

ÇEKİRDEK FİZİĞİ

BÖLÜM-1 : GİRİŞ

BÖLÜM-2: LEPTONLAR, ELEKTROMANYETİK VE ZAYIF ETKİLEŞMELER

BÖLÜM-3: NÜKLEONLAR VE GÜÇLÜ ETKİLEŞME

BÖLÜM-4: ÇEKİRDEK BÜYÜKLÜKLERİ VE KÜTLELERİ

BÖLÜM-5: ÇEKİRDEĞİN TABAN DURUM ÖZELLİKLERİ; KABUK MODELİ

BÖLÜM-6: ALFA BOZUNMASI VE KENDİLİĞİNDEN BÖLÜNME

BÖLÜM-7: ÇEKİRDEKLERİN UYARILMIŞ DURUMLARI

BÖLÜM-8: ÇEKİRDEK TEPKİMELERİ

BÖLÜM-9: ÇEKİRDEK BÖLÜNMESİNDEN GELEN GÜÇ

BÖLÜM-10: ÇEKİRDEK BİRLEŞMESİ (FÜZYON)

BÖLÜM-11: YILDIZLARDA ÇEKİRDEK SENTEZİ (NÜKLEOSENTEZ)

BÖLÜM-12: BETA VE GAMA BOZUNUMU

BÖLÜM-13: ENERJİK PARÇACIKLARIN MADDELERDEN GEÇİŞİ

BÖLÜM-14: RADYASYON SAYAÇLARI VE KÜTLE SPEKTROMETRELERİ

ÇEKİRDEK FİZİĞİ-2

BÖLÜM-8

ÇEKİRDEK TEPKİMELERİ

1) BREİT-WİGNER FORMÜLÜ

Tesir kesiti kavramı, çekirdek tepkimesinin anlaşılması ve sınıflandırılması için önemlidir. Tesir kesitinin ilkesel özellikleri, yavaşça değişen bir art alanda üst üste gelen yüksek fakat dar **rezonans zirveleri**dir. $^{17}\text{O} \rightarrow ^{16}\text{O} + n$ bozunumu buna iyi bir örnek oluşturur. Bu zirveler, uyarılan çekirdek ve nötronun birlikteliğinden kaynaklanır. Uyarılmış durumlar

E_0 rezonans enerjisi civarında, toplam etki kesitine,
$$\sigma_{top}(E) = \frac{\pi}{k^2} \frac{g\Gamma_i\Gamma}{(E-E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}$$

şeklinde katkı yapar. Bu ifadeye **Breit-Wigner formülü** denir. Burada k , kütle merkezi çevresinde gelen nötronun dalga vektörü, Γ_i kısmi genişlik, g faktörü ise $g=(2j+1)/2$ şeklinde istatistiksel çapandır. $\Gamma \ll E_0$ için tesir kesiti $E=E_0$ olduğunda maksimumdur ve $E=E_0 \pm \Gamma/2$ 'de maksimum değerinin yarısına düşer. Bu durumda Γ , zirvenin yarı maksimumda tam genişliği olur. Bozunumun taban durumu veya nötron ayrılma enerjisinin altındaki herhangi bir durumunda nötron yakalanmış olur. Bu sürece, **ışınımsal yakalanma** denir. Rezonans zirvelerinin arasındaki bölgelerde art alan etki kesiti çözümlenmesi yapılarak, çekirdeğin gelen nötronun içine girmesine direnç gösterdiği bulunur. Rezonans zirveleri, $A \geq 4$

olan çekirdeklerden nötron saçılması ve birkaç MeV'ye kadar olan nötron enerjileri için (son nötronun bağlanma enerjisi 5-15 MeV) tüm etki kesitlerinin bir özelliğidir.

2) DÜŞÜK ENERJİLERDE NÖTRON TEPKİMELERİ

Nötronlar yüksüz olduklarından onları durduracak bir Coulomb engeli söz konusu değildir. Bu nedenle çok düşük enerjili nötronlar medde içine kolayca girip çekirdekle etkileşebilir. $E \rightarrow 0$ limitinde sadece esnek saçılma ve egzotermik çekirdek tepkimeleri oluşur. Çekirdek tepkimesinde yeterince düşük enerjide tepkime hızı E 'den bağımsız ve çekirdek civarında nötron yoğunluğu ile doğru orantılıdır. Bu durumda ısı veren çekirdek tepkimesinin etki kesiti $\sigma_{ex} = (\text{sabit})/v$ olur. Burada v , hedef çekirdeğe göre nötronların hızıdır. Böylece $E \approx 0$

için Breit-Wigner formülü $\sigma \approx \frac{1}{k} \frac{(\text{sabit})}{E_0^2 + (\Gamma^2/4)}$ haline gelir. Nötronların çekirdeklerden esnek

olarak saçılması bileşik çekirdek oluşumu veya yüzeyden saçılma şeklindedir. Bu iki süreç bağımsız olmayıp birlikte düşünülmelidir.

3) ÇEKİRDEK TEPKİMELERİNDE COULOMB ETKİLERİ

Bir protonla bir çekirdeği veya iki çekirdeği içeren bir çekirdek tepkimesinde, bileşik bir çekirdek durumunun oluşumuyla birlikte rezonans saçılmasının aynı özellikleri ve rezonans dışında doğrudan çekirdek tepkimeleri görülür. Buna karşılık, tepkimenin ilk veya son kanalında bulunan parçacıklar arasında Coulomb itmesinin etkisi, Coulomb engelini yüksekliğinden daha düşük enerjilerde tepkime etki kesitlerinde önemli farklılıklara yol açar. Düşük enerjilerde α parçacığı, Coulomb engeli içinden tünelleme yoluyla sızar. Bu durumda

düşük enerjilerde, yüklü parçacıklar için tepkime etki kesiti, $\sigma(E) = \frac{1}{E} S(E) e^{-G(E)}$ şeklindedir. Buna göre **Breit-Wigner formülü** $\sigma(E) = \frac{\pi \hbar^3}{2m\tau_0} \frac{g\Gamma}{E_0^2 + (\Gamma^2/4)} \frac{e^{-G(E)}}{E}$ olur.

Tepkimede çekirdekler Z_1e ve Z_2e yüküne sahip ise, $G(E) = \sqrt{\frac{E_G}{E}}$ şeklinde olur. Burada

$$E_G = 2mc^2 \left(\frac{\pi Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \right)^2 \text{ dir.}$$

4) REZONANS ZİRVELERİNİN DOPLER GENİŞLEMESİ

Bir hedefe düşen bir demet içindeki nötronlar hedefe göre tek enerjili değildirler. Çünkü bireysel çekirdekler rastgele ısısal hareket içindedir. Breit-Wigner formülünde gözükten enerji, nötron ve hedef çekirdeğin kütle merkezi çevresindeki enerjidir. Buna göre

kütle merkezinin enerjisi, $E = \frac{1}{2} m (\vec{v}_1 - \vec{v}_2)^2 = E_1 + \frac{m}{M} E_2 - 2 \sqrt{\frac{m}{M}} E_1 E_2 \cos \theta$ olur. Burada v_1 ,

nötronların hızı, v_2 çekirdeğin hızı, M çekirdeğin kütlesi, m indirgenmiş kütle, θ ise hız vektörleri arasındaki açıdır. Nötron enerjisi ısı enerjisinden çok büyük veya hedef çekirdek ağır ise E_2 enerjisi $k_B T$ basamağında olur. Bu durumda E, E_1 civarında bir dağılıma sahip olur:

$\Delta E \approx 2 \sqrt{\frac{m}{M}} E_1 k_B T$. Burada k_B , Boltzman sabiti, T sıcaklıktır. Böylece rezonans zirvesinin

genişliği doğal genişlikten $\Delta \Gamma \approx 2 \sqrt{\frac{m}{M}} E_0 k_B T$ miktarı kadar büyük olur. Bu büyüklük,

Doppler genişlemesidir.

BÖLÜM-9

ÇEKİRDEK BÖLÜNMESİNDEN GELEN GÜÇ

1) ETKİYLE BÖLÜNME

Kendiliğinden bölünmeyi yasaklayan Coulomb engelleri, $A \approx 240$ olan çekirdekler için 5-5 MeV aralığındadır. Sıfır kinetik enerjili bir nötron bir çekirdeğe girerse, bileşik çekirdek temel durumunun üstünde bir uyarılma enerjisine sahip olur. bu enerji aynı temel durumdaki nötronun bağlanma enerjisine eşittir. Örneğin, ^{235}U 'a giren böyle bir nötron, 6,46 MeV uyarılma enerjisine sahip ^{236}U 'u oluşturur ve ^{236}U hızla bölünür. Öte yandan ^{238}U 'da bölünmenin etkiyle oluşturulması için yaklaşık 1,4 MeV fazladan kinetik enerjili nötron gereklidir. ^{239}U için son nötronun bağlanma enerjisi 4,78 MeV olup, bu miktarda uyarılma enerjisi ^{239}U 'un bölünme enerjisinin altındadır.

Çift-A ve Tek-A'ya sahip çekirdeklerde, **son nötronun bağlanma enerjisindeki farklılıklar**, yarı deneysel kütle formülündeki çiftlenme enerjisini de içerir. A'sı tek olan çekirdekler bölünmeye yatkın "**fisil çekirdekler**", yani bölünmesi sıfır kinetik enerjili bir nötronla başlatılan çekirdeklerdir. A'sı çift çekirdekler ise, bölünmeyi başlatmak için **enerjik bir nötrona** ihtiyaç duyarlar.

2) ^{235}U VE ^{238}U İÇİN NÖTRON ETKİ KESİTLERİ

Doğal olarak oluşan başlıca uranyum izotopları, ^{235}U (%0,72) ve ^{238}U (%99,27) dir. Enerjileri (E) 0,01 eV ile 10 MeV arasında değişen nötronlar için ^{235}U ve ^{238}U 'un toplam etki kesiti (σ_t) ve bölünme etki kesitleri (σ_b) üç bölmeye ayrılarak incelendiğinde; 0,1 eV'in altındaki bölgede $\sigma_b/\sigma_t \approx \%84$ olduğu görülür. Geriye kalan %16 da ışınımsal yakalamaya karşılık gelir. İkinci bölgede (1 eV-1KeV) ise rezonanslar çok dardır. Işınımsal yakalama toplam genişliğin önemli bir kesrini oluşturur. 1 KeV ve 3 MeV arasındaki enerjilerdeki bileşik çekirdek durumları daha yoğun ve geniştir. Böylece ışınımsal yakalama olasılığı ortalama olarak düşük enerjilerdekine göre daha küçüktür. ^{238}U için bölünme etki kesiti 1,4 MeV'in üstünde gözüktür ve ^{235}U 'un σ_b/σ_t belirgin olmaya devam eder.

3) BÖLÜNME SÜRECİ

^{235}U etki kesitlerinde, düşük enerjili rezonansların ölçülen genişliği 0,1 MeV civarındadır. Bu rezonanslarda oluşan bileşik çekirdekler, nötron soğrulmasından sonra,

$\tau_b = \frac{\hbar}{\Gamma_b} \approx 10^{-14} \text{ s}$ kadar bir zaman içerisinde bölünürler. Kendiliğinden bölünmedeki gibi,

nötronları hızlı bir şekilde kaynatarak uzaklaştıran yüksek derecede uyarılmış iki bölünme parçası söz konusu olmaktadır. Bu nötronların ^{235}U için bölünme başına ortalama sayısı $\nu \approx 2,5$ kadardır. Bundan başka, nötronca zengin olan bölünme ürünlerinin β bozunum zincirlerinden yayılan gecikmiş nötronlar da söz konusudur. Bunların bölünme ortalama sayısı $\delta\nu \approx 0,02$ ve ortalama gecikme süresi 13 s dir. ^{235}U çekirdeğinin etkiyle oluşturulan bölünmesinde açığa çıkan enerji ise ortalama 205 MeV'dir.

4) ZİNCİR TEPKİMESİ

Nötronla etkilenmiş bölünme nötron sayısının artmasına neden olur. Bu artış uranyum atomları topluluğunda, bir bölünme, başka bir bölünmeye veya birkaç bölünmeye yol açar. Bir uranyum metalinin çekirdek yoğunluğu $\rho_c = 4,8 \times 10^{28}$ çekirdek/m³ dür. İki izotopun karışımı için ortalama nötron toplam etki kesiti; $\bar{\sigma}_t = c\sigma_t^{235} + (1-c)\sigma_t^{238}$ şeklinde olur. Burada $c/(c-1)$ uranyum izotoplarının karışım oranıdır. Karışımdaki bir nötronun ortalama serbest yolu ise $l = 1/\rho_c \bar{\sigma}_t$ şeklindedir. Örneğin bölünmeden çıkan anlık bir nötronun ortalama enerjisi 2 MeV iken, $\sigma_t^{235} \approx \sigma_t^{238} \approx 7 \text{ barn}$, $l = 3 \text{ cm}$, $\tau = 1,5 \times 10^{-9} \text{ s}$ dir.

Kavramsal olarak en basit durum, patlayıcının ^{235}U yönünden zenginleştirilmiş “**atom bombası**”dır. Saf ^{235}U için 1,2 MeV enerjili nötronların bölünmeyi başlatma şansı %18 kadardır. Aksi halde nötron saçılır ve enerjisinin bir miktarını yitirir.

Nötronların tümü bölünme başlatmaz, bir kısmı yüzeyden kaçabilir, bir kısmı da ışımsal yakalanmaya uğrayabilir. Bölünme sürecinde bir t anında $n(t)$ nötron sayısı, $n(0)$ başlangıçta ($t=0$ anında) nötron sayısı olmak üzere; $n(t)=n(0)e^{(vq-1)t/t_p}$ biçimindedir. Burada q , bir nötronun bölünme başlatma olasılığı, t_p ise ortalama $(vq-1)$ kadar ek nötron yaratılması süresidir. ^{235}U için $q>1/v=0,4$ durumunda üstel olarak artış söz konusudur. Bu durumda $t_p=10^{-8}$ s olur ve madde dağılmadan önce çok büyük miktarda enerji açığa çıkar. Saf ^{235}U 'dan yapılmış bir kürenin $vq=1$ olduğunda **kritik yarıçapı** 8,7cm, **kritik kütlesi** ise 52 kg'dır.

5) ÇEKİRDEK TEPKİYİCİLERİ (REAKTÖRLER)

Doğal uranyum içerisine giren 2 MeV enerjili nötronların, ^{238}U ile etkileşimde, bölünme olasılığı saçılma olasılığının yaklaşık %5'i olur. Bu nötronlar büyük olasılıkla esnek olamayan şekilde saçılarak ^{238}U çekirdeklerini uyarılmış duruma getirir ve birkaç saçılmadan sonra ^{238}U 'da bölünme başlatmak için eşik değerinin altına düşer. Eşik değerinin altındaki nötron ancak, doğal uranyumda ancak %0,72 oranında bulunan ^{235}U da bölünme başlatır.

Doğal uranyumda, ileri derecede bölünmeyi etkileyen bölünme nötronlarının oranı, bir zincir tepkimesini sürdürmek için hayli düşüktür. Zincir tepkimesi üretme durumunda bu güçlüklerin üstesinden gelmek için temelde iki yol izlenir. En ileri derecede gelişmiş teknoloji, bir kısmının doğal uranyumla beslendiği **ısı tepkiyicilerinde** görülür. Bir ısı tepkiyicisinde, uranyum metali veya daha yaygın olarak seramik uranyum dioksit, ince çubuk şeklinde olan yakıt elemanlarının bir dizisinde içerilir. Hala enerjik olan bölünme nötronları, çubuklardan kurtularak çubukları saran, düşük kütle sayısına ve düşük nötron soğurma etki kesitine sahip bir maddeyle doldurulmuş geniş hacimli **moderatör (yavaşlatıcı)** ile yavaşlatılırlar. Doğal uranyumu yakıt olarak kullanan tepkiyicilerdeki (reaktör) yavaşlatıcı, grafit çeklinde olan ^{12}C veya D_2O (ağır su) dan oluşur. Ticari tepkiyicilerde uranyum ^{235}U ile %2-%3 oranında zenginleştirilerek yavaşlatıcı olarak normal su kullanılmaktadır.

Isı reaktörüne karşı **hızlı tepkiyici** ayrı bir seçenek oluşturur. Hızlı bir tepkiyicide geniş hacimli bir yavaşlatıcı yoktur ve ısıl nötronların yoğunlukça yüksek olmaları söz konusu değildir. bölünmeyi başlatanlar hızlı nötronlardır. Burada bölünmeye yatkın yakıt olarak (uranyuma kıyasla %20 oranında yatkın), ^{239}Pu kullanılır.

6) TEPKİYİCİ KONTROLÜ VE GECİKMİŞ NÖTRONLAR

Bir çekirdek patlamasında gecikmiş nötronlar çok önemli bir soruna yol açmayıp, olaydan sonra gözükürler. Güç tepkiyicilerinde bu nötronlar, yakıt çubukları tepkiyicide 3-4 yıl kalabildiğinden, dikkate alınmalıdır. Tepkiyicide bir bölünme, bölünme başına gecikmiş nötronların sayısı δv , bunun yol açtığı ek nötronların sayısı $[(v+\delta v)q-1]$ ise, sabit oranda enerji üreten tepkiyicinin kararlı kalabilmesi için kritik koşul $(v+\delta v)q-1=0$ olmalıdır. q değeri tepkiyiciye yerleştirilen kontrol çubukları ile ayarlanır. Tepkiyicilerin tasarımı yapılırken, kritik koşulun yalnız anlık nötronlarca sağlanmasına dikkat edilmelidir, öyle ki her zaman $vq-1<0$ olmalıdır. Anlık nötronun ömrü çok kısa olduğundan q 'nün mekanik yolla değiştirilmesi sorun yaratır. Bunun için zaman ölçeği olarak, kritik durumda, gecikmiş nötronların ölçeği alınıp, mekanik kontrol için yeterli tepki süresi sağlanır.

7) PLÜTONYUMUN ÜRETİMİ VE KULLANIMI

Plütonyumun (^{239}Pu) çekirdeksel özellikleri ^{235}U 'ninkine çok benzer ve özellikle çekirdek tepkiyicisinde yakıt olarak kullanımı uygundur. Işımsal yakalanmada oluşan ^{239}U çekirdeği “tek” olup, β bozunmasıyla ^{239}Pu 'a dönüşür. $^{92}\text{U}^{239}\rightarrow(34 \text{ dak}) ^{93}\text{Np} + e^- + \nu^-$ sonra $^{93}\text{Np}^{239}\rightarrow(3,36 \text{ gün}) ^{94}\text{Pu} + e^- + \nu^-$ şeklinde bozunur. Plütonyum izotoplarının görece kısa

ortalama ömürleri (^{239}Pu 'nun α bozunumu için $\tau_0=3,5 \times 10^4$ yıl) nedeniyle yeryüzünde plütonyumun tümü yapaydır. Hızlı nötronlar durumunda, ^{239}Pu için v 'nin değeri 2,96 dır (^{235}U için 2,5 idi). Bu nedenle daha iyi yakıttır. Hızlı bir tepkiyicide merkezdeki kalbin tipik olarak %20'si ^{239}Pu , %80'i ^{238}U ile yüklüdür (azalan uranyum ısı tepkiyicilerinin etkisiyle geri kazanılır).

8) RADYOAKTİF ARTIKLAR

Bir çekirdek güç programının işlemeye bağlaması sonucu radyoaktif artık üretilir. Uranyum ve plütonyumun harcanan yakıttan kimyasal olarak ayrılmasından sonra, geriye kalan "artık madde", bir dizi nötron yakalama süreçleri yoluyla uranyumdan oluşmuş bazı yüksek aktinitlerle birlikte, bölünme ürünlerinden meydana gelir. Bölünmenin anlık ürünleri, nötronca zengin olup β yayıcıdır. Beta bozunumundan gelen ürün çekirdek uyarılmış durumda olduğundan, gama yayımı yaparak taban durumuna bozunur. Beta kararlılık vadisine ulaşıncaya dek bozunum söz konusudur. Bozunum ürünlerinden çıkan ortalama iyonlaşma enerjisi hızı $\frac{dE}{dt}=2,66 \left(\frac{1s}{t}\right)^{1,2} \text{ MeV/s}$ şeklindedir.

BÖLÜM-10

ÇEKİRDEK BİRLEŞMESİ (FÜZYON)

1) GÜNEŞ

Yıldızlarda kütleçekimi, zayıf, elektromanyetik ve kuvvetli etkileşmeler aktif ve temel rol oynar. Güneş ve onun gezegenlerinin, $4,6 \times 10^9$ yıl önce, çoğunluğu hidrojen ve helyum atomları olmak üzere maddelerin yoğunlaşmasından oluştuğu düşünülmektedir. Güneşin, gözlemler sonucu; kütlesi $M_{\odot}=1,99 \times 10^{30}\text{kg}$, yarıçapı $R_{\odot}=6,96 \times 10^8\text{m}$, parlaklığı $L_{\odot}=3,86 \times 10^{26}\text{W}$ olarak belirlenmiştir.

Bir gaz kütlelerinin büzülmesi süresince kütleçekimsel potansiyel enerji, kinetik enerji ve ışıma enerjisine dönüşür ve gazın sıcaklığı artar. Çökme oranı, sıcak ve yoğun iç kısımda oluşan basıncın, kütleçekimsel büzülmenin kesintisiz basıncını, dengeleyebileceği bir sınırla belirlenir. Sıcaklık ve yoğunluk arttıkça, iç bölgelerde hidrojen yanma tepkimesini ateşleyecek kadar sıcak olduğunda, büzülme durur. Güneş evriminin bu aşamasında üretilen çekirdek gücü, kütleçekimini dengeleyen basıncı sürekli kılmak için iç bölgeleri yeterince sıcak tutar ve bugün de var olan yarı durgun durumu oluşturur. Merkezde açığa çıkan çekirdek enerjisi; ışımsal, iletim ve konveksiyon yoluyla dış yüzeye aktarılır.

Güneşe güç veren başlıca tepkimeler hidrojenin döteryuma dönüşümüyle başlar: $p+p \rightarrow {}_1^2\text{H}+e^++\nu+0,42 \text{ MeV}$. Bu zayıf etkileşme güneşin yarı durgun durumunu uzun süre etkin kılar. Açığa çıkan pozitron bir elektronla birleşerek hızla yok olur ve $1,02\text{MeV}$ enerji açığa çıkar. Döteryum da $p+{}_1^2\text{H} \rightarrow {}_2^3\text{He}+\gamma+5,49\text{MeV}$ 'e, helyum ise ${}_2^3\text{He}+{}_2^3\text{He} \rightarrow {}_2^4\text{He}+p+p+12,86 \text{ MeV}$ 'e dönüşür. "PPI zinciri" olarak adlandırılan bu tepkimelerin net sonucunda, her helyum çekirdeği başına $26,73 \text{ MeV}$ 'lik bir enerji yayımıyla hidrojen helyuma dönüşmüştür. P-p tepkimelerinde salınan nötrinolar ortalama $0,26 \text{ MeV}$ gibi bir enerji alırlar. Bu süreçte tüketilen her hidrojen atomu, güneşten $6,55 \text{ MeV}$ 'lik elektromanyetik enerji yayımına yol açar. Güneşte saniyede yaklaşık $3,7 \times 10^{38}$ hidrojen atomu helyuma dönüşür. Bu hız, güneşin ömrü boyunca toplam $5,4 \times 10^{55}$ dönüşüm olduğunu gösterir. Buna göre güneş, şimdiye kadar hidrojeninin yaklaşık %10'unu tüketmiştir. Güneşin kütlesinin %50'si merkezden $R/4$, parlaklığın %95'de $R/5$ uzaklıkta olduğu hesaplanmıştır. Bu merkezi bölgede sıcaklık $T \geq 1,16 \times 10^7 \text{ K}$, bu sıcaklığın elektrona veya nükleona vereceği kinetik enerji ise ortalama 1 keV 'dir. Madde burada **plazma** halindedir.

2) HİDROJENİN YANMASI İÇİN ETKİ KESİTLERİ

keV bölgesindeki enerjiler durumunda yüklü parçacık tepkimeleri için etki kesiti; $\sigma(E) = \frac{1}{E} S(0) e^{-\sqrt{\frac{E_G}{E}}}$ şeklindedir. Burada $E_G = 2mc^2 \left(\frac{\pi Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \right)^2$ biçimindedir. 15 keV'e kadar proton-döteron tepkimesinde $S_{pd}(0) \approx 2,5 \times 10^{-7} \text{ MeVb}$, 33 keV'e kadar helyum helyum tepkimesinde $S_{hh}(0) \approx 4,7 \text{ MeVb}$ olarak ölçülmüştür. P-p tepkimesi hidrojen yanmasının ilk aşamasıdır. Buna göre, zayıf etkileşme kuramıyla, p-p tepkimesi için $S_{pp}(0) \approx 3,88 \times 10^{-25} \text{ MeVb}$ olarak bulunur. Birlikte gelen protonlar arasında β bozunumu da söz konusudur ve bozunma olasılığı, olasılık=tipik bir çekirdek zamanı/bir β bozunum süresi ifadesi ile tahmin edilebilir. 1 MeV'deki etki kesitinde, β bozunum süresini nötronun ömrü olan 898 s olarak almak ve böylece de çekirdek zamanını $\approx 10^{-23}$ s bulmak mümkündür. Bu enerjide, proton-proton \rightarrow döteron tepkimesi için etki kesiti, $\sigma \approx (36 b) \cdot \left(\frac{10^{-23} s}{898 s} \right) = 4 \times 10^{-25} b$ olur. 1 b (barn) = 10^{-28} m^2 dir.

3) BİR PLAZMADA ÇEKİRDEKSEL TEPKİME HIZLARI

Bir yıldızın iç bölgesindeki bir süreç için tepkime hızını elde etmek ve sıcaklığa nasıl bağlı olduğunu görmek amacıyla, içerilen parçacıkların enerjileri üzerinden uygun bir ortalama almalıyız. İç bölgede çekirdek hızlarının Maxwell-Boltzmann dağılımı, m indirgenmiş kütle olmak üzere, $P(v)dv = \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{m}{k_B T} \right)^{3/2} e^{-mv^2/k_B T} v^2 dv$ şeklindedir.

Çekirdek sayı yoğunlukları ρ_a ve ρ_b ise, birim zamanda birim hacimdeki tepkime sayısı; birim hacim başına tepkime hızı $= K \rho_a \rho_b (\overline{v\sigma_{ab}})$ olur. Burada üst çizgi hız dağılımı üzerinden ortalaması, σ_{ab} 'de tepkime için etki kesitini gösterir. Çekirdek çiftleri aynı ise $K=1/2$, farklı ise $K=1$ dir. Buna göre ortalama $\overline{v\sigma_{ab}} = \left(\frac{8}{\pi m} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{k_B T} \right)^{3/2} S_{ab}(0) \int_0^\infty e^{-\Phi(E)} dE$ yazılabilir. Burada

$\Phi(E) = \frac{E}{k_B T} + \sqrt{\frac{E_G}{E}}$ olup, üstel fonksiyonu keskin bir zirveye sahiptir. $\Phi(E)$ 'nin minimum olduğu durum $E=E_0$ da yer alır ve $E_0 = (E_G)^{1/3} (k_B T/2)^{2/3}$ olur. $-\Phi(E)$, E_0 civarında Taylor serisine açılarak integralin diğer terimleri hesaplanabilir, dağılım Gauss dağılımına dönüştürülebilir. Bu durumda $\tau = 3(1/2)^{2/3} (E_G/k_B T)^{1/3}$ olmak üzere $\overline{v\sigma_{ab}} = \frac{8}{9} S_{ab}(0) \left(\frac{2}{3mE_G} \right)^{1/2} \tau^2 e^{-\tau}$ olur.

4) DİĞER GÜNEŞ TEPKİMELERİ VE GÜNEŞ NÖTRİNOLARI

Güneşteki hidrojen yanmasında oluşan ${}^3\text{He}$ 'ün tüketilmesiyle ilgili başka yollarda vardır. Bir yıldızda ${}^3\text{He}$ 'ün varlığı ${}^7\text{Be}$ 'un oluşumuna yol açar: ${}^2_3\text{He} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^7_4\text{Be} + \gamma + 1,59 \text{ MeV}$. ${}^7\text{Be}$ plazmada bir serbest elektron yakalayarak ${}^7_3\text{Li} + \nu + 0,86 \text{ MeV}$ şeklinde lityuma dönüşür ve bir nötrino salar. Lityum ise proton yardımıyla ${}^3_7\text{Li} + p \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He} + 17,35 \text{ MeV}$ e parçalanır. Buna "PP II zinciri" denmektedir. Ayrıca ${}^7_4\text{Be}$ için başka durumlarda söz konusu olabilmektedir. Bunlar: ${}^4_7\text{Be} + p \rightarrow {}^8_5\text{B} + \gamma + 0,14 \text{ MeV}$, ${}^8_5\text{B} \rightarrow {}^8_4\text{Be} + e^+ + \nu + 14,02 \text{ MeV}$, ${}^4_8\text{Be} \rightarrow {}^2_4\text{He} + {}^2_4\text{He} + 3,03 \text{ MeV}$ olabilir. Buna da "PP III zinciri" denir. Güneşin standart modelinde başlıca süreç "PP I zinciri" dir.

Hidrojenin helyuma yanmasıyla oluşan diğer bir ilginç tepkime kümesi de "CNO çevrimi"dir. Karbon ve Nitrojen çekirdeklerinden herhangi birinin varlığı yanma olayını: ${}^6_{12}\text{C} + p \rightarrow {}^7_{13}\text{N} + \gamma$, ${}^{13}_{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}_{6}\text{C} + e^+ + \nu$, ${}^{13}_{6}\text{C} + p \rightarrow {}^{14}_{7}\text{N} + \gamma$, ${}^{14}_{7}\text{N} + p \rightarrow {}^{15}_{8}\text{O} + \gamma$, ${}^{15}_{8}\text{O} \rightarrow {}^{15}_{7}\text{N} + e^+ + \nu$, ${}^{15}_{7}\text{N} + p \rightarrow {}^{12}_{6}\text{C} + {}^4_2\text{He}$ tepkime kümesiyle hızlandırır. Güneşte tepkime hızları Coulomb engelinden büyük ölçüde etkilenir ve CNO çevrimi büyük olasılıkla, hidrojen yanmasının sadece

%3'ünden sorumludur. Daha sıcak yıldızlarda, CNO çevriminin tepkime hızları sıcaklıkla hızla arttığından, CNO çevrimi p-p zincirlerinden daha baskın hale gelebilir.

Güneşteki tüm bu tepkimeler yeryüzünden geçen önemli bir nötrino akısına yol açar. Bu akının yüksek enerji kısmının saptanması, $\nu + {}_{17}^{37}\text{Cl} + 0,81 \text{ MeV} \rightarrow e^- + {}_{18}^{37}\text{Ar}$ tepkimesiyle yapılmıştır. Bu nötrinolar genellikle PP III zincirinden gelen nötrinolardır. Bu deneyde kullanılan dedektör (saptayıcı), 615 ton sıvı perkloroetilen (C₂Cl₄), yani $2,18 \times 10^{37}$ tane ³⁷Cl atomundan oluşmaktadır. Deneyde üretilen argon dışarı alınarak kendine özgü β bozunumu ile saptama yapılır.

5) BİRLEŞME TEPKİYİCİLERİ (FÜZYON REAKTÖRLERİ)

Yer yüzünde çekirdek birleşme gücü üretmek için, ölçülemeyecek kadar yavaş p-p tepkimesi yararlıdır. Bununla birlikte, Döteron (${}_1^2\text{H}$) için Coulomb engelleri proton için olanlarla yanlıştır ve egzotermik ${}_1^2\text{H} + {}_1^2\text{H} \rightarrow {}_2^3\text{He} + n + 3,27 \text{ MeV}$, ${}_1^2\text{H} + {}_1^2\text{H} \rightarrow {}_1^3\text{H} + p + 4,03 \text{ MeV}$ tepkimeleri, döteryumun birleşme güç istasyonu için uygun bir yakıt olduğunu önermektedir. Döteryumun doğal bolluğu tüm hidrojenin %0,015'i kadardır ve deniz suyundaki döteryum yatakları sınırsızdır. Bu günkü araştırmalar yakıt olarak ${}_1^2\text{H} + {}_1^3\text{H} \rightarrow {}_2^4\text{He} + n + 17,62 \text{ MeV}$ tepkimesini kullanarak döteryum-trityum karışımlarıyla ilgilenmektedir. Bir döteryum-trityum plazmasında, bir T sıcaklığına ulaşmak için plazmaya birim hacim başına $4\rho_d(3k_B T/2)$ gibi bir enerji girişinin olması gerekir. Burada ρ_d döteryum ve trityum iyonlarının sayı yoğunluğudur (elektron yoğunluğu bunun iki katıdır). Plazmadaki tepkime hızı $\rho_d^2 \bar{\sigma v}$ dir. plazma t_c süresi boyunca hapsedilirse, plazmanın birim hacmi başına;

$$\frac{E_b}{E_g} = \frac{\rho_d^2 \bar{\sigma v t_c}}{6\rho_d k_B T} (17,6 \text{ MeV}) \approx (10^{-19} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}) \rho_d t_c \quad \text{elde edilir. Burada } E_b \text{ birleşme enerji}$$

çıkışı, E_g ise enerji girişidir. Bunun üretimde yararlı olabilmesi için $E_b/E_g > 1$ olmalıdır. Bu zorunluluk $\rho_d t_c > 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}$ kriterine eşdeğerdir ve buna **Lawson kriteri** denir.

BÖLÜM-11

YILDIZLARDA ÇEKİRDEK ÖZÜMLENMESİ

(NÜKLEOSENTEZ)

1) YILDIZ EVRİMİ

Hidrojen helyum karışımının yoğunlaşmış bir durumu olan bir yıldızın hidrojen yanması kalbinde başlar. Kalbindeki hidrojen tüketildikçe, tepkime hızı yavaş yavaş, sıcaklığı ve dolayısıyla basıncı sürdürmeye yeterli olmamaya başlar. Bu iki etken kütle çekimsel büzülmenin ileri aşamasını engeller ve kalp bölgesine daha çok madde düşer. Yıldız kütlesi yeterince büyükse, kütleçekimi enerjisi helyumun belirli bir hızda yanmasını sağlayacak şekilde yıldızın kalbinin sıcaklığını yükseltir. Helyum tükendikçe en sıkı bağlı elementler olan demir ve nikel oluşuncaya dek çekirdeksel yanmanın ileri aşamaları söz konusu olur. her bir aşamada yüksek Coulomb engelini aşmak için daha fazla sıcaklığa gerek duyulur ve bu da kütleçekimsel büzülme ile sağlanır.

Merkezi basıncın kütleçekimini dengelemesiyle büzülme durur ve nükleosentezin ileri aşamalarına ulaşamaz. Büzülmeyi durdurabilecek basınca ilk katkı, “**elektron yozlaşmışlık basıncı**”dır. Bu yüksek basınçta elektron yoğunluğu $\rho_e = \frac{(M/\mu)}{(4\pi R^3/3)}$, doldurulmuş Fermi

küresinin yarı çapı ise $k_F^3 = 3\pi^2 \rho_e = \left(\frac{9\pi}{4}\right) \left(\frac{M}{\mu}\right) \frac{1}{R^3}$ olur. Burada; M yıldızın kütlesi, R yıldızın yarıçapı, μ elektron başına yıldız kütesidir. Bu durumda elektronun göreceli olmadığı

varsayılırsa $T \rightarrow 0$ da elektronun toplam enerjisi (kinetik+ kütleçekim potansiyel enerji), $E = \frac{3}{5} \left(\frac{M}{\mu} \right) \frac{\hbar^2}{2m_e} \left(\frac{9\pi M}{4\mu} \right)^{2/3} \frac{1}{R^2} - \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R}$ şeklinde olur. Yıldız büzülürken R azalır ve E negatif olur. açığa çıkan enerji yıldızın iç bölgelerinin ısıtılmasına ve ışımaya harcanır. E'nin en küçük değerinde minimum yarıçap $dE/dR=0$ 'dan, $R_{\min} = 7,2 \cdot \left(\frac{M_{\odot}}{M} \right)^{1/3} \cdot 10^3$ km olarak bulunur. Bu durumda kütle yoğunluğu ise, $\rho_{\text{kütle}} = 1,27 \cdot \left(\frac{M_{\odot}}{M} \right)^2 \cdot 10^9$ kg.m⁻³ olur. kütleleri güneşinkine yakın fakat genellikle küçük olan bir çok yıldız bu ağır koşula neredeyse uyar. Bunların yoğunlukları yüksek olup, yarıçapları küçüktür ve **beyaz cüce** diye adlandırılırlar. $R=R_{\min}$ 'de, $p_F = \hbar k_F = (3\pi)^{1/3} (\rho_{\text{kütle}}/\mu)^{1/3} \hbar = 0,44 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{2/3}$ MeV/c elektronun en büyük momentumudur. Bu elektron için görelilik olmayan durum olup, kütlesi güneş kütlesine yakın veya az olan yıldızlar için doğrudur. Güneşten büyük kütleli yıldızlarda, sınır durumunda $\varepsilon = (p^2 c^2 + m_e^2 c^4)^{1/2} \approx pc = \hbar ck$ alınabilir. Görelilik yaklaşımında M'nin kritik kütle değeri; $M = \frac{15}{16} \frac{(5\pi)^{1/2}}{\mu^2} \left(\frac{\hbar c}{G} \right)^{3/2} = 1,74 M_{\odot}$ olur. Elektron yozlaşma basıncı, M kütleli yıldızın kütle çekimsel çöküşünü $M > 1,44 M_{\odot}$ olması durumunda durduramaz. Bu sonuç, **Chandrasekhar sınırı** olarak bilinir.

2) HELYUMDAN SİLİKONA

Hidrojenin helyuma dönüşümünde var olan potansiyel enerjinin çoğu ısı ve ışımaya dönüşür. Helyumda nükleon başına bağlanma enerjisi 7,1 MeV olup, demire kadar giden tam bir yanmada nükleon başına ayrıca 1,7 MeV'lik bir enerji açığa çıkar. Yani elementler ağırlaştıkça Coulomb engelinden sızma için daha yüksek sıcaklıklar gereklidir. ^{14}Si civarında elementler üretildiğinde bu basit birleşme süreci yerine başka bir süreç gelir. Helyumun oksijene, oksijenin silikona dönüştüğü bir yıldızda önemli birkaç tepkime şöyledir: $k_B T \approx (10-20 \text{ keV})$ ve $\rho \approx (10^5-10^8) \text{ kg.m}^{-3}$ de; $^4\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^8\text{B}$, $^4\text{He} + ^8\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma + 12x(0,61\text{MeV})$, $^4\text{He} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O} + \gamma + 16x(0,45\text{MeV})$, $k_B T \approx (100-200\text{keV})$ ve $\rho \approx 10^9 \text{ kg.m}^{-3}$ de; $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{28}\text{Si} + ^4\text{He} + 32x(0,30\text{MeV})$.

3) SİLİKON YANMASI

Yıldız evriminin bundan önceki tüm aşamalarında fotonlar devamlı olarak plazmayla ısı dengesinde var olmuşlardır. Bir foton, plazmada, elektromanyetik olarak çekirdeklerle çiftlenir ve çekirdek uyarılmış duruma gelebilir. Eğer foton enerjisi, çekirdeğin parçalanması için gerekli eşik enerjisinin üstünde ise, bölünme gerçekleşebilir. Bu sürece **ışıkla bölünme (photodisintegration)** denir.

Bir yıldızın kalbindeki sıcaklık $k_B T \approx 1 \text{ MeV}$ olduğundan bu süreç önemli hale gelir. Bu sıcaklıkta protonlar ve alfa parçacıkları çekirdeğin içine kolaylıkla kabul edilebilir, ısı dengesine yaklaşan bir durum en sıkı bağlanan elementler olan demir ve nikkelle hızlıca kurulur. Bu aşamada kütleli bir yıldızın kalbi kararsız koşuldadır. Böylelikle daha yüksek yoğunluklar ve sıcaklıklar söz konusu olur. Bu durumda Fermi dağılımının üstünde bulunan elektronlar çekirdek tarafından yakalanmaya elverişli olur ve nötronca zengin çekirdekler oluşur. Bu süreç, kaçmak üzere nötron üreterek ve ayrıca elektronları uzaklaştırarak yıldızın kalbinden ısı alır. Böylece büzülme hızlandırarak ve daha çok sayıda elektron kaybına yol açacak şekilde basınç düşer. Sonunda kalp korkunç bir şekilde içe çöker, bu çöküşü ancak nükleon basıncı ve kısa erimli nükleon itmesi durdurabilir.

Yıldızın kalp dışındaki daha soğuk bölgeleri yanmamış veya kısmen yanmış madde içerir. Kalp içe çökerken bunlarda içe düşer. Geriye kalan yakıt patlayarak yanar ve yıldızın dış örtüsünü uzaya fırlatır. Bu patlama **süpernova patlamasıdır** ve sonunda **nötron yıldızı** oluşur.

4) AĞIR ELEMENTLERİN ÇEKİRDEK ÖZÜMLENMESİ

Demir civarında toplananlardan daha ağır elementlerin oluşumu için en olası süreç nötron yakalanmasıdır. Serbest nötronlar elverişli durumda ise, nötronca zengin bir izotop yapmak üzere, Coulomb engelini aşabileceği bir demir tohum çekirdek üzerine ışımsal yakalanma yoluyla birleşir. Çekirdekteki nötron sayısı arttıkça β^- bozunumuna kararsız hale gelir ve atom numarası Z olan bir element atom numarası $Z+1$ olan yeni bir elemente dönüşür. Nötron yakalanması hızı, gereken β bozunum hızlarına (s süreci) göre yavaşsa, oluşturulan çekirdekler β kararlılık vadisinin dibine yakın olur. Nötron yakalanma hızı yüksekse (r süreci), nötronca zengin izotoplar kararlı çekirdeklere doğru yığılacak şekilde oluşur. Örneğin toryum ve uranyum bu yolla oluşturulur. Yıldızlarda, s süreçleri büyük kütleli yıldızlarda helyumun yanmasında, r süreçleri de süpernova patlamalarında söz konusudur.

BÖLÜM-12

BETA VE GAMA BOZUNUMU

1) BETA BOZUNUM KURAMI NEYİ AÇIKLAR?

Beta bozunumunda A sabit kalırken çekirdeğin yükü (Z) değişir. Bu olay bir elektronla bir karşıt-nötrinin ya da bir pozitronla bir nötrinin aynı anda yayınımlı veya bir nötrino yayınımlı yoluyla atoma ait bir elektronun yakalanmasıyla gerçekleşir. Elektron yakalanmasında nötrinin enerjisi ve çekirdeğin geri tepme enerjisi kesin hatlarla belirlidir. Diğer süreçlerde elektron (veya pozitron), sıfır ile enerji korunumunca izin verilen en büyük enerji arasındaki her hangi bir değeri alabilir. Pauli, 1933 te bu sürekli enerji dağılımına bakarak nötrinin varlığını öngörmüştür. Elektronun en büyük enerji durumu, nötrinin momentum taşımadığı duruma karşılık gelir ve bu durumda nötrinin durgun kütle enerjisi $m_n c^2$ olur. Nötrino diğer parçacıklarla çok zayıf etkileşimde bulunur. Bu nedenle, ilk defa 1959'da çekirdek reaktöründe yüksek nötrino akımı kullanılarak, $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ tepkimesiyle nötrino gözlenmiştir. Gama bozunumunda olduğu gibi beta bozunumunda da çekirdeklerin ortalama ömrü çeşitli basamaklara yayılır ve bunlar bozunumdaki çekirdeksel spin değişimine güçlü bir şekilde bağlıdır. Atom altı düzeyde, ayna simetrisinin bozulmasıyla ilgili ilk deneysel kanıt **Lee** ve **Yang**'ın önerisini izleyen **Wu** tarafından 1957'de β bozunumunda bulunmuştur. Bu deneyde, ^{60}Co 'ın bozunumundan $^{60}_{27}\text{Co} \rightarrow ^{60}_{28}\text{Ni} + e^- + \bar{\nu}$ çıkan elektronların açısal dağılımı ölçülmüştür ve ayna simetrisinin bozulduğu belirlenmiştir.

2) β BOZUNUMUNUN FERMİ KURAMI

Beta bozunumuyla ilgili basit bir kuram ilk defa 1934'te Fermi tarafından önerilmiştir. Bu kuram eksik olmakla birlikte, spektrumları açıklayabilmekte ve β bozunumu ortalama ömür aralığının anlaşılmasını sağlamaktadır.

Kabuk modelinde kapalı kabuk içindeki nükleonlar, proton-nötron bozunumunda rol oynamazlar. Buna iyi bir örnek $^{17}_9\text{F} \rightarrow ^{17}_8\text{O} + e^+ + \nu$ tepkimesidir. Bunun başlangıç durumu $\Psi_0 = \psi_p(r_p)$ alınabilir. Burada ψ_p , $d_{5/2}$ kabuğundaki tek proton durumudur. Sistemin son durumu aynı kabukta $\Psi_f = \psi_n(r_n) \psi_e(r_e) \psi_\nu(r_\nu)$ şeklinde bir nötron, bir pozitron ve bir de nötrinodan oluşur. **Pertürbasyon kuramında** ilk ve son durumlar arasındaki geçiş hızı, H_{if_0} başlangıç ve bitişleri bağlayan matris elemanı, $n_f(E_0)$ bozunumda açığa çıkan E_0 enerjili Ψ_f

dorumları yoğunluğu olmak üzere, $R = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{f_0}|^2 n_f(E_0)$ şeklindedir. Bu kuantum mekaniğinde “**Fermi’nin altın kuralı**”dır. Matris elemanı, G_F Fermi sabiti olmak üzere, $H_{f_0} = G_F \int \psi_n^i(r) \psi_e^i(r) \psi_\nu^i(r) \psi_p(r) \cdot d^3r$ şeklinde yazılır. Pozitron ve nötrinin dalga fonksiyonları V hacminde boylandırılmış düzlem dalga olarak alınırsa, H_{f_0} matris elemanı; $H_{f_0} = \frac{G_F}{V} \int \psi_n^i(r) \psi_p(r) e^{-i(k_e+k_\nu)r} \cdot d^3r$ olur. Üstel ifade seriye açılarak küçük terimler ihmal edilebilir. Burada sadece sıfırdan farklı ilk terimi almak iyi bir yaklaşıklık. İlk terim sonlu ise bozunum (β) izinlidir. İlk ve son durumlar zıt pariteli olduğunda ilk terim sıfır, fakat ikinci ve izleyen terimler sıfırdan farklı ise, birinci yasak bozunumdan söz edilir.

3) ELEKTRON VE POZİTRONUN ENERJİ SPEKTRUMLARI

Elektron beta bozunumunda görelî bölgede yayılmışsa, çekirdeğin geri tepme enerjisi ihmal edildiğinde, toplam enerji $E_0 = E_e + E_\nu$ olur. Burada E_ν , nötrinin görelî enerjisidir. Buna göre E_e ile $E_e + dE_e$ arasında elektron durumlarına bozunum için toplam geçiş hızı; $dR = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{f_0}|^2 n_\nu(E_0 - E_e) n_e(E_e) \cdot dE_e$ olur. Burada n_ν nötrinoların, n_e elektronların yoğunluğudur. M_F uygun çekirdeksel matris elemanı (izinli geçişin), G_F Fermi zayıf etkileşim sabiti olmak üzere, toplam geçiş hızı $dR = \frac{G_F^2 |M_F|^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^6} S_0(E_e) \cdot dE_e$ olur. Burada $S_0(E_e)$ lepton durum yoğunluğudur. Diğer çarpanlar elektron enerjisinden bağımsızdır. Çekirdekteki elektron dalga fonksiyonu önemli olduğundan $S_0(E_e)$, $S_c(E_e) = F(Z_d, E_e) \cdot S_0(E_e)$ şeklinde değiştirilebilir. Burada Z_d , ürün çekirdeğin yükü, $F(Z_d, E_e) = \left| \frac{\psi_e(Z_d, 0)}{\psi_e(0, 0)} \right|^2$ dir. $\psi_e(Z_d, r)$ ise $\pm Z_d e^2 / 4\pi\epsilon_0 r$ Coulomb potansiyelinde elektron dalga fonksiyonudur. Basit bir yaklaşıklıkla, görelî olmayan durumda, $F(Z, E_e) = \frac{2\pi\eta}{1 - e^{-2\pi\eta}}$ elde edilir. Burada $\eta = \pm \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar v}$ olup, elektronlar için (+), pozitronlar için (-) işaretlidir, v ise elektron veya pozitronun son enerjisidir. Belli bir izinli bozunum durumunda toplam geçiş hızı, τ ortalama ömrü için $\frac{1}{\tau} = \frac{G_F^2 |M_F|^2 m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} f(Z, E_0)$ formülüyle verilir. Buradaki $f(Z, E_0)$ fonksiyonu, tüm elektronlar üzerinden $f(Z, E_0) = \left(\frac{1}{m_e c^2} \right)^5 \int_{m_e c^2}^{E_0} F(Z, E_e) (E_0 - E_e)^2 (E_e^2 - m_e^2 c^4)^{1/2} E_e dE_e$ integralle bulunur.

4) ELEKTRON YAKALANMASI

Atomlarla ilgili bir çevrede, elektron yakalama yoluyla β bozunumu her zaman pozitron yayımıyla yarış halindedir. Bazen enerji açısından izinli biricik beta bozunumudur. Örneğin ${}^9_{17}\text{F}$ elektron yakalanması yoluyla, ${}^9_{17}\text{F} + e^- \rightarrow {}^8_{17}\text{O} + \nu$ şeklinde bozunabilir. Şimdi elektron ve protonun ikisi de başlangıç durumunda bulunduğu için, başlangıç dalga fonksiyonu $\Psi_0 = \psi_p(r_p) \psi_e(r_e)$ şeklindedir. Elektron büyük olasılıkla K kabuğundadır. Bu dalga fonksiyonları hidrojen benzeri dalga fonksiyonlarıdır. Son durumda $\Psi_f = \psi_n(r_n) \psi_\nu(r_\nu)$ biçimindedir. Basit Fermi kuramına göre, geçişin izinli olduğu durumlarda, başlangıç ve bitiş

bağlayan matris elemanı $H_{f_0} = \frac{G_F}{V^{1/2}} \psi_e(0) \int \psi_n^i(r) \psi_p(r) \cdot d^3r = \frac{G_F}{(V\pi)^{1/2}} \left(\frac{Zm_e e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar^2} \right)^{3/2} M_F$

olur. Nötrino kütlesi sıfır alınarak, elektron yakalanması için bozunum hızı ,

$$R_K = \frac{G_F^2 |M_F|^2 E_v^2}{\pi^2 \hbar^4 c^3} \left(\frac{Z m_e e^2}{4 \pi \epsilon_0 \hbar^2} \right)^3$$
 olur. Burada elektron spini dikkate alınmamıştır. Elektron yakalanma hızının pozitron yayılım hızına oranı, G_F 'den ve çekirdek matris elemanından bağımsız olup $\frac{R_K}{R_{e^+}} = 2\pi \left(\frac{E_v}{m_e c^2} \right)^2 \left(\frac{Z}{137} \right)^3 \frac{1}{f(Z_d, E_0)}$ biçimindedir. Burada $E_v \approx E_0 + m_e c^2$ ve $e^2/4\pi\epsilon_0 \hbar c \approx 1/137$ dir.

5) NÖTRİNONUN KÜTLESİ

Standart bileşik kuramlarda nötrino kütlesinin sıfır olduğu varsayılır. Bu varsayımı deneysel test etmenin önemi büyüktür. Birkaç eV/c² lik sonlu bir nötrino kütlesi bile, örneğin kozmolojide, çok önemli sonuçlar sebep olabilir. Sonlu bir nötrino kütlesinin izi, beta bozunumunda en büyük enerji yakınında elektron enerji spektrumunun şeklinde kendini

gösterir. $dR = \frac{G_F^2 |M_F|^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^6} S_o(E_e) \cdot dE_e$ ifadesine bakılarak bu şeklin, $m_\nu=0$ veya $m_\nu \neq 0$ olup

olmadığına duyarlı bir biçimde bağlı olduğu söylenebilir. Aradaki fark, $\left[\frac{dR/dE_e}{F(Z_d, E_e) E_e (E_e^2 - m_e^2 c^2)^{1/2}} \right]^{1/2}$ ifadesinin elektron enerjisine göre **Curie çizimidir**. Çünkü

$$dR \text{ denklemi } \left[\frac{dR/dE_e}{F(Z_d, E_e) E_e (E_e^2 - m_e^2 c^2)^{1/2}} \right]^{1/2} = (\text{sabit}) (E_0 - E)^{1/2} [(E_0 - E)^2 - m_\nu^2 c^4]^{1/4}$$

olur. $m_\nu=0$ ise çizim, E_0 'dan geçen (E_0-E) doğrusudur; $m_\nu \neq 0$ ise bir eğri elde edilir ve en büyük enerjideki teğet düşeydir. Bu konuyla ilgili en çok çalışılan bozunum ${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + e^- + \bar{\nu}$ +18,6 keV şeklinde trityum bozunumudur. Alınan son veriler nötrino kütlesinin sonlu ve 34 eV/c² kadar olduğunu göstermektedir.

6) FERMİ VE GAMOW-TELLER ETKİLEŞMELERİ

Beta bozunumunun basit Fermi kuramında etkileşme matris elemanı, bir "temas" etkileşmesi olarak yazılmıştır. Oysa bu ${}^1_0\text{F}$ bozunum örneğinde, spin etkisi savsanarak, $H_{f_0} = G_F \int \psi_n^\dagger(r) \psi_e^\dagger(r) \psi_\nu^\dagger(r) \psi_p(r) \cdot d^3 r$ şeklinde temsil edilebilir.

Beta bozunumunun tam kuramında etkileşmeye yüklü **W bozonları aracılık** eder. Yani nükleondan çok bir kuarkla etkileşim söz konusudur. Basit Fermi kuramında spin etkilerinin yok sayılması bir eksikliklerdir. Şimdi spini de göz önüne almalıyız. Dalga fonksiyonu proton için $\psi_p(r_p, m_{sp})$, nötron için $\psi_n(r_n, m_{sn})$ olarak yazılır. Nükleon-W etkileşmesiyle ilgili g_ν gibi bir çiftlenim sabiti, lepton-W etkileşmesiyle ilgili olarak da g_L gibi bir çiftlenim sabiti söz konusudur. Bunların her ikisi de elektrik yükü boyutundadır. W bozonunun kütlesinin büyük olması etkileşmeyi kısa erişimli yapar ve denkleme $(1/\epsilon_0)(\hbar/M_w c)^2$ çarpanı getirir. Bu durumda Fermi etkileşmesinin etkileşme matris elemanına katkısı, $d m_s$ spin koordinat elemanı olmak üzere,

$$H_{f_0}^F = g_\nu g_L \frac{1}{\epsilon_0} \left(\frac{\hbar}{M_w c} \right)^2 \int \psi_n^\dagger(r, m_s) \psi_p(r, m_s) \cdot d^3 r \cdot d m_s (\text{lepton kısmı}) \text{ olur. Zayıf}$$

etkileşmenin şiddeti parantez içindeki lepton kısmında içerilmiştir. Bozunuma sadece Fermi etkileşmesi katkıda bulunuyorsa;

$$G_F = g_\nu g_L \frac{1}{\epsilon_0} \left(\frac{\hbar}{M} \right)^2 ,$$

$M_F = \int \psi_n^\dagger(r, m_s) \psi_p(r, m_s) d^3 r \cdot d m_s$ yazılabilir. W alanının manyetik benzeri kısmı, toplam lepton açısız momentumu olan J 'nin $j=1$ kuantum sayısına sahip olduğu bir terime

karşılık gelir ve bu terim geçiş matris elemanında **Gamow-Teller etkileşmesi** diye bilinir. Etkileşme hamiltoniyeninde **$\sigma \cdot \mathbf{J}$** gibi bir terim bulunur ve g_v yerine bir “**eksensel çiftlenim sabiti**” olan g_A gelir. ^{17}F örneğinde Gamow-Teller matris elemanı,

$$H_{f0}^F = \frac{g_A}{g_v} G_F \int \psi_n^i(r, m_s) \cdot \sigma \cdot \psi_p(r, m_s) \cdot d^3 r \cdot dm_s \text{ (lepton kısmı)} \quad \text{olur.} \quad \text{Eğer,}$$

$$M_{GT} = \frac{g_A}{g_v} \int \psi_n^i(r, m_s) \psi_p(r, m_s) \cdot d^3 r \cdot dm_s = (M_{GT}^x, M_{GT}^y, M_{GT}^z) \quad \text{tanımı yapılır ve } j=0$$

ile $j=1$ durumlarına giden izinli bozunumlar üzerinden toplam alınır, enerjileri E ile $E+dE$

$$\text{arasında olan elektronlara, } dR(E_e) = \frac{G_F^2}{2\pi \hbar^7 c^6} [|M_F|^2 + |M_{GT}^x|^2 + |M_{GT}^y|^2 + |M_{GT}^z|^2] S_c(E_e) dE_e$$

şeklinde toplam bozunum hızı yazılabilir. Bir Fermi geçişinde $\Delta j=0$, bir Gamow-Teller geçişinde $\Delta j=0$ veya 1 olmalıdır.

7) ÇİFTLENİM SABİTLERİNİN BELİRLENMESİ

$^{14}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{N} + e^+ + \nu$ bozunumunda, spin ve paritesi 0^+ olan ürün çekirdeğin ilk uyarılmış durumuna geçişi %99,7 olasılıkla gerçekleşir. ^{14}O de spin ve paritesi 0^+ olup, bu geçiş izinli bir saf Fermi geçişidir. Bu hafif çekirdeklere güçlü çekirdek kuvveti yükten bağımsız ve Coulomb etkileri zayıf olduğundan ilk ve son durumlarının dalga fonksiyonları çok benzerdir ($|M_F|^2 \approx 2$ dir). Enerji $E_0 = 2,32$ MeV, $Z_d=7$, $f(7, 2,32)=42,8$, ortalama ömür $\tau_0=102$ s dir. Buna göre Fermi çiftlenim sabitinin değeri $G_F/(\hbar c)^3 = 1,16 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ olur.

g_A/g_v oranı, çoğunlukla serbest bir nötronun ömründen doğrudan hesaplanır. Nötronun ve protonun spin durumları $|+1/2\rangle$, $|+1/2\rangle$ olduğunda σ matrislerinin özellikleri kullanılarak $M_F=1$ ve $M_{GT}=(g_A/g_v)(0, 0, 1)$ olduğunu söyleyebiliriz. Protonun spinini $|-1/2\rangle$ ise, $M_F=0$ ve $M_{GT}=(g_A/g_v)(1, i, 0)$ dir.

$$\text{olası tüm spin durumlarına toplam bozunum hızı } \frac{1}{\tau} = \frac{1,63 [1 + 3(g_A/g_v)^2] G_F^2 m^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \quad \text{ile}$$

$$\text{verilir ve ölçülen bozunum hızı, } g_A/g_v=1,26 \text{ verir. } G_L \text{ ve } g_v \text{ çiftlenim sabitleri,; } g_L = \frac{e}{2 \sin \theta_w} =$$

$$(1,06 \pm 0,04)e, \quad g_v = \frac{e \cos \theta_c}{2\sqrt{2} \sin \theta_w} = (0,73 \pm 0,03)e \text{ dir. Burada } \theta_w \text{ Winberg açısı, } \theta_c \text{ ise Cabibbo}$$

açısıdır. Winberg açısı standart elektrozayıf kuramda ortaya çıkar ve W ve Z bozonlarının kütlelerine $(M_w/M_Z)^2 = \cos^2 \theta_w$ bağıntısıyla bağlıdır.

8) ELEKTRON KUTUPLANMASI

Etkileşme matris elemanının lepton kısmı, bir beta bozunumunda içerilen dört parçacığın çeşitli spin ve momentumları arasında karşılıklı açısal ilişkilere yol açar. Zayıf etkileşmelerin pariteyi korumayan doğası, açık biçimde en çok lepton durumlarında görülür. Tüm nötrinolar “**sol-elli**” ve tüm karşıt nötrinolar “**sağ-elli**” dir. v hızıyla yayımlanan bir

$$\text{elektronun sol-elli bir durumda bulunma olasılığı } P_L = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{v}{c} \right), \text{ sağ-elli durumda}$$

$$\text{yayımlanma olasılığı da } P_R = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{v}{c} \right) \text{ dir. Dolayısıyla, } P = \frac{P_R - P_L}{P_R + P_L} = -\frac{v}{c} \text{ yazılabilir}$$

(pozitronlar için $P = +v/c$ dir).

9) GAMA (γ) BOZUNUMU KURAMI

Gama bozunumunda, uyarılmış bir durumda bulunan bir çekirdek bir foton yayarak daha alt bir seviyeye iner. Bu bozunum yarı-klasik bir yaklaşımla incelenerek, bozunumun temel özellikleri elde edilebilir. Fotonun elektromanyetik etkileşmesinden dolayı, Maxwell ve kuantum kuramı kullanılabilir. Bir büyük V hacmindeki sistem için, elektrik ve manyetik alanlar; $E=E_0\cos(k.r-w.t)$, $B=B_0\cos(k.r-w.t)$ alınabilir. Enerjinin elektrik ve manyetik alanda eşit bölüşüldüğü varsayılırsa, tek bir foton için toplam enerji $\epsilon_0\int E(r)E(r)d^3r=(1/2)\epsilon_0E_0^2V$, buradan da $(1/2)\epsilon_0E_0^2V=\hbar\omega$ olur. Tipik γ bozunumunda, $\hbar\omega$ en fazla birkaç MeV'dir. $k.r$ 'deki değişim çekirdekte küçük olduğundan önemsenmeyip, elektrik alanın diğer terimi alındığında potansiyel enerji $-e\sum E.r_p=-(e/2)\sum E_0.r_p.(e^{i\omega t}+e^{-i\omega t})$ ile verilir. Bu durumda bozunum hızı formülündeki matris elemanı $R_{f_0}=\int\Psi_f^*(\sum r_p)\Psi_0.d(\text{koordinatlar})$ biçiminde olup, $R_{f_0}\neq 0$ iken geçiş **elektrik dipol (çiftkutup)** geçişidir. R_{f_0} , sıfırdan farklı ve R_1+iR_2 şeklinde karmaşık bir vektör ise, R_{f_0} 'ın k yayınım vektörüne dik olması, yani düzlemde kutuplu bir durum için $E_0.R_{f_0}=|E_0||R_{f_0}|\sin\theta$ olur. $d\Omega=\sin\theta.d\theta.d\phi$ katı açısıyla yayılan fotonlar için $E_\gamma=\hbar\omega$ enerjisindeki durum yoğunluğu, $\frac{V}{(2\pi)^3}k^2\frac{dk}{dE_\gamma}d\Omega=\frac{V}{(2\pi)^3}\frac{\omega^2}{\hbar c^3}\sin\theta.d\theta.d\phi$ biçimindedir. Buna göre

Fermi'nin altın kuralına göre geçiş hızı $R=\frac{2\pi}{\hbar}\frac{e^2}{4}|E_0^2||R_{f_0}|^2\frac{V}{(2\pi)^3}\frac{\omega^2}{\hbar c^3}\sin^2\theta.d\Omega$ dır.

Ortalama ömür ise, $\frac{1}{\tau_{E_\gamma}}=\frac{4}{3}\left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)\frac{\omega^3}{\hbar c^3}|R_{f_0}|^2$ bağıntısına sahip olur. Buran τ , 10^{-15} s basamağında bulunur. R_{f_0} integrali; eğer ψ_0 ve ψ_f aynı pariteli ise sıfırdır. Elektrik dipol geçişi için bunlar zıt pariteli olmalıdır.

Çekirdek ayrıca fotonun manyetik alanıyla da çiftlenir. Bu durumda, basit kabuk modeline göre manyetik moment işlemcisi $\mu=\sum_{\text{nükleonlar}}\mu_N[g_L L+g_S S]/\hbar$ olarak verilir. Burada $\mu_N=e\hbar/2m_p$ şeklinde çekirdek manyetonudur. Bu etkileşmede geçiş hızındaki matris elemanı $M_{f_0}=\int\Psi_f^*.\mu\Psi_0.d(\text{koordinatlar})$ biçiminde olup, $M_{f_0}\neq 0$ da geçiş **manyetik dipol (çiftkutup)**

tur. Buna göre ortalama ömür $\frac{1}{\tau_{M_1}}=\frac{4}{3}\left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)\frac{\omega^3}{\hbar^2 c^3}|M_{f_0}|^2$ olmaktadır. Mü sanki-vektör

olduğundan ancak Ψ 'ler farklı pariteye sahip olduklarında $M_{f_0}\neq 0$ dır. o halde elektrik ve manyetik çift kutup geçişleri karşılıklı olarak seçkindir. Aynı enerjideki manyetik ve elektrik çiftkutup geçişleri için ortalama ömürler oranı; $\frac{\tau_{M_1}}{\tau_{E_1}}=\frac{e^2 c^2 |R|^2}{|M|^2}\approx\frac{(m_p c^2)^2 (A^{2/3} fm^2)}{(\hbar c)^2}\approx 20A^{2/3}$

bulunur. $\cos(k.r-w.t)$ fonksiyonu $(k.r)$ 'nin kuvvet serisine açılımı, daha yüksek basamaktan elektrik ve manyetik geçişler için matris elemanlarını verir. (kr) 'nin her kuvveti, parite seçim kuralına ek bir -1 çarpanı, Δ_j seçim kuralına da bir birimlik ek açısal momentum getirir.

10) İÇ DÖNÜŞÜM

Uyarılmış bir durumdaki bir çekirdek elektromanyetik olarak iç dönüşüm yoluyla da bozunur. Bu süreçte $\Phi_0(r_e)$ durumundaki bir atom elektronu, bozunumda açığa çıkan enerjiyi alır ve başlangıçta boş olan $\Phi_f(r_e)$ durumuna uyarılır. Açığa çıkan enerji elektronun bağlanma enerjisinden büyükse, elektron atomun dışına atılır ve $\Phi_f(r_e)$ yerine yaklaşık olarak bir düzlem dalga alınabilir. İlk ve son durumdaki dalga fonksiyonları $\Psi_0=\psi_0^{\text{çek}}\Phi_0(r_e)$ ve $\Psi_f=\psi_f^{\text{çek}}\Phi_f(r_e)$ olur. elektron ve çekirdek arasındaki etkileşmeye gelen başlıca katkı Coulomb enerjisidir. Bu durumda geçiş için, $H_{f_0}=\int\psi_f^{\text{çek}}\Phi_f\sum_{\text{protonlar}}\frac{-e^2}{4\pi\epsilon_0|r_p-r_e|}.\psi_0^{\text{çek}}\Phi_0 d^3r_e.d(\text{çekkoordinat})$ matris elemanıdır. Bu matris aynı pariteli geçişlerde $(0\rightarrow 0)$ sıfırdan farklıdır.

İç dönüşüm, fotoelektrik olay, elektron yakalanması veya diğer bazı geçişlerde elektronik kabuklarda her zaman bir boşluk meydana gelir. Bu boşluk daha dış yörüngelerden bu iç yörüneye bir elektron geçişiyle doldurulur ve atom uyarılmış iç yörünge enerjisini x-ışınları yayınlayarak ya da daha düşük enerjili kabuktaki elektrona vermek suretiyle başından atar. Bu şekilde yayınlanan elektronlara **Auger elektronları**, bu olaya da **Öje (Auger) olayı** denir. İç dönüşümü çekirdeksel, bu olay ise atomik bir olaydır. Auger olayı, x-ışını yayınlanmasının bir alternatifidir, bir iç fotoelektrik olay değildir. Auger elektronu yayınlanması ile x-ışını yayınlanması arasında bir çekişme vardır.

BÖLÜM-13

ENERJİK PARÇACIKLARIN MADDELERDEN GEÇİŞİ

1) YÜKLÜ PARÇACIKLAR

Önce proton ve alfa parçacığı gibi yüklü parçacıkların gazlardan geçişini göz önüne alalım. Enerjileri <10 MeV olan yüklü parçacıklar durumunda enerji kaybı için baskın mekanizma, gaz atomlarının uyarılması veya iyonlaştırılmasıdır.

Yükü ze , hızı v , enerjisi E olan hızlı bir parçacık başlangıçta durgun olan z' e yüklü ve m_R kütleli bir parçacığı geçsin. Hızlı parçacık x eksenini boyunca olan başlangıç doğrultusundan çok az sapsın. Durgun parçacık $(0,b,0)$ noktasından karşılaşma süresince hafifçe hareket etsin. Burada b uzaklığı çarpma parametresidir. Bu durumda hızlı parçacığın hareket denklemi $dP/dt=zeE$ dir. Durgun parçacığın manyetik alanı ihmal edilebilir. Elektrik alan bileşenleri

$E_x = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{z' ex}{(b^2+x^2)^{3/2}}$, $E_y = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{z' eb}{(b^2+x^2)^{3/2}}$ olur. Buna göre hızlı parçacığın hareket doğrultusunda momentum değişimi $\Delta P_x = ze \int_{-\infty}^{+\infty} E_x dt \approx 0$, enine momentum değişimi ise

$\Delta P_y = ze \int_{-\infty}^{+\infty} E_y dt = -\left(\frac{zz'e^2}{4\pi\epsilon_0}\right) \frac{2}{bv}$ olur. Hızlı parçacığın kaybettiği kinetik enerji de

$\Delta E = -\frac{P_T^2}{2m_R} = -2\left(\frac{zz'e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{1}{b^2 v^2 m_R}$ olur. Buradaki m_R , hidrojen atomu hariç, diğer atom

çekirdeklerinde $m_R \approx 2zm_p$ dir. hızlı parçacık gaz içerisinde dx yolunu aldığı anda, b ile $b+db$ arasında ortalama sayısı $(\rho/m_a)Z2\pi b.db$ olan elektronlara aktarılan enerji

$d^2 E = -4\pi \left(\frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0}\right) \frac{\rho Z}{m_a} \frac{1}{v^2 m_e} \frac{db}{b} dx$ dir. Burada ρ gazın kütle yoğunluğu, Z gazı oluşturan atomların atom numarası, m_a atom kütesidir. b 'nin maksimum ve minimum değerleri

arasında enerji kaybının toplam hızı (durdurma gücü), $-\frac{dE}{dx} = 4\pi \left(\frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0}\right) \frac{\rho Z}{m_a} \frac{1}{v^2 m_e} L$ olur.

Burada $L = \log(b_{\max}/b_{\min})$ dir. Atomların kütle numarası $m_a \approx A$ ise, $-\frac{dE}{dx} = D \left(\frac{Z}{A}\right) \rho \left(\frac{zc}{b}\right) L$

olur. Burada $D = 0,307 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$ dir. Durdurma gücü denklemi; $L = \left[\log \left(\frac{2\gamma^2 m_e v^2}{\langle I \rangle} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right]$

olmak üzere, elektron ve pozitron dışında diğer yüklü parçacıklar için geçerli olan kuantum

mekaniksel hesap ile **Bethe** tarafından belirlenmiştir. Burada $\langle I \rangle$ atom elektronları üzerinden uygun bir şekilde tanımlanan ortalama iyonlaşma enerjisidir.

Hızlı parçacığın kütlesi elektronunkinden büyüğe momentum merkezinde parçacık neredeyse durgundur, elektronun hızı $\approx v$, momentumu ise $p \approx \gamma m_e v$ dir. Bu durumda $b_{\min} \approx \hbar / \gamma m_e v$, $b_{\max} \approx \hbar \gamma v / I$ alınabilir. Burada $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ görelilik etkisidir. Bethe formülünü, T hızlı parçacığın kinetik enerjisi olmak üzere, T/Mc^2 'nin fonksiyonu olarak, $-dT/dx = z^2 F(T/Mc^2)$ şeklinde yazılabilir. Madde içinden geçen hızlı elektron ve pozitronlar için, kütle merkezi sisteminde momentum düzeltmeleri söz konusudur. Bunun dışında, bu bölgede bir başka enerji kaybetme mekanizması vardır: bu, **Bremsstrahlung** veya “frenleme ışması”dır. Bu olay, yüklü bir parçacık, içinden geçtiği maddenin atomlarıyla çarpışarak hızlandığında veya yavaşladığında elektromanyetik ışmanın yayılması yoluyla enerji kaybıdır. Bu ışma ağır elementlerde daha dikkate değerdir. Elektron ve pozitronlar için enerji kayıp hızlarının oranı; $\Delta E_{\text{frenleme}} / \Delta E_{\text{iyonlaşma}} \approx T(Z+1,2)/700$ dir. Burada T, Mev cinsinden kinetik enerji, Z ise maddenin atom numarasıdır. Kütlesi M, başlangıç kinetik enerjisi T_0 olan hızlı bir parçacığın durmadan önce gittiği ortalama uzunluğa parçacığın **erişimi** denir. Bir parçacığın erişim bağıntısı,

$$R(T_0) = \int_{T_0}^0 \frac{dT}{dT/dx} = \frac{1}{z^2} \int_0^{T_0} \frac{dT}{F(T/Mc^2)} = \frac{Mc^2}{z^2} \int_0^{T_0/Mc^2} \frac{du}{F(u)} \quad \text{olarak verilir.}$$

2) YÜKLÜ PARÇACIKLARIN ÇOKLU SAÇILMASI

Hızlı parçacık gittiği yol boyunca çarpışmalar sonucu yolundan sapar. Tek bir çarpışmada sapma açısı $\Delta\theta \approx \frac{p_T}{p} = \left(\frac{z z' e^2}{4\pi\epsilon_0} \right) \frac{2}{b p v}$ ile verilir. Eğer sapmalar bir gazdaki gibi gelişigüzel ise, (i) sayıda birkaç çarpışmadan sonra enine momentumun kare ortalaması, $\overline{p_T^2} = \sum_i (p_T^i)^2$ olur. Δx gibi bir yolda hızlı parçacık, çarpışma parametreleri b ile db arasında

olan $(\rho/m_a) Z 2\pi b \cdot db \cdot \Delta x$ kadar çekirdeği geçer ve $\overline{p_T^2} = \frac{2\pi\rho}{m_a} \left(\frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{4}{v^2} \int \frac{db}{b} \Delta x$ olur. Burada b_{\min} çekirdek, b_{\max} ise atom boyutunda olmalıdır. Bu durumda $\int db/b \approx \log(A^0/\text{fm}) \approx 10$ alınabilir ve Δx gibi bir yol uzunluğunda ortalama kare sapma, $\overline{\theta^2} \approx \frac{\overline{p_T^2}}{p^2} \approx \frac{\rho \Delta x}{(pv)^2} \frac{(Zz)^2}{A}$ ($3\text{cm}^2\text{g}^{-1}\text{MeV}^2$) ile verilir.

3) ENERJİK FOTONLAR

Enerjik bir foton bir atomla etkileştiğinde tamamen soğurulur ya da saçılır. Başlangıçta paralel hale getirilmiş bir foton demetinin şiddeti böylece azalmış olur, buna karşılık demetteki bireysel fotonlar zarar görmez. Fotonların doğrultusuna dik olacak şekilde alanı S, kalınlığı dx olan ince bir madde kesiti olsun. Bu maddenin yoğunluğu ρ ve m_a kütleli atomlardan oluşmuşsa, $(\rho m_a) S dx$ kadar atom içerir. Kesit üzerine gelen foton n, kaybolan foton dn ise; $(dn/n) = -(\rho/m_a) S \sigma_{\text{top}} dx / S = -(\rho/m_a) \sigma_{\text{top}} dx$ ile verilir. Bu denklemin integrali alınırsa, $n(x) = n(0) e^{-\mu x}$ bulunur. Burada $\mu = \rho \sigma_{\text{top}} / m_a$ olup, **çizgisel incelleme katsayısı** diye adlandırılır.

μ/ρ 'ya da kütle incelleme katsayısı denir. Bileşikler için incelleme katsayısı $\mu = \sum_i \rho_i (\sigma_{\text{top}}^i / m_a^i)$ olarak alınabilmektedir. 1 keV-10 MeV aralığındaki foton enerjileri için σ_{top} ' başlıca üç katkı söz konusudur: atomlarda fotoelektrik soğurma, Compton etkisi ve çift üretimi. Bunların bağıllı bolluğu enerjiye göre değişir ve bir birleriyle girişim yapmazlar. Bunlar $\sigma_{\text{top}} = \sigma_a + Z\sigma_c + \sigma_p$ şeklinde belirtilir. Düşük enerjilerde fotoelektrik etki baskındır. Her üç etki kesitinin de hesabı kuantum elektrodinamiğinde iyi bir şekilde yapılabilmektedir. Düşük enerjilerde σ_c klasik olarak da bulunabilir. Klasik bir gösterimde, elektron gelen elektromanyetik dalganın

frekansıyla titreşir ve aynı frekanslı bir ikincil dalga yayar. Buna göre etkin etki kesiti,

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left(\frac{1}{m_e c^2} \right)^2 = 0,665 \times 10^{-28} \text{ m}^2 = 0,665 \text{ b}$$

değeri **Thomson saçılması etki kesiti** diye bilinir. Yüksek enerjilerde ($\hbar\omega \gg m_e c^2$) kuantum etkileri önemli olur ve Compton-saçılması etki kesiti bu değer altına düşer. $\hbar\omega > 2m_e c^2 \approx 1,02$ MeV olan foton enerjilerinde **çift üretimi** olanaklı hale gelir. Bu süreç $\gamma + (\text{çekirdek}) \rightarrow e^+ + e^- + (\text{çekirdek})$ şeklindedir. Bu olay ağır bir çekirdeğin Coulomb alanında daha kolay gerçekleşir. Σ_p etki kesiti enerjiyle artar ve sonunda çift üretimi diğer süreçlerden daha baskın olur. Bu süreç, Bremsstrahlung'un tersi olarak dikkate alınabilir.

BÖLÜM-14

RADYASYON SAYAÇLARI VE KÜTLE

SPEKTROMETRELERİ

I) SAYAÇ TÜRLERİ:

A) ELEKTROSKOP: İyonlaştırıcı radyasyonların tespitinde kullanılan en ilkel aletlerden biridir. Genellikle iki ince altın yapraktan meydana gelir ve bir yükün potansiyelini ölçmeye yarar.

B) İYONLAŞMA ODASI: Bu, içinde dışarıdaki bir voltaj kaynağı (V) vasıtasıyla yüksek potansiyel farkına maruz kalan iki elektrodu bulunan (E, E') ve yaklaşık atmosfer basıncında bir gazla dolu bulunan bir kutudan yapılmıştır. Kutuya giren radyasyon burada iyonlaşmaya sebep olur ve meydana gelen iyonlar elektrotlarda toplanır. Mevcut radyasyon miktarı iyonlaşma miktarıyla orantılı olup bir akım ölçerle (elektrometre) belirlenebilir. Meydana gelen iyon çiftleri kolektör (toplayıcı) değiştirir. Bu dış devrede bir iyonlaşma akımı meydana getirir, bu ise R direnci üzerinde bir potansiyel düşmesiyle sonuçlanır.

C) ORANTILI SAYAÇ: Bu sayaç iyonlaşma odasının gelişmiş şeklidir. Orantılı sayacın elektrotlarından biri içi boş bir silindir, diğeri ise silindirin içinden geçen ve silindir eksenini boyunca uzanan bir teldir. Elektrotlara uygulanan voltaj iyonlaşma odasındakilere uygulanandan çok daha fazladır. Pulsun büyüklüğü belli bir limite kadar artan voltajla artar. Bu noktanın altında puls büyüklüğü, parçacıkların birincil iyonlaşma enerjileriyle doğru orantılıdır.

D) GEIGER-MÜLLER SAYACI: bir orantılı sayacın elektrotlarına uygulanan voltaj şayet orantılılık bölgesinin ötesine kadar artırılırsa, cihaz bir Geiger-Müller sayacı olur. Bunda çıkış pulsunun sinyal genliği birincil iyonlaşmadan bağımsızdır. Bu nedenle sayaçtaki parçacıklardan her biri, enerjileri ve sebep oldukları birincil iyonlaşma miktarlarıyla ilişkisiz bir şekilde aynı büyüklükte bir sinyal üretir. Bu özellik bu sayacı tek parçacıkların dedeksiyonu için uygun kılar. İncelemede saymanın başladığı potansiyel farkına **eşik potansiyeli** denir. Keskin bir yükselişten sonra sayma hızı, artan voltaja rağmen hemen hemen sabit kalır. Bu yassı bölgeye de **plato** yada **Geiger bölgesi** denir. Sayacın bu bölgede çalıştırılması çok daha uygundur.

E) SİS ODASI: Sis odası, daha önce anlatılan sayaçlardan farklı olarak, yüklü parçacıkların yollarının (yerlerinin) görülmesini sağlar. Sis odası veya **genişleme odası** C.T.R.Wilson tarafından keşfedilip ilk defa 1912'de kullanılmıştır. Bunlar süper duygun buharın yüklü parçacıklar üzerinde daha çabuk yoğunlaşması esasına dayanırlar.

Sis odasına ilave kısımlar eklenerek daha iyi hale getirilebilirler. Örneğin genişleme olduktan hemen sonra manyetik alan uygulanarak kutuda sapan parçacıkların kavis çizmesi sağlanabilir. Sis odasının zaman hassaslığı 0,5 s civarındadır.

F) DİFİZYON ODASI: Sis odasının hassas zamanının kısalığı difizyon odasına ihtiyaç duyulmasına sebep olmuştur. Sürekli olarak hassa bir oda, 1936 da Langsdorf tarafından dizayn edilmiştir. Bu oda alt ve üst levhalara sahiptir olup uygun bir gazla doludur. Üst levhadaki bir kap oda sıcaklığında, metil alkol ve hidrojen gibi buharı kolayca yoğunlaşabilen bir sıvıyla doludur. Alt levha, metil alkol ve katı CO₂ karışımı vasıtasıyla yaklaşık -60 C⁰ ye kadar soğutulur. Böylece iki levha arasında bir sıcaklık farkı meydana gelir. Üstteki kapta buharlaşan sıvının buharı aşağı doğru yayılır. Odanın alt kısımlarında düşük sıcaklıktan dolayı gaz süper doyuma ulaşır ve bu bölgeden geçmekte olan yüklü parçacığın meydana getireceği iyonlar üzerinde yoğunlaşmalar olur. bu yoğunlaşma izlerinin hemen fotoğrafı çekilir.

G) KABARCIK ODASI: 1952 yılında D.A.Glaser tarafından icat edilmiştir. Nasıl ki sis odası süper-doygun buharların damlacık oluşturmada kararsızlıkları esasına göre yapılmış, kabarcık oraları da süper ısıtılmış sıvıların kabarcık oluşturmada kararsız oluşları esasına göre yapılmışlardır. Oda, -246 C⁰ den -20 C⁰ ye kadar değişen sıcaklıklarda genellikle hidrojen, döteryum, helyum veya zenon gibi bir sıvı ile doludur. Sıvı normal kaynama noktasının üstüne kadar ısıtılıp, dış basınç uygulanmasıyla sıvı fazda tutulur. Şayet sıvı üzerindeki basınç aniden kaldırılırsa, kaynama başlamadan önce bağıl olarak uzun bir süre süper ısıtılmış sıvı mevcut olur. bu süre içinde odadan geçen yüklü parçacıklar iyonlaşmaya sebep olur ve parçacığın yolu boyunca yaklaşık 10⁻² s içinde bu iyonlar üzerinde kabarcıklar birikir. İzlerin fotoğrafı çekilerek oda iyonlardan temizlenir ve sıvı kaynamaya başlamadan önce basınç yeniden artırılır.

H) NÜKLEER EMÜLSİYON: Nükleer emülsiyon levhalarının kullanılma tarihi 1896'da radyoaktivitenin keşfine kadar gider. İyonlaştırıcı bir radyasyon bir emülsiyondan geçtiği zaman (jelatine sarılı) gümüş halidi grainlerini (taneciklerini) etkiler. Daha sonra fotoğrafik banyo işlemleri yapılırsa, etkilenen gümüş halidi grainleri metalik gümüşüsiyah grainlerine dönüşür. Etkilenmeyen grainler, emülsiyonun kimyasal olarak sabitleştirme banyosunda işlem görmesiyle emülsiyondan atılırlar. Böylece yüklü parçacığın yolunun kalıcı görüntüsü elde edilir. Bu yollar bir mikroskopla kolayca görülebilir. Emülsiyon levhaları özellikle fiziğin yüksek enerji alanlarında kullanılır.

I) SİNTİLASYON SAYACI: Aralarında sodyum iyodür, sezyum iyodür, antrasin, naftalin ve fenantirinin bulunduğu bazı maddelere bir tek yüklü parçacık, x-ışını veya γ-ışını çarptığı zaman, bir ışık parıltısı meydana getirirler. Bu gibi maddelere **sintilatörler** adı verilir. Bu ışık parıltıları elektrik pulslarına dönüştürülür ve bunlarda (pulslar) yükseltilecek sayılabilir. Dedeksiyon ve sayma için gerekli düzenek bir **sintilasyon sayacı** olarak bilinmektedir. Özellikle son zamanlarda özel amaçlı sıvı sintilatörler kullanılmaktadır.

J) KATIHAL SAYACI: Bazı yarı iletken (veya dielektrik) kristallerin dedektör olarak kullanılması 1945'te P.Van.Heerden ve 1947'de D.Woorltridge ve arkadaşlarınca geliştirildi. Daha sonra yarı iletkenler, yüklü parçacıkların birkaç yoldan dedeksiyonu için kullanılagelmiştir. N-P bağına sahip bir germanyum diyot K.McKay, R.Bomal ve arkadaşları tarafından bir α-parçacığı sayacı olarak kullanılmıştır. Son zamanlarda parçacık sayımı için difüze edilmiş bağlı silikon bir sayaç geliştirilmiş ve uygulanmıştır. İyonlaştırıcı parçacık N-tipi tabakadan girip deplasman bölgesinde durdurulduğu zaman serbest elektronlar ve holler oluşur. Bunlar karşılıklı (elektron P'ye, holl N'ye doğru) hareket ederler. Bu bağ yamaçlarında bir potansiyel düşmesine sebep olur ve bu da amplifikatöre taşınır. Meydana gelen pulsun büyüklüğü, parçacık bütün enerjisini deplasman bölgesinde kaybettiğinde, gelen parçacığın enerjisiyle orantılıdır.

K) KIVILCIM (SPARK) ODASI: Diğer sayaçlardan farklı olarak, kıvılcım odasının geliştirilmesi bir çok araştırmanın sonucudur. Son şekliyle bunun, nükleer fiziğin yüksek enerji alanında atomaltı (subatomic) parçacıkların araştırılması için faydalı olduğu ispatlanmıştır. İlk pratik kıvılcım odası 1959'da S.Fukui ve S.Miyamoto tarafından yapıldı. Kıvılcım odası asal bir gaz ile, genellikle neonla, çevrili ince metal levhalar serisinden

ibarettir. Levhalar arasında sayıları 6-128'e kadar 2-20 cm aralıklı değişen boşluklar vardır. Değişik levhalara 10-15 kV voltaj uygulanır. Yüklü bir parçacığın geçişi, arkasında bir iyonlaşma izi bırakır. İyonlaşma yolu boyunca meydana gelen kıvılcımlar izin görünmesini sağlar. İyonları temizlemek için de her seferinde sabit bir temizleyici alan uygulanır.

L) CERENKOV SAYACI: Dielektrik bir ortamda, bu ortamdaki ışık faz hızından daha büyük bir hızla hareket eden bir parçacığın görünür bölgede çok zayıf bir radyasyon verdiği 1934'te Cerenkov tarafından gösterildi. Bu radyasyon, doğası gereği, Bremsstrahlung radyasyonda olduğu gibi fluöresanstan da farklıdır. Bremsstrahlung'tan farklı olarak, materyalin atom numarasına ya da yüklü parçacığın kütlesine bağlı değildir. Cerenkov radyasyonunun yayınlanması şöyledir: Hızlı-hareketli yüklü parçacıklarla ilgili bir elektromanyetik puls (zamanla değişen alan), yolu boyunca bağlı elektronların yerlerini değiştirmek suretiyle ortamdaki atomların polarizasyonuna sebep olur. Alan tarafından polarizasyonun zamana göre değişimi, atomların elektromanyetik dalgalar yayınlamalarına sebep olurlar. Şayet parçacık yavaşça hareket ediyorsa, uzak bir noktaya ulaşan radyasyon söndürücü olarak girişimde bulunur ve son şiddet sıfır olur. Şayet parçacığın hızı, ışığın faz hızından büyük ise enerji kaybı uyumlu olarak yayılır ve uzak bir gözlem noktasındaki son şiddet sıfır olmayabilir. Uyum için şart Huygens yapısından, $\cos\theta = \frac{1}{\beta \cdot n}$ şeklinde elde

edilir. Burada θ yüklü parçacığın yönü ile Cerenkov radyasyonu yönü arasındaki açı, n ortamın kırılma indisi, $\beta = v/c$ dir. Betanın minimum değeri $\beta_{\min} = 1/n$, tetanın maksimum değeri de $\theta_{\max} = \cos^{-1}(1/n)$ dir. Kırılma indisi $n=1,5$ için $\theta_{\max} = 48^\circ$ dir. böylece enerji kaybı, eksenli parçacığın yolu olan θ yarım açı konisinin içinde koherens (uyumlu) bir şekilde yayınlanır. Görünür bölgede yayınlanan bu ışık bir foto çoğaltıcı ya da bir fotoğraf kaydedici vasıtasıyla kaydedilir.

2) KÜTLE SPEKTROMETRELERİ: Kütle spektrometreleri genel olarak, parçacıkların (yüklü) elektrik ve manyetik alanda sapmalarından yararlanılarak yapılmıştır. İlk olarak Thomson iyonları elektrik ve manyetik alanda saptırarak q/M oranını ölçmüştür. İzotopik kütle ölçmede; 1) Pozitif ışın analizleri, 2) Dempster'in kütle spektrometresi, 3) Matched Doublet Metodu, kullanılır.

A) POZİTİF IŞIN ANALİZİ: Bu düzenekte, C katodu ve A anodunun yer aldığı F çişesine bir gaz doldurularak meydana getirilen boşalma tüpünde katot ve anot arasındaki gazda pozitif iyonlar oluşturulur. Yüksek potansiyel farkına maruz kalan pozitif iyonlar katoda doğru hareket ederler ve dar tüpten geçen ince bir ışın olarak ortaya çıkarlar. Pozitif iyon ışını dar tüp içerisinde hem paralel elektrik alan hem de manyetik alan etkisine maruz kalırlar. Buradan geçen ışın bir fotoğraf levhası üzerine düşürülür. Levha banyo edilince parabolik izler görülür. Parabol incelenerek yük/kütle oranı $q/M = z^2/ky$ belirlenir. Burada z, y parçacığın eksenlerde yaptığı sapma, $k = L^2 B^2 / 2E$ şeklinde levha boyunu, manyetik alanı ve enerjiyi içeren sabittir.

B) DEMPSTER'İN KÜTLE SPEKTROMETRESİ: Kütle spektrografında iyonlar fotoğraf levhasına kaydedildiği halde bu cihazla iyonlar elektriksel olarak ölçülmektedir. Bu nedenle buna kütle spektrografından ziyade kütle spektrometresi denir. Bu cihaz daha hassas sonuçlar verir. Pozitif ışınlar, ya platin şeritler üzerinde tuzların ısıtılmasıyla ya da tuzların elektronlarla bombardıman edilmesiyle elde edilir. Spektrometrenin bir tarafında meydana getirilen pozitif yüklü atomlar, bir potansiyel farkı ile hızlandırılıp, yarım dairenin S_1 deliğinden geçirilirler. Bu yarım dairede bunların hareket yörüngelerine dik bir kuvvetli manyetik alan uygulanır. İyonlar çember çeklinde bükülerek diğer taraftaki S_2 deliğinden geçerler. Bu deliğe konulan bir elektrometre ile dedekte edilebilirler. Buna göre $q/M = 2V/B^2 R^2$ olur. Burada V hızlandırma potansiyeli, B manyetik alan, R çember yarıçapıdır.

C) MATCHED DOUBLET METODU: Kütle spektrofrafiiyi kullanarak kütlelerin çok hassas olarak ölçülmesi için en modern metot Matched metodudur. Bu teknik aynı kütle sayısına sahip fakat hafifçe farklı kütleli iki iyonun kütleleri arasındaki farkın tayinine dayalıdır. En iyi sonuç için iki iyon ışınının şiddetleri eşitlenir (matched). Fotoğraf levhası üzerindeki iki çizgi arasındaki mesafe iki iyonun kütleleri arasındaki farkı gösterir. Böylece, şayet birinin kütlesi tam olarak biliniyorsa diğerinin kütlesi oldukça doğru olarak tayin edilebilir.

D) ELEKTROSTATİK SPEKTROMETRELER: Bu spektrometreler düşük enerji elektronları için yapılmıştır. Düşük enerjilerde iyi bir yararlılık değeri elde etmek mümkündür, ancak yüksek enerjilerde ($>1,5$ MeV) elektronların kütlelerindeki değişimler zayıf bir odaklamaya sebep olurlar.

E) MANYETİK SPEKTROMETRELER: Doğal radyoaktif elementlerin β -ışını spektrumlarının ilk analizleri 1919'da L.Baeyer ve O.Hahn tarafından yapıldı. Elektronlar bir manyetik alan tarafından saptırılarak bir fotoğrafik metotla kaydediliyordu. Bir yarım daire odaklama manyetik spektrometrenin gelişmiş bir şekli 1911'de J.Danysz tarafından dizayn edildi. Bundan sonra bir çok manyetik spektrometre dizayn edildi ve bunlar çekirdek fiziğinin düşük enerji alanındaki aletle ölçümlerde önemli yer tuttu. Bu spektrometrelerin bazılarının teori ve dizaynları K.Siegbahn tarafından verilmiştir.

Farklı tiplerde spektrometreler T/R oranıyla belirlenen değer eğrisi kullanılarak karşılaştırılır. T geçirme katsayısı, R ise çözmedir. T; kaynaktan çıkan parçacıkların toplam sayılarının, dedektör tarafından tespit edilen kesimidir. R ise, yarı maksimum genişliğin (ΔE), enerjiye (E) oranı ($\Delta E/E$) dir. Grafik genellikle, parçacıkların momentumlarıyla ilgili Hr 'ye karşı elektron sayısı çizilerek elde edilir. Enerji rezolüsyonu (çözme) yerine genellikle $R_p = dp/p$ momentum rezolüsyonu kullanılır. Üç beta ışını spektrumu aşağıdadır.

1)Yarı dairesel odaklama spektrometresi, 2) Manyetik mercek spektrometresi, 3)Çift odaklama spektrometresi.

F) KRİSTAL-DİFRAKSİYON (KIRINIM) SPEKTROMETRESİ: Bu metod dalga boyunun doğrudan ölçülmesini sağlar. Gama ışınları elektromanyetik dalgalar olduklarından, bunların kırınımını sağlamak mümkündür. Kırınım açısı θ bilirse gama ışınının dalga boyu λ , Bragg yasasından $2d \cdot \sin\theta = n\lambda$ 'dan belirlenebilir. Burada d kırınım ağı aralığı ve n kırınım mertebesidir. Böylece λ dan $E = hc/\lambda$ foton enerjisi hesaplanabilir. Gama-spektrometresi için, yüksek hassasiyetli kristal kırınım spektrometreleri J.DuMond ve arkadaşları tarafından geliştirilmiştir. Kullanılan alet, bükülmüş bir kristal (yassı kuartz) ağı kullanan, bir geçirme tipi spektrometredir.

G) ÇİFT SPEKTROMETRE: Gama ışınları enerjisi arttıkça, Compton ve fotoelektron tesir kesiti sürekli olarak azalırken çift oluşum tesir kesiti süratle artar. Bu yüzden, 3 Mev'den büyük enerjili γ ışınlarının enerjilerini ölçmek için çift oluşumdan faydalanılabilir. Bu amaçla yapılan spektrometreye çift spektrometre denir. Burada paralel gama ışınları ince bir soğurucu üzerine düşürülerek elektro-pozitron çifti meydana getirilir. 3 Mev'den büyük enerjiler için çiftler, aşağı-yukarı ve ileri yönde üretilirler. Şekil düzlemine dik düzgün manyetik alan uygulanır. Bu elektron ve pozitronlar ışığıncının her bir tarafına yerleştirilen Geiger sayaçlarından biri üzerine odaklanır. Bu sayaçlar da bir koincidans devresine bağlanır. Bu devre elektron ve pozitronları eş zamanlı kaydeder. Elektron ve pozitronun enerjileri bilindiğinden, buna durgun kütle enerjileri de ilave edilerek gelen fotonun enerjisi bulunur.

ÇEKİRDEK FİZİĞİ-2 PROBLEMLER

8) ${}^6_3\text{Li}$ çekirdeği, protonların ${}^4_2\text{He}$ 'dan, ≈ 2 MeV'lik bir proton enerjide esnek saçılmasında bir rezonans olarak gözükür. Bu rezonansın genişliği 0,5 MeV olup spini 3/2 dir.

a) ${}^6_3\text{Li}$ 'nin ömrü nedir?

b) Rezonans enerjisinde etki kesitini tahmin edin.

ÇÖZÜM: a) $\tau = \hbar/\Gamma = \hbar c/\Gamma c = 197 \text{ MeV} \cdot \text{fm} / 151 \times 10^{22} \text{ MeV} \cdot \text{fm} \cdot \text{s}^{-1} = 1,3 \times 10^{-22} \text{ s}$

b) Bu örnekte esnek genişlik yaklaşık olarak toplam genişliğe eşittir. Çünkü diğer çekirdek tepkimelerini başlatmak için yeterli enerji yoktur. Nötronun spini $s_1=1/2$ ve ${}^4\text{He}$ 'nin spini $s_2=0$ dir. Dolayısıyla Breit-Wigner formülündeki istatistiksel çarpan $g=(2j+1)/(2s_1+1) \cdot (2s_2+1)=$

2 olur. E enerjisindeki etki kesiti ise $\sigma(E) = \frac{2\pi}{k^2} \frac{\Gamma^2}{(E-E_0)^2 + \Gamma^2/4}$ dir. $E=E_0$ enerjisinde

$\sigma(E_0) = 8\pi/k^2 = 4\pi\hbar^2/mE_0$ dir. Burada m indirgenmiş kütedir. Değerler yerine konulursa $\sigma(E_0) \approx 3,2 \text{ b}$ bulunur.

9) a) Kinetik enerjisi T_0 (görelî değil) olan bir nötron, M kütleli durgun bir çekirdekle esnek olarak çarpışıyor. Kütle merkezi sisteminde saçılma eşyönlüdür. Çarpışmadan sonra nötronun

ortalama enerjisinin $T_1 = \frac{M^2 + m_n^2}{(M + m_n)^2} T_0$ olduğunu gösterin.

b) Bir grafit yavaşlatıcının, sayı yoğunluğu $0,9 \times 10^{29} \text{ çek}/\text{m}^3$ olan saf ${}^{12}\text{C}$ olduğunu düşünün. 2 MeV'den düşük nötron enerjileri için saçılma esnek olup etki kesiti yaklaşık 4,5 b'dir. (i) 2 MeV enerjili bölünme çarpışma sayısını, (ii) bunun için gereken zamanı bulun.

ÇÖZÜM: a) v, laboratuvar çerçevesinde nötron hızı ise, K.M çerçevesindeki hızı

$v - \frac{m_n v}{M + m_n} = \frac{Mv}{M + m_n}$ olur. K.M çerçevesinde nötron, saçılmayla enerji kaybetmez, fakat θ

açısı kadar saptığı varsayılır. O halde, laboratuvar çerçevesinde eski doğrultuda $v(m_n + M \cos\theta)/(M + m_n)$ gibi bir dik bileşene sahip olacaktır. Sonuç, tüm θ açıları üzerinden ortalama alınarak elde edilir.

b) İlk enerjisi E_0 olan bir nötron N çarpışmadan sonra ortalama olarak $E_N = \alpha^N E_0$ enerjisine

sahip olur, burada $\alpha = \frac{M^2 + m_n^2}{(M + m_n)^2} = 0,86$ olur. $E_0 = 2 \text{ MeV}$, $E_N = 0,1 \text{ eV}$ için gereken çarpışma

sayısı $N \approx 110$ dur. E enerjili bir nötron için çarpışmalar arasındaki ortalama zaman, $\Delta t = 1/\sigma \rho v = 1/\sigma \rho \sqrt{2E/m_n}$ dir, nötronun kaybettiği enerji ise $\Delta E = (1-\alpha)E$ 'dir. Enerji

değişiminin ortalama hızı, $\frac{dE}{dt} \approx -\frac{\Delta E}{\Delta t} = -(1-\alpha)\sigma \rho \sqrt{2/m_n} E^{3/2}$ ifadesine yaklaştırılarak

$E_N = 0,1 \text{ eV}$ enerjisine "soğuma" için gereken zaman bulunabilir:

$$t = \frac{1}{(1-\alpha)\sigma \rho c} \sqrt{\frac{m_n c^2}{2}} \int_{E_N}^{E_0} E^{-3/2} dE \approx \frac{1}{(1-\alpha)\sigma \rho c} \left(\frac{2m_n c^2}{E_N} \right)^{1/2} = 8 \times 10^{-5} \text{ s} .$$

10) Güneşin merkezinde $k_B T = 1,3 \text{ keV}$ dir ve hidrojenin kütle yoğunluğu $5,6 \times 10^4 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ tür.

a) Boltzman dağılımı, birim hacim başına tepkime hızı ve ortalama hız-dağılım etki kesitini kullanarak; PPI zincirinden güç yoğunluğuna (ϵ) olan katkıyı tahmin edin.

b) CNO çevriminin ${}^{12}\text{C}$ -p tepkimesi için $S(0) = 1,4 \text{ keV} \cdot \text{b}$ 'dir. Güneşin merkezindeki bir ${}^{12}\text{C}$ çekirdeğinin ${}^{13}\text{N}$ 'e dönüşmesi için gereken ortalama süreyi tahmin edin.

ÇÖZÜM: a) $\rho_p = 3,4 \times 10^{31} \text{ m}^{-3}$, $\tau^2 \cdot e^{-\tau} = 2,5 \times 10^{-4}$, $\lambda_{pp} = \frac{v \sigma_{pp}}{v} = 1,4 \times 10^{-49} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, p-p tepkime hızı = $(1/2) \cdot \lambda_{pp} \cdot \rho_p^2 = 8,1 \times 10^{13} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$. Her bir p-p tepkimesi 13,1 MeV üretir ve böylece yapılan katkı $\epsilon = 170 \text{ W} \cdot \text{m}^{-3}$ 'tür.

b) p- ${}^{12}\text{C}$ tepkime hızı = $\rho_p \rho_c \lambda_{pc}$ 'dir ve dolayısıyla bir karbon çekirdeğinin etkileşmesi için ortalama zaman $1/\rho_p \lambda_{pc} \approx 10^6$ yıldır.

11) Güneş bir nötron yıldızı olsaydı yarıçapı ve kütle yoğunluğu ne kadar olurdu?

ÇÖZÜM: Güneşin yoğunluğu çekirdek maddesinin yoğunluğu olarak yani $\rho_0=0,17$ nükleon. fm^{-3} alınır, kütle yoğunluğu $\rho_m \approx 3 \times 10^{17} \text{ kg.m}^{-3}$ ve yarıçapı $r \approx 12 \text{ km}$ bulunur.

12) K yakalanmasında ${}^4_7\text{Be}(\text{atom}) \rightarrow {}^3_7\text{Li}(\text{atom}) + \nu$ berilyum kaynağı durgun olmak üzere lityum atomlarının (kütle $6536 \text{ MeV}/c^2$) geri tepme enerjisinin ($55,9 \pm 1,0$) eV olduğu ölçülmüştür. İki atom arasındaki kütle farkı $0,862 \text{ MeV}/c^2$ dir. Bu nedenle nötrino kütlelerinin $160 \text{ MeV}/c^2$ 'den küçük olması gerektiğini gösterin.

ÇÖZÜM: Momentum korunumundan $p_\nu^2 c^2 = p_{\text{Li}}^2 c^2 = 2 \times 6536 \text{ MeV} \times (55,9 \pm 1,0) \text{ eV} = (0,7307 \pm 0,0131) \text{ MeV}^2$ ve enerjinin korunumundan $m_\nu^2 c^4 = [(0,862)^2 - (0,7307 \pm 0,0131)] \text{ MeV}^2$ yazılabilir. Böylece, $0 \leq m_\nu c^2 \leq 160 \text{ keV}$ olur.

13) Dişçilikte 50 keV enerjili x-ışınlarının kullanımı yaygındır. Dik olarak gelen böyle bir ışınımın % 99,9'unu soğuran bir kurşun levhanın kalınlığını bulun. (yoğunluk $\rho = 11,4 \text{ g.cm}^{-3}$).

ÇÖZÜM: 50 keV 'de kurşun için foton etki kesiti baskın olarak soğurmadan ileri gelir ve çizgisel zayıflama katsayısı $\mu \approx 93,2 \text{ cm}^{-1}$ 'dir. x kalınlığı için $e^{-\mu x} = 10^{-3}$ ise $x = 0,76 \text{ mm}$ olmalıdır.

14) Bir elektrik çiftkutup (E1) bozunumunun ortalama ömrü biliniyorsa,

$\frac{1}{\tau_{E1}} = \left(\frac{E_\gamma}{1 \text{ MeV}} \right)^3 \left(\frac{|R_{j0}|}{1 \text{ fm}} \right)^2 \cdot 0,38 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ denklemi buna karşılık gelen $|R_{j0}|$ çift kutup matrisini hesaplamada kullanılabilir. ${}^{11}\text{Be}$ 'un ilk uyarılmış durumu, taban durumuna bir E1 geçişi ile bozunur. Ortalama ömür $1,79 \times 10^{-13} \text{ s}$ ve fotonun enerjisi $0,32 \text{ MeV}$ 'dir. Buna göre $|R_{j0}|$ 'ı hesaplayın.

ÇÖZÜM: Değerler verilen formülde yerine konarak, ${}^{11}\text{Be}$ bozunumunda $|R_{j0}| = 0,7 \text{ fm}$, bir çekirdek boyutunda bulunur. Bir atomik bozunumda ise $|R_{j0}| = 0,4 \text{ A}^0$, bir atom boyutunda bulunur.

Mehmet TAŞKAN

KAYNAKLAR:

1) W.N.COTTINGHAM., D.A. GREENWOOD., Çevirenler: AÇIKGÖZ, İrfan., YILDIRIM, Serbülent., “Çekirdek Fizikine Giriş”, Literatür yay, İstanbul, 2001.

2) P.ARYA, Atam., Çeviren: ŞAHİN, Yusuf., “Çekirdek Fizikinin Esasları”, Aktif yay, Erzurum, 1999.

3) BAISER, Arthur., Çevirenler: ÇETİN, Mustafa., YILDIRIM, Halil., GÜLSÜN, Zülküf., “Çağdaş Fizik Kavramları”, 2.Baskı, Ü.Kitapevi, Diyarbakır, 1989.