

Nr. 1

1.)

Bei der inelastischen Elektron-Nukleon Streuung kann Kinetische Energie des Elektrons in Anregungsenergie des Nukleons umgewandelt werden, bei der elastischen Streuung ist dies ausgeschlossen.

N, Merkblatt

Kinematische Variablen: •Elastisch: 1

•Inelastisch: 2



2.)

Im Parton-Modell wird die Bjorken'sche Skalenvariable $x = Q^2/2Mv$ als Bruchteil des Viererimpulses des Protons interpretiert, welcher von einem Parton getragen wird.

\checkmark $x = 1$: Streuung am Proton ohne innere Struktur \rightarrow elastisch

$x < 1$: Streuung an Parton \rightarrow inelastisch

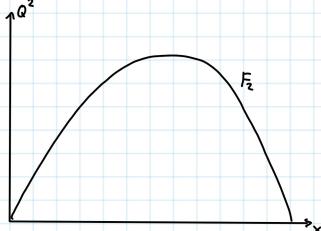
3.)

Bjorken-Scaling bezeichnet eine Abhängigkeit der Strukturfunktion bei inelastischer Streuung von nur einer Variable. Dies entspricht eigentlich einer elastischen Streuung, weshalb das Parton-Modell entwickelt wurde, welches die inelastische Elektron-Nukleon Streuung als elastische Elektron-Parton Streuung interpretiert. Die Partonen sind dabei die punktförmigen Konstituenten des Nukleons, heute werden sie in Quarks und Gluonen aufgeteilt.

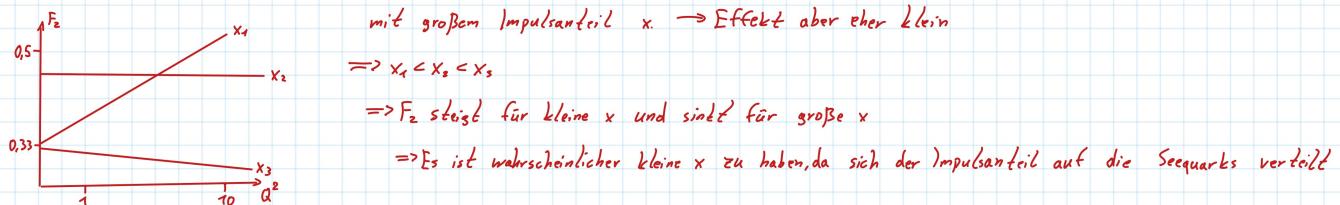
$Q^2 = \text{räumliche Auflösung: } \lambda = \frac{\hbar}{Q^2}$

4.)

Skalenbrechung tritt bei extremen Werten von x auf, da die Strukturfunktion F_2 in diesem Fall von Q^2 abhängt. Bei sehr kleinen x steigt F_2 mit steigendem Q^2 , bei sehr großen x fällt F_2 mit steigendem Q^2 :



Skalenbrechung: F_2 ist nur näherungsweise invariant von Q^2 , bei höherer Auflösung (große Q^2) werden Seequarks aufgelöst und man sieht weniger Partonen



Nr. 2

$$\frac{1}{x} F_2^{e,p,n}(x) = \left(\frac{2}{3}\right)^2 [u^{pn}(x) + \bar{u}^{pn}(x)] + \left(\frac{1}{3}\right)^2 [d^{pn}(x) + \bar{d}^{pn}(x)] + \left(\frac{1}{3}\right)^2 [s^{pn}(x) + \bar{s}^{pn}(x)]$$

1.)

Wir vermuten dass das Neutron aus zwei down- und einem up-Quark besteht, während das Proton aus einem down- und zwei up-Quarks besteht.

Zusammen mit der Isospin-Symmetrie folgt daraus:

$$u^p(x) = d^p(x) = d(x) \quad \text{und} \quad d^p(x) = u^p(x) = u(x) \quad \text{und} \quad s^p(x) = \bar{s}^p(x) = S(x)$$

$$\Rightarrow \bar{u}^p(x) = \bar{d}^p(x) = \bar{d}(x) \quad \text{und} \quad \bar{d}^p(x) = \bar{u}^p(x) = \bar{u}(x)$$

Diese Verteilungsfunktionen besitzen jeweils einen Anteil an Valenzquarks und Seequarks:

$$d(x) = d_v(x) + d_s(x), \quad u(x) = u_v(x) + u_s(x), \quad S(x) = \sum_{s=0}^{\infty} S_s(x)$$

Bzw. die Antiquarks treten nur als Seequarks auf:

$$\bar{d}(x) = \bar{d}_s(x), \quad \bar{u}(x) = \bar{u}_s(x), \quad \bar{S}(x) = \bar{S}_s(x)$$

Wobei der Anteil an Seequarks für alle gleich ist:

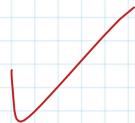
$$u_s(x) = d_s(x) = S_s(x) = \bar{u}_s(x) = \bar{d}_s(x) = \bar{S}(x)$$

$$\Rightarrow \frac{1}{x} F_2^{e,p} = \left(\frac{2}{3}\right)^2 [u_v(x) + 2S(x)] + \left(\frac{1}{3}\right)^2 [d_v(x) + 2S(x)] + \left(\frac{1}{3}\right)^2 2S(x)$$

$$= \frac{4}{3} u_v(x) + \frac{1}{3} d_v(x) + \frac{12}{9} S(x)$$

$$\frac{1}{x} F_2^{e,n} = \left(\frac{2}{3}\right)^2 [d_v(x) + 2S(x)] + \left(\frac{1}{3}\right)^2 [u_v(x) + 2S(x)] + \left(\frac{1}{3}\right)^2 2S(x)$$

$$= \frac{4}{3} d_v(x) + \frac{1}{3} u_v(x) + \frac{12}{9} S(x)$$



2.)

$$\int_0^1 [u(x) - \bar{u}(x)] dx = 2 \quad \int_0^1 [d(x) - \bar{d}(x)] dx = 1 \quad \int_0^1 [S(x) - \bar{S}(x)] dx = 0$$

Begründung: Wir erwarten dass das Proton aus zwei up- und einem down-Quark besteht, dies sind die Valenzquarks. Alle anderen Quarks sind Seequarks, welche immer nur im Quark-Antiquark Paar auftreten und sich im Integral somit wegkürzen. Daher erwarten wir für die Integrale die Werte der Valenzquarks.

3.)

Die Isospin-Symmetrie wurde bereits in 1.) angewendet. Für das Verhältnis folgt:

$$\frac{F_2^{e,p}(x)}{F_2^{e,n}(x)} = \frac{\frac{4}{3} d_v(x) + \frac{1}{3} u_v(x) + \frac{12}{9} S(x)}{\frac{4}{3} u_v(x) + \frac{1}{3} d_v(x) + \frac{12}{9} S(x)}$$



4.)

$$\frac{F_2^{e,p}(x)}{F_2^{e,n}(x)} \xrightarrow{x \rightarrow 0} \frac{\frac{12}{9} S(x)}{\frac{12}{9} S(x)} = 1$$



5.)

$$\frac{F_2^{e,p}(x)}{F_2^{e,n}(x)} \xrightarrow{x \rightarrow 1} \frac{\frac{4}{3} d_v(x) + \frac{1}{3} u_v(x)}{\frac{4}{3} u_v(x) + \frac{1}{3} d_v(x)}$$



6.)

Für $x \rightarrow 0$ verläuft das Verhältnis wie in 4.) berechnet gegen 1.

Für $x \rightarrow 1$ verläuft das Verhältnis gegen $\sim 0,3$. Dies lässt sich dadurch erklären, dass beim Proton $u_v(x)$ doppelt so groß wie $d_v(x)$ ist. Da das Verhältnis in 5.) nur in Abhängigkeit der Verteilungsfunktionen des Protons ist folgt daraus:

$$\frac{\frac{4}{3} d_v(x) + \frac{1}{3} u_v(x)}{\frac{4}{3} u_v(x) + \frac{1}{3} d_v(x)} \xrightarrow{u_v = 2d_v} \frac{1}{3} \approx 0,3 \quad X$$

richtiger
Ansatz, nur
verrechnet

$$\frac{2}{3} \approx 0,66 \neq 0,25 \Rightarrow \text{bei } x=1 \text{ muss } d_v \text{ vernachlässigt werden}$$



Ex 5; Blatt 9; Dominik Wanzlisch, Angelo Bräde; 16.12.2024

Aufgabe 3:

a)

Teilchen	I	I_3
p	$1/2$	$+1/2$
n	$1/2$	$-1/2$
π^+	1	1
π^0	1	0
π^-	1	-1
Δ^-	$3/2$	$-3/2$
Δ^0	$3/2$	$-1/2$
Δ^+	$3/2$	$1/2$
Δ^{++}	$3/2$	$3/2$

Kanal	elastisch/total	Wirkungsquerschnitt
$p\pi^+$	total	$2 \cdot 10^{-2} \text{ mb}$
$p\pi^+$	elastisch	$2 \cdot 10^{-2} \text{ mb}$
$p\pi^-$	total	20 mb
$p\pi^-$	elastisch	60 mb



(2 Punkte)

b) $\bar{\pi}_p^+ \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^+ p : |1, 1\rangle + |1/2, 1/2\rangle \rightarrow |3/2, 1/2\rangle \rightarrow |1, 1\rangle + |1/2, 1/2\rangle$ elastisch & total

$\bar{\pi}_p^- \rightarrow \Delta^0 \rightarrow \pi^0 n : |1, -1\rangle + |1/2, 1/2\rangle \rightarrow |3/2, -1/2\rangle \rightarrow |1, 0\rangle + |1/2, -1/2\rangle$ ~~total~~ inelast. } total

$\bar{\pi}_p^- \rightarrow \Delta^- \rightarrow \pi^- p : |1, -1\rangle + |1/2, 1/2\rangle \rightarrow |1/2, -1/2\rangle \rightarrow |1, -1\rangle + |1/2, 1/2\rangle$ elastisch } total

c) $\bar{\pi}_p^+ \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^+ p : \sigma_p^+ \propto CG^2(|1, 1\rangle + |1/2, 1/2\rangle \rightarrow |3/2, 1/2\rangle) \cdot CG^2(|3/2, 1/2\rangle \rightarrow |1, 1\rangle + |1/2, 1/2\rangle)$

$$\propto \sqrt{\frac{1}{3}} \cdot \sqrt{\frac{1}{3}} = 1 \Rightarrow \sigma_{p\pi^+}^{\text{tot}} = 1$$

$\bar{\pi}_p^- \rightarrow \Delta^0 \rightarrow \pi^0 n : \sigma_p^- \propto CG^2(|1, -1\rangle + |1/2, 1/2\rangle \rightarrow |3/2, -1/2\rangle) \cdot CG^2(|3/2, -1/2\rangle \rightarrow |1, 0\rangle + |1/2, -1/2\rangle)$

$$\propto \sqrt{\frac{1}{3}} \cdot \sqrt{\frac{1}{3}} = \frac{1}{3}$$

$\bar{\pi}_p^- \rightarrow \Delta^- \rightarrow \pi^- p : \sigma_p^- \propto CG^2(|1, -1\rangle + |1/2, 1/2\rangle \rightarrow |1/2, -1/2\rangle) \cdot CG^2(|1/2, -1/2\rangle \rightarrow |1, -1\rangle + |1/2, 1/2\rangle)$

$$\propto \sqrt{\frac{1}{3}} \cdot \sqrt{\frac{1}{3}} = \frac{1}{3} \Rightarrow \sigma_{p\pi^-}^{\text{tot}} = \frac{1}{3}$$



\Rightarrow relativen Höhen: $\sigma_p^0 / \sigma_p^+ = \frac{1}{3}$, $\sigma_p^- / \sigma_p^+ = \frac{1}{3}$ $\sigma_{p\pi^+}^{\text{tot}} : \sigma_{p\pi^0}^{\text{tot}} : \sigma_{p\pi^-}^{\text{tot}} : \sigma_{p\pi^-}^{\text{tot}} = 3 : 3 : 3 : 1 \Rightarrow$ passt zu Tabelle aus a)!

- d) π^0 ist neutral und lässt sich somit nicht durch die zirkularförmige Bahn um Ladungen in einem B -Feld identifizieren.

- Lebensdauer von π^0 ist zu kurz ($\approx 25.5 \text{ ns}$)

c) σ_{total} :

$$\pi^0_p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^+ n : \sigma_{\pi^+ n} = CG^2(\pi^0_p \rightarrow \Delta^+) CG^2(\Delta^+ \rightarrow \pi^+ n) = \sqrt{\frac{2}{3}}^2 \cdot \sqrt{\frac{1}{3}}^2 = \frac{2}{9}$$

$$|1, 0\rangle + |1/2, 1/2\rangle \rightarrow |3/2, 1/2\rangle \rightarrow |1, 1\rangle + |1/2, -1/2\rangle$$

 $E_{\text{Kernsch.}}$:

$$\pi^0_p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^- p : \sigma_{\pi^- p} = CG^2(\pi^0_p \rightarrow \Delta^+) CG^2(\Delta^+ \rightarrow \pi^- p) = \sqrt{\frac{2}{3}}^2 \cdot \sqrt{\frac{2}{3}}^2 = \frac{4}{9}$$

$$|1, 0\rangle + |1/2, 1/2\rangle \rightarrow |3/2, 1/2\rangle \rightarrow |1, 0\rangle + |1/2, 1/2\rangle$$

$$\Rightarrow \frac{\sigma_{\pi^- p}}{\sigma_{\pi^+ n}} = 2$$

$$|1, 0\rangle |1/2, 1/2\rangle \xrightarrow{CG = \sqrt{\frac{2}{3}}} |3/2, 1/2\rangle \xrightarrow{CG = \sqrt{\frac{2}{3}}} |1, 0\rangle |1/2, 1/2\rangle$$

$$\begin{aligned} \pi^0_p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \pi^0_p & \quad \left. \begin{aligned} & \stackrel{(elast.)}{=} \frac{2}{3} \cdot \frac{2}{3} = \frac{4}{9} \\ & \stackrel{(inelas.)}{=} \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{3} = \frac{2}{9} \end{aligned} \right\} \sigma_{\pi^0 p}^{elast.} = \frac{4}{9} \\ \pi^+ n & \quad \left. \begin{aligned} & \stackrel{(elast.)}{=} \frac{2}{3} \\ & \stackrel{(inelas.)}{=} \frac{1}{3} \end{aligned} \right\} \sigma_{\pi^+ n}^{elast.} = \frac{1}{3} \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \sigma_{\pi^0 p}^{elast.} = \frac{4}{9} \sigma_{p\pi^+}^{elast.} = 89 \text{ mb}$$

$$\sigma_{\pi^0 p}^{\text{tot.}} = \frac{6}{9} \sigma_{p\pi^+}^{\text{tot.}} = 133 \text{ mb}$$