

Übungen Physik VI (Kerne und Teilchen)

Sommersemester 2010

Übungsblatt Nr. 07

Bearbeitung bis 17.06.2010

Aufgabe 1: Energieverlust und Bethe–Bloch–Gleichung

Die BETHE–BLOCH–Gleichung beschreibt den Energieverlust schwerer Teilchen auf ihrem Weg durch Materie. Vernachlässigt man die Dichte- und Schalenkorrektur, ist sie gegeben durch:

$$S = -\frac{dE}{dx} = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{4\pi e^4 z^2}{m_e c^2} N_A \frac{Z}{A} \rho \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} \right) - \beta^2 \right]. \quad (1)$$

β ist die Geschwindigkeit normiert auf die Lichtgeschwindigkeit $\beta = v/c$, ze die Ladung des Teilchens, Z die Kernladung des Materials, durch welches das Teilchen sich bewegt, ρ dessen Dichte, I das mittlere Anregungspotential der Atome und T_{\max} der maximale Energietransfer bei einem einzelnen Stoß. Für ein einfallendes Teilchen der Masse $M \gg m_e$ ist $T_{\max} \approx 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$.

- In welcher Weise ist der Energieverlust nichtrelativistischer Teilchen von der Energie abhängig?
- Vergleichen Sie den Energieverlust von Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen der selben kinetischen Energie von 2 GeV beim Durchdringen eines Aluminiumabsorbers von 1 cm Dicke.
($m_e = 0.511 \text{ MeV}/c^2$, $m_\pi = 139.57 \text{ MeV}/c^2$, $m_K = 493.68 \text{ MeV}/c^2$, $m_p = 938.27 \text{ MeV}/c^2$, $M_{\text{mol,Al}} = 26.98 \text{ g/mol}$, $Z_{\text{Al}} = 13$, $\rho = 2.7 \text{ g/cm}^3$, $I = 16 \cdot Z^{0.9} \text{ eV}$)
- Vergleichen Sie den Energieverlust von nichtrelativistischen Pionen, Kaonen, Protonen, Deuteronen ($m_d \approx 2m_p$) und α - Teilchen ($m_\alpha \approx 4m_p$) der selben kinetischen Energie (z. B. 10 MeV).
- Lässt sich die BETHE–BLOCH–Formel auch für den Durchgang von Elektronen durch Materie verwenden? Begründen Sie ihre Antwort.

Lösung:

a) Für nichtrelativistische Teilchen gilt:

$$\begin{aligned}
S &= -\frac{dE}{dx} = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{4\pi e^4 z^2}{m_e c^2} \rho \frac{N_A Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} \right) - \beta^2 \right] \\
&= \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{4\pi e^4 z^2}{m_e} \rho \frac{N_A Z}{A} \frac{1}{v^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e v^2 T_{\max}}{I^2 (1 - v^2/c^2)} \right) - \beta^2 \right] \\
&= \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{4\pi e^4 z^2}{m_e} \rho \frac{N_A Z}{A} \frac{1}{v^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e v^2 T_{\max}}{I^2} \right) - \underbrace{\frac{1}{2} \ln \left(1 - \underbrace{\frac{v^2}{c^2}}_{\approx 0} \right)}_{\approx 1} - \underbrace{\beta^2}_{\approx 0} \right] \\
&= \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{4\pi e^4 z^2}{m_e} \rho \frac{N_A Z}{A} \frac{1}{v^2} \frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e v^2 T_{\max}}{I^2} \right).
\end{aligned}$$

Für T_{\max} gilt im Allgemeinen ($M =$ Teilchenmasse):

$$T_{\max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 M^2}{M^2 + m_e^2 + 2\gamma M m_e}$$

Für alle Teilchen außer Elektronen und Positronen und für nicht zu hohe Teilchenenergien gilt die Näherung:

$$T_{\max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$$

b) In dieser Übung nehmen wir einfach die Bethe–Bloch–Gleichung und betrachten den Energieverlust ΔE des Teilchens über die Strecke $\Delta x = 1$ cm in Aluminium. Unter der Annahme, dass der Energieverlust in dem dünnen Absorber vernachlässigbar klein ist ($\beta, \gamma \approx const.$), lautet die Gleichung dann

$$-\Delta E = \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{4\pi e^4 z^2}{m_e c^2} \rho \frac{N_A Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} \right) - \beta^2 \right] \Delta x.$$

Zuerst berechnen wir die Konstanten. Alle betrachteten Teilchen haben die Ladung $z = 1$. Die Ladung des Aluminiumkerns ist $Z = 13$. Die benötigten Massen und Dichten sind in der Aufgabe angegeben. Mit $I = 16Z^{0.9} = 160.9$ eV, $A = M_{\text{mol,Al}} = 26.98$ g/mol, $N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$ /mol und $\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12}$ As/Vm erhalten wir:

$$\begin{aligned}
K &= \frac{1}{(4\pi\epsilon_0)^2} \frac{4\pi e^4}{m_e c^2} N_A = 0.3071 \frac{\text{MeV cm}^2}{\text{mol}} \quad (PDG) \\
n &= \rho \frac{Z}{A} = 1.301 \frac{\text{mol}}{\text{cm}^3} \\
-\Delta E &= K \cdot n \cdot \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} \right) - \beta^2 \right] \Delta x.
\end{aligned}$$

Für alle Teilchen außer Elektronen kann man mit der Näherung für T_{max} weiter vereinfachen:

$$-\Delta E = K \cdot n \cdot \frac{1}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2}{I}\right) + \ln\left(\beta^2 \gamma^2\right) - \beta^2 \right] \Delta x.$$

mit $\ln(2m_e c^2/I) = 8.76$. Die folgende Tabelle zeigt die Teilchen, ihre Gesamtenergie und ihren Impuls sowie ihre Geschwindigkeit β und die entsprechende Größe γ .

particle	E /[GeV]	$ \vec{p} $ [GeV/c]	β	γ^2	γ
e^-	2.00051	2.00051	1	$1.53 \cdot 10^7$	3915
π^\pm	2.13957	2.1350	0.998	235	15.3
K^\pm	2.4937	2.444	0.980	25.5	5.05
p	2.93827	2.784	0.948	9.80	3.13

Setzt man die obigen Werte und die Strecke $\Delta x = 1$ cm ein, erhält man

particle	ΔE [MeV]
e^-	9.70
π^\pm	5.30
K^\pm	4.57
p	4.46

Diese Werte wurden mit einigen Näherung berechnet, möglicherweise weichen andere Ergebnisse geringfügig ab. Der Energieverlust der Teilchen hängt von β ab, jedoch nicht von ihrer Masse. Je schwerer das Teilchen ist, desto geringer ist sein Energieverlust, da bei schwere Teilchen bei gleicher kinetischer Energie langsamer sind.

- c) Im nichtrelativistischen Fall ist die Energie $E = mv^2/2$ und der Impuls $\vec{p} = m\vec{v}$, mit der Masse m des Teilchens und seiner Geschwindigkeit v . In diesem Fall ist die Bethe-Bloch-Gleichung

$$S = -\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_e} \rho \frac{N_A Z}{A} \frac{1}{v^2} \frac{1}{2} \ln\left(\frac{2m_e v^2 T_{max}}{I^2}\right)$$

wie in a. berechnet.

Die relevanten Größen sind für die verschiedenen Teilchen aufgelistet:

particle	z	v [m/s]
π^\pm	± 1	$1.08 \cdot 10^8$
K^\pm	± 1	$5.95 \cdot 10^7$
p	+1	$4.34 \cdot 10^7$
d	+1	$3.08 \cdot 10^7$
α	+2	$2.19 \cdot 10^7$

Setzt man diese Werte in die Gleichung ein erhält man den Energieverlust pro Meter, den das Teilchen beim Durchqueren von Aluminium zurücklegt.

particle	β	$\frac{\Delta E}{\Delta x}$ $\left[\frac{\text{MeV}}{\text{cm}}\right]$ (Bethe-Bloch)	$\frac{\Delta E}{\Delta x}$ $\left[\frac{\text{MeV}}{\text{cm}}\right]$ (Appr.)
π^\pm	0.36	20.74	20.72
K^\pm	0.198	56.046	56.038
p	0.145	93.066	93.062
d	0.103	158.789	159.791
α	0.073	1058	1058

Je schwerer das Teilchen ist, desto mehr Energie verliert es im nichtrelativistischen Fall beim durchqueren des Mediums mit der gleichen kinetischen Energie $E = mv^2/2$. Der Energieverlust ist proportional zum Quadrat der Ladung.

- d) Die Bethe–Bloch–Gleichung alleine kann nicht verwendet werden um Elektronen zu beschreiben. Diese verlieren nicht nur durch Ionisation Energie, sondern auch durch Bremsstrahlungsprozesse. Das Elektron, strahlt Photonen ab, während es im Feld des Kerns gebremst wird. Dieser Prozess hängt stark vom Material ab und ist ungefähr proportional zur Energie und steigt quadratisch mit der Kernladung / der Zahl der Elektronen im Medium an. Jenseits der kritischen Energie von ca. 600 MeV/Z ist die Bremsstrahlung der dominante Prozess für den Energieverlust von Elektronen.

Aufgabe 2: Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Die Wechselwirkung zwischen Photonen und Materie kann mittels verschiedener Prozesse stattfinden: Neben elastischer Streuung und photonuklearen Reaktionen sind die wichtigsten Prozesse der Photoelektrische Effekt, Comptonstreuung und Paarerzeugung.

a) **Photoelektrischer Effekt:**

- Der Photoelektrische Effekt kann nur bei gebundenen Elektronen stattfinden. Zeigen Sie, dass freie Elektronen keine Photonen absorbieren können.

b) **Comptonstreuung:**

- Leiten Sie die Gleichung für die Differenz der Wellenlängen eines Photons vor und nach der Comptonstreuung her

$$\lambda' - \lambda = \frac{2h}{m_e c} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right),$$

dabei ist θ der Streuwinkel, λ die Wellenlänge vor und λ' nach der Streuung, m_e die Masse des Elektrons, und h das Plank'sche Wirkungsquantum.

- In welchem der folgenden Fälle verliert das Photon prozentual gesehen die meiste Energie?
 - (a) Einfache Comptonstreuung mit $\theta = 180^\circ$?
 - (b) Zweifache Comptonstreuung, jeweils mit $\theta = 90^\circ$?
 - (c) Dreifache Comptonstreuung, jeweils mit $\theta = 60^\circ$?

c) **Paarerzeugung:**

- Wozu benötigt man das Coulombfeld eines Kerns bei der Paarerzeugung?

Lösung:

In dieser Übung sollen drei wichtige Wechselwirkungsprozesse hochenergetischer Photonen mit Materie betrachtet werden: Der photoelektrische Effekt, Comptonstreuung und Paarerzeugung.

a) **Photoelektrischer Effekt:**

- Der Photoelektrische Effekt oder die Absorption eines Photons durch ein Elektron kann nicht an freien Elektronen stattfinden, da Energie und Impulserhaltung dabei nicht erfüllt sind. Vor dem Zusammentreffen von Photon und Elektron (frei und in Ruhe) sind die Vierervektoren

$$p_\gamma = \begin{pmatrix} E_\gamma/c \\ E_\gamma/c \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \text{ and } p_e = \begin{pmatrix} m_e c \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix},$$

unter der Annahme, dass sich das Photon in x Richtung bewegt. Nach der Absorption existiert das Photon nicht mehr und der Impuls des Elektrons ist

$$p'_e = \begin{pmatrix} E'_e/c \\ p'_{e,x} \\ p'_{e,y} \\ p'_{e,z} \end{pmatrix}.$$

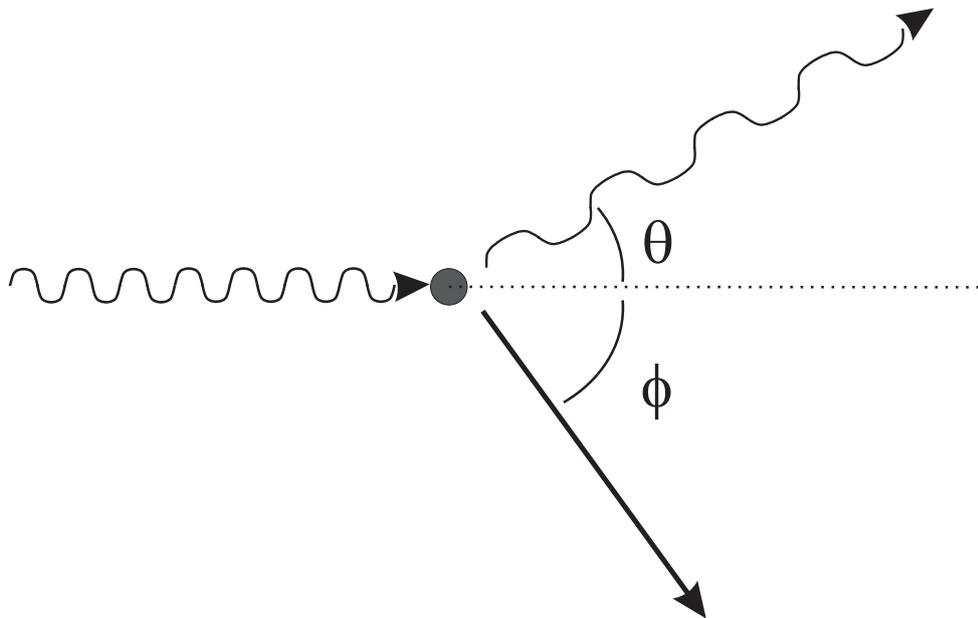
Für $p_\gamma + p_e = p'_e$ ist es direkt ersichtlich, dass die dritte und vierte Komponente von p'_e Null sein müssen. Man erhält zwei Gleichungen

$$E_\gamma + m_e c^2 = E'_e = \sqrt{m_e^2 c^4 + \vec{p}'_e{}^2 c^2} \text{ and } E_\gamma = p'_{e,x} c.$$

Ersetzt man in der oberen Gleichung E_γ durch $p'_{e,x} c$ und quadriert sie, so folgt $m_e p'_{e,x} = 0$. Dies wäre nur der Fall, wenn die Elektronenmasse Null ist, da aufgrund der Impulserhaltung der Elektronenimpuls nach dem Stoß nicht Null sein kann.

b) **Comptonstreuung:**

- Im Fall der Comptonstreuung trifft ein Photon ein gebundenes Elektron und schleudert es aus dem Atom. Bei diesem Prozess verliert das Photon Energie und hat also danach eine größere Wellenlänge



Aus der Energieerhaltung erhält man

$$E_\gamma + E_e = h\nu + m_e c^2 = E'_\gamma + E'_e = h\nu' + E'_e,$$

während aus Impulserhaltung und der geometrischen Beziehung der Impulse gilt:

$$p_e^2 = p_\gamma^2 + p_\gamma'^2 - 2p_\gamma p_\gamma' \cos \theta.$$

Hier ist der Impuls oder die Energie des Elektrons uninteressant, wir wollen die Abhängigkeit des Energieverlustes des Photons vom Streuwinkel wissen. Zusätzlich verwenden wir

$$E_e'^2 - p_e'^2 c^2 = m_e^2 c^4.$$

Substituiert man hier die Ausdrücke für E_e und p_e , so erhält man

$$(h\nu - h\nu' + m_e c^2)^2 - (h\nu)^2 - (h\nu')^2 + 2h^2 \nu \nu' \cos \theta = m_e^2 c^4.$$

Daraus folgt, dass

$$\begin{aligned}
 h^2\nu^2 + h^2\nu'^2 + m_e^2c^4 - 2h^2\nu\nu' + 2h\nu m_e c^2 - 2h\nu' m_e c^2 - h^2\nu^2 - h^2\nu'^2 \\
 + 2h^2\nu\nu' \cos \theta &= m_e^2c^4 \\
 \Rightarrow m_e c^2(\nu - \nu') &= h\nu\nu'(1 - \cos \theta) \\
 \Rightarrow \frac{1}{\nu'} - \frac{1}{\nu} &= \frac{h}{m_e c^2}(1 - \cos \theta) \\
 \Rightarrow \lambda' - \lambda &= \frac{h}{m_e c}(1 - \cos \theta) \\
 \Rightarrow \lambda' - \lambda &= \frac{2h}{m_e c} \sin^2 \frac{\theta}{2}
 \end{aligned}$$

- Der erste interessante Fakt ist, dass die Wellenlängendifferenz nicht von der ursprünglichen Wellenlänge abhängt. Der einzige Faktor, den man betrachten muss ist $\sin^2(\theta/2)$. Das Ergebnis dieser Funktion muss noch mit der doppelten Comptonwellenlänge $\lambda_C = h/(m_e c)$ und der Zahl der Streuprozesse multipliziert werden.
 - (a) Einfache Comptonstreuung mit $\theta = 180^\circ$: $\sin^2(\theta/2) = 1 \Rightarrow \sim 1$ (ein Prozess).
 - (b) Zweifache Comptonstreuung mit jeweils $\theta = 90^\circ$: $\sin^2(\theta/2) = 0.5 \Rightarrow \sim 1$ (zwei Prozesse).
 - (c) Dreifache Comptonstreuung mit jeweils $\theta = 60^\circ$: $\sin^2(\theta/2) = 0.25 \Rightarrow \sim 0.75$ (drei Prozesse).

Die tatsächlichen Werte für die drei Fälle sind (a) 4.852 pm, (b) 2×2.436 pm = 4.872 pm, und (c) 3×1.213 pm = 3.639 pm.

Hatte das Photon vor diesen drei Fällen die selbe Energie, so verliert das Photon bei der Dreifachstreuung am wenigsten Energie. Energie und Wellenlänge hängen über $E = h\nu = hc/\lambda$ und $E' = h\nu' = hc/\lambda'$ zusammen. Die Wellenlänge des gestreuten Photons ist $\lambda' = \lambda + \Delta\lambda$. Je größer λ' und $\Delta\lambda$ sind, desto geringer ist die Energie des gestreuten Photons E' . In unserem Fall bedeutet das, dass der Energieverlust am größten für die Fälle (a) und (b) ist.

c) Paarerzeugung:

- Dass die Paarerzeugung nur im Coulombfeld möglich ist kann analog zum ersten Teil der Aufgabe gezeigt werden: Wir betrachten die Impulsvektoren eines Photons, welches bei der Produktion eines Elektron-Positron Paares vernichtet wird.

Die Vierervektoren sind

$$\vec{p}_\gamma = \begin{pmatrix} E_\gamma/c \\ E_\gamma/c \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ und}$$

$$\vec{p}_{e^-} + \vec{p}_{e^+} = \begin{pmatrix} E_1/c + E_2/c \\ p_{1,x} + p_{2,x} \\ p_{1,y} + p_{2,y} \\ p_{1,z} + p_{2,z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_1/c + E_2/c \\ p_{1,x} + p_{2,x} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Da jede einzelne Komponente des Viererimpulses erhalten ist haben die Impulse in y und z Richtung den gleichen Betrag und umgekehrte Vorzeichen. Deswegen muss man die folgenden beiden Gleichungen gleichzeitig erfüllen:

$$\begin{aligned} E_\gamma/c &= E_1/c + E_2/c \\ &= \sqrt{m_e^2 c^2 + p_{1,x}^2} + \sqrt{m_e^2 c^2 + p_{2,x}^2} \text{ and} \\ E_\gamma/c &= p_{1,x} + p_{2,x}, \end{aligned}$$

was nur möglich ist, wenn die Masse des Elektrons und des Positrons null sind.

Aufgabe 3: Identifikation geladener Teilchen

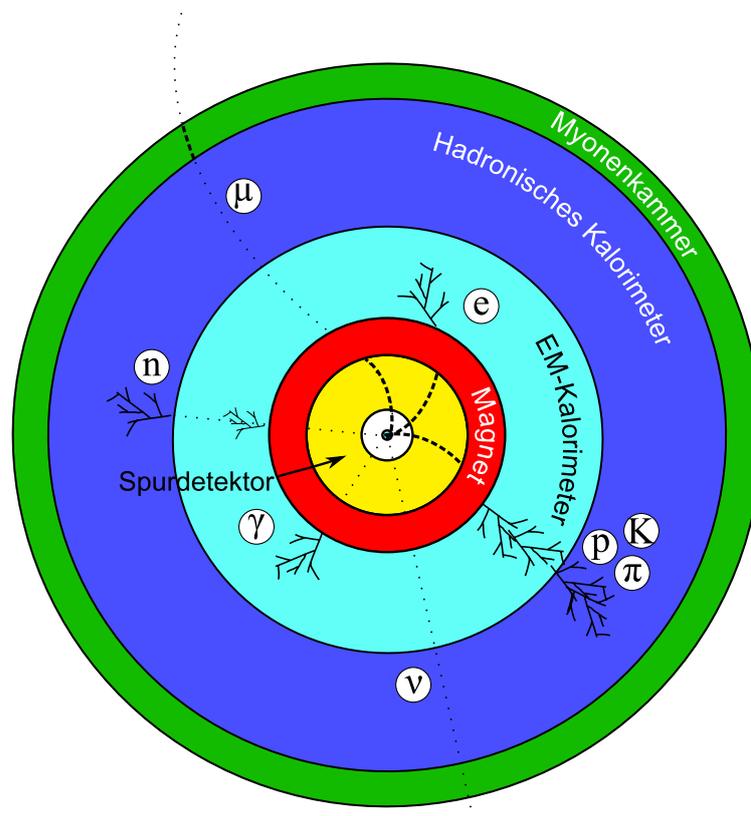
In einem Experiment erwartet man die Entstehung von e^\pm , μ^\pm , π^\pm , K^\pm und Protonen mit Impulsen bis zu 1 GeV.

- Wie würden Sie diese Arten von Teilchen identifizieren? Schlagen Sie Detektoren vor und erläutern Sie die Vor- und Nachteile verschiedener experimenteller Aufbauten.
- Welche Detektorarten würden Sie zur Bestimmung der Teilchenimpulse verwenden? Was sind die Vor- und Nachteile?

Lösung:

- Allgemeiner Aufbau eines Detektor zur Teilchenidentifikation, Energie- und Impulsmessung**

In der untenstehenden Skizze ist ein allgemeiner Aufbau für einen Detektor in der Teilchenphysik gezeigt. Der Detektor ist senkrecht zur Strahlachse aufgeschnitten und die Wechselwirkungen in den entsprechenden Detektorelementen angedeutet.



In folgender Tabelle werden die Wechselwirkungen von verschiedenen Teilchen in den einzelnen Detektorbereichen aufgelistet. Dabei handelt es sich um Energiedeposition in Kalorimetern, sowie Spurerzeugung durch Ionisation in Spurdetektor und Myonenkammer (im Prinzip auch ein Spurdetektor). Desweiteren kann der Impuls und die Ladung anhand der Krümmung der Spur im Magnetfeld gemessen werden.

	e^\pm	μ^\pm	gel. Hadr. (p^\pm, π^\pm, \dots)	ungel. Hadr. (n, π^0, \dots)	γ	ν .
Spur in Spurdetektor	Ja	Ja	Ja	Nein	Nein	Nein
Energiedep. in EM-Kal.	Ja	Nein	Ja	z.T.	Ja	Nein
Energiedep. in Hadr.-Kal.	Nein	Nein	Ja	Ja	Nein	Nein
Spur in Myonenkammer	Nein	Ja	Nein	Nein	Nein	Nein

b) **Teilchenidentifikation**

Die Identität der Elementarteilchen ist im Allgemeinen durch ihre Masse und Ladung festgelegt. Das Ladungsvorzeichen lässt sich durch die Ablenkung im Magnetfeld einfach bestimmen.

Die in der Aufgabenstellung gegebenen Teilchen sind e^\pm , μ^\pm , π^\pm , K^\pm sowie Protonen mit Impuls bis zu 1 GeV.

e^\pm Elektronen (Positronen) hinterlassen im Spurdetektor durch Ionization

eine Spur und erzeugen im elektromagnetischen Kalorimeter einen charakteristischen Schauer.

μ^\pm Myonen lassen sich durch ihre außerordentliche Durchdringungskraft von Materie identifizieren. Sie geben ihre Energie vor allem durch Ionisation in Spurdetektoren ab. Schirmt man alle anderen Teilchen durch dicke Eisenplatten ab, so kann man Myonen nachweisen, wenn dahinter eine weitere Spurkammer aufgestellt wird. Aufgrund der höheren Masse verglichen zu Elektronen, strahlen Myonen nur bedingt Bremsstrahlung ab und führen daher nicht zu Schauern in den Kalorimetern $(m_e/m_\mu)^2 \approx 2.3 \cdot 10^{-5}$.

π^\pm, K^\pm, p^\pm Geladene Hadronen sind am schwierigsten zu unterscheiden. Folgende Detektoren können verwendet werden:

- Bei Impulsen bis 1 GeV kann die Flugzeit zwischen zwei Ionisationsdetektoren gemessen werden. Aus der Geschwindigkeit bei gegebenen Impuls kann dann auf die Masse geschlossen werden.
- Eine weitere Methode ist die Messung des Ionisationsverlustes $\frac{dE}{dx}$ die hängt bei kleinen Energien von $\propto \frac{1}{\beta^2}$ ab (siehe Bethe-Bloch-Formel).
- Cerenkov Licht wird emittiert, falls sich ein Teilchen mit höherer Geschwindigkeit als die Lichtgeschwindigkeit in dem durchquerten Medium bewegt (vgl. Überschall). Die asymmetrische Polarisierung in dem Medium führt zu einem kontinuierlich Photonspektrum, welches eine *photonische Schockwelle* erzeugen. Der Öffnungswinkel $\cos \Theta = \frac{1}{\beta \cdot n}$ kann als Teilchendifferenzierung eingesetzt werden.

Für den Spurdetektor gibt es verschiedene Ausführungen. Erste Systeme waren *Blasenkammern*, *Funkenkammern* und *Streamer-kammern*, die die Spuren optisch sichtbar gemacht haben und dann fotografiert wurden. Da diese Technik sehr aufwendig und langsam ist wird es nur noch in weniger speziellen Experimenten eingesetzt (siehe OPERA im LNGS zur Messungen von $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ Oszillationen).

Des Weiteren gibt es gasgefüllte *Proportionalkammern*, in denen viele dünne Drähte parallel im Abstand von wenigen mm gespannt sind. Die Drähte liegen auf Hochspannung und können so die Primärionisation des einfliegenden Teilchen verstärken und ortsaufgelöst messen. Ein ähnliches Messprinzip verfolgen *Driftkammern* mit größeren Abständen (cm). Hier wird die Ortsauflösung über die Driftzeit zu den Drähten bestimmt. Die mögliche Auflösung liegt im Bereich von etwas unter einem Millimeter.

Zuletzt gibt es noch *Siliziumstreifen/Siliziumpixeldetektoren*. Hier werden beim Durchgang von Teilchen Elektron-Lochpaare erzeugt, wofür in Silizium pro Paar nur 3,6 eV gebraucht werden. Mittels angelegter Spannung können die Ladungsträger gesammelt und ausgelesen werden. Die Detektoren zeichnen sich durch ihre gute Ortsauflösung aus ($O(10 \mu m)$)

c) Impulsmessung

- Eine Möglichkeit sind Magnetspektrometer. Hier wird in einem Spurdetektor der Krümmungsradius der Teilchenbahn im Magnetfeld gemessen (Lorentzkraft!). Höhere Genauigkeit wird erreicht, wenn man die Teilchenbahn direkt vor und hinter dem Magneten misst. Die Erzeugung starker Magnetfeld über eine hohe Auflösung ist natürlicherweise sehr energieaufwendig.
- In Absorptionsdetektoren kann die Teilchenenergie gemessen werden. In Sampling-Kalorimetern reiht man alternierend Ebenen aus Absorbermaterial (z.B. Eisen, Uran) und Nachweismaterial (z.B. Szintillator) auf. Für hochrelativistische Teilchen sind Energie und Impulsmessung äquivalent. Die Genauigkeit eines Magnetspektrometers nimmt linear mit dem Impuls ab (Krümmungsradius!), wobei die Genauigkeit von Kalorimetern mit $\frac{1}{\sqrt{E}}$ zunimmt. Daher bietet sich die indirekte Impulsmessung bei Energie ab 50-100 GeV mittels Kalorimetern an.