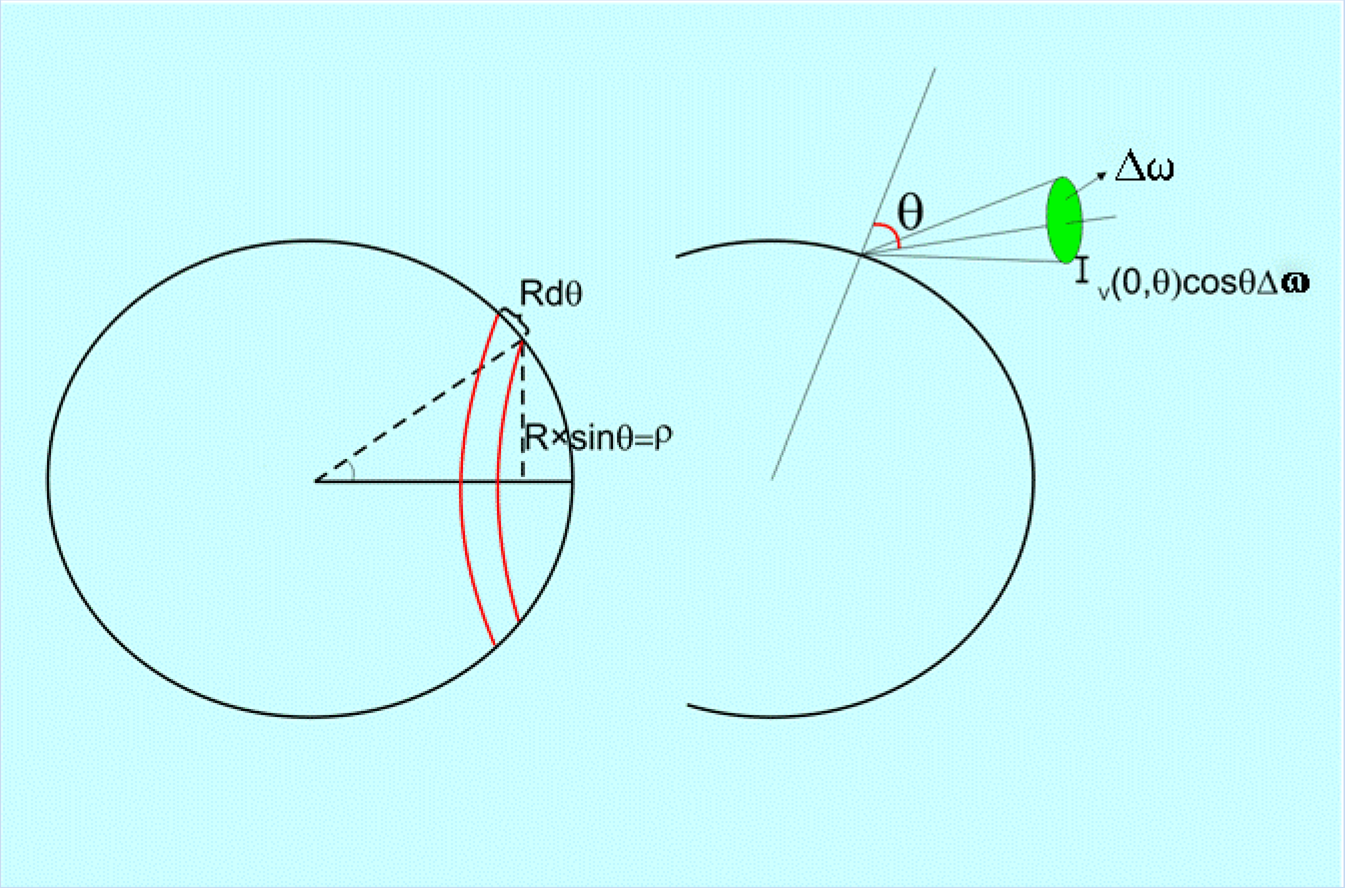
12.YILDIZLARIN SÜREKLİ TAYFI

- Akı dışarıya doğru net enerji akışını tanımlar. Yıldız tayfı gözlemlerinin ν'ye göre $I_\nu(0,\theta)$ veya $F_\nu(0)$ dağılımını verip veremeyeceğini inceleyelim.
- Güneş dışındaki **yıldızların farklı bölgelerini ayrı ayrı göremediğimizden yıldızın görünen yüzeyinin tümünden gelen ışınımın toplamını gözleyebiliriz(**Şekil **12.1).**

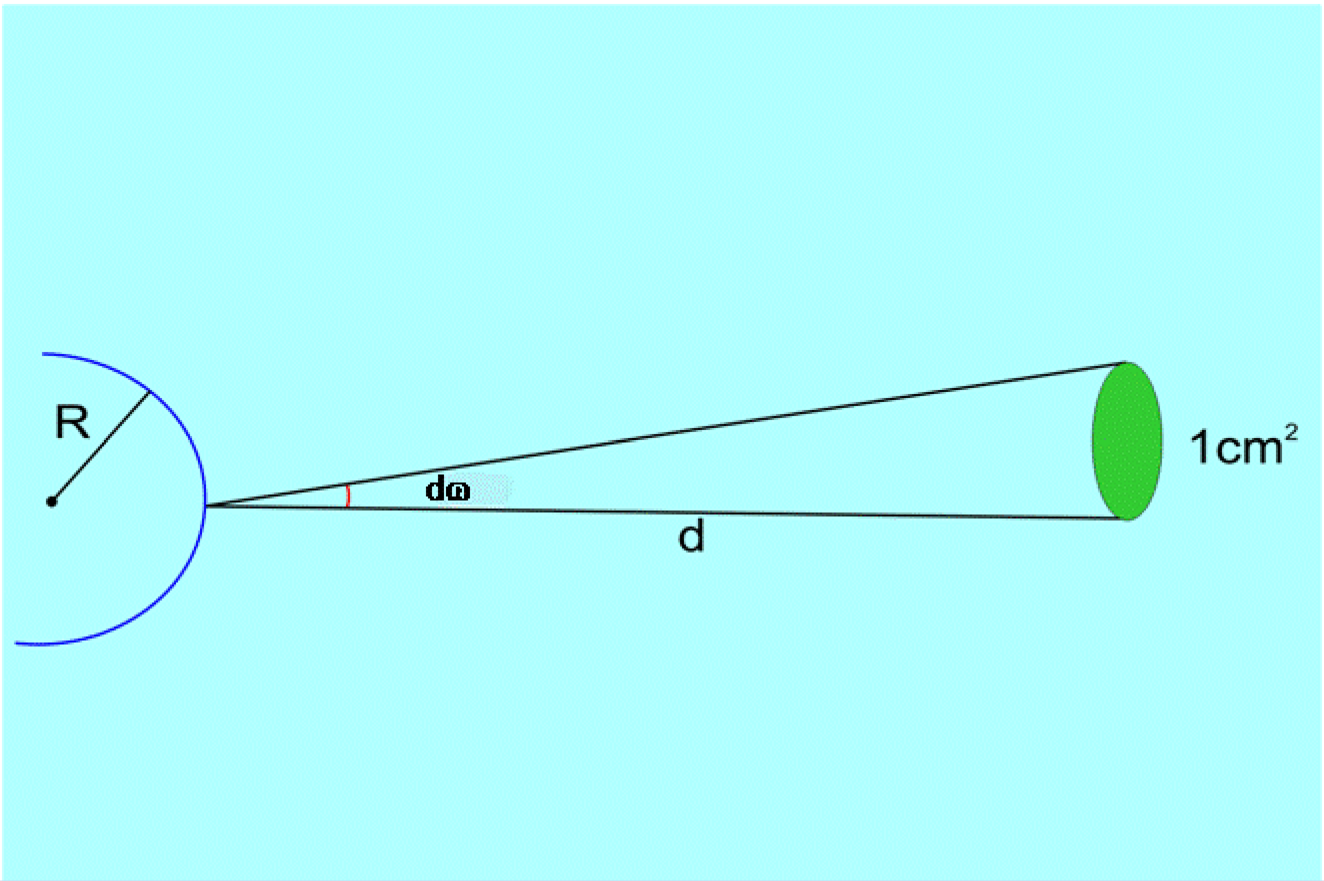


Şekil 12.1. Güneş ve yıldız yüzeyinden gelen toplam ışınımın özelliği.

12.YILDIZLARIN SÜREKLİ TAYFI(DEVAM)

- 1 cm^2 den $\Delta\omega$ uzay açısında θ doğrultusunda çıkan ışınım miktarı $I_\nu \cos\theta \Delta\omega$ ile verilir.Verilen bir θ açısı için $2\pi\rho R.d\theta$ lık alandan ışınım alırız; $\rho=R.\sin\theta$ dır. **Yeryüzünde** cm^2 başına ölçülen enerjiyi aldığımız $\Delta\omega$ uzay açısı, **yıldızın uzaklığı ile belirlenir** ve $\Delta\omega=1cm^2/d^2$ dir(Şekil **12.2**.).
- Yeryüzünde 1 cm^2 ye saniyede gelen toplam enerji

$$E_\nu = \Delta\omega \int_0^{\pi/2} I_\nu(0,\theta)\cos\theta \cdot 2\pi R^2 \sin\theta d\theta$$



Şekil 12.2. Yer yüzünde birim yüzeye düşen ışınım erkesi.

12.YILDIZLARIN SÜREKLİ TAYFI(DEVAM)

- d>>R olduğundan yıldızın yüzeyinin her noktasında Δω aynıdır.

$$E_\nu = 2\pi R^2 \Delta\omega \int_0^{\pi/2} I_\nu(0,\theta)\cos\theta \sin\theta d\theta = R^2 F_\nu(0)\Delta\omega$$

- Yıldızın πR^2 alanlı parlak bir disk olduğunu düşünürsek diskin 1 cm^2 sinden gelen ortalama şiddet,

$$\overline{I_\nu} = \frac{E_\nu}{\Delta\omega.\pi R^2} = \frac{\cancel{R^2} F_\nu(0)\cancel{\Delta\omega}}{\cancel{\Delta\omega}\pi \cancel{R^2}}$$

$$\overline{I_\nu} = \frac{F_\nu(0)}{\pi}$$

12.YILDIZLARIN SÜREKLİ TAYFI(DEVAM)

- **F_ν**(0), yıldız diskinden salınan ortalama şiddetin π katına eşittir. Yıldız tayfları **F_ν** akısının enerji dağılımını verir. Tanıma göre akı 1 cm^2 den gelen ve θ ile ϕ'nin tüm açıları boyunca giden enerjiyi belirlerken, yıldız yüzeyinden farklı θ ile ϕ için gördüğümüz ışınım yıldız yüzeyinin farklı alanlarından gelmektedir.

- **12.1. Eddington-Barbier Yaklaştırması:**
- Kaynak fonksiyonunun optik derinliğe nasıl bağlı olduğunu bilirsek ışınım geçiş denklemini integre edip, θ doğrultusunda çıkan ışınım şiddetini bulabiliriz. Her ne kadar **kaynak fonksiyonunun şeklini bilmiyorsak** da iyi bir tahmin $I(0,\theta)$'yı bulmamızı sağlar.

12.YILDIZLARIN SÜREKLİ TAYFI(DEVAM)

- Kaynak fonksiyonunun, optik derinliğin lineer bir fonksiyonu olduğunu varsayalım:
- $S_\lambda = a_\lambda + b_\lambda \tau_\lambda$
- Bu Eddington-Barbier yaklaştırmasıdır. Bu durumda,

$$I_\lambda(\tau,\theta) = \int_\tau^\infty S_\lambda e^{-(x-\tau)\sec\theta} \sec\theta dx$$

$$\sec\theta = \frac{1}{\mu} \qquad \text{dersek,}$$

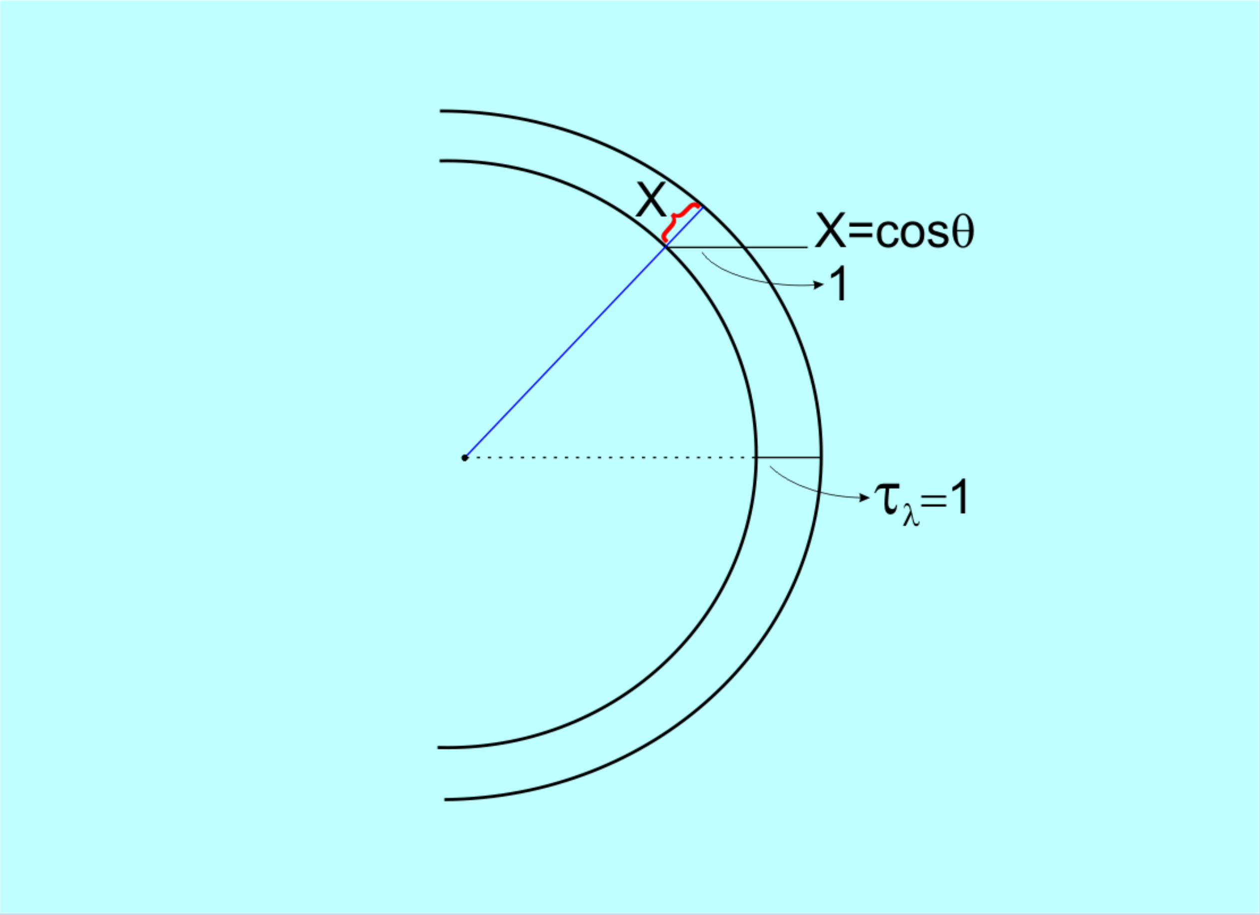
$$I_\lambda(\tau,\theta) = \int_\tau^\infty (a_\lambda + b_\lambda x) e^{-(x-\tau)/\mu} \frac{dx}{\mu} = a_\lambda + b_\lambda \tau + b_\lambda \mu$$

Yüzeyde $\quad I_\lambda(0,\mu) = a_\lambda + b_\lambda \mu = S_\lambda(\tau_\lambda^*)$

Burada $\quad \tau_\lambda^* = \mu = \cos\theta$

12.YILDIZLARIN SÜREKLİ TAYFI (DEVAM)

- Demek ki biz Güneş diskinin merkezinde ($\theta=0$, $\tau^*_\lambda=\cos\theta= 1$) $\tau_\lambda=1$ derinliğindeki kaynak fonksiyonu ($S_\lambda=a_\lambda+b_\lambda$) görüyoruz. Kenarda ($\theta=\pi/2$) ise, $\tau^*_\lambda=\cos\theta= 0$ olduğundan yüzeydeki S_λ'yı görüyoruz. Gerçekten paralel düzlemler yaklaştırmasında $x/s=\cos\theta$ olduğuna göre, $\tau_{\lambda s}=1$ ise $\tau_\lambda=\cos\theta$ olur. O halde atmosferin daima $\tau_{\lambda s}=1$ yani $\tau_\lambda=\cos\theta$ derinliğine kadar görüyoruz (Şekil 12.3.).



Şekil 12.3. Optik derinliğe bağlı olarak ölçülen ışınım.

12.YILDIZLARIN SÜREKLİ TAYFI(DEVAM)

- Aynı şekilde,

$$F_\lambda = 2\pi\int_0^1 I_\lambda \mu d\mu = 2\pi\int_0^1 (a_\lambda + b_\lambda \mu)\mu d\mu = \pi(a_\lambda + \frac{2}{3}b_\lambda)$$

$$F_\lambda(0) = \pi S_\lambda(\tau_\lambda^*) \quad , \qquad \tau_\lambda^* = \frac{2}{3}$$

- Bu önemli bağıntı Eddington-Barbier bağıntısıdır. Yıldız tayflarının anlaşılmasında yararlı bir bağıntıdır. Yıldız yüzeyinden çıkan akı $\tau_\lambda=2/3$ optik derinliğindeki kaynak fonksiyonuna eşittir. Bu sonuç da $S_\lambda=a_\lambda+b_\lambda\tau_\lambda$ yaklaşımının iyi bir yaklaşım olduğunu gösterir.

12.YILDIZLARIN SÜREKLİ TAYFI(DEVAM)

- $S_\lambda(\tau_\lambda)=B_\lambda(\tau_\lambda)$ olduğu YTD durumunu alalım.

  $$F_\lambda=\pi B_\lambda(\tau_\lambda=2/3)$$

- olur. Gri atmosferde $\kappa_\lambda=\kappa$ ve $\tau_\lambda=\tau$ olacağından

  $$F_\lambda(0)=\pi B_\lambda(T(\tau=2/3))$$

- olur. Bunun anlamı yüzeyden çıkan akının enerji dağılımının $\tau=2/3$ derinliğindeki sıcaklığa karşılık gelen kara cisim ışınımının enerji dağılımına eşit olduğudur.

$$F_\lambda(0)=\int_0^\infty F_\lambda(0)d\lambda=\pi\int_0^\infty B_\lambda(T_0)d\lambda=\sigma T_e^4 \qquad ; \quad T_0=T(\tau=\frac{2}{3})$$

- O halde $\tau=2/3$'deki sıcaklık etkin sıcaklığa eşittir. Kaynak fonksiyonunun derinliğe bağlılığı doğrusal (lineer) ve gri atmosfer varsayımları geçerli ise bu sonuç da geçerlidir. Bu, çoğu durum için oldukça iyi bir yaklaşımdır. Örneğin **Güneş** için enerji dağılımının $T=T_e$ sıcaklığındaki **bir kara cisminki ile oldukça iyi temsil edildiği** görülür.

12.YILDIZLARIN SÜREKLİ TAYFI (DEVAM)

- **12.2. Sürekli Soğurma Katsayısı**
- Soğurma katsayısının frekansa bağlılığı bilinmeden bir yıldızın tayfındaki enerji dağılımını tam olarak bilemeyiz. Farklı atomlar, verilen bir frekanstaki ışınımın farklı oranda soğurdukları için atmosferdeki kimyasal bileşim de bilinmelidir.
- Gerçek sürekli soğurma ve saçılma ışınım demetinin şiddetinde azalmaya neden olurlar, fakat süreçleri oldukça farklıdır. Gerçek sürekli soğurma, **iki farklı** süreçle olur. Her ikisinde de soğurulan foton "**kimliğini**" yitirir, yani frekansı değişir. Önce ısısal enerjiye dönüşür, sonra daha düşük frekanslarda tüm tayfa dağılır. Bu YTD için gerekli bir koşuldur.

12.YILDIZLARIN SÜREKLİ TAYFI(DEVAM)

- Gerçek soğurma **2 süreçle** meydana gelir:
  1. Bağlı-Serbest geçişler, yani iyonlaşma
  2. Serbest-Serbest geçişler.
- İyonlaşmada, iyonizasyon potansiyelinden daha büyük enerji soğurulabilir. Yani $\nu > \nu_i$ den $\nu \rightarrow \infty$ a kadar soğurulabilir, kalan enerji ($E = h\nu - h\nu_i$) elektronun kinetik enerjisi olarak kullanılır ($E = (1/2) m_e v^2$). Elektron çarpmalarla kinetik enerjisini azaltır, sonunda bir başka atom tarafından yakalandığında, soğurduğundan daha küçük frekansta foton salar. Bu süreç yıldızın içinden gelen yüksek frekanslı enerjiyi daha küçük frekanslı enerjiye çevirmiş olur.
- Serbest-Serbest geçişlerde bir iyonun çevresinde hiperbolik yörüngede bulunan bir elektron $h\nu$ fotonunu soğurunca bir başka hiperbolik yörüngeye geçer. Bu da çarpmalar sonucu, aldığı enerjiyi başka yönde ve frekansta salabilir.

12.YILDIZLARIN SÜREKLİ TAYFI(DEVAM)

- Işınım geçiş denkleminde soğurma katsayısı için doğru değer koyarsak bir yıldızın tayfını açıklayabiliriz.
- Sürekli tayf için sürekli soğurma katsayısı kullanılmalıdır. Çizgi oluşumunu açıklamak için ek bilgilere ihtiyaç vardır. Çünkü çizgiler için soğurma katsayısı oldukça büyüktür.
- Kütle soğurma katsayısı κ_ν veya κ_λ'yı hesaplamak için önce α_ν veya α_λ'yı bilmeliyiz.

12.YILDIZLARIN SÜREKLİ TAYFI(DEVAM)

- **Bağlı-Serbest Geçişler:**
- n kuantum düzeyinde bulunan bir elektron,
- $h\nu_n=\chi_n$: iyonlaşma enerjisi
- olmak üzere $\nu \geq \nu_n$ koşulunu sağlayan bir foton soğurursa atomu terk eder. $h(\nu-\nu_n)$ kadar enerji elektronun kinetik enerjisine dönüşür.
- Soğurma katsayısı, bu tek süreç (iyonlaşma) için Einstein'in $\mathbf{B}_n$ katsayısı ile $h\nu$'nün çarpımıdır. Yani tek bir atom için elektron tarafından birim zamanda ν frekanslı ışınım demetinden soğurulan enerji:

$$a(z,n,\nu)=\frac{64\pi^4 Z^4 m_e e^{10}}{3\sqrt{3}.ch^6 n^5}\cdot\frac{1}{\nu^3}\cdot g(\nu,n) \quad ; \qquad (\nu>\nu_n \quad \text{dir})$$

12.YILDIZLARIN SÜREKLİ TAYFI (DEVAM)

- **m_e** elektronun kütlesi, **Z** atomun atom numarası, **e** elektronun yükü, g(ν,n) ise Gaunt faktörüdür ve elektronun dalga özelliğini hesaba katar. Bu, yıldız içindeki süreçler için **0.80** ile **1.05** arasında değişir. Çoğu zaman bir ortalama kullanılır. $\bar{\bar{g}}$
- Bir atomun toplam soğurmasını bulmak için α'yı n. düzeydeki elektron sayısı N(Z,n) ile çarpmak gerekir. O halde atom numarası **Z**, atom ağırlığı **A** olan bir atomun bir gramının soğurduğu enerji (bağlı-serbest geçişler için);

12.YILDIZLARIN SÜREKLİ TAYFI(DEVAM)

$$\kappa_{bs} = a(Z,n,\nu)\frac{N(Z,n)}{A.H} \qquad \text{dir.}$$

- Burada H, birim atomik kütlenin gram cinsinden değeridir.

$$u = \frac{h\nu}{kT} \quad , \qquad u_n = \frac{h\nu_n}{kT} \qquad \text{koyarsak,}$$

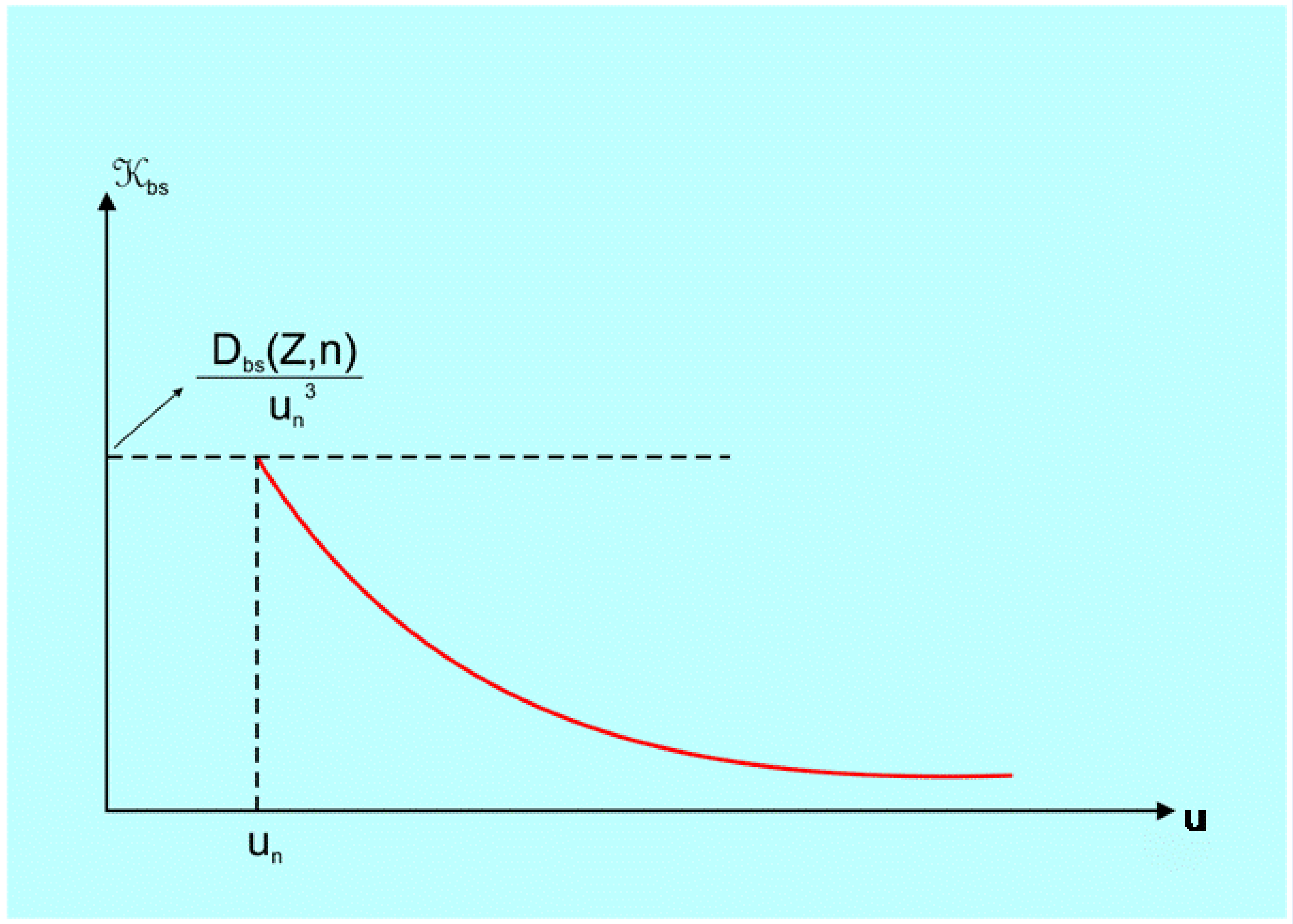
$$\kappa_{\mathrm{bs}}(Z,n,\nu) = D_{bs}(Z,n)\frac{1}{u^3} \quad , \quad (u \geq u_n) \qquad ......(37)$$

bulunur. Burada,

$$D_{bs}(Z,n) = \frac{64\pi^4 Z^4 m_e e^{10}\overline{g}}{3\sqrt{3}.c.h^3 n^5} \cdot \frac{N(Z,n)}{A.H.(kT)^3} \qquad \text{dir.}$$

12.YILDIZLARIN SÜREKLİ TAYFI(DEVAM)

- $u<u_n$ için $\kappa_{bs}=0$, $u=u_n$ olduğu an κ_{bs} en büyük değerine fırlar, sonra u^3 ile orantılı olarak azalır. Eğer yıldızda tek cins atom ve her atomda bir elektron yörüngesi olsaydı, yıldız maddesinin soğurma katsayısı bu eğri ile belli olurdu. Ancak bir atomda çeşitli yörüngelerde çok sayıda elektron var ve yıldız maddesi çeşitli elementlerden oluşmuştur(Şekil 12.4.)



Şekil 12.4. Bağlı-serbest geçişlerden süreklililik soğurmasına katkı.