrow$ Net soğuma

$L > 0 \Rightarrow$ Net ısınma

$L = 0 \Rightarrow$ Denge

olmaktadır. Çeşitli soğutma ve ısıtma mekanizmaları şu şekilde çalışmaktadır:

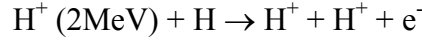
Isıtma

Toz zerreciklerinden fırlatılan fotoelektronlar

UV ve daha yüksek enerjili fotonlar toz zerreciklerinin yüzeyinden elektron koparabilir ve ortama ısısal elektronlar karışabilir. Daha sonraki çalışmalarda, yıldızlararası ortamın ısınması için baskın kaynağın kozmik ışınlar olduğu önerildi. Büyük zerrelerden kopan fotoelektronlar yıldızlararası ortamın ısıtılmasında çok etkin değillerdir. Dolayısıyla küçük zerreler ve PAH’lar esas olarak etkindirler. Çekirdek başına, fotoelektrik ısıtma için

yapılan son hesaplamalarda $G / n_H \approx 6 \times 10^{-26}$ erg/s olarak verilmektedir. Bu ısıtma oranı kozmik ışınlarla erişilecek bir değerden daha ziyade zerreciklerle fotoelektrik ısıtmaya benzemektedir. Bu da yıldızlararası ortamın baskın ısıtma mekanizması olduğu anlamına gelmektedir.

Kozmik ışınlar (2 MeV'lik fotonlar)



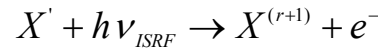
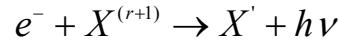
buradaki e^- 'nun ortalama enerjisi 50 eV'dur. Kozmik ışınlardan kaynaklanan ısıtma oranı:

$$n_H G = n_H (1 - \chi_e) \zeta_{CR} \langle \epsilon_H \rangle$$

burada ζ_{CR} kozmik ışınlarla ısıtma oranıdır ve $\zeta_{CR} \approx 10^{-17} \text{ s}^{-1}$ 'dir. $\langle \epsilon_H \rangle \approx 50 \text{ eV}$ 'dir. Bunun yanında ısıtma oranını sadece $n_H \zeta_{CR}$ olarak da alabiliriz. Kozmik ışınlardan kaynaklanan çekirdek başına tahmin edilen ısıtma oranı (G / n_H) $\sim 8 \times 10^{-28}$ erg/s. Önceleri bu oran için $\zeta_{CR} \approx 10^{-15} \text{ s}^{-1}$ değerleri önerilirken şimdilerde bu değer oldukça düşmüştür.

Fotoelektronlarla Isınma

(Yıldızlararası Radyasyon Alanı – ISRF'den fotoiyonize olan atomlar ile)



Burada ilk satırda meydana gelen rekombinasyonu ISRF'den kaynaklı fotoiyonizasyon takip etmektedir. Elektronla verilen ortalama enerji, ISRF fotonunun enerjisi ile elementlerin iyonizasyon potansiyelleri arasındaki farktır. ISRF'nin esas olarak $C^0 \rightarrow C^+$ yaptığı bir HI bölgesi için bu ortalama enerji $\sim 2 \text{ eV}$ 'dur. Isıtma oranı n^2 'ye bağlı olduğundan;

$$n_H G(T) = \frac{6,4 \times 10^{-27}}{T^{1/2}} n_H^2 \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$$

Tipik yıldızlararası sıcaklıklar için çekirdek başına ısıtma oranı (G / n_H) birkaç 10^{-28} erg/s mertebelerindedir. ISRF'den gelen fotonların yanında EUV ve yumuşak x-ışın fotonlarının da katkısı olmaktadır. Eğer fotonların enerjisi $h\nu \geq 24,6 \text{ eV}$ 'dan büyük olursa He iyanizasyonuna da katkıda bulunmaktadırlar.

Soğutma

Çarpışmalarla Eksite Olan Çizgi Emisyonu

Soğuk bölgelerde, C^+ iyonlarının ısısal elektronlarla çarpışarak eksite olması baskındır. Bu da, kızılöte ince yapı çizgilerinin oluşumu ile devam eder. Sıcaklık arttıkça, diğer elementler de çarpışmayla eksitasyona ve soğumaya katkıda bulunurlar.

C^+ 'nın temel seviyesi $2P_{1/2} - 2P_{3/2}$ ince yapı geçişine sahiptir ve eksitasyon enerjisi (sıcaklık biriminde) $\Delta E / k = 92 \text{ K}$ 'dir. Bu da uzak kırmızıöte bölgede $\lambda = 157,7 \mu\text{m}$ olan bir

fotona karşılık gelir. Uyarılmış seviye, elektronlarla çarpışmalarla veya (eğer iyonizasyon kesri, x , düşükse) HI ile veya H_2 molekülüyle çarpışmalarla doludur.

Kinetik sıcaklığın 100 K civarında olduğu HI bölgelerinde, soğumanın birincil formu için uzak kırmızıötesi ince yapı çizgilerinin eksitasyonu beklenmektedir. Çünkü ortamdaki elektronların ısısal enerjileri bu geçişlere karşılık gelmektedir. H ve He'un ilk uyarılmış seviyeleri $>10-20$ eV olduğundan, görelî olarak bol olan metal iyonları (C^+ , Si^+) ve nötrâl metaller (O^0) bu sıcaklıktaki soğumanın önemli bir kısmını oluşturmaktadırlar. ISO ve Kuiper ile HI bölgelerinden gözlenen çizgiler şunlardır:

Element	Geçiş	Dalgaboyu (μm)	$\Delta E / k$
C^+	$2P_{1/2} - 2P_{3/2}$	158	92 K
Si^+	$2P_{1/2} - 2P_{3/2}$	35	412 K
O^0	$3P_2 - 3P_1$	147	228 K
	$3P_2 - 3P_0$	63	335 K

Sıcaklık 8000 K'nin üzerine çıktığında, çarpışmalar H'ni ilk eksite seviyeye çıkarmaya başlar ve Lyman- α soğuması etkin olur.

H'nin çarpışmalarla eksitasyonu ve iyonizasyonu

$T \geq 15000$ K olduğunda çarpışmayla iyonizasyon olayını, rekombinasyon ve elektronun temel seviyeye inmesiyle de çizgi emisyonu takip eder. Nötrâl H de ayrıca çarpışmalarla bağlı seviyelere eksite olabilir ve sonra de-eksitasyon ile çizgi emisyonu yapabilir. Düşük yoğunluklu bölgelerde gaz bu emisyonu optikçe geçirgendir ve böylece bir soğutma mekanizması gibi çalışır.

Diğer soğutma mekanizmaları

- H'nin rekombinasyonu ile soğuma
- $T > 10^6$ K için ısısal brehmsstrahlung ($T^{1/2}$ ile soğuma)
- Düşük sıcaklıklı moleküler bölgelerde moleküler soğuma
- Toz zerreciklerinin bir atom, molekül veya elektron ile çarpışmasından dolayı ısısal veya ısısal olmayan emisyon.

Bütün bu maddeler çarpışmalarla ilişkili olduğundan, bunların soğutma miktarları n^2 ile orantılıdır.

Isısal Kararlılık

ρ_0 yoğunluk ve T_0 sıcaklık olmak üzere, nT sabit basınçlı (ısısal) ve dengede bir gaz düşünelim. Optikçe ince ısıtma ve soğutma mekanizmalarının da çalıştığını varsayalım. Genelleştirilmiş kayıp fonksiyonu biriminden,

$$L(\rho_0, T_0) = 0 \text{ olduğunda denge sağlanır.}$$

Eğer, bazı termodinamik değişenler (basınç gibi) sabit tutularak, gazın yoğunluğu veya sıcaklığı tedirgin edilirse;

$$\left(\frac{\partial L}{\partial S}\right)_X < 0 \text{ durumunda denge kararsız olur.}$$

Burada X sabit değişkeni simgeliyor. S ise gazın entropisi. İdeal gazdaki izobarik tedirginlikler (sabit basınçlı) için, ısıl kararsızlık koşulu şu hale gelir:

$$\left(\frac{\partial L}{\partial T}\right)_P = \left(\frac{\partial L}{\partial T}\right)_P - \frac{\rho_0}{T_0} \left(\frac{\partial L}{\partial \rho}\right)_T < 0$$

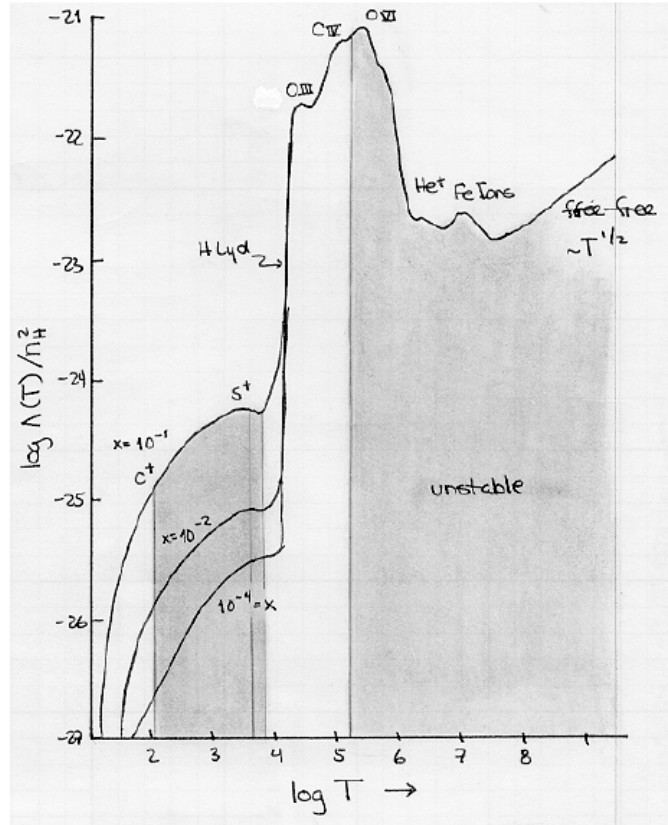
Eğer ısıtma kozmik ışınlarca, soğutma da çarpışmalarca baskınsa, kayıp fonksiyonu;

$$L = n^2 \Lambda(T) - n_H \xi_{CR} = 0 \text{ haline gelir.}$$

Kozmik ışınlarla ısıtma hızı, ξ_{CR} , sabit olduğundan izobarik kararsızlık kriteri şu hale gelir:

$$\left(\frac{d \ln \Lambda}{d \ln T}\right)_P < 1$$

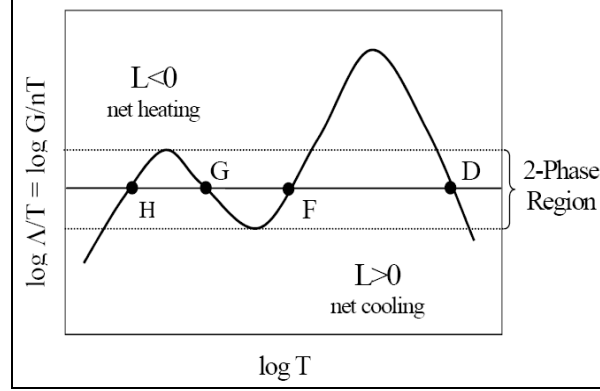
Yıldızlararası soğuma eğrisinin bir örneği Şekil I - 13'te gösterilmiştir: (Dalgarno ve McCray, 1972, ARA&A, 10, 375)



Şekil I – 13. Dalgarno ve McCray'den alınan yıldızlararası soğuma eğrisi.

Şekildeki gölgeli alanlar yukarıdaki kriter göre kararsızdırlar. C^+ 'nın çarpışmayla soğuma oranı (gazın iyonizasyon kesrine) diyagramda x ile gösterilmiştir. Beklendiği gibi eğer gaz içerisinde C^+ ile çarpışacak ve metal çizgileriyle soğumayı başlatacak birkaç serbest elektron varsa, soğuma oranı yoğunluğun karesi ile azalır.

Sabit basınçta ($nT = \text{sabit}$) ve sabit ısıtmada ($G(T) \approx \xi_{CR} = \text{sabit}$) denge şartı $L(n, T) = 0$ 'ı, $\log(\Lambda(T)/T) - \log(T)$ diyagramında çizebiliriz.



Şekil I – 14. Şematik Genelleştirilmiş Kayıp Fonksiyonu. Eğri $L = 0$ olan denge halini göstermektedir. İki fazlı bölgenin ortasındaki yatay çizgi sabit basıncı (nT) göstermektedir.

Sabit bir G / nT için çizilen doğru, $L = 0$ eğrisini 4 noktada keser. Bu noktalar Şekil I – 14'te H, G, F ve D ile gösterilmiştir.

H ve F noktalarında;

$\left(\frac{\partial L}{\partial T}\right)_p > 0$ olmaktadır. Bu da $T = 100$ K'deki (soğuk) ve $T = 8000$ K'deki (ılık) kararlı evreleri temsil etmektedir.

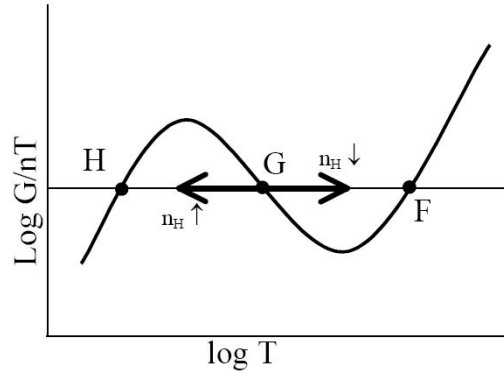
G ve D noktalarında ise;

$\left(\frac{\partial L}{\partial T}\right)_p < 0$ olmaktadır ve bu noktalar kararsız evreleri göstermektedir.

G noktasında ve yakınlarında (H ve F noktaları) ne olduğuna daha detaylı bakıp, neden kararsız olduğunu inceleyelim. Bu Şekil I – 15'te gösterilmiştir.

Sabit basınç sağlamak için (nT) n ile T birbirlerinin tersi olarak değişirler. G noktası etrafındaki dengenin tedirginlikleri için;

- 1) Eğer n artarsa $\Rightarrow T$ azalmalı (bulut çöker). Yüksek yoğunluğa ve düşük sıcaklığa doğru olan izobarik tedirginlikler, G noktasında bulutu net soğuma bölgesine sokarlar ($L > 0$). Bu da T 'nin daha fazla azalmasına (sabit basınç altında yoğunluğun (n) artması anlamına gelir) yolaçar ve bu da bulutu hızlı bir soğumanın neden olduğu hızlı bir çöküşe sürükler.



Şekil I – 15. G noktası etrafındaki bölge. Denge noktasının etrafında yoğunluktaki pertürbasyonlar görülmektedir.

- 2) Eğer n azalır $\Rightarrow T$ artmalı (bulut genişler). Düşük yoğunluğa ve yüksek sıcaklığa doğru olan izobarik tedirginlikler, G noktasında bulutu net ısınma bölgesine sokarlar ($L < 0$). Bu da T 'nin daha fazla artmasına (sabit basınç altında yoğunluğun (n) azalması anlamına gelir) yolaçar ve bu da bulutu hızlı bir ısınmanın neden olduğu hızlı bir genişlemeye sürükler.

Tersine, H ve F kararlı noktalarında, yoğunluktaki izobarik tedirginlikler net ısıtmaya yolaçarlar ve bu da sıcaklıkta dengeleyici bir karşılık yaratır. Örneğin; soğumanın neden olduğu sıkışma bulutu net ısıtma bölgesine sürükler, bu da orjinal sıcaklığa geri götürür.

Orjinal FGH modelindeki, bu evrelerin herbirinin parametreleri şöyledir:

Evre	n_H (cm^{-3})	T (K)	$x = n_e / n_H$	Tanım
F	$\leq 0,1$	≥ 8000	0,1	Ilık bulutlararası ortam
G	0,2	8000	-	Kararsız
H	≥ 10	≤ 300	0,001	Soğuk nötral bulutlar

Genel olarak, 1969'daki gözlemsel veriler gözönüne alındığında uyum gayet güzeldir. Bununla beraber güncel gözlemsel çalışmalar manyetik alanlardan gelen ısısal olmayan basınçların, türbülansın vb. etkilerin ısısal basınç üzerinde baskın olduğunu ve gerçek yıldızlararası maddede bir basınç dengesi varsayımının pek doğru olmadığını göstermiştir. Geçerli olan temel fiziği yansımasına rağmen, FGH modeli tüm hikâye değildir.

SICAK (ÜÇÜNCÜ) FAZ

Üçüncü fazın tarihi çok değişkendir. Örneğin McCray ve Buff (1972, ApJ, 175, L65) kozmik ışınlarla ısıtılan bir sıcak faz önermişlerdir. Bunun yerine Cox ve Smith (1974, ApJ, 189, L105) süpernova kalıntılarının bu sıcak fazı ürettiğini önerdi. Yerel yıldızlararası maddenin haritaları sayısız “ilmekler” ve “topaklar” olduğunu göstermektedir. Güneş böyle bir yerel topak içinde bulunmaktadır. Bu fazın karakteristiği olan sıcak (10^6 K) ve düşük yoğunluklu ($0,005 \text{ cm}^{-3}$) bir bölgede bulunmaktadır.

Yukarıda verilene benzer bir ısısal kararlılık tanımına göre, bu sıcak fazın kararlı olamayacağı açıktır. Bununla beraber, ortam düşük yoğunluklu olduğundan; soğuma zamanı olan 10^6 yıl süpernovalar arasındaki ortalama zamandan (50 yılda 1 tane) çok daha uzundur. Dolayısıyla yeni patlamalar, yıldızlararası ortamın yeteri kadar soğumasına izin vermeyecek şekilde ısıtırlar.

Cox ve Smith yıldızlararası ortamı doldurmak için kaç tane sıcak, düşük yoğunluklu süpernova topağının olması gerektiğini sormuşlardır. Cox ve Smith dolu tanımını, gözeneklilik faktörü denilen bir q terimi ile vermişlerdir. Eğer $q > 1$ ise, süpernova kalıntı toprakları üst üste gelecek ve birleşerek yaygın, sıcak ve düşük yoğunluklu yıldızlararası ortam bileşenini oluşturacaklardır.

Cox ve Smith q parametresini; $q > 0,1S_{-13}$ olarak belirlemişlerdir.

burada S_{-13} ; 10^{-13} SN pc⁻³ yr⁻¹ (esas olarak süpernova oranı / hacim) biriminde süpernovaların olma oranıdır. 1974 yılında bu birimlerde S_{-13} 'ün 1 olduğu düşünülüyordu, dolayısıyla gözeneklilik faktörü $q \cong 0,1$ idi.

McKee ve Ostriker (1977, ApJ, 218, 148) Cox ve Smith'in (1974) hesaplarını gözden geçirmişler ve gözeneklilik faktörünü geliştirmişlerdir:

$$q = 0,5S_{-13}E_{51}^{1,28}n_0^{-0,14}p_{04}^{-1,3}$$

burada; S_{-13} = süpernova oranı / hacim (10^{-13} SN pc⁻³ yr⁻¹ biriminde)
 E_{51} = süpernovada açığa çıkan enerji (10^{51} erg)
 n_0 = ortamdaki yıldızlararası madde yoğunluğu (cm⁻³)
 $p_{04} = (p_0 / k) \times 10^{-4}$ cm⁻³ K
 $p_0 = (n_e + n_0) kT_0$ yıldızlararası ortamın basıncı (10^4 cm⁻³ K)

McKee ve Ostriker'in varsayımları: $S_{-13} = 1$, $E_{51} = 1$, $n_0 \leq 0,3$ cm⁻³, $T_0 = 10^4$ K ve $P_{04} \approx n_0$ olacak şekilde sadece ısısal bir basınç. Bunun anlamı süpernova kalıntı toprakları üst üste gelmesi ve bu topraklar arasındaki etkileşmelerin yıldızlararası maddenin fiziki için önemli olmasıdır.

Bir sonraki McKee ve Ostriker (MO) senaryosu yıldızlararası madde için 3 fazlı bir yapı öngörmektedir:

Üçüncü faz: sıcak (10^6 K), düşük yoğunluklu ($\sim 0,002$ cm⁻³) süpernova kalıntı topraklarının yıldızlararası ortamın çoğunu doldurduğu bulutlararası bir ortam (doluluk faktörü $f = 0,7 - 0,8$).

İkinci faz: 8000 K sıcaklığında ve $0,1 - 1$ cm⁻³ yoğunluğunda iyonize ve nötral bileşenlerden oluşan "ılık ortam". İyonizasyon kesri $x < 0,15$ (nötral) ve $x \geq 0,68$ (iyonize) arasında değişmektedir.

Birinci faz: $T = 80$ K sıcaklığında soğuk ve yoğun ($n \geq 40$ cm⁻³) H I bulutlarından oluşan "soğuk nötral ortam". İyonizasyon kesri $x \leq 0,001$. Bu faz yıldızlararası ortamın küçük bir hacmini doldurmakta ($f \sim 0,05$) ancak kütlelerin çoğunu içinde barındırmaktadır.

McKee ve Ostriker'in 3 fazlı modelinin temel varsayımları şunlardır:

- 1) Süpernovalar bütün yıldızlararası ortamı ısıtmakta ve bozmaktadırlar. (gözeneklilik, $q > 1$)
- 2) Farklı fazlar arasında yerel ısısal basınç dengesinin varlığı.
- 3) Sıcak ve soğuk fazlar arasında madde alışverişinin olması.
 - Süpernova kalıntılarının şok dalgaları soğuk bulutları sürüklemekte ve onları sıcak toplara katmaktadırlar.
 - Eski süpernova kalıntıları soğumakta ve kabukları yeniden yoğunlaşarak soğuk bulutları oluşturmaktadırlar.

FGH'nin 2 fazlı modeli ile MO modeli arasındaki en önemli fark süpernova kalıntılarının neden olduğu çarpışmayla ısıtma sürecidir. FGH, ISRF'nin (Interstellar Radiation Field – Yıldızlararası Radyasyon Alanı) yaptığı iyonizasyonun, soğuk ve ılık fazlar arasındaki iyonizasyon dengesini sağlayan esas faktör olduğunu varsaymıştı.

Problem, sunulan bu senaryonun ne tam ne de doğru olmasıdır.

Varsayım 1: Süpernova kalıntıları yıldızlararası ortamın fiziğini bölmekte ve baskın olmaktadır.

Slavin ve Cox (1993, ApJ, 417, 187) süpernova kalıntı modelleri ve gözeneklilik hesaplarını yeniden yapmış ve

$$q = 0,176 S_{-13} E_{51}^{1,17} n_0^{-0,61} p_{04}^{-1,06}$$

bulmuşlardır.

En son hesaplamalar kullanılarak yerel süpernova oranları ve patlama enerjileri şu değerlerde bulunmuştur: $S_{-13} \approx 0,4$ ve $E_{51} \approx 0,75$ (0,5 – 1 arasında, ortada).

Kollardaki nötral ve iyonize ortamlar için daha iyi bir yoğunluk hesaplaması (Kulkarni ve Heiles) $n_0 \approx 0,1 - 0,2 \text{ cm}^{-3}$ vermektedirler. Manyetik alan basıncının katkısının eklenmesi ile;

$$\tilde{p}_{04} = 10^{-4} \left[\frac{B_0^2}{8\pi k} + (n_e + n_p)_0 T_0 \right] \text{cm}^{-3} \text{K}$$

$T_0 = 10^4 \text{ K}$ ve $B_0 = 5\mu\text{G}$ için $\approx 9000 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ 'dir.

Gözeneklilik faktörü $q \approx 0,18$ veya doluluk faktörü %18 olmakta ve bu da McKee ve Ostriker'in hesapladığı $q > 3$ değerinden oldukça farklıdır.

Sonuç olarak; süpernova kalıntıları ilgilenilmesi gerektiği kadar önemlidir ancak belki baskın değildir.

Varsayım 2: Fazlar arasında yerel ısısal basınç dengesi

Yerel yıldızlararası ortamın EUVE gözlemleri yerel ılık ortamın yakınlarındaki sıcak bileşeni ölçmemize izin veren bir "gölge bölgesi" bulmuşlardır (Bowyer et al. 1995, Nature, 375, 212). Böylece ılık ve sıcak bileşenlerin özellikleri elde edilmiştir:

Ilık bileşen: $(P/k)_{\text{ılık}} = 730 \pm 30 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$

Sıcak ($7 \times 10^5 \text{ K}$) bileşen = $(P/k)_{\text{sıcak}} = 19000 \text{ cm}^{-3} \text{ K}$

Bu durum birbirleriyle temas halinde olan iki bölgenin ısısal basınçları arasında 26 katlık bir fark olduğunu belirtmektedir. Bu da, basınç dengesinin ısısal basınç ile baskın olmadığını diğer basınçların (manyetik alanlar, kozmik ışınlar) önemli olması gerektiğini ortaya koymuştur.

Varsayım 3: Sıcak ve soğuk fazlar arasında önemli ölçüde kütle transferi

Orta şiddetli manyetik alanlar bile soğuk bulutların şok dalgalarıyla ısıtılmasını engelleyebilirler. Soğuk bulutlar üzerinden geçen süpernova kalıntıları arasında kütle transferi olduğu yolunda kendi galaksimizde ve diğerlerinde çok az gözlemsel kanıtımız vardır. Buna ilişkin örnekler vardır ancak oldukça nadir.

Sonuç olarak, birçok gözlemsel ve kavramsal parçalar olmasına rağmen ortada kesin kabul edilebilir bir ISM modeli yoktur. Açıktır ki; ısısal basınç dengesi iyi bir araç değildir ve diğer basınç kaynaklarını da dikkate almalıyız. Bunun yanında benzer şiddetlere sahip olan diğer basınç kaynaklarından öne çıkan biri yoktur (manyetik alanlar, türbülans, kozmik ışınlar). Yıldızlararası ortam önceki modellerin kabul ettiği kadar dinamik değildir ve bu da yeni araştırmalar için zengin bir alan oluşturmaktadır.

ÖZET: YILDIZLARARASI ORTAMIN 5 İSİSAL FAZI

Genel olarak, yıldızlararası ortamdaki gaz 5 ısısal fazda bulunmaktadır. En soğuktan en sıcakta doğru bu fazlar şöyledir:

Moleküler Bulutlar (H₂)

Bunlar 10-20 K sıcaklığında ve 10^3 cm^{-3} yoğunluğunda H₂ bulutlarıdır. Bu bulutlar, yıldızlararası ortamın yaklaşık %30-60'lık kütlelerini içermesine rağmen hacmen %1'den küçüktür. Moleküler bulutların çoğu çekimsel olarak birbirlerine bağlıdır.

En yoğun merkezler kararsızdır ve yeni yıldız oluşumlarının yeridirler. Bu bulutların incelenmesinde esas olarak moleküler emisyon çizgileri (birincil olarak CO) milimetre ve radyo dalgaboylarında görülmektedir.

Soğuk Nötral Ortam: HI Absorpsiyonu

Soğuk nötral hidrojen (HI) gaz yapılar ve iplikler halinde dağılmıştır. Sıcaklıklar 100 K, yoğunluklar $20-60 \text{ cm}^{-3}$ mertebesinde ve yıldızlararası ortamın %1-4'ünü (hacmen) kapsamaktadırlar. Bu yapıları izlemeye esas yöntem parlak yıldızlar veya kuazarlar doğrultusundaki UV ve optik dalgaboylarında görülen soğurma çizgileri kullanılmaktadır. Soğuk nötral ortam çevresiyle birlikte yaklaşık olarak ısısal dengededir.

Ilık Nötral Ortam: HI Emisyonu

Ilık nötral hidrojen yıldızlararası ortamın hacmen %30-60'ını işgal etmektedir. Bu ılık nötral hidrojen esas olarak HII bölgelerinin sınırlarındaki ve moleküler bulutlardaki ayrılma bölgelerinde bulunmaktadır. Karakteristik sıcaklıklar 6000 K ve yoğunluklar $0,3 \text{ cm}^{-3}$ mertebindedir. Bu madde fazı ise HI 21 cm çizgisi ile incelenmektedir.

Ilık İyonize Ortam: HII Emisyonu

6000 – 12000 K sıcaklıklarında ve $0,1 \text{ cm}^{-3}$ yoğunluğundaki yaygın gazdan oluşmakta ve yıldızlararası ortamın hacmen %20'sini oluşturmaktadır. Birincil olarak fotoiyonizasyon

sözkonusu olmasına rağmen (galaksimizdeki O ve B yıldızlarının yayınladığı fotonların tamamının 1/6'sını gerektirmektedir) bazı kanıtlar vardır ki; galaksi düzleminden oldukça yükseklerde şokla ve çarpışmayla iyonizasyon meydana gelmektedir. Bu da düşük yüzey parlaklığı ile (H_{α} 6563A) incelenir. Galaksimizdeki H^+ 'nin neredeyse %90'ı ılık iyonize ortamda bulunmakta ve geri kalan %10 da parlak yüksek yoğunluklu HII bölgelerinde bulunmaktadır. Bu da yıldızlararası ortamın küçük bir kesrini oluşturmaktadır.

Sıcak İyonize Ortam: X-Işınları ve OIV Absorbsiyonu

Süpernova patlamaları ile sıcak ve düşük yoğunluklu faz ısıtılmaktadır. Tipik sıcaklıklar $>10^6$ K 'den büyük ve yoğunluklar ise $<0,01 \text{ cm}^{-3}$ 'tür. Yıldızlararası ortamın geri kalanını düşünmek, hassas doluluk faktörlerine rağmen hala memnun edicidir. Sıcak disk gazı genellikle akışkandır ve diskten yükseklerdeki topraklarda ve akıntılarda görülmektedir. Bunun sonucunda, sıcak x-ışın koronası ile birleşerek galaksimizin halosunu doldurmaktadır. Bunun birincil araştırma yöntemi birkaç 100.000 K'lik sıcaklıktaki gaz için; uzak morötesinde sıcak yıldızlara rağmen, absorpsiyon çizgileridir (OIV, NV, CIV gibi). 10^6 K'den büyük sıcaklıklar için yaygın yumuşak x-ışın emisyonudur.

Toz

En sıcak faz olarak tozu düşünmekteyiz. Toz tanecikleri yıldızlararası kızarmanın, gaz fazında element azalmasının ve yıldızlararası kimyanın önemli bir kaynağıdır. Bu maddenin gaz fazından çok katı fazını belirtmektedir. Toz taneciklerinin boyutları birkaç mikrondan makromoleküler ölçeklere kadar (50-100 atom veya daha azının oluşturduğu) azalabilir. Tozu detaylı olarak ileriki bölümlerde inceleyeceğiz. Gaz fazındaki süreçleri bu kadar uzun bir süre işlememize rağmen, yıldızlararası ortamdaki kütle miktarına göre daha büyük bir rolü olan tozu da göz önünde tutmamız gerekir.

II. NÖTRAL ATOMİK HİDROJEN (HI) BÖLGELERİ

Bu bölümde nötral atomik türlerin baskın olduğu (veya iyonize olmuş türlerin çok zayıf kaldığı) bölgelerin fiziği tartışılacaktır. Nötral atomik hidrojen buralarda en baskın tür olduğundan başlangıç olarak “nötral hidrojen” veya “HI” bölgeleri biçimindeki gaza atıfta bulunacağız. Öte yandan nötral veya zayıf iyonize haldeki metallere sahip gazın da bu nötral hidrojenin baskın olduğu gaz kadar önemli role sahip olduğunu da akılda tutacağız.

II.1. YILDIZLARARASI UV VE GÖRSEL ABSORBSİYON ÇİZGİLERİ

Her yeri kaplayan yıldızlararası maddeye dair ilk gözlemsel kanıt, görsel dalgaboyu absorbsiyon çizgilerinden gelmektedir. Bu çizgiler yıldızlararası maddeye yönelik radyo ve uzay kaynaklı çalışmalara dayalı gözlemlerden önceki en temel cisimler olmuşlardır. En güçlü gözlemsel absorbsiyon çizgileri;

NaI	$3^2S \rightarrow 3^2P_{1/2,3/2}^{\circ}$	$\lambda\lambda 5890, 5896 \text{Å}$	Sodyum “D” çizgileri
CaII	$4^2S \rightarrow 4^2P_{1/2,3/2}^{\circ}$	$\lambda\lambda 3933, 3968 \text{Å}$	Kalsiyum “H&K” çizgileri

Bunların her ikisi de, bu iyonların temel seviyelerinden yükselen rezonans çizgileridir. Diğer önemli ancak daha zayıf görsel çizgiler TiII, CaI, KI, LiI, CH, NH, CN, CH⁺ ve C₂ çizgileridir.

İlk UV (Copernic gibi) ve daha sonraki IUE ve HST uyduları yıldızlararası maddede, güçlü UV absorbsiyon çizgileri gözlemlemişlerdir. Çünkü temel seviyedeki rezonans geçişlerine ait tipik eksitasyon enerjileri birkaç eV enerjiye sahiptirler ve atomik türlerin çoğu UV civarında böyle bir rezonans absorbsiyon çizgisine sahiptir (1000Å’den itibaren daha uzun dalgaboyuna doğru). Bunlar,

MgII $\lambda 2800 \text{Å}$ (CaII&NaI arasındaki eşlemeler)	HI Lyman serisi Öncelikle Ly α
OI, OII, OIII, OIV, OVI, OVII CI, CII, CIII, CIV	H ₂ Lyman ve Werner bandları

çizgilerini içerir. Ek olarak Kr, Ga, Ge, As, Se, Sn, Te, Tl, Pb, Cu, Co, Mn, Zn, ve Al gibi daha az rastlanan elementler de zayıf absorbsiyon çizgileri arasında görülürler. Genel olarak UV bölgesi genel yıldızlararası maddenin gaz-fazına ait içeriği çalışmak için en uygun bölgedir.

Difüz (yaygın) yıldızlararası bandlar yıldızlararası maddenin UV/Görsel absorbsiyon çizgisi bileşenlerinin son ve en gizemli bandlarıdır. Yıldız spektrumlarında, en güçlü görüldükleri dalga boyu olan $\lambda 4430 \text{Å}$ dalga boyunda, otuzdan fazla yaygın band tanımlanmıştır. Bunlar kesin bir şekilde bir atomik veya moleküler tür olarak tanımlanamamış olup daha çok yıldızlararası absorbsiyon çizgilerinin standartları ile kıyaslandığında aşırı derecede geniş oluşları ile karakterize edilirler. Bu geniş bandlar ile ilgili bazı fikirler bunların tuhaf molekül bandlarına, toz grenlerinin yüzeyindeki maddelerden geçişlere veya iyonize Fullerenler (jeodezik kürelere benzer biçimli üç boyutlu aromatik C molekülleri) gibi tuhaf maddelere ait olabileceği yönündedir. Ancak bu fikirlerin hiçbiri bu dalga boyları ile uyumlu bir tahmin ortaya koymamaktadır. Difüz yıldızlararası bandlar ile ilgili çalışmalara öncülük

eden bilim adamlarından biri olan George Herbig'in dediği gibi "Eğer ünlü olmak istiyorsanız difüz yıldızlararası band problemini çözün"

Yıldızlararası Absorbsiyon Çizgilerinin Gözlemleri

Yüksek spektrel çözünürlüklerde (tipik olarak $R = \lambda / \Delta\lambda \geq 10^4$) yıldızlararası absorpsiyon çizgileri her biri Doppler kaymaları ile ilişkili olacak şekilde dar çizgi bileşenlerine ayrılırlar. Örneğin, ϵ Orion yıldızına doğru NaI'in D çizgileri 5 farklı radyal hız bileşenine (LSR'e göre) sahip olacak şekilde görülür. Bu bileşenler [+3, +11.3, +17.6, +24.7, +27.7] km sn⁻¹ şeklindedir. Bu gözlem yıldızlararası ortamın "bulut resmi" nin temelini oluşturur. Bu bulutların bazı özellikleri;

- En güçlü çizgiler galaktik rotasyon ile ilişkilidir,
- Çizgi şiddetinin galaktik boylam ile hiçbir ilişkisi yoktur.

LSR'e göre bulut hızlarının dağılımları basit bir üstel hız dağılımı ifadesi ile

$$\psi(v) \propto e^{-|v|\sqrt{2}/\sigma}$$

deneysel olarak iyi tanımlanmış gibi görünmektedir. Burada $\psi(v)$, v ile $v + dv$ aralığında hızlara sahip bulutların sayısını ve σ , bulut hızları arasındaki rms dispersiyonunu temsil etmektedir,

$$\sigma \equiv \langle v^2 \rangle^{1/2}$$

Gözlenmiş dispersiyon ~ 8 km/s olup bu değer O ve B yıldızları hariç tutulup yıldız popülasyonları ile karşılaştırıldığına küçük kalmaktadır.

Çizgilerdeki Radyatif Transfer

Transfer denklemleri,

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\kappa_\nu I_\nu + j_\nu$$

şeklindedir ve burada $-\kappa_\nu I_\nu$ absorpsiyon, j_ν ise emisyon terimidir. Sırasıyla **optik derinlik** ve **kaynak fonksiyonu** için verilen

$$d\tau_\nu = \kappa_\nu ds$$

ve

$$S_\nu \equiv j_\nu / \kappa_\nu$$

şeklindeki standart tanımları kullanarak

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -I_\nu + S_\nu$$

olarak elde edilir. Bu ifade optik derinliğe göre integre edilirse,

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} S_\nu(\tau'_\nu) e^{-(\tau_\nu - \tau'_\nu)} d\tau'_\nu$$

olarak elde edilir. Şimdi radyatif transfer denkleminin içerisine dahil olan her parçayı ele almalıyız, yani çizgi absorpsiyon (κ_{jk}) ve çizgi emisyon (j_{jk}) katsayılarına göz atmalıyız.

Çizgi Absorpsiyon Katsayısı (κ_{jk})

Çizgi absorpsiyon katsayısı κ_{jk} , en düşük j'inci seviyeden eksite olmuş k'inci seviye arasındaki radyatif eksitasyonu tanımlar;

$$\begin{aligned} \kappa_{jk} &= \int_{\text{çizgi}} \kappa_\nu d\nu \\ &= n_j \int_{\text{çizgi}} s_\nu d\nu = n_j s_{jk} \end{aligned}$$

Burada $s_\nu = \kappa_\nu / n_j$ j'den daha düşük seviyeden gelen absorpsiyon için atomik absorpsiyon geçiş bölgesini ifade eder. Sonuç olarak elde edilen çizgi absorpsiyon katsayısı κ_{jk} nın

$$\kappa_{jk} = \frac{h\nu_{jk}}{c} (n_j B_{jk} - n_k B_{kj})$$

olacak şekilde iki bileşeni olur. Buradaki ilk terim j seviyesinden k seviyesine doğru gerçekleşen absorpsiyon oranını, ikinci terim ise k seviyesinden j seviyesine doğru **uyarılmış emisyonu** tanımlar. Uyarılma emisyonu sisteme yeniden foton eklediğinden, bunun katkısı “negatif” absorpsiyon biçiminde olacaktır. Denklemdaki B'ler ise sırasıyla absorpsiyon ve uyarılmış emisyon için Einstein katsayılarıdır. Bu iki katsayı birbiri ile termal denklem içerisinde Einstein ilişkisi ile bağlıdır,

$$B_{kj} = \frac{g_j}{g_k} B_{jk}$$

Einstein B katsayıları ile emisyonla ait Einstein A katsayıları (kendiliğinden radyatif transferlerde) birbirleri ile,

$$B_{kj} = \frac{c^3}{8\pi h\nu_{jk}^3} A_{kj}$$

olacak şekilde ilişkilidirler ve A_{kj} de,

$$A_{kj} = \frac{8\pi^2 e^2 \nu^2}{m_e c^3} f_{jk}$$

şeklinde tanımlanır. Burada f_{jk} ise emisyonun **osilatör şiddetini** temsil etmektedir. Bu da absorpsiyon osilatör şiddeti ile istatistik ağırlıklar uyarınca ilişkilidir.

$$g_k f_{kj} = g_j f_{jk}$$

A_{jk} diye bir şeyden söz etmenin mümkün olmadığına dikkat edilmelidir. Bu yalnızca bir kabuldür.

Bu ilişkiler, yıldızlararası ortamın termal dengede olmayan şartları içerisinde hakim olan ayrılma katsayılarını tahmin etmek için kullanılabilir ve böylece s_{jk} ya ait bir tahmin elde etmemizi salar;

$$\begin{aligned} s_{jk} &= \int_{\text{çizgi}} s_{\nu} d\nu = \int_{\text{çizgi}} \frac{\kappa_{\nu}}{n_j} d\nu = \frac{h\nu_{jk}}{c} \left(B_{jk} - \frac{n_k}{n_j} B_{kj} \right) \\ &= \frac{h\nu_{jk}}{c} B_{jk} \left(1 - \frac{n_k}{n_j} \frac{g_j}{g_k} \right) \end{aligned}$$

Ayrılma katsayıları, gerçek seviye popülasyonları (n) ile termal denge seviyesi popülasyonlarına (n^*),

$$n_j = b_j n_j^*$$

olacak şekilde ilişkilidirler ve termal denge seviyesi popülasyonları ise Boltzmann Denklemleri uyarınca bağlıdır.

$$\frac{n_j^*}{n_k^*} = \frac{g_j}{g_k} e^{-\Delta E_{jk}/kT}$$

Tüm parçaları bir araya getirdiğimizde,

$$s_{jk} = s_u \left(1 - \frac{b_k}{b_j} e^{-h\nu/kT} \right)$$

elde edilir ki burada **integre edilmiş atomik geçiş bölgeleri** s_u tanımı yapılmaktadır. Bu da,

$$s_u \equiv \frac{h\nu_{jk}}{c} B_{jk} = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{jk}$$

olarak verilir. Bu defa indislere dikkat edersek f_{jk} absorpsiyon osilatör şiddetidir. s_{jk} nın yalnızca, uyarılmış emisyon düzeltilmesi tarafından yeniden düzenlenmiş saf absorpsiyon için integre edilmiş atomik geçiş bölgeleri olduğunu görebiliriz, ki bu düzeltme ayrılma katsayıları ve $h\nu/kT$ deki eksponansiyel yardımı ile ifade edilmektedir. Buradaki T , sistemin kinetik sıcaklığıdır. Bu denklemin belirli sınırlarda nasıl davrandığı aşağıda gösterilmiştir.

1.Durum: $h\nu \gg kT$

Bu sınırdan uyarılmış emisyon terimi ortadan kalkar ve çizgi, saf absorpsiyonun hakim olacağı şekilde oluşur. Yıldızlararası ortamdaki pek çok türün temel seviyede olmasını beklediğimizden, türlerin çok azı uyarılmış seviyededir ve uyarılmış emisyonun bir katkısı da yoktur.

2.Durum: $h\nu \ll kT$

Bu sınırdan uyarılmış emisyon önemli hale gelir. Eğer uyarılmış emisyon terimindeki eksponansiyeli, en düşük önemsiz olmayan bir katına genişletirsek,

$$s_{jk} = s_u \left[1 - \frac{b_k}{b_j} \left(1 - \frac{h\nu}{kT} \right) \right]$$

ve s_u tanımı için yukarıda verdiğimiz ifadeyi buna göre yeniden düzenlersek,

$$s_{jk} = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{jk} \frac{h\nu}{kT} \left[\frac{b_k}{b_j} - \frac{kT}{h\nu} \left(\frac{b_k}{b_j} - 1 \right) \right]$$

elde ederiz. Bu ifadeler, iki tane aşırı sınırlandırmaya maruz bırakılana kadar zor gibi görünmektedir.

Yerel Termal Denge (LTE) Olma Hali

Tanımdan, $b_k = b_j = 1$ olur ve böylece

$$s_{jk} = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{jk} \frac{h\nu}{kT} = s_u \frac{h\nu}{kT}$$

olduğu görülür. Etkin geçiş bölgeleri $h\nu/kT$ katı ile uyarılmış emisyon yolu ile indirgenir.

Yerel Termal Dengede (LTE) Olmama Hali

Bu defa $1 - b_j / b_k > hv / kT$ olur ve

$$\left[\frac{b_k}{b_j} - \frac{kT}{hv} \left(\frac{b_k}{b_j} - 1 \right) \right] < 0$$

sonucunu verir. Bu sonuç tüm “absorbsiyon” teriminin salıcı hale geldiğini gösterir. Bu durum bir maser ışınımı ele aldığımızda karşılaştığımız şartlara benzer bir sonuçtur (veya laboratuvarında, lazerde). Seviye popülasyonları şu ana kadar termal denge üzerinden türetilmiştir. Bunu yaparken k seviyesindeki popülasyonun j deki popülasyondan büyük olduğu düşünülecek şekilde tersine bir yaklaşım yapılmıştır ($n_k > n_j$), ki normal termal veya termale yakın dengede daha alt seviyeler her zaman eksite olmuş seviyeden daha fazla popülasyona sahiptirler.

Çizgi Emisyon Katsayısı (j_{jk})

Çizgi emisyon katsayısı j_{jk} , k uyarılmış seviyesinden daha alt seviye olan j’inci seviyeye doğru olan radyatif geçişleri tanımlar;

$$j_{jk} = \int_{\text{çizgi}} j_{\nu} d\nu$$

Bu çoğunlukla çizgi *emisivitesi* (salıcılık) ile ifade edilir;

$$4\pi j_{jk} = n_k hv_{jk} A_{kj}$$

ve birim olarak da $\text{erg sn}^{-1}\text{cm}^{-3}$ verilir. Buradaki 4π katsayısı küre içerisindeki siteradyanların sayısı olup, j_{jk} dan siteradyan başına ayrılan birimleri ifade eder. Einstein A_{kj} katsayısı da sn^{-1} birimlerinde, eksite k seviyesinden j seviyesine doğru olan radyatif ters eksitasyon katsayısı oranını temsil etmektedir.

UV/Görsel Absorbsiyon Çizgilerinin Oluşumu

UV ve görsel yıldızlararası absorpsiyon çizgileri durumunda uyarılmış emisyon terimi önemsizdir, çünkü tipik yıldızlararası kinetik sıcaklıklarda $hv \gg kT$ olmaktadır. Buna göre çizgiler saf absorpsiyon durumunda olduğu gibi oluşmaktadır ve radyatif transfere ait denklemin aşağıdaki basit çözümü elde edilir;

$$I_{\nu} = I_{\nu,0} e^{-\tau_{\nu}}$$

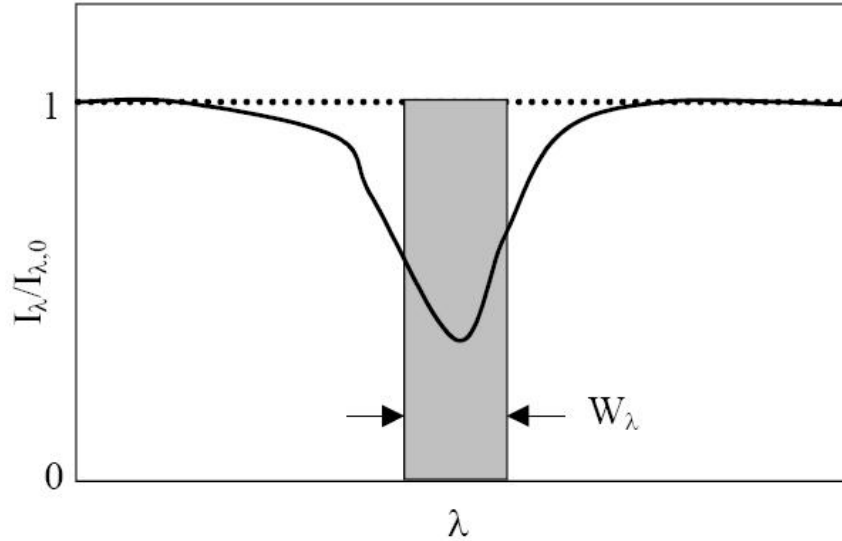
Buna alternatif olarak bu denklemi dalgaboyu birimleri ile de ifade edebiliriz, çünkü UV ve görsel ışık spektrumları genellikle dalgaboyları ile çizilir.

$$I_{\lambda} = I_{\lambda,0} e^{-\tau_{\lambda}}$$

İdeal olarak, bir absorpsiyon çizgi profilinin gözlemi, çizgi türleri için optik derinlik τ_{λ} 'nın ölçülmesine yarayabilir. Bununla birlikte pratikte, sınırlı aletsel çözünürlüklerden kaynaklanan etkiler gerçek çizgi genişliği ile kıyaslanır. Demek ki integre edilmiş, gözlenebilir çizgi genişliği aracılığı ile **eşdeğer genişlik** W_{λ} ifade edilmelidir. Bu değer spektrel çözünürlükten bağımsızdır;

$$W_{\lambda} \equiv \int \frac{I_{\lambda,0} - I_{\lambda}}{I_{\lambda,0}} d\lambda$$

Eşdeğer genişlikler UV ve görünür bandlarda A° veya mA° birimlerinde yazılır. Tanım olarak, bir absorpsiyon çizgisinin eşdeğer genişliği, çizgi merkezinde sıfır şiddetli dikdörtgensel profile sahip bir çizginin genişliği, denilebilir.



Şekil II.1. Absorpsiyon çizgisinin eşdeğer genişliği

Buradaki çizginin “alanı” sürekli yerel seviye $I_{\lambda,0}$ altında kalan absorpsiyon profilinin alanı olarak tanımlanır. Burada “yerel” terimi önemlidir, eşdeğer genişlikler absorbe olmamış sürekli yerleşik ilgili absorpsiyon çizgisini hemen hemen çevreleyen terimler yoluyla tanımlanır. Pratikte spektrumun gerçek “küresel” sürekli biçimi ölçülmez, bunun yerine ilgili spektrel özellikler çevresindeki yerel şekli tahmin edilir. Çizgi profilinin detaylı şekli ile ilgili tüm bilgiler, eşdeğer genişliğin ölçülmesinde değerlendirilmemiştir (şekildeki çizgi asimetriktir).

Etki olarak, eşdeğer genişliğin bu tanımı, arkaplan kaynağının spektrumundan ayrı tutulmalıdır. Pratikte eşdeğer genişlikler, komşu absorblanmamış spektrum bölgeleri kullanılarak yerel “pseudo sürekliliği”ne uydurulduktan sonra, nümerik olarak spektrel çizgilerin integre edilmesi yolu ile ölçülür. Eğer spektrum çok karmaşıksa (yıldız ve/veya yıldızlararası absorpsiyon çizgileri birbirine çok yakın olabilir) bu yerel sürekliliği

tanımlamak çok problemlili olabilir. Genelde, yerel sürekliliği ölçmekteki belirsizlik, eşdeğer genişliği ölçmeye yönelik sistematik hataların temel kaynağıdır.

Eşdeğer genişlik fazlasıyla kullanışlı bir niceliktir çünkü asıl mesele ışığın absorpsiyon kesridir, absorblanan fotonların toplam sayımı değildir. Spektrumu arka plan kaynağından ayırarak absorpsiyon çizgi profili normalize edilmiş olur. Böylece eşdeğer genişlik detaylı çizgi profil biçimi üzerinden integre edilerek, bu normalize edilmiş absorpsiyon çizgisinin etkin alanını ölçmüş olur. Sonuç olarak çok farklı görünen parlaklıklara ve kendine has spektruma sahip iki yıldız ile aynı bakış doğrultusunda ve yol uzunluğunda görünen yıldızlararası bulut aynı eşdeğer genişlik değerini verecektir. Pek çok durumda, birbiri ile ilişkili nicelikler bulunur ve bu mutlak ölçümlerden çok daha kullanışlı olabilir.

Eşdeğer Genişliğin Büyüme Eğrisi

Absorpsiyon çizgi verisi için en güçlü analiz metodu, geleneksel olarak büyüme eğrisi yolu ile yapılır. Durgun halde bir atom düşünelim. Bu atomun $k \rightarrow j$ geçişleri için absorpsiyon katsayısı κ_λ

$$\kappa_\lambda = \frac{\lambda_0^4}{8\pi^2 c} \frac{g_k}{g_j} A_{kj} \left[\frac{\gamma_k}{\gamma_k^2 + (\lambda - \lambda_0)^2} \right]$$

Parantez içerisindeki terim Lorentz veya “damping profili”nin benzeridir. Eksite k seviyesi için damping katsayısı radyasyonu γ_k , bu k seviyesinden aşağıya doğru izin verilmiş tüm radyatif geçişlerin toplamı olarak tanımlanır;

$$\gamma_k \equiv \frac{\lambda_0^2}{4\pi c} \sum_{i < k} A_{ki}$$

Absorpsiyon çizgi profili, kuantum mekaniğinin belirsizlik prensibine göre doğal genişlemeye maruz kalır (geçiş oranları Einstein A katsayıları ile verilir).

Bir yıldızlararası bulut, her biri termal ve termal olmayan hareketlerin bazı kombinasyonları ile hareket eden atomların uyumudur (türbülans veya hacimsel akıntılar gibi). Böylece nötral absorpsiyon çizgi profili gözlemciye göre bakış doğrultusunda oluşan bu tüm hareketlerin kombinasyonu ile Doppler genişlemesine uğrar. Eğer bakış doğrultusundaki hızların dağılımı $\psi(y)$ ise,

$$\int \psi(y) dy \equiv 1$$

olur. Burada y boyutsuz hız parametresi olup, bakış doğrultusu hızları v ile dahili hız dispersiyonları b nin oranı olacak şekilde $y = v/b$ olarak verilir. Üç boyutlu uzayda hızların Maxwell dağılımları için, hızlar Gauss dağılımları ile bakış doğrultusunun iz düşümü olarak,

$$\psi(y) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-y^2}$$

şeklindedir. Kinetik T sıcaklıklı saf termal hareketler için,

$$b = \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2}$$

Bu ifadeye karakteristik dispersiyonu σ_{turb}^2 olan tesadüfi türbülans hızlarını ekleyerek,

$$b = \left(\frac{2kT}{m} + \sigma_{turb}^2 \right)^{1/2}$$

yazabiliriz. Tek bir atoma ait bakış doğrultusu hızlarının etkisi, doğal profilin çizgi merkezi λ_0 dan $(1+v/c)\lambda_0$ değerine kadar olan bir Doppler kaymasıdır. Sonuçta elde edilen optik derinlik τ_λ , atomların birleşimi için, tekil κ_λ 'ların $\psi(y)$ üzerinden ortalamasıdır ve böylece,

$$\tau_\lambda = N_j \int_{-\infty}^{+\infty} \kappa_\lambda(y) \psi(y) dy$$

olur. Burada N_j j seviyesinde elektron bulunan atomun kolon yoğunluğudur ve

$$N_j = \int_0^L n_j(s) ds$$

olarak tanımlanır. Bu integral, (s) bakış doğrultusu boyunca gözlemci ile L uzaklığındaki arka plan kaynağı arasında alınmıştır. Bunu tüm detayı ile yazdığımızda,

$$\tau_\lambda = N_j \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\lambda_0^4}{8\pi^2 c} \frac{g_k}{g_j} A_{kj} \frac{\gamma_k}{\gamma_k^2 + [\lambda - (1+v/c)\lambda_0]^2} \psi(y) dy$$

şeklinde karmaşık bir ifade ortaya çıkar. Ancak dört parametre tanımlayarak ifadeyi basitleştirebiliriz.

$$y = v/b \quad b_\lambda = \frac{\lambda_0 b}{c} \quad u = \frac{(\lambda - \lambda_0)}{b_\lambda} \quad a = \gamma_k / b_\lambda$$

(Uyarı! b_λ ayrılma katsayısı değildir). Bu parametreler; daha önce tanımlanan boyutsuz hız parametresi y , dalgaboyu birimlerindeki hız dispersiyonu b_λ , boyutsuz Doppler parametresi u

ve doğal genişliğin Doppler genişliğine oranı a . Tüm bu parametreleri Gauss görüş doğrultusu hız dispersiyonu ifadesinde yerine koyarak,

$$\tau_\lambda = \left(N_j \frac{\lambda_0^4}{8\pi^{3/2} c} \frac{g_k}{g_j} \frac{A_{kj}}{b_\lambda} \right) \left[\frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{a^2 + (u - y^2)} dy \right]$$

bulunur. İlk parantezin içerisindeki terim çizgi merkezindeki optik derinlik τ_0 'ı temsil eder,

$$\tau_0 = N_j \frac{\lambda_0^4}{8\pi^{3/2} c} \frac{g_k}{g_j} \frac{A_{kj}}{b_\lambda}$$

İkinci parantezin içerisindeki terim ise Gauss bakış doğrultusu hız dispersiyonu ile geliştirilmiş Lorentz damping profilini temsil eder,

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

Bu fonksiyon *Hjerting fonksiyonu* olarak bilinir ve analitik bir çözümü yoktur. Bu nedenle, genellikle değeri nümerik integrasyon ile elde edilir. Bununla beraber $H(a, u)$ fonksiyonunu a 'da kuvvet serisine açarak birkaç şey elde edebiliriz;

$$H(a, u) = H_0(u) + aH_1(u) + \dots + a^n H_n(u) + \dots$$

Burada ilk iki terim,

$$H_0(u) = e^{-u^2} \quad \text{ve} \quad H_1(u) = \frac{1}{\sqrt{\pi} u^2}$$

dir. İlk terim Gauss profili ile tanımlanmış çizgi merkezini, ikinci terim ise ilk damping terimi olup optik derinlik arttıkça çizgi kanatlarının genişlemesini tanımlar (damping kanatları).

Çizgiye ait W_λ eşdeğer genişliğinin,

$$W_\lambda = \int \frac{I_{\lambda,0} - I_\lambda}{I_{\lambda,0}} d\lambda$$

ile tanımlandığını hatırlayalım. Saf absorpsiyon için; $I_\lambda = I_{\lambda,0} e^{-\tau_\lambda}$ idi. O halde,

$$W_\lambda = \int (1 - e^{-\tau_\lambda}) d\lambda$$

olur. Genel olarak yazılırsa,

$$W_{\lambda} = b_{\lambda} \int \left(1 - e^{-\tau_0 H(a,u)}\right) du$$

Burada integralin değeri dalgaboyları yerine bakış doğrultusu hızları üzerinden elde edilmektedir.

Ölçtüğümüz değer W_{λ} 'nın değeridir. Oysa ki istenen değer görüş doğrultusu boyunca gözlediğimiz absorpsiyonu, verilen türlerin ne kadarının oluşturduğunu bulmamıza yarayan optik derinlik τ_{λ} 'dır. Bu dönüşümü sağlayan ise *büyüme eğrisidir*.

Büyüme eğrisinin özelliklerini tanımlamak üzere iki sınırlayıcı durum göz önüne alınır;

I.DURUM : Doğal genişlik γ_k , Doppler genişliği b_{λ} ' dan çok daha küçüktür ($a = \gamma_k / b_{\lambda} \leq 10^{-3}$). Eğer merkezdeki optik derinlik ($< 10^{-3}$) ise, o halde Hjerting fonksiyonunun yalnızca birinci terimi önem kazanır.

$$H(a,u) \approx e^{-u^2}$$

Bu durumda çizgi profili, damping kolundan dikkate değer bir ayırımı sahip olmayan Doppler(Gauss) kolu olur. Aşağıda bununla ilgili iki yöntem verilmiştir;

a) Optikçe ince ($\tau_0 \ll 1$): Bu durumda τ_{λ} önemli miktarda ifadeyi etkilemeyeceğinden;

$$\begin{aligned} W_{\lambda} &= \int 1 - e^{-\tau_{\lambda}} d\lambda \approx \int \tau_{\lambda} d\lambda \\ &= b_{\lambda} \int_{-\infty}^{+\infty} \tau_0 e^{-u^2} du \end{aligned}$$

yazabiliriz. İntegrali çözüp Doppler genişliği b_{λ} ya bölerek,

$$\frac{W_{\lambda}}{b_{\lambda}} = \tau_0 \sqrt{\pi}$$

elde edilir. Bu halde eşdeğer genişlik, τ_0 optik genişliği ile lineer olarak büyür. Bu **büyüme eğrisinin lineer kısmı** olarak bilinir.

b) Optikçe kalın, ancak $\tau_0 < 10^3$: Bu halde de çizgiler optik olarak kalın ancak damping kolunun önem kazanacağı kadar kalın değil ($a < 10^{-3}$ limitinde kalacak şekilde). Buna göre elimizde,

$$\frac{W_{\lambda}}{b_{\lambda}} = \int_{-\infty}^{+\infty} 1 - e^{\tau_0 e^{-u^2}} du$$

integrali vardır ve bu integralin analitik bir çözümü yoktur. Ancak,

$$1 - e^{-\tau_0 e^{-u^2}} \rightarrow \begin{cases} 1, & u \text{ küçük olduğunda (doymuş çizgi korlarında)} \\ 0, & u \text{ geniş olduğunda} \end{cases}$$

olduğu göz önünde bulundurulmalıdır. Buna göre dönüm noktası,

$$\tau_0 e^{-u_0^2} \approx 1, \text{ ya da buna eş değer bir başka deyişle}$$

$$\ln \tau_0 - u_0^2 \approx 0$$

$$\therefore u_0 \approx \sqrt{\ln \tau_0}$$

olarak bulunur. Böylece,

$$\frac{W_\lambda}{b_\lambda} = 2u_0 + \dots \approx 2\sqrt{\ln \tau_0}$$

olur. Bu sonuca göre eşdeğer genişlik, optik derinlikte büyük değişimler olsa bile çok yavaş artar. Bu ise **büyüme eğrisinin düz kısmı** olarak bilinir.

II.DURUM : Geniş optik derinlik τ_0 ve geniş kolon yoğunluğu N_j

Bu halde artık, $H(a, u)$ 'daki damping terimlerinin katkılarını yok sayamayız. Örneğin H1 Lyman serisinin çizgileri, $Ly\alpha$ 'da olduğu gibi $a \approx 10^{-3}$ olacak şekilde bir derinliğe sahiptir ve o kadar boldur ki kolon yoğunlukları çok yüksektir. Bu durumda,

$$\tau_\lambda = \tau_0 H(a, u) = \tau_0 \left[e^{-u^2} + \frac{a}{\sqrt{\pi}u^2} + \dots \right]$$

olur ve

$$\frac{a}{\sqrt{\pi}u^2} \approx e^{-u^2}$$

olduğunda damping kolu yeniden önem kazanır. Bu kriterden hareketle $Ly\alpha$ için damping kolu $u^2 \geq 9,8$ olduğunda önem kazanır. Çizgi kolu (merkezi) doygun hale geldiğinden, çizgi eşdeğer genişliğinde bunu takip eden büyümelerin tamamı, çizgi merkezinden uzaktaki doymamış kolların katkısıyla artacaktır ve böylece;

$$\tau_\lambda \approx \tau_0 \frac{a}{\sqrt{\pi}u^2}$$

olur. O halde eşdeğer genişlik,

$$\frac{W_\lambda}{b_\lambda} = \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - e^{-\tau_\lambda(u)}) du \approx \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - e^{-\tau_0 \frac{a}{\sqrt{\pi}u^2}}) du$$

olarak yazılır. Bu integrali, $x^2 = \tau_0 \frac{a}{\sqrt{\pi}u^2}$ seçip yeniden yazarsak,

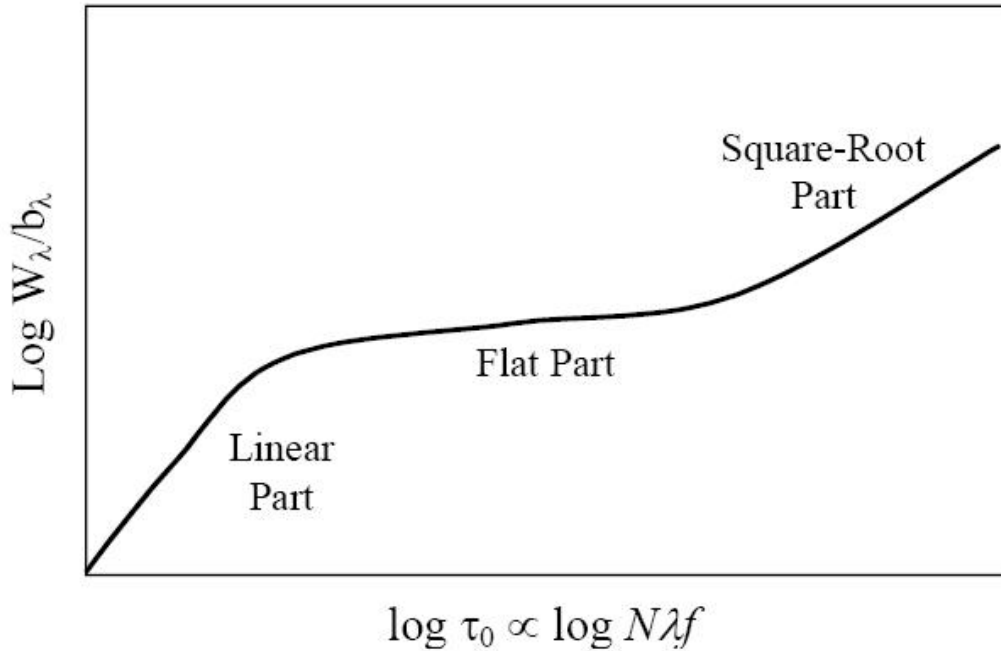
$$\frac{W_\lambda}{b_\lambda} = \left(\frac{\tau_0 a}{\sqrt{\pi}} \right)^{1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - e^{-x^2}) d\left(\frac{1}{x} \right)$$

elde ederiz. Bunun analitik bir çözümü vardır ve,

$$\frac{W_\lambda}{b_\lambda} = 2\sqrt{\pi} \left(\frac{\tau_0 a}{\sqrt{\pi}} \right)^{1/2}$$

biçimindedir. Burada çizginin eşdeğer genişliği, optik derinliğin karekökü ile artar ve bu bölge de **büyüme eğrisinin karekök – kolu** olarak bilinir.

Bu üç kural, eşdeğer genişliğe ait büyüme eğrisinin davranışlarını tanımlar. Geçiş bölgelerinde elbette ki integrallerin değerlerini nümerik olarak elde etmeliyiz. Şematik büyüme eğrisi şekil II.2’de görülmektedir. Burada yukarıda tanımlanan lineer, düz ve karekök kolları temsili olarak gösterilmiştir. En kullanışlı ölçümler karekök ve lineer kollarındaki eğrilere ait extremum noktalarının ölçülmesinden elde edilebilir. Düz kolda, yani çizgi merkezinin doymaya başlaması ile damping kolunun ciddi miktarda büyümeye başlaması arasında, optik derinlikte meydana gelen büyük değişiklikler, ölçülen eşdeğer genişliklerde çok küçük değişimlere neden olurlar. Doymuş ancak sindirilmemiş çizgiler bir miktar daha kullanışlı veriler sağlar.



Şekil II.2. Eşdeğer genişliğin şematik büyüme eğrisi. Metinde türetilmiş temel kısımlar gösterilmiştir.

PRATİK VARSAYIMLAR

Pratikte büyüme eğrisi metodları oldukça güçlü olup $N\lambda f$ çarpımının, doğrudan gözlenebilen W_λ 'dan ayırımlarını anlatır ki bu da spektroskopik deneylerin spektrel çözünürlüğe dair seçimlerden veya ince yapı detaylarından etkilenmez. Prensipte olarak çok farklı çözünürlüklerde çalışan iki farklı spektrometre ve farklı dedektörlere sahip farklı teleskoplar aynı eşdeğer genişliği indirgenemez ölçüm belirsizlikleri dahilinde, ölçebiliyor olmalıdır. Bununla beraber, eşdeğer genişlik detaylı çizgi profil biçimleri üzerinden integre edildiğinden, bazı kullanışlı bilgileri kaybedebiliriz.

Gerçek yıldızlararası absorpsiyon çizgileri fazla miktarda yapıdan gelir ve verilen (henüz çözülmemiş) absorpsiyon çizgileri, doymuş ve doymamış bileşenleri aynı anda içeriyor olabilir. Örneğin bir yıldızın bakış doğrultusunda, çok geniş kolon yoğunluğu aralığında yer alan sayısız yıldızlararası bulut vardır. Ağırlıkla doymuş çizgilerin bulunduğu veya ölçülebilir damping kolu gösteren çizgilerin bulunduğu yerde, eşdeğer genişlik için büyüme eğrisi metodu güvenilirliğini kaybeder. Kimse sürekliliğin nerede başladığını söyleyemez ve bu da W_λ 'nın ölçümünde çok geniş sistematik hatalara neden olur. Böyle durumlarda çeşitli alternatif metodlar kullanılmıştır. Örneğin “*Continium Reconstruction Method*”, yani süreklilik meydana getirme metodu diyebileceğimiz bir metod Bohlin ve ark. (1975, ApJ, 200, 402) tarafından tanımlanmıştır.

Oldukça büyük spektrel çözünürlüklerde ($R > 10^4$), alternatif olarak gözlenen çizgi profili kullanılabilir ve farklı kolon yoğunluklarındaki çoklu absorpsiyon bileşenlerinin ve aletsel etkilerin katkılarını içeren modellerle karşılaştırılır. Buradaki problem UV spektrumları için yeterli çözünürlükte bir veritabanının olmamasıdır. Genellikle çizgi profilinin şekli için varsayım yapmak gerekir.

Orta halli bir durum, çizgilerin tamamen çözülebildiği ancak ince hız yapısının da ortaya konacak kadar çözülemediği durumdur. İnce hız yapısı kullanılan teknikler, gözlenen optik derinlik profillerinin doğrudan integrasyonunu kullanmaktadır. Bu tip yöntemler gazın hız dağılımı ve detaylı çizgi şekilleri hakkında herhangi bir varsayım yapmamaktadır (büyüme eğrisinin aksine).

Bu tip bir analize kısmen iyi bir örnek, Savage ve Sembach tarafından yapılan “*Apparent Optical Depth Method*” çalışması verilebilir (ApJ, 379, 245, 1991). Bu yöntem hız uzayındaki doymuş (sature olmuş) yapıların ayırımı olanaklı kılarak mükemmel bir iş yapmaktadır. Çok değişik elementlerin bulunduğu spektrumlarda, tüm bir $N(v)$ profili sunarak, doymuş elementlerin yarattığı boşlukların doldurulmasını sağlıyor. Bu yöntem, geleneksel “*Büyüme Eğrisi*” yöntemine modern bir alternatif oluşturmaktadır ve son zamanlarda yıldızlararası ortam çalışmalarında birçok absorpsiyon çizgisi ile kullanılmaktadır.

Pratik sorunlara rağmen büyüme eğrisi yöntemi, yıldızlararası soğurma çizgileri ile ilgili birçok problemin nicel olarak aydınlatılmasına yardımcı olmaktadır. Yeni yöntemler, daha fazla hassaslık getirmekle beraber, temel fiziksel açıklamalara herhangi bir katkıda bulunmamaktadırlar.