

Konzepte für Experimente an zukünftigen Hadroncollidern II

PD Dr. Oliver Kortner

24.07.2020

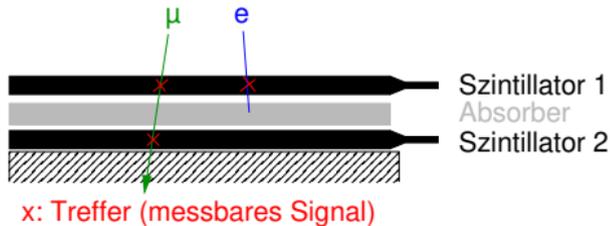
Triggersysteme für Experimente an Hadroncollidern

Wiederholung des Stoffs des letzten Vorlesung

Beispiel zur Koinzidenztechnik

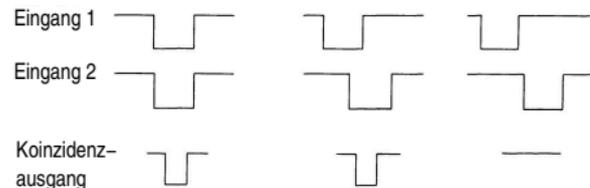
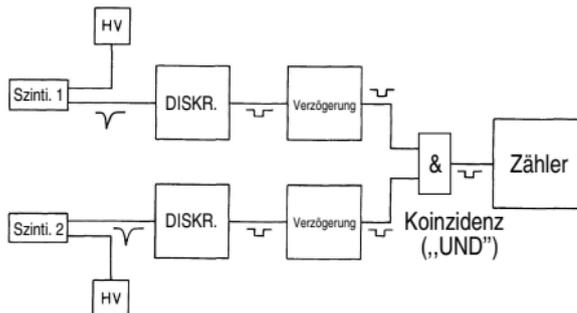
Messung der Raten von Myonen aus der Höhenstrahlung

- Einfacher Aufbau



- Absorber zwischen zwei Szintillationszählern, um die niederenergetische Komponenten aus der Höhenstrahlung zu verwerfen.
- Treffer in beiden Szintillatoren nur für hochenergetische Myonen ($E_{\mu} \sim 300 \text{ MeV}$).

Koinzidenzverfahren



Aufgabe des Triggers (Datennahmeauslöser)

Auswahl derjenigen pp -Kollisionen, die für die spätere Datenanalyse aufgezeichnet werden sollen.

Funktionsweise der Triggers des ATLAS-Experiments

Erläuterung der Funktionsweise eines Triggers am Beispiel der Triggersystems des ATLAS-Experimentes am HL-LHC.

Zweistufiges System

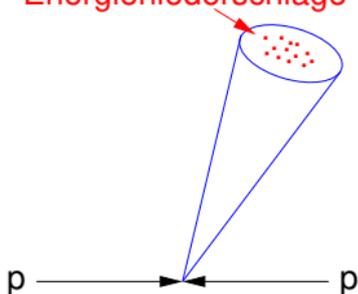
- Stufe 1, L0 genannt, zur Vorauswahl der pp -Kollisionen unter Verwendung der Daten der Kalorimeter und des Myonspektrometers.
Maximale Triggerrate: 1 MHz.
Verfügbare Zeit für die Triggerentscheidung, sogenannte Latenz: $<10 \mu\text{s}$ nach einer pp -Kollision.
- Stufe 2, HLT („high-level trigger“) genannt, zur endgültigen Auswahl der pp -Ereignisse unter Verwendung der Daten des gesamten Detektors nach der vollständigen Ereignisrekonstruktion.
Maximale Triggerrate: 10 kHz.

Triggerobjekte in der ersten Triggerstufe

Verwendung der Kalorimeterdaten

- e/γ : Suche nach Anhäufungen von Energieniederschlägen im elektromagnetischen Kalorimeter, die sich nicht ins Hadronkalorimeter erstrecken.
⇒ e/γ -Kandidaten mit η -, ϕ - und E_T -Werten.
- **Jets**: Suche nach Anhäufungen von Energiedepositionen in kegelförmigen Regionen der Kalorimeter.

Energieniederschläge



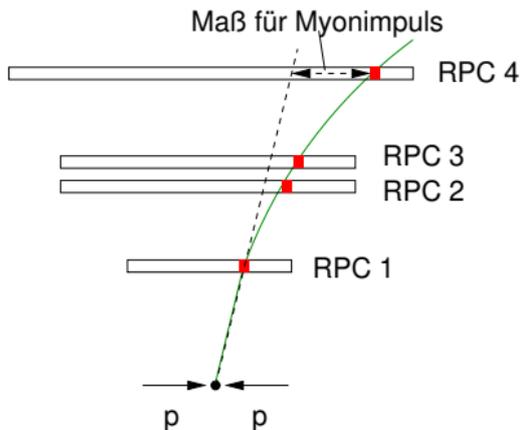
Zur Zeit Kegel mit vordefinierter Größe.
In Zukunft Anti- k_T -Algorithmus.

⇒ Jetkandidaten mit η -, ϕ - und E_T -Werten.

- E_T^{miss} : Die vektorielle Summe der transversalen Energien der Energieniederschläge liefert ein Maß für die fehlende Transversalenergie.

Triggerobjekte in der ersten Triggerstufe

Verwenden der Myonspektrometerdaten \Rightarrow Myonkandidaten



Myontrigger für $|\eta| < 1,05$

Triggerbedingung: Koinzidenz von Treffern in den 4 RPC-Lagen. Schätzwerte von η , ϕ und p_T aus dem Vergleich der Trefferpositionen.

- RPC-Triggerkammern schnell. \Rightarrow Zuordnung eines nachgewiesenen Myons zur pp -Kollision möglich, in der das Myon erzeugt wurde.
- Nur mäßige Ortsauflösung im Zentimeterbereich. \Rightarrow Mäßige Impulsauflösung.
- In einem zweiten Schritt werden auf L0 die Treffer der hochauflösenden Myondriftrohrkammern im Bereich der RPC-Treffer für eine verbesserte Spurrekonstruktion herangezogen.

\Rightarrow Relative p_T -Auflösung von $\sim 5\%$ auf L0 erreichbar.

Im Trigger eingesetzte Elektronik

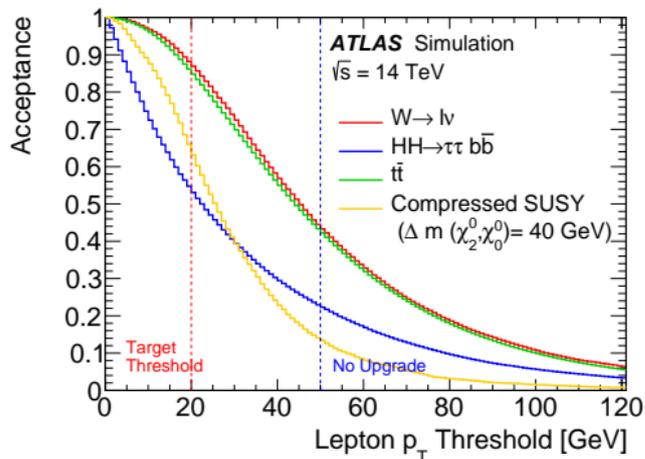
- Triggerlose Auslese der Kalorimeter und der Myonkammern: Trefferdaten werden kontinuierlich von den Detektoren über Gigabitlinks in die (räumlich entfernte) Triggerlogik gesendet.
 - Triggeralgorithmen für die erste Stufe sind auf FPGAs oder FPGAs mit eingebetteten Mikroprozessoren implementiert.
 - Im HLT werden die Daten des Innendetektors mit Hilfe spezieller Mustererkennungschips schnell rekonstruiert, ehe die Daten auf einer Rechnerfarm mit der vollständigen Ereignisrekonstruktion aufbereitet werden.
- ⇒ Komplexe Triggerbedingungen im HLT möglich, z.B. die Forderung nach der Anwesenheit von b -Quark und τ -Jets.

Physikprozesse, die mit dem Trigger zugänglich werden

CERN-LHCC-2017-020 ; ATLAS-TDR-029

Physics Drivers @ HL-LHC	Processes	Trigger Signatures	TDR Sect.	
Precision measurements of the properties of the Higgs Boson	Couplings to fermions Couplings to W/Z , diff. cross-sections	$H \rightarrow \tau\tau, H \rightarrow \mu\mu, t\bar{t}H, H \rightarrow b\bar{b}$ $H \rightarrow \gamma\gamma, H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell^+ \nu \ell^- \nu, H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow \ell^+ \ell^- \ell^+ \ell^-$	single/di- e or μ / di- τ $e/\mu, \text{di-}\gamma$	2.2, 2.4 2.3
	Self-coupling Scalar Higgs boson vs. BSM composite	$HH \rightarrow b\bar{b}\tau\tau / b\bar{b}\gamma\gamma / 4b$ $H \rightarrow \ell\ell', ZH \rightarrow \ell\ell + (\text{inv})$	di- τ/γ , multi-jets e/μ	2.5
Precision Standard Model Measurements	Forward/backward asymmetry Vector-boson scattering Precision top mass and cross-sections	$Z \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$ $WWjj, WZjj$ $t\bar{t}$ production	single e/μ single e/μ e/μ , large R -jets/multi-jets	2.1
	Searches for new vector bosons	Vector Boson Fusion (VBF) $Z' \rightarrow \ell\ell$	high- p_T single e/μ	
Searches for BSM Signatures	Searches for electroweak SUSY SUSY top partners Dark matter New resonances, SUSY	$\chi_1^+ \chi_2^0 \rightarrow WH\chi_1^0 \chi_1^0$ $\tilde{t}_1 \rightarrow t\chi_1^0$ $ISR + \chi_1^0 \chi_1^0$ $Z', \chi_1^0 \rightarrow jjj$	E_T^{miss} , single/di- e, μ, τ large R -jets/multi-jets + E_T^{miss} jets + E_T^{miss} jets, large R -jets, $e/\mu, \gamma$, E_T^{miss}	2.2, 2.6 2.3, 2.5
	Long-lived particles	$\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \pi^\pm \tilde{\chi}_1^0$	high impact parameter, E_T^{miss}	
Flavour Physics	Lepton Flavour Violation Searches for FCNC in top decays Rare B -meson decays	$\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ $t \rightarrow u/c + H/Z$ $B \rightarrow \mu\mu, B_s \rightarrow J/\Psi + \Phi$	low p_T di- μ single e/μ low p_T di- μ	2.10
	Heavy-Ion Physics	Light-by-light scattering Electroweak production In-medium parton energy loss (jets in PbPb) Quarkonia production	$\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ $W/Z/t$ mono-jets $J/\Psi, Y$	low p_T di-photons single e/μ jet, minbias low-mass di- e/μ

Endzustände mit einzelnen Leptonen

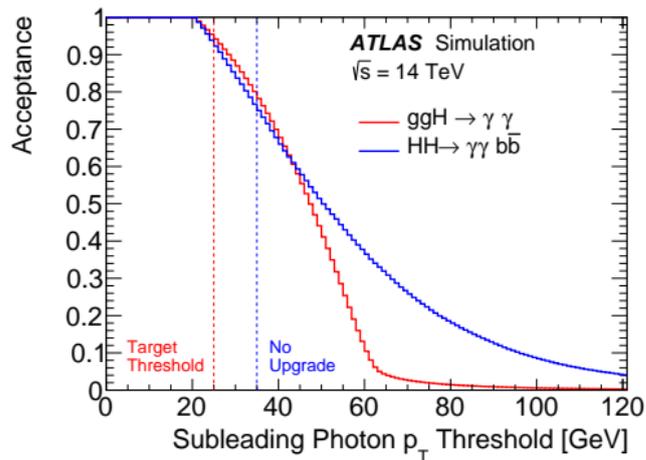


- Akzeptanz: Anteil der Ereignisse, die ein Lepton mit einem Transversalimpuls oberhalb eines gewissen Schwellenwerts haben.
- Für eine möglichst hohe Akzeptanz muss man eine niedrige Schwelle wählen.
- Beim HL-LHC wird man eine Schwelle von 20 GeV wählen können, ohne an die Triggerratengrenze der ersten Stufe zu stoßen.

Wiederholung des Stoffs des letzten Vorlesung

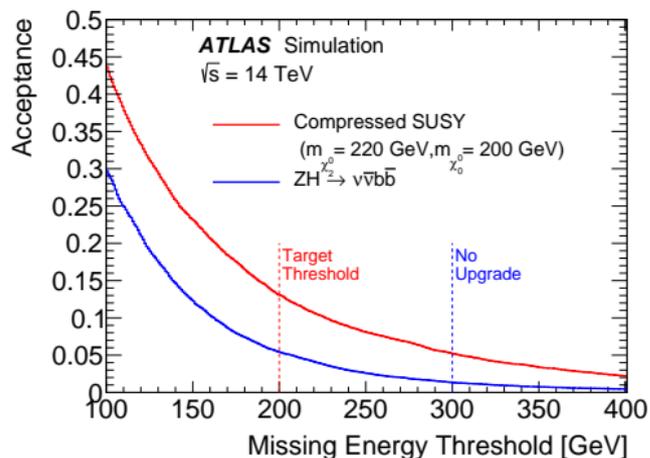
VBF $H \rightarrow \gamma\gamma$ u. $HH \rightarrow b\bar{b}\gamma\gamma$

Akzeptanz für E_T^{miss} -Trigger



Nahezu 100% Akzeptanz erreichbar, wenn man auf 2 Photonen mit $p_T > 25$ GeV triggert.

Schwach wechselwirkende Teilchen im Endzustand Akzeptanz für E_T^{miss} -Trigger



- Hohe Akzeptanzen innerhalb des verfügbaren Triggerrate nicht immer möglich.
- In den angegebenen Beispiele ist die Akzeptanz im Bereich von 5-20%.

Zusammenfassung des Stoffs des Sommersemesters

Analoges Signal: Information in der stetigen Veränderung der Eigenschaften des elektrischen Impulses enthalten, z.B. in der Impulshöhe, der Impulsdauer oder der Impulsform.

Digitales Signal: Information in diskreter Form gespeichert.

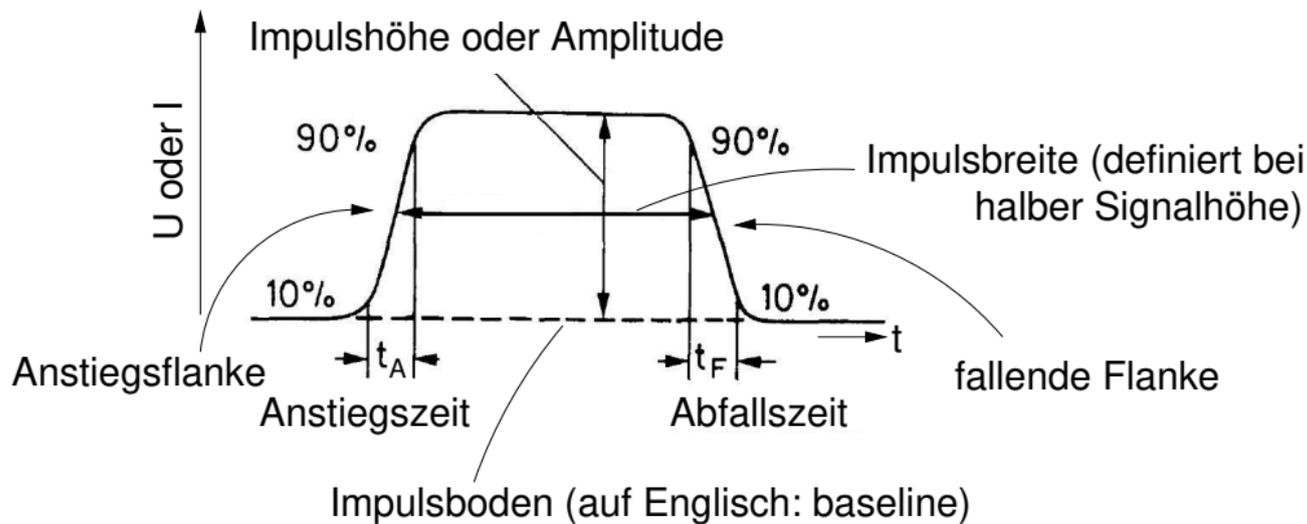
Beispiel. TTL (Transistor-Transistor-Logik):

Logische 0: Signal zwischen 0 und 0,8 V.

Logische 1: Signal zwischen 2 V und 5 V.

Vorteil eines digitalen Signals: Kein Informationsverlust bei kleinen Störungen des Signals.

Charakteristische Größen eines Signalimpulses



Langsames Signal: $t_A \gtrsim 100$ ns.

Schnelles Signal: $t_A \lesssim 1$ ns.

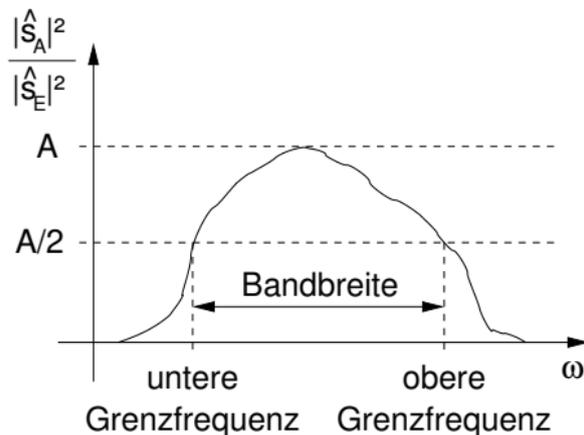
Dämpfung



$$\text{Dämpfung [dB]} := 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{|\hat{s}_A|^2}{|\hat{s}_E|^2} \right).$$

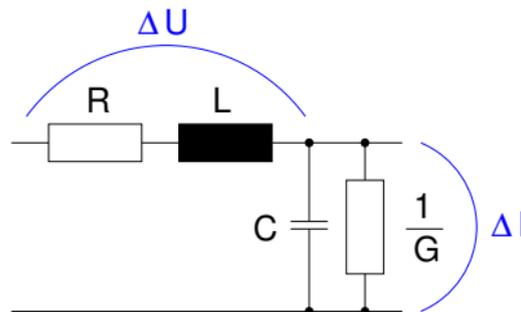
$$-3 \text{ dB} = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{|\hat{s}_A|^2}{|\hat{s}_E|^2} \right) \Leftrightarrow \frac{|\hat{s}_A|^2}{|\hat{s}_E|^2} = 10^{-\frac{3}{10}} = \frac{1}{2}.$$

Bandbreite



Signalausbreitung in einem Koaxialkabel

Ersatzschaltbild für ein Δz langes Stück eines Koaxialkabels



R , L , C , $\frac{1}{G}$ sind Widerstand, Induktivität, Kapazität und Leitfähigkeit pro Länge.

Bei einem idealen Kabel sind R und G gleich 0.

Allgemeinen Wellengleichung für ein Koaxialkabel

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = LC \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + (LG + RC) \frac{\partial U}{\partial t} + RGU.$$

Ideales Kabel: $R=0$, $G=0$.

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = LC \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}$$

(Wellengleichung mit $v = \frac{1}{\sqrt{LC}}$).

- Die analogen Signale, die unmittelbar aus Teilchendetektoren kommen, sind im Allgemeinen sehr klein.

Beispiel: MDT-Driftrohr mit Ar/CO₂ (93:7) bei 3 bar.

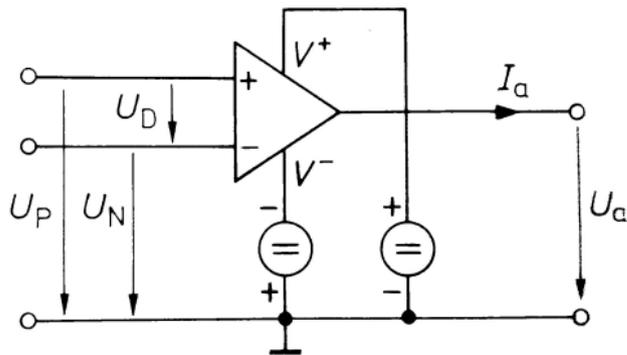
$$\frac{dE}{dx} = 7.5 \text{ keV/cm} \hat{\approx} 7.5/0.03 = 250 \text{ Elektron-Ion-Paare/cm.}$$

Bei einer Gasverstärkung von 20000 entspricht dies einer Gesamtladung von nur ~ 1 pC.

- ⇒ Schutz der kleinen Signale durch einen Faradaykäfig.
- ⇒ Verstärkung der Signale.
- ⇒ Leitung der unverstärkten Signale über möglichst kurze Strecken.

Operationsverstärker

- Operationsverstärker sind breitbandige Differenzverstärker mit hoher Verstärkung und hohem Eingangswiderstand.
- Operationsverstärker sind als integrierte Schaltungen aus Bipolar- und Feldeffekttransistoren erhältlich.

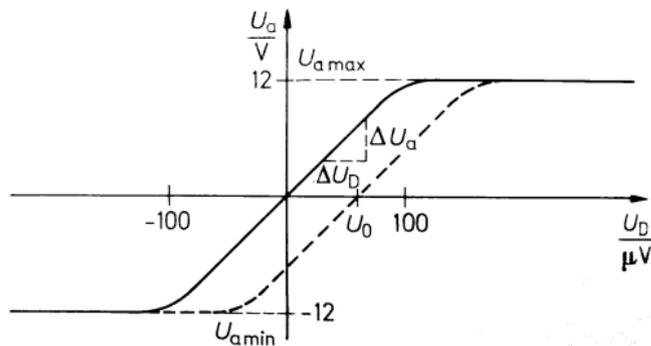


- Offene Verstärkung:

$$A_D := \frac{dU_a}{dU_D}$$

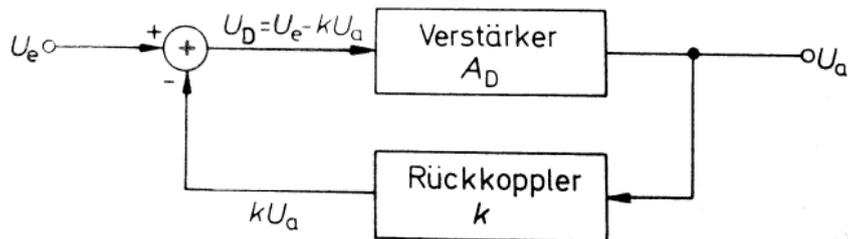
- Eingangsstufe als Differenzverstärker ausgeführt, daher zwei Eingänge (+ und -).
- Positive und negative Versorgungsspannung nötig, um die Ein- und Ausgänge positiv und negativ aussteuern zu können.

Kennlinie eines Operationsverstärkers



- Offsetspannung U_0 bei den meisten Operationsverstärkern abgleichbar.
- Lineare Abhängigkeit von U_a von U_D in einem kleinen Bereich von U_D um U_0 .
- Konstante Ausgangsspannung außerhalb dieses Bereichs (Übersteuerung des Verstärkers).

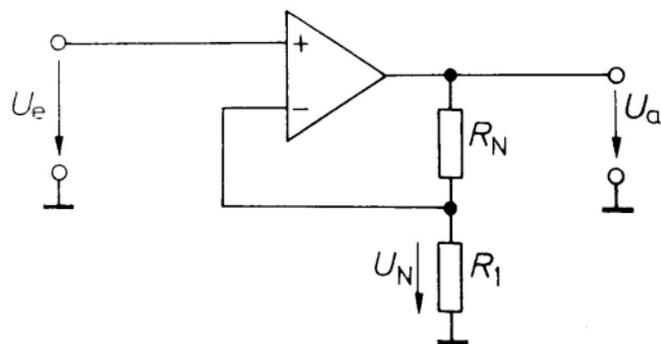
Prinzip der Gegenkopplung



- $U_a = A_D(U_e - kU_a) \Leftrightarrow U_a = \frac{A_D}{1+kA_D} U_e \underset{A_D \rightarrow \infty}{\approx} \frac{1}{k} U_e.$
- $U_P = U_e, U_N = kU_a, |U_a| < \text{const.}$ Also ist

$$|U_P - U_N| = \frac{U_a}{A_D} \underset{A_D \rightarrow \infty}{\rightarrow} 0,$$

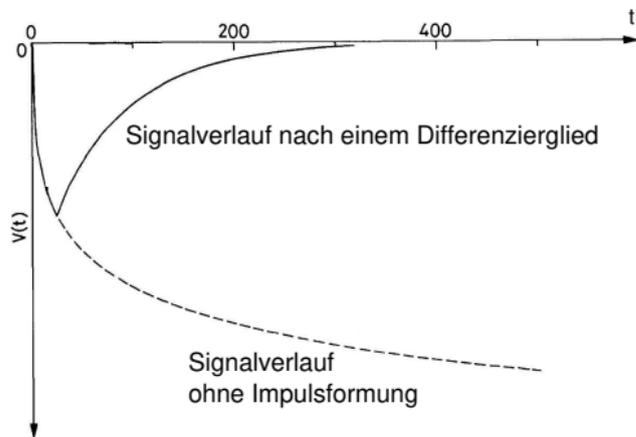
d.h. $U_P = U_N$.



$$U_e = U_P = U_N = \frac{R_1}{R_1 + R_N} U_a$$
$$\Leftrightarrow U_a = \left(1 + \frac{R_N}{R_1}\right) U_e.$$

- Verstärkung positiv.
- Wert der Verstärkung durch die Wahl von R_N und R_1 vollständig festgelegt.

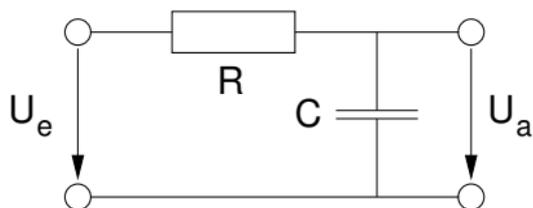
Einführendes Beispiel: Signalimpuls eines zylindrischen Driftrohres



Impulsformung mit einem Differenzierglied

- erhält die Information der Signalanfangszeit,
- verkürzt die Totzeit des Rohres gegenüber dem Fall ohne Impulsformung erheblich.

Tiefpass

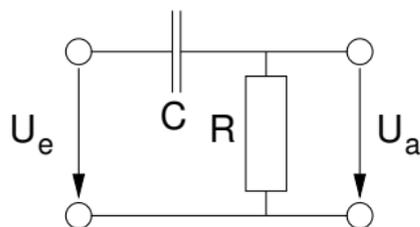


$$\begin{aligned}U_a &= \frac{\frac{1}{i\omega C}}{R + \frac{1}{i\omega C}} U_e \\ &= \frac{1}{1 + i\omega RC} U_e.\end{aligned}$$

$$\omega \rightarrow 0: U_a \rightarrow U_e.$$

$$\omega \rightarrow \infty: U_a \rightarrow 0.$$

Hochpass



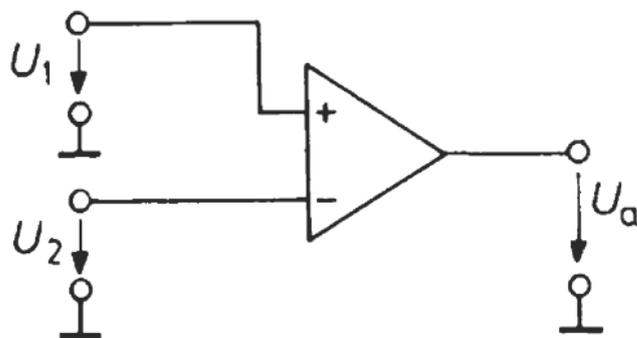
$$\begin{aligned}U_a &= \frac{R}{R + \frac{1}{i\omega C}} U_e \\ &= \frac{1}{1 + \frac{1}{i\omega RC}} U_e.\end{aligned}$$

$$\omega \rightarrow 0: U_a \rightarrow 0.$$

$$\omega \rightarrow \infty: U_a \rightarrow U_e.$$

Operationsverstärker als Komparator

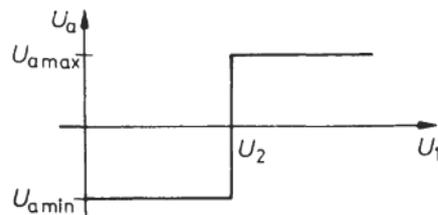
- Ein Operationsverstärker geht in Sättigung, wenn $|U_P - U_N|$ einen kleinen Wertebereich überschreitet.
- **Komparatoren** sind Operationsverstärker, bei denen man diesen Bereich sehr klein gewählt hat.



Im Idealfall gilt:

$$U_a = \begin{cases} U_{a,max} & \text{für } U_1 > U_2, \\ U_{a,min} & \text{für } U_1 < U_2. \end{cases}$$

Kennlinie:



Zwei Zustände: logische 0 und logische 1.

Logische Grundfunktionen

- Konjunktion: $y = x_1 \wedge x_2 = x_1 \cdot x_2 = x_1 x_2$.
- Disjunktion: $y = x_1 \vee x_2 = x_1 + x_2$.
- Negation: $y = \bar{x}$.

Zur Aufstellung komplexerer logischer Funktionen kann man sich der sogenannten **disjunktiven Normalform** bedienen.

n Eingangsvariablen x_1, \dots, x_n . 1 Ausgangsvariable y .

1. Man stelle eine Tabelle auf, in der zu allen möglichen Eingangswerten der gewünschte Ausgangswert steht. Diese Tabelle nennt man auch **Wahrheitstafel**.
2. Man sucht in der Wahrheitstafel alle Zeilen auf, in denen $y = 1$ ist.
3. Von jeder dieser Zeilen bildet man die Konjunktion aller Eingangsvariablen; wenn $x_k = 1$ ist, setzt man x_k ein, sonst \bar{x}_k .
4. Die gesuchte Funktion erhält man schließlich, indem man die Disjunktion aller gefundenen Produktterme bildet.

- Eine physikalische Messung ist ein **Zufallsprozess**.
- Eine Messgröße x , die den Ausgang eines Zufallsprozesses angibt, bezeichnet man als eine **Zufallsvariable** oder **Zufallsgröße**.
- Jede Funktion von x ist ebenfalls eine Zufallsgröße.
- Falls die Zufallsgröße nur diskrete Werte annehmen kann, gibt es für das Auftreten jedes dieser Werte eine Wahrscheinlichkeit, was die **Wahrscheinlichkeitsfunktion** ist.
- Bei Zufallsvariablen mit kontinuierlichem Wertebereich ersetzt die **Wahrscheinlichkeitsdichte** $p(x)$ die Wahrscheinlichkeitsfunktion. Es sei Ω eine messbare Menge möglicher Werte von x , deren Maß größer Null ist. Dann ist

$$\int_{\Omega} p(x) dx$$

die Wahrscheinlichkeit dafür, einen Wert $x \in \Omega$ zu beobachten.

Es sei α ein Parameter einer Wahrscheinlichkeitsverteilung. Das Ziel der **Punktschätzung** ist es, den besten Schätzwert (die beste Messung in der Sprechweise der Physiker) von α zu finden.

x : Zufallsgröße, die den experimentellen Messwerten entspricht.

$p(x; \alpha)$: Wahrscheinlichkeitsdichte für die Messung von x in Abhängigkeit des Parameters α .

x und α können mehrdimensional sein.

Definition. Ein **Punktschätzer** \mathcal{E}_α ist eine Funktion von x , mit der der Wert des Parameters α geschätzt werden kann. $\hat{\alpha}$ bezeichne diesen Schätzwert. Es ist also $\hat{\alpha} = \mathcal{E}_\alpha(x)$.

Ziel ist es, eine Funktion \mathcal{E}_α zu finden, bei der $\hat{\alpha}$ so nah wie möglich am wahren Wert von α liegt.

Da $\hat{\alpha}$ eine Funktion von Zufallsgrößen ist, ist $\hat{\alpha}$ selbst eine Zufallsgröße.

$$p(\hat{\alpha}) = \int_D \mathcal{E}_\alpha(x) p(x; \alpha) dx,$$

wobei α den wahren Wert des Parameters bezeichnet.

Konsistenz

n : Anzahl der Messungen, die für die Punktschätzung verwendet werden.

$\hat{\alpha}_n$: zugehöriger Schätzwert.

α_0 : wahrer Wert von α .

Man bezeichnet \mathcal{E}_α als **konsistenten Punktschätzer**, falls $\hat{\alpha}_n$ stochastisch gegen α_0 konvergiert. D.h. die Wahrscheinlichkeit, einen von α_0 verschiedenen Wert zu schätzen, geht für $n \rightarrow \infty$ gegen 0.

Erwartungstreue

Der **Bias eines Schätzwerts $\hat{\alpha}$** ist definiert als

$$b_n(\hat{\alpha}) := E(\hat{\alpha}_n - \alpha_0) = E(\hat{\alpha}_n) - \alpha_0.$$

Der Punktschätzer ist **erwartungstreu**, wenn

$$b_n(\hat{\alpha}) = 0, \text{ also } E(\hat{\alpha}_n) = \alpha_0$$

für alle n ist.

Effizienz

V_{min} sei die kleinstmögliche Varianz aller Punktschätzer eines reellwertigen Parameters. Die **Effizienz** eines bestimmten Punktschätzers ist als das Verhältnis $\frac{V_{min}}{Var(\hat{\alpha})}$ gegeben, wobei $Var(\hat{\alpha})$ die Varianz von $\hat{\alpha}$ für diesen Punktschätzer ist.

Suffizienz

Jede Funktion von Messdaten x nennt man eine **Statistik**. Eine **suffiziente Statistik für α** ist eine Funktion der Messdaten, die den gesamten Informationsgehalt über α enthält.

$p(x; \alpha)$: Wahrscheinlichkeit, die Messwerte x bei einem gegebenem Parameter α zu erhalten.

- Wenn man nun die gemessenen Werte x in die Funktion $p(x; \alpha)$ einsetzt, erhält man eine Statistik von x , die man **Likelihood** oder **Likelihoodfunktion** $L(x; \alpha)$ nennt.
- Man verwendet den Begriff des Likelihoods, um die Verwandtschaft mit der Wahrscheinlichkeitsdichte $p(x; \alpha)$ anzudeuten und gleichzeitig deutlich zu machen, **dass L keine Wahrscheinlichkeitsfunktion ist.**

$f(x_k; \alpha)$ sei die Wahrscheinlichkeitsdichte für den Ausgang einer einzelnen Messung x_k . Bei n unabhängigen Messungen $x = (x_1, \dots, x_n)$ ist dann

$$L(x_1, \dots, x_n; \alpha) = \prod_{k=1}^n f(x_k; \alpha).$$

Bei der **Methode des maximalen Likelihoods** nimmt man als Schätzwert für α den Wert von α , für den $L(x; \alpha)$ maximal wird.

Ziel: Bestimmung eines Intervalls, welches mit einer vorgegebenen Wahrscheinlichkeit den wahren Wert eines Parameters enthält.

Grenzfall der Normalverteilung

Nehmen wir an, die Größe $x \in \mathbb{R}$ sei normalverteilt, d.h.

$$p(x) = N(x; \mu, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{1}{2} \frac{(x-\mu)^2}{\sigma^2}}.$$

Wenn μ und σ bekannt sind, dann ist

$$p(a < x < b) = \int_a^b N(x; \mu, \sigma) dx =: \beta.$$

Falls μ unbekannt ist, kann man $p(\mu + c < x < \mu + d)$ berechnen:

$$\begin{aligned} \beta = p(\mu + c < x < \mu + d) &= \int_{\mu+c}^{\mu+d} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{1}{2} \frac{(x-\mu)^2}{\sigma^2}} dx = \int_c^d \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{1}{2} \frac{y^2}{\sigma^2}} dy \\ &= p(c - x < -\mu < d - x) = p(x - d < \mu < x - c). \end{aligned}$$

Ziel, festzustellen, welche Hypothese (für eine Wahrscheinlichkeitsverteilung) die aufgezeichneten Messpunktverteilungen (Daten) beschreibt.

Nomenklatur. H_0 : Nullhypothese.

H_1 : alternative Hypothese.

Einfache und zusammengesetzte Hypothesen

- Wenn die Hypothesen H_0 und H_1 vollständig ohne freie Parameter gegeben sind, nennt man die Hypothesen **einfache Hypothesen**.
- Falls eine Hypothese mindestens einen freien Parameter enthält, bezeichnet man sie als **zusammengesetzte Hypothese**.

Vorgehensweise

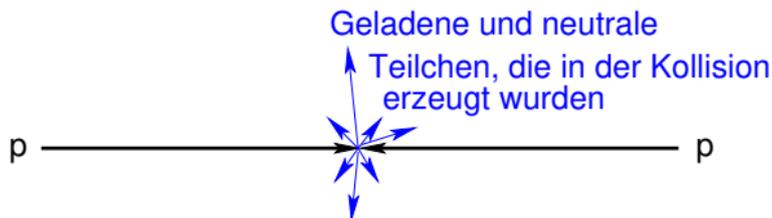
Für den Hypothesentest muss man W so wählen, dass

$$p(\text{Daten} \in W | H_0) = \alpha$$

bei klein zu wählendem α und gleichzeitig

$$p(\text{Daten} \in D \setminus W | H_1) = \beta$$

mit möglichst kleinem β .



In einer Kollision erzeugbare Teilchen im Endzustand

Leptonen

- Neutrinos: stabil, nur schwach geladen. \Rightarrow Keine Wechselwirkung, die zu einem messbaren elektrischen Signal in den Detektorkomponenten führt.
- Elektronen: stabil, elektrisch geladen. \Rightarrow Elektrische Signale in den Detektorkomponenten.
- Myonen: instabil, aber, da ultrarelativistisch, im Laborsystem so langlebig, dass sie nicht im Detektor zerfallen; elektrisch geladen. \Rightarrow Elektrische Signale in den Detektorkomponenten.
- τ -Leptonen: instabil. \Rightarrow Nur über ihre Zerfallsprodukte nachweisbar.

Weitere in einer Kollision erzeugbare Teilchen im Endzustand

Hadronen

- In der elementaren Kollision entstehen zunächst Quarks und Gluonen. Wegen des Confinements sieht man nicht diese nicht, sondern sogenannte Jets aus Hadronen, die aus den Quarks und Gluonen entstanden sind.
- Besondere Rolle zweier Quarks:
 - b-Quarks bilden langlebige b-Hadronen, was die Identifizierung von b-Quarkjets ermöglicht.
 - t-Quarks sind so kurzlebig, dass sie keine Hadronen bilden können. Sie sind über ihren Zerfall $t \rightarrow Wb$ nachweisbar.

Photonen

Photonen sind stabil. Sie sind zwar elektrisch neutral, können aber in Materie elektromagnetische Schauer erzeugen, die im Detektor nachgewiesen werden können.

Herzlichen Dank für das Interesse und die Teilnahme
an der Vorlesung!
Viel Erfolg bei Ihrer Masterarbeit!