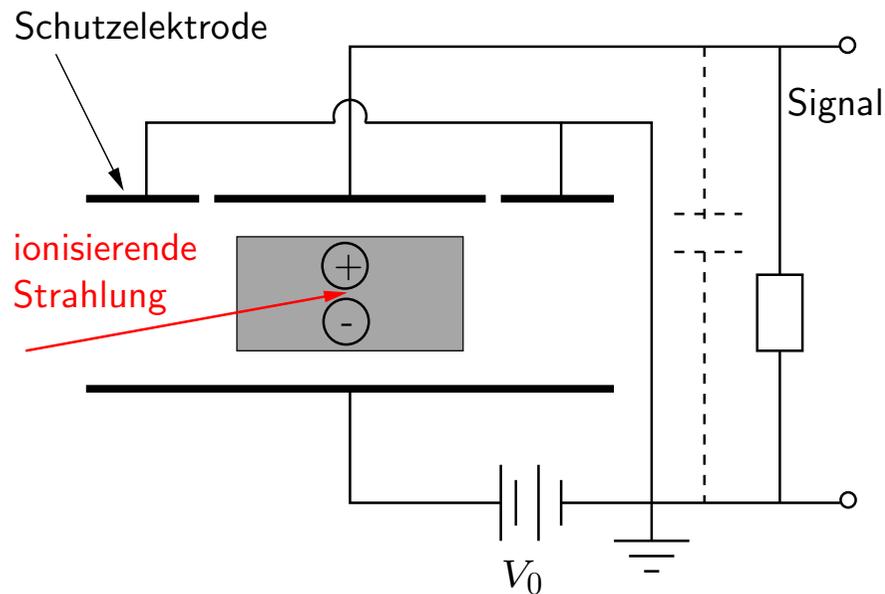


Messung ionisierender Strahlung

Der Nachweis von ionisierender Strahlung muss natürlich auf der Wechselwirkung dieser Strahlung mit der in den jeweiligen Detektoren verwendeten Materie beruhen. Wir werden hier einige Detektionstechniken besprechen:

- Ionisationskammern, Zählrohre
- Szintillationsdetektoren, Photomultiplier, Micro-Channel-Plates
- Halbleiterdetektoren,
- Spurendetektoren
- Cerenkov-Detektoren

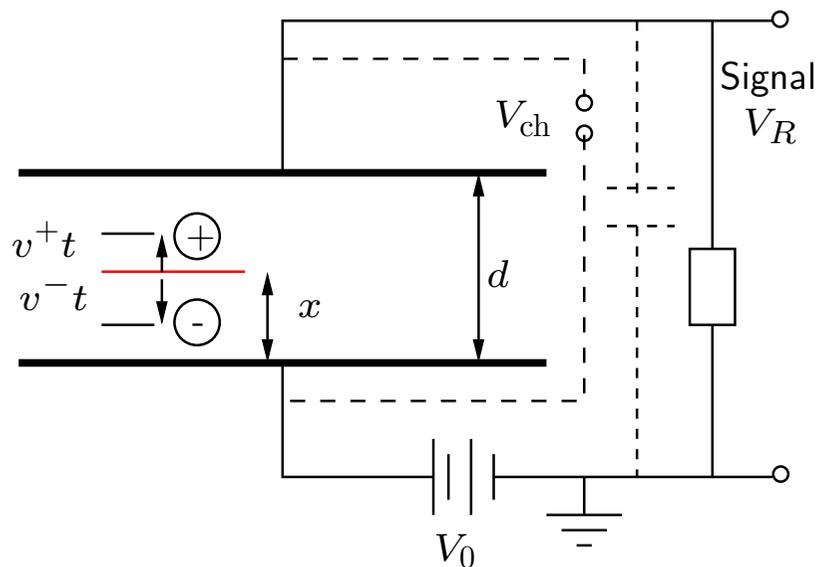
Die Ionisationskammer



Die Ionisationskammer wurde schon von Becquerel und den Curies zum Nachweis ionisierender Strahlung verwendet. Das grundlegende Prinzip ist links skizziert. Die ionisierende Strahlung ionisiert ein Atom oder Molekül im empfindlichen Volumen, wobei ein Elektron und ein positiv geladenes Ion entsteht. Diese spüren das elektrische Feld \vec{E} zwischen den Platten des Kondensators und beginnen zu

den Elektroden zu driften. Der Kondensator wurde über den Widerstand aufgeladen, das (kleine) Signal wird über ihn ausgelesen. Die gestrichelt gezeichnete Kapazität stellt die Summe derer des Detektors und von Streukapazitäten dar.

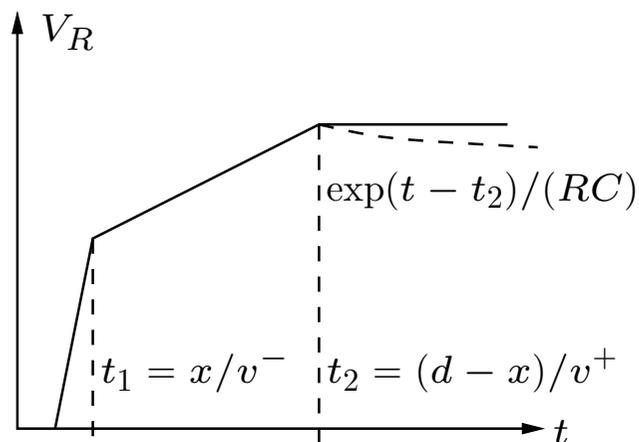
Signalform



Die für die Bewegung der Ladungen benötigte Energie war im Kondensator gespeichert. Die Elektronen legen in einer Zeit t den Weg v^-t zurück, die positiven Ionen v^+t . Dafür war die Energie $qEv^{\pm}t$ nötig. Energieerhaltung sagt uns also

$$\frac{1}{2}CV_0^2 = n_0eEv^+t + n_0eEv^-t + \frac{1}{2}CV_{\text{ch}}^2,$$

wo der letzte Term die noch im Kondensator vorhandene Energie ist und n_0 die Anzahl ionisierter Atome oder Moleküle. In der Regel ist das Signal $V_S \ll V_0$. Wir nehmen im Folgenden an, dass die Zeitkonstante des RC -Gliedes lang sei im Vergleich zur Zeit, bis die Ladungen die Elektroden erreichen.



Das kleine Signal $V_S = V_0 - V_{ch} \ll V_0$ und deshalb können wir nähern $V_0 \approx V_{ch}$. Für das elektrische Feld gilt in einem plan-parallelen Kondensator $E = V_0/d$, und folglich können wir die Energiegleichung wie unten gezeigt umordnen.

Das Signal steigt zuerst dominiert von der höheren Mobilität der Elektronen rasch an. Wenn diese die Anode erreicht haben, steigt das Signal langsamer an, bis alle positiven Ionen die Kathode erreicht haben. Anschließend zerfällt das Signal exponentiell langsam.

$$\frac{1}{2}C (V_0^2 - V_{ch}^2) = n_0eE(v^+ + v^-)t,$$

$$\frac{C}{2} (V_0 + V_{ch}) (V_0 - V_{ch}) = n_0e \left(\frac{V_0}{d} \right) (v^+ + v^-)t,$$

$$\frac{C}{2} (2V_0) V_S = n_0e \left(\frac{V_0}{d} \right) (v^+ + v^-)t \quad \text{und folglich} \quad V_S = \frac{n_0e}{dC} (v^+ + v^-)t.$$

Die Elektronen erreichen nach einer Zeit $t_1 = x/v^-$ von einigen μs die Anode und die Höhe des Signals ist zu dem Zeitpunkt gerade

$$V_S(t_1) = \frac{n_0 e}{dC} (x + v^+ t_1)$$

weil die Ionen noch driften. Nach $t_2 = (d - x)/v^+$ von einigen ms erreichen diese die Kathode und das Signal hat sein Maximum erreicht,

$$V_S = \frac{n_0 e}{dC} (x + (d - x)) = \frac{n_0 e}{dC} d = \frac{n_0 e}{C},$$

d. h. **das Signal ist unabhängig vom Ort der Ionisation.** Es ist proportional zur Anzahl Ionisationen n_0 und die Proportionalitätskonstante setzt sich aus bekannten Größen zusammen.

Das soeben beschriebene Nachweisprinzip wird durch verschiedene Prozesse ver-

kompliziert.

| Füll- gas | FIP [eV] | W-Wert | |
|-----------------|-------------|---------------------|--------|
| | | e ⁻ [eV] | α [eV] |
| Ar | 15.7 | 26.4 | 26.3 |
| He | 24.5 | 41.3 | 42.7 |
| N ₂ | 15.5 | 34.8 | 35.4 |
| O ₂ | 12.5 | 30.8 | 32.2 |
| CH ₄ | 14.5 | 27.3 | 29.1 |

Ion-Paar nötig ist, der sog. W-Wert, ist in der Tabelle wiedergegeben. Dabei ist der W-Wert durchwegs größer als die erste Ionisationsenergie (First Ionization Potential, FIP) weil die ionisierenden Partikel auch durch andere Prozesse als Ionisation Energie verlieren können, wie z. B. nur eine Anregung eines Atoms, welches dann unter Aussendung eines Photons relaxiert. Das Verhältnis Teilchenenergie zu W-Wert bestimmt die durchschnittliche Anzahl Elektron-Ion-Paare.

Mit steigender Ionisation steigt auch die Wahrscheinlichkeit der Rekombination der Elektronen mit positiven Ionen. Dabei muss gelten, dass $dn^+/dt = dn^-/dt = -\alpha n^+ n^- = -\alpha n_0^2$.

Die Ionisation hängt von der Art der ionisierenden Strahlung und vom Füllgas der Kamern ab. Die Energiemenge, die pro Elektron-

Der Fano-Faktor*

Weil die Ionisation zunächst als stochastischer Prozess betrachtet werden kann, erwarten wir für die Fluktuationen um die mittlere Anzahl Elektronen-Ion-Paare n_0 einen Ausdruck, der durch die Poisson-Verteilung gegeben ist, also

$$\sigma_{\text{erwartet}} = \sqrt{n_0}, \quad \text{wo } n_0 = E_{\text{Projektil}}/W.$$

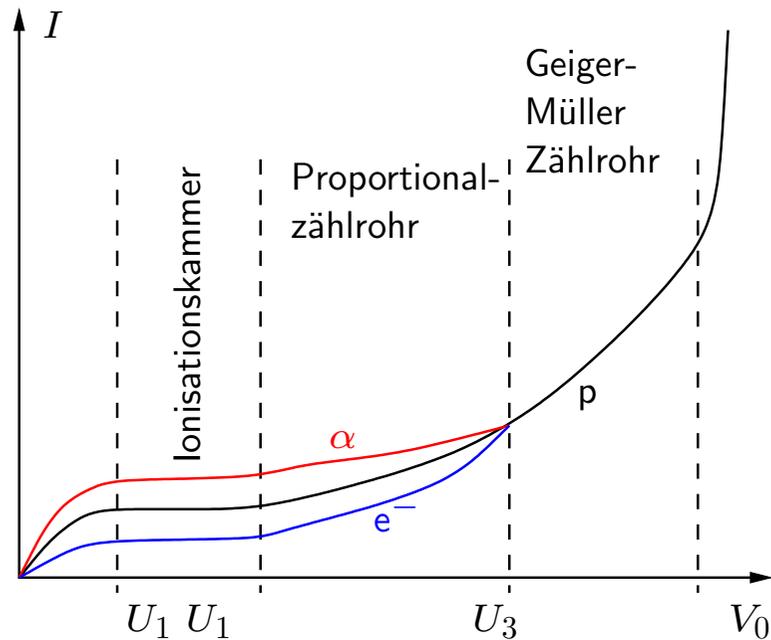
Dieser Wert bestimmt die bestmögliche Energieauflösung des Detektors und ist daher von großer Bedeutung. Allerdings zeigen Messungen, dass die Verteilung weniger breit ist, als durch diesen Ausdruck gegeben. Man führt deshalb den sog. **Fano-Faktor** F ein,

$$F \doteq \frac{\text{gemessene bzw. beobachtete Varianz}}{\text{erwartete Varianz} = n_0}.$$

Dieser Fano-Faktor liegt in Ionisationskammern und den als nächstes zu behandelnden Proportionalzählrohren zwischen 0.05 und 0.2. Er kommt durch verschiedene Effekte zustande, unter anderem durch korrelierte Ionisation und durch Verunreinigungen im Füllgas, die den effektiven W -Wert vermindern. Ist ihr FIP kleiner als der des Füllgases, so können sie durch Photonen ionisiert werden, die von angeregten neutralen Atomen oder Molekülen des Füllgases ausgesandt werden (sog. **Penning-Effekt**).

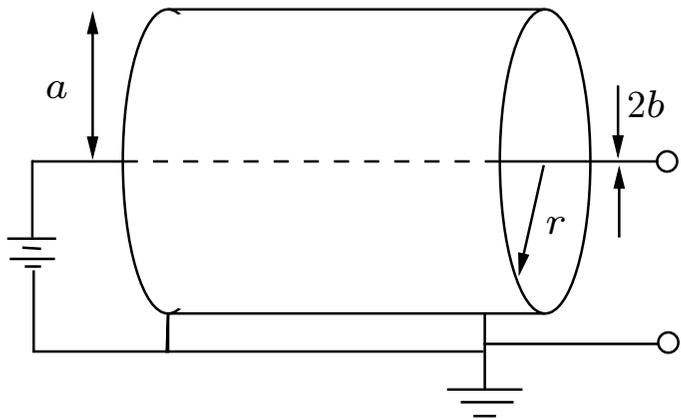
Der Fano-Faktor spielt auch beim Nachweis ionisierender Strahlung mittels Halbleiterdetektoren eine Rolle. Er ist für das Verständnis der Energieauflösung wichtig und kann für die verschiedenen Füllgase oder Halbleitermaterialien berechnet oder wie oben beschrieben gemessen werden.

Das Proportionalzählrohr



Das Verhalten der Ionisationskammern oder Zählrohre hängt teilweise stark von der angelegten Spannung V_0 ab. Eine Ionisationskammer kann bereits bei relativ niedrigen Spannungen von wenigen hundert Volt betrieben werden. Allerdings ist auch das Signal sehr klein. Wenn man allerdings die Spannung zwischen den Elektroden erhöht, so steigt bei gleicher Ionisation der gemessene Strom. Wenn die Strecke zwischen zwei Stößen des Elektrons mit Atomen oder Molekülen des Füllgases groß genug ist,

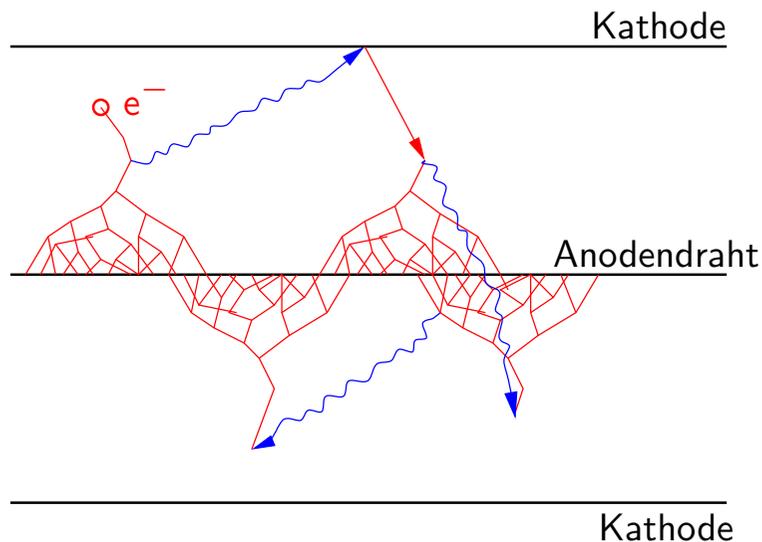
so gewinnt das Elektron im elektrischen Feld genügend Energie um ein weiteres Atom oder Molekül zu ionisieren. Es entsteht eine sog. **Elektronen-Lawine**.



Weil die elektrische Feldstärke die wesentliche Rolle spielt, geht man zu einer besseren geometrischen Anordnung der Elektroden über, die bei gegebener Versorgungsspannung ein möglichst hohes Feld erzeugt. Dazu wird ein sog. **Zählrohr** verwendet, welches aus einem zylindrischen Rohr mit Radius a (normalerweise geerdet)

und einem konzentrischen möglichst dünnen Draht mit Radius b (normalerweise auf positivem Potential) besteht. Dieser dient als Anode, das Rohr als Kathode. Die elektrische Feldstärke in einer solchen Anordnung ist gegeben durch, $\vec{E}(r) = \frac{V_0}{r \ln(a/b)} \vec{e}_r$. In diesem Potential spüren die Elektronen in einem sehr kleinen Volumen um den Draht ein sehr hohes elektrisches Feld. Sie können hier in sehr kurzen Distanzen eine kinetische Energie gewinnen, die die erste Ionisationsenergie des Füllgases überschreitet - es kommt zu Elektronen-Lawinen und das Zählrohr funktioniert als sein eigener Verstärker, das Signal ist proportional zu $E_{\text{Projektil}}$.

Das Geiger-Müller Zählrohr



Erhöht man die Versorgungsspannung weiter, erhöht sich auch die Anzahl der durch Stöße angeregten Moleküle. Diese können UV-Photonen (links blau) aussenden, welche wiederum andere Moleküle oder Atome des Füllgases oder der Kathodenwand ionisieren können und so eine weitere Elektronen-Lawine (rot) auslösen. Ist das Produkt aus Wahrscheinlichkeit p , dass ein Photon absorbiert wird, und n'_0 , der Anzahl in

einer Lawine erzeugten Ionen $n'_0 p > 1$, nimmt die Anzahl der Lawinen innerhalb der Röhre innert kurzer Zeit stark zu. Dieser "runaway"-Prozess wird kontrolliert durch die dabei entstehenden positiven Ionen. Diese sind fast immobil und reduzieren das für die Lawinen erforderliche elektrische Feld weil sie die Anode mit einer Wolke positiver Ladung umgeben. So kommt der Prozess zum Erliegen.

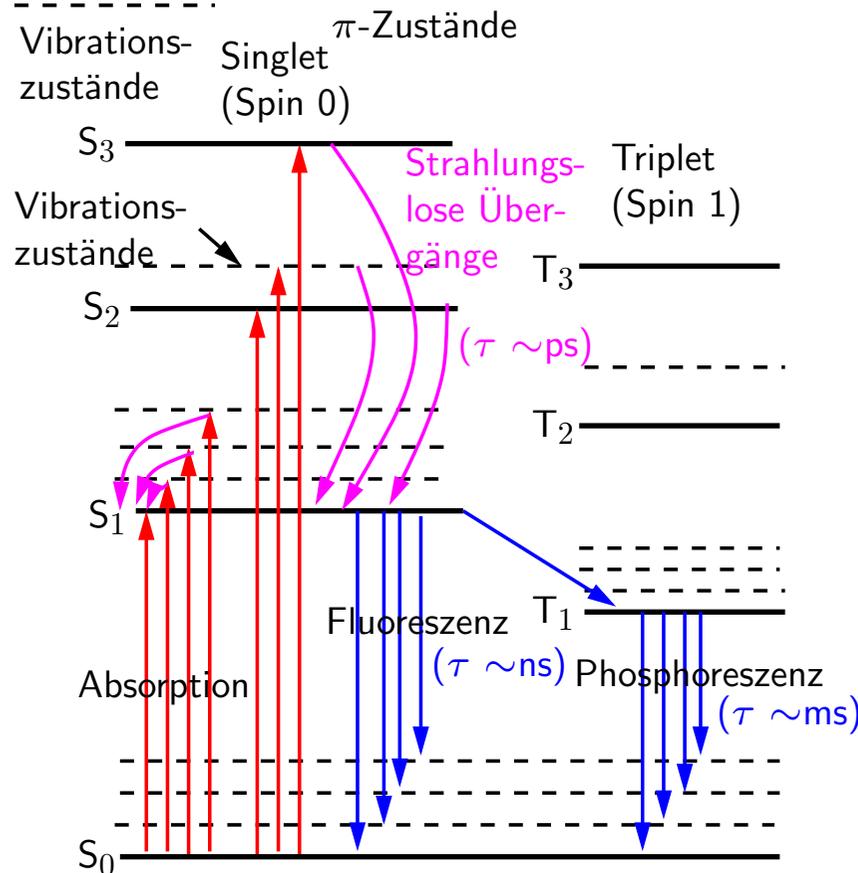
Nachweis mit Szintillatoren

Eine andere Nachweismethode verwendet das Szintillationslicht, welches in einigen Materialien erzeugt wird. Dieses Licht kann mit Photomultipliern, Photodioden oder Micro-Channel-Plates (MCPs) nachgewiesen werden. Ein idealer Szintillator sollte die folgenden Eigenschaften haben:

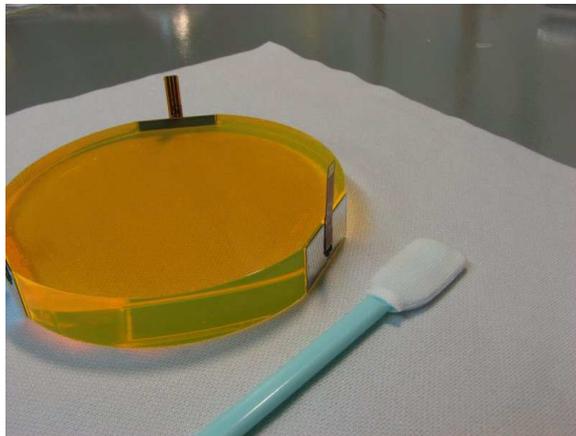
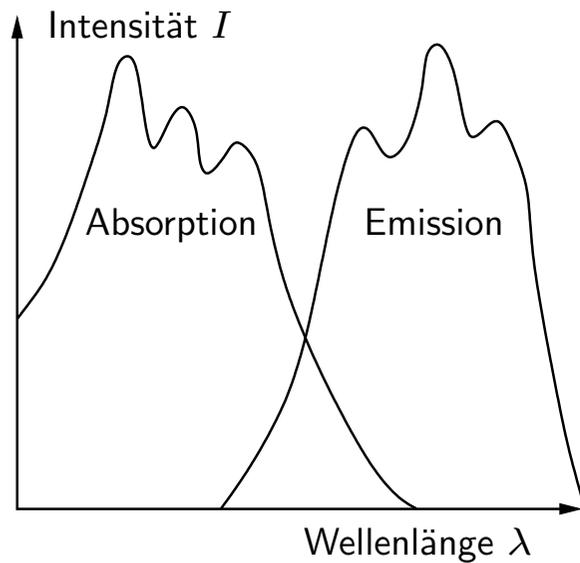
- kinetische Energie des Projektils mit hoher Effizienz und möglichst linear in Licht verwandeln, $dL/dx = SdE/dx$
- durchsichtig für die entstehende Strahlung sein
- kurze Zerfallszeit der entstandenen Lumineszenz (Fluoreszenz statt Phosphoreszenz)
- gute optische Eigenschaften haben und leicht zu fertigen sein.

Verwendet werden sowohl organische wie auch anorganische Szintillatoren.

Organische Szintillatoren

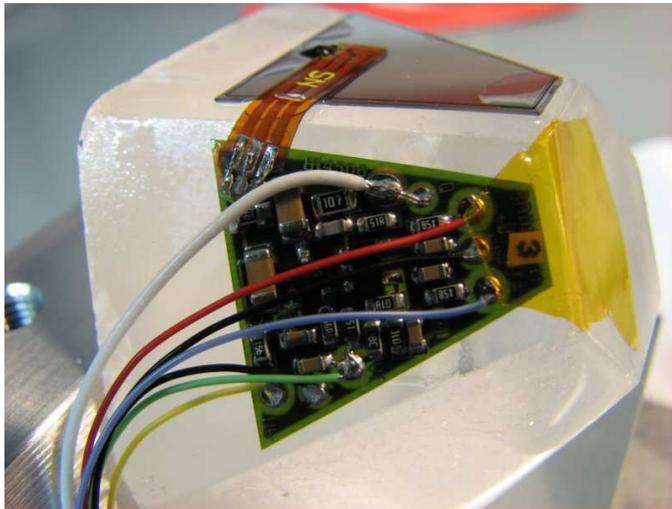


Die Funktionsweise eines organischen Szintillators ist links gezeigt. Dieser besteht aus organischen Molekülen mit einer bestimmten Symmetrie, der sog. π -Elektronenstruktur. Die Deposition der kinetischen Energie eines energiereichen Teilchens führt zu einer Anregung dieser Moleküle. Sie zerfallen sehr rasch (innert pico-Sekunden) strahlungslos in den Zustand S₁, der wiederum in den meisten Fällen rasch (mit einer Halbwertszeit τ von wenigen ns) in einen der Vibrationszustände des Grundzustandes S₀. Die Lichtintensität ist also durch einen exponentiellen Zerfall $I(t) \propto \exp(-t/\tau)$ gegeben.



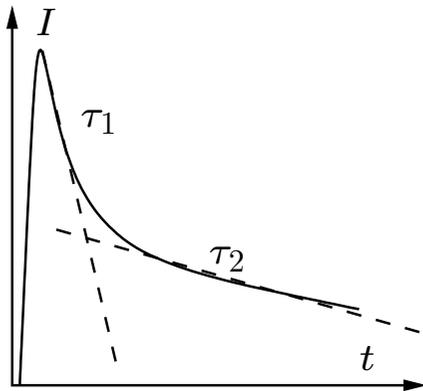
Die Lebensdauer des Tripletzustandes T_1 ist wesentlich länger (bis zu ms), die assoziierte Lichtemission heißt deshalb Phosphoreszenz. Die Wellenlänge dieses Lichtes ist größer als die des Fluoreszenzlichtes. Weil in der Fluoreszenz fast alles Licht eine längere Wellenlänge hat, als durch die angeregten Zustände absorbiert wird, ist der Szintillator für das Fluoreszenzlicht durchsichtig. Links ist ein Spektrum eines Szintillators schematisch gezeigt. Um die Absorptions- und Emissionspektren besser zu trennen, werden oft sog. Wellenlängen-shifter beigefügt, welche die Wellenlänge der maximalen Emission in die Nähe der maximalen Sensitivität der verwendeten Lichtdetektoren verschieben. Das Bild zeigt den organischen Szintillator BC-432m mit einem Rotshifter.

Anorganische Szintillatoren



Die Energiedeposition im Szintillator vermag ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband zu heben. Dazu ist eine Energie erforderlich, die mindestens der Breite der Bandlücke entspricht, in der im reinen Szintillator keine Elektronen zu finden sind. Im Leitungsband ist nun ein Loch vorhanden, welches wie das Elektron im Leitungsband, durch den Szintillator wandern kann. Fällt das Elektron wieder in das Valenzband zurück, so wird ein Photon emittiert - allerdings in der Regel bei sehr kurzen Wellenlängen, die mit PMTs, MCPs und PIN-Dioden nicht messbar sind. Ferner dauert dieser Prozess u. U. sehr lange, was den Szintillator zu

langsam machen würde. Deshalb werden den anorganischen Szintillatoren geringe Mengen sog. Aktivator beigemengt, die die Bandlücke verringern. Trifft ein Elektron auf einen Aktivator, fällt es prompt wieder zum Grundzustand zurück. So kann die Zerfallszeit des angeregten Zustandes auf typisch 50 - 500 ns beschränkt werden. Weil die "Wanderzeit" der Elektronen im Leitungsband kurz ist im Vergleich zu dieser Zeit, kann das zeitliche Verhalten nach Anregung durch ein energiereiches Teilchen als exponentielles Abklingen des Szintillationslichtes approximiert werden.

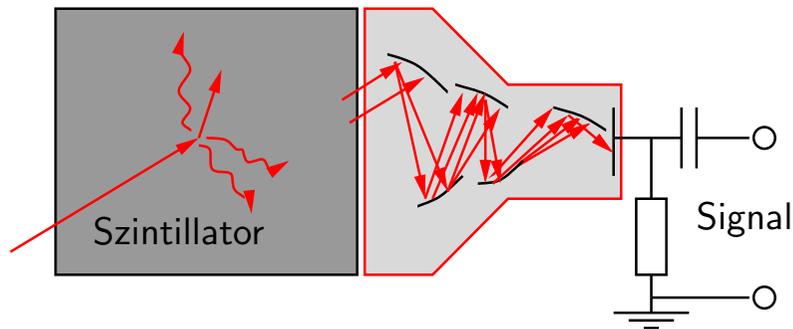


In einigen Fällen erzeugt aber das Elektron im Aktivator angeregte Zustände, deren Übergang zum Grundzustand verboten ist. Diese müssen dann z. B. durch thermische Anregung in einen höheren Zustand versetzt werden, welcher dann zerfallen kann. Diese **Phosphoreszenz** ist unerwünscht und klingt mit einer längeren Zeitkonstante ab als die Lumineszenz. Mit einigen Aktivatoren gibt es auch strahlungslose

Übergänge, die die Lichtausbeute verringern. Dieser sog. **Quenching-Effekt** hängt von der Energiedeposition ab und wird oft mit der Formel von Birks beschrieben.

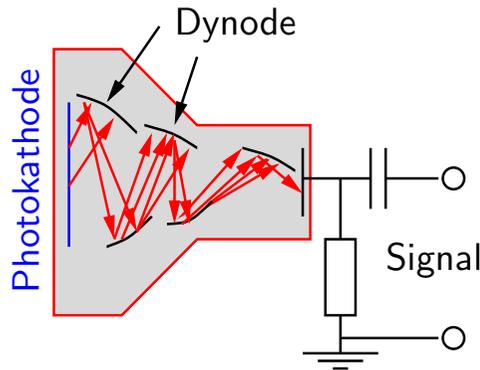
$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}},$$

kB wird oft als ein an die Messungen anzupassender freier Parameter behandelt.



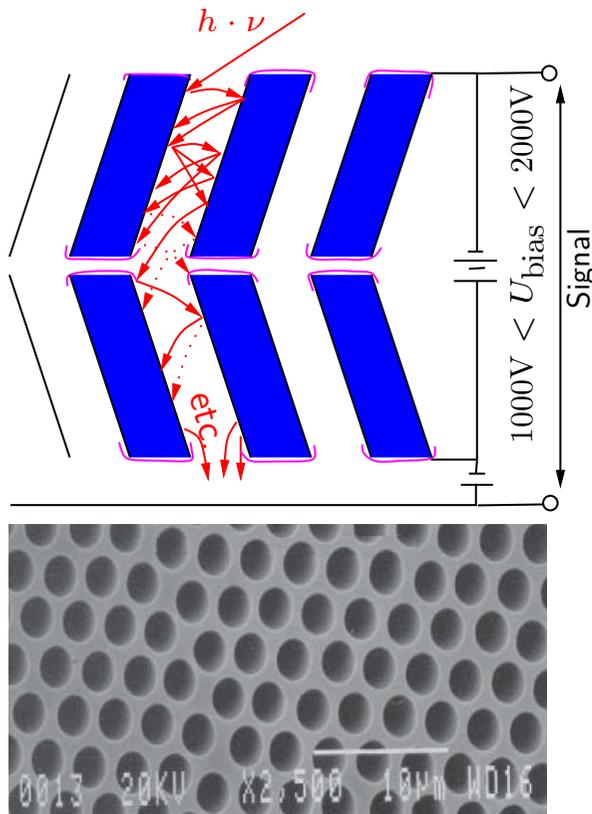
Szintillatoren müssen auch ausgelesen werden, dazu dient in der Regel eine Anordnung wie links skizziert. Dabei muss darauf geachtet werden, dass die Zeitkonstanten der Ausleseelektronik mit der des Szintillators kompatibel ist. Photomultiplier wie hier skizziert, sind sehr schnell ($\tau < 20$ ns).

Photomultiplier und MCPs

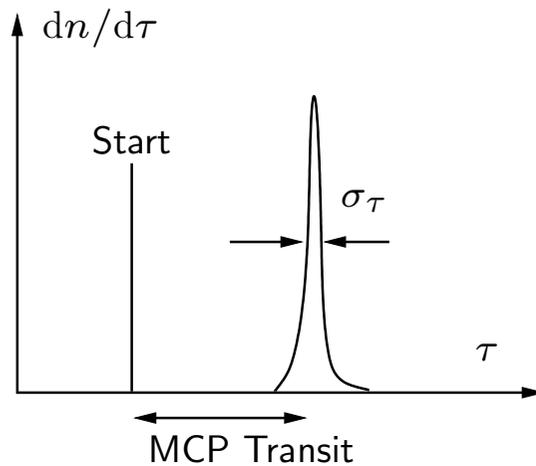


Das Prinzip einer Photonen-Vervielfacherröhre (oder eben einer Photomultiplier-Röhre, oder einem Photomultiplier bzw. einer Photoröhre), kurz PMT genannt, ist links dargestellt. Photonen mit einer Energie $h \cdot \nu$, welche größer ist als die Austrittsarbeit des Materials der Photokathode, lösen aus dem Material der Dynoden Elektronen heraus, welche die angelegte Hochspannung von typisch $\sim 1\text{kV}$ spüren und zur nächsten Dynode hin beschleunigt werden. Dabei nehmen sie soviel Energie auf, dass sie beim Auftreffen zusätzliche Elektronen auslösen, wodurch sich eine Elektronenlawine bildet. $QE \doteq (\text{Anzahl emittierte Elektronen}) / (\text{Anzahl auf die Photokathode auftreffende Photonen})$ heißt die energieabhängige **Quanteneffizienz**, $\langle n \rangle$ sei die mittlere Anzahl Elektronen, die an einer Dynode entstehen und m die Anzahl Dynoden. Typische PMTs erzeugen 5 Elektronen pro Dynode, die

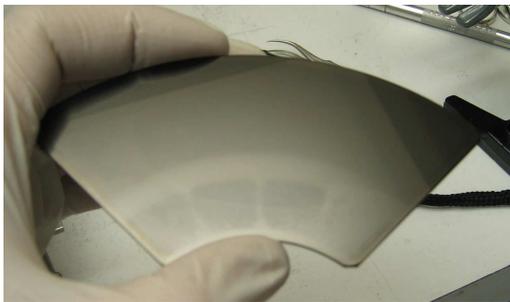
QE liegt für gute Röhren zwischen 0.2 und 1. Deshalb können mit PMTs sehr hohe Verstärkungen $V = QE \cdot \langle n \rangle^m$ erreicht werden. Mit 10 Dynoden erreicht man z. B. $V = 1 \cdot 5^{10} \approx 10^7$.



Mikro-Kanal-Platten oder Microchannel plates (MCPs) sind eine weitere verbreitete Möglichkeit, Licht in Elektronen umzuwandeln oder auch auftretende niedrigenergetische Teilchen nachzuweisen. Die sehr feinen Röhrchen, oft mit einem Verhältnis von Länge zu Durchmesser von 50 - 100 sind für Elektronen passierbar. Liegt nun zwischen oberer und unterer Oberfläche eine Hochspannung (typisch sind ca. 2 kV), so erfahren die Elektronen eine Beschleunigung und lösen immer mehr Elektronen aus - wieder das Prinzip der Elektronenlawine. Das Bild unten stammt von <http://www.azooptics.com>.

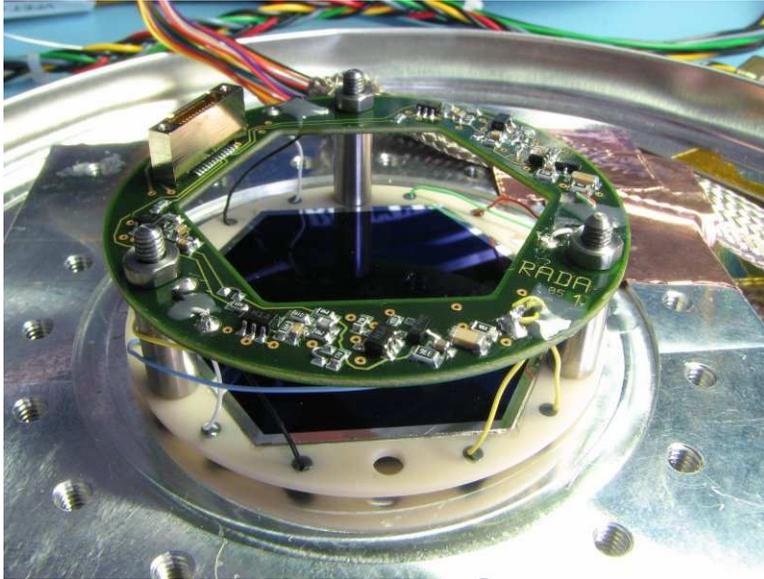


MCPs sind sehr schnell. Die Zeit, die die Elektronen von der oberen Kante bis zur Anode brauchen, liegt typisch im Bereich von wenigen Nanosekunden (im Vergleich zu Photomultipliern, die 20 - 50 ns brauchen). Die Breite oder Verschmierung der Zeit ist sehr klein und liegt bei etwa 100 ps, etwa zehn mal besser als die besten PMTs. Deshalb werden MCPs oft bei Flugzeitmessungen eingesetzt.

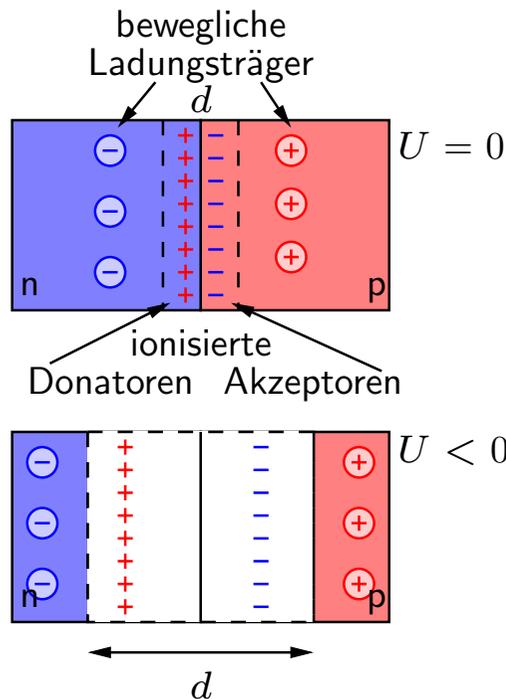


Ein weiterer Vorteil von MCPs ist, dass man sie in beliebige (planare) Formen zuschneiden kann. Die dünnen Platten sind aber zerbrechlich (Glas!). Werden sie bei einer Spannung betrieben, bei der die Anzahl Sekundärelektronen in Sättigung ist, so ist die bei einem Puls extrahierte Ladung proportional zur ursprünglichen Anzahl Photonen (wenn diese auf verschiedene Kanäle treffen). Das Bild stammt von STEREO/PLASTIC.

Halbleiterdetektoren



Halbleiterdetektoren haben gegenüber gasgefüllten Zählrohren den großen Vorteil einer deutlich erhöhten Dichte und einer deutlich kleineren Ionisationsenergie. Es entstehen pro MeV deponierter Energie wesentlich mehr Elektronen-Loch-Paare, wodurch auch die Auflösung steigt. Um ein Teilchen gegebener Energie zu stoppen, braucht es ein deutlich kleineres Volumen. Weil die Dichte eines Festkörpers etwa 1000 mal größer ist, als die eines Gases, können Festkörperdetektoren etwa 10 Mal kleiner gebaut werden. Weil dann das “Drumherum” auch viel kleiner ist, sind sie sehr leicht und in der Regel robust, weshalb sie vielfältig eingesetzt werden. Links ein Bild eines Detektors für ein Kieler Weltrauminstrument mit einem Teil der zugehörigen Analogelektronik.



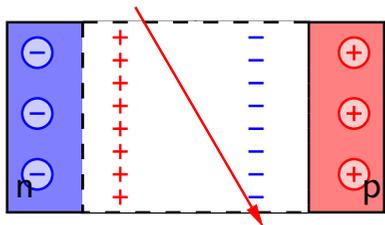
Halbleiterdetektoren werden wie eine Diode in Sperrrichtung betrieben und bestehen meist aus Silizium oder Germanium-Kristallen in denen Phosphor oder Antimon als n -Donatoren¹ und Bor oder Aluminium als p Akzeptoren dienen. Die Dicke d der Übergangszone oder Sperrschicht ist gegeben durch

$$d \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \left(\frac{1}{n_D} + \frac{1}{n_A} \right) \cdot U},$$

wo n_A und n_D die Dichten der Akzeptoren und Donatoren sind. Sie nimmt mit \sqrt{U} zu und mit $1/\sqrt{n_i}$ ab. Die Kapazität des Detektors ist gegeben durch $C_d \approx \varepsilon \cdot A/d$. Für den Nachweis energiereicher Teilchen kann, je nach Anwendung, die Fläche

¹Diese haben eine Elektron "zuviel", Akzeptoren eines "zuwenig". Die "überschüssigen" Elektronen erniedrigen die Höhe des Leitungsbandes, die "überschüssigen" Löcher erhöhen die Energie des Valenzbandes.

A oder das Volumen $V = A \cdot d$ relevant sein. Weil mit zunehmender Dicke d die deponierte Energie steigt, gleichzeitig aber auch das kapazitive Rauschen sinkt, versucht man gerne die Dicke der Sperrschicht zu erhöhen. Dies kann z. B. dadurch erreicht werden, dass man zwischen die beiden dotierten Bereiche eine Schicht eigenleitendes (intrinsisches) Material einbringt. Diese Detektoren heißen dann PIN (für p - i - n) Dioden. Im intrinsischen Gebiet ist die Konzentration an freien Ladungsträgern minimal und deshalb auch die elektrische Leitfähigkeit.

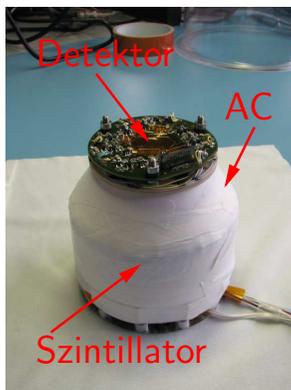
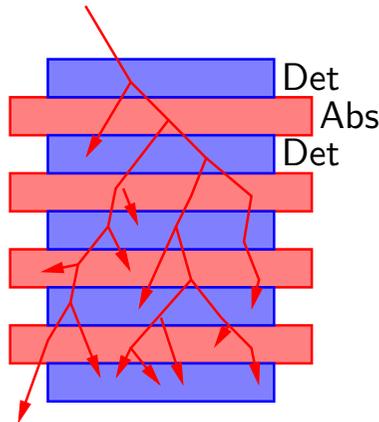


Trifft nun ein ionisierendes Teilchen auf den Detektor, so entstehen in der Sperrschicht Elektronen-Loch-Paare, die unter dem Einfluss des äußeren Feldes durch den Detektor driften, völlig analog zur Drift in Ionisationskammern. Weil der Detektor viel kleiner ist und die Mobilität der Ladungsträger viel größer als in

Ionisationskammern², erreicht man in Festkörperdetektoren Ladungssammelzeiten von 10 - 100 ns im Gegensatz zu typischen 100 μ s in Ionisationskammern.

²Die Mobilität der Elektronen in Si bei Raumtemperatur beträgt ca. 1300 $\text{cm}^2/(\text{Vs})$, in Ionisationskammern ca. 1.3 $\text{cm}^2/(\text{Vs})$.

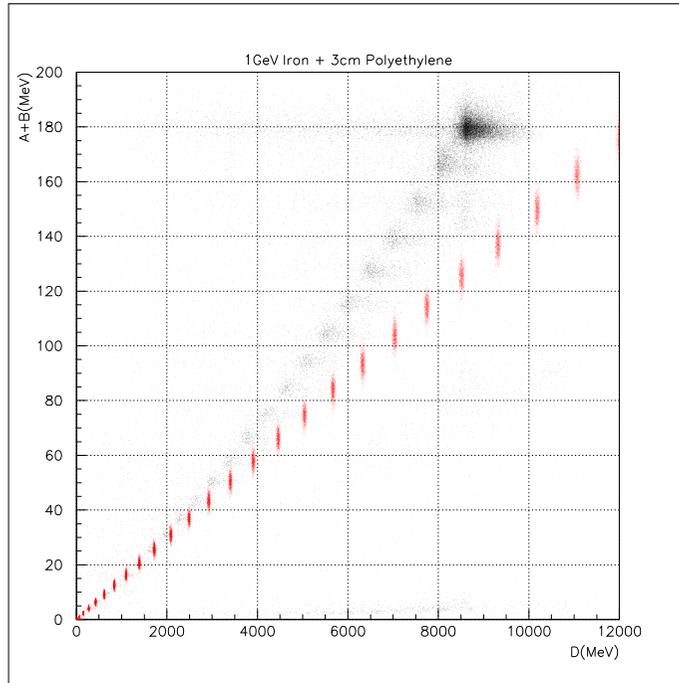
Kalorimeter



In Kalorimetern soll die Gesamtenergie des Teilchens gemessen werden. Dazu muss es im Kalorimeter gestoppt werden. Dies kann auf verschiedene Arten geschehen, z. B. durch Verwendung eines dichten Szintillators mit der zum Stoppen erforderlichen Dicke oder mit einer Anordnung aus Detektoren und absorbierendem Material bekannter Dicke.

Links sind zwei mögliche Anordnungen gezeigt. Oben eine Abfolge von Detektoren und Absorbermaterial. Der Anteil der Energie, der nicht in den Detektoren deponiert wird, muss sorgfältig modelliert werden. Dazu werden heute umfangreiche Softwarepakete wie GEANT4 (siehe <http://www.geant4.org>) verwendet. Ferner muss auch sichergestellt werden, dass keine Teilchen das Kalorimeter verlassen. Dies wird in der Anordnung unten durch eine hocheffiziente Anti-Koinzidenz erreicht.

Teilchenidentifikation

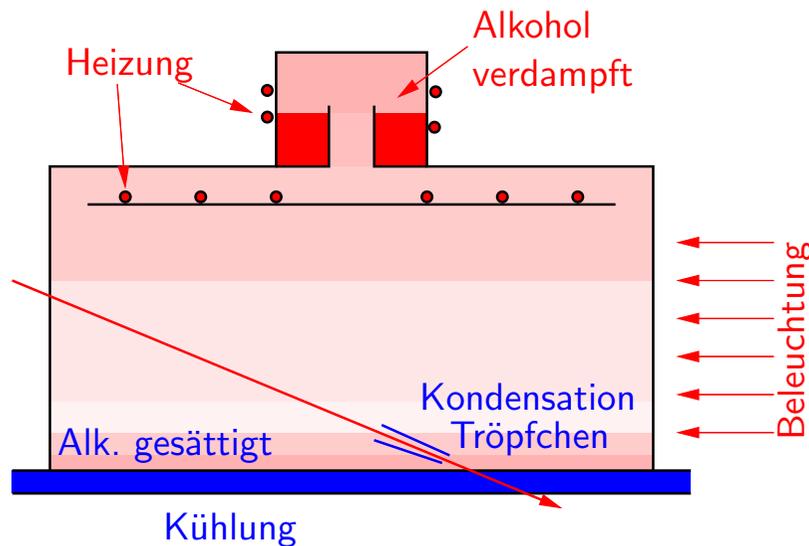


Links sind Messungen von 1 GeV/nuc Eisen gezeigt³. Dieses wurde am BNL auf 3cm Polyäthylen geschossen, worin es fragmentiert ist. Wir sehen die Summe der in zwei 300 μm dicken Si-Festkörperdetektoren deponierten Energie (y -Achse) gegen die in CsI(Tl) deponierte Energie (x -Achse) aufgetragen. Die einzelnen Punktwolken stammen von den einzelnen Elementen (Fragmenten). Wir sehen sie, weil nach Bethe-Bloch der Energiedeposit vom Z^2 des Projektils abhängt. Die roten Punktwolken zeigen nach GEANT4-Simulationen erwartete Positionen,

die schwarzen die effektiven Messungen. Der erhebliche Unterschied ist auf das sog. Quenching im CsI(Tl)-Kalorimeter zurückzuführen.

³Ich danke Dr. C. Martin für die Abbildung und Daten.

Spurendetektoren



Die einfachsten bildgebenden Detektoren sind Nebelkammern. Links ist eine kontinuierlich betreibbare Kammer schematisch dargestellt. Der warme Alkohol diffundiert durch die Luft in der Kammer und kondensiert an der kalten Kühlung. In der Region dicht über der Kühlung ist der Alkoholdampf übersättigt.

Wie tritt nun Kondensation⁴ ein? Dazu muss bei einem Tröpfchen mit Radius r der Dampfdruck p_D kleiner sein als der umgebende Gasdruck p . Dieser Dampfdruck kommt durch den Energiegewinn zustande, den man erhält, wenn ein Tröpfchen kleiner wird. Bei einer Oberflächenspannung σ wirkt auf das Tröpfchen zusätzlich zum

⁴Nebel ist kondensierte Flüssigkeit.

Umgebungsdruck der Druck $\Delta p = 2\sigma/r$. Verdunstet das Tröpfchen, wird der Radius kleiner und die Energie

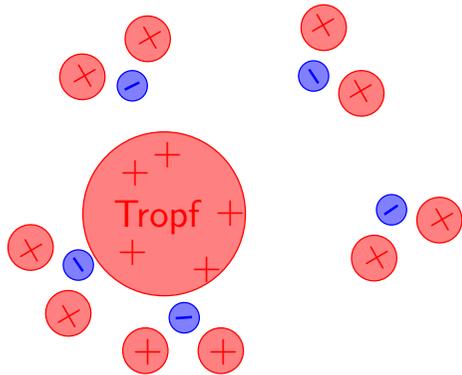
$$\Delta W = 4\pi [r^2 - (r - \Delta r)^2] \cdot \sigma \approx 8\pi\sigma r \Delta r$$

wird freigesetzt und erleichtert die Verdunstung. Je kleiner, desto einfacher verdunstet Tröpfchen also. Dies kann nach Kelvin auch geschrieben werden als

$$p_D(r) = p_\infty \cdot \exp\left(\frac{2\sigma}{r} \cdot \frac{M}{\rho RT}\right),$$

wo p_∞ der Sättigungsdruck über einer unendlich ausgedehnten Oberfläche sei. M ist das Molekulargewicht, ρ die Dichte und R die Gaskonstante. Nur wenn $p_D(r)$ kleiner ist als der Umgebungsdruck p , also $p_D(r) < p$, kann das Tröpfchen wachsen, nur dann tritt also Kondensation ein. Dies geschieht erst ab einem

bestimmten Tröpfchenradius r_{kond} . Die Situation ändert sich dramatisch, wenn die Tröpfchen ionisiert, also elektrisch geladen werden. Geladene Ionen in den Tröpfchen wirken als Kondensationskeime.



Wegen der größeren Elektronegativität von Sauerstoff im Vergleich zu Wasserstoff ist das Wassermolekül polarisiert (von Sauerstoff zu Wasserstoff hin). Beim Durchgang eines ionisierenden Teilchens durch ein Tröpfchen verliert dieses Elektronen (darum heißt sie *ionisierende* Strahlung) und ist dann positiv geladen. Die Wassermoleküle werden dann aufgrund ihres Dipolmomentes an das Tröpfchen herangezogen,

das Tröpfchen wächst - es kondensiert. Die Ionisation in der Atmosphäre kann als Kondensationskeim wirken.

Man kann das auch anders verstehen. Die positive Ladung im Tröpfchen bewirkt im Tröpfchen eine abstoßende Kraft, welche die Oberflächenspannung reduziert.

Der Dampfdruck über einem elektrisch geladenen Tröpfchen beträgt dann

$$p_D(r) = p_\infty \cdot \exp \left(\left[\frac{2\sigma}{r} - \frac{Z^2 e^2}{8\pi\epsilon_0 r^4} \right] \frac{M}{\rho RT} \right),$$

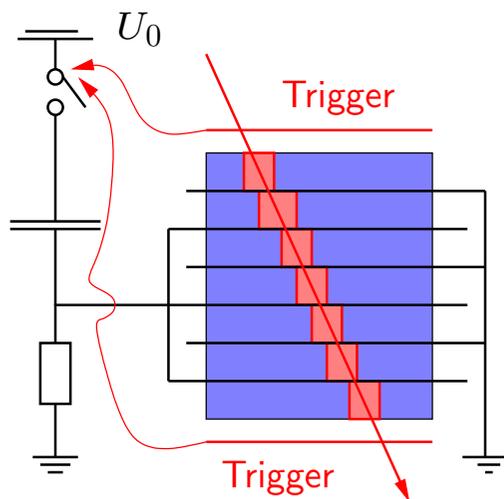
womit die Bedingung $p_D(r) < p$ auch für kleine Tropfen erfüllt werden kann. Geladene Tröpfchen kondensieren also schneller als ungeladene Umgebungströpfchen.



Bringt man die Nebelkammer zudem in ein starkes Magnetfeld, so werden die Trajektorien der geladenen Teilchen wegen der Lorentzkraft zu Kreisbahnen verbogen. Spiralen deuten einen Energieverlust an weil die Teilchen an das Medium Energie verlieren, somit langsamer werden und dann nach innen spiralen.

Funkenkammern*

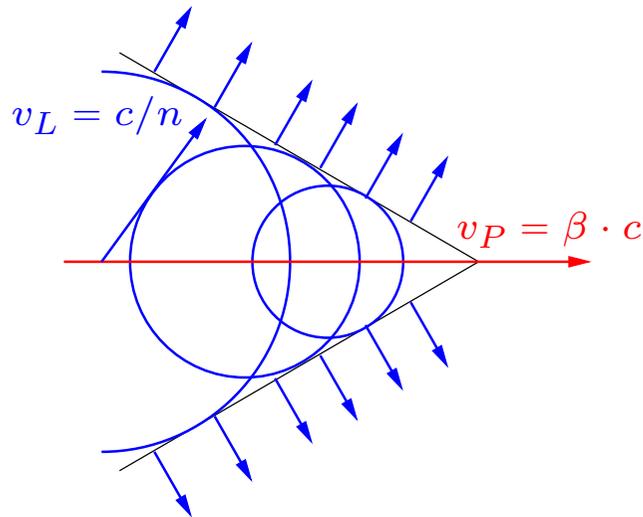
Es gibt viele verschiedene Prinzipien zum Nachweis energiereicher Teilchen, wir können hier unmöglich alle besprechen. Zwei weitere seien kurz genannt - Funkenkammern und Čerenkov-Detektoren.



Funkenkammern funktionieren ähnlich wie Geiger-Müller-Zählrohre, allerdings sind sie meistens als eine Gruppe von parallelen Platten oder Drahtgittern angeordnet. Nach Auslösen eines Triggers durch ein energiereiches Teilchen wird eine Hochspannung über die Plattenkaskade angelegt, im Füllgas bilden sich Entladungskanäle, die sichtbar gemacht oder photographisch abgebildet werden können. Verwendet man statt Platten oder Drahtgitter gekreuzte Einzeldrähte, so kann man den Ort jeder Entladung

einzelnen bestimmen und ohne Umweg über photographische Auswertung verwerten.

Čerenkov-Detektoren*



In Čerenkov-Detektoren wird die *Geschwindigkeit* der Teilchen gemessen. Liegt diese über der Geschwindigkeit von Licht im Medium des Detektors, so entsteht Čerenkov-Strahlung. Beim Vorbeiflug eines geladenen Teilchens an einem elektrisch isolierenden Medium wird dieses kurzzeitig polarisiert. Ist das Teilchen schon wieder weg, relaxiert das Material und sendet dabei wegen des zeitlich veränderlichen Dipolmomentes eine elektromagnetische Welle aus. Diese Wellen

entstehen entlang des Weges des Teilchens und überlagern sich. Sie breiten sich mit der lokalen Lichtgeschwindigkeit aus, *die niedriger sein kann, als die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und als die des Teilchens*. Genauer, ist die Geschwindigkeit des Teilchens größer als die Phasengeschwindigkeit des Lichtes im Medium, so entsteht Čerenkov-Strahlung. Das vom Medium ausgestrahlte

Licht bewegt sich mit der Phasengeschwindigkeit $v_L = c/n$, das Teilchen mit Geschwindigkeit $v_P = v_P/c \cdot c = \beta_P \cdot c$. In derselben Zeit legen emittiertes Licht und Teilchen unterschiedliche Strecken zurück. Es ist einfach zu sehen dass, $\cos \vartheta = (c/n)/v_P = 1/(\beta_P \cdot n)$. Ist $\beta \cdot n > 1$, also $v_P > c/n$, so haben wir konstruktive Interferenz und es entsteht Čerenkov-Strahlung. Deshalb sind Čerenkov-Detektoren Schwellen-Detektoren für die Geschwindigkeit von Teilchen.



Das Čerenkov-Licht kann in Lagertanks bei Kernkraftwerken besonders schön beobachtet werden. Die von den Brennstäben emittierte Strahlung ist schneller als die Phasengeschwindigkeit von Licht in Wasser, also schneller als $ca. 0.75 \cdot c$ und deshalb ist Čerenkov-Strahlung zu sehen. Das Bild stammt vom US-DOE.

Dosimeter

Wie der Name schon besagt, messen Dosimeter die Dosis - Ortsdosimeter an einem bestimmten Ort; Personendosimeter sind persönliche Dosimeter.

Das Forschungszentrum Jülich⁵ erklärt die wesentlichen Typen von Personendosimetern so:

Personendosimeter dienen zur Messung der externen Strahlendosis (Körperdosis; Paragraph 41 StrlSchV) einer Person. Es wird zwischen indirekt anzeigenden Dosimetern (z.B. Filmdosimeter, Thermolumineszenzdosimeter, Albedodosimeter) und direkt anzeigenden Dosimetern (z.B. Stabdosimeter) unterschieden.

- **Stabdosimeter** sind im Prinzip Ionisationskammern - mit luftäquivalentem Füllgas und gewebeäquivalentem Wandmaterial - mit eingebautem Fadenelek-

⁵<http://www.fz-juelich.de/gs/DE/UeberUns/Organisation/S-G/Genehmigungen/Glossar/>

trometer. Sie werden mit einem Ladegerät aufgeladen (Anzeige: 0 mSv) und entladen sich durch entsprechende Strahlenexposition. (*Ionisationskammer*)

- **Filmdosimeter** (Dosisfilmplakette, Gleitschattendosimeter) Hier wird durch ionisierende Strahlung eine Schwärzung eines Films hervorgerufen, der nach seiner Entwicklung photometrisch ausgemessen und mit der Schwärzung unterschiedlich bestrahlter Kalibrierfilme verglichen wird. Der Film wird dabei in speziellen Plaketten mit Metallfiltern - zur Verringerung der Energieabhängigkeit der Schwärzung - getragen.
- **Thermolumineszenzdosimeter** beruhen auf durch Strahlung hervorgerufenen angeregten Zuständen, die beim Erhitzen (ca. 300 C) unter Lichtemission wieder in den Grundzustand übergehen. Hierbei ist die emittierte Lichtintensität proportional zur empfangenen Strahlungsdosis.
- **Albedodosimeter** werden eingesetzt wenn die Neutronenstrahlung relevant ist

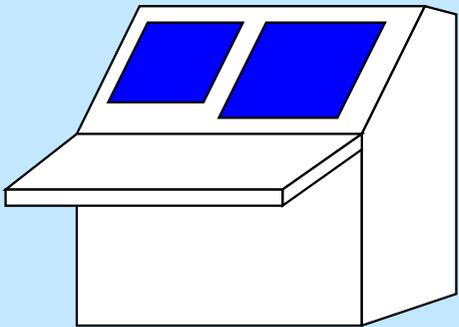
(mehr als 10 % der Photonenäquivalentdosis). Sie enthalten je 2 Detektoren (Thermolumineszenzdetektor) für Photonen- und Neutronen bzw. nur für Neutronen. Die Neutronendosis wird über die im Körper der Person moderierten und zurückgestreuten Neutronen bestimmt.

Eine Sammlung von Bildern von Dosimetern finden Sie unter
<http://www.ornl.gov/ptp/collection/dosimeters/dosimeters.htm>

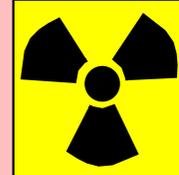
Strahlenschutzbereiche



Überwachungsbereich wenn effektive Dosis $> 1 \text{ mSv/a}$



Kontrollbereich ($> 6 \text{ mSv/a}$) ggf. mit Sperrbereich für Ortsdosisleistung $> 3 \mu\text{Sv/h}$



max. zulässige Jahresdosis: 1 mSv/a für Bevölkerung