

Parçacık Madde Etkileşmesi

Prof. Dr. Orhan ÇAKIR

*Ankara Üniversitesi Fizik Bölümü
ocakir@science.ankara.edu.tr*

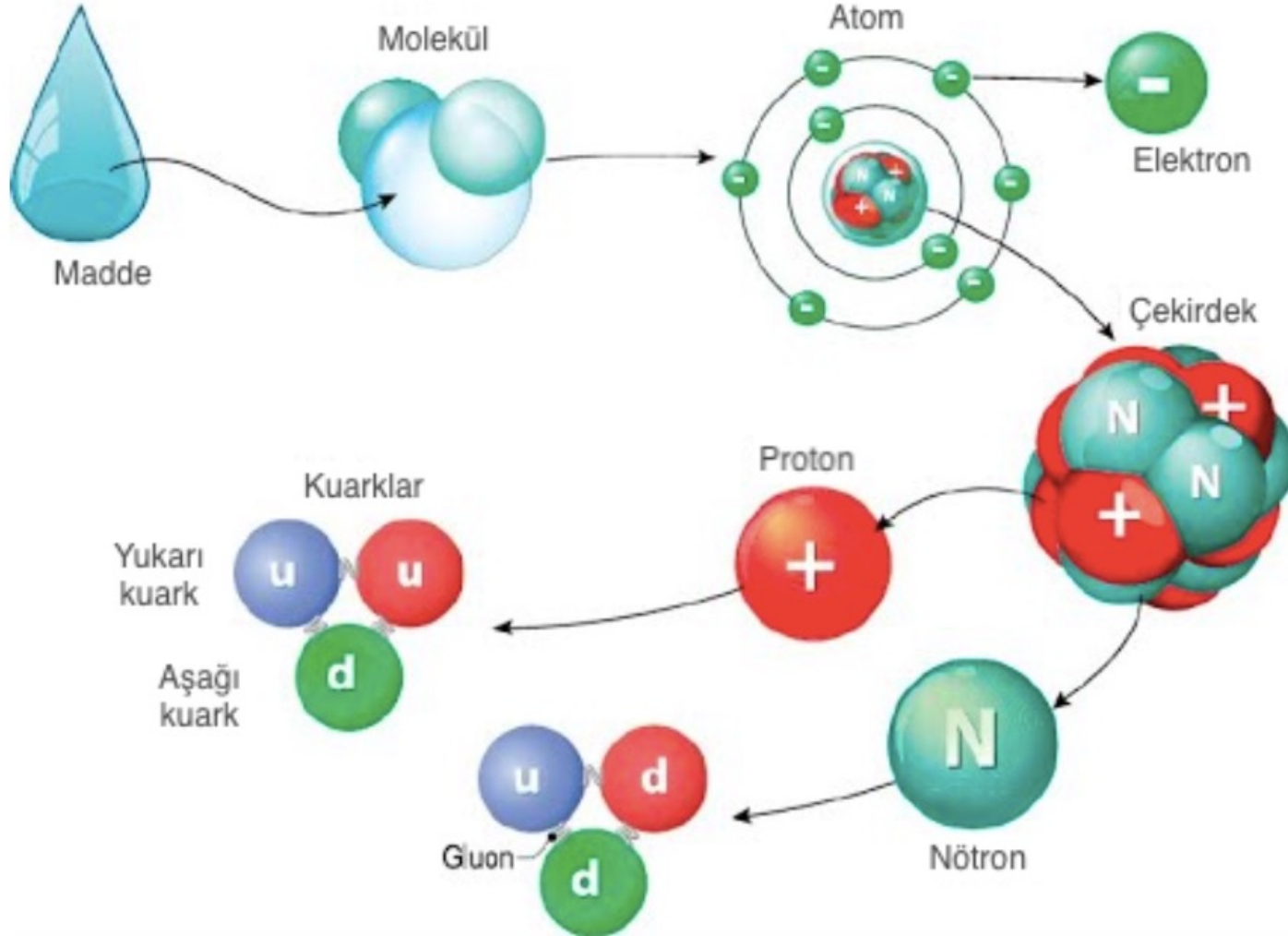
İÇERİK

- Birimler
 - Temel Etkileşmeler
 - Parçacık Madde Etkileşmesi
 - Etkileşme Örnekleri
 - Yüklü Parçacıkların Etkileşmeleri
 - İyonizasyonla Enerji Kaybı
 - Bethe-Bloch Formulu
 - Uygulama
 - Enerji Kaybı Ölçümleri
 - Parçacık Algılama
 - Ortalama Erişim
 - Etkileşim Olasılığı
 - Diferensiyel ve Toplam Tesir kesiti
 - Elektronlar Tarafından Enerji Kaybı
 - Fotonların Madde ile Etkileşmesi
 - Fotoelektrik olay
 - Compton saçılması
 - Çift üretim
 - Elektron-Foton Sağanakları
- Kaynaklar
Ek

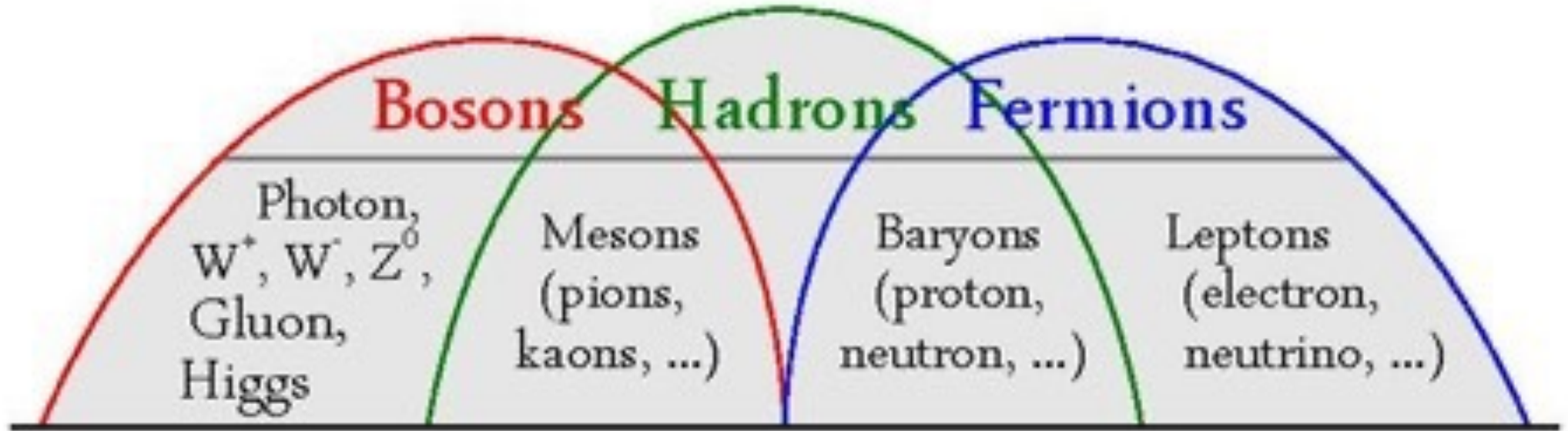
BİRİMLER

Nicelik	YEF birimleri	SI birimleri
uzunluk	1 fm	10^{-15} m
yük	e	1.602×10^{-19} C
enerji	1 GeV	1.602×10^{-10} J
kütle	$1 \text{ GeV}/c^2$	1.780×10^{-27} kg
$\hbar = h/2\pi$	6.588×10^{-25} GeV s	1.055×10^{-34} J s
c	2.988×10^{23} fm / s	2.988×10^8 m/s
$\hbar c$	197 MeV fm	...
“Doğal” birimler ($\hbar=1, c=1$)		
kütle	1 GeV	
uzunluk	$1/\text{GeV} = 0.1973$ fm	
zaman	$1/\text{GeV} = 6.59 \times 10^{-25}$ s	

MADDE = MOLEKÜL = ATOM = ÇEKİRDEK = ..

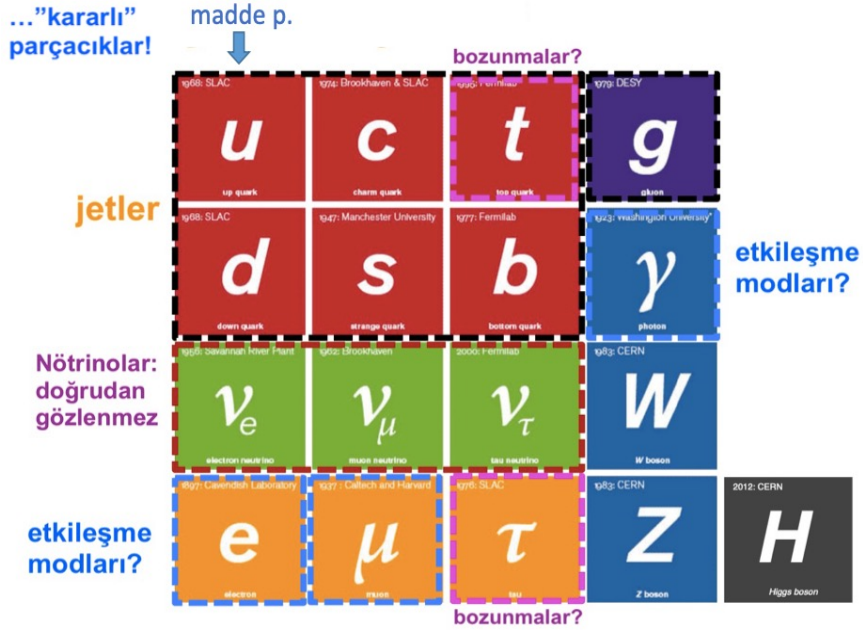


PARÇACIKLARI SINIFLANDIRMA



PARÇACIKLAR VE ETKİLEŞMELER (SM)

SM PARÇACIKLAR



Sınıflandırma

Fermiyonlar: Renk, İzospin, Hiperyük

Bozonlar: Renk, Yük, Etkileşme modları

Grup: $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$

SM ETKİLEŞMELER

	Gravitasyonel etkileşme	Zayıf etkileşme	Elektromanyetik etkileşme	Güçlü etkileşme
Tanımlama		Elektrozayıf		
Etki eder:	Kütle, Enerji	Çeşni	Elektrik yükü	Renk yükü
Etkilenir:	Hepsi	Kuark, Lepton	Yüklü par.	Kuark, Gluon
Aracılık eder:	Graviton (gözlenmedi)	$W^+ W^- Z^0$	γ	Gluonlar
Erişim:	10^{-41} 10^{-41}	0.8 10^{-4}	1 1	25 60

PARÇACIK MADDE ETKİLEŞMESİ

Bir parçacığı tespit etmek için, parçacığın şunları yapması beklenir:

- Dedektörün malzemesi ile etkileşmesi
- Algılanabilir bir şekilde enerji aktarımı (sinyal)

Parçacıkların tespiti, geçtikleri malzemedeki enerji kayıplarıyla gerçekleşir.

Yüklü parçacıklar: İyonizasyon, Uyarma, Bremsstrahlung, Cherenkov, Geçiş ışınması - çoklu etkileşmeler

Fotonlar: Foto / Compton etkisi, çift üretim - tekli etkileşmeler..

Hadronlar: Nükleer etkileşmeler - çoklu etkileşmeler

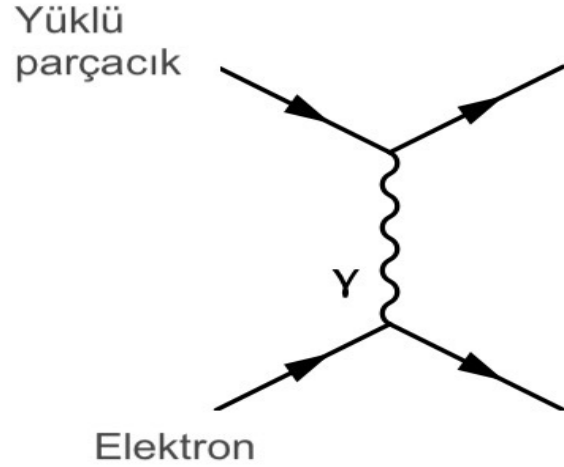
Nötrinolar: Zayıf etkileşmeler

ETKİLEŞME YOLUYLA ALGILAMA

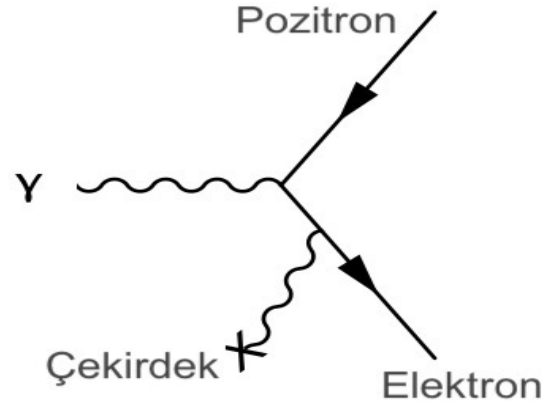
- Yüklü ve yüksüz parçacıklar için farklı etkileşim türleri: Elektromanyetik ve güçlü etkileşimler için süreçlerin “ölçeği” farklıdır.
- Yüklü parçacıkların algılanması (İyonizasyon, Bremsstrahlung, Cherenkov ...)
- γ -ışınlarının algılanması (Fotoelektrik/Compton etkisi, çift üretim)
- Nötronların algılanması (güçlü etkileşim)
- Nötrinoların dolaylı tespiti (zayıf etkileşim)
- Not: Burada fenomenolojik bir inceleme verilmiştir, formüllerin matematiksel olarak türetilmesinden sonraki slide’larda bahsedilecek, dedektör tasarımı için anlamı ve çıkarımı üzerinde durulacaktır.

BAZI ETKİLEŞME ÖRNEKLERİ

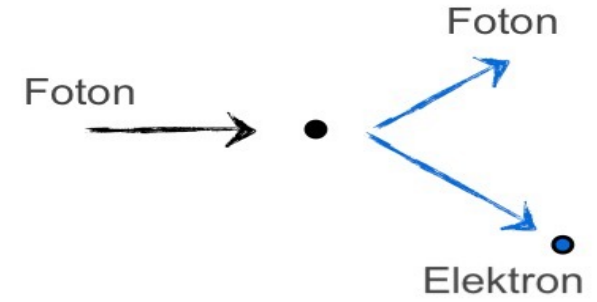
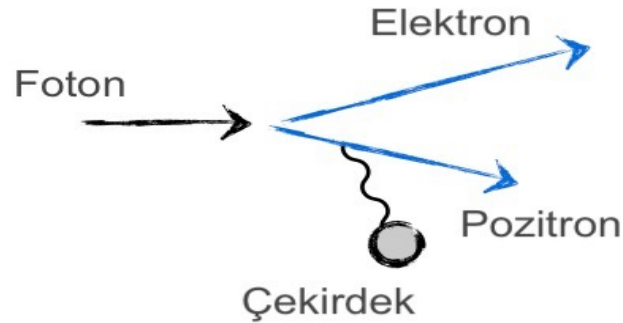
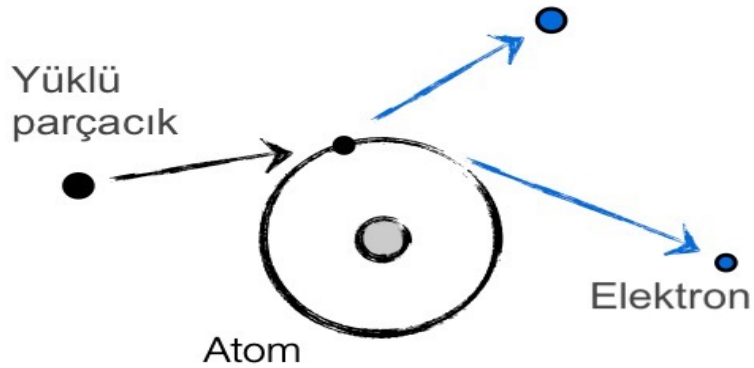
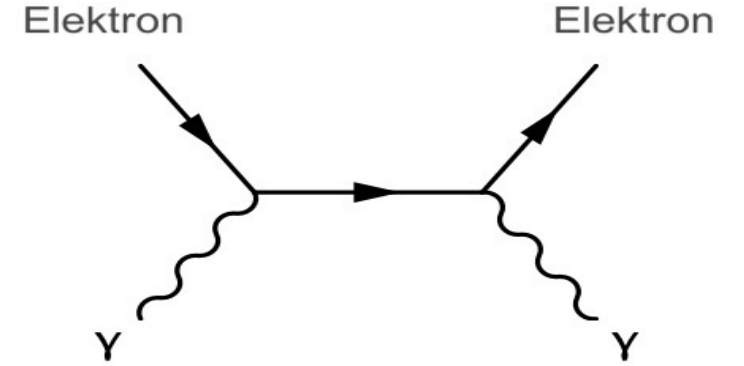
İyonlaşma:



Çift üretim:



Compton saçılması:



YÜKLÜ PARÇACIKLARIN ETKİLEŞMELERİ

- Yüklü parçacık X , durgun kütle enerjisi $Mc^2 \gg m_e c^2$ (elektronların etkileşimleri ile ilgili konu daha sonra tartışılacaktır)

Baskın: Yüklü parçacık X ile atom arasında etkileşme \rightarrow iki elektromagnetik süreç:

1) Çekirdekten esnek saçılma



uyarma



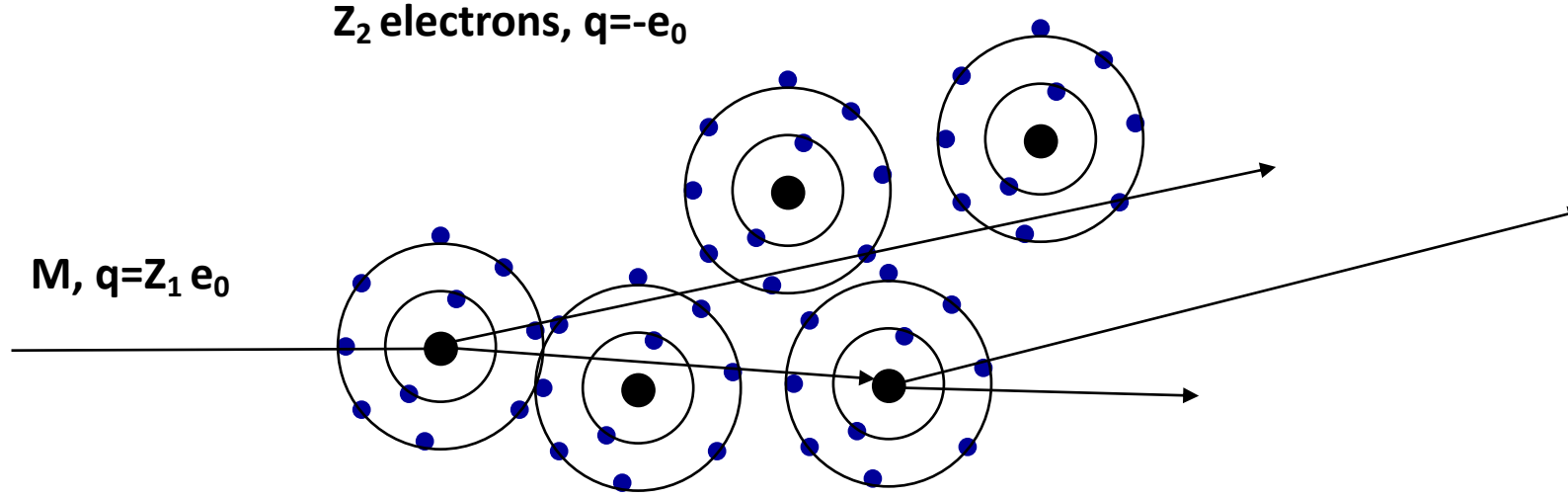
uyarmanın sonlanması

2) Malzemenin atomik elektronlarıyla esnek olmayan çarpışmalar



iyonlaşma

HADRON / MADDE ETKİLEŞİMİ

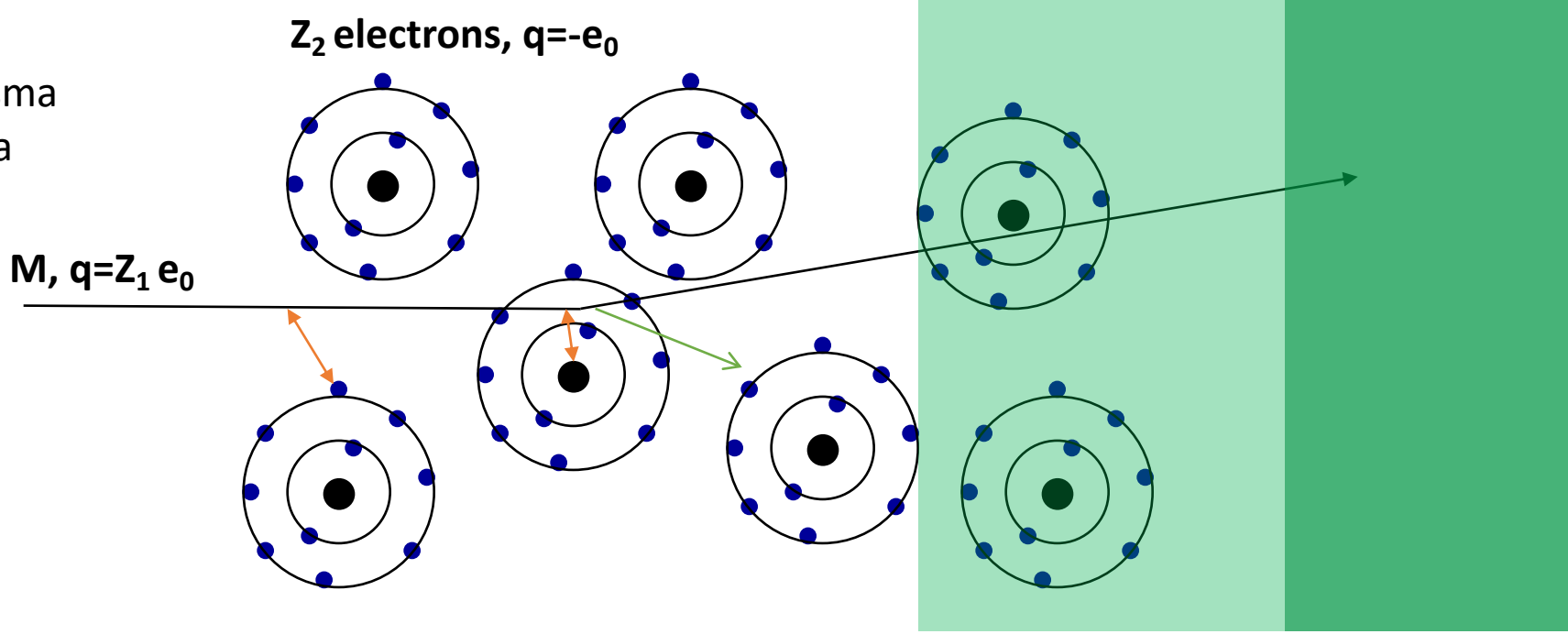


- Çekirdeklerle hadronik etkileşimler, ikincil parçacıkların karmaşık bir dizisini üretir. Dedektörün hadron kalorimetrisinin çalışmasının temelinde bu süreçler vardır. İzleyicilerde meydana gelen hadronik etkileşimler, elbette izleyici ölçümlerini kötü etkileyebilir! Bu ikincil parçacıkları kökenlerine kadar izlemek, etkileşimin yerini verir. Bu noktaların bir haritasını çıkararak dedektörleri görüntüleyebiliriz!

PARÇACIK/MADDE EM ETKİLEŞİMİ

Elektromanyetik etkileşme yoluyla:

- (i) Uyarma/iyonlaşma
- (ii) Cherenkov ışıma
- (iii) Geçiş ışıma

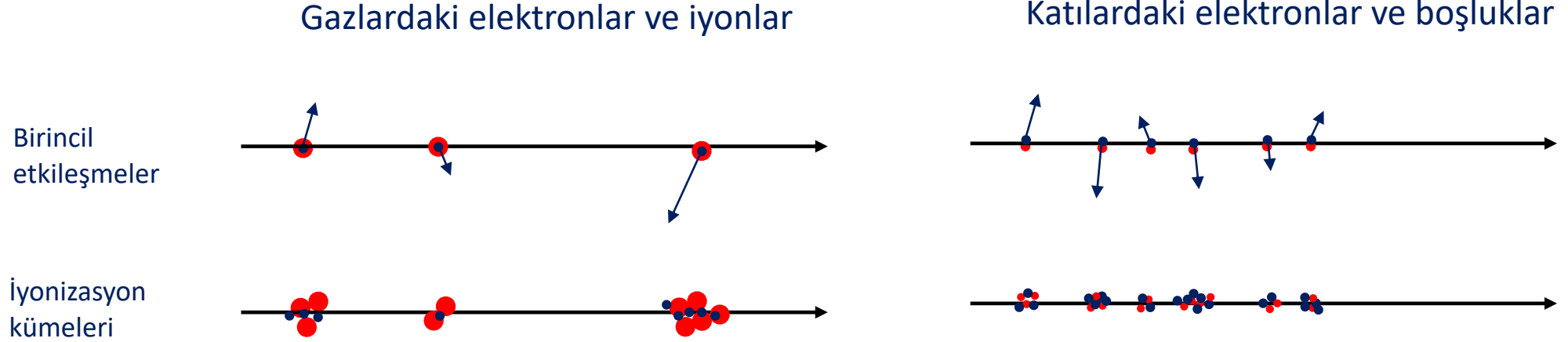


Atomik elektronlarla etkileşim. Gelen parçacık enerji kaybeder ve atomlar **uyarılır** veya **iyonlaşır**.

Atom çekirdeği ile etkileşim. Parçacık saptırılır (saçılır), parçacığın malzemede **çoklu saçılmasına** neden olur. Bu saçılma sırasında bir **Bremsstrahlung** fotonu yayınlanabilir.

Parçacığın hızının ortamdaki ışık hızından büyük olması durumunda ortaya çıkan EM şok dalgası **Cherenkov ışıması** olarak kendini gösterir. Parçacık iki ortam arasındaki sınırı geçtiğinde, **Geçiş ışıması** adı verilir ve X ışını fotonu üretme olasılığı %1 civarındadır.

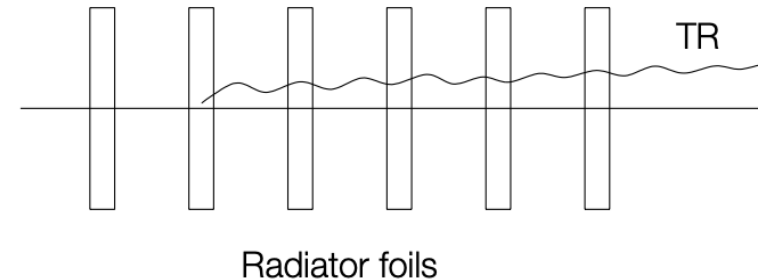
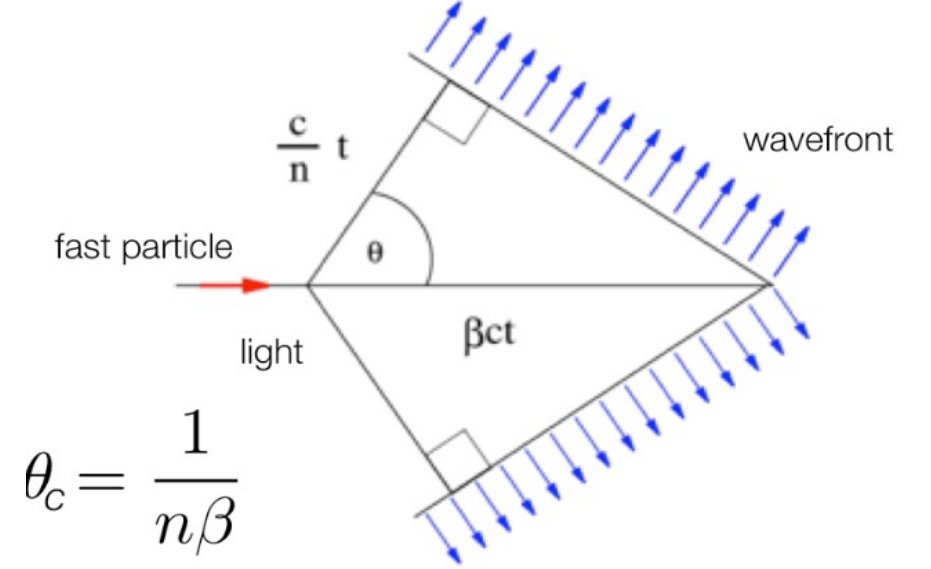
İYONLAŞMA VE UYARIM



- Yüklü parçacıklar, uyarılmış ve iyonize atomlardan oluşan bir iz bırakır. Bu etkileşimlerde üretilen elektronlar ve boşlukların kendileri gazı veya katıyı iyonize etmek için yeterli enerjiye sahiptir, ancak orada enerji küçük olduğundan tüm enerjilerini çok küçük bir mesafe boyunca kaybederler, bu nedenle yol boyunca bir iyonlaşma kümeleri izi elde ederiz. Uyarılmış atomların uyarılmaması ve elektronların/boşlukların/iyonların elektrik alanındaki hareketi, parçacık detektörlerimizdeki sinyallerin temelidir. Bunun daha nicel bir değerlendirmesini yapabiliriz.

YÜKLÜ PARÇACIKLARIN GEÇİŞLERİ VE IŞIMA

- Parçacığın hızının ortamdaki ışığın hızından büyük olması durumunda ortaya çıkan EM şok dalgası kendisini **Cherenkov ışması** (radyasyonu) olarak gösterir. Parçacık iki ortam arasındaki sınırı geçtiğinde, **Geçiş ışması** (radyasyonu) TR olarak adlandırılan X ışını fotonunun üretilmesi ve %1 düzeyinde bir olasılık vardır.



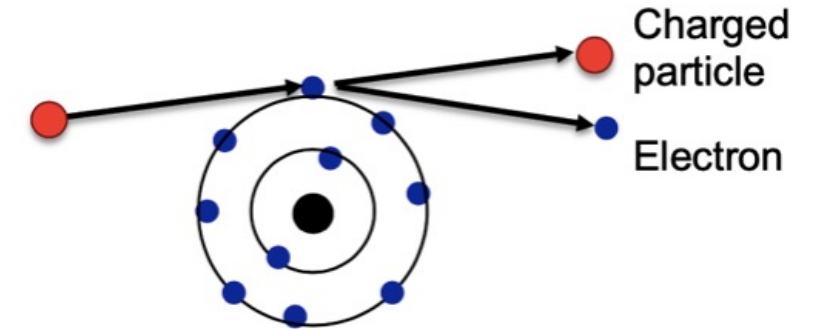
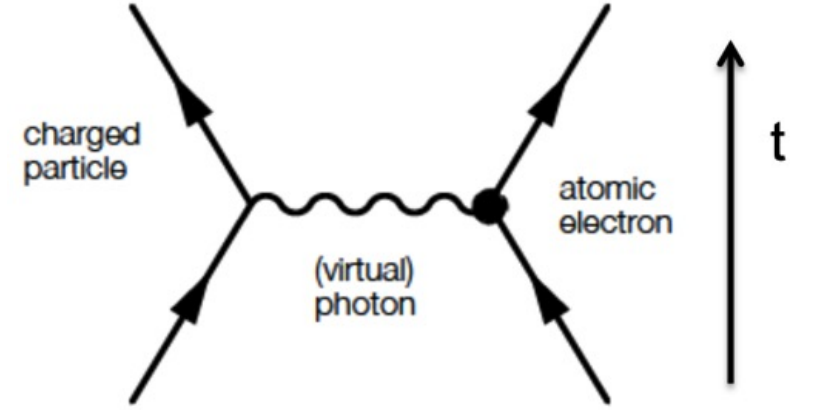
İYONİZASYONLA ENERJİ KAYBI

Yüklü parçacık (Ze) kütlesi $M \gg m_e$ için, ağır ve yüklü parçacık için enerji kaybını hesaplıyoruz, öyle ki, saçılmadan sonra yörüngesi fazla değişmeyecektir.

Yüklü parçacık, atomun içini çözümleyecek kadar yeterli yüksek enerjiye sahiptir: belirsizlik prensibinden $\lambda = \hbar / p$. **Örnek:** momentum $1 \text{ GeV}/c \rightarrow 1 \text{ fm}$.

Etkileşme, esnek çarpışmalarla baskın olsun:

- Klasik çıkarım - N. Bohr (1913)
- Kuantum mekaniksel çıkarım - H. Bethe(1930) ve F. Bloch(1933).



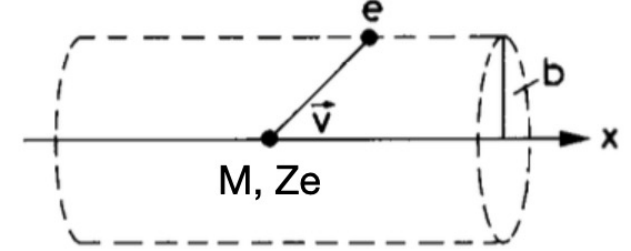
ENERJİ KAYBI ÇIKARIMI

Yükü Ze ve hızı v olan parçacık, elektron yoğunluğu n olan bir ortamda hareket eder. Elektronlar serbest ve başlangıçta durağan olarak kabul edilir. Elektronlara aktarılan momentum,

$$\Delta p_T = \int F_T dt = \int F_T \frac{dt}{dx} dx = \int F_T \frac{dx}{v}$$

$$\Delta p_T = e \int E_T \frac{dx}{v} = \frac{2Ze^2}{bv}$$

Bir elektrona enerji transferi (veya yüklü parçacık tarafından enerji kaybı) $\Delta E(b) = \frac{\Delta p^2}{2m_e}$



Simetri nedeniyle, $\Delta p_{||} = 0$

Gauss kanunu: bir kapalı yüzeyden geçen elektrik akısı, kapatılan elektrik yükü ile orantılıdır.

$$\int E_T (2\pi b) dx = 4\pi Ze$$

ENERJİ KAYBI ÇIKARIMI

Bir elektrona enerji transferi

$$\Delta E(b) = \frac{\Delta p^2}{2m_e} \text{ with } \Delta p_T = \frac{2Ze^2}{bv}$$

Silindir kısmına dağılmış n elektron için

$$n = N_e (2\pi b) db dx$$

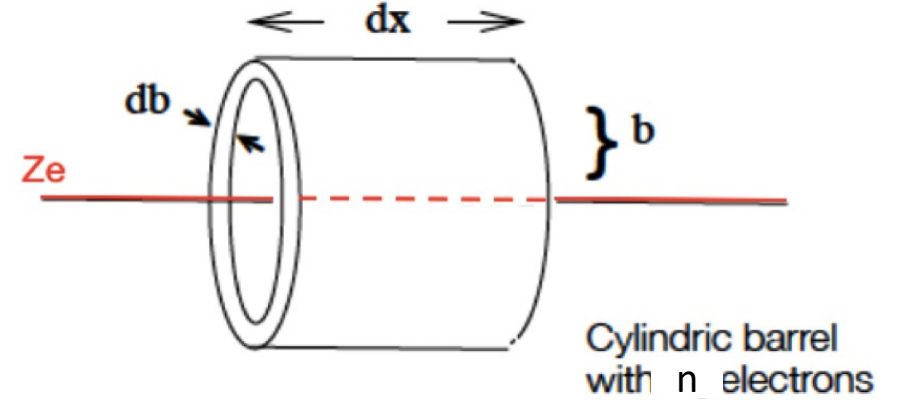
Elektron yoğunluğu N_e olan bir ortamda b ile $b+db$ arasındaki uzaklık için dx

uzunluk elemanı başına enerji kaybı:

$$-dE(b) = \frac{\Delta p^2}{2m_e} \cdot 2\pi N_e b db dx = \frac{(2Ze^2)^2}{2m_e (bv)^2} \cdot 2\pi N_e b db dx = \frac{4\pi N_e Z^2 e^4}{m_e v^2} \cdot \frac{db}{b} dx$$

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_e Z^2 e^4}{m_e v^2} \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{db}{b} = \frac{4\pi N_e Z^2 r_e^2 m_e c^2}{\beta^2} \ln \frac{b_{max}}{b_{min}}$$

Integral sadece
[b_{min} , b_{max}]
bölgesi için
Uygulanmıştır.



ENERJİ KAYBI ÇIKARIMI

İntegral sınırlarının $[b_{\min}, b_{\max}]$ belirlenmesi:

bmin: kafa-kafaya çarpışmada transfer edilen kinetik enerji maksimumdur

$$E_{\max}(b_{\min}) = \frac{(2Ze^2)^2}{2m_e v^2 b_{\min}^2} \quad \text{and} \quad E_{\max} = \frac{1}{2} \gamma^2 m_e (2v)^2 = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$$

$$b_{\min} = \frac{Ze^2}{\gamma m_e v^2}$$

Momentum korunumundan hesaplanmıştır

bmax: parçacık, atomik yörüngedeki elektrondan daha hızlı hareket eder (bu ise elektronun durgun yaklaşımını alır), elektronlar ortalama bir yörünge frekansı $\langle v_e \rangle$ ile atomlara bağlıdır. Etkileşme zamanı küçük olmalıdır, veya $1/\langle v_e \rangle$ ye eşittir. Böylece, kinetik enerjinin minimum olduğu bir mesafeye çevrilir $E_{\min} = I$ (ortalama iyonlaşma potansiyeli). Bu aralıkta durdurucu güç aşağıdaki gibi ifade edilebilir

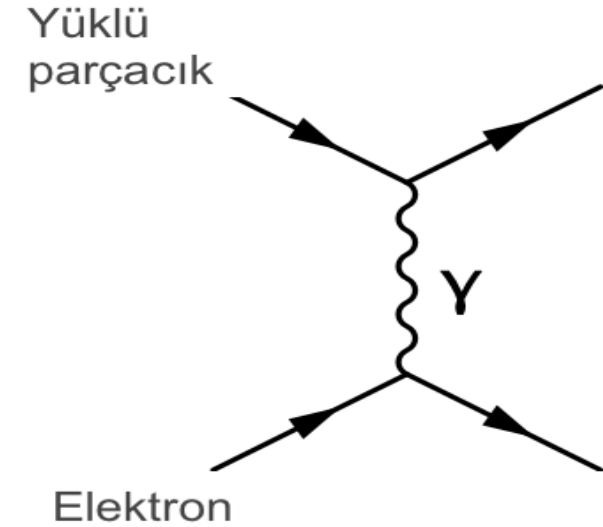
$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_e Z^2 r_e^2 m_e c^2}{\beta^2} \ln \frac{\gamma^2 m_e v^3}{Ze^2 \langle v_e \rangle} = \frac{4\pi N_e Z^2 r_e^2 m_e c^2}{\beta^2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right)$$

BETHE - BLOCH BAĞINTISI

Varsayım: $Mc^2 \gg m_e c^2$

ağır ve yüklü parçacık için enerji kaybı
 [dE/dx elektronlar için daha karmaşık...]

elektronlarla esnek
 çarpışma baskın etkileşme ...



Bethe-Bloch formulu

$$- \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right]$$

$$\propto 1/\beta^2 \cdot \ln(\text{const} \cdot \beta^2 \gamma^2)$$

UYGULAMA

Problem: 5 MeV'lik alfa (α) parçacığını havada durdurma gücünü hesaplayınız.

Çözüm: Ağır parçacık için Bethe-Bloch bağıntısını yazalım

$$- \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 4\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z'Z^2}{A\beta^2} \left[\ln\left(\frac{W_{max}}{I}\right) - \beta^2 \right]$$

Burada W_{max} tanımı aşağıda verilmiştir,

$$\begin{aligned} W_{max} &= 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \\ &= 2 \cdot 0.511 \cdot (0.05177)^2 \\ &= 2.739 \text{ keV} \end{aligned}$$

ve iyonizasyon potansiyeli

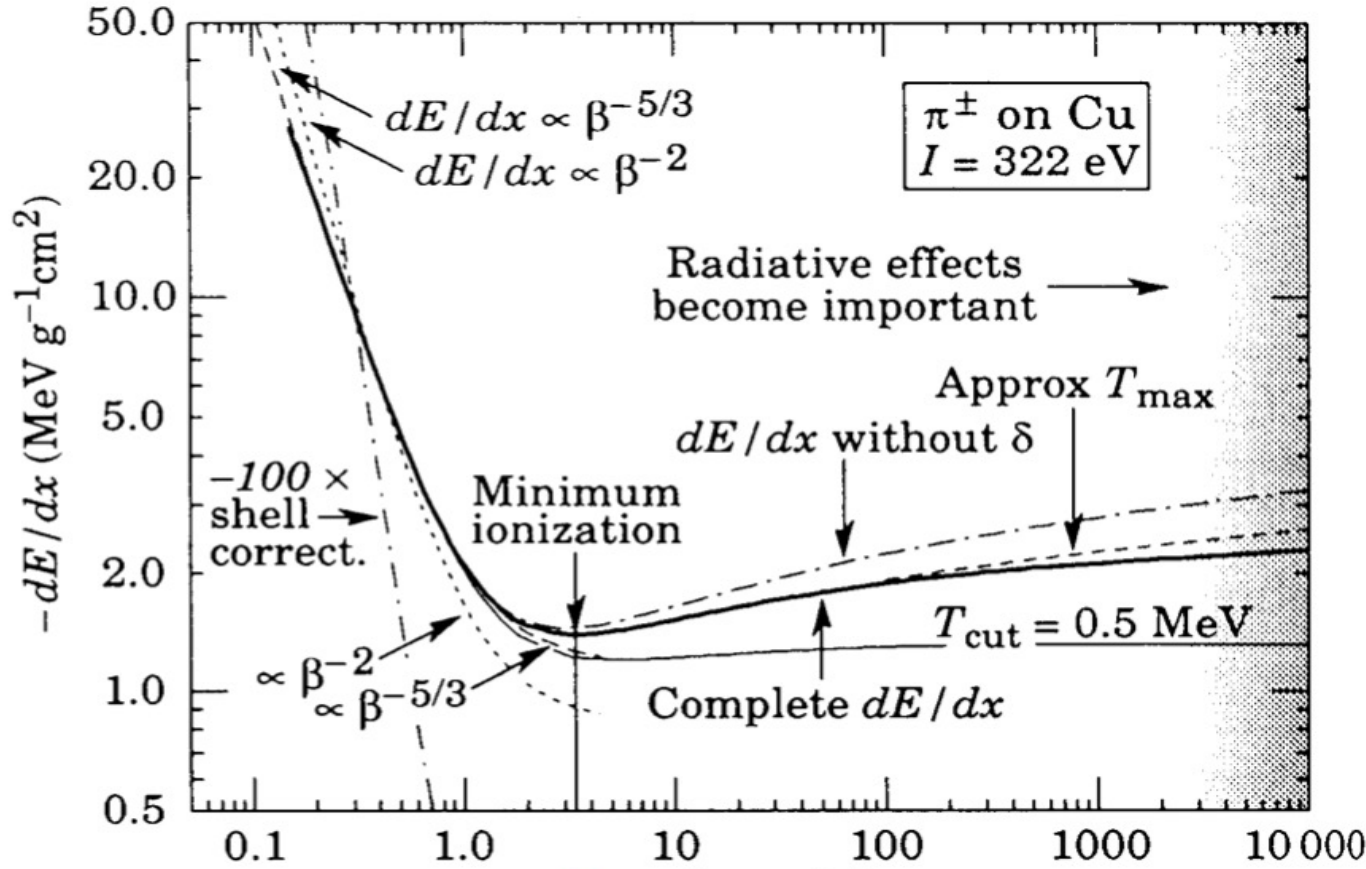
$$I = (12Z + 7) \text{ eV}, \quad Z < 13$$

$$I = (9.76Z + 5.58Z^{-0.19}) \text{ eV}, \quad Z \geq 13$$

Böylece durdurma gücü

$$- \left\langle \frac{dE}{\rho dx} \right\rangle = 0.3054 \frac{1}{2} \frac{2^2}{(0.0517)^2} \left[\ln\left(\frac{W_{max}}{I}\right) - (0.0517)^2 \right]$$

PIONLARIN BAKIR İÇİNDE ENERJİ KAYBI



$\beta\gamma = 3-4$

Minimum iyonlaştırıcı parçacıklar (MIP): $\beta\gamma = 3-4$

dE/dx azalır $\sim \beta^{-2}$; kinematik faktör
[tam bağımlılık : $\sim \beta^{-5/3}$]

dE/dx artar $\sim \ln(\beta\gamma)^2$; relativistik artış
[enine E-alanının genişletilmesi]

Saturasyon, yüksek $(\beta\gamma)$ yoğunluk etkisi (düzeltme δ)
[ortamın polarizasyonu]

Birimler: $\text{MeV g}^{-1} \text{cm}^2$

MIP kayıplar $\sim 13 \text{ MeV/cm}$
[bakırın yoğunluğu: 8.94 g/cm^3]

BETHE - BLOCH BAĞINTISINI ANLAMA

$1/\beta^2$ - bağıllığı:

Daha yavaş parçacıklar, atomik elektronların elektrik kuvvetinde daha uzun süre kalır...

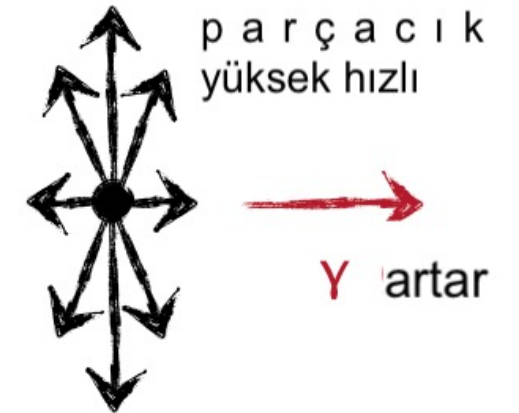
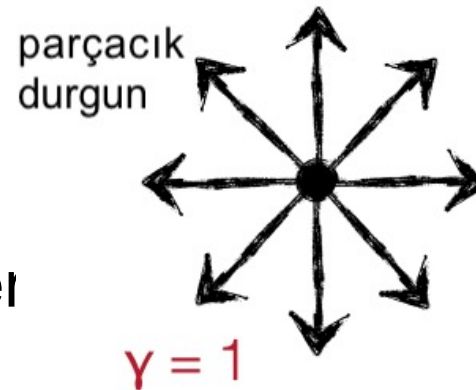
$\beta\gamma > 4$ için relativistik artış:

Yüksek enerjili parçacık: enine elektrik alanı artar (Lorentz dönüşümünden dolayı); $E \rightarrow \gamma E$. Böylece etkileşim tesir kesiti artar...

Düzeltilmeler:

düşük enerji : kabuk düzeltilmeleri

yüksek enerji : yoğunluk düzeltilmeleri



ENERJİ KAYIPLARI

Yüklü parçacıkların enerji kaybı neye bağlıdır?

Hedef çekirdeğin

- kütesine (A)
- yüküne (Z)

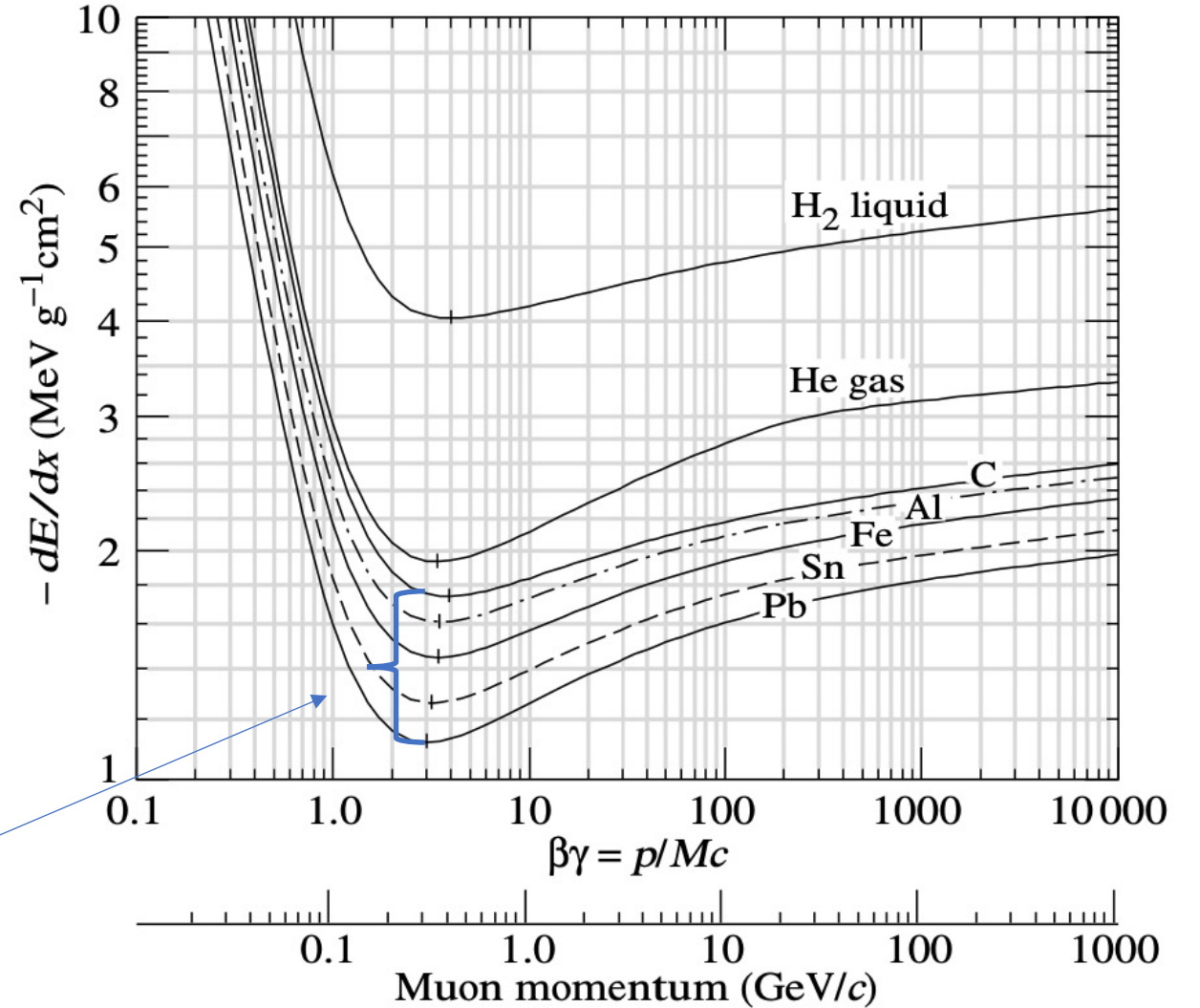
* Örnek: $Z/A \approx 0.5$ için (çoğu malzeme), 'iyonlaşmanın minimum'unda ($\beta\gamma \approx 3$)

Minimum iyonizasyon:

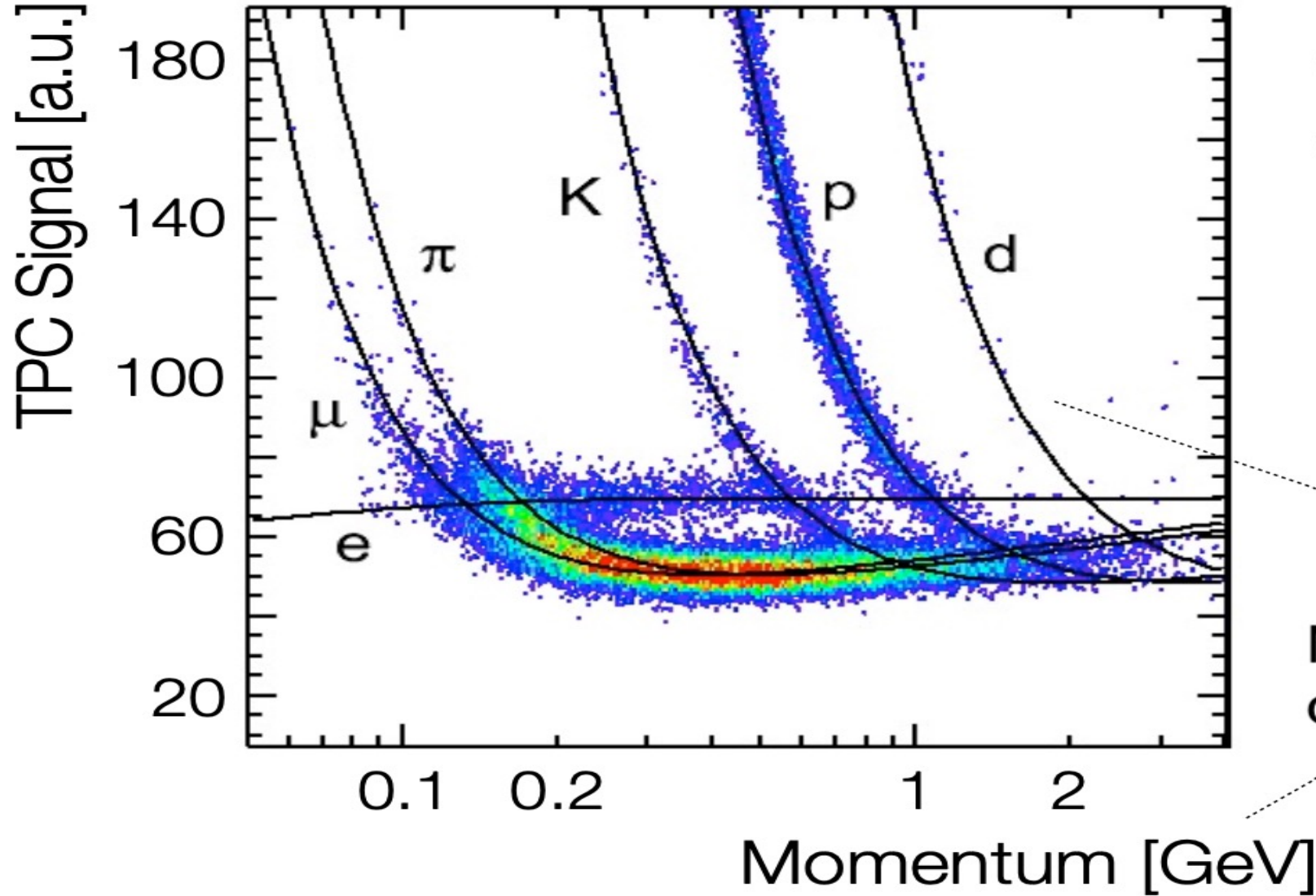
- yaklaşık $1-2 \text{ MeV/g cm}^{-2}$
- [$\text{H}_2 : 4 \text{ MeV/g cm}^{-2}$]

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \sim \frac{Z}{A}$$

$$\langle dE/dx \rangle_{\text{MIP}} \approx 1.4 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$$



SİNYAL VS MOMENTUM



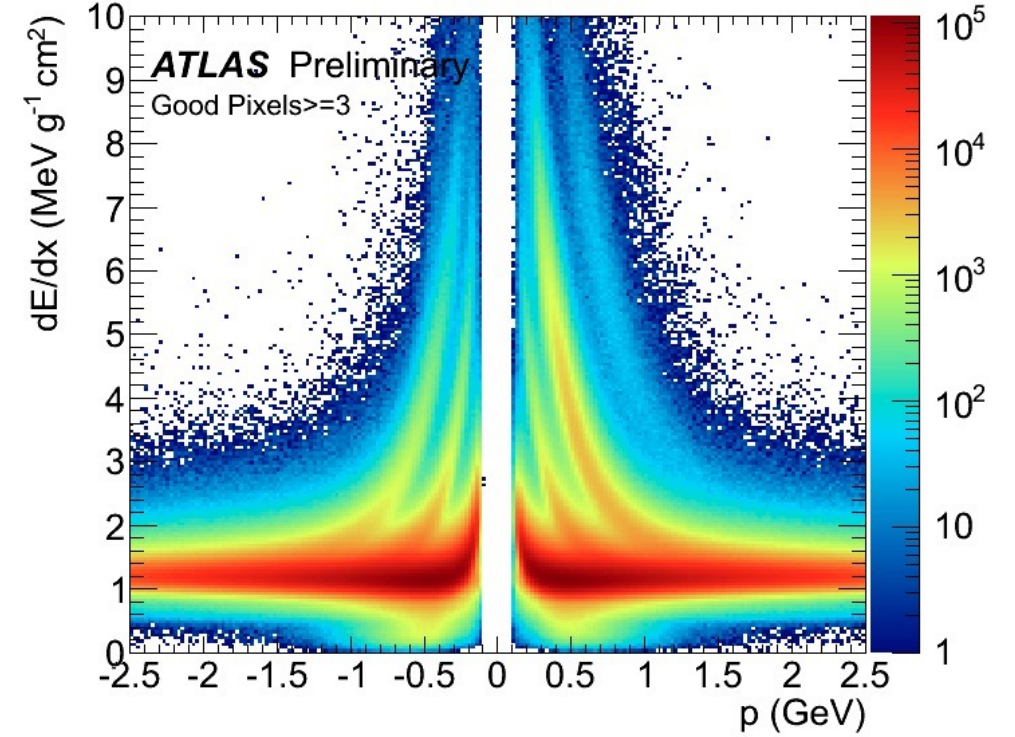
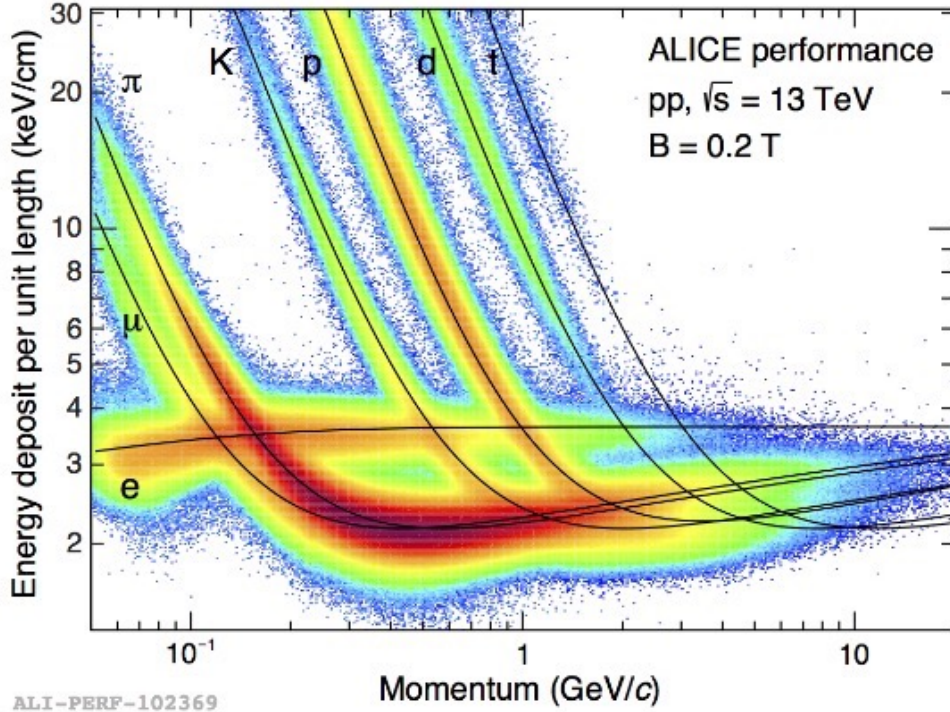
Ölçülen
enerji kaybı
[ALICE TPC, 2009]

Bethe-Bloch

Not:
 dE/dx , β 'ya bağlı!

PARÇACIK ALGILAMA

$\langle dE/dx \rangle$: aynı yüklü (z) parçacıklar için özdeşlik vs. $\beta\gamma = p/mc$,
..farklılık vs. momentum p



- Enerji kaybı vs. p , parçacık kütlesine m bağlıdır
- Momentum p (magnetic alanda sapma ile) ve dE/dx ölçerek
→ parçacığın kütlesi, i.e. parçacığın ID (belli bir enerji bölgesinde)

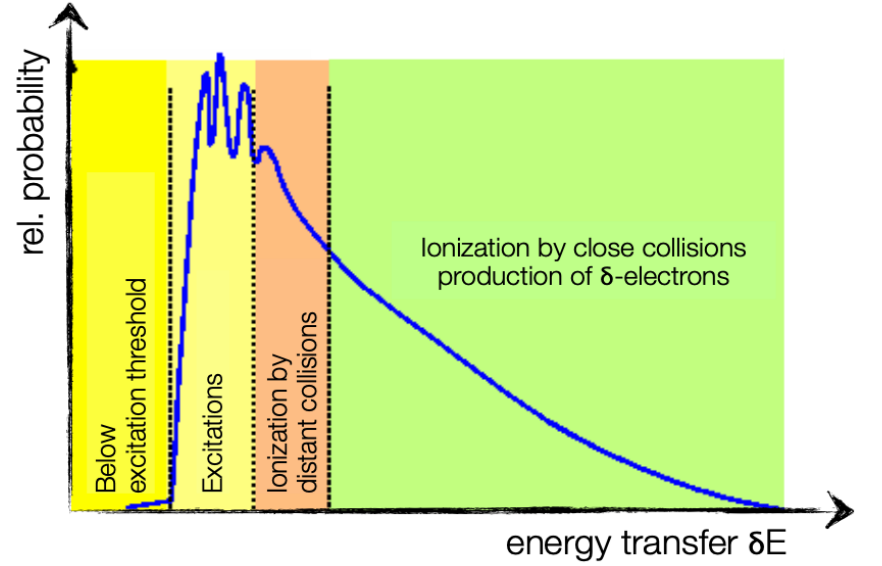
DE/DX DALGALANMALARI

Bethe-Bloch ortalama enerji kaybını tanımlar,
 Δx kalınlığında bir malzemedeki enerji kaybı
 ΔE yoluyla ölçülür,

$$\Delta E = \sum_{n=1}^N \delta E_n$$

Burada N çarpışma sayısı, δE tek bir
 çarpışmada enerji kaybıdır.

İyonizasyon kaybı δE istatistiksel olarak
 dağılmıştır.. Enerji kaybı 'gecikmeli'



Karmaşık problem...

İnce soğurucular: Landau dağılımı

** Standart Gauss ortalama enerji kaybı E_0 + delta elektronları nedeniyle yüksek enerjilere doğru uzanır.*

ORTALAMA ERİŞİM

E'den 0'a kadar enerji kaybı üzerinden integral alınır, ortalama erişim bulunur

$$R = \int_E^0 \frac{dE}{dE/dx}$$

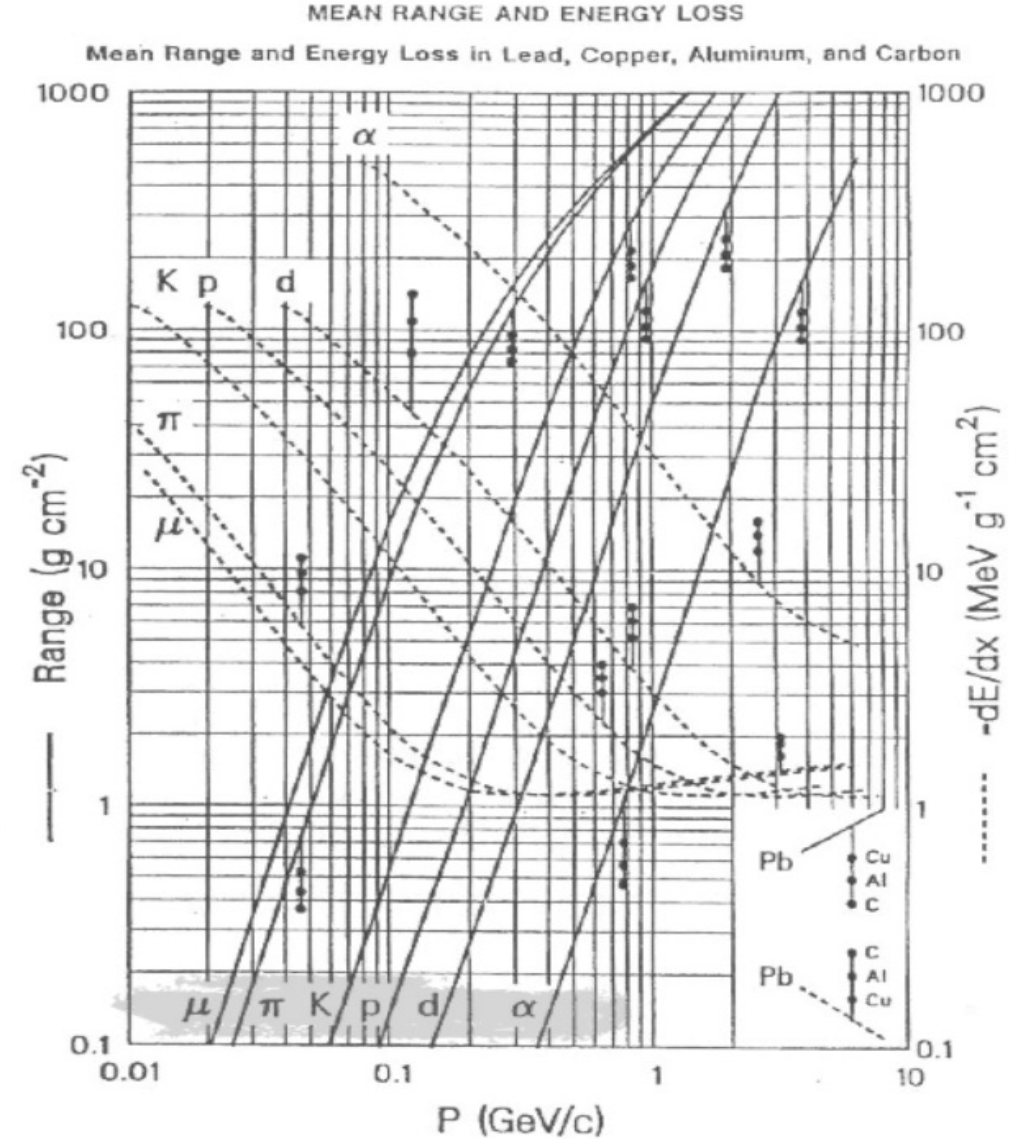
Örnek:

Proton momentum $p = 1 \text{ GeV}$

Hedef: kurşun $\rho = 11.34 \text{ g/cm}^3$

$$R/M = 200 \text{ g cm}^{-2} \text{ GeV}^{-1}$$

$$\rightarrow R = 200/11.34/1 \text{ cm} \sim 20 \text{ cm}$$



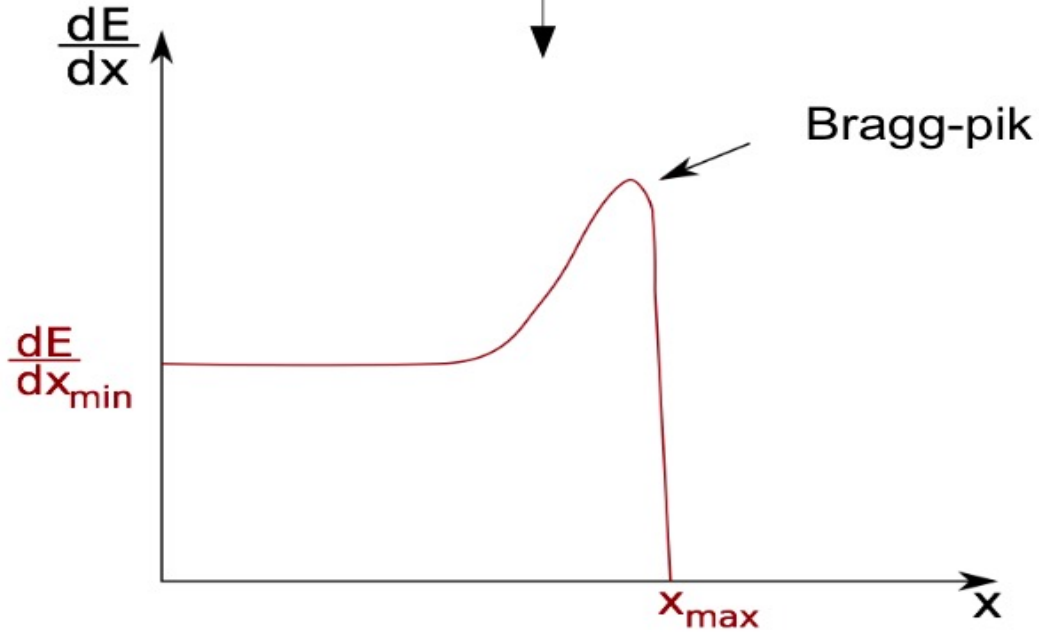
ORTALAMA ERİŞİM

$\beta\gamma \approx 3.5$ için

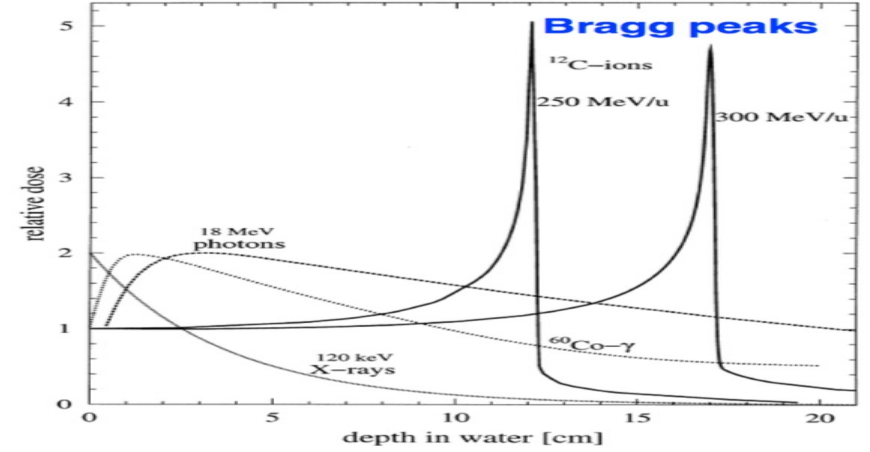
$\beta\gamma \leq 3.5$ için hızlı yükseliş bölgesi

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \approx \frac{dE}{dx}_{\min}$$

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \gg \frac{dE}{dx}_{\min}$$



Derinliğe karşı enerji kayıp eğrisi Bragg pik gösterir



Medikal Uygulama Alanı

- Demet enerjisinin değişmesiyle, iyi tanımlanmış bir derinlikte (gövde) oldukça kesin bir doz bırakma imkanı. Başlangıçta protonlarla, daha sonra da ^{12}C gibi daha ağır iyonlarla uygulama. Ayrıca uygun şekillendirilmiş emicilerle (hasta için özel olarak üretilmiş) hassas 3D ışınlama profili. Yüksek hassasiyetli demet taraması. Dünyada tedavi uygulama örnekleri (Almanya, HIT).

İNDÜKLENMİŞ REAKSİYONLAR

Nötronlar yüksüz olduğundan, iyonizasyon yöntemleri ile doğrudan algılanmaları mümkün değildir. Bununla birlikte, indüklenen doğrudan reaksiyonların yüklü üretim ürünlerinin aksiyonu ile algılanabilir.

- Genelde kullanılan reaksiyonlar, ${}^6\text{Li}(n, \alpha) {}^3\text{H}$, ${}^{10}\text{B}(n, \alpha) {}^7\text{Li}$ ve ${}^3\text{He}(n, p) {}^3\text{H}$.
- Bütün bu reaksiyonlar exotermiktir, ve yaklaşık 20 GeV altındaki enerjilerde nötronları algılamak için çok kullanışlıdır.
- Bundan başka, nükleer tesir kesitleri düşük enerjilerde v^{-1} ile artış gösterir, algılama yavaş nötronlar için daha verimli hale gelir.

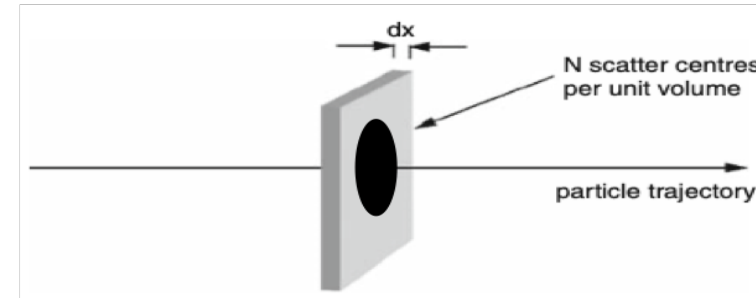
ETKİLEŞİM OLASILIĞI

- Yandaki tablodaki parçacıklardan biri herhangi bir malzeme içinde hareket ederse, o malzemede bulunan çekirdeklerle veya elektronlarla belirli bir etkileşime girme olasılığı olacaktır. Çok ince bir madde diliminde, bu olasılık açıkça dilimin kalınlığı ve malzemede birim hacim başına potansiyel hedef parçacıkların sayısı ile orantılıdır. Ayrıca, bu etkileşim olasılığı etkileşimin doğasına bağlı olacaktır.

Parçacık	Kütle	Ömür	Yük	Etkileşim
Elektron	0.511 MeV	Kararlı	-1	EM
Muon	105.7 MeV	2.2 us	-1	EM
Hadron	Ref	Ref	-1,0,1	Güçlü
Foton	0	Kararlı	0	EM
Çekirdek	(1-240) $\times m_p$	Çoğu Kararlı	1-92	Güçlü

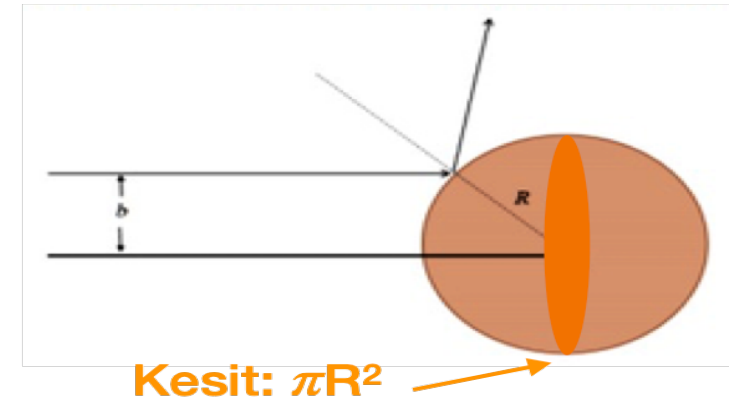
- Buradaki olasılık ifadesi, “tesir kesiti” miktarıyla ifade edilir. Tesir kesiti, maddedeki parçacıkların etkileşimlerini tartışmak için uygun niceliktir. Bir parçacık, sonsuz küçük (dx) bir madde diliminden (N) dik olarak geçerse, etkileşim olasılığı (dW) ve tesir kesiti (σ) aşağıdaki denklem ile ilişkilidir.

$$dW = dx N \sigma$$



TESİR KESİTİ

- Bu denklemde, dW , belirli bir türde etkileşime girme olasılığı, dx , malzemenin çok ince bir bölümünün kalınlığı ve N , birim hacim başına saçılma merkezlerinin sayısıdır. Tesir kesiti, bir yüzeyin boyutlarına sahiptir.
- Nükleer ve parçacık fiziğinde tesir kesiti için yaygın olarak kullanılan birimler barn ve cm^2 'dir, $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ 'dir.
- Klasik mekanikte, bir nokta parçacığının sert bir küre ile çarpışması için tesir kesitinin, kürenin ortasından geçen bir kesitin yüzeyi olduğunu görmek kolaydır. Bu, 'tesir kesiti' (cross section) adını açıklar.
- Bir parçacık demeti bir malzeme levhasına girerse, demetteki etkilenen parçacıkların sayısı, bu demet parçacıklarının malzemede bulunan çekirdeklerle veya elektronlarla çarpışması nedeniyle artacaktır.



ETKİLEŞİM OLASILIĞI

- Bunu matematiksel olarak açıklamak için, $P(x)$ 'i bir parçacığın ortamda x mesafe kat ettikten sonra etkileşme olasılığı olarak tanımlayalım. Açıkçası, $P(0) = 0$ olduğunu biliyoruz. Tesir kesitinin tanımından $P(x + \Delta x)$ ve $P(x)$ 'in şu şekilde ilişkili olduğunu biliyoruz:

$$P(x + \Delta x) = P(x) + [1 - P(x)] N\sigma \Delta x$$
$$\frac{P(x + \Delta x) - P(x)}{\Delta x} = [1 - P(x)] N\sigma$$

- Bu ifadede Δx , x yönünde küçük bir mesafeyi temsil eder. Limit alınırsa $\Delta x \rightarrow 0$, $P(x)$ 'in aşağıdaki diferansiyel denklemi sağladığını elde ederiz:

$$\frac{dP(x)}{dx} = [1 - P(x)] N\sigma$$
$$\frac{d[1 - P(x)]}{dx} = -[1 - P(x)] N\sigma$$

- Bu diferansiyel denklemin çözümü, sınır koşulu $[1 - P(0)] = 1$ ile birlikte

$$[1 - P(x)] = e^{-xN\sigma}$$

ETKİLEŞİM OLASILIĞI

- Bir parçacığın ortamdaki x mesafesi kadar bir hareketten sonraki etkileşimi için olasılık yoğunluk fonksiyonu şu şekilde verilir:

$$W(x) = [1 - P(x)] N\sigma = e^{-xN\sigma} N\sigma$$

- Bu nedenle, bir parçacığın ilk çarpışmadan önceki ortalama serbest yolu λ , şu şekilde verilir:

$$\begin{aligned}\lambda &= \int_0^{\infty} W(x) x dx = \int_0^{\infty} e^{-xN\sigma} xN\sigma dx \\ &= \frac{1}{N\sigma} \int_0^{\infty} e^{-x} x dx = \frac{1}{N\sigma}\end{aligned}$$

- Malzeme, X ve Y olmak üzere iki farklı türde saçılma merkezi içeriyorsa, yukarıdaki tartışma şu şekilde genellenir:

$$\lambda = \frac{1}{N_x\sigma_x + N_y\sigma_y}$$

$$\begin{aligned}\frac{1}{\lambda} &= \frac{1}{\lambda_X} + \frac{1}{\lambda_Y} \\ \lambda_X &= \frac{1}{N_X\sigma_X}; \lambda_Y = \frac{1}{N_Y\sigma_Y}\end{aligned}$$

ÇARPIŞMALAR

- Burada verilen N_X ve N_Y , birim hacim başına her tipteki saçılma merkezlerinin sayısıdır.
- Atom çekirdekleri üzerinden çarpışmaları düşünürsek, N , birim hacimdeki atom sayısını temsil eder. Bir elementin bağıl atom ağırlığı A_r , atomların ortalama ağırlığının, karbonun ağırlığının 1/12'sine bölümü olarak tanımlanır. Bir elementin ' A_r ' gramı, N_A saçılma merkezleri içerir, burada N_A Avogadro sayısıdır. Malzemenin bir gramı N_A/A_r atomları içerir ve bir metreküpü $\rho N_A/A_r$ sayıda atomları içerir. Böylece aşağıdaki ifadeyi yazabiliriz:

$$N = \frac{\rho N_A}{A_r}$$

- Bir parçacık farklı türlerde etkileşime girebilir. Örneğin, bir proton bir çekirdekten esnek olarak saçılabilir veya esnek olmayan saçılmaya girebilir ve çekirdeği uyarılmış bir duruma getirebilir. Belirli bir etkileşim tipine karşılık gelen tesir kesiti, kısmi tesir kesiti olarak adlandırılır ve tüm kısmi tesir kesitlerin toplamı, toplam tesir kesitini verir. Protonun belirli bir yönde saçıldığı kısmi tesir kesiti de düşünülebilir. Buna **diferensiyel tesir kesiti** adı verilir ve genellikle $d\sigma/d\Omega$ olarak yazılır, burada $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$. **Toplam tesir kesiti** aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\sigma_{tot} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$$

YÜKLÜ PARÇACIK ELEKTRON ETKİLEŞİMİ

- Yüklü bir parçacık maddeye nüfuz ettiğinde, elektromanyetik kuvvet yoluyla malzemede bulunan elektronlar ve çekirdeklerle etkileşime girecektir. Yüklü parçacık bir proton, alfa parçacığı veya başka herhangi bir yüklü hadron ise, ayrıca bir nükleer etkileşime girebilir.
- Burada **önce elektromanyetik etkileşimler incelenecektir**. Parçacık, nükleer olaylarda olduğu gibi tipik 1 MeV veya daha fazla enerjiye sahipse, bu enerji, atomdaki elektronların bağlanma enerjisine kıyasla daha büyüktür.
- İlk yaklaşımda, madde, serbest elektronların ve hareketsiz çekirdeklerin bir karışımı olarak görülür. Yüklü parçacık, elektronların ve çekirdeklerin elektromanyetik alanını hissedecek ve bu şekilde bu nesnelere elastik çarpışmalara maruz kalacaktır. Elektronlarla ve maddede bulunan çekirdeklerle olan etkileşimler farklı etkilere yol açacaktır.

PROTON ÇEKİRDEK ÇARPIŞMASI

- Tanımlı olması için şimdi yüklü parçacığın bir proton olduğunu varsayalım. Proton çekirdekle çarpışırsa enerjisinin bir kısmını çekirdeğe aktarır ve yönü değişir. Proton çoğu çekirdekten çok daha hafiftir ve bir çekirdekle çarpışması çok az enerji kaybına neden olur. Göreceli olmayan kinematik ve enerji-momentum korunumu kullanarak, 'm' kütleli bir protonun 'M' kütleli çekirdek ile esnek çarpışmasındaki maksimum enerji transferinin şu şekilde verildiğini göstermek kolaydır:
- Süreçte momentum korunumu ($p_p = p'_p + p'_A$ ve $p_p - p'_A = p'_p$) ve enerji korunumu ($E_p + E_A = E'_p + E'_A$) yazılır; burada ilk durumda proton toplam enerjisi $E_p = K_p + m$, çekirdek toplam enerjisi $E_A = M$. Son durumda ise protonun toplam enerjisi $E'_p = K'_p + m$, ve çekirdeğin toplam enerjisi $E'_A = K'_A + M$ ile verilir. Kinetik enerjiler $K'_p = p_p'^2/2m$, $K'_A = p_A'^2/2M$. Momentum farkı $p_p - p'_A = p'_p$ karesini alalım, $p_p^2 + p_A'^2 - 2p_p p_A' \cos \theta = p_p'^2 \rightarrow p_p^2 - p_p'^2 = -p_A'^2 + 2p_p p_A' \cos \theta$.
- Protonun enerji değişimi:

$$\Delta E = E_p - E'_p = K_p - K'_p = E'_A - E_A = K'_A$$

$$\Delta E_{max} = (p_p^2/2m)[4mM/(m + M)^2] \text{ elde edilir.}$$

ÇARPIŞMADA ENERJİ KAYBI

- Proton kütlesi m , çekirdek kütlesi M' den çok daha küçükse, yaklaşıklıkla

$$\Delta E_{\max} \approx \frac{1}{2}mv^2 \left(4 \frac{m}{M}\right) \quad (m \ll M)$$

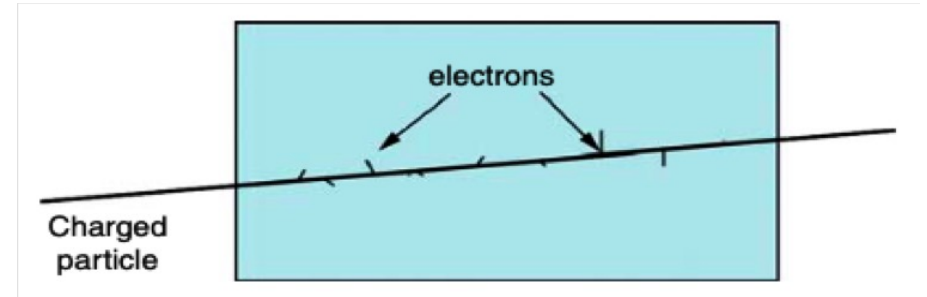
alınır. Çekirdeğin kütlesinin sonsuza gittiği sınırdaki enerji transferi olmaz.

- Bir çekirdekle çarpışmada proton çok az enerji kaybeder ama yönü tamamen değiştirilebilir; hatta geriye doğru saçılabilir.
- Elektronlarla çarpışmalarda ise elektronlara büyük miktarda enerji aktarılabilir, ancak protonun yönü sadece çok az değişebilir. Aslında, bu tür çarpışmalarda mümkün olan maksimum bir kinematik sapma açısı vardır. Bu açıyı türetmek için göreceli bir hesaplama ihtiyacı vardır. Sonuç olarak, protonun enerji kaybının çoğu elektronlarla çarpışmalardan, yön değişiminin çoğu da çekirdeklerle çarpışmalardan kaynaklanır.
- Maddeye nüfuz eden bir proton ve daha genel olarak herhangi bir yüklü parçacık, arkasında çarpışmada bir miktar enerji kazanmış olan uyarılmış atomlar ve serbest elektronlardan oluşan bir iz bırakır. Bu elektronların enerji dağılımı

$$\frac{dn}{dE} \propto \frac{1}{E^2}$$

ENERJİ KAYBI

- Bu elektronların çoğu yalnızca çok az miktarda enerji almıştır. Bununla birlikte, elektronların bir kısmı, madde içinde makroskobik mesafeler almaya yetecek kadar enerji kazanır. Bu yüksek enerjili elektronlara bazen δ -elektronları denir. Bunlar, ortamdaki atomları uyarmak veya iyonize etmek için yeterli enerjiye sahiptir. Yüklü parçacığın elektronlarla etkileşiminden kaynaklanan bu tür enerji kaybına genellikle "iyonlaşmaya bağlı enerji kaybı" denir.
- Aslında bu çok da doğru olmaz, çünkü birçok atom iyonize değil, yalnızca uyarılmış bir duruma getirilir. Yandaki şekilde, yüklü bir parçacığın madde içindeki geçişini ve bazı iyonlaşma elektronlarını göstermektedir.



Yüklü bir parçacık maddeye nüfuz eder. Yörüngesi boyunca çok sayıda elektronun her birine az miktarda enerji aktararak enerji kaybeder.

LINEER ENERJİ TRANSFERİ

- Radyasyonun biyolojik etkilerini tartışırken, "Lineer Enerji Transferi" (LET) terimi genellikle yüklü parçacıkların enerji kaybını ifade etmek için kullanılır. Lineer enerji transferi, yüklü parçacığın yörüngesinin yakın çevresine birim iz uzunluğu başına aktarılan enerji miktarı olarak tanımlanır. Ağır ve düşük hızlı parçacıklar için, birim iz uzunluğu başına enerji kaybı ve LET aynıdır.
- Bununla birlikte, hafif ve hızlı parçacıklar için, iki miktar önemli ölçüde farklılık gösterir. Birkaç MeV'lik bir elektronun enerji kaybının bir kısmı, ortamdaki atomlardan enerjik δ -elektronları çıkarmak için kullanılır. Bu enerjik elektronlar, enerjilerini yolun hemen yakınında biriktirmezler ve bu nedenle LET'e katkıda bulunmazlar.
- Yüksek enerjili yüklü bir parçacığın, maddede bulunan elektronlarla etkileşiminden dolayı maddedeki enerji kaybı, Bethe-Bloch denklemi ile verilir:

$$\frac{dE}{dx} = \rho \frac{Z_{\text{nucl}}}{A_r} (0.307 \text{ MeVcm}^2/\text{g}) \frac{Z^2}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\text{max}}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta)}{2} \right]$$

PARAMETRELER

Yukarıdaki denklemde kullanılan semboller aşağıda tanımlanmıştır:

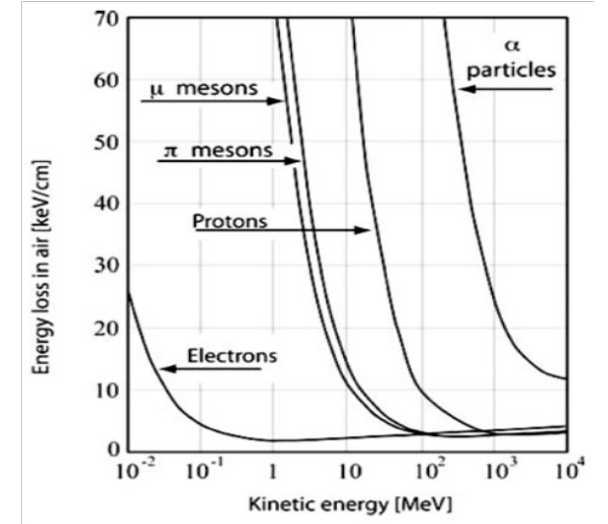
- dE/dx = birim uzunluk başına parçacığın enerji kaybı
- Z = parçacığın yükünün proton yüküne bölünmesiyle bulunan numara
- c = ışık hızı
- $\beta\gamma$ = görelî parametreler
- ρ = malzemenin yoğunluğu
- Z_{nuc} = çekirdeklerin boyutsuz yükü
- A_r = bağıl atom ağırlığı
- I = eV cinsinden ortalama uyarılma enerjisi. Parametre genellikle deneysel olarak belirlenir. Tipik olarak (10 eV çarpı Z_{nuc}) civarındadır.
- T_{max} = elektrona maksimum enerji aktarımı. Gelen tüm parçacıklar için elektronun kendisi dışında bu ifade $\approx 2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$ ile verilen iyi bir yaklaşımdır. Elektronlar için T_{max} gelen elektronun enerjisidir.
- $\delta\beta$ = çok yüksek enerjide tesir kesitinin logaritmik yükselişini azaltan yoğunluğa bağlı terim.

FARKLI PARÇACIKLARIN ENERJİ KAYBI

- Nitel tartışma için Bethe-Bloch denklemi aşağıdaki gibi yaklaşıklıkla ifade edilebilir:

$$\frac{dE}{dx} \approx \rho (2 \text{ MeV cm}^2 / \text{g}) \frac{Z^2}{\beta^2}$$

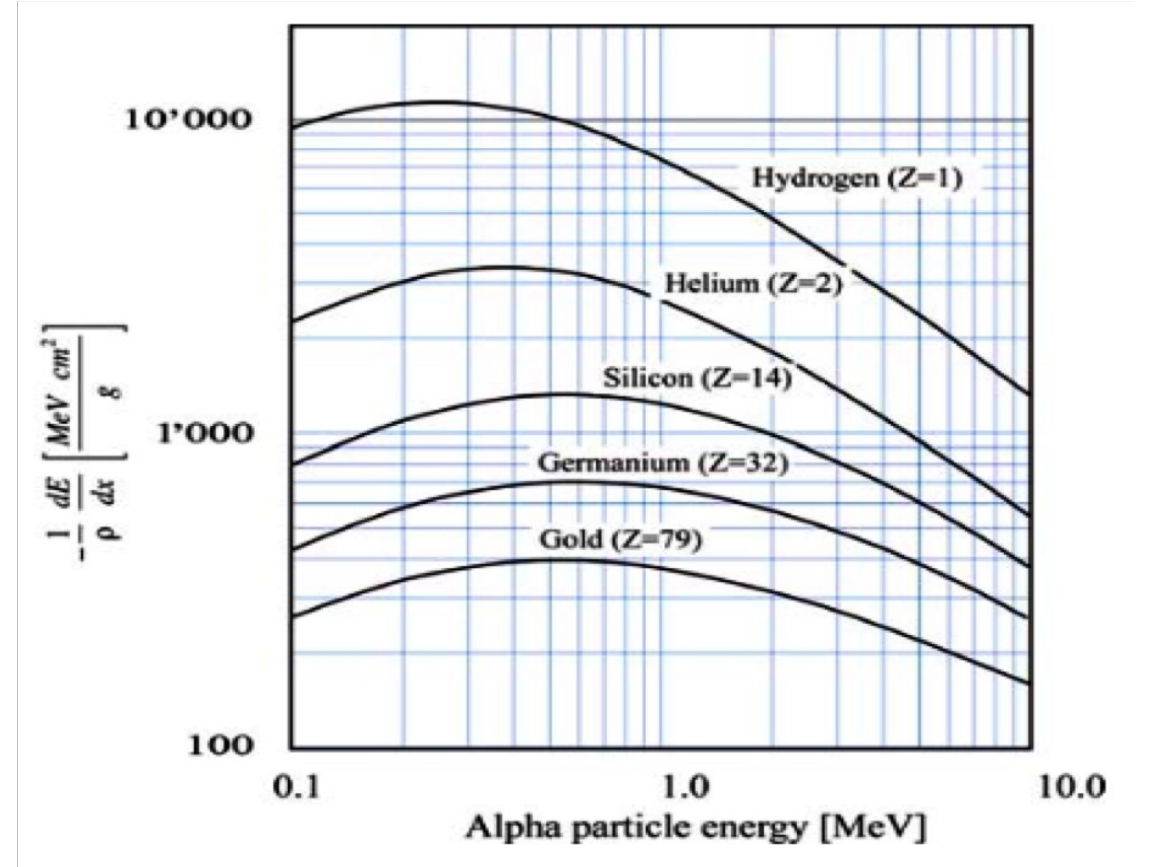
- Yoğunluk g/cm^3 olarak ifade edilirse, enerji kaybı MeV/cm cinsindedir. Literatürde, "enerji kaybı" terimi bazen kaybın yoğunluğa bölünmesini ifade eder. İkinci durumda, enerji kaybı $\text{MeV cm}^2/\text{g}$ birimine sahiptir. 100 keV'den daha fazla enerjiye sahip elektronlar için hız, ışık hızına yakındır ($\beta \approx 1$) ve enerji kaybı yaklaşık 2 MeV/cm çarpı ortamın yoğunluğudur.



- Şekilde görüldüğü gibi, tüm parçacıklar için enerji kaybı, artan enerji ile azalır ve sonunda sabit, enerjiden bağımsız bir değere ulaşır. Bu değer, birim yüklü tüm parçacıklar için yaklaşık olarak aynıdır (bkz. yandaki şekil).

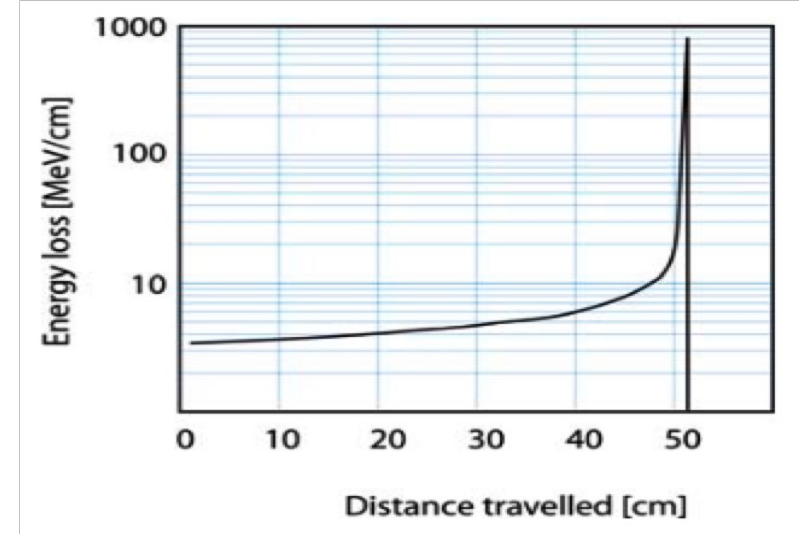
FARKLI PARÇACIKLARIN ENERJİ KAYBI

- **Alfa parçacıkları** için hız, genellikle ışık hızından çok daha azdır ve enerji kaybı çok daha fazladır. Bununla birlikte, Bethe-Bloch denklemini yalnızca parçacığın hızı, atomlardaki elektronların hızından çok daha büyükse geçerlidir ve alfa parçacıkları için bu koşul genellikle sağlanmaz. Atomik orbitallerdeki elektronların hızı, ışık hızının yaklaşık %1'i kadardır. Atomlardaki tipik elektron hızlarına kıyasla, küçük olan parçacık hızları için, enerji kaybı enerji ile birlikte artar ve parçacık hızı tipik elektron hızına eşit olduğunda maksimuma ulaşır. Bu maksimumdan sonra, Bethe-Bloch denklemine göre enerji kaybı azalır. Bu davranış, yandaki şekilde gösterilmiştir.



ÖRNEK: PROTONUN ENERJİ KAYBI

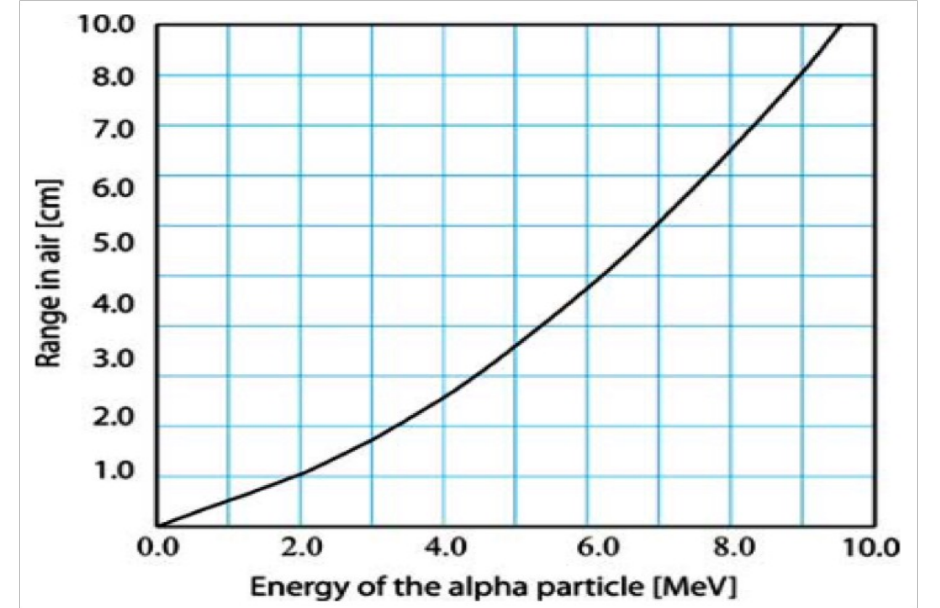
- Parçacıklar bir ortamda hareket ederken enerji kaybettiklerinden, sonunda tüm kinetik enerjilerini kaybedecek ve duracaklardır. Parçacıkların kat ettiği mesafeye **menzil** denir. Parçacık ortama nüfuz ettikçe, birim uzunluk başına enerji kaybı değişecektir.
- Bir parçacığın girme mesafesinin bir fonksiyonu olarak enerji kaybı yandaki şekilde gösterilmektedir. Enerji kaybı aralığın sonuna doğru artar. Sona yakın bir maksimuma ulaşır ve sonra aniden sıfıra düşer. Menzillerinin sonuna yakın yüklü parçacıkların enerji kaybının bu maksimumu, literatürde "Bragg zirvesi" olarak ve enerji kaybının artık enerji ile değişimi "Bragg eğrisi" olarak adlandırılır. Bununla birlikte, belirli bir kinetik enerjiye sahip tüm parçacıklar tam olarak aynı aralığa sahip değildir. Bu, enerji kaybı sürecinin istatistiksel doğasından kaynaklanmaktadır. Menzilde sapma olarak adlandırılan aralıkta dalgalanmalar olur.



Su içinde yörüngesi boyunca 300 MeV'lik bir protonun tipik değerlerde enerji kaybı. Enerji kaybı aralığın sonuna doğru artar, maksimuma ulaşır ve parçacık durmadan hemen önce aniden sıfıra düşer.

FARKLI PARÇACIKLARIN ENERJİ KAYBI

- Nükleer fisyon tarafından üretilen ağır nükleer parçalar (fragmanlar) aynı zamanda enerjik ve yüklü parçacıklardır, ancak alfa parçacıklarından biraz farklı davranırlar. Bu nükleer fragmanlar, ortamda hareket ederken elektronları toplama eğilimindedir. Bu nedenle, parçanın kendi yükünden daha küçük bir yüke sahip parçacıklar gibi davranırlar. Parçalar yavaşladıkça daha fazla elektron alır ve enerji kaybı artmak yerine azalır. Alfa parçacıkları için, bu elektron alımı yalnızca aralığın en sonunda gerçekleşir.

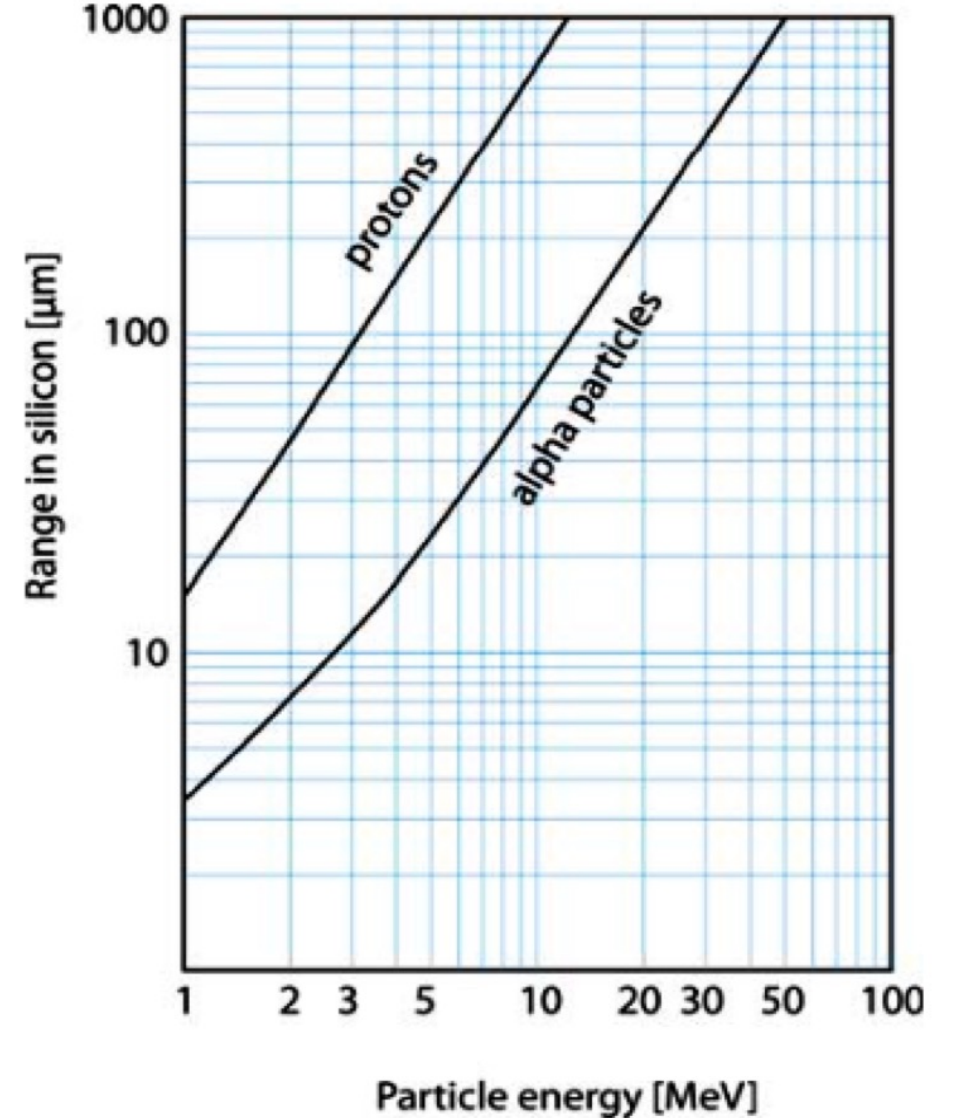


Kuru havada at 20°C de ve standart basınçta alfa parçacıkları için menzil-enerji grafiği, standard pressure. Referans verilerden alınmıştır [Tavernier 2022].

FARKLI PARÇACIKLARIN MENZİLİ

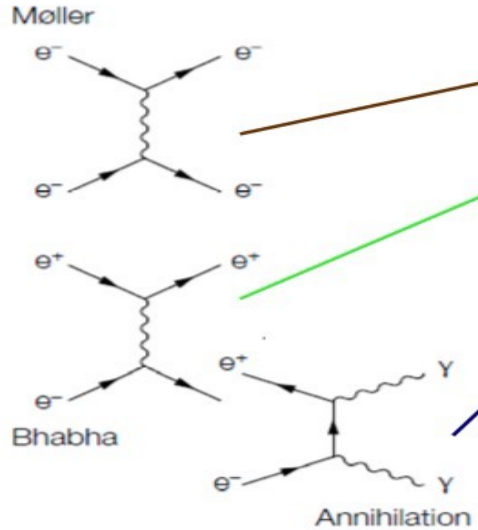
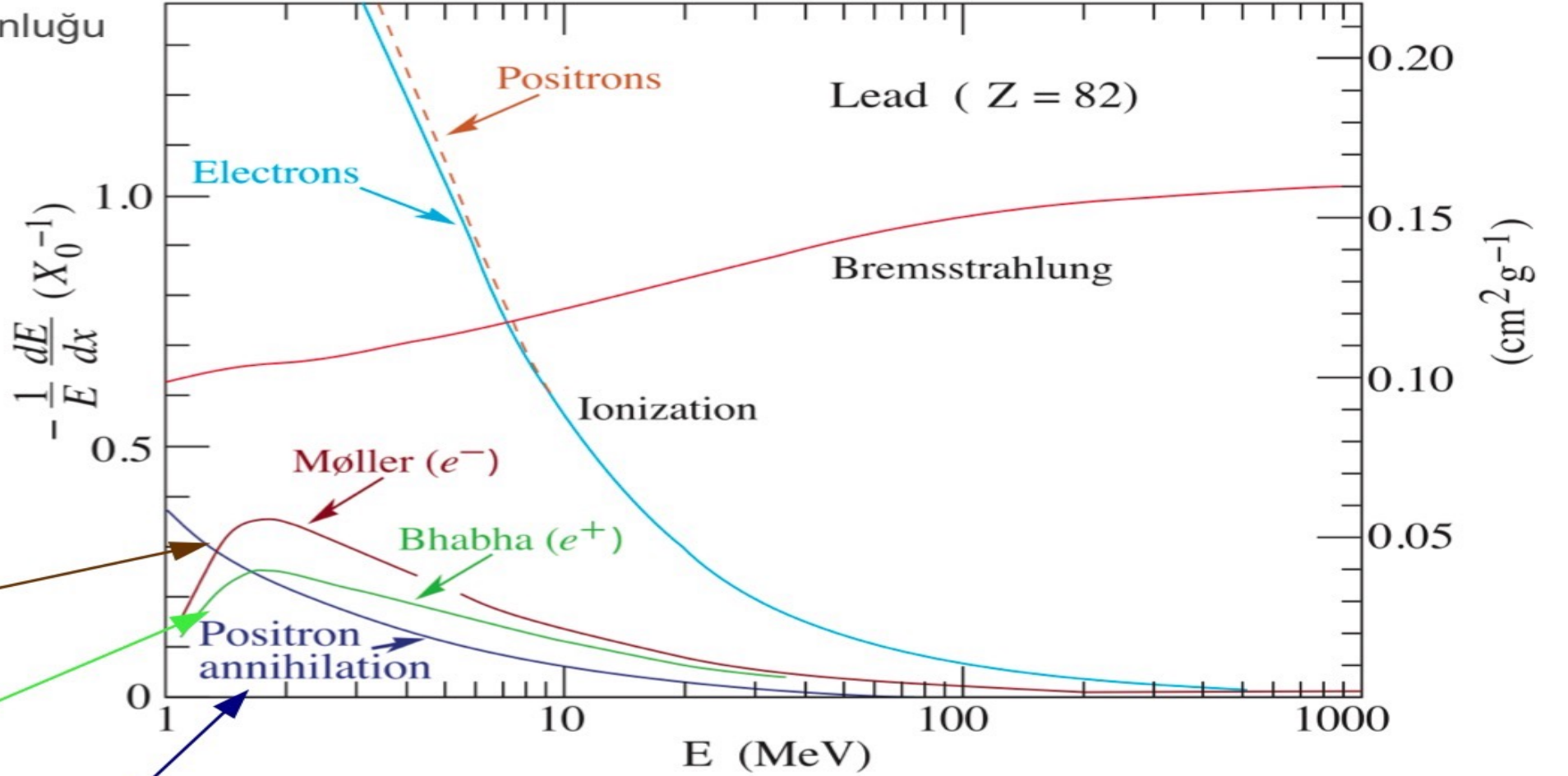
$$LET = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$$

- Proton ve alfa parçacıklarının kuru havada (önceki sayfada) ve silikon içinde (bu sayfada) menzillerinin parçacık kinetik enerjisine göre değişimi [Tavernier2022].



ELEKTRONLARIN ENERJİ KAYBI

Radyasyon uzunluğu
başına oransal
enerji kaybı



ELEKTRONLARIN ENERJİ KAYBI

Bethe-Bloch formulu değişime uğrar

Gelen ve hedef elektron aynı kütleye sahip m_e
Özdeş, ayırtedilemeyen parçacıkların saçılması durumu

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{el.}} = K \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{m_e \beta^2 c^2 \gamma^2 T}{2I^2} + F(\gamma) \right]$$

[T: elektronun kinetik enerjisi]

$$W_{\text{max}} = \frac{1}{2}T$$

Not: düşük enerjide elektronlar ve pozitronlar için farklı enerji kaybı,
pozitronlar elektronlarla özdeş değil, farklı inceleme yapılır...

IŞIMA, RADYASYON UZUNLUĞU

Çekirdeğin Coulomb alanında yüklü parçacıkların hızlanması :

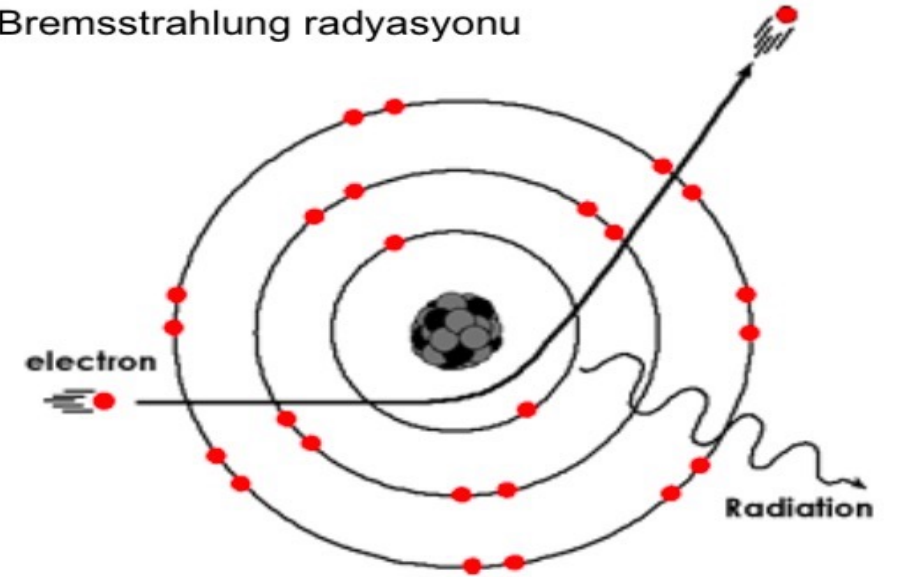
Bremsstrahlung radyasyonu

QED süreç (Fermi 1924, Weizsäcker-Williams 1938)

Gerçek foton yayınılanması

$$\frac{dE}{dx} = 4\alpha N_A \frac{z^2 Z^2}{A} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 E \ln \frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} \propto \frac{E}{m^2}$$

Birkaç yüz GeV/c ye kadar aralıkta elektron ve pozitronlar ile ilgilidir



$$\frac{dE}{dx} = 4\alpha N_A \frac{Z^2}{A} r_e^2 \cdot E \ln \frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}}$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0} \quad \text{ve} \quad X_0 = \frac{A}{4\alpha N_A Z^2 r_e^2 \ln \frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}}}$$

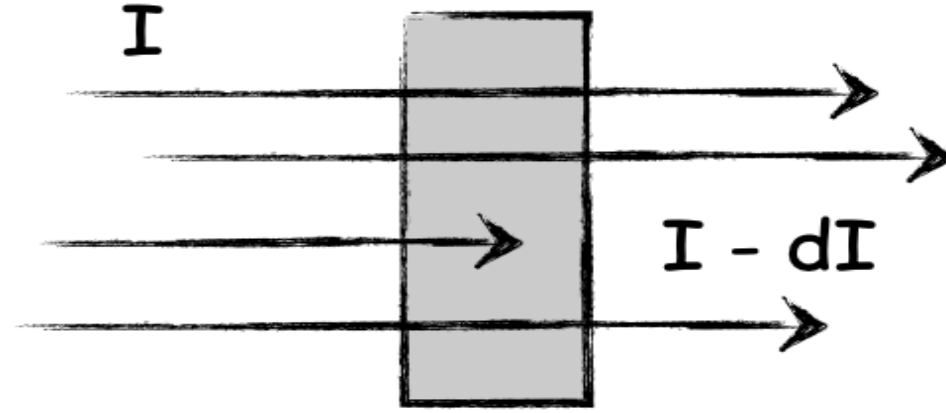
[Radyasyon uzunluğu g/cm²]

Radyasyon uzunluğu X_0

FOTONLARIN MADDE İLE ETKİLEŞMESİ

Fotonların madde ile etkileşmesi karakteristiği

Bir tek etkileşme fotonu demetten ayırır!



Olası etkileşmeler

Fotoelektrik olay
Compton saçılması
Çift üretim

- Rayleigh Scattering ($\gamma A \rightarrow \gamma A$; A = atom; coherent)
- Thomson Scattering ($\gamma e \rightarrow \gamma e$; elastic scattering)
- Photo Nuclear Absorption ($\gamma K \rightarrow pK/nK$)
- Nuclear Resonance Scattering ($\gamma K \rightarrow K^* \rightarrow \gamma K$)
- Delbruck Scattering ($\gamma K \rightarrow \gamma K$)
- Hadron Pair production ($\gamma K \rightarrow h^+h^-K$)

$$dI = -\mu I dx$$

[μ : soğurma katsayısı]

değişkenlere bağlı
E, Z, ρ

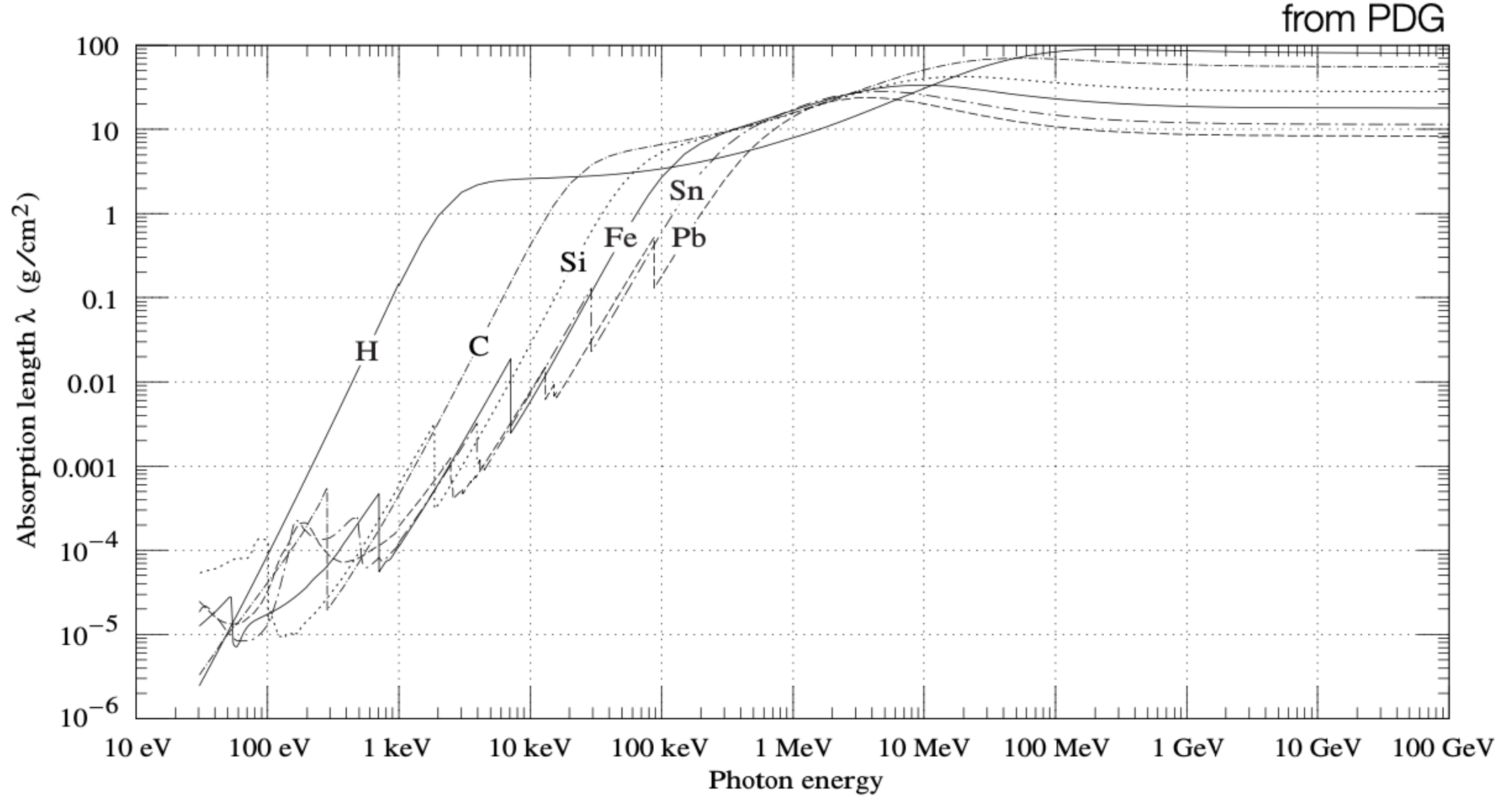
→ Beer-Lambert law:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}$$

$$\lambda = 1/\mu = 1/n\sigma$$

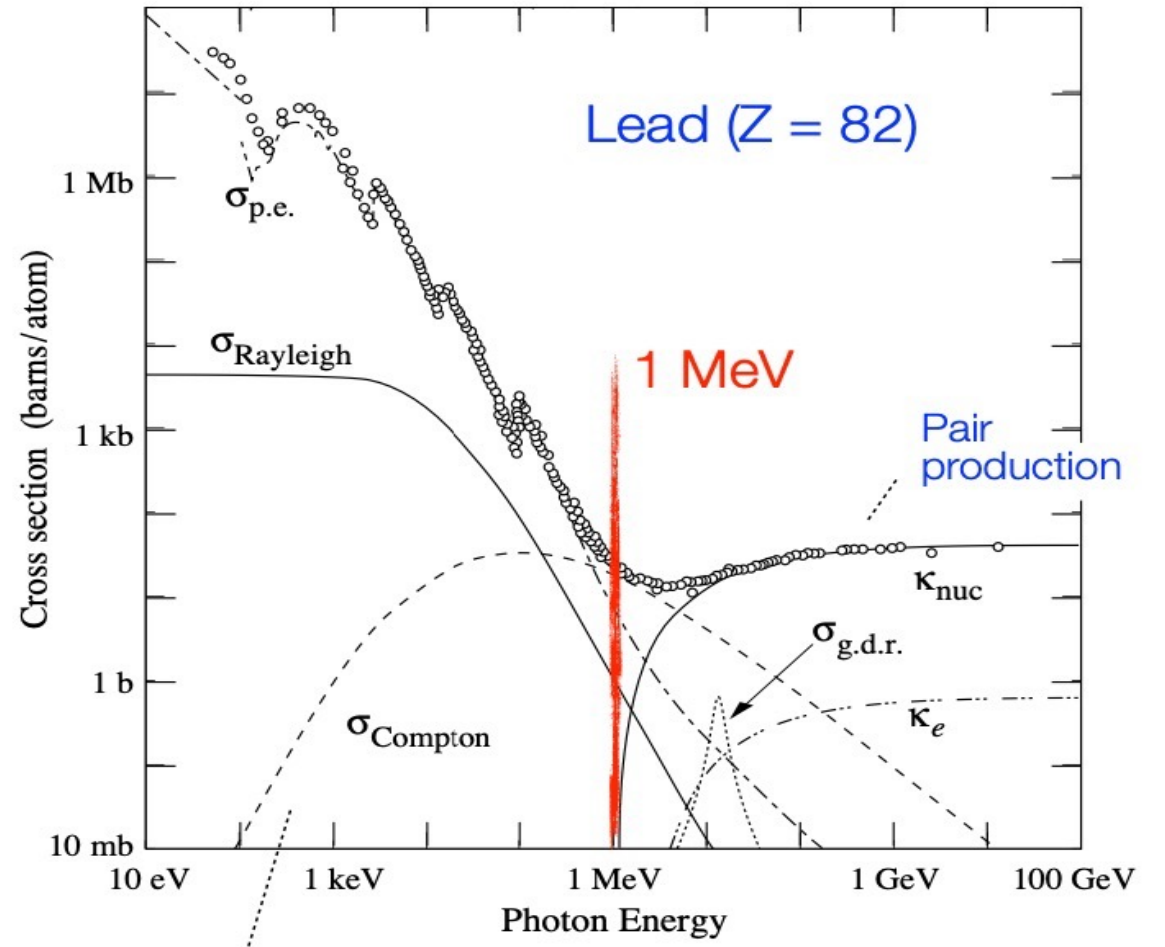
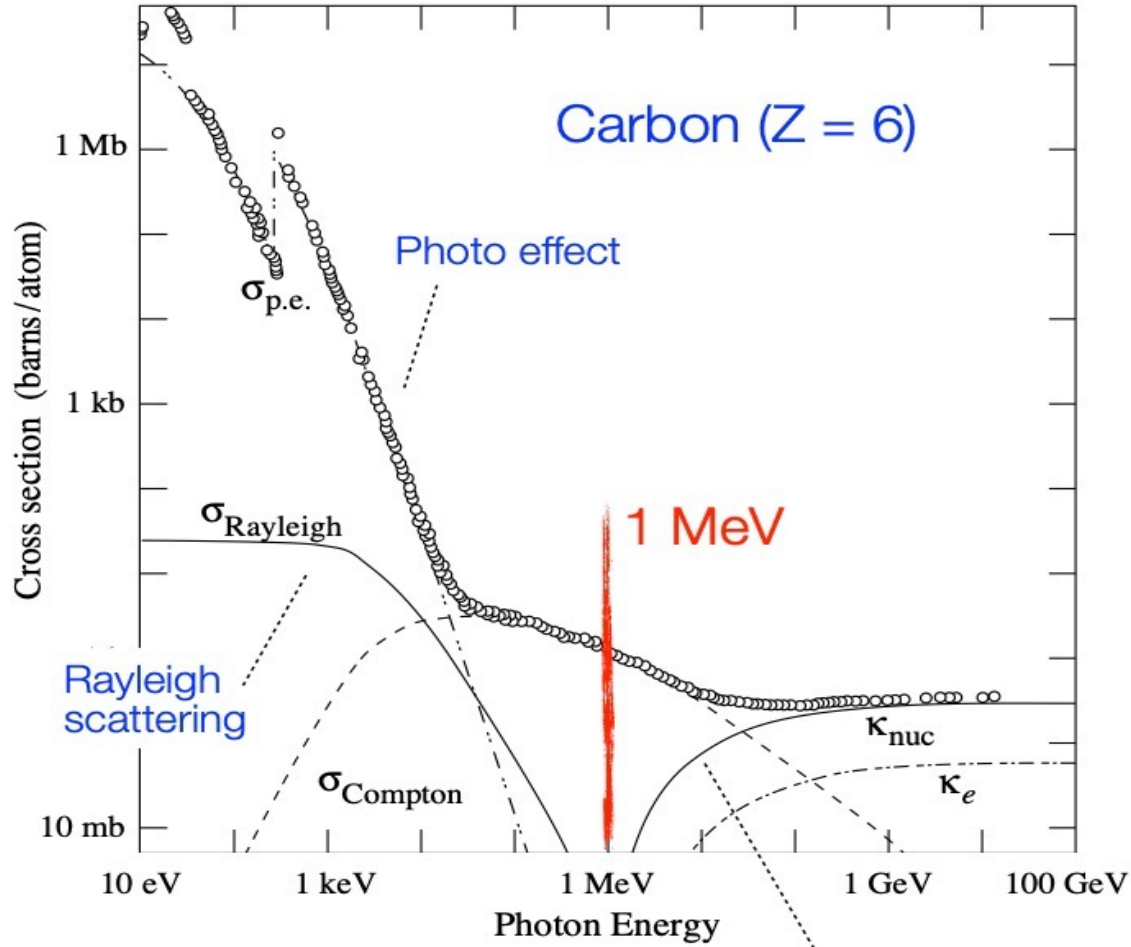
[ortalama serbest yol]

FOTONLARIN MADDE İLE ETKİLEŞMESİ



FOTONLARIN MADDE İLE ETKİLEŞMESİ

Photon Total Cross Sections



FOTOELEKTRİK OLAY

□ **Düşük foton enerjilerinde baskındır:**

- $E_\gamma < 10\text{eV} \dots 1 \text{ MeV}$

□ **Elektron enerjisi:**

- $E_e = h\nu - \text{B.E.}$ (B.E. = binding energy)

□ **Çekirdek geri tepme momentumunu soğurur:**

□ **Keskin bir şekilde artar:**

- $E_\gamma \approx \text{B.E. of e in atomic K- and L-shell}$

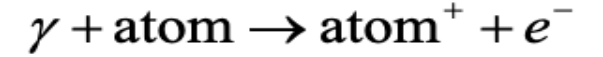
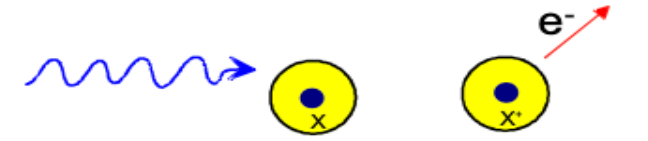
□ **Tesir kesiti:**

- $E_K < E_\gamma < m_e c^2$

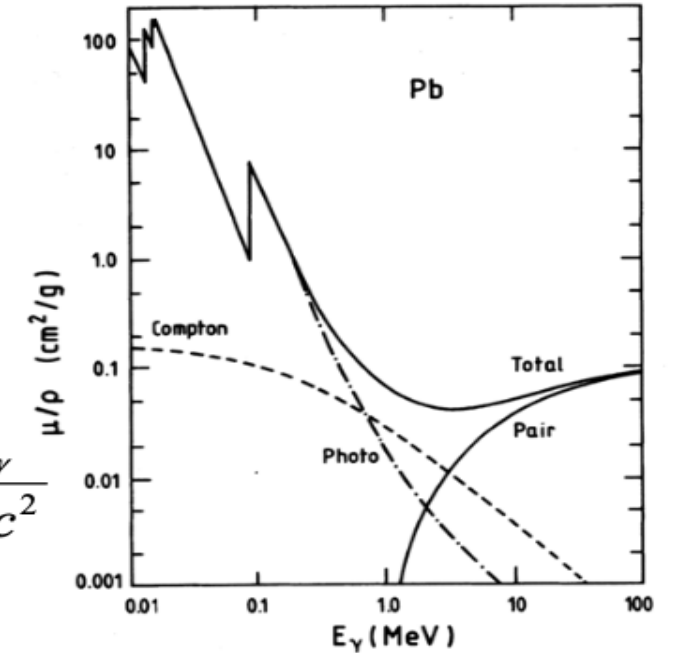
$$\sigma_{photo}^K = \frac{32\pi}{3} \sqrt{2} \alpha^4 Z^5 \frac{1}{\epsilon^{7/2}} r_e^2$$

- $E_\gamma \gg m_e c^2$

$$\sigma_{photo}^{m_e} = 4\pi r_e^2 \alpha^4 Z^5 \frac{1}{\epsilon}$$



Kütle soğurma katsayısı



$$\epsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$$

$$\sigma_{photo} \propto Z^5$$

COMPTON SAÇILMASI

□ Elektron yarı-serbest kabul edilir:

□ Saçılan fotonun enerjisi:

$$E'_\gamma = E_\gamma \frac{1}{1 + \varepsilon(1 - \cos \theta_\gamma)} \quad \varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$$

□ Tesir kesiti:

- Relativistik olmayan limit:
Thomson & Rayleigh saçılması için enerji transferi yoktur

$$E_\gamma < m_e c^2$$

$$\sigma_c^e = \sigma_{\text{Th}} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 665 \text{ mb}$$

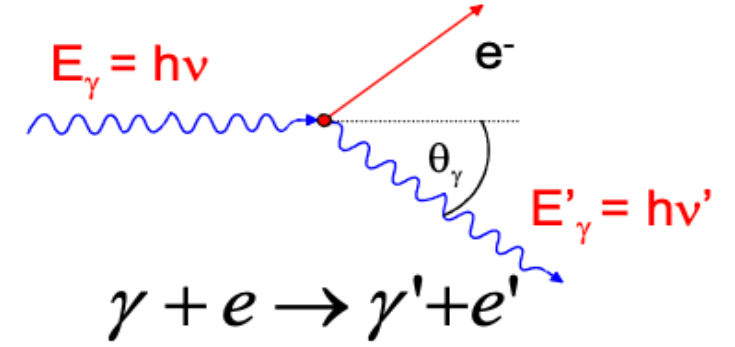
- Relativistik enerjiler: Klein-Nishina formulu:

$$E_\gamma \gg m_e c^2$$

$$\sigma_c^e \cong \frac{3}{8} \sigma_{\text{Th}} \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{1}{2} + \ln 2\varepsilon \right)$$

□ Atomik Compton tesir kesiti:

$$\sigma_c^{\text{atomic}} = Z \cdot \sigma_c^e$$



ÇİFT ÜRETİM

□ Momentum korunumu için:

- Çekirdeğin (elektron) Coulomb alanı geritepmeyi soğurmalı
- Minimum enerji: $E_\gamma \geq 2m_e c^2$

□ Bremsstrahlung ile ilgili

□ Tesir kesiti:

- düşük enerji limiti: $2 \ll \varepsilon \ll 137/Z^{1/3}$

$$\sigma_{pair} \approx 4\alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln 2\varepsilon \right)$$

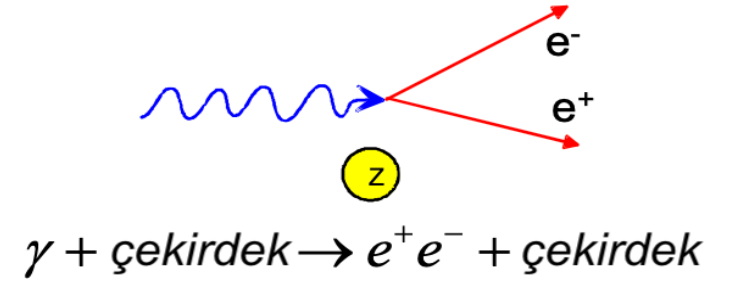
- yüksek enerji limiti: $\varepsilon \gg 137/Z^{1/3}$

$$\sigma_{pair} \approx 4\alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \right) \approx \frac{7}{9} \frac{A}{N_A} \frac{1}{X_0} \approx \frac{A}{N_A} \frac{1}{\lambda_{pair}}$$

□ Ort. serbest yol: λ_{pair}

- Rad. uzunluğu X_0

$$\lambda_{pair} = \frac{9}{7} X_0 \left[\frac{g}{cm^2} \right]$$



Enerjiden bağımsız

ELEKTRON-FOTON SAĞANAKLARI OLUŞUMU

Yüksek enerjili elektron veya foton sağanak oluşturur:

- foton yayılımı ve çift üretim alternatifi
- istatistik süreç
- ortalama: parçacıklar arasında enerjinin eşit bölüşümü
- enerji, E_c 'nin altına düşünce, çarpışma nedeniyle kayıp ardışık süreci sonlandırır

Radyasyon uzunluğundan (t) sonra:

- parçacık sayısı (e^- , e^+ , γ): $N \cong 2^t$

- ortalama enerji: $E(t) \cong \frac{E_0}{2^t}$

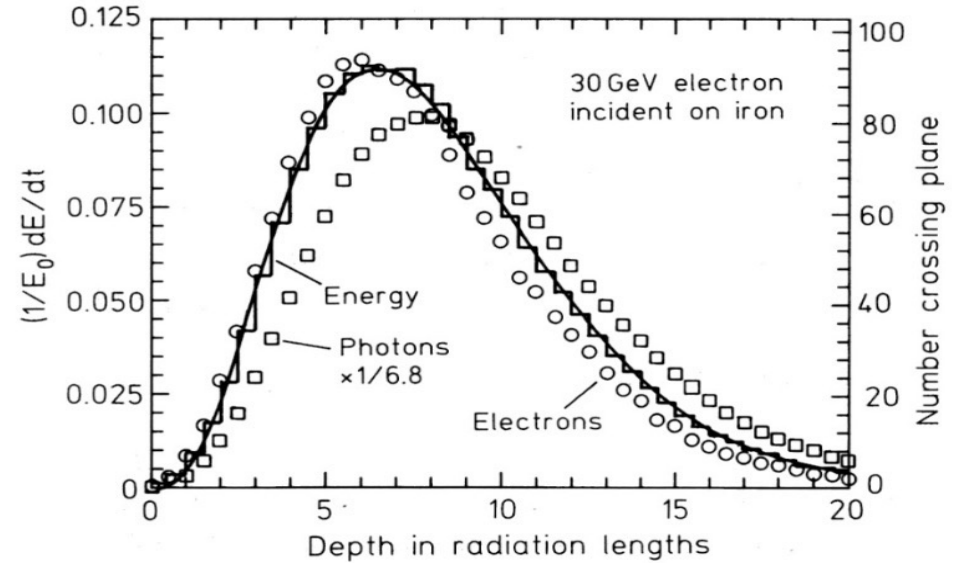
Maksimum sızma uzunluğu:

- E_c 'de ani durma varsayımı:

$$\cong \frac{E_0}{2^{t_{\max}}} = E_c$$

$$t_{\max} = \frac{\ln \frac{E_0}{E_c}}{\ln 2}$$

- maksimum parçacık sayısı: $N_{\max} \cong \frac{E_0}{E_c}$



ÖZET

- Bu derste, parçacıkların madde ile etkileştiği farklı süreçler tanıtılmıştır. Temel etkileşmeler ve farklı türdeki parçacıkların madde ile etkileşmesi türlerinin bir incelemesi yapılmıştır. Etkileşme olasılığı ve tesir kesitinden bahsedilmiş, diferensiyel ve toplam tesir kesiti ifadeleri için bir çıkarım yapılmıştır. Ağır ve yüklü parçacıkların madde ile etkileşimi üzerinde formülasyon kurulmuş, enerji kaybı hesabı için Bethe-Bloch formülü tanıtılmıştır.
- Elektronların madde ile etkileşmesinde enerji kaybı özetlenmiş, fotonların etkileşimleri için formülasyon verilmiştir.
- Konunun daha derinlemesine bir tartışması, orijinal literatüre yapılan atıflar ve bu bölümlerde bahsedilen formüllerin birçoğunun türetilmesi için dersin sonunda verilen Kaynakları incelemeniz önerilmektedir.

KAYNAKLAR

- [Tavernier2022] Stefaan Tavernier, Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics, Springer Publication, 2010, corrected publication 2022.
- [PhysRefData] National Institute of Standards and Technology, Physical reference data, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/contents.html>
- [Leo] W.R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer
- [Steinkamp] Olaf Steinkamp, Experimental Methods of Particle Physics.
- [Schultz] H.-C. Schultz-Coulon, <http://www.kip.uni-heidelberg.de/~coulon/Lectures/Detectors>
- [Fruhworth] R. Frühwirth et al., Data Analysis Techniques for High Energy Physics, Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology, 2000.
- [Kleinknecht] K. Kleinknecht, Detectors for Particle Radiation, Cambridge University Press.
- [Ferbel] J. Ferbel, Experimental Techniques in High Energy Physics.
- [Bock] R.K. Bock and A. Vasilescu, Particle Detector Briefbook
- [Tanabashi] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 98, 030001 (2018); web page <http://pdg.lbl.gov/pdg.html>

Bozunma uzunluğu için bazı örnekler

parçacık	τ	bozunma uzunluğu	
		$c\tau$	$\beta\gamma c\tau$ ve $p = 10 \text{ GeV}/c$
n	889 s	$2.7 \cdot 10^8 \text{ km}$	$2.9 \cdot 10^9 \text{ km}$
Λ	$2.6 \cdot 10^{-10} \text{ s}$	7.9 cm	71 cm
π^\pm	$2.6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$	7.8 m	560 m
D^\pm	10^{-12} s	0.31 mm	1.6 mm
B^\pm	$1.6 \cdot 10^{-12} \text{ s}$	0.49 mm	0.93 mm
τ	$3 \cdot 10^{-13} \text{ s}$	0.09 mm	0.5 mm

Bazı malzemelerin radyasyon uzunluğu X_0 , kritik enerji E_c ve hadronik soğurma uzunluğu λ_{had} .

Material	X_0 (g/cm ²)	E_c (MeV)	λ_{had} (g/cm ²)
H ₂	63	340	52.4
Al	24	47	106.4
Ar	18.9	35	119.7
Kr	11.3	21.5	147
Xe	8.5	14.5	168
Fe	13.8	24	131.9
Pb	6.3	6.9	193.7
Lead glass SF 5	9.6	~11.8	
Plexiglas	40.5	80	83.6
H ₂ O	36	93	84.9
NaI(Tl)	9.5	12.5	152.0
Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂	8.0	10.5	164