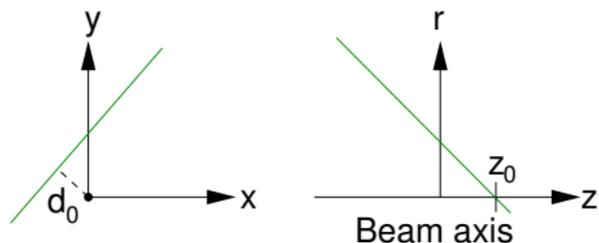


Konzepte für Experimente an zukünftigen Hadroncollidern I

PD Dr. Oliver Kortner

01.02.2021

Frage zum Stoßparameter



Nomenklatur

- d_0 : Transversaler Stoßparameter.
- z_0 : Longitudinaler Stoßparameter.

Konventionen

d_0 und z_0 werden entweder auf den mittleren Kollisionspunkt oder den tatsächlichen Primärvertex bezogen.

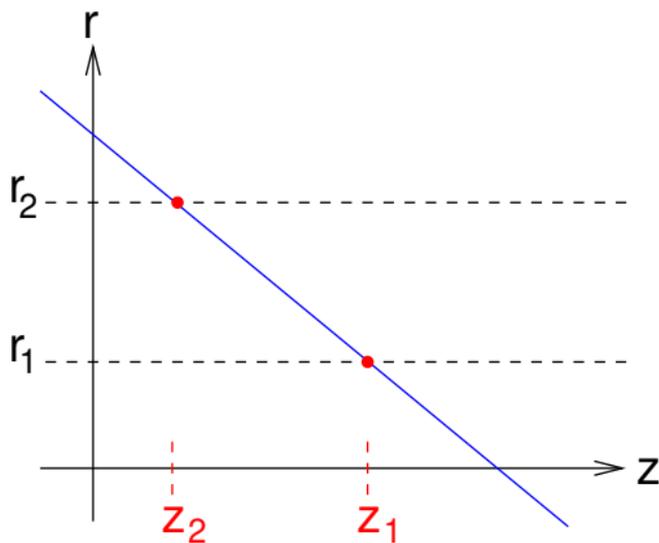
Anforderungen an die innersten Detektorebenen für die d_0 - und z_0 -Messung

- Vereinfachende Annahmen
 - Betrachte z_0 -Messung.
 - Spuren nahe $(0,0,0)$ gerade.
 - Zwei Detektorebenen bei r_1 und r_2 mit Ortsauflösungen σ_1 und σ_2 .
- z_0 -Auflösung

$$\sigma_{z_0} = \frac{\sqrt{r_2^2 \sigma_1^2 + r_1^2 \sigma_2^2}}{|r_2 - r_1|} \oplus \sigma_{\text{Vielfachstreuung}}$$

- Frage in der letzten Vorlesung, wie man die Auflösungsformel erhält.

Herleitung der Formel für die z_0 -Auflösung



$$\begin{aligned}z(r) &= m \cdot r + z_0 \\&= \frac{z_2 - z_1}{r_2 - r_1} \cdot r + z_0 \\z(r_1) &= \frac{z_2 - z_1}{r_2 - r_1} \cdot r_1 + z_0 \cdot (\\z_0 &= z_1 - \frac{z_2 - z_1}{r_2 - r_1} \cdot r_1 \\&= \frac{z_1(r_2 - r_1) - (z_2 - z_1)r_1}{r_2 - r_1} \\&= \frac{z_1 r_2 - z_2 r_1}{r_2 - r_1}.\end{aligned}$$

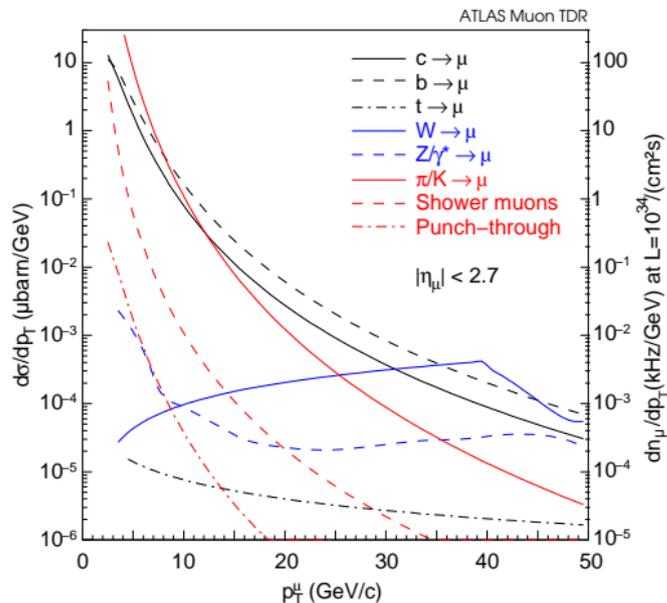
Der Einfluss der Ortsmessgenauigkeit $\sigma_{1,2}$ auf die z_0 -Auflösung erhält man aus dieser Formel mit Hilfe des Fehlerfortpflanzungsgesetzes:

$$\sigma_{z_0} = \frac{1}{r_2 - r_1} \sqrt{\sigma_1^2 r_2^2 + \sigma_2^2 r_1^2}.$$

Bedeutung von Myonen an Hadroncollidern

- Myonen sind die einzigen geladenen primären Kollisionsprodukte, die nicht im Kalorimeter absorbiert werden.
- Saubere Signatur für Endzustände mit Myonen.
- Beispielprozesse mit Myonen im Endzustand:
 - $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow \mu\mu\ell\ell$,
 - $A \rightarrow \mu\mu$,
 - $Z' \rightarrow \mu\mu$.
 - Guter Myonnachweis ist sehr wichtig für die Durchführung des Physikprogramms an Hadroncollidern.

Inklusive Wirkungsquerschnitte



Myonnachweisaufgaben

- Nachweis von Myonen aus c -, b -, t -, W -, and Z/γ -Zerfällen.
- Aussondern von Myonen aus π/K -Zerfällen, Myonen aus Hadronschauern und niederenergetischen Hadronen, die aus den Kalorimetern ins Myonsystem entweichen.

Myonnachweiskonzept

Ziel

Reduzierung des hadronischen punch-throughs

Unterdrückung von Myonen aus π/K -Zerfällen im Fluge

Unterdrückung von Schauermyonen

Lösung

Myonsystem außerhalb der Kalorimeter

p_T -Messung im Myonsystem mit $\frac{\Delta p_t}{p_t} \lesssim 10\%$
+ Forderung einer guten Übereinstimmung mit der Spurmessung im Innendetektor

Wie $\pi/K \rightarrow \mu$ + Forderung nach einem kleinen Energieniederschlag in den Kalorimetern

Die Myonsysteme des ATLAS- und CMS-Experiments

Energieverlust in den Kalorimetern

- Energieverlust ~ 3 GeV mit $\lesssim 20\%$ Schwankung.
- Größere Schwankungen können mit den Kalorimetern gemessen werden.

→ Vernachlässigbare Einfluss auf $\frac{\Delta p_t}{p_t}$ for $p_t \gtrsim 10$ GeV/c.

Vielfachstreuung (VS) in den Kalorimetern

- Vernachlässigbar für ATLAS: $\frac{\Delta p_t}{p_t}|_{VS} \sim 10^{-3}$.

Vielfachstreuung und Magnetfeldintegral im Myonsystem

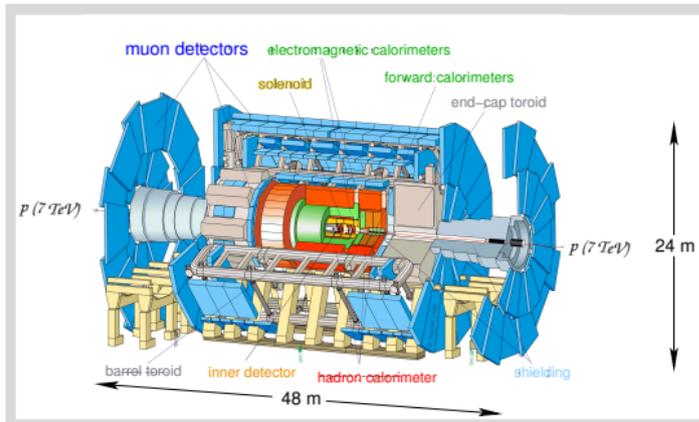
- $\frac{\Delta p_t}{p_t} \propto \frac{\sqrt{\text{Material im Myonsystem } [X_0]}}{\int B dl}$.

Ortsauflösung der Myonkammern:

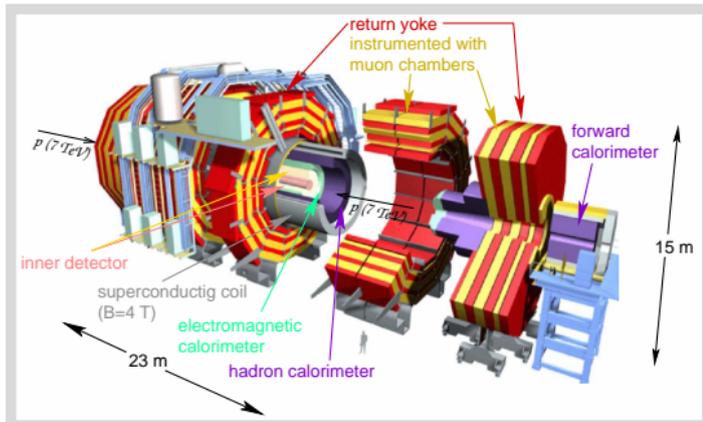
- Ortsauflösung σ der Myonkammern begrenzt $\frac{\Delta p_t}{p_t}$ bei hohem $p_T \sim 1$ TeV/c.
- $\frac{\Delta p_t}{p_t} \propto \sigma$ für $p_T \sim 1$ TeV/c.

Zwei Konzepte für die Myonsysteme

ATLAS



CMS

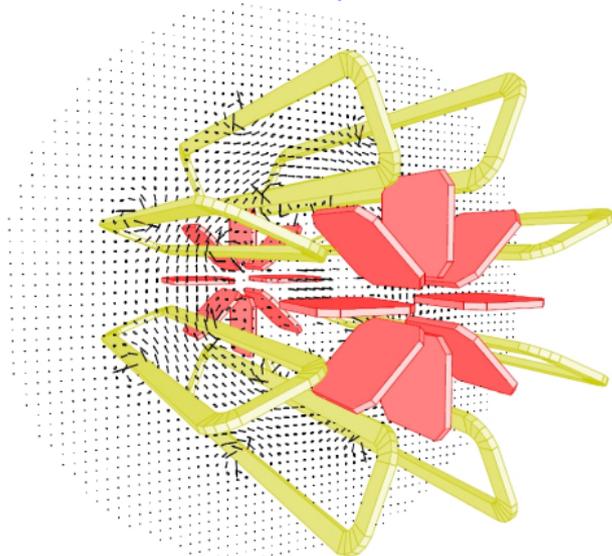


- Schwerpunkt auf vom Innendetektor unabhängiger Impulsmessung.

→ Luftspulentoroidmagnet → Minimierung der Vielfachstreuung.

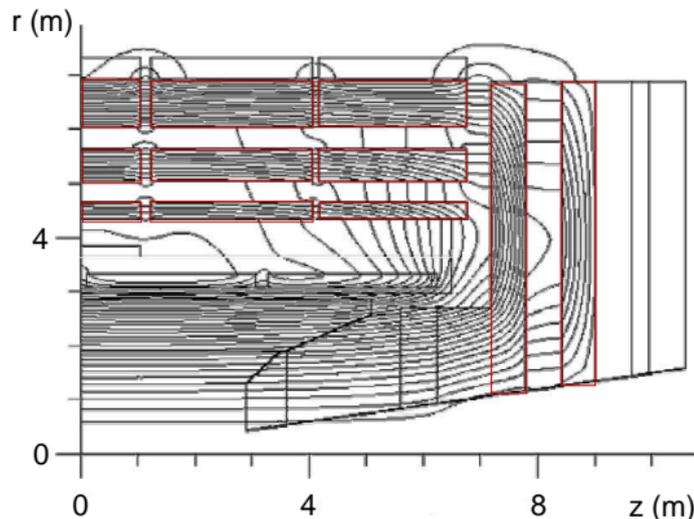
- Schwerpunkt auf großem $\int B dl$ im Innendetektor und kompakter Bauweise.
- Instrumentiertes Eisenrückflussjoch des Solenoidmagneten für ein großes Magnetfeldintegral.

ATLAS: Luftspulentoroid



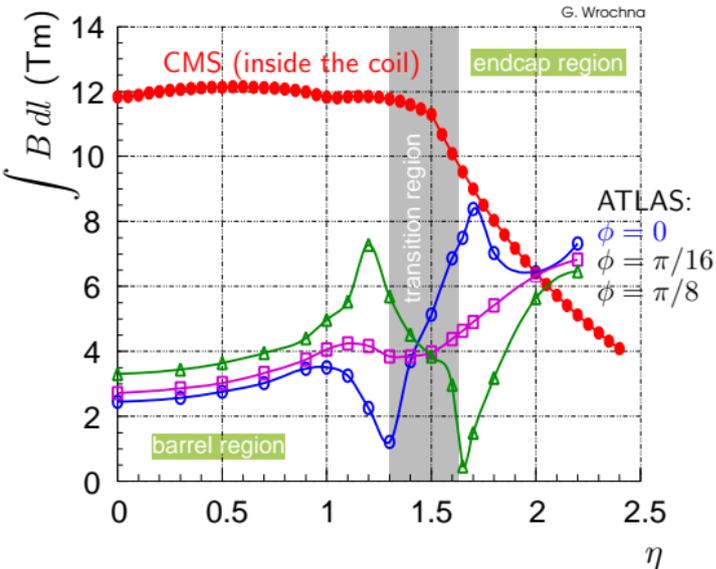
- Keine starke Begrenzung von $\frac{\Delta p_t}{p_t}$ durch VS.
- Genaue Magnetfeldmessung möglich.
- Gleichförmiges $\frac{\Delta p_t}{p_t}$ unabhängig von η .

CMS: Eisenrückflussjoch des Solenoiden



- Gleichförmiges Magnetfeld im Zentralbereich.
- Großes Magnetfeldintegral.
- Starke Begrenzung von $\frac{\Delta p_t}{p_t}$ durch VS.
- η -abhängiges $\frac{\Delta p_t}{p_t}$.

Wiederholung: Vergleich der Magnetfeldintegrale



Zentralbereich: $\approx 5 \times$ größeres
Feldintegral bei CMS,
aber ≈ 14 -mal mehr
Vielfachstreuung.

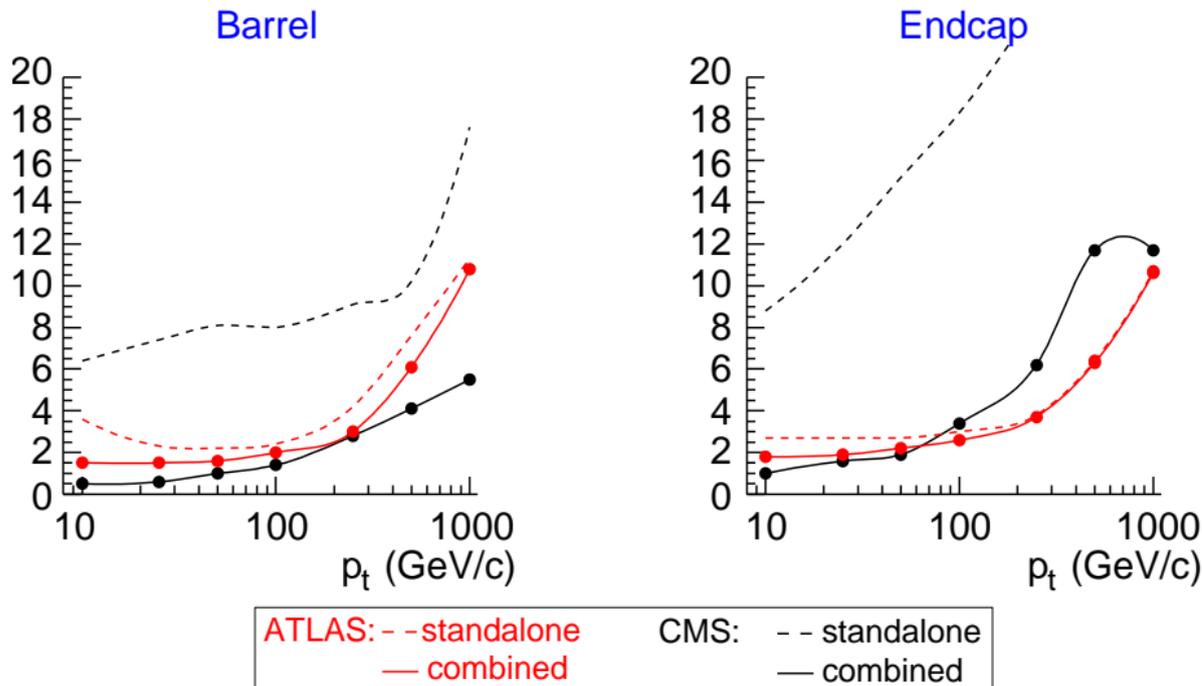
$\rightarrow \approx 3 \times$ schlechtere p_T -Auflösung
bei CMS.

Endkappen: Ähnliche Feldintegrale,
 ≈ 10 -mal mehr Vielfachstreuung
bei CMS.

$\rightarrow \approx 5 \times$ schlechtere p_T -Auflösung
bei CMS.

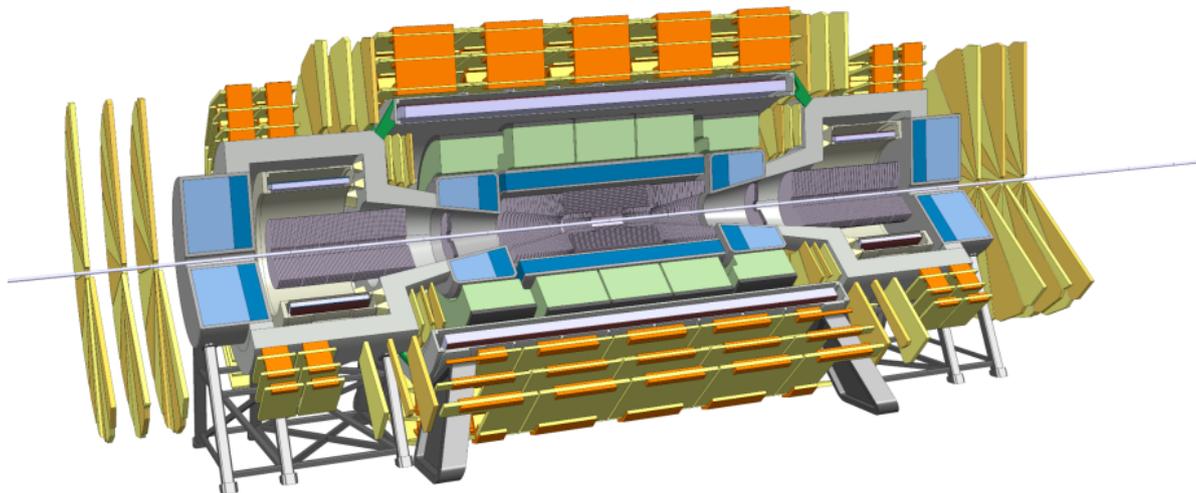
Wiederholung: Impulsauflösungsvergleich

Verbesserung der Impulsauflösung durch Kombination der Messungen im Innendetektor und im Myonsystem.



Besser Impulsauflösung bei CMS im Innendetektor wegen des größeren Magnetfeldes.

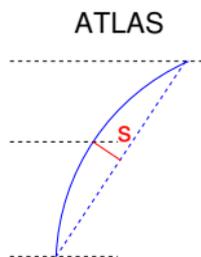
Muonsystem des FCC-Referenzdetektors



- 4 T 10 m Solenoid + Solenoiden im Vorwärtsbereich.
- Siliziumhalbleitersensoren im Innendetektor.
- Flüssingargonkalorimeter.
- Eine Myonkammerlage. Impulsmessung für den Trigger aus der Einflugrichtung in das Myonsystem.

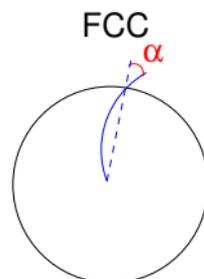
Instrumentierung des Myonsystems

- Instrumentierung einer großen Fläche ($\sim 10000 \text{ m}^2$) mit positionsempfindlichen Detektoren.
- Anforderungen an die Detektoren:
 - Schnelle Antwort, um die nachgewiesenen Myonen der Protonenkollision zuordnen zu können, in der sie erzeugt worden sind.
 - Hohe Ortsauflösung, um die gewünschte hohe Impulsauflösung erzielen zu können.



Messgröße: **Sagitta s** .

Benötigte Messgenauigkeit: $50 \mu\text{m}$.



Messgröße: **Ablenkwinkel α** .

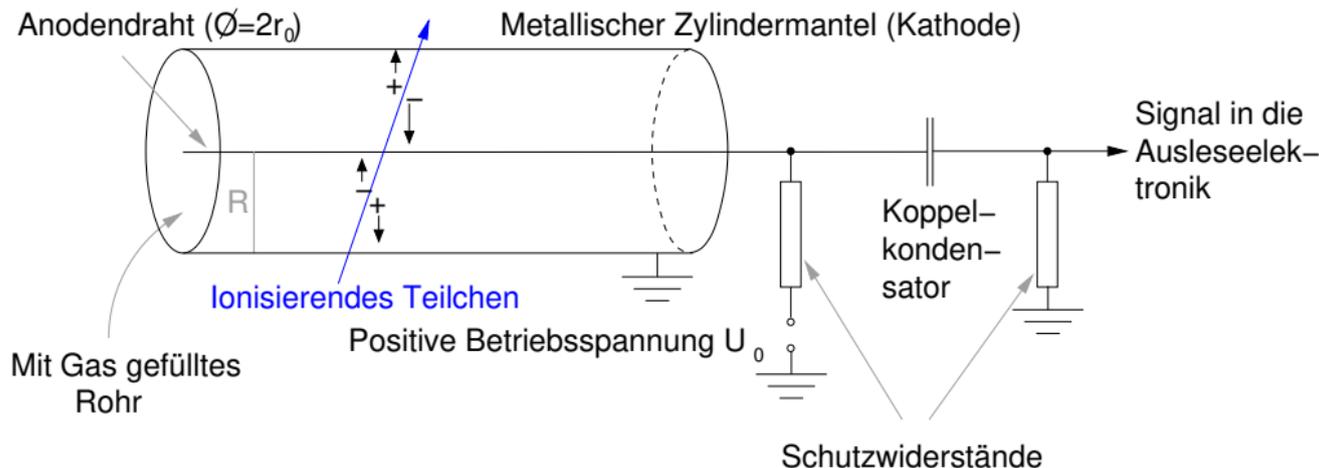
Benötigte Messgenauigkeit: $70 \mu\text{rad}$.

- Die Myondetektoren müssen in einem Strahlungsuntergrund von Neutronen und γ -Strahlen betrieben werden können, die zu Untergrundzählraten von bis zu $\sim 10 \text{ kHz/cm}^2$ führen.

Gasionisierungsdetektoren

- Nur Gasionisierungsdetektoren erlauben eine kostengünstige Instrumentierung der Myonsysteme.

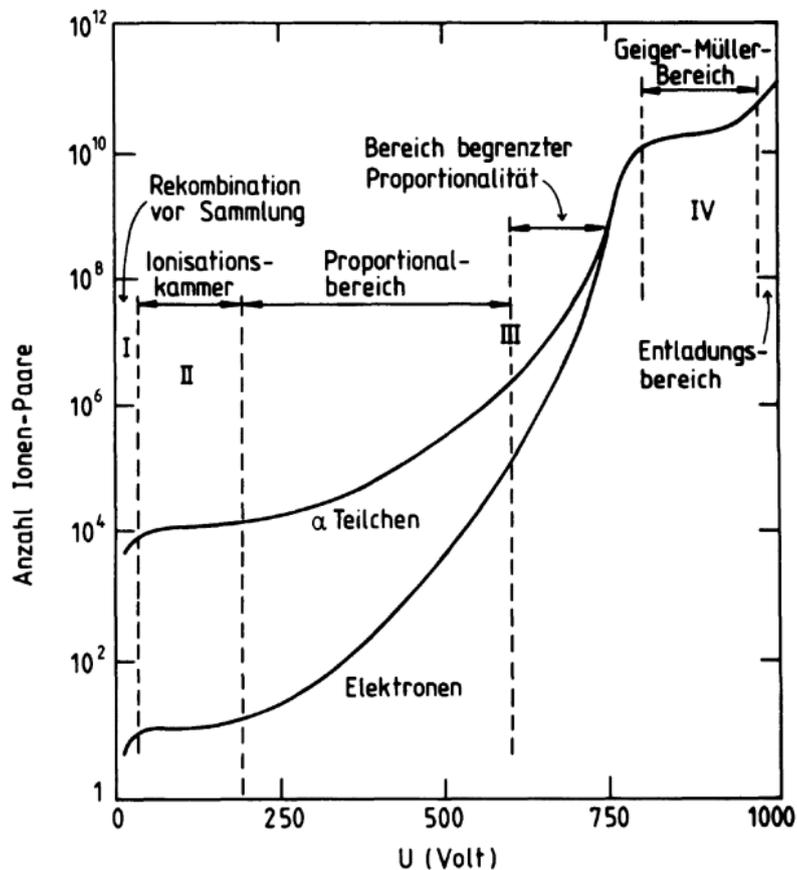
Erklärung der Funktionsweise am Beispiel eines zylindrischen, mit Gas gefülltem Rohres



Radiales elektrisches Feld im Rohr: $E(r) = \frac{U_0}{\ln \frac{R}{r_0}} \frac{1}{r}$.

⇒ Hohe Feldstärken in Drahtnähe.

Signalhöhe in Abhängigkeit von U_0



Ionisierungsmechanismen

Energieverlust geladener Teilchen durch Anregung und Ionisierung von Atomen.

X: Atom/Molekül. p: Geladenes Teilchen.

Anregung: $X + p \rightarrow X^* + p$. Die Reaktion von X^* mit anderen Atomen/Molekülen kann zu Ionisierung führen

Ionisierung: $X + p \rightarrow X^+ + p + e^-$. Die entstandenen Ladungen X^+ und e^- nennt man Primärionisation.

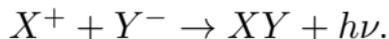
Mittlere Anzahl der erzeugten Elektron-Ion-Paare

Typischer Wert: 1 Elektron-Ion-Paar pro 30 eV Energieverlust.

Rekombination und Elektronenanlagerung

Um in einem Zählrohr ein Signal zu erhalten, müssen möglichst viele Primärelektronen zum Anodendraht gelangen. Auch die Ionen, die in der Lawine am Anodendraht entstehen, sollen zur Kathode gelangen. Zwei Prozesse können zum Ladungsverlust führen:

Rekombination: $X^+ + e^- \rightarrow X + h\nu$.



Rekombination: $e^- + X \rightarrow X^- + h\nu$.

X: Atom mit fast voller äußere Schale. → Positive Elektronenaffinität.

Beispiele: O₂, H₂O, CO₂, CCl₄, SF₆.

Edelgase haben volle äußere Schalen, daher negative Elektronenaffinität und werden daher in Gasionisierungsdetektoren eingesetzt.

Die Bewegung von Elektronen und Ionen im Zählgas setzt sich aus zwei Bestandteilen zusammen, der thermischen Bewegung und der Bewegung unter dem Einfluss des elektrischen Feldes.

Thermische Bewegung

- Keine Vorzugsrichtung.
-

$$v_{thermisch} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} \approx \begin{cases} 10^6 \text{ cm s}^{-1} & \text{für Elektronen} \\ 10^6 \text{ cm s}^{-1} & \text{für Ionen} \end{cases}$$

bei Raumtemperatur.

- Mittlere freie Weglänge der Elektronen und Ionen zwischen zwei Stößen an Gasmolekülen:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{k_B T}{\sigma_0 p}$$

Bewegung unter Einfluss des elektrischen Feldes

t : Zeit seit dem letzten Stoß an einem Gasmolekül.

\vec{v}_0 : Geschwindigkeit seit dem letzten Stoß.

Geschwindigkeit zum Zeitpunkt t : $\vec{v}_0 + \frac{q}{m}\vec{E}t$.

$$\langle \vec{v}_0 \rangle = 0.$$

$\langle t \rangle =$ mittlere Zeit zwischen zwei Stößen τ .

$$\Rightarrow \vec{u} = \frac{q\vec{E}}{m}\tau = \mu\vec{E}.$$

Man nennt \vec{u} die **Driftgeschwindigkeit**, μ die **Mobilität**.

Bei Ionen ist $u \ll v_{thermisch}$, so dass $\tau = \frac{\lambda}{v_{thermisch}}$ ist, was zu

$$\vec{u} = \frac{q}{4\sigma_0} \sqrt{\frac{\pi k_B T}{m}} \frac{E}{p}$$

führt. μ_{Ionen} ist also unabhängig von \vec{E} und u_{Ionen} proportional zu $\frac{E}{p}$.

Bei Elektronen ist $u \sim v_{thermisch}$ wegen $m_e \ll m_{Ion}$, und $\mu = \mu(E)$.

In Drahtnähte bei einem zylindrischen Rohr ist das elektrische Feld so groß, dass die Primärelektronen so stark beschleunigt werden, dass sie selbst Gasatome ionisieren. Es kommt zur Bildung einer Ladungsträgerlawine.

λ : Mittlere freie Weglänge eines Elektrons bis zu einer sekundären Ionisierung.

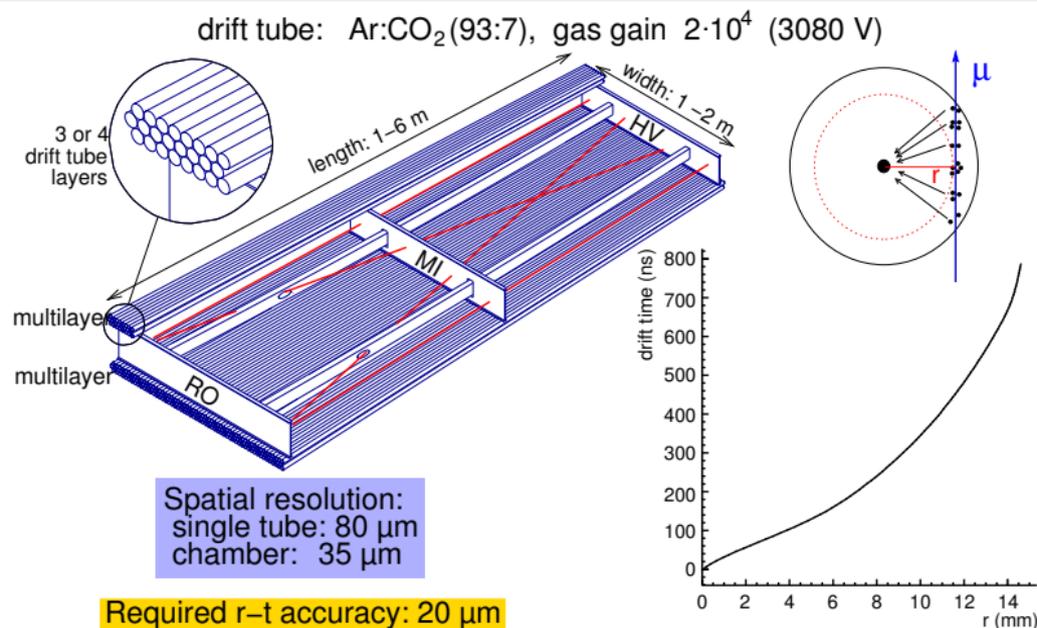
$\alpha := \frac{1}{\lambda}$: Wahrscheinlichkeit für eine Ionisierung pro durchlaufende Wegstrecke (sogenannter **erster Townsendkoeffizient**).

n : Anzahl der Elektronen am Ort x .

Anzahl der Elektronen am Ort $x + dx$: $n + dn = n + n \cdot \alpha dx$, also $\frac{dn}{dx} = n\alpha \Leftrightarrow n = n_0 \cdot \exp(\alpha x)$, wobei n_0 die Anzahl der Primärelektronen ist.

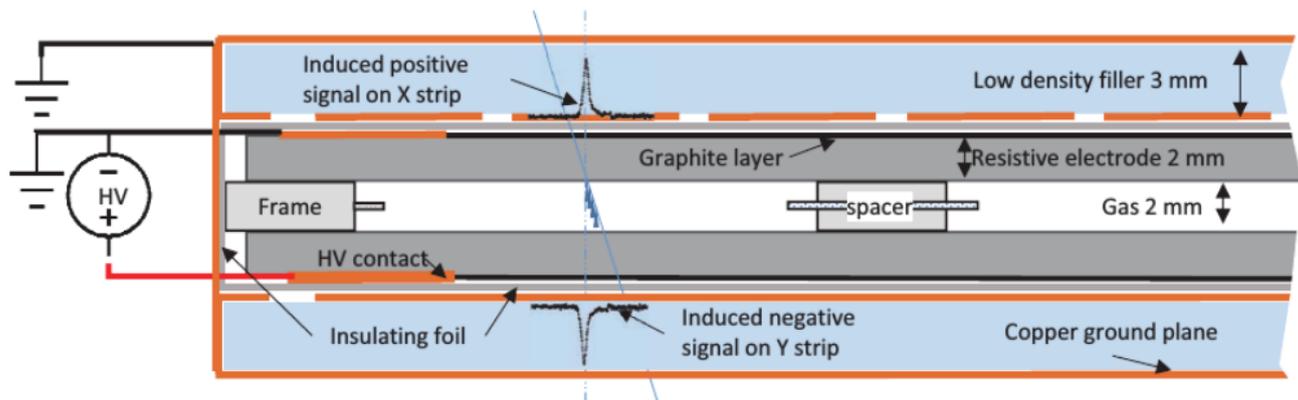
Gasverstärkung: $G := \frac{n(\text{Draht})}{n_0}$.

Myondriftrohrkammern



- MDT-Kammern mit 30 mm und 15 mm Rohrdurchmesser werden im ATLAS-Myonsystem eingesetzt.
- MDT-Kammern mit 15 mm Rohrdurchmesser sind für das Myonsystem des FCC-Detektors vorgesehen.
- Belegung dieser Detektoren bei 10 kHz Untergrundzählrate:
 $10 \text{ kHz cm}^{-2} \cdot 200 \text{ ns} = 0,2\% \text{ cm}^{-2} = 30\%$ bei 1 m Rohrlänge.

Resistive-Plate Chambers (RPCs)



- Konstantes elektrisches Feld innerhalb des Gasvolumens.
- ⇒ Lawinenbildung überall im Gasvolumen entlang der ionisierende Teilchenspur. Kurz Antwortzeit mit 0,5 ns Zeitauflösung.
- Um einen Hochspannungsdurchbruch zwischen den Elektroden zu verhindern und die Lawinenbildung zu beenden, verwendet man hochohmige Elektroden. Diese laden sich auf und erzeugen lokal ein elektrisches Feld, das dem ursprünglichen Feld entgegenwirkt. Schließlich wird das Feld lokal so klein, dass die Lawinenbildung abbricht.