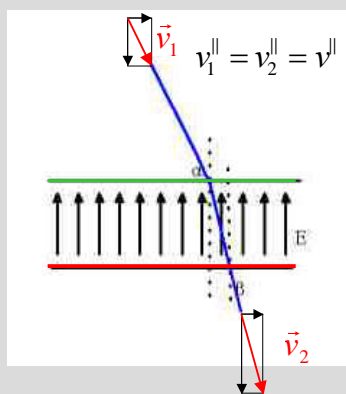


- Elektronen oder geladene Teilchen wie Ionen werden häufig zum Abtasten in Oberflächenexperimenten verwendet.
- Im Unterschied zu Photonen ist jedoch deren Eindringtiefe relative gering, sodass sie noch der Streuung im Wesentlichen nur **Informationen über die Oberfläche** enthalten.
- Die Tatsache, dass die Teilchen jedoch **geladen** sind, erlaubt es **abbildende** und **energie-dispersive** Geräte, wie z.B. **Elektronen-monochromatoren** zu konstruieren.
- Die grundlegenden Gesetze der Brechung (Ablenkung) eines  $e^-$ -Strahls in einem elektrischen Potenzial ist analog zum „Gesetz von Snellius“ in der Optik.

Gesetz von Snellius für Elektronen oder Teilchenoptik



$$E = \frac{U}{d} = -\text{grad}\phi$$

$$\left. \begin{aligned} \sin(\alpha) &= \frac{v^{\parallel}}{v_1} \\ \sin(\beta) &= \frac{v^{\parallel}}{v_2} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \frac{\sin(\alpha)}{\sin(\beta)} = \frac{v_2}{v_1} \left( \hat{=} \frac{n_2}{n_1} \right)$$

in Optik  
n ... Brechungsindex

wobei  $v_1$  wurde mit einer Beschleunigungsspannung  $U_0$  erzeugt wurde.

Wegen Energieerhaltung:

$$\frac{m}{2}v_2^2 = \frac{m}{2}v_1^2 + e \cdot U$$

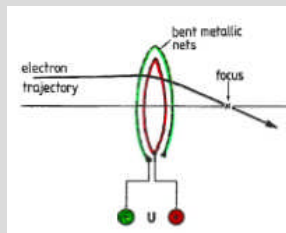
Brechungsgesetz:

$$\frac{\sin(\alpha)}{\sin(\beta)} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{n_2}{n_1} = \sqrt{1 + \frac{U}{U_0}}$$

Wird die Spannung  $U$  am Kondensator umgepolt, dann wird der Elektronenstrahl von der Flächennormalen wegelenkt. Betrachtet man jetzt das Kondensatorgitter als Äquipotentialfläche für das Feld  $E$ , dann ist die allgemeine Beschreibung folgende:

**Ein Elektronenstrahl wird zur oder von der Normalen einer Äquipotentiallinie gebrochen, je nachdem wie der Gradient des Potentials ist.**

- Einfaches Modell einer Elektronenlinse, die durch zwei gebogene Metallgitter geformt wird, welche mit einer äußeren Spannung bespannt wird.



apl.Prof. Dr. D.J. As

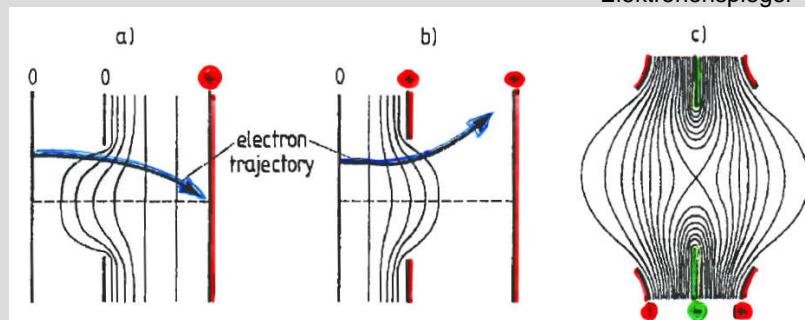
Das metallische Gitter selbst ist nicht wichtig, sondern nur die Krümmung der nicht materiellen Äquipotentialflächen.

- Elektronische Linsen können deshalb noch viel einfacher gebaut werden, indem nur metallische Blenden (Öffnungen), die selbst ausreichen um Krümmungen der Äquipotentiallinien in ihrer Nähe zu bewirken, verwendet werden (einfache Lochblenden).

fokussierende

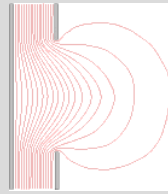
defokussierende

Immer fokussierend  
oder wirkt als  
Elektronenspiegel

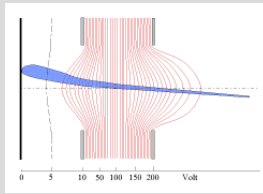


apl.Prof. Dr. D.J. As

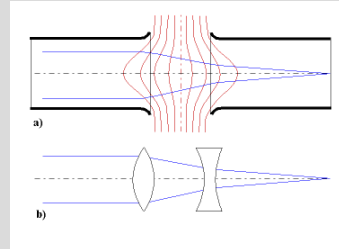
einfache Linse



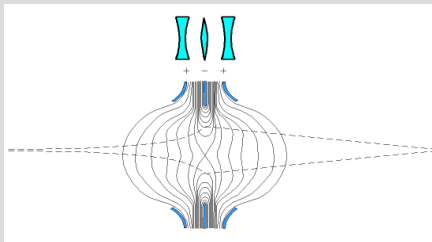
elektrischer Spiegel



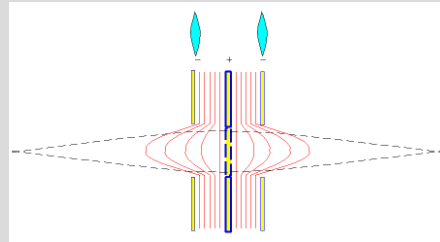
Rohrlinsen



zwei Zerstreuungslinsen + Sammellinsen



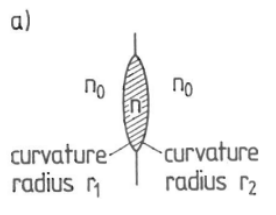
zwei Sammellinsen



apl.Prof. Dr. D.J. As

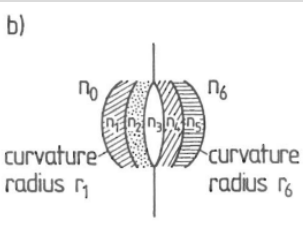
Berechnung der Brennweite einer optischen Linse

Eine einfache fokussierende (optische) Linse mit zwei unterschiedlichen Krümmungsradien eingebettet in ein homogenes Medium mit einem Brechungsindex  $n_0$  (z.B. Luft) hat folgende inverse Brennweite (Brennkraft) von (s.z.B. Hecht p. 139)



$$\frac{1}{f} = \frac{n - n_0}{n_0} \left( \frac{1}{|r_1|} + \frac{1}{|r_2|} \right) = \frac{\Delta n}{n_0} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

Die Formel eines Systems bestehend aus mehreren verschiedenen Lagen kann einfach aus der Verallgemeinerung von obiger Gleichung erhalten werden.



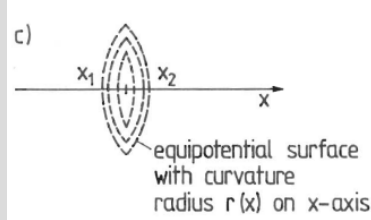
$$\frac{1}{f} = \frac{1}{n_0} \sum_{v=1}^5 \frac{\Delta n_v}{r_v}, \quad v = 1, 2, 3, 4, 5$$

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{n_0} \cdot \sum_{v=1}^k \frac{\Delta n_v}{r_v} = \frac{1}{n_e} \cdot \int_{n_i}^{n_e} \frac{dn}{r(x)}$$

Bem.: gilt nur für paraxiale Strahlen

apl.Prof. Dr. D.J. As

Die Brennweite einer elektrostatischen Linse mit Äquipotentiallinien wird analog erhalten zu:



$$\frac{1}{f} = \frac{1}{n_2} \int_{n_1}^{n_2} \frac{dn}{r(x)} = \frac{1}{n_2} \int_{x_1}^{x_2} \frac{1}{r(x)} \frac{dn}{dx} dx$$

Wobei  $r(x)$  die Krümmungsradii und  $n(x)$  der Elektronenbrechungsindex entsprechend

$$n(x) = \frac{v(x)}{v_1} = \text{const} \frac{\sqrt{U(x)}}{v_1} \text{ ist.}$$

Für Elektronenflugbahnen nahe der Achse  $x$  ergibt sich die inverse Brennweite (Breckkraft) zu

$$\frac{1}{f} = \frac{v_1}{\text{const} \sqrt{U_2}} \int_{x_1}^{x_2} \frac{1}{r(x)} \frac{\frac{1}{2} \text{const} U'(x) / v_1}{\sqrt{U(x)}} dx$$

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{2\sqrt{U_2}} \int_{x_1}^{x_2} \frac{1}{r(x)} \frac{U'(x)}{\sqrt{U(x)}} dx \quad \dots \text{ Brechzahl einer elektrischen Linse}$$

Die Brennweite  $f$  ist damit ein Linienintegral über einen Ausdruck, der  $\sqrt{U}$  und  $U'$ , die erste Ableitung des Potentials (Gradienten) enthält.

apl.Prof. Dr. D.J. As

Da das Ladungs/Masse Verhältnis  $e/m$  in die Fokussierungsbedingung nicht eingeht, werden nicht nur  $e^-$  sondern auch Protonen,  $\text{He}^+$  Ionen, etc. auf denselben Punkt fokussiert, wenn

- sie dieselbe Ladung haben
- dasselbe Potential anliegt
- das Teilchen mit derselben Geometrie (Eintrittsrichtung und -ort)
- und derselben Primärenergie

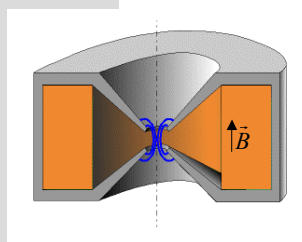
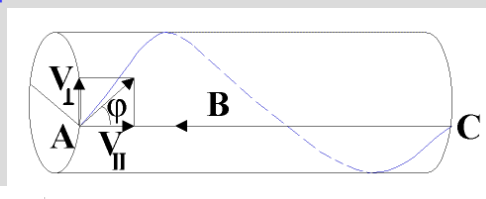
eintritt.

**Dies ist nicht der Fall für Magnetische Linsen wie wir gleich sehen werden!**

apl.Prof. Dr. D.J. As

Für magnetische Linsen geht jedoch das Ladungs/Masse Verhältnis ein. In einem Solenoid (Magnetspule) mit nahezu homogenem magnetischem Feld  $\vec{B}$  kann dies für ein Elektron leicht veranschaulicht werden.

Ein Elektron, das mit einer Geschwindigkeit  $\vec{v}$  in ein Solenoid unter dem Winkel  $\varphi$  gegenüber  $\vec{B}$  einfällt, wird auf eine helixförmige Flugbahn um die Feldlinien gezwungen. Die Bewegung kann durch eine Überlagerung von den beiden Geschwindigkeitskomponenten beschrieben werden.

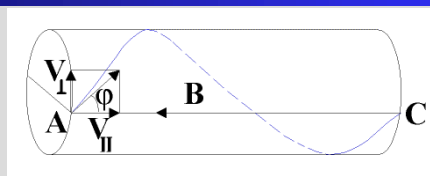


$$v_{\parallel} = |\vec{v}| \cdot \cos \varphi \quad \text{parallel zu } \vec{B}$$

$$v_{\perp} = |\vec{v}| \cdot \sin \varphi \quad \text{senkrecht zu } \vec{B}$$

$$\omega = \frac{2\pi}{\tau} = \frac{e}{m} \cdot B \quad \dots \text{Zyklotronfrequenz } v_{\parallel}$$

apl.Prof. Dr. D.J. As



1. Parallel zu  $\vec{B}$  ist eine unbeschleunigte Bewegung mit konstanter Geschwindigkeit  $v_{\parallel}$
2. Normal zu  $\vec{B}$  bewegt sich das Teilchen in einem Kreis mit der Zyklotronfrequenz  $\omega$ .

Die Umlaufzeit  $\tau = \frac{2\pi m}{eB}$ , nach der Elektronen dieselbe Feldlinie kreuzen ist unabhängig vom Einfallswinkel  $\varphi$ . Alle Teilchen, die in das Solenoid im Punkt A unter verschiedenen Winkeln eintreten, erreichen nach derselben Zeit  $\tau$  den Punkt C.

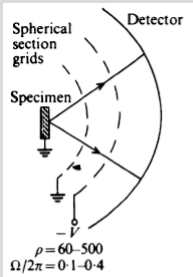
Die Entfernung AC ist festgelegt durch die Parallelgeschwindigkeit  $v_{\parallel}$  und der Zeit  $\tau$  aus:

$$AC = v_{\parallel} \cdot \tau = \frac{2\pi \cdot m \cdot v \cdot \cos \varphi}{e \cdot B} = \frac{2\pi \cdot M \cdot v \cdot \cos \varphi}{Q \cdot B}$$

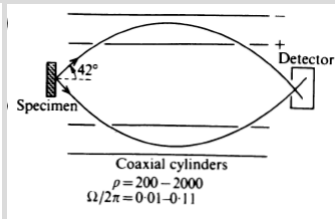
apl.Prof. Dr. D.J. As

Dispersives Instrument zur Energieanalyse von Teilchenstrahlen sind:

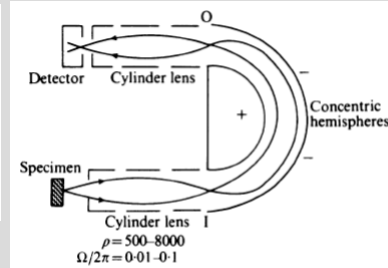
- a) Zylindrische Analysator
- b) Hemisphärischer Analysator
- c) Zylindrischer Spiegelanalysator
- d) Elektrostatishc abbremsender Potentialanalysator



z.B. bei LEED



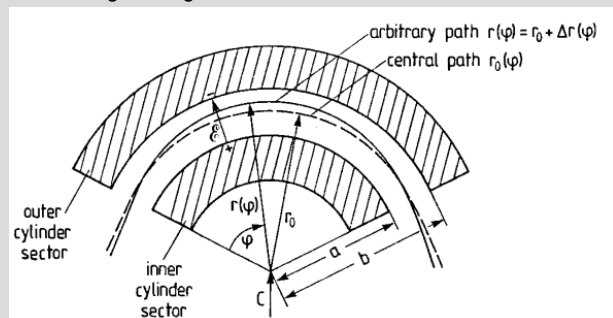
z.B. bei AES



z.B. bei HREED

$$\rho = \frac{E}{\Delta E}$$

Zwei zylindrisch geformte Sektoren dienen als Elektroden. Eine wohl definierte Durchlassenergie  $E_0$  für Elektronen auf der zentralen Kreisbahn ist dadurch ausgezeichnet, dass die elektrostatische Kraft durch das Feld  $E$  (d.h. durch die angelegte äußere Spannung  $U_p$ ) die Zentrifugalkraft genau ausbalanciert.



- a...innerer Radius
- b...äußerer Radius
- $r_0$ ...zentraler Radius
- $v_0$ ...Tangentialgeschwindigkeit an die zentrale Flugbahn

Das Feld ist ein logarithmisch radiales Feld  $|\vec{E}| = -\frac{U_p}{r \cdot \ln(\frac{b}{a})}$  mit:  $\frac{mv_0^2}{2} = -q \cdot |\vec{E}|$

Ergibt sich eine Durchlassenergie  $E_0$ :

$$E_0 = \frac{mv_0^2}{2} = \frac{U_p}{r \cdot \ln(\frac{b}{a})}$$

Unter bestimmten Bedingungen hat so ein **Zylinderanalysator** zusätzlich noch **fokussierende** Eigenschaften, die die Transmittanz erhöhen und damit vorteilhaft für die Untersuchung **niedriger Strahlenintensität** ist. Bei einem Winkel  $\phi = 127^{\circ}17'$  tritt diese zusätzlich die fokussierende Wirkung ein (siehe Bild letzte Seite). Unter Berücksichtigung von Störungen an den Eintritts- und Austrittspalten reduziert sich der tatsächliche Sektorenwinkel auf  $\phi = 118,6^{\circ}$

Um die Leistung eines Analysators beurteilen zu können ist die **Energieauflösung  $\Delta E/E$**  eine wichtige Größe

Aus einer allgemeinen Lösung erhält man für die **Energieresolution**:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{x_1 + x_2}{r_0} + \frac{4}{3} \alpha^2 + \beta^2$$

$x_1$ .....Breite

$x_2$ .....Länge des rechteckigen Ein- und Austrittsspalts

$\alpha$ .....max. Winkelabweichung der Elektronenflugbahn am Eingang in der Ebene

$\beta$ ..... max. Winkelabweichung der Elektronenflugbahn am Eingang normal zur Ebene

Heutige Instrumente erreichen z.B. bei HREELS (=high resolution electron energy loss spectroscopy) eine Auflösung von  $10^{-3} - 10^{-4}$ .

apl.Prof. Dr. D.J. As

Bei hohen  $e^-$  Strömen treten ebenfalls gegenseitig Abstoßeffekte auf die, die Flugbahn und damit die Auflösung verschlechtern (Coulombabstoßung, gegenseitig induzierte magn. Felder).

Halbklass.  $J \sim U^{3/2}$  (Raumladungsbegrenzter Strom in Radoröhre)

Eingangsstrom:  $J_i \sim E_0^{3/2} \sim (\Delta E)^{3/2}$

Ausgangstrom:  $J_f \sim J_i \Delta E \sim (\Delta E)^{5/2}$

Eingangspalt reduziert den endlichen Strom stärker

apl.Prof. Dr. D.J. As

Ein Elektronenanalysator kann in zwei verschiedenen Moden betrieben werden:

1. **Rastern der Durchlassspannung  $U_p$**  durch eine externe Spannungsrampe verändert die Durchlassenergie  $E_0$ . Da die Energieauflösung  $\Delta E/E$  konstant bleibt, ändert sich aber auch  $\Delta E$  kontinuierlich entlang des Spektrums

(d.h. constant  $\Delta E/E$  – Modus)

2. Um über den gesamten Spektralbereich eine konstante Auflösung zu erhalten, kann die Durchlassenergie und damit auch die Auflösung  $\Delta E$  konstant gehalten werden. **Das zu messende Elektronenspektrum muß jedoch dann durch das fixe Analysefenster  $\Delta E$  hindurch geschoben werden.** Dies geschieht durch Änderung der Beschleunigungs- oder Verzögerungsspannung vor dem Analysator

(d.h. constant  $\Delta E$ – Modus)

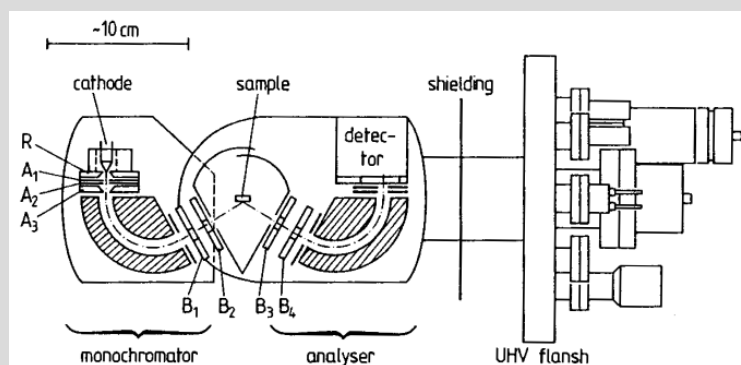
Ein komplettes Elektronenspektrometer wie es für HREELs verwendet wird ist auf der nächsten Folie zu sehen.

apl.Prof. Dr. D.J. As

## Elektronenspektrometer

16

(mit zylindrischen Elektronenanalysatoren)



**Monochromator (Filament mit Linsensystem):**

- e-Strahl mit Halbwertsbreite 0.3-0.5 eV ( $A_1, -A_3$ )
- Monochromator (const. E mode (1-10meV))
- Primärstrahl auf Probe fokussiert ( $B_1$  und  $B_2$ )

**Analysator:**

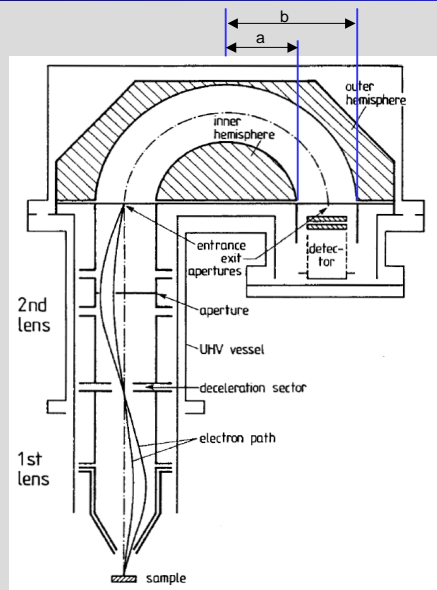
- Linsensystem ( $B_3$  und  $B_4$ ) fokussiert den Sekundärstrahl auf Analysator
- Analysator (const.  $\Delta E$  mode)
- Linsensystem fokussiert Strahl auf Detektor

**Detektor:**

- Faraday Käfig (misst Strom)
- Channeltron Elektronenvervielfältiger

apl.Prof. Dr. D.J. As





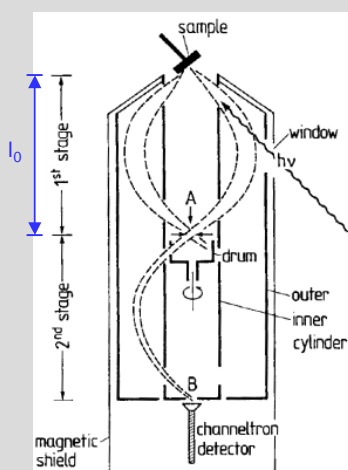
- zwei metallische Halbkugeln statt Zylinder
- Eingangs- und Austrittsöffnungen sind kreisförmige Löcher
- Fokussierbedingung  $180^\circ$

Energieauflösung  $\Delta E/E$ :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{x_1 + x_2}{2r_0} + \alpha^2$$

$x_1$ .....Radius der Eingangsöffnung  
 $x_2$ .....Radius der Austrittsöffnung  
 $\alpha$ .....max. Winkelabweichung der Elektronenflugbahn am Eingang in der Ebene

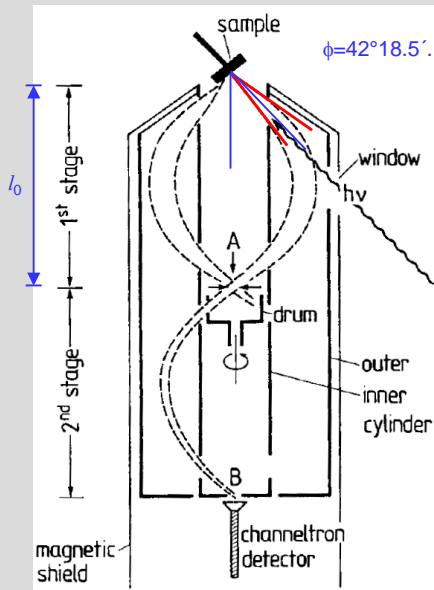
$$r_0 = \frac{a+b}{2}$$



Ein weit verbreiteter Analysator, insbesondere für Auger-Elektronen Spektroskopie (AES), ist der so genannte „Zylindrische Spiegelanalysator – cylindrical mirror analyzer (CMA)“. Die Elektronen von einem Kegel werden durch zwei zylindrisch geformte Elektroden auf einen Bildpunkt fokussiert, wo ein Detektor (z.B. ein Channeltron) positioniert ist.

Das die Durchlassrichtung bestimmende Feld ist ein **radiales Feld** zwischen den beiden konzentrischen Elektroden.

Fokussierung ereignet sich für Elektronen in der Nähe eines Kegels mit dem **Scheitelpunktswinkel  $\phi=42^\circ 18.5'$** . Dieser Akzeptanzkegel und die gesamte Akzeptanzöffnung (Kreis) entlang des Kegels sind durch geeignete Fenster in den zylindrischen Elektroden bestimmt.



Die Durchlassenergie  $E_0$  hängt von der angelegten Spannung folgendermassen ab:

$$E_0 = \frac{q \cdot U_p}{0.77 \cdot \ln\left(\frac{b}{a}\right)}$$

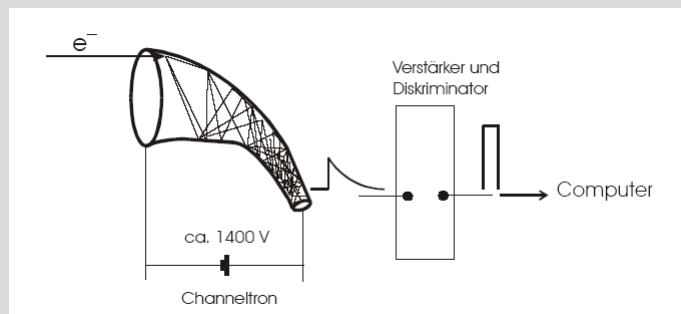
Energieauflösung  $\Delta E/E$ :

$$\frac{\Delta l}{l_0} = \frac{x_1 + x_2}{l_0} = \frac{\Delta E}{E} \cdot (1 + 1.84\alpha) - 2.85 \cdot \alpha^2$$

$x_1$  und  $x_2$ .....axiale Verschiebung der tatsächlichen Flugbahn in Bezug auf die ideale Eingangs und Bildpunkte auf der Zylinderachse  
 $\alpha$ ..... Winkelabweichung der ankommenden Elektronenflugbahn von dem Akzeptanzkegel

apl.Prof. Dr. D.J. As

Als Detektor wird ein Channeltron eingesetzt, d.h. ein Sekundärelektronenvervielfacher, der aus einer Glasröhre besteht, die innen durch ein Material mit einem hohen elektrischen Widerstand bedeckt ist. Der Vervielfachungsgrad ist typischerweise  $10^6$  bis  $10^8$ . Mit der entsprechenden Elektronik werden die Detektorimpulse verstärkt und aufgezeichnet.



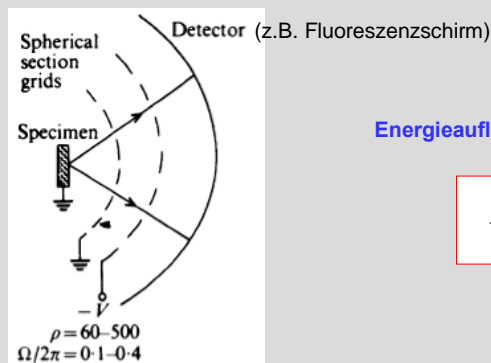
apl.Prof. Dr. D.J. As

Ein im Vakuum zu betreibender **Kanalelektronenvervielfacher** (KEV, englisch Channeltron) erzeugt aus einem primären Teilchen (Elektron, Photon oder Ion) durch Sekundärelektronenemission eine Elektronenlawine von ca.  $10^8$  Elektronen; diese leicht nachzuweisende Lawine erlaubt damit, die primären Teilchen mit Hilfe des KEV zu zählen. Der KEV besteht z.B. aus einem isolierenden Glasröhrchen, dessen innere Oberfläche mit einer hochohmigen Schicht überzogen ist. Der Widerstand zwischen der Kathode am offenen Ende des Röhrchens und dem durch die Anode abgeschlossenen Ende liegt bei etwa  $10^9$  Ohm, das Verhältnis der Röhrchenlänge zum inneren Durchmesser ist typischerweise 70. Die Betriebsspannung in der Größenordnung von 2 kV erzeugt längs der Röhrchenachse ein elektrisches Feld; beim Auftreffen des primären Teilchens auf den kathodennahen Bereich entstehen Sekundärelektronen, welche von diesem Feld beschleunigt werden und nach dem Auftreffen auf die hochohmige Schicht tertiäre Elektronen erzeugen, welche wiederum beschleunigt werden usw. bis zum Aufprall der so entstehenden Lawine auf die Anode.

Innerhalb eines KEV mit gradem Glasrohr werden positive Ionen entgegengesetzt wie die Elektronen beschleunigt, sie können nach dem Auftreffen auf die hochohmige Schicht ebenfalls Sekundärelektronen und damit unerwünschte Elektronenlawinen auslösen. Dieser als Ionenrückwirkung bezeichnete Effekt wird bei KEV mit kreis- oder wendelförmig gebogenen Glasröhrchen wirkungsvoll unterbunden: Wegen der im Vergleich zu den Elektronen viel größeren Massen schließen die Ionenbahnen einen viel größeren Winkel mit den parallel zur Röhrchenachse verlaufenden elektrischen Feldlinien ein; die Laufwege der Ionen sind damit so kurz und ihre Energie beim Auftreffen auf die hochohmige Schicht entsprechend so gering, daß keine Sekundärelektronen ausgelöst werden.

Das auch von den Vakuumbedingungen abhängige Dunkelzählen eines KEV ist im allgemeinen erheblich kleiner als eine Lawine/Sekunde. Bei geeigneter Wahl der Betriebsspannung und des Verhältnisses der Röhrchenlänge zum inneren Durchmesser läßt sich eine schmale Impulshöhenverteilung der Elektronenlawinen erreichen. Für Zählraten oberhalb von ca.  $10^4$ /Sekunde nimmt die Impulshöhe merklich ab, weil dem durch den KEV gebildete Kondensator, durch die vorangegangene Lawine entleert, die Zeit zur vollständigen Aufladung fehlt. Sehr hohe Zählraten können den KEV unbrauchbar machen, vermutlich durch Überhitzung der hochohmigen Schicht.

Wird z.B. bei LEED (low energy electron diffraction) eingesetzt:



Energieauflösung  $\Delta E/E$ :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1}{\rho}$$