

- (a) Prinzipien: charakteristische Nachweisreaktion (z.B. Neutronen), kinematische Parameter (Geschwindigkeit+Energie), charakterist. Wechselwirkungsstärke (spezif. Ionisation)
- (b) Flugzeitähler
- (c) Čerenkov-Zähler: Schwellenzähler, Ring abbildende Zähler (RICH), Übergangsstrahlungszähler
- (d) mehrfache spezif. Energieverlustmessung (Jet-Kammer, TPC)

12. Energiemessung:

- (a) elektromagnetische Kalorimeter
- (b) hadronische Kalorimeter und selbstkompensierende hadr. Kalorimeter

13. Impulsmessung:

- (a) Magnetformen zur Teilchenablenkung
- (b) Spurdetektoren für Kollider-Experimente

Impulsmessung

Impulse von Teilchen werden üblicherweise durch die Ablenkung der Teilchen in einem Magnetfeld gemessen, wodurch das Verfahren auf geladene Teilchen beschränkt ist. Prinzipiell zu unterscheiden, ist zwischen Experimenten mit ruhendem Target und Collider-Experimenten. Für beide werden unterschiedliche Formen von Magneten benutzt, um die Teilchenbahnen zu krümmen. Beide gemeinsam ist allerdings, dass Spurdetektoren zur Vermessung der Bahnkurve oder zumindest des Ablenkwinkels des Teilchens beim Durchtritt durch das Magnetfeld eingesetzt werden.

Der Impuls ergibt sich dann aus der Relation:

$$p = e \cdot B \cdot R$$

wobei R der Krümmungsradius der Teilchenbahn im Magnetfeld B ist.

Impulsmessung im fixed-target-Experiment

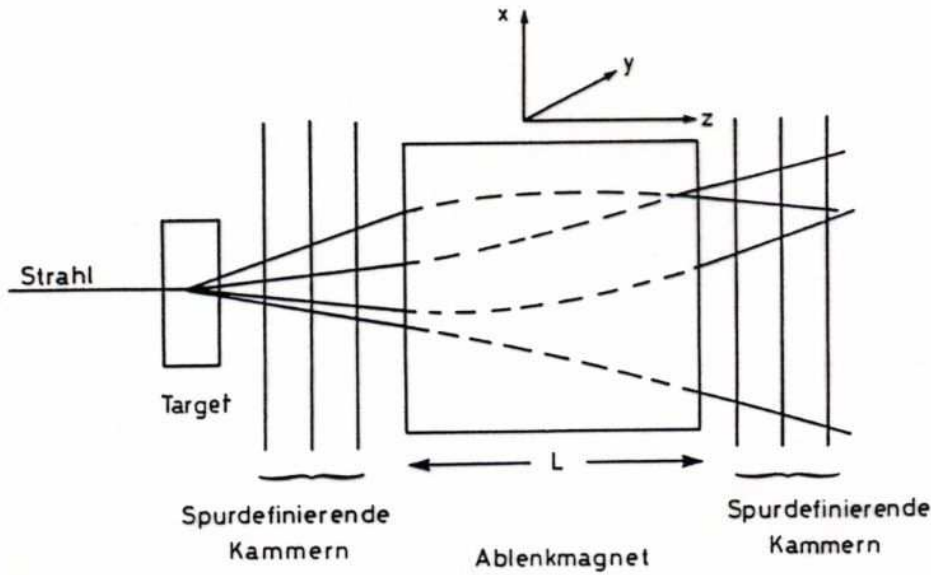
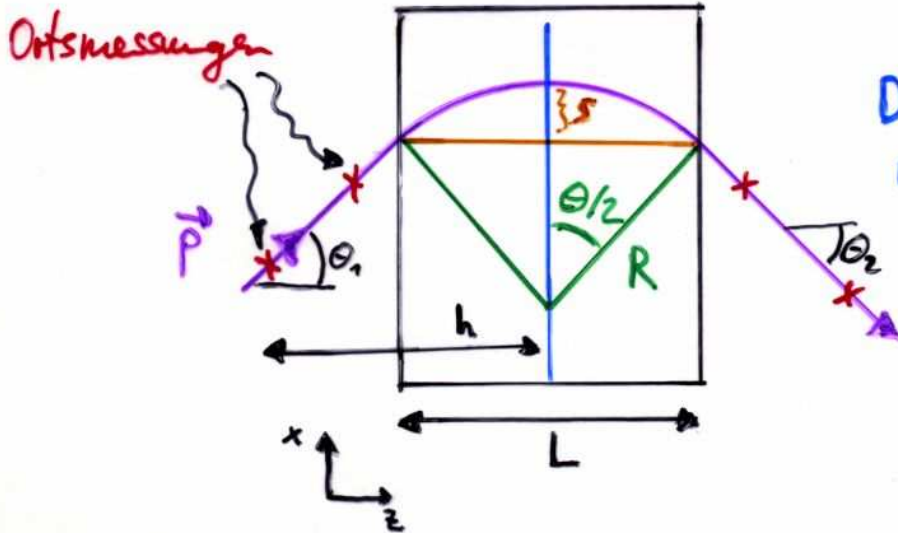


Abb. 8.1 Prinzipieller Aufbau eines Magnetspektrometers in einem Experiment mit stationärem Target.



Es gilt:

$$2 \sin \frac{\Theta}{2} = \frac{L}{R} = -\frac{eB_y L}{\gamma \beta p}$$

Der Impuls p_x wird also

um

$$\Delta p_x = p \cdot \sin \Theta$$

geändert, sodass für kleine Winkelablenkungen Θ

$$\Delta p_x \approx -eB_y L = -e \int B_y dz$$

gilt.

Ein Feldintegral $\int B_y dz$ von 1 Tm ergibt eine Impulsänderung von $\Delta p_x \approx 0.3 \text{ GeV}/c$

Impulsmessung

Der Impuls des Teilchens folgt dann aus der Winkeländerung Θ und dem Feldintegral Satz:

$$\sin \Theta = \sin(\Theta_2 - \Theta_1) = \sin \Theta_2 \cos \Theta_1 - \sin \Theta_1 \cos \Theta_2 \\ \approx \sin \Theta_2 - \sin \Theta_1$$

Wegen $p = e B_y \frac{L}{2 \sin \Theta/2} \approx e B_y \frac{L}{\Theta}$ gilt:

$$\left| \frac{dp}{d\Theta} \right| = e B_y L \cdot \frac{1}{\Theta^2} = \frac{p}{\Theta}$$

und damit für die Impulsauflösung:

$$\frac{\sigma(p)}{p} = \frac{\sigma(\Theta)}{\Theta}$$

Mit mindestens vier Ortsmessungen mit Hebelarm h

ist $\Theta = \frac{x}{h}$

also $\sigma^2(\Theta) \approx \sum_{i=1}^4 \sigma_i^2(x) \approx 4 \sigma^2(x) \rightarrow \sigma(\Theta) \approx 2\sigma(x)$

$$\Rightarrow \sigma(\Theta) = \frac{2\sigma(x)}{h}$$

Damit ist die Impulsmessgenauigkeit ($p \approx e B_y L / \Theta$):

$$\frac{\sigma(p)}{p} = \frac{2\sigma(x)/h}{e B_y L} \cdot p = \frac{2\sigma(x)}{h} \cdot \frac{p}{\Delta p_x}$$

\Rightarrow Die Impulsauflösung ist proportional zum Impuls p

Impulsauflösung

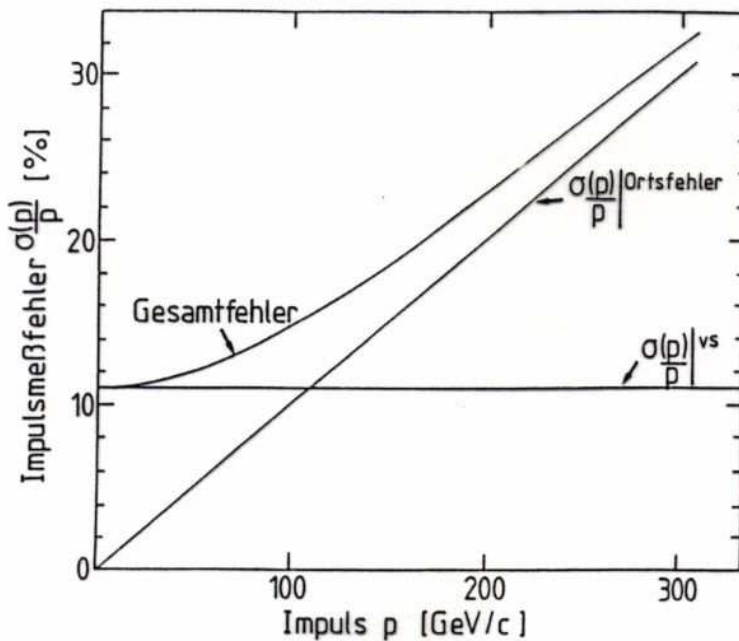


Abb. 8.6 Verschiedene Beiträge zur Impulsauflösung für ein Festeisenspektrometer.

Zum Beitrag aus der Ortsmessung kommt noch die Vielfachstreuung hinzu: $\Delta p_x^{vs} = p \cdot \sin \theta_{rms}^{vs} \approx p \cdot \theta_{rms}^{vs}$
 $\Rightarrow \Delta p_x^{vs} \approx \frac{19.2 \text{ MeV/c}}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{L}{X_0}}$

Beitrag zum Impulsmessfehler:

$$\frac{\sigma^{vs}(p)}{p} = \frac{\Delta p_x^{vs}}{\Delta p_x} = \frac{13.6 \sqrt{L/X_0} \text{ [MeV/c]}}{e \int_0^L B_y dz} \sim \frac{1}{\sqrt{LX_0}}$$

unabhängig vom Impuls p .

Der Gesamtfehler ist dann die quadratische Summe,

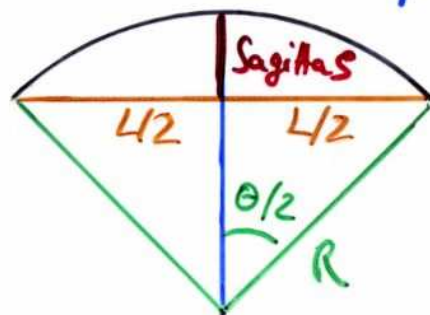
also

$$\frac{\sigma(p)}{p} = \frac{\sigma^{ort}(p)}{p} \oplus \frac{\sigma^{vs}(p)}{p} = \sqrt{a^2 p^2 + b^2}$$

und wächst mit zunehmendem Impuls

Impulsauflösung und Sagitta

Wenn der Spurreverlauf auch im Magnetfeld gemessen wird, kann der Impuls des Teilchens aus der Größe der Sagitta berechnet werden:



$$S = R - \sqrt{R^2 - (L/2)^2}$$
$$= R - R \cos \frac{\theta}{2} \approx R \cdot \frac{\theta^2}{8}$$

Mit $\theta \approx cBL/p$ folgt: $S \approx \frac{eBL^2}{8p}$ mit $p = eBR$

Für praktische Anwendungen: $S \approx 0.3 \cdot B[\text{T}] \cdot L^2[\text{m}] / 8p[\text{GeV}/c]$

Wird die Teilchentrajektorie im Magnetfeld an N äquidistanten Punkten gemessen, so ist der Impulsfehler aufgrund der Ortsmessgenauigkeit $\sigma(x)$ durch die so gen. Glücksterm-Formel gegeben ($\sigma(x)$ in mm, L in m, B in T, p in GeV/c):

$$\frac{\sigma^{\text{ort}}(p)}{p} = \frac{\sigma(x)}{0.3BL^2} \sqrt{\frac{720}{N+4}} \cdot p$$

Da die N Punkte äquidistant über L verteilt sind, d.h. $N = \frac{L}{\Delta x}$

zeigt sich: $\frac{\sigma^{\text{ort}}(p)}{p} \sim \frac{1}{L^{5/2}} \cdot \frac{1}{B} \cdot p$

Ein Vergrößerung von L verbessert die Impulsauflösung wesentlich besser als ein ~~stärkeres~~ Magnetfeld!

Magnetformen in Collider-Detektoren

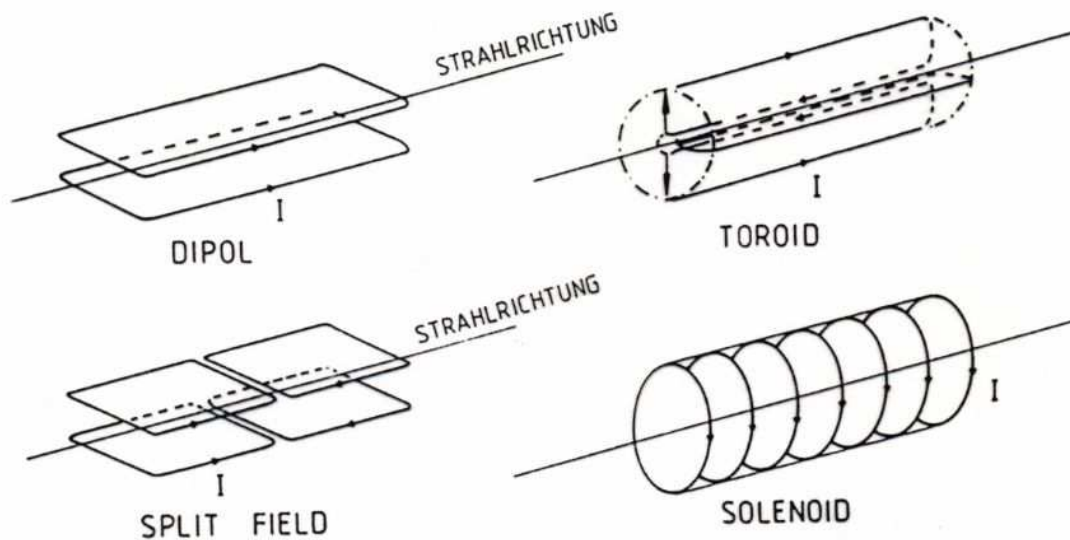


Fig. 7.5: Magnetformen für Speicherringexperimente; die Linien mit Pfeilen zeigen die Stromrichtung an.

- Dipol:** homogenes Feld, nur Teilchen in horizontaler Ebene analysierbar
Ablenkung auf Strahl führt zu Synchrotronstrahlung bei e^+, e^-
- Split Field:** vorwärts- und rückwärts Auflösung am besten, Kompensation der Ablenkung auf Strahl, in homogenes Feld im Zentrum, Synchrotronstrahlung
- Solenoid:** beste Auflösung \perp zum Strahl, keine Strahlablenkung, Schluss der Feldlinien durch Eisenjoch notwendig
- Toroid:** Strahl im Feld freien Raum, Impulsmessung für Teilchen mit kleinem Polarwinkel Θ gut, Vielfachstreuung durch innere Windung

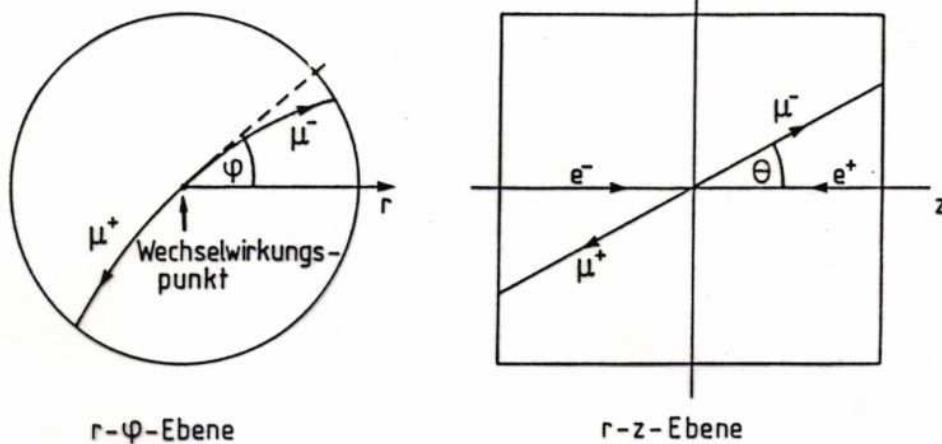


Abb. 8.11 Spurprojektionen in einem Solenoid-Detektor (gezeigt ist ein $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ Ereignis).

Impulsmessung an Collider-Experimenten

- An Proton-Collidern wurden Dipol- und Solenoid-Magnete eingesetzt, in Zukunft auch ein Toroid-Magnet (ATLAS, AB). Bei e^+e^- -Collidern sind durchwegs Solenoide eingesetzt worden.
- Die Impulsauflösung für einen Spurdetektor in einem Solenoid-Magneten wird ebenfalls durch die Gleichstrom-Formel gegeben:

$$\frac{\sigma(p)}{p_T} = \frac{\sigma_{\text{ref}}}{0.3 BL^2} \sqrt{\frac{720}{N+4}} \cdot p_T \quad \leftarrow \text{Komponente } \perp \text{ zu } \vec{B}$$

$p = p_T / \sin \theta$

Die Vielfachstreuung trägt bei solchen Detektoren

$$\frac{\sigma^{\text{VS}}(p)}{p_T} \approx \frac{0.05}{BL} \cdot \sqrt{\frac{1.43 \cdot L}{X_0}}$$

bei. Der Polerwinkel θ hängt von der Messgenauigkeit der z-Koordinate entlang der Strahlrichtung ab

$$\sigma(\theta) = \frac{\sigma_z}{L} \sqrt{\frac{12(N-1)}{N(N+1)}}$$

mit einer Vielfachstreu-Komponente von

$$\sigma^{\text{VS}}(\theta) = \frac{0.015}{\sqrt{3} p} \cdot \sqrt{\frac{L}{X_0}}$$

Die Messung von p_T und θ gestattet die Bestimmung des Gesamtimpulses: $p = p_T / \sin \theta$

Tabelle 20 enthält eine Übersicht der Messgenauigkeiten von verschiedenen Experimenten

Impulsmessung in verschiedenen Experimenten

Tabelle 20

Zentrale Spurdetektoren

Name	Ref.	Spurenlänge radial axial L(cm) z(cm)	Flußdichte B(T)	Zahl der Meßpunkte	Gas- druck (bar)	Anzahl Signal- drähte	Ortsauf- lösung $\sigma(r,\varphi)\sigma(z)$ (μm) (mm)	Methode der z- Messung	Impuls- auflösung $\sigma/p^2[(\text{GeV}/c)^{-1}\%]$ berechn. gemessen
<i>Driftkammer</i>									
TASSO	BO 80	85 330	0.5	15	1	2340	200 3-4	4 ^o stereo	1.7
CELLO	BE 81	53 220	1.3	12	1	6432	170 0.44	Kathoden	
CLEO	ST 81a	75 190	0.5(1.5)	17	1		250 5(0.25)		5
Mark II	DA 79	104	0.4	16	1		200 4		1.9
<i>Zellkammer</i>									
JADE	DR 80	57 234	0.45	48	4	1536	180 16	Ladungsteilung	2.2
AFS	CO 81	60 128	0.5	42	1	3400	200 17	Ladungsteilung	
UA 1	BA 80	112 250	0.7	~100	1	6100	drift:250 μm ch.div.8-25mm	Ladungsteilung	
<i>TPC</i>									
TPC	NY 81	75 100	1.5	186	10	2232 +13824	≤ 200 0.2	Drift	1.0
TRIUMF	HA 81a	54 69	0.9	12	1	144 +630	(699) (0.6)	Drift	
<i>TPC</i>									
ALEPH	AL 90	180 230	1.5	21	1	Drähte:6336 Pads: 41000	160- 400	Drift	0.08
DELPHI	DE 91	120 150	1.2	16	1	Drähte:2100 Pads: 20160	180- 280	Drift	0.15
<i>TEC</i>									
L3	L3 90	37 46	0.5	~50	1	1400	50 20	Ladungsteilung	(0.07)
<i>Zellkammer</i>									
OPAL	OP 90	185 200	0.435	≤ 159	4	24x159	135 60	Ladungsteilung	nur Myonen 0.15