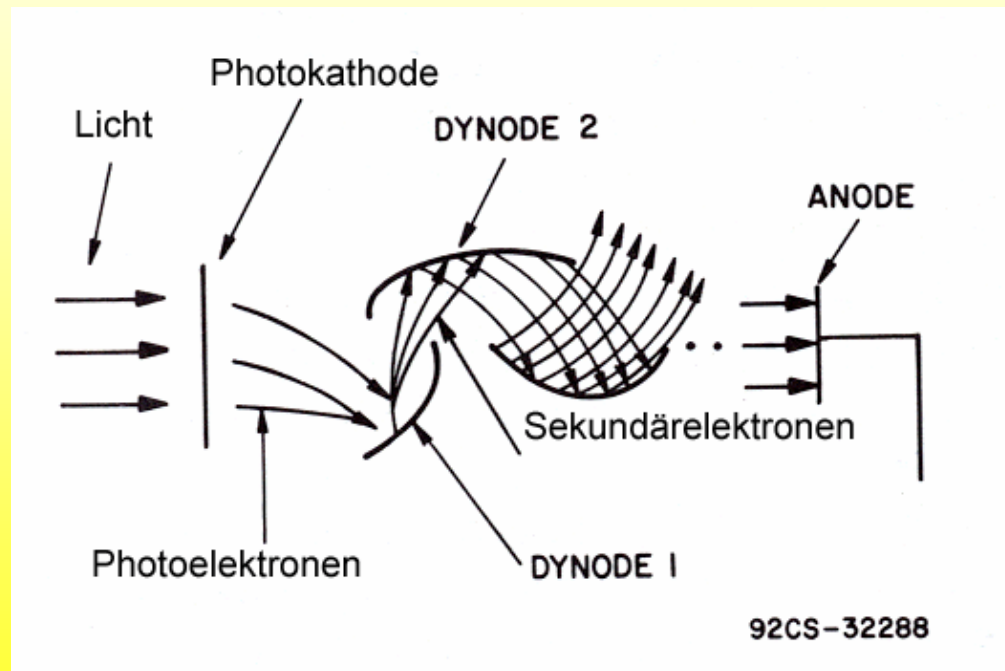


Photozelle (Phototube) und Photomultiplier

Äußerer Photoeffekt (Becquerel 1839, Hertz 1887, Hallwachs 1888)

Metall- oder Halbleiter emittiert beim Auftreffen von optischer Strahlung auf dessen Oberfläche Photoelektronen in den Außenraum, wenn die Photonenenergie $h\nu$ größer als die photoelektrische Austrittsarbeit Φ ist. Es gilt gemäß Einstein (Nobel-Preis):

$$h\nu = \Phi + E_{\text{kin}}$$



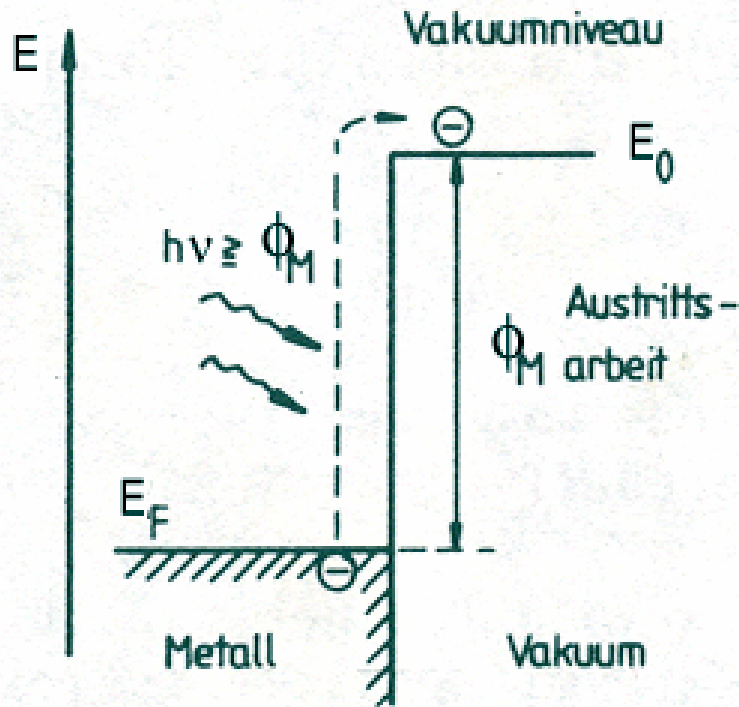
Photozelle :

Licht fällt auf semitransparente oder opake Photokathode. Auf der Rückseite bzw. der Licht zugewandten Seite der Photokathode treten Photoelektronen aus und werden durch das el. Feld zwischen Kathode und Anode auf die Anode beschleunigt und fließen als Anodenstrom in den Außenkreis ab.

Photomultiplier:

verstärkter Anodenstrom durch Sekundärelektronenvervielfachung.

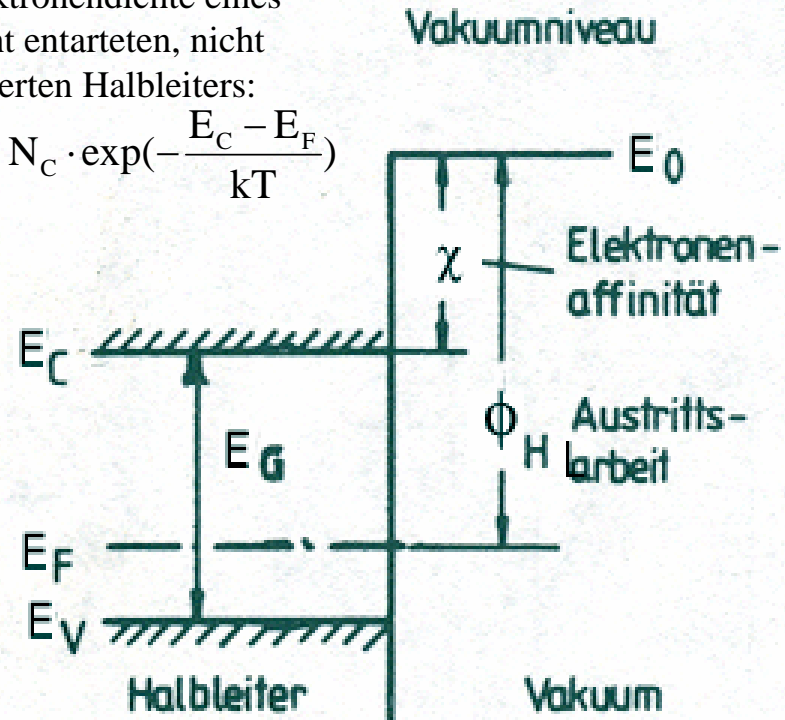
Bändermodelle des Elektronenaustritts aus Metallen und Halbleitern



a) Metall-Vakuumübergang

Thermisch erzeugte
Elektronendichte eines
nicht entarteten, nicht
dotierten Halbleiters:

$$n = N_C \cdot \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right)$$

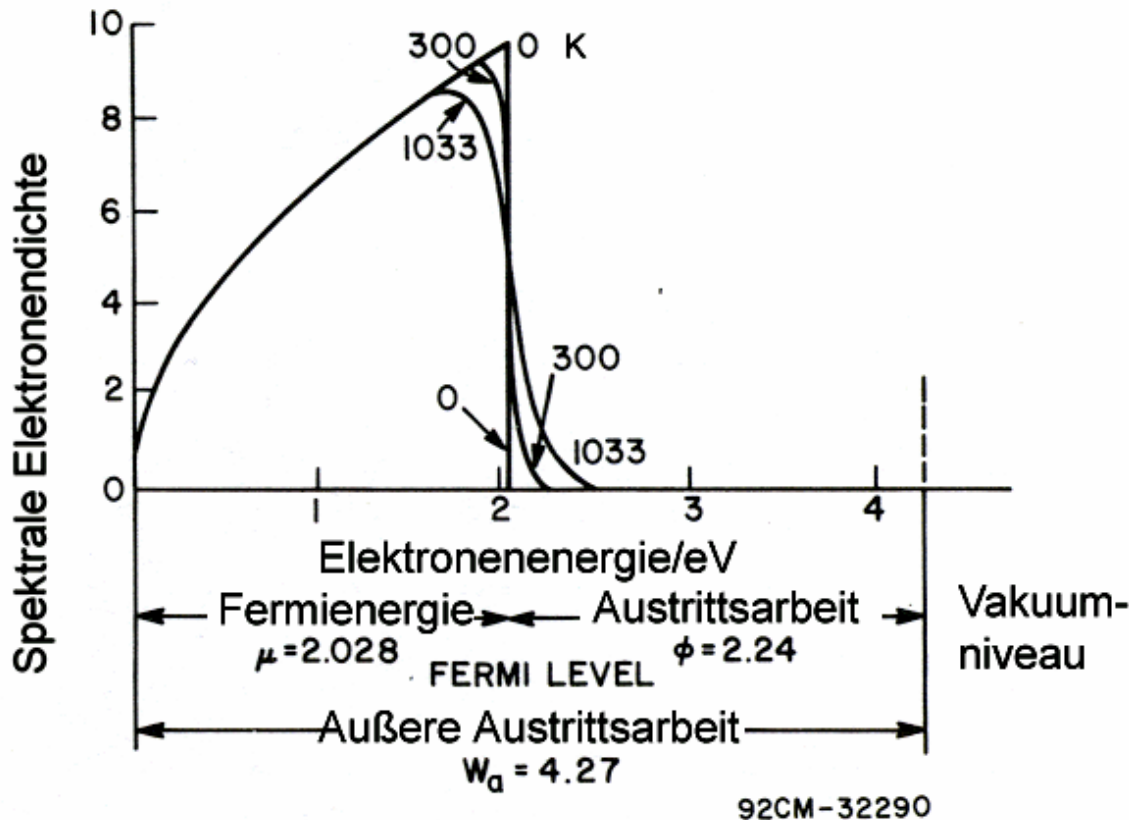


b) Halbleiter-Vakuumübergang

Beachte: Φ_M , Φ_{HL} thermische Austrittsarbeiten des Metalls bzw. Halbleiters

$\Phi_{HL,ph} = E_G + \chi$ photoelektrische Austrittsarbeit des Halbleiters

Metallische Photokathoden



Energieverteilung der Elektronen in Kalium (K) bei verschiedenen Temperaturen

Bei $T > 0$ K existieren im Metall freie Elektronen mit (kinet.) Energien auch oberhalb der Fermienergie E_F .
 $T = 0$ K: E_F Deckel, E_C Boden des Potentialtopfs (potenzielle Energie) \Rightarrow

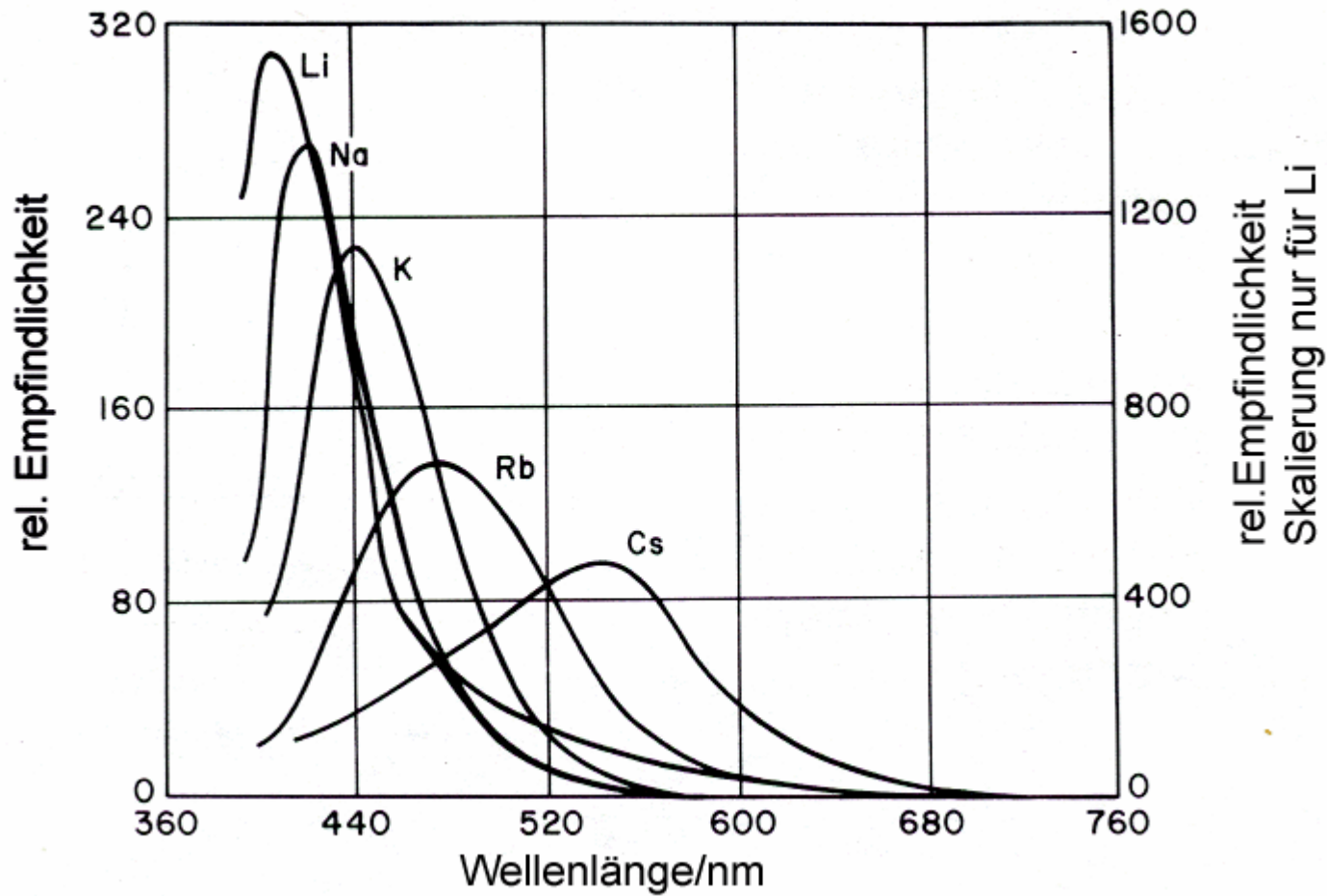
Schwacher Einsatz der spektralen Empfindlichkeit bereits bei $\lambda > hc / \Phi$ - Rot-Ausläufer; Verlauf nahe der Schwelle nach Fowler:

$$I_{ph} \propto A(\nu)(h\nu - \Phi)^2$$

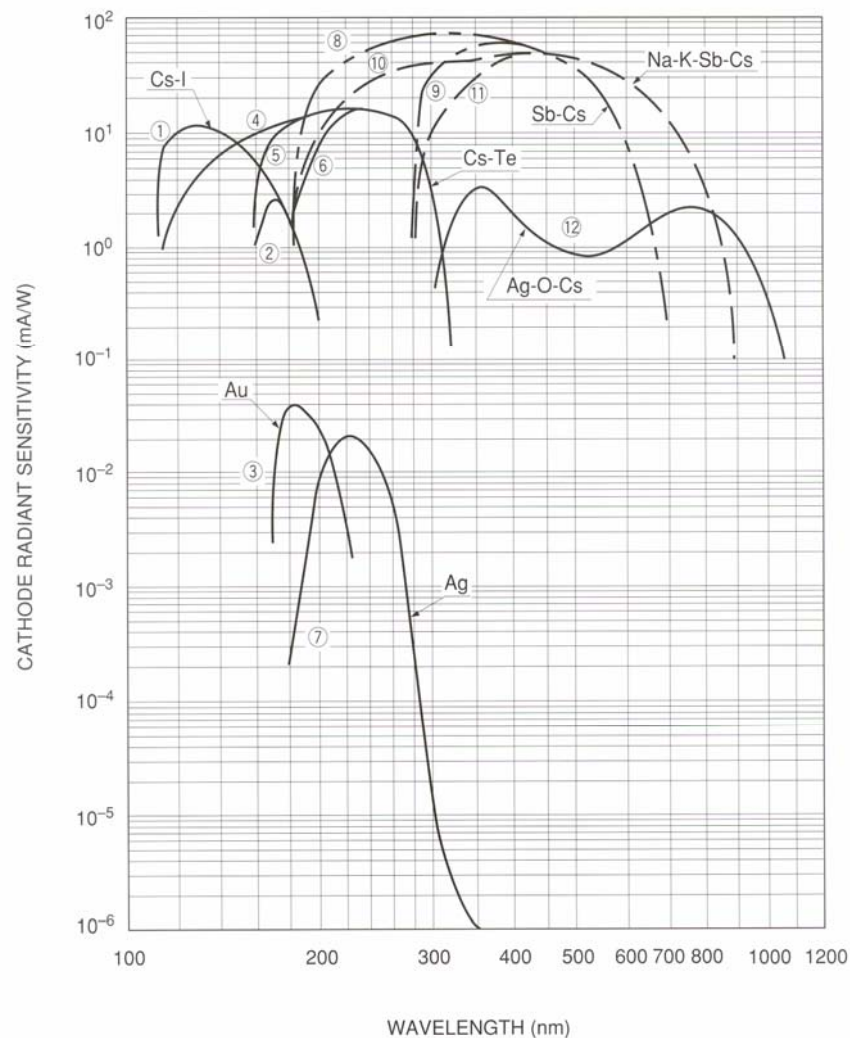
Austrittsarbeit Φ für Metalle zwischen 2 eV und 5 eV, am kleinsten für Alkalimetalle – empfindlich für VIS

Metalle besitzen kleine Quantenausbeute von nur einigen Promille, u.a. wegen Reflexions- und Stoßverlusten

Empfindlichkeitsverläufe von Alkali-Photokathoden



Spektrale Empfindlichkeit verschiedener Metall-Phototubes

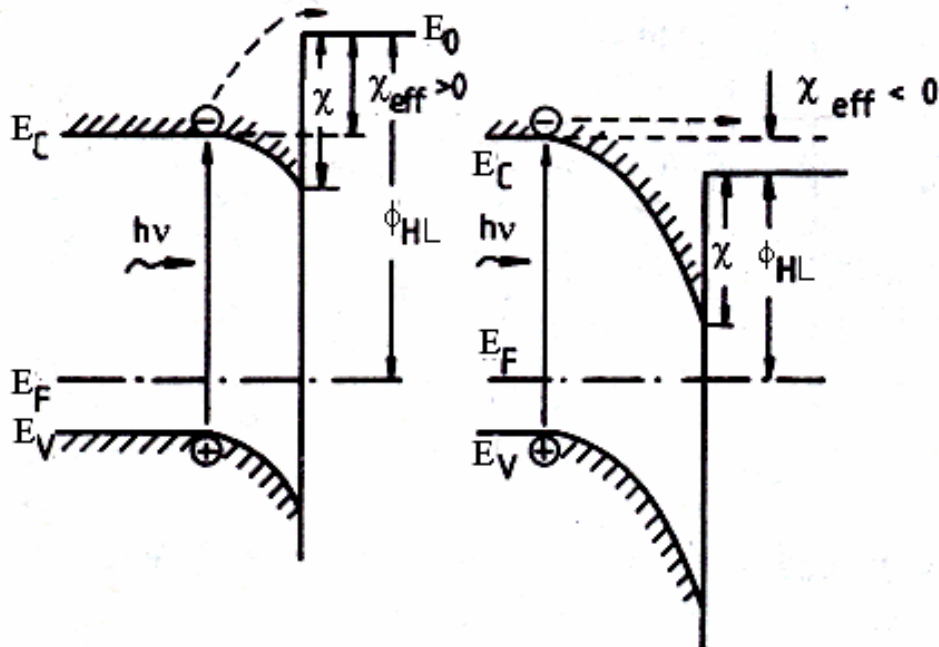


Einige Nanometer dicke Metallschichten aufgedampft auf Träger aus Ag, Fe, Mo

Cs-I und Cs-Te ergeben sonnenblinde Photokathoden, die bei hohen UV-Bestrahlungen relativ stark altern.

Au-Photokathoden sind relativ stabil.

Halbleiterphotokathoden



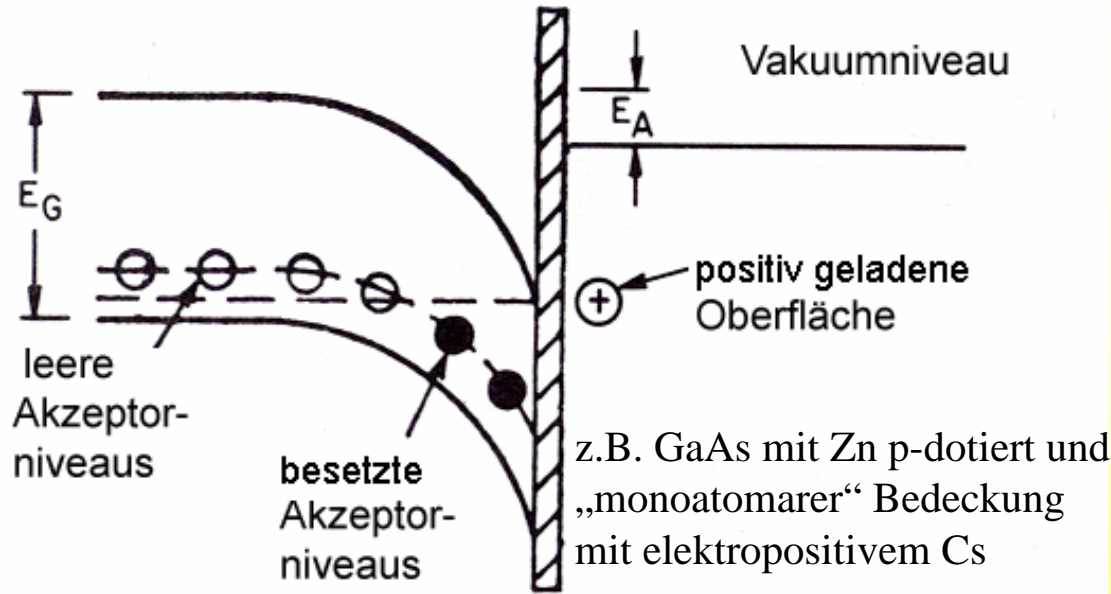
Bändermodell eines p-Halbleiter-Vakuumübergangs mit effektiver positiver bzw. negativer Elektronenaffinität χ_{eff} des Halbleiters; χ_{eff} ist die wirksame Barriere

Halbleiterphotokathoden besitzen meist längere Grenzwellenlängen als Metallphotokathoden, z.T. im VIS, weil für viele Halbleiter $E_G + \chi < \Phi_M$ ist.

Halbleiterphotokathoden haben gegenüber Metallen wesentlich höhere Empfindlichkeiten, weil

- sie weniger Strahlung reflektieren, mehr Strahlung absorbieren
- die Energieverluste durch Elektron-Elektronstreuung wegen der geringeren Elektronendichte im Halbleiter erheblich geringer sind; die Fluchtweglänge der Elektronen (max. Laufstrecke, um noch die Oberfläche zu erreichen) beträgt einige zehn Nanometer und nicht wie bei Metallen nur einige Nanometer

NEA-Photokathode



Starke Bandverbiegung nach unten durch

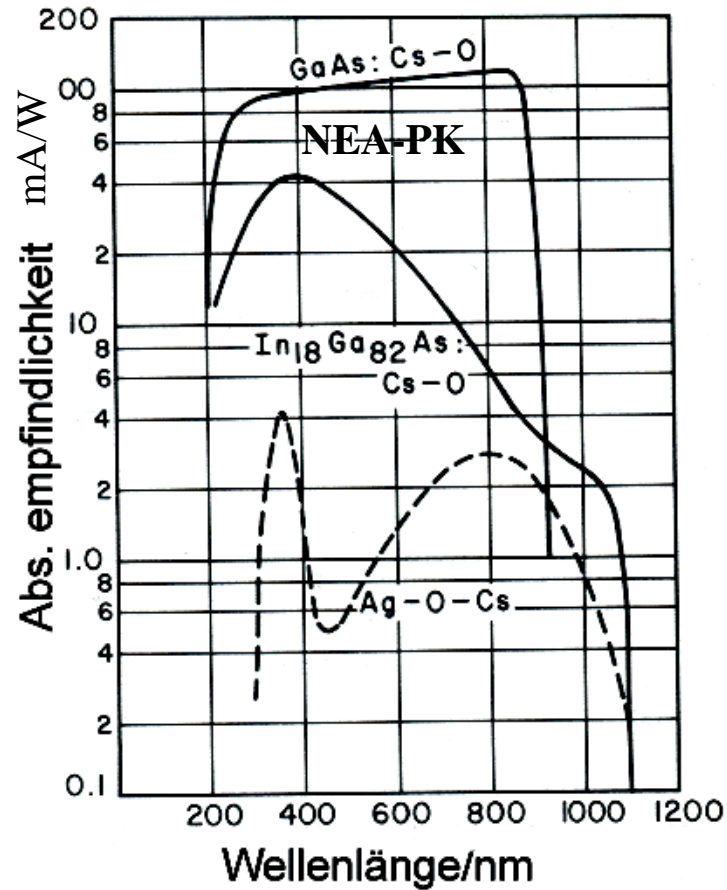
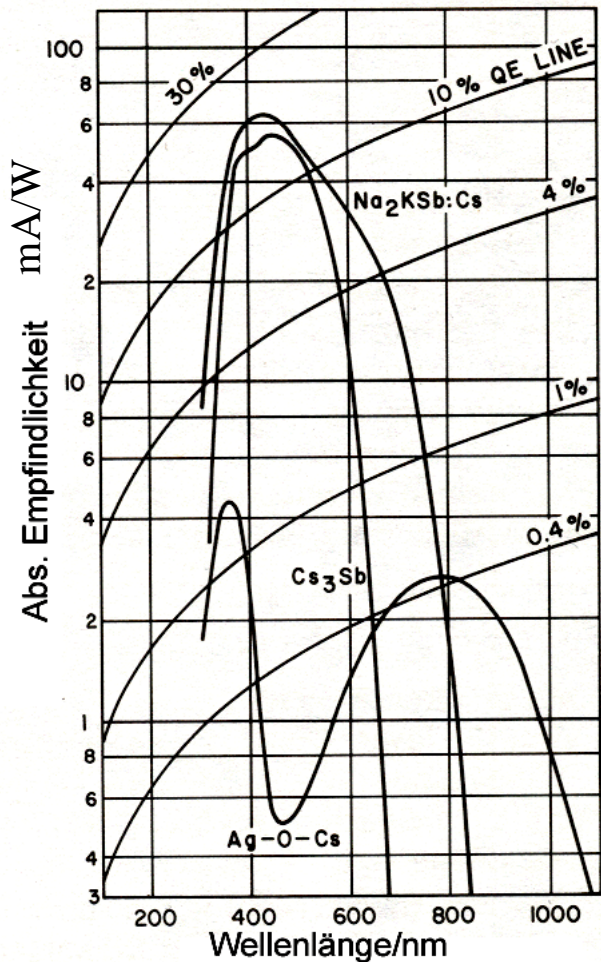
Übertritt von Elektronen vom Cs in Akzeptorniveaus (Besetzte Niveaus unterhalb des Fermi-niveaus !)

Entstehung einer Potenzialdifferenz an der Oberfläche durch Dipol-Doppelschicht (positiven Cs und negativer Zn-Ionen)

Gelangt so das Vakuumniveau unter die Leitungsbandunterkante E_C , so entsteht eine effektive negative Elektronenaffinität (NEA).

Elektron relaxiert innerhalb von ca. 10^{-12} s durch Stöße mit dem Gitter zu $E=E_C$, lebt aber ca. 100 mal länger, bevor es mit einem Loch rekombiniert. Bei positiver Elektronenaffinität kann es also nach 10^{-12} s nicht mehr die Oberflächenbarriere überwinden, bei negativer Elektronenaffinität kann es aber noch bis zu einer Zeit von ca. 10^{-10} s den Halbleiter verlassen. Die Fluchtweglänge ist also bis zu 100 mal größer, die Quantenausbeute wesentlich höher, bis zu 40 % .

Photokathoden-Materialien



„Cs“

bedeutet
Spuren
von Cs

ERMA:

Extended
red Multi-
Alkali
durch
dickere
PK-Filme

Erste kommerzielle Metall-PK: Ag-O-Cs mit S1-Antwort (empfindlich auch im NIR). Sehr gebräuchlich: Cesium-Antimon (Cs_3Sb), Bialkali (K_2CsSb) oder Trialkali ($\text{Na}_2\text{KSb:Cs}$)

Thermische Emission - Dunkelstrom

Dunkelstrom durch

- ohmschen Leckstrom über isolierte Strecken bei hohen el. Feldern
- Austritt von Elektronen aus der Photokathode aufgrund ihrer thermischen Energie – erzeugt Offset und Rauschen, multipliziert mit evtl. Verstärkung

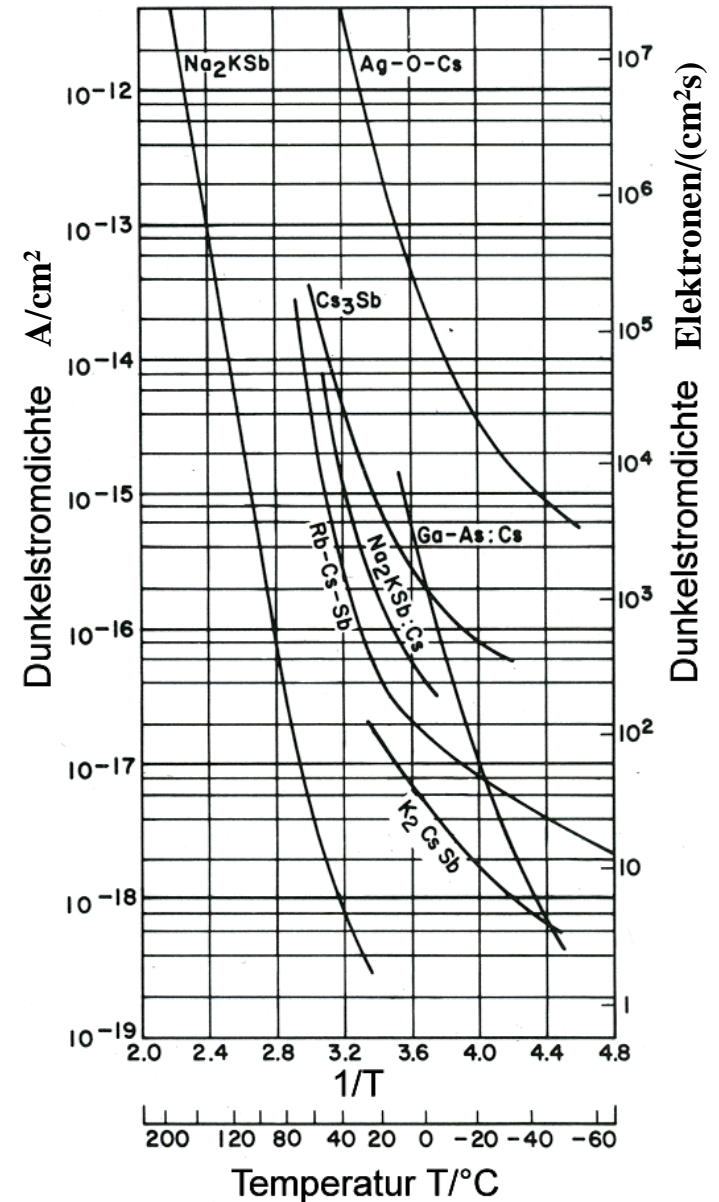
$$j = \frac{4\pi em(kT)^2}{h^3} e^{-\frac{\Phi}{kT}}$$

Stromdichte thermischer Elektronen nach Richardson

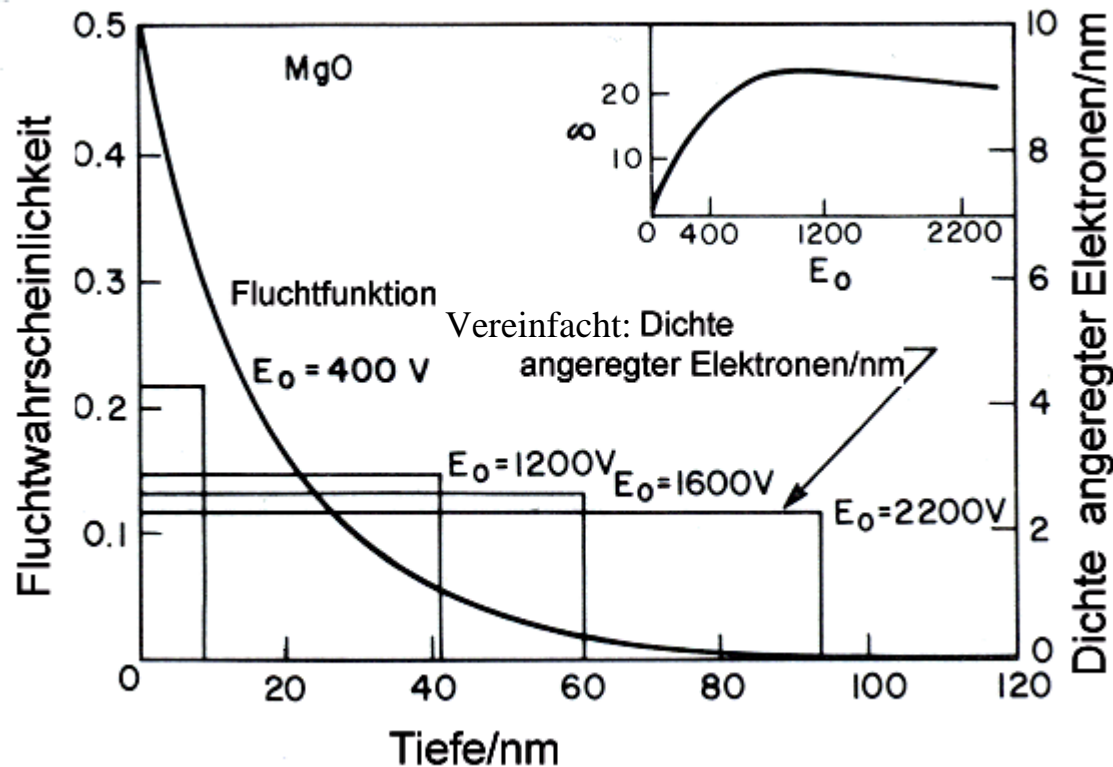
$$\Phi = E_G / 2 + \chi$$

Thermische Austrittsarbeit eines Eigenhalbleiters

Die meisten Photokathoden sind p-Halbleiter wegen der tieferen Lage des Fermi-niveaus (im Vergleich zum n-Halbleiter), von dem die thermische Austrittsarbeit beginnt. Kühlung mit Peltier-Elementen oder mit flüssigem N₂ reduziert die thermische Emission stark!



Emission von Sekundärelektronen



Sekundärelektronenausbeute N_s/N_0
abhängig vom

Material und der Primärenergie E_0

Drei Prozesse sind erforderlich:

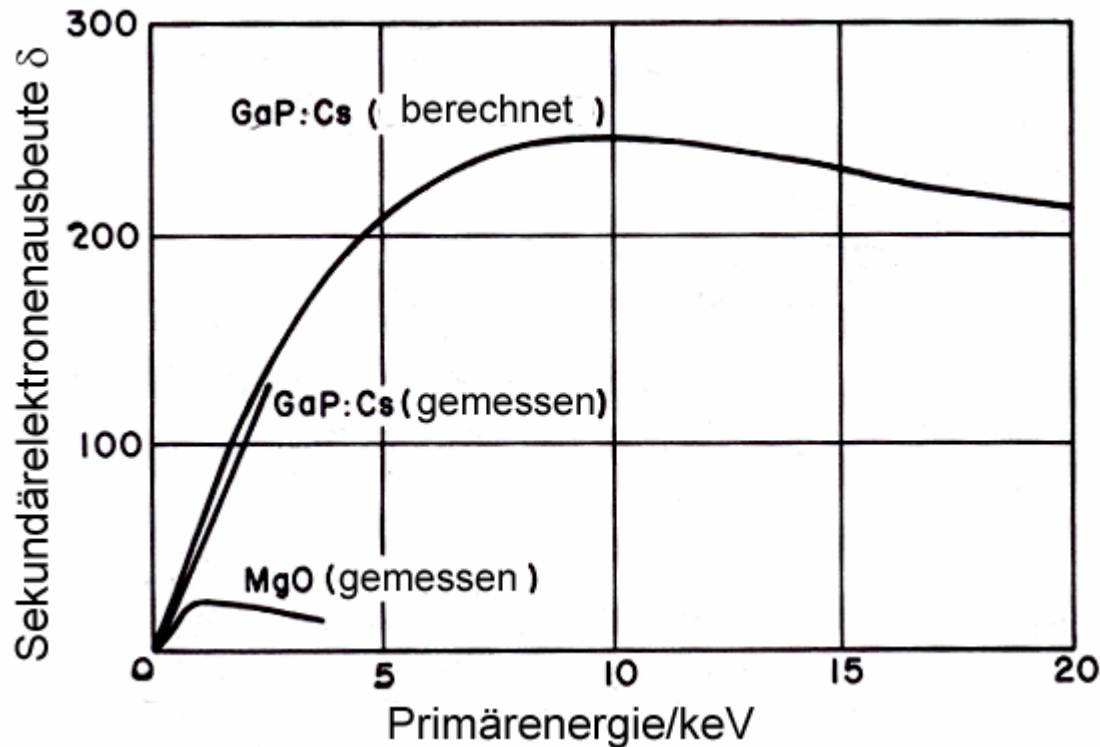
Auftreffende Elektronen stoßen
Elektronen im Material und erhöhen
deren kinetische Energie.

Einige von diesen Elektronen
bewegen sich zur Oberfläche.

Diejenigen mit Energien höher als
die Oberflächenbarriere treten aus.

Je höher die Primärenergie desto mehr angeregte Elektronen gibt es (Zahl proportional der Rechteckfläche) und umso mehr in größeren Tiefen. Die Fluchtwahrscheinlichkeit nimmt exponentiell mit der Tiefe ab.

Sekundärelektronenausbeute



Berechnet: Das über der Tiefe integrierte Produkt aus Dichte angeregter Elektronen/nm und Fluchtfunktion ergibt die Sekundärelektronenausbeute für die jeweilige Primärenergie.

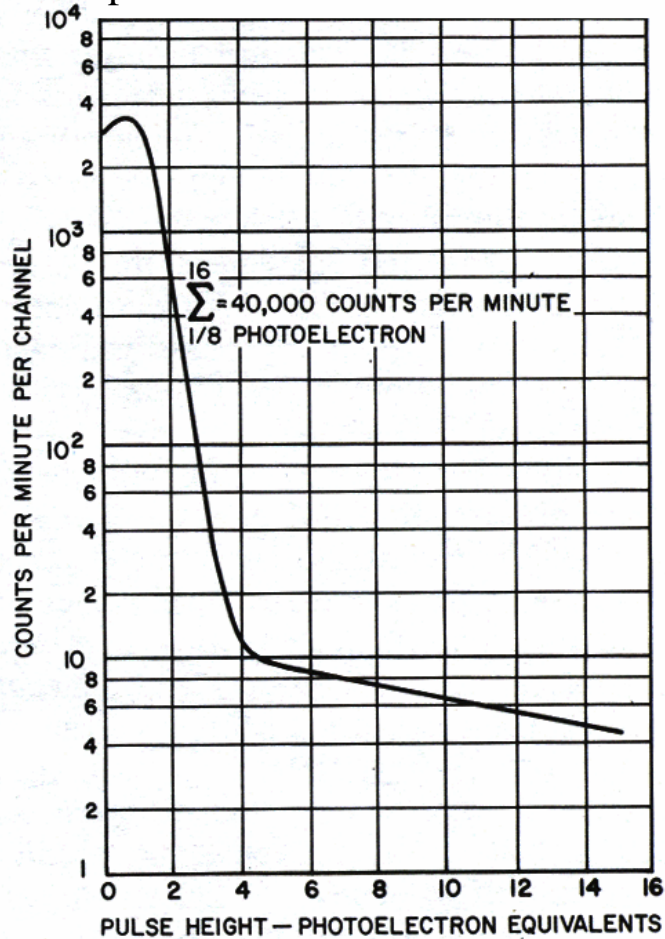
Gemessen: an MgO, einem klassischen Sekundäremissionsmaterial, bzw. an GaP:Cs einem neueren NEA-Material

Sehr gebräuchliches Material: Cs_3Sb – Material auch für S4 und S11 Photokathoden – mit brauchbarer Sekundärelektronenvervielfachung von 6,7 bei 100 V Interdynodenspannung

Noch größere Verstärkung mit $\text{Na}_2\text{KSb:Cs}$ - entspricht S20 Photokathode

Dunkelimpulsspektrum

Zahl der Dunkelimpulse in verschiedenen Impulshöhenintervallen (Kanälen) erfasst mit Impulshöhendiskriminator



Die Ladungsimpulse am Anodenausgang, ausgelöst durch ein einzelnes Elektron, haben unterschiedliche Größen (Höhen), vor allem wegen der statistischen Natur der Sekundärelektronenvervielfachung.

Hauptbeitrag zum Dunkelsignal durch Elektronen, die thermisch von der Photokathode und den Dynoden emittiert werden – kann durch Kühlung des Photomultipliers reduziert werden

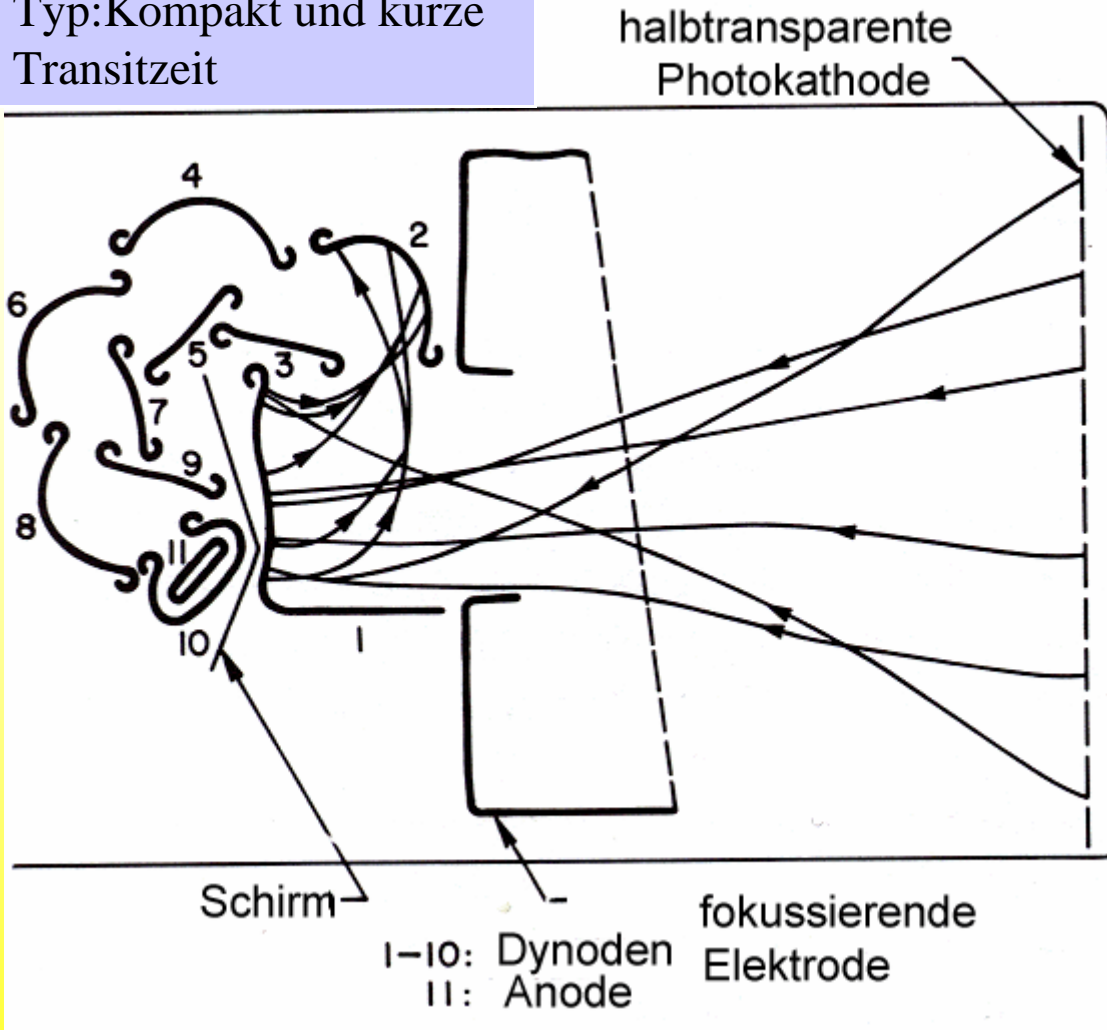
Ausläufer durch Mehrfachelektronen-Emission, durch Ionenbeschuss der Photokathode, Feldemission, Koronaentladungen

Wegen signifikanter Unterschiede des Dunkel-spektrums vom Hellspektrum kann die strahlungs-induzierte Anzahl von Ladungsimpulsen am Ausgang hinreichend diskriminiert werden.

Elektronenoptisches Design von Photomultipliern

Circular-Cage

Typ: Kompakt und kurze Transitzeit



Als Elemente der Elektronenoptik sollten die Dynoden so geformt, angeordnet und spannungsbetrieben sein, dass alle Stufen optimal genutzt und keine Elektronen verloren gehen.

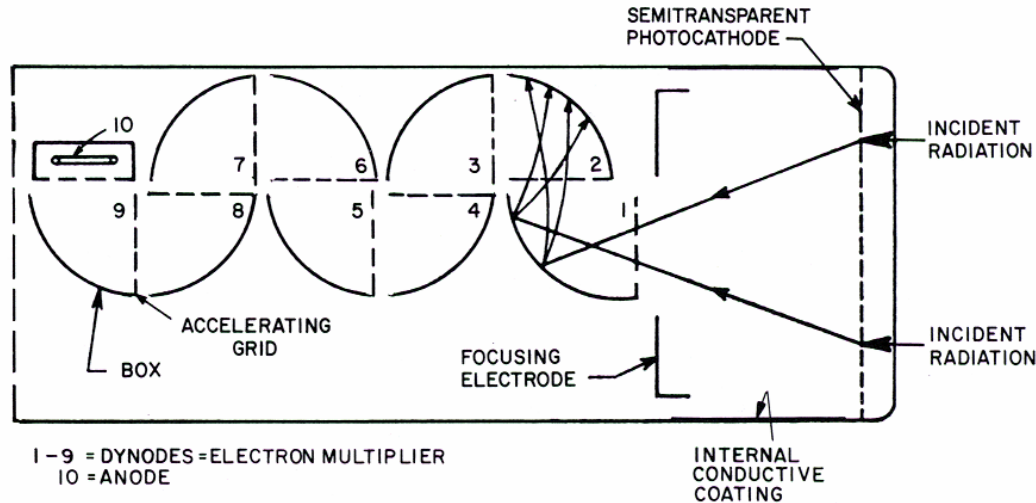
Insbesondere:

Für gute Sammlung keine scharfe elektrostatische Fokussierung auf die nächste Dynode, sondern nur Zentrierung auf die nächste Dynode

Zur Minimierung der zeitlichen Streuung durch verschieden lange Trajektorien hohe elektrische Felder zwischen den Dynoden

Für geringeres Rauschen und schmaleres Impulshöhenspektrum effiziente Elektronenoptik zur Sammlung von Elektronen von der Photokathode auf die erste Dynode

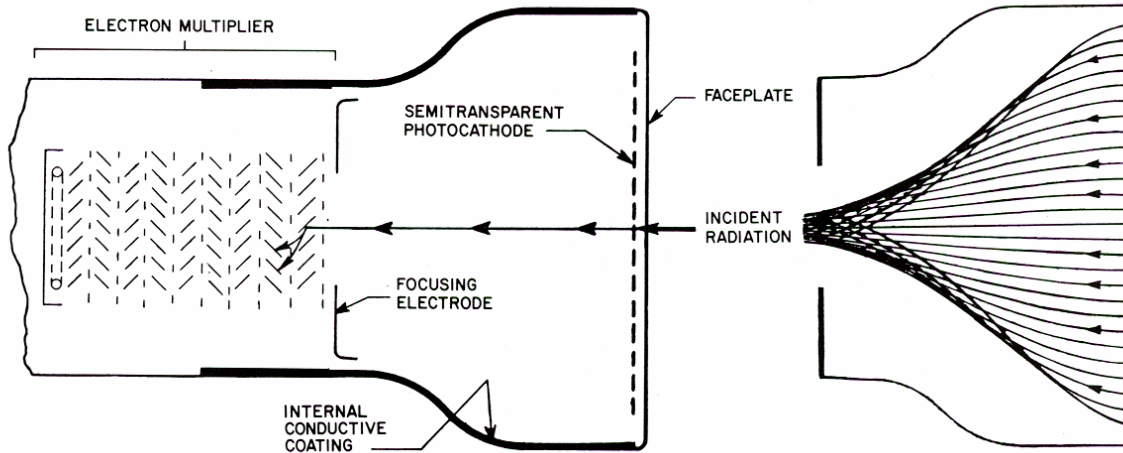
Box-and-Grid und Venetian-Blind Multiplierstrukturen



Box-and-Grid-Struktur:

Gute Sammeleffizienz bei großflächigen semitransparenten Photokathoden

Transitzeit und Pulsbreite relativ groß



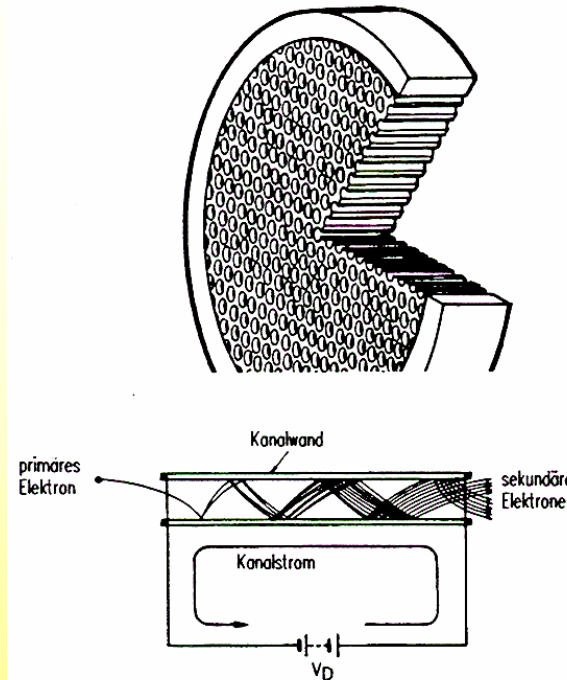
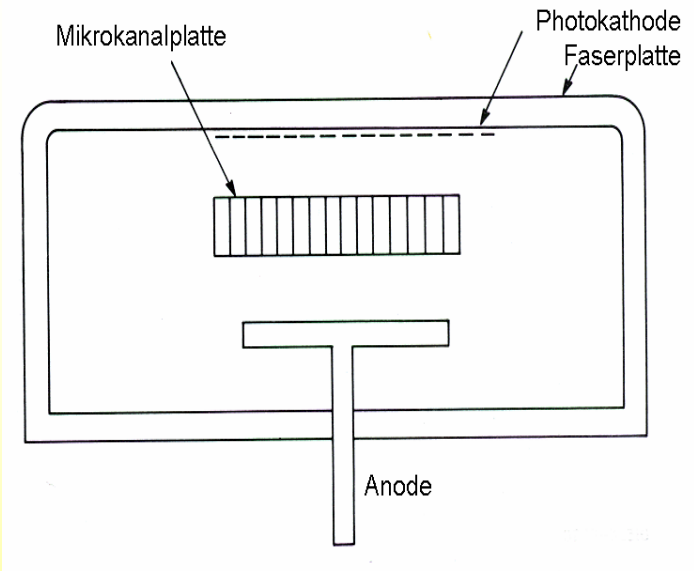
Venetian-Blind-Struktur

Noch größere Photokathoden verwendbar, insbesondere zur Ankopplung an Faserbündel

Bessere örtliche Gleichmäßigkeit

Relativ langsam

Mikrokanalplatte (MCP - microchannel-plate)



MCP besteht aus einer dünnen Platte aus Millionen von Glasröhren mit Durchmesser $\leq 40 \mu\text{m}$, parallel zueinander verschmolzen und innen beschichtet mit einem Emitter geeigneten spezif. Widerstands

Schräg auf die jeweilige Kanalwand auftreffende Elektronen lösen nach wiederholter Beschleunigung Sekundärelektronenkaskaden aus.

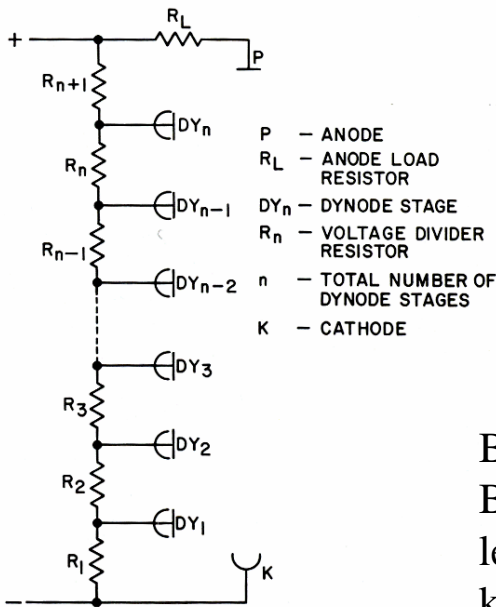
Proximity - Anordnung: Photokathode und MCP sowie MCP und Anode so dicht benachbart – einige Millimeter - und Spannung zwischen MCP und Katode bzw. Anode so hoch – ca. 1 kV -, dass nahezu keine Elektronen verloren gehen. Vervielfacherspannung über MCP auch ca. 1 kV.

Für höhere Stromverstärkungen bis zu 3 MCP nacheinander.

Wegen der wesentlich kürzeren Wege um bis zu dem Faktor 10 kürzere Anstiegszeit – 0,2 ns - im Vergleich zum klassischen Multiplier.

Sehr flache, kompakte, robuste und gegen Magnetfelder immune Konstruktion.

Grundbeschaltung und Linearität

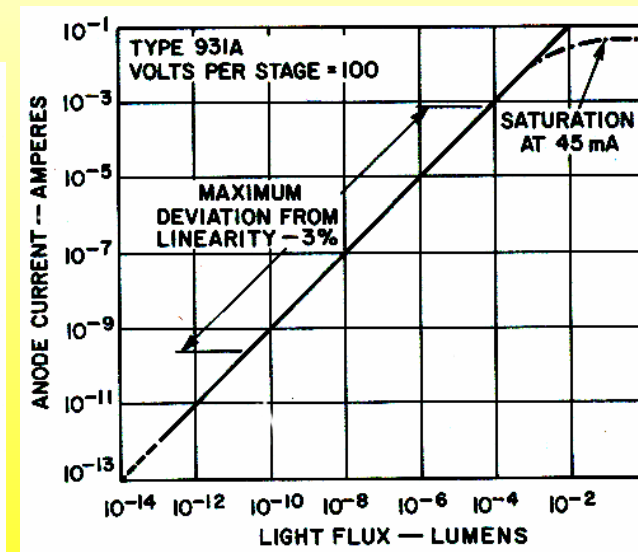
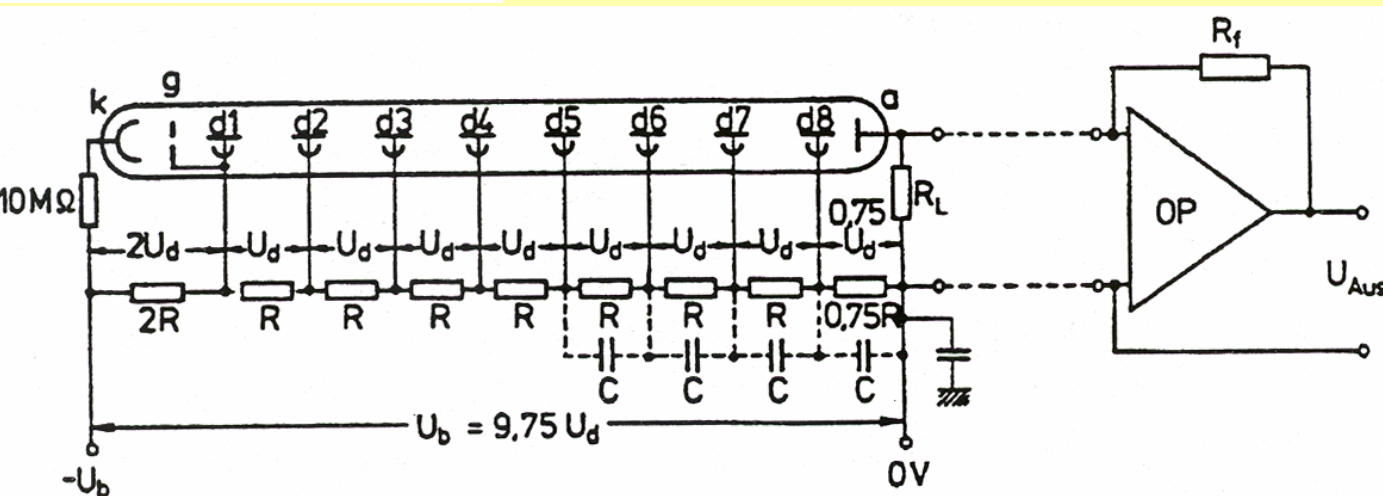


Bei stark pulsierender Bestrahlung werden die letzten Kettenwiderstände kapazitiv abgestützt.

Zur Erzeugung der Stufenspannungen ohmsche Widerstandskette, über der die Hochspannung geteilt wird.

Anodenstrom = verstärkter Kathodenstrom fließt über Messwiderstand R_L ab.

Photomultiplier nur linear, wenn Kettenstrom sehr groß (Faktor ≥ 100) gegen Anodenstrom ist



Stromverstärkung

$$\delta = p \cdot (U_d)^q$$

Sekundärelektronenausbeute pro Stufe, abhängig von der Interdynodenspannung U_d und q ; $q=0,7 - 0,8$ abhängig von Material und Struktur

$$G = \frac{I_A}{I_K} = f (g \cdot \delta)^n \propto (U_H)^{q \cdot n}$$

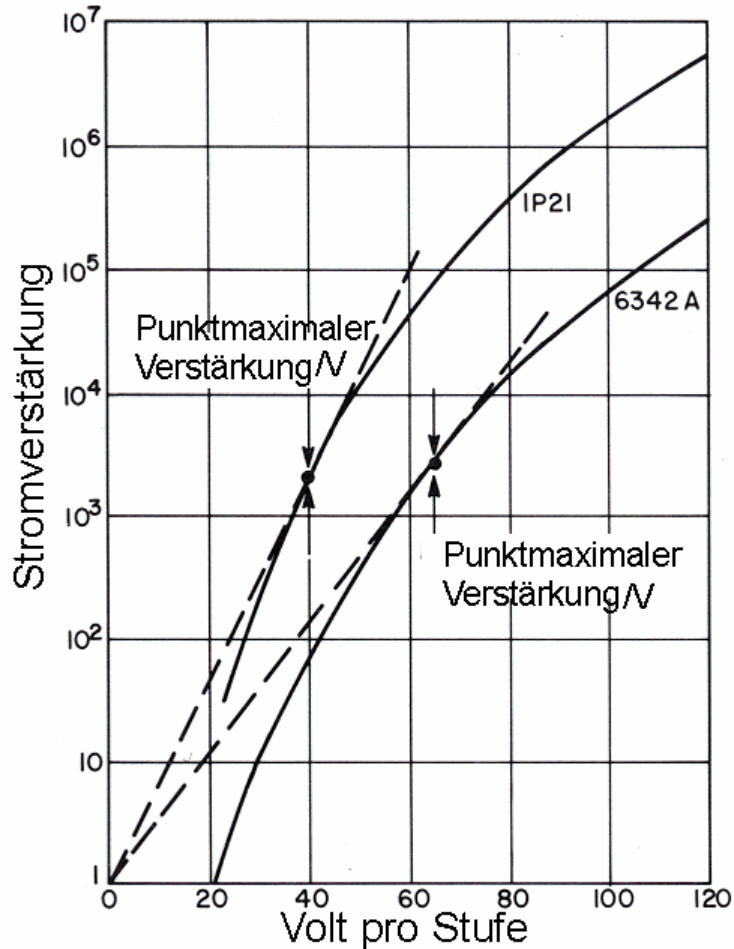
Gesamte Stromverstärkung G variiert mit einer Potenz $q \cdot n=6 - 10$ der Hochspannung U_H .
 f - Grad der Fokussierung auf die erste Dynode
 g - Anteil der Elektronen von einer Stufe zur nächsten

$$\frac{\Delta G}{G} = q \cdot n \frac{\Delta U_H}{U_H}$$

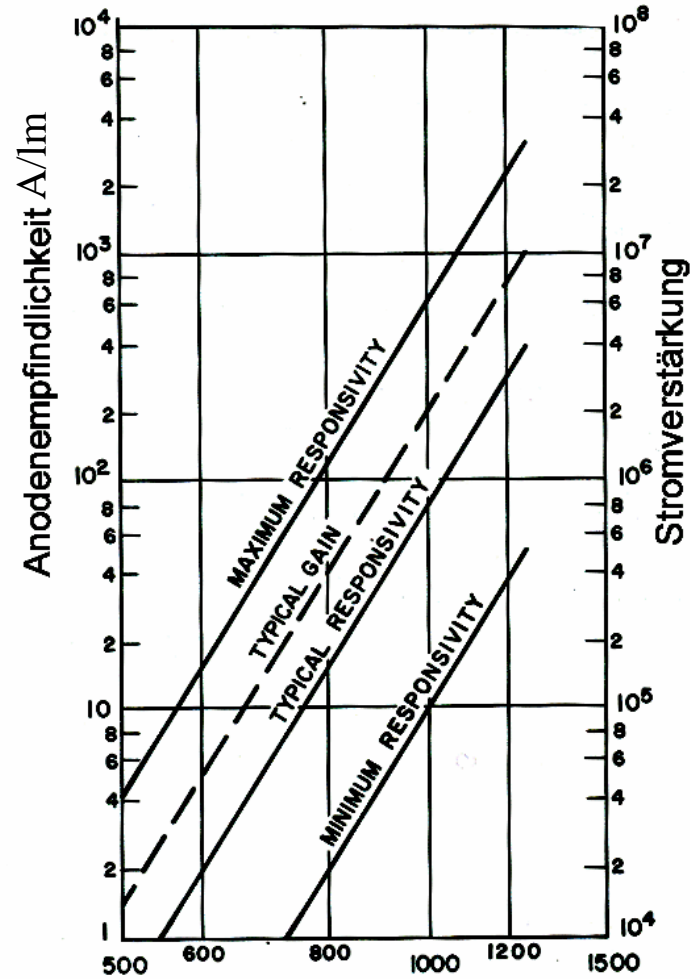
Um Verstärkung konstant auf 1% konstant zu halten, ist die Hochspannung auf etwa 1 ‰ zu stabilisieren!

Im Ersatzschaltbild stellt sich der Photomultiplier als eine sehr gute **Stromquelle** mit einem Innenwiderstand $> 10^{12} \Omega$ und Kapazität $< 10 \text{ pF}$ dar.

Verstärkungskennlinien

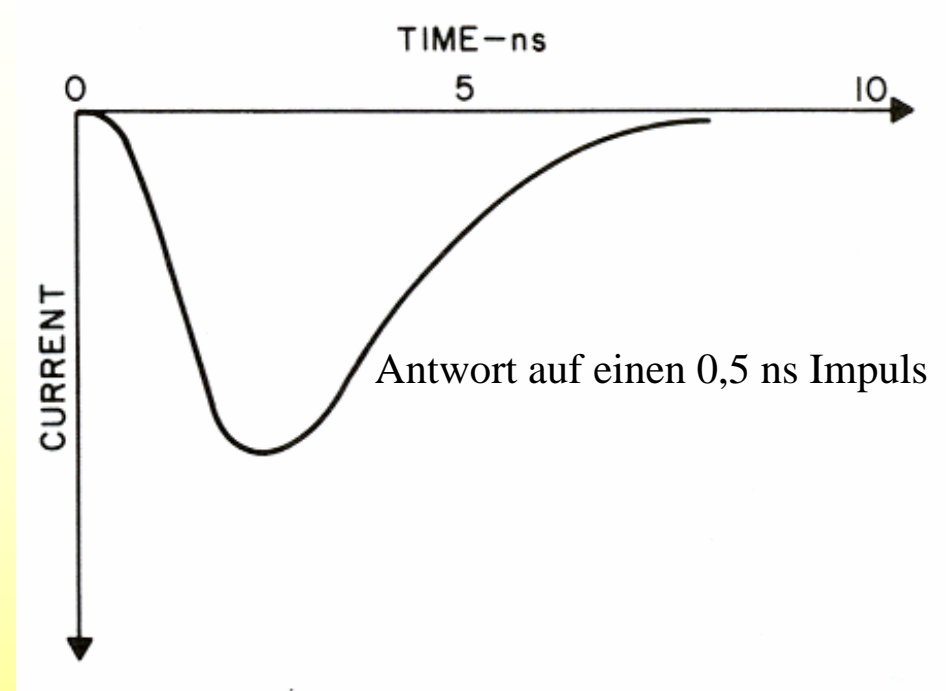
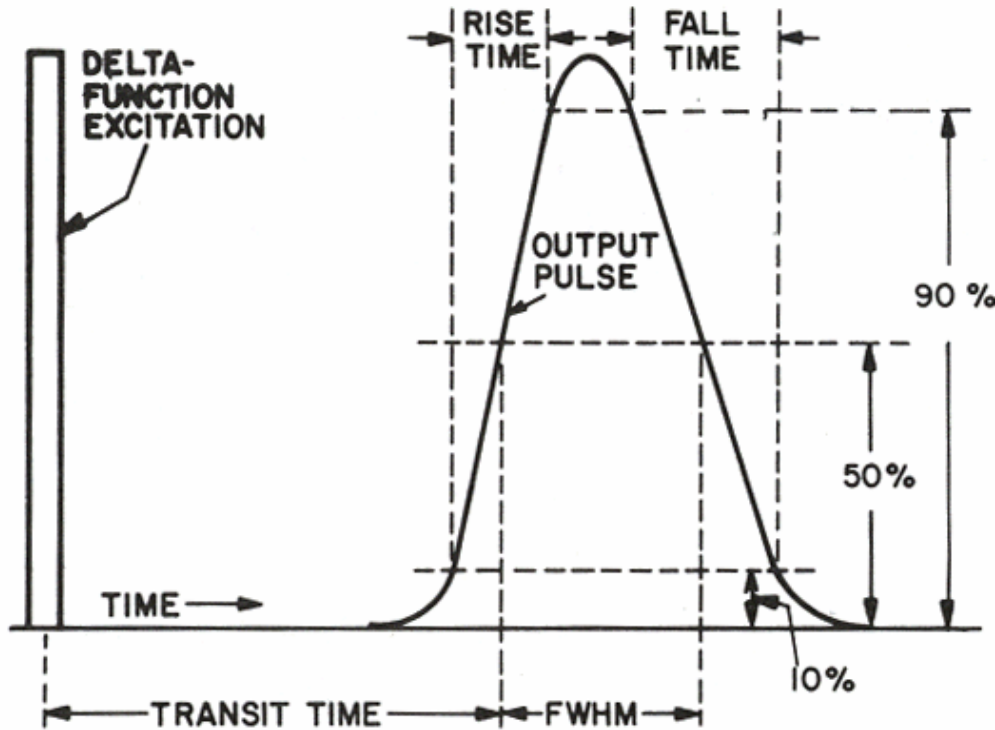


Verstärkung pro Stufe für Cs-Sb (1P21) und Cu-Be Dynoden (6342A)



Anodenempfindlichkeit für Normlichtart A in Abhängigkeit von der Spannung/V zwischen Anode und Kathode

Photon counting (Photonenzählen)



Ladungsimpuls am PM-Ausgang als Antwort eines Bestrahlungspulses, der durch eine Delta-Funktion beschrieben wird (u.U. eines Photons)

Transitzeit – mittlere Zeit nach Delta-Erregung bis zum Auftreten eines Ausgangsimpulses

Impulsbreite durch Laufzeitunterschiede

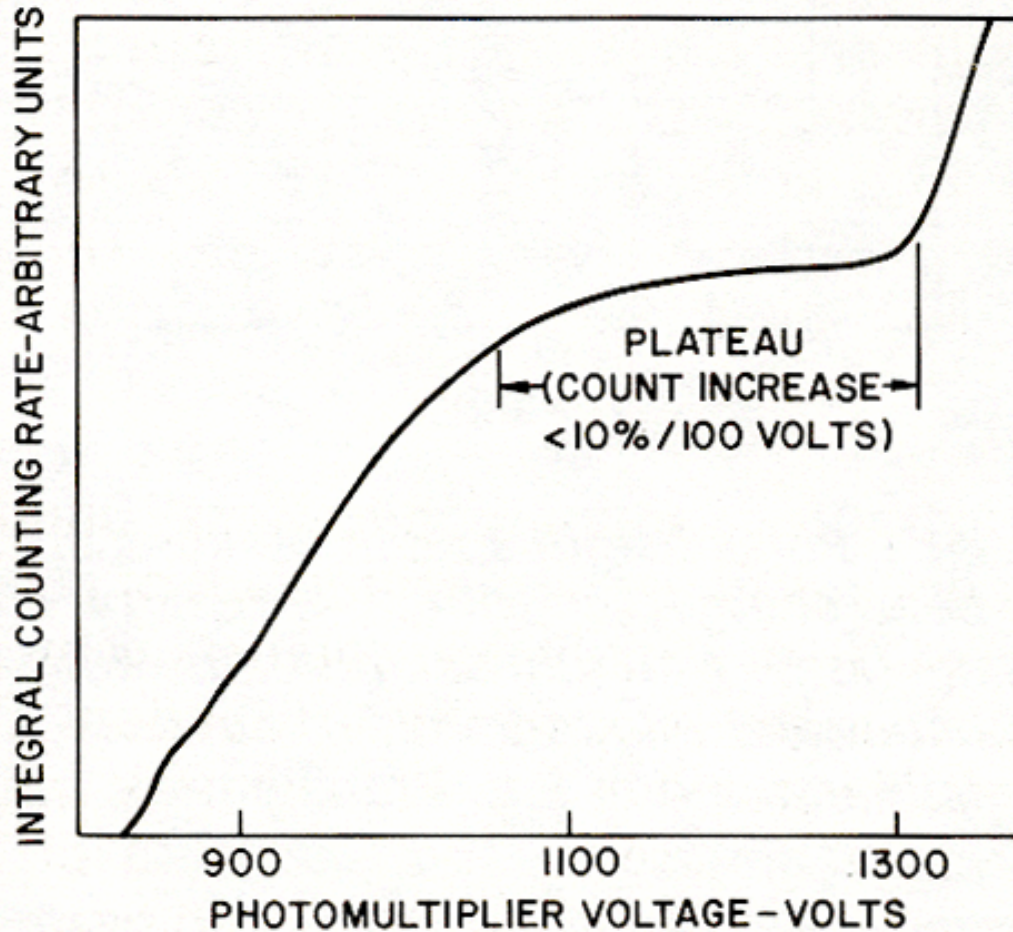
Transitzeit ≥ 1 ns, abhängig von PM-Struktur und Hochspannung, Impulsbreite – einige ns

Impulsform abhängig von RC-Beschaltung des Ausgangs:

$R_L C_L \ll$ Lichtpulsbreite – formgetreue Wiedergabe

Photonenzählen, wenn $1/(R_L C_L) \gg$ Photonenrate

Zählrate als Funktion der Hochspannung – Plateau-Konzept



Optimum:

Einstellen der PM-Hochspannung bis zu Werten des Plateau-Beginns:

Dann wird nahezu jedes Photoelektron als verstärkter Ladungsimpuls am Anodenausgang gezählt und ist das Signal-Rauschverhältnis maximal.

Weiterer Anstieg der Zählrate durch parasitäre Ereignisse, wie Coronaentladungen zwischen den Dynoden