



Parçacık Fiziğine Giriş

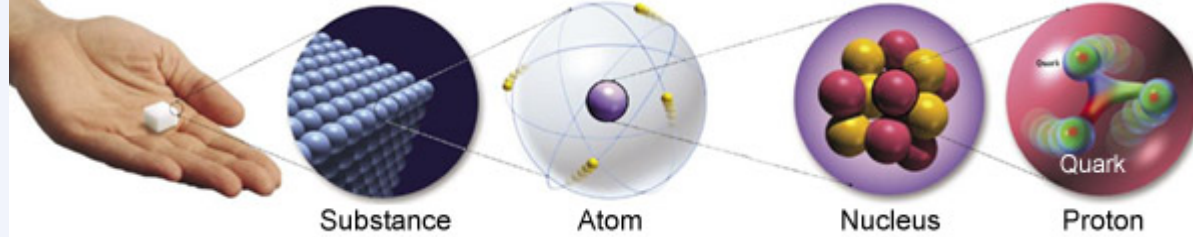
Orhan Çakır
Ankara Üniversitesi

Başlarken

- 1 Madde, Temel Etkileşmeler ve Parçacıklar
- 2 Partonik ve Hadronik Süreçler
- 3 Kinematik, Bozunma/Saçılma Süreçleri
- 4 Ek-MC Rastgele Sayı Üretimi

Madde Nedir ?

- Parçacık Fiziği maddenin temel yapıtaşlarını ve onlar arasındaki etkileşimleri inceler.



- Madde parçacıklardan oluşmuştur. Bu parçacıklar arasındaki etkileşimler kuvvet taşıyıcılar ile gerçekleşir.

Madde

Hadronlar

Leptonlar

Kuvvetler

Baryonlar Mezonlar

Yüklü Nötrinolar

kütleçekim

Güçlü

qqq

$q \bar{q}$

Zayıf

EM

Kuarklar

Temel Parçacıklar

Ölçek

Scale in m:

10^{-10} m

atom

10^{-14} m

nucleus

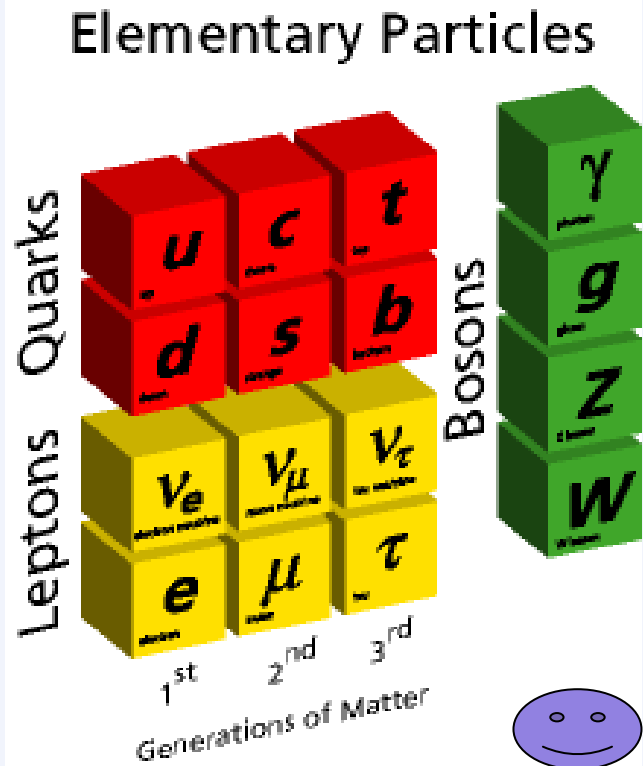
10^{-15} m

proton

$\leq 10^{-18}$ m

quark

electron



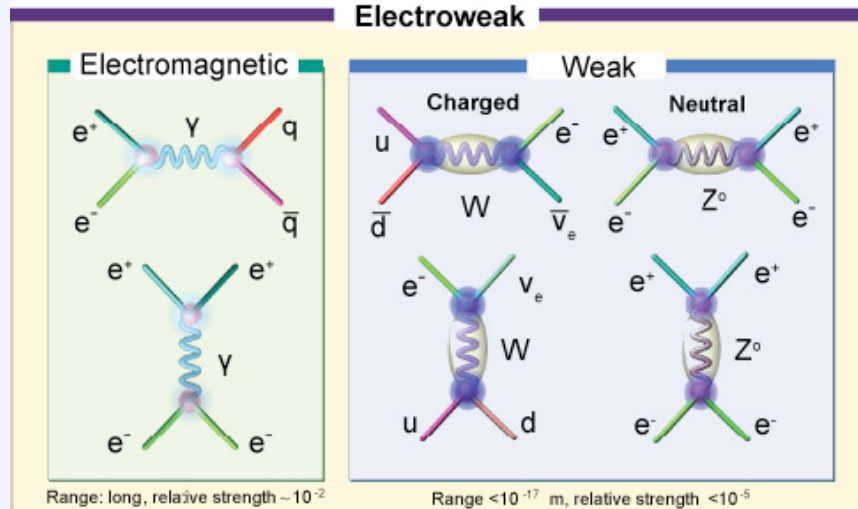
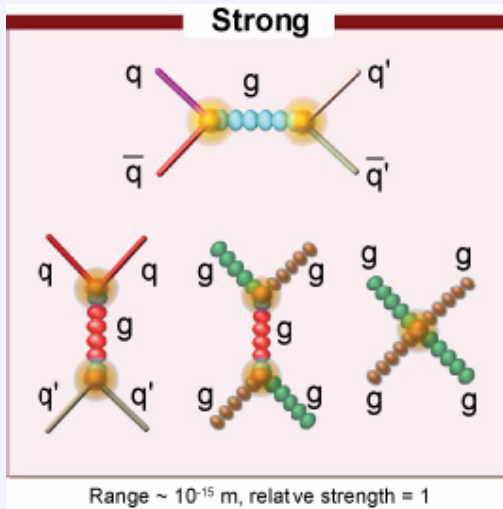
SM Parçacıklarının Özellikleri

FERMIONS matter constituents
spin = 1/2, 3/2, 5/2, ...

Leptons spin = 1/2			Quarks spin = 1/2		
Flavor	Mass GeV/c ²	Electric charge	Flavor	Approx. Mass GeV/c ²	Electric charge
ν_L lightest neutrino*	(0-0.13)×10 ⁻⁹	0	u up	0.002	2/3
e electron	0.000511	-1	d down	0.005	-1/3
ν_M middle neutrino*	(0.009-0.13)×10 ⁻⁹	0	c charm	1.3	2/3
μ muon	0.106	-1	s strange	0.1	-1/3
ν_H heaviest neutrino*	(0.04-0.14)×10 ⁻⁹	0	t top	173	2/3
τ tau	1.777	-1	b bottom	4.2	-1/3

BOSONS force carriers
spin = 0, 1, 2, ...

Unified Electroweak spin = 1			Strong (color) spin = 1		
Name	Mass GeV/c ²	Electric charge	Name	Mass GeV/c ²	Electric charge
γ photon	0	0	g gluon	0	0
W⁻	80.39	-1			
W⁺	80.39	+1			
W bosons					
Z⁰	91.188	0			
Z boson					



Yine de SM mükemmel değil !

- Kütlenin kaynağı?
- Üç mutlu aile?
- diğer?

Doğanın Kuvvetleri

	Etki/ bağılaşım	Taşıyıcı	Menzil	Şiddet	Kararlıs istem	Ind. reaksiyon
Güçlü	Kuark ve gluonlar/ renk yükü	Gluonlar (farklı 8 adet)	10^{-15} m	1	Hadronlar , çekirdek	Nükleer reaksiyon
Zayıf	Fermiyonlar/hiperyük	Bozonlar, W^+ , W^- , Z^0	$<10^{-17}$ m	$<10^{-5}$	Yok	β -bozunma
Elektromagnetik	Yüklü parçacıklar/elektrik yükü	Foton, γ	Uzun eriş. $F \propto 1/r^2$	1/137	Atomlar, moleküller	Kimyasal reaksiyonlar
Kütleçekim	Bütün parçacıklar/kütle/E- ρ tensör	Graviton, G (henüz gözlenmedi)	Uzun eriş. $F \propto 1/r^2$	$\sim 10^{-39}$	Güneş sistemi	Cisimlerin düşmesi

Parçacık Fizikinin Standart Modeli (özet)

❖ Parçacıklar ve SU(3) X SU(2) X U(1) kuantum sayıları

L_L E_R	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$ e_R^-, μ_R^-, τ_R^-	$(1,2,-1)$ $(1,1,-2)$
Q_L U_R D_R	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$ u_R, c_R, t_R d_R, s_R, b_R	$(3,2,+1/3)$ $(3,1,+4/3)$ $(3,1,-2/3)$

❖ Lagrangian:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} \\ & + i\bar{\psi} \not{D}\psi + h.c. \\ & + \psi_i y_{ij} \psi_j \phi + h.c. \\ & + |D_\mu \phi|^2 - V(\phi) \end{aligned}$$

ayar etkileşmeleri

maddesel fermiyonlar

Yukawa etkileşmeleri

Higgs potansiyeli

Etkileşmeler

Kendiliğinden simetri kırılmasından sonra fermiyon alanları için Lagrangian

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_F = & \sum_i \bar{\psi}_i \left(i \not{\partial} - m_i - \frac{gm_i H}{2M_W} \right) \psi_i \\
 & - \frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) (T^+ W_\mu^+ + T^- W_\mu^-) \psi_i \\
 & - e \sum_i q_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu \psi_i A_\mu \\
 & - \frac{g}{2 \cos \theta_W} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu (g_V^i - g_A^i \gamma^5) \psi_i Z_\mu .
 \end{aligned}$$

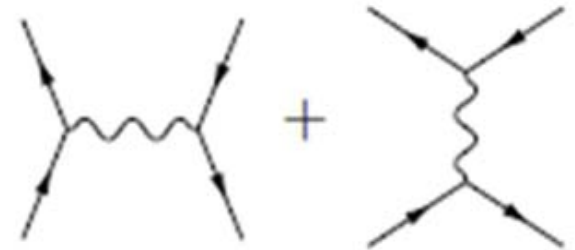
PDG08

(10.1)

SM

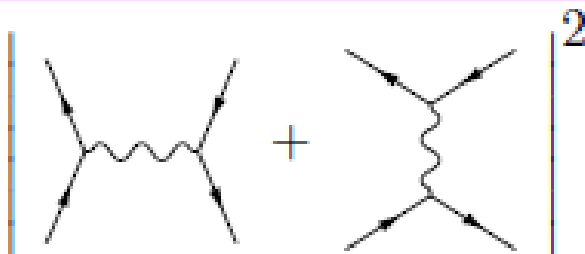
Diyagramlarla

Genlik =

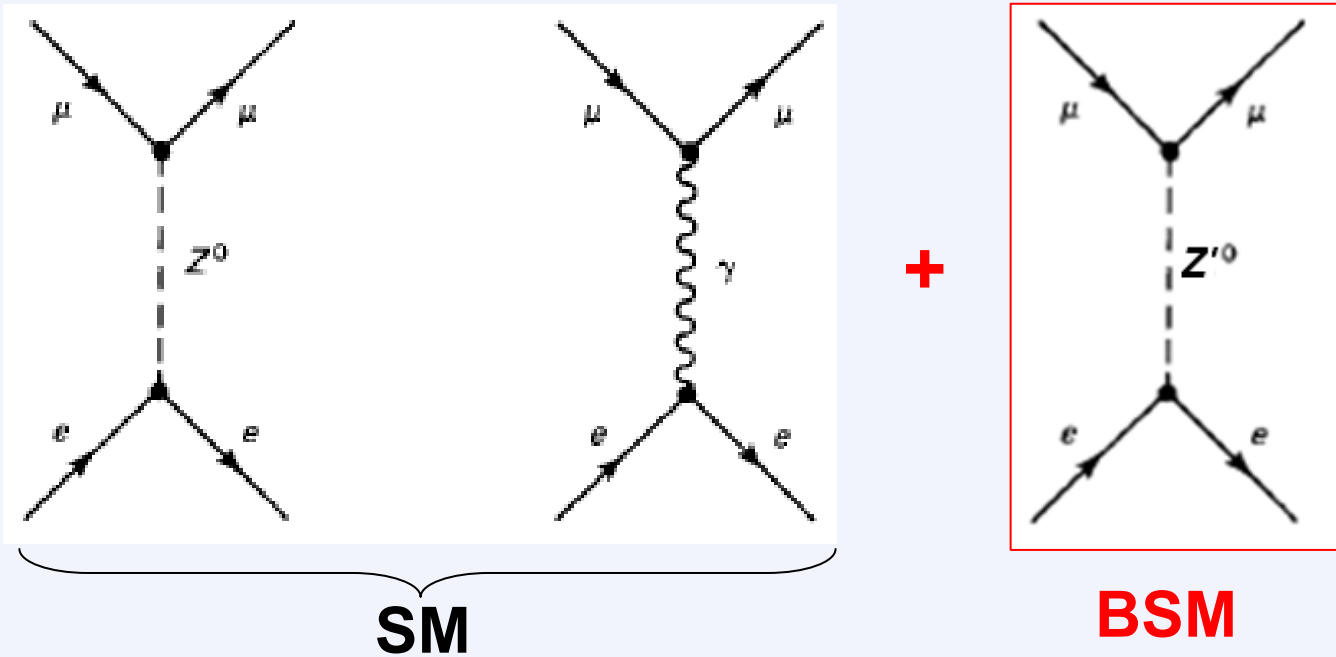


$\frac{d\sigma}{d\Omega}$

\propto



$e^+e^- \rightarrow \gamma/Z^0/Z'^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ Süreci



$$M_\gamma = -\frac{g_e^2}{q_\gamma^2} [\bar{u}(p_4)\gamma^\mu v(p_3)] g_{\mu\nu} [\bar{v}(p_2)\gamma^\nu u(p_1)]$$

Sembolik Hesap: REDUCE, FORM, Mathematica paketleri*

$$M_Z = -\frac{g_z^2}{4(q_Z^2 - m_Z^2 + im_Z\Gamma_Z)} [\bar{u}(p_4)\gamma^\mu (c_V^\mu - c_A^\mu\gamma^5)v(p_3)] (g_{\mu\nu} - q_{Z\mu}q_{Z\nu}/m_Z^2) [\bar{v}(p_2)\gamma^\nu (c_V^e - c_A^e\gamma^5)u(p_1)]$$

$$M_{Z'} = -\frac{g_e^2}{4(q_{Z'}^2 - m_{Z'}^2 + im_{Z'}\Gamma_{Z'})} [\bar{u}(p_4)\gamma^\mu (c_V'^\mu - c_A'^\mu\gamma^5)v(p_3)] (g_{\mu\nu} - q_{Z'\mu}q_{Z'\nu}/m_{Z'}^2) [\bar{v}(p_2)\gamma^\nu (c_V'^e - c_A'^e\gamma^5)u(p_1)]$$

$$M = M_\gamma + M_Z + M_{Z'} \quad \text{Toplam Genlik}$$

* OC, IWPBSM2005

HPFBUO, 26-30/01/09

Otomatikleştirme: Sembolik / Sayısal Hesap

CalcHEP/CompHEP/MadGraph

- **Girdi: etkileşme köşeleri (lagrangian)**
- **Çıktı: Sembolik ve/veya sayısal sonuç, olay dosyası**

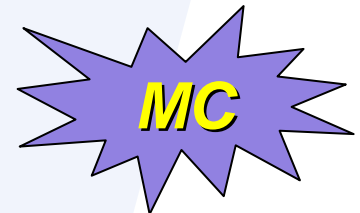
PYTHIA

- **Girdi: matris elemanları, spektrum**
- **Çıktı: sayısal sonuç, olay bilgisi**

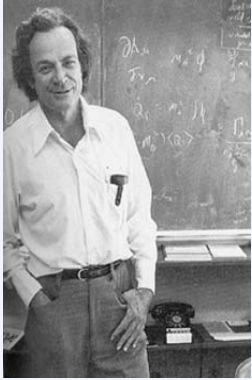
+ Diğerleri...

Genellikle Çıktılar:

Diyagram, Bozunma genişliği, dallanma oranı, dif. tesir kesiti (dağılım), toplam tesir kesiti, olay bilgisi

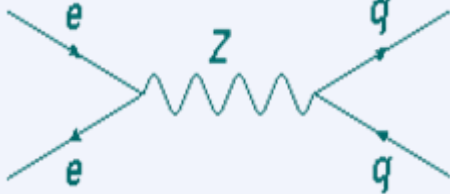


Bu arada "Feynman Diyagramları"

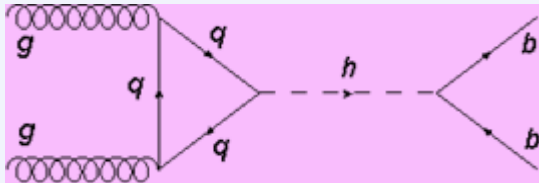


Yüksek enerji fiziği süreçleri genelde karmaşıktır, yani ışımalar içerir, halkalar içerir, vs. Ancak ilk yaklaşım olarak bu süreçler, temel parçacıklar (leptonlar, kuarklar ve ayar parçacıkları) arasındaki temel seviyede etkileşmeler olarak alınabilir. Feynman diyagramları fizik süreçlerinin şekilsel gösterimidir. Burada Feynman diyagramları JaxoDraw ile çizilmiştir.

$$e^+ e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q \bar{q}$$



$$gg \rightarrow H^0 \rightarrow b \bar{b}$$



JaxoDraw Program Dosyaları

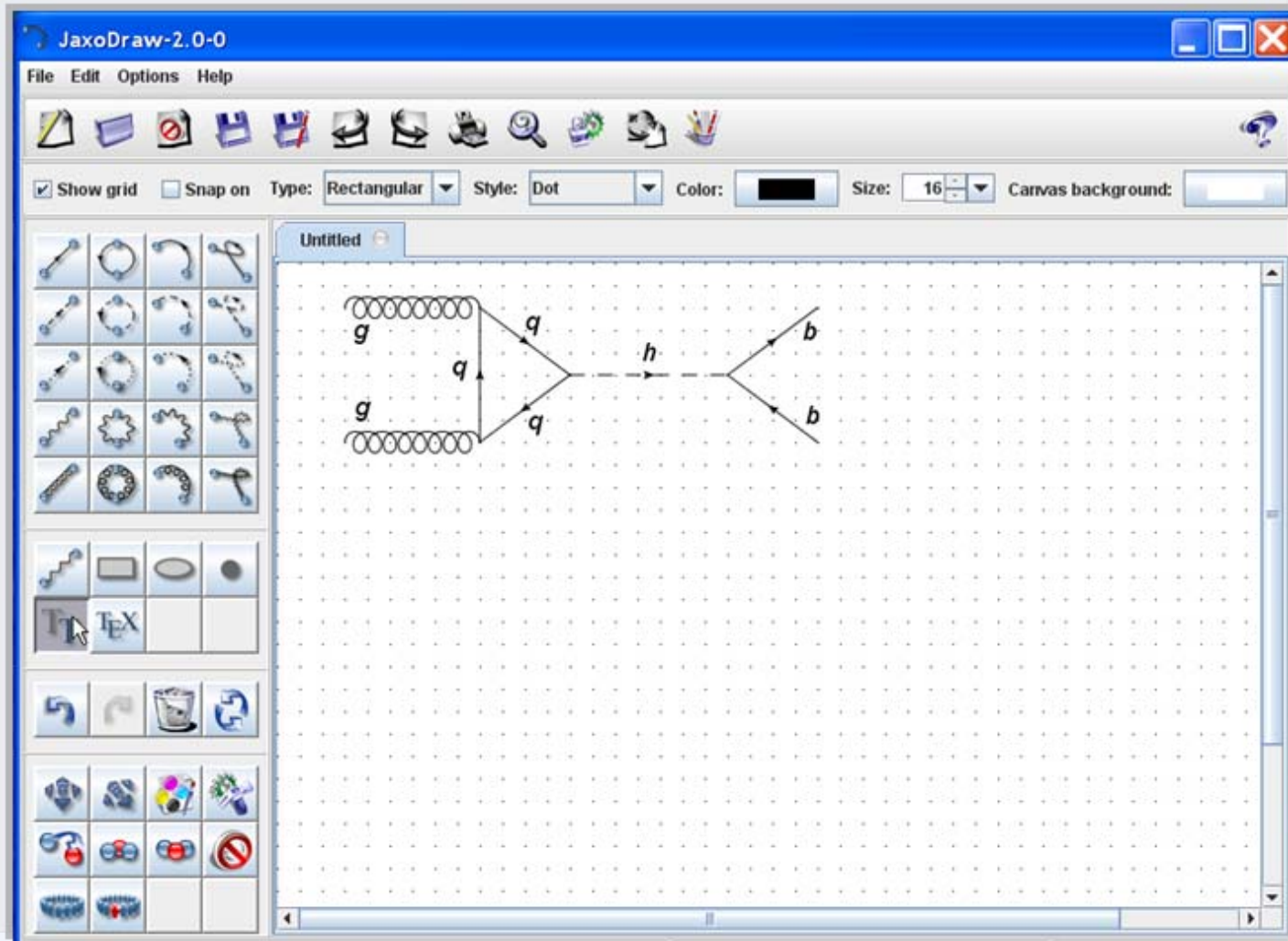
- jaxodraw-2.0-0_bin.tar.gz
- axodraw4j_2008_11_19.tar.gz
(LaTeX axodraw.sty dosyası)

Çalıştırma

java -jar jaxodraw-2.0-0.jar

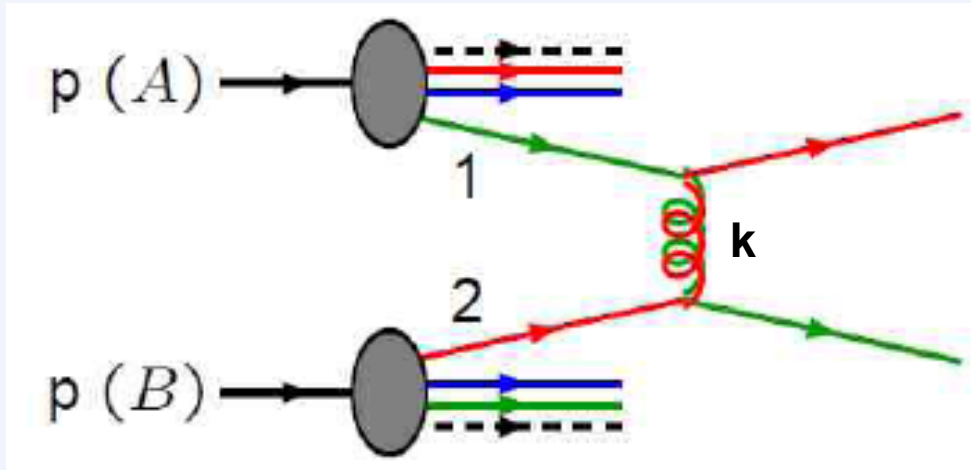
*JaxoDraw2.0, <http://jaxodraw.sourceforge.net/>

Feynman Diyagramları – JaxoDraw*



* D. Binosi et al., JaxoDraw2.0, <http://jaxodraw.sourceforge.net/>

Partonik/Hadronik Süreçler



Partonların (1,2) taşıdığı momentum kesirleri

$$x_1 = p(1)/p(A), \quad x_2 = p(2)/p(B)$$

$$Q^2 = -k^2 = -[p(1) - p(3)]^2$$

Toplam
tesir kesiti

Parton dağılım
fonksiyonları

Altsüreç dif.
tesir kesiti

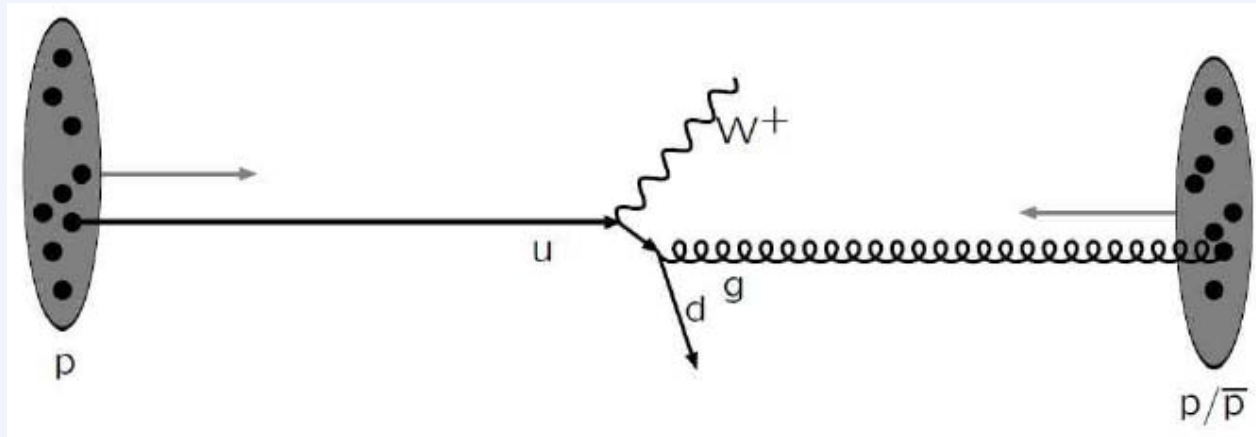
$$\sigma = \sum_{i,j} \iiint dx_1 dx_2 d\hat{t} f_i^{(A)}(x_1, Q^2) f_j^{(B)}(x_2, Q^2) \frac{d\hat{\sigma}_{ij}}{d\hat{t}}$$

Hadronik Süreçler



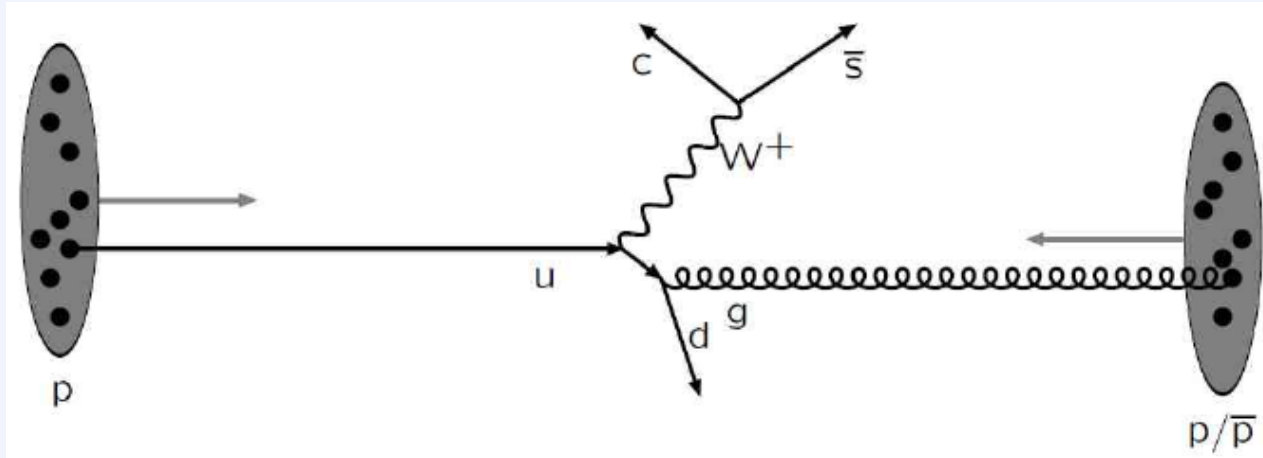
Gelen demetler: parton yoğunlukları

Hadronik Süreçler



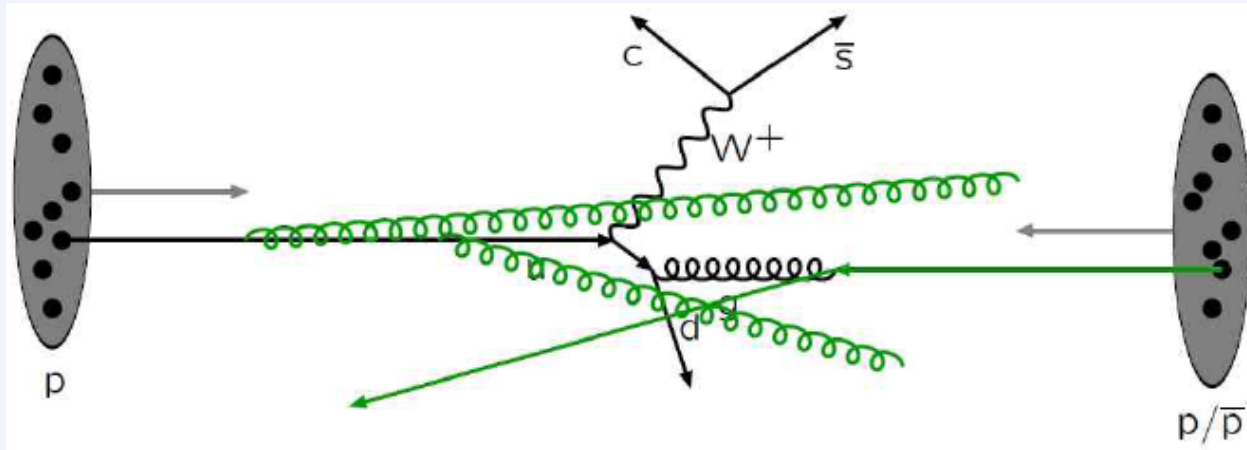
Alt süreç: matris elemanları ile tanımlanabilir

Hadronik Süreçler



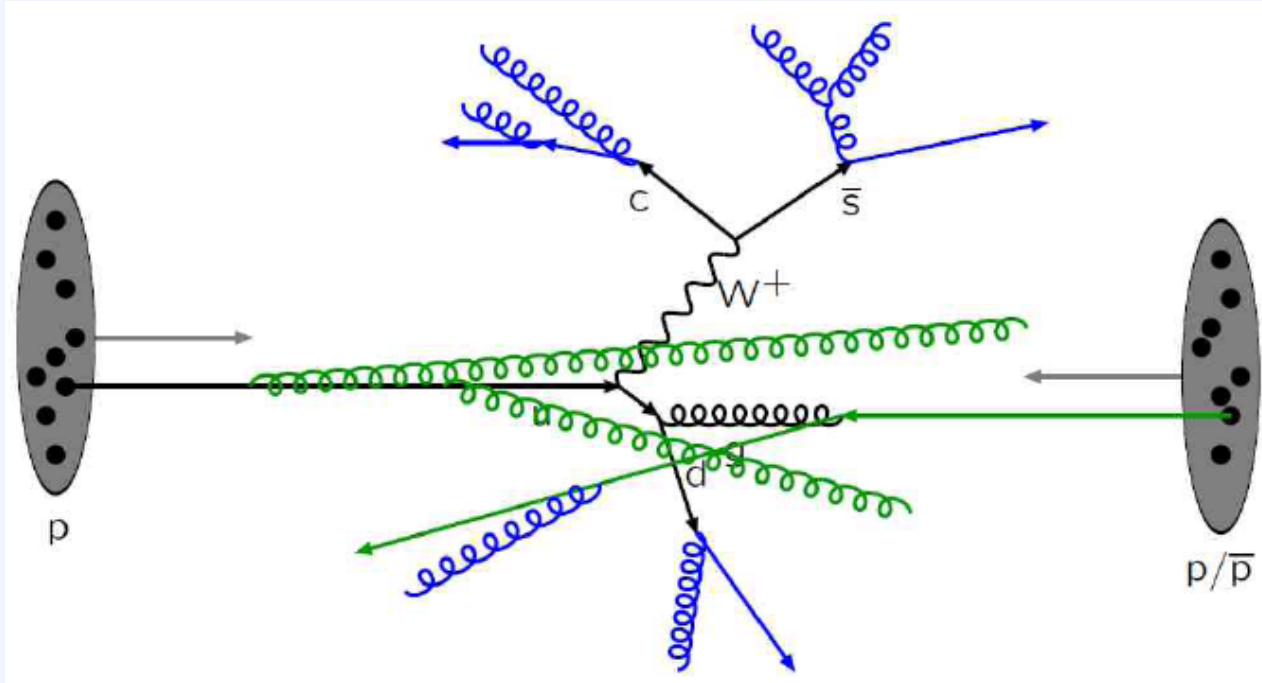
Rezonans bozunma: alt süreç ile korelasyon

Hadronik Süreçler



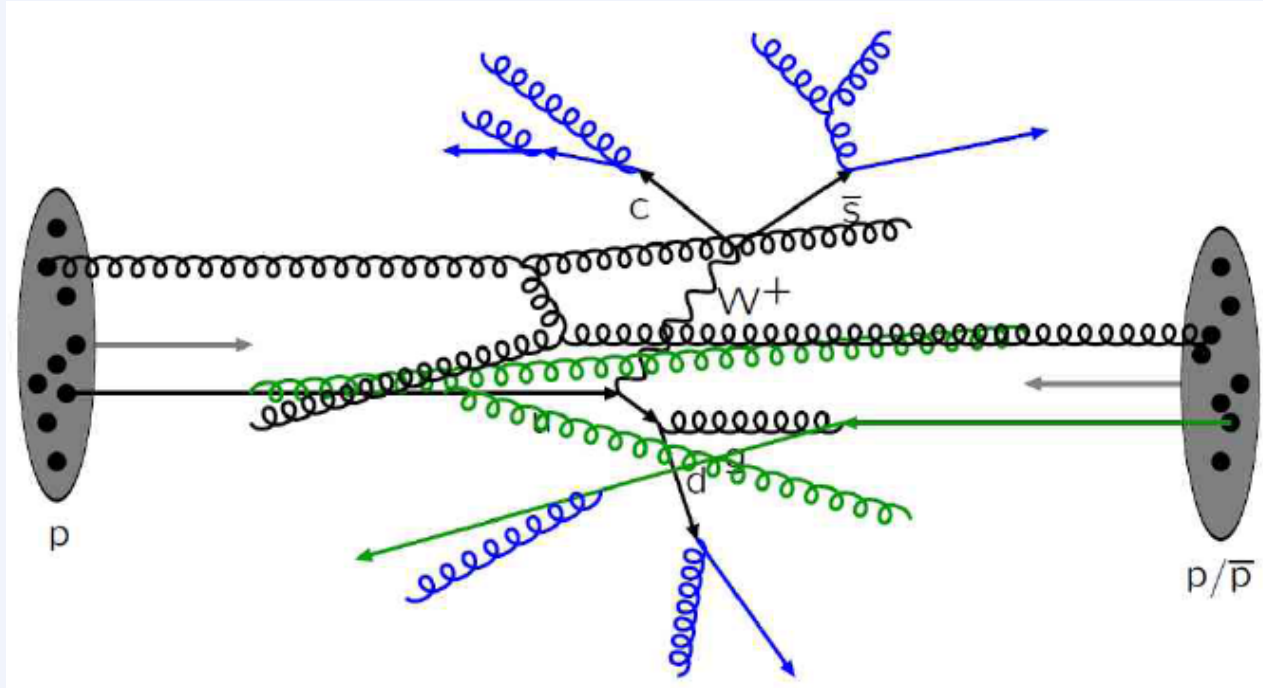
İlk durum ışıması: uzaysal parton saçanakları

Hadronik Süreçler



Son durum ışıması: zamansal parton saçanıkları

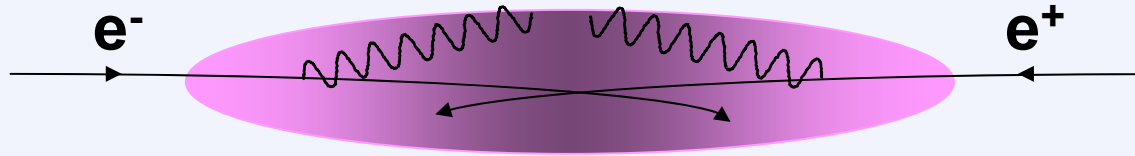
Hadronik Süreçler



Çoklu parton-parton etkileşimleri

Lepton-Lepton Çarpışması

- ❖ Benzer durum ilk durum ışınması (ISR) ve demet ışınması (beamstrahlung-BS) nedeniyle meydana gelir



$$d\sigma(s) = \int \int dx_a dx_b F(x_a, Q) F(x_b, Q) d\hat{\sigma}(\hat{s})$$

Fizik için önemli etkileri:

- kütle merkezi enerjisi ($\sqrt{s} \rightarrow \sqrt{s}'$)
- ışınlık spektrumu ($L \rightarrow dL/d\tau$)
→ (demet dinamiği, optimizasyon)

Fiziksel ışınlık $L_1 = L(E_{cm} \geq 0.99 E_{cm,0})$, opt.

ISR, BS
fonksiyonları

ISR: Kuraev&Fadin85;
Jadach1991

BS: Chen1992

$$L_1 \propto \eta / \sqrt{\sigma_z \sigma_y}$$

Biraz Kinematik

Eğer S ve S' gibi iki eylemsiz çerçevemiz varsa, ve bunlardan S' çerçevesi S ye göre v hızı ile hareketli ise, bu iki çerçevede bir olayın uzay-zaman koordinatları Lorentz dönüşümleri ile tanımlanır. S den S' ye geçtiğimizde bu olayın koordinatlarının özel bir birleşimi değişmez kalır:

$$I \equiv (x^0)^2 - (x^1)^2 - (x^2)^2 - (x^3)^2 = (x^{0'})^2 - (x^{1'})^2 - (x^{2'})^2 - (x^{3'})^2$$

Bir eylemsiz sistemde değeri aynı kalan bir niceliğe değişmez (invariant) denir (bu anlamda, $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ niceliği dönmeler altında değişmez kalır). Bu ifade aşağıdaki formda yazılabilir

$$I = \sum_{\mu=0}^3 \sum_{\nu=0}^3 g_{\mu\nu} x^{\mu} x^{\nu}$$

burada metrik tensor $g_{\mu\nu} \rightarrow$

$$g = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Bu değişmez nicelik I, "covariant" dörtlü-vektor x_μ and "contravariant" dörtlü-vektor x^μ yardımıyla yazılabilir

$$I = x_\mu x^\mu$$

$$x_0 = x^0 = ct$$

$$x_1 = -x^1 = -x$$

$$x_2 = -x^2 = -y$$

$$x_3 = -x^3 = -z$$

a ve b dörtlü-vektörlerinin skaler çarpımı:

$$a^\mu b_\mu = a^0 b_0 + a^1 b_1 + a^2 b_2 + a^3 b_3$$

$$= a^0 b^0 - \vec{a} \cdot \vec{b}$$

$$a^\mu a_\mu = a \cdot a = a^2 = (a^0)^2 - \vec{a}^2$$

Eğer p, m kütleli bir parçacığın enerji-momentum dörtlü-vektörü ise, onun "contravariant" ve "covariant" biçimleri

$$p^\mu = \left(\frac{E}{c}, p_x, p_y, p_z \right)$$

$$p_\mu = \left(\frac{E}{c}, -p_x, -p_y, -p_z \right)$$

$$p_\mu p^\mu = p \cdot p = p^2 = \left(\frac{E^2}{c^2} - \vec{p}^2 \right) = m^2 c^2$$

Parçacık Bozunumu

Bütün kararsız parçacıklar etkileşmelerin ve kinematiğin kurallarına göre bozunacaklardır. Verilen bir süreç için bozunma hızı "Fermi's Golden Rule" a göre **faz uzayı** (Φ) ve **genlik** (M) ile tanımlanabilir.

Bozunma $1 \rightarrow 2$:

m kütleli bir a parçacığı, m_1 ve m_2 kütleli a_1 ve a_2 parçacıklarına bozunursa, bu $a \rightarrow a_1 + a_2$ süreci için diferensiyel bozunma genişliği aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$d\Gamma = \frac{\langle |M|^2 \rangle}{2m} d\Phi \quad \text{Lorentz değişmezi faz uzayı aşağıdaki gibidir:}$$
$$d\Phi = (2\pi)^4 \delta^4(p - p_1 - p_2) \frac{d^3 \vec{p}_1}{(2\pi)^3 2E_1} \frac{d^3 \vec{p}_2}{(2\pi)^3 2E_2}$$

Parçacıkların Enerji-Momentumu (1→2)

$a \rightarrow a_1 + a_2$ sürecine energy-momentum korunumu uygularsak,

$$p = p_1 + p_2 \Rightarrow m^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2p_1 \cdot p_2$$

$$p_1 = p - p_2 \Rightarrow m_1^2 = m^2 + m_2^2 - 2p \cdot p_2$$

$$p_2 = p - p_1 \Rightarrow m_2^2 = m^2 + m_1^2 - 2p \cdot p_1$$

a parçacığının durgun olduğu çerçevede ($\mathbf{p}=\mathbf{0}$) $p \cdot p_1$ ve $p \cdot p_2$ çarpımları aşağıdaki gibidir

$$p \cdot p_1 = EE_1 - \vec{p} \cdot \vec{p}_1 = mE_1$$

$$p \cdot p_2 = EE_2 - \vec{p} \cdot \vec{p}_2 = mE_2$$

$$E_1 = \frac{m^2 + m_1^2 - m_2^2}{2m}$$

$$E_2 = \frac{m^2 + m_2^2 - m_1^2}{2m}$$

$$|\vec{p}_1| = |\vec{p}_2| = \left[m^2 - (m_1 + m_2)^2 \right]^{1/2} \left[m^2 - (m_1 - m_2)^2 \right]^{1/2} / 2m$$

Faz Uzayının Hesabı (1→2)

İki-parçacık faz uzayı elemanı

$$d\Phi = (2\pi)^4 \delta^3(\vec{p}_1 + \vec{p}_2) \delta(E_1 + E_2 - m) \frac{d^3 \vec{p}_1}{(2\pi)^3 2E_1} \frac{d^3 \vec{p}_2}{(2\pi)^3 2E_2}$$

\mathbf{p}_2 üzerinden integral momentum korunumu $\delta(\mathbf{p}_1+\mathbf{p}_2)$ yardımıyla alınabilir. Burada, $|\mathbf{p}_1|=|\mathbf{p}_2|$. \mathbf{p}_1 integrasyonu için de küresel koordinatlara geçerek ve açılar üzerinden integral alarak ($d^3p_1=p_1 dp_1 \sin\theta d\theta d\phi=4\pi p_1 dp_1$) aşağıdaki ifadeleri buluruz.

$$\begin{aligned} \Phi &= \int_0^\infty \frac{\delta(\sqrt{\vec{p}_1^2 + m_1^2} + \sqrt{\vec{p}_1^2 + m_2^2} - m)}{4\pi \sqrt{\vec{p}_1^2 + m_1^2} \sqrt{\vec{p}_1^2 + m_2^2}} |\vec{p}_1| d|\vec{p}_1| \\ &= \int_0^\infty \frac{|\vec{p}_1| \delta(E - m)}{4\pi E} dE \quad \Rightarrow \quad \Phi = \frac{|\vec{p}_1|}{4\pi m} \end{aligned}$$

Bozunma 1 → 3:

$a \rightarrow a_1 + a_2 + a_3$ bozunumunda, energy-momentum korunum yasasına göre $p = p_1 + p_2 + p_3$ ifadesi bozunma ürünlerinin enerji ve momentumlarını tam belirlemez. Böyle bir bozunmayı "Dalitz plot" da göstermek uygun olmaktadır. "Dalitz plot" m yüksekliğindeki bir eşkenar üçgendir. Bunun içindeki her nokta $E_1 + E_2 + E_3 = m$ olan enerji değerlerine karşılık gelir. Momentumların modülleri ise **üçgen eşitsizliğine** uymalıdır,

$$\left| |\vec{p}_2| - |\vec{p}_3| \right| \leq |\vec{p}_1| \leq |\vec{p}_2| + |\vec{p}_3|$$

Bunun karesini alarak,

$$\vec{p}_2^2 + \vec{p}_3^2 - 2|\vec{p}_2||\vec{p}_3| \leq \vec{p}_1^2 \leq \vec{p}_2^2 + \vec{p}_3^2 + 2|\vec{p}_2||\vec{p}_3|$$

ve tekrar karesini alarak,

$$\vec{p}_1^4 + \vec{p}_2^4 + \vec{p}_3^4 - 2\vec{p}_1^2\vec{p}_2^2 - 2\vec{p}_1^2\vec{p}_3^2 - 2\vec{p}_2^2\vec{p}_3^2 \leq 0$$

$$\vec{p}_i^2 = E_i^2 - m_i^2$$

Üç-parçacık faz uzayı

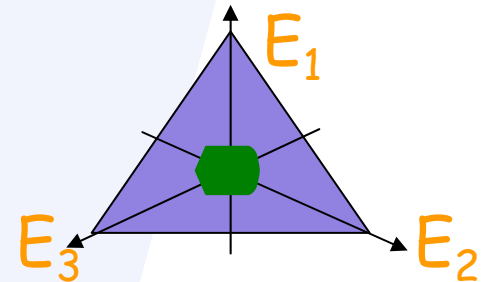
$$d\Phi = (2\pi)^4 \delta^3(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3) \delta(E_1 + E_2 + E_3 - m) \frac{d^3 \vec{p}_1}{(2\pi)^3 2E_1} \frac{d^3 \vec{p}_2}{(2\pi)^3 2E_2} \frac{d^3 \vec{p}_3}{(2\pi)^3 2E_3}$$

\mathbf{p}_3 üzerinden integral $\delta(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_3)$ fonksiyonu ile alınabilir; $d^3 p_1 = 4\pi p_1^2 dp_1$ ve $d^3 p_2 = 2\pi p_2^2 dp_2 d\cos\theta$ alarak, burada θ , \mathbf{p}_1 and \mathbf{p}_2 arasındaki açıdır, faz uzayı elemanı

$$d\Phi = \delta(E_1 + E_2 + E_3 - m) \frac{p_1^2 dp_1 p_2^2 dp_2 d\cos\theta}{32\pi^3 E_1 E_2 E_3}$$

burada $p_{1,2} dp_{1,2} = E_{1,2} dE_{1,2}$, Faz uzayı elemanının "Dalitz plot" da alan elemanı ile orantılı olduğunu buluruz.

$$d\Phi = \frac{dE_1 dE_2}{32\pi^3}$$



Parçacık Üretimi (2→1)

Rezonans Üretim (2→1): (1→2) şeklindeki bozunma sürecinin tersi. Kütle merkezi çerçevesinde, $(a_1+a_2 \rightarrow a)$ süreci için bir-parçacık faz uzayı

$$d\Phi = (2\pi)^4 \delta(\vec{p}) \delta(m - E_1 - E_2) \frac{d^3 \vec{p}}{(2\pi)^3 2E} = \frac{\pi}{m} \delta(m - \sqrt{s})$$

Gerçekte, $a_1+a_2 \rightarrow a$ reaksiyonu değil, bir a ara durumu aracılığıyla $a_1+a_2 \rightarrow a \rightarrow f$ reaksiyonu tartışılmalıdır. Böyle bir ara durumun varlığı, $\sqrt{s} \approx m$ değerinde, $a_1+a_2 \rightarrow f$ sürecinin tesir kesitinde bir pik gösterir. Belirsizlik bağıntısına göre kararsız bir parçacığın kütlesi $1/\tau = \Gamma$ duyarlılığında belirlenebilir. Diferensiyel tesir kesiti $d\sigma(a_1+a_2 \rightarrow f)$ sonlu bozunma genişliği dikkate alınarak **Breit-Wigner** formunda elde edilir,

$$d\sigma = \frac{\pi}{|\vec{p}|^2} \frac{n}{n_1 n_2} \frac{\Gamma_i d\Gamma_f}{(s - m^2)^2 + m^2 \Gamma^2}$$

Saçılma (2→2)

$a_1 a_2 \rightarrow a_3 a_4$ süreci için enerji-momentum korunum yasası $p_1 + p_2 = p_3 + p_4$, iki serbest parametre daha bırakır (enerji ve kütle merkezi sisteminde saçılma açısı). 2→2 saçılması genellikle Lorentz değişmezi "Mandelstam variables" (s, t, u) ile tanımlanır. "Mandelstam plot" ($h = s + t + u$ yüksekliğinde eşkenar üçgen) aşağıda gösterilmiştir.

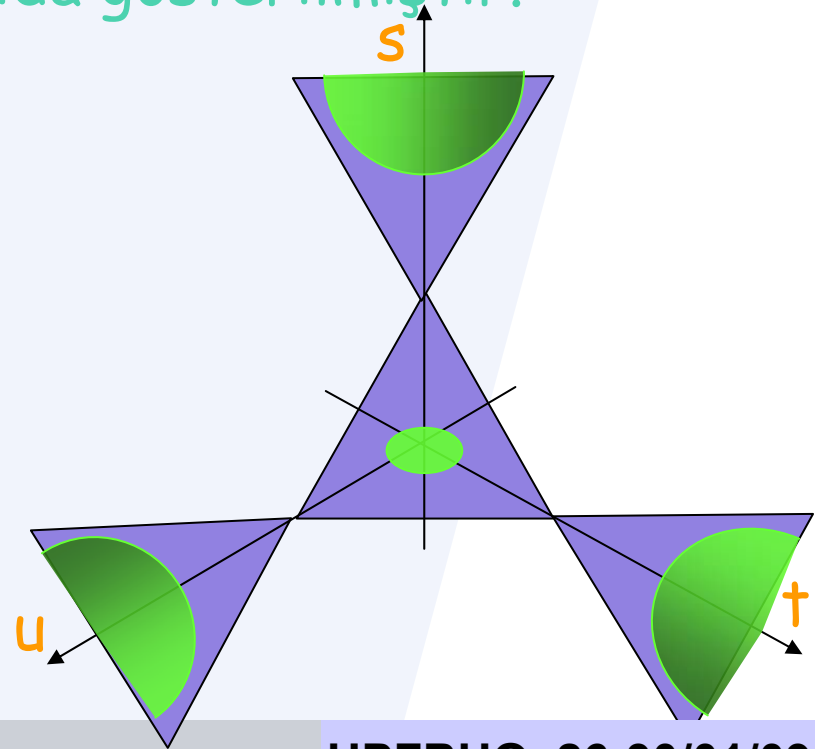
$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2$$

$$u = (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2$$

Bunlar bağımsız değildir:

$$s + t + u = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2$$



Kütle Merkezi Enerjisi($E_{cm} = \sqrt{s}$), Saçılma Açısı(θ)

Eşit enerjili iki protonun çarpışmasını düşünelim, kütle merkezi enerjisi nedir?



$$s = (p_1 + p_2)^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 \cdot p_2$$

$$= m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2)$$

Protonların kütlelerini ihmal edersek,

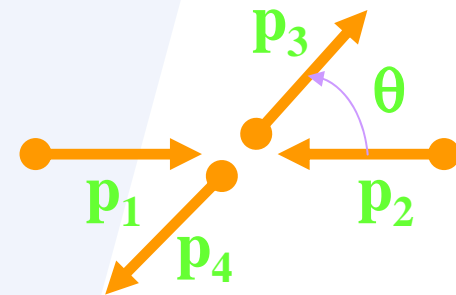
$$s = 2(E_1^2 + \vec{p}_1^2) = 4E_1^2 \Rightarrow E_{cm} = \sqrt{s} = 2E_1$$

Kütle merkezi sisteminde saçılma açısı nedir?

$$t = (p_1 - p_3)^2 = p_1^2 + p_3^2 - 2p_1 \cdot p_3$$

$$= m_1^2 + m_3^2 - 2(E_1 E_3 - |\vec{p}_1| |\vec{p}_3| \cos \theta)$$

$$\Rightarrow -1 \leq \cos \theta < 0 \text{ geri yönde; } 0 < \cos \theta \leq 1 \text{ ileri yönde}$$



Diferensiyel Tesir Kesiti (2→2)

$p_1+p_2 \rightarrow p_3+p_4$ süreci için diferensiyel tesir kesiti

$$d\sigma = \frac{S \langle |M|^2 \rangle}{4F} d\Phi$$

Kütle merkezi sisteminde, Lorentz değişmezi parçacık akısı F aşağıdaki gibi yazılabilir

$$F = E_1 E_2 |\vec{v}_1 - \vec{v}_2| = \left[(p_1 \cdot p_2)^2 - m_1^2 m_2^2 \right]^{1/2}$$

ve faz uzayı

$$d\Phi = (2\pi)^4 \delta^4(p_3 + p_4 - p_1 - p_2) \frac{d^3 \vec{p}_3}{(2\pi)^3 2E_3} \frac{d^3 \vec{p}_4}{(2\pi)^3 2E_4}$$

Burada $\vec{p}_1 = -\vec{p}_2$, $\vec{p}_3 = -\vec{p}_4$. Sonuçta aşağıdaki ifadeyi elde ederiz

$$\begin{cases} |\vec{p}_1|^2 = \lambda(s, m_1^2, m_2^2) / 4s \\ |\vec{p}_3|^2 = \lambda(s, m_3^2, m_4^2) / 4s \\ \lambda(a, b, c) = (a - b - c)^2 - 4bc \end{cases}$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{S \langle |M|^2 \rangle}{64\pi^2} \frac{|\vec{p}_3|}{|\vec{p}_1|} \\ \frac{d\sigma}{dt} &= \frac{S \langle |M|^2 \rangle}{64\pi s |\vec{p}_1|^2} \end{aligned} \right\}$$

"Inclusive" Reaksiyonlar

Z-ekseni için bir yön seçelim (genellikle demet yönü), buna göre bir parçacığın enerji ve momentumu aşağıdaki gibi yazılabilir

$$E = m_T \cosh y, \quad p_x, p_y, p_z = m_T \sinh y$$

burada m_T enine kütle

$$m_T^2 = m^2 + p_x^2 + p_y^2$$

ve y hızlilik (rapidity)

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \ln \left(\frac{E + p_z}{m_T} \right) = \tanh^{-1} \left(\frac{p_z}{E} \right)$$

$p \gg m$ için, aşağıdaki ifade şeklinde yazılabilir

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\cos^2(\theta/2) + m^2/4p^2 + \dots}{\sin^2(\theta/2) + m^2/4p^2 + \dots} \right) \approx -\ln \tan(\theta/2) \equiv \eta$$

burada $\cos \theta = p_z/p$ ve η "pseudorapidity" olarak tanımlanır.

"Inclusive" Hadronik Reaksiyonlar

Bir-parçacık "inclusive" tesir kesitleri, burada z-ekseni için bir yön seçilmiştir (genelde demet yönü), p momentumlu bir parçacığın üretimi için $E d^3\sigma/d^3p$ ifadesi hızlılık ve enine momentum cinsinden ifade edilir

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \frac{d^3\sigma}{d\phi dy p_T dp_T}$$

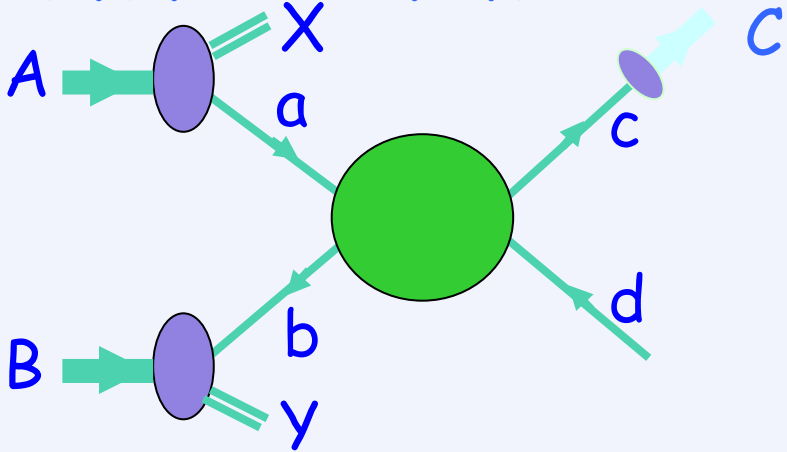
Hadronik tesir kesiti, partonik tesir kesitinin dağılımlar üzerinden integrali olarak hesaplanabilir.

$$\sigma_{\text{hadronik}} = \sum_{i,j} \int_{x_2^{\min}}^{x_2^{\max}} \int_{x_1^{\min}}^{x_1^{\max}} f_i(x_1, Q^2) f_j(x_2, Q^2) dx_1 dx_2 \hat{\sigma}_{\text{partonik}}$$

burada $f_i(x, Q^2)$ parton dağılım fonksiyonu (pdf), x ise hadron içindeki partonun momentum kesri, Q ise partonik süreçteki momentum aktarımıdır.

Hadronik ve Partonik Değişkenler

A ve B ilk durum hadronlarıdır ve p_A and p_B momentumlarını taşırlar. Burada a partonu A hadronunun momentumunun x_a kesrini taşır, benzer tanımlama b için de geçerlidir ancak momentum kesri x_b dir. $x_a = p_a/p_A$ ve $x_b = p_b/p_B$.



Hadronik Mandelstam değişkenleri aşağıdaki gibidir.

$$s = (p_A + p_B)^2$$

$$t = (p_A - p_C)^2$$

$$u = (p_B - p_C)^2$$

a ve b için dörtlü-momentum vektörleri

$$p_a^\mu = E_a (1, 0, 0, 1) = \frac{x_a \sqrt{s}}{2} (1, 0, 0, 1)$$

$$p_b^\mu = E_b (1, 0, 0, -1) = \frac{x_b \sqrt{s}}{2} (1, 0, 0, -1)$$

Partonik Mandelstam değişkenleri "şapkalı" tanımlanmıştır

$$\hat{s} = (p_a + p_b)^2 = (p_c + p_d)^2$$

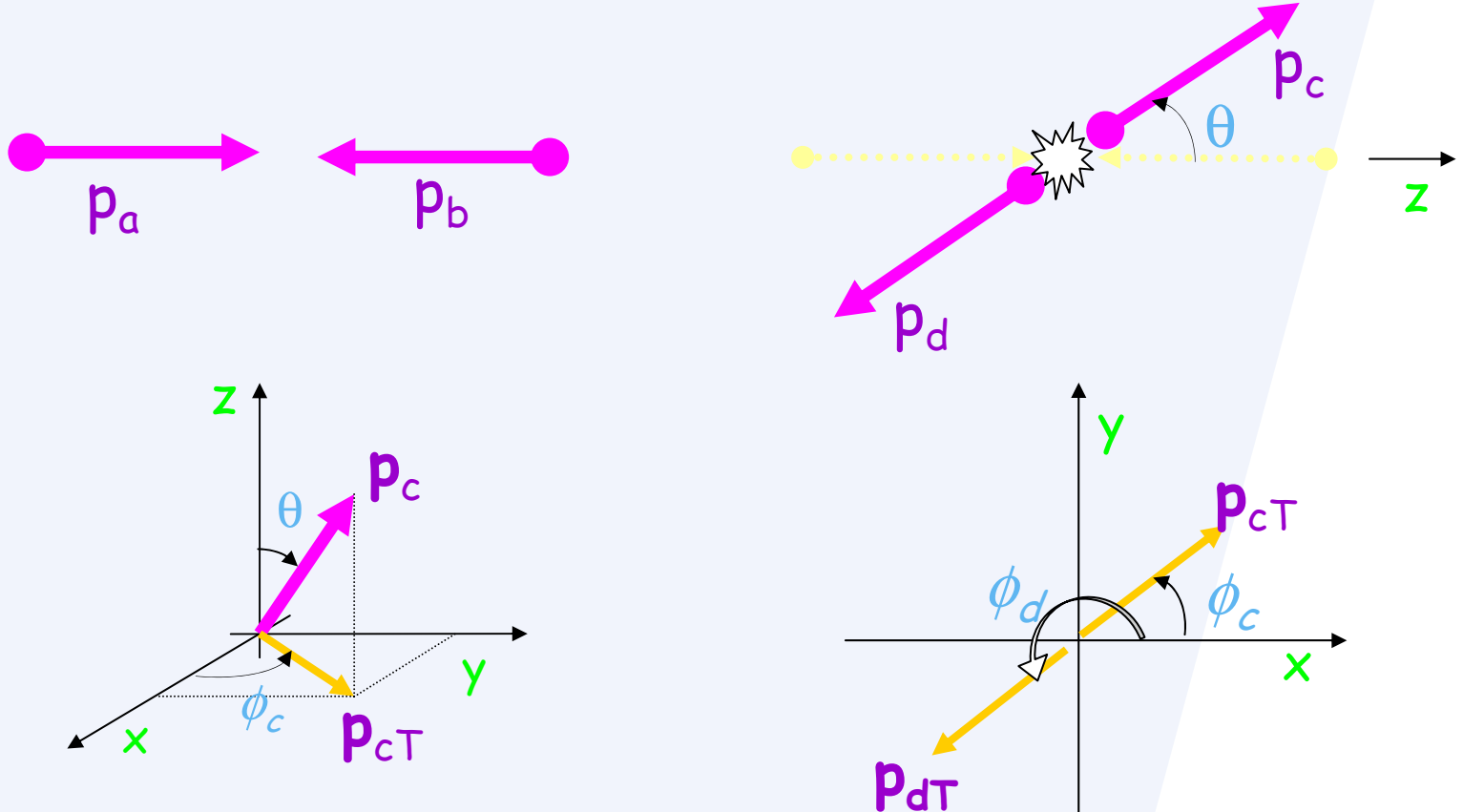
$$\hat{t} = (p_a - p_c)^2 = (p_b - p_d)^2$$

$$\hat{u} = (p_a - p_d)^2 = (p_b - p_c)^2$$

Kütle Merkezi Çerçevesinde İlk Durum ve Son Durum Parçacıklarının Momentumu

Saçılan pariton c , enine momentum p_{cT} ye sahipse ve rapidity y_c ise, böylece 4-momentum nicelikler

$$p_c = (m_{cT} \cosh y_c, p_{cT} \cos \phi, p_{cT} \sin \phi, m_{cT} \sinh y_c)$$



Enine Momentum, Değişmez Kütle, Hızlılık

❖ 4-Momentum

- $p \equiv (E, p_x, p_y, p_z)$
(el ile hesapta, sembolik hesapta kullanılan)
- Veya $p(i,j) \equiv \{p(i,1), p(i,2), p(i,3), p(i,4), p(i,5)\}$
(PYTHIA'da tanımlanan)

❖ Enine momentum, $p_T = [p_x^2 + p_y^2]^{1/2}$

❖ Değişmez kütle,

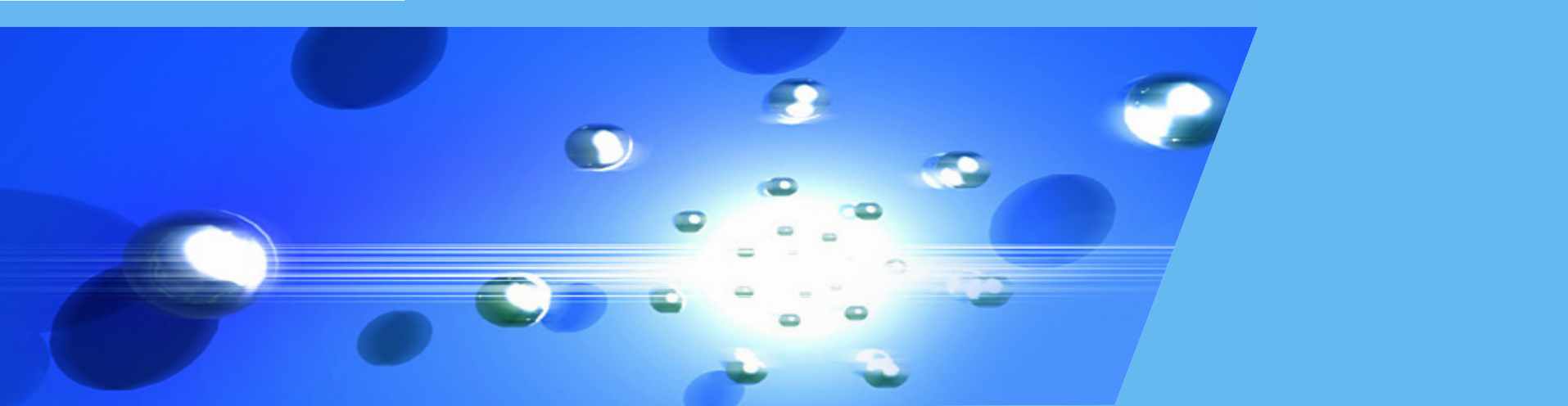
$$m_{ab} = [(p_a + p_b)^2]^{1/2} = [p_a^2 + p_b^2 + 2p_a \cdot p_b]^{1/2}$$

❖ Açısal dağılım, $\cos\theta = p_z / (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)^{1/2}$

❖ Hızlılık dağılımı, $y = \log((E + p_z) / m_T)$; $\eta = -\log(\tan(\theta/2))$ burada $m_T^2 = m^2 + p_T^2$.

ÖDEV

- ❖ İki parçacığın dörtlü momentumlarının biliniyor olması, hangi fiziksel niceliklerin belirlenebilmesini sağlar ?
- ❖ Son durumda iki parçacığın 4-momentumlarını kullanarak değişmez kütlelerini veren bağıntıyı çıkarınız.
- ❖ Gerçek parçacık ve sanal parçacık nedir ?



Sorular ?

EKLER

E-1: Rastgele Sayı Üretimi

Düzygün sayı üreticiler bilimsel hesaplamada oldukça önemlidir. Diğer tür rastgele sayı üreticileri oluşturmak için bunları kullanırız.

- Düzygün dağılım $f(y)=1$, $y \in [0,1]$
- Bunun üstel dağılım ile bağlantısı $f(y)dy = p(x)dx = \exp(-x)dx$ ve $y(x)-y(0)=1-\exp(-x)$. $y(0)=0$ alınır, $x=-\ln[1-y]$ elde edilir.
- Fizikte kullanılan diğer kullanışlı bir dağılım da Gaussian dağılımıdır $g(x)=\exp(-x^2/2\sigma^2)/\sqrt{2\pi}\sigma$. Burada bir düzygün dağılım $f(\phi)=1$, $\phi \in [0,2\pi]$ ve bir de üstel dağılım $p(t)=\exp(-t)$, $t \in [0,\infty]$ kullanırsak iki Gaussian dağılım elde ederiz, $g(x)$ ve $g(y)$.
- Bu dağılımların çarpımı $f(\phi)d\phi p(t)dt/2\pi = g(x)dxg(y)dy \Rightarrow \exp(-t)dtd\phi = \exp([-x^2+y^2]/2)dxdy$ şeklinde yazılabilir. Değişken değiştirerek (ρ,ϕ) [burada $\rho=\sqrt{2t}$] $\rightarrow (x,y)$ Gaussian dağılımlar $x=\sqrt{2t}\cos\phi$ ve $y=\sqrt{2t}\sin\phi$ olacaktır. Üstel rastgele sayı üreticisinin kendisi de düzygün rastgele sayı üreticisinden elde edilebilir.

E-2: Verilen Algoritmaya Uygun Subroutine Altprogramı

Gaussian rastgele iki sayıyı (x,y), [0,1] aralığında iki düzgün rastgele sayıdan üretebiliriz.

$$x = \sqrt{-2 \log[1 - \text{rand}()]} \cos[2\pi \text{rand}()]$$

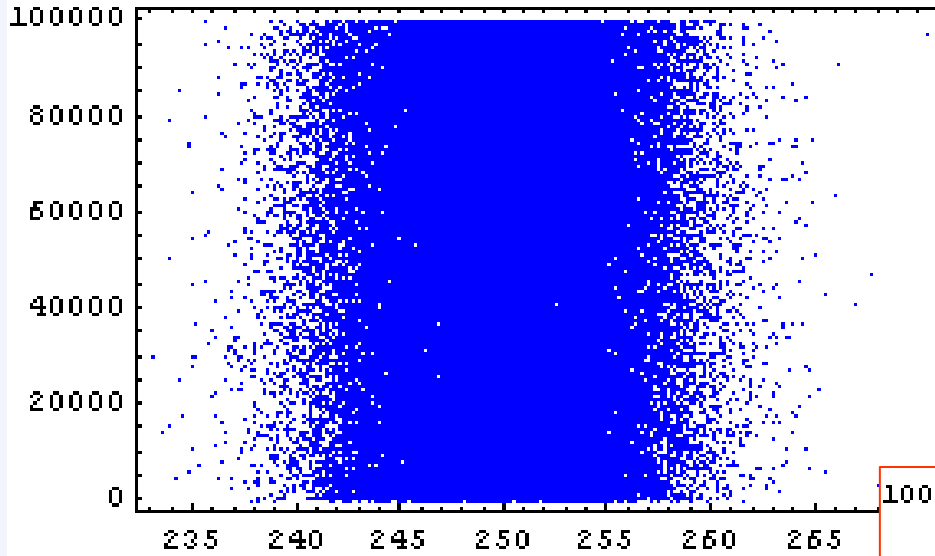
$$y = \sqrt{-2 \log[1 - \text{rand}()]} \sin[2\pi \text{rand}()]$$

```
subroutine grnf(x,y)
pi=4.0*atan(1.0)
r1=-alog(1.0-rand())
r2=2.0*pi*rand()
r1=sqrt(2*r1)
x=r1*cos(r2)
y=r1*sin(r2)
return
end
```

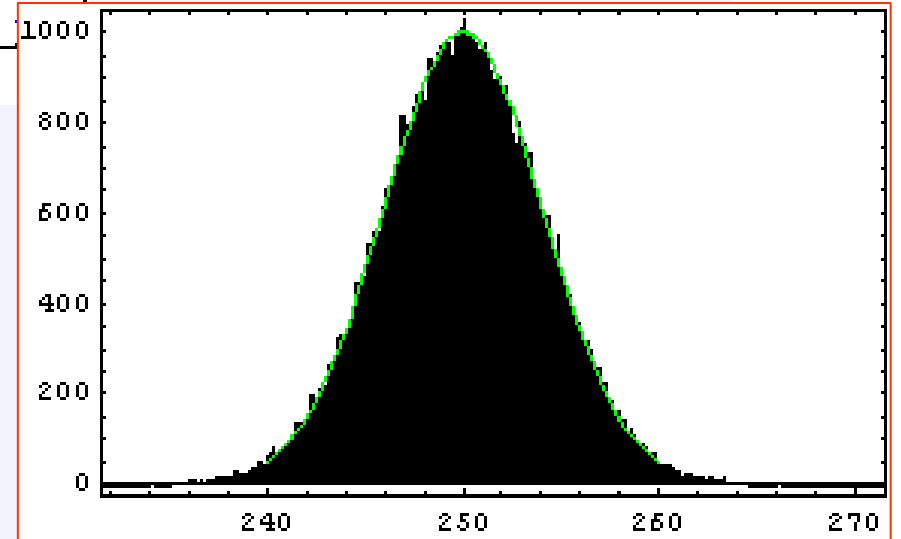
$$G(\sigma, \bar{x}) = \sqrt{2}\sigma \sqrt{-\ln(1 - R_1)} \sin 2\pi R_2 + \bar{x}$$

Gaussian dağılım: yarı-genişlik σ ve ortalama değer \bar{x} .

E-3: Enerji Çözünürlüğü



Parçacık enerjisi Gaussian dağılımına $G(\sigma, \bar{x})$ göre smear olacaktır, burada ortalama değer \bar{x} etrafında σ yarı-genişliği bulunmaktadır.



Enerji çözünürlüğü

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{A}{\sqrt{E}} + B$$

Örnek: $\bar{x}=250$ br, $\sigma=5$ br