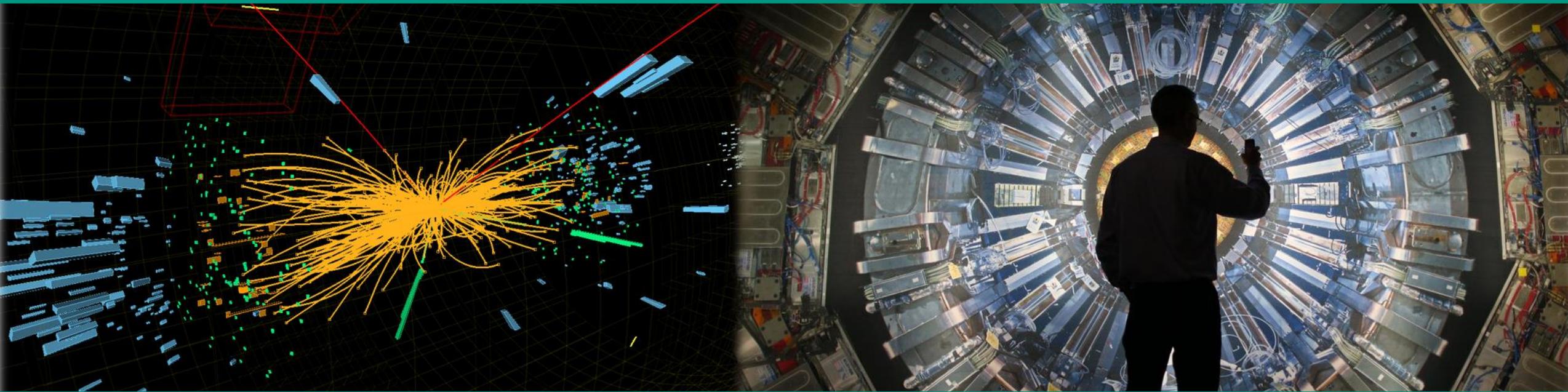


Moderne Experimentalphysik III – Teilchen und Hadronen

Vorlesung 17

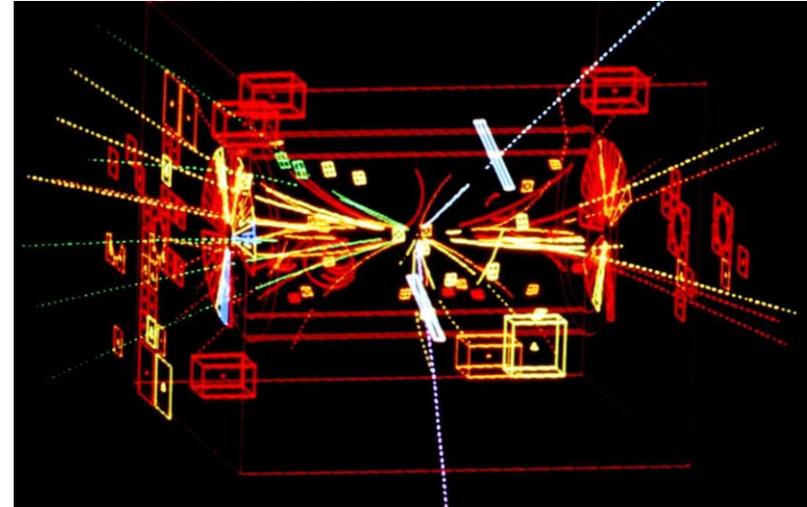
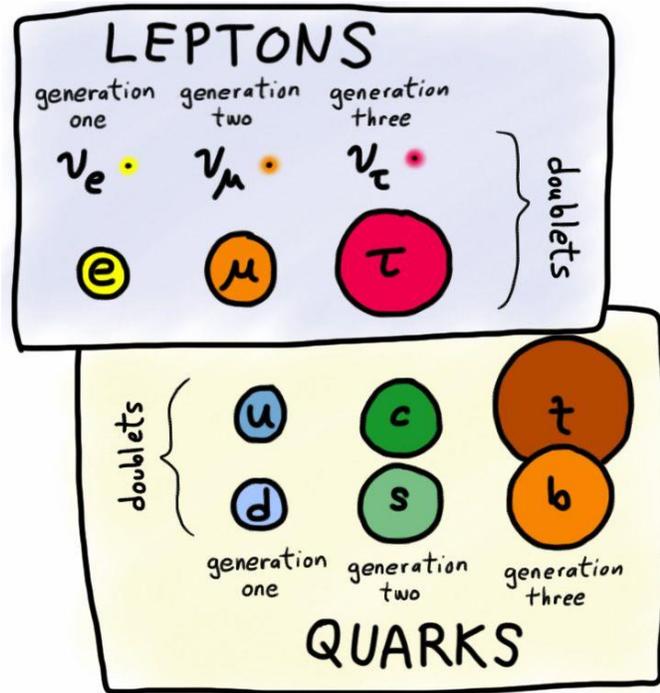
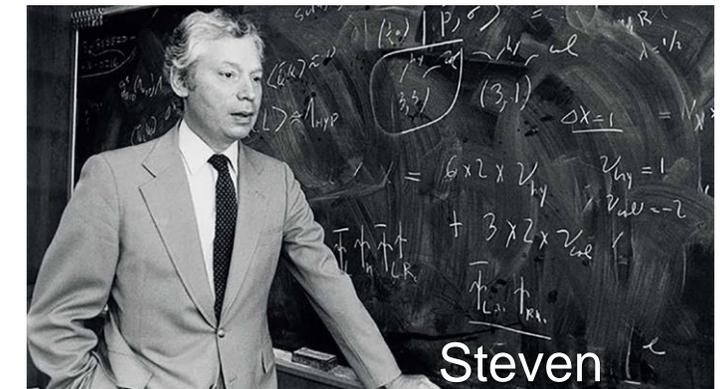
27.6.2023



Recap: Struktur der QCD & $PDFs$ des Nukleons

■ Streuprozesse bei hohem Impulstransfer

- Quarkflavours mit 3 Farben: aus R ($e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}/\mu^+\mu^-$) als $f(\sqrt{s})$
- **Björken** x : Impulsanteil des Partons ($x: 0, \dots 1$)
- Strukturfunktionen $F_1(x)$, $F_2(x)$: **Skaleninvarianz** (= unabhängig von Q^2)
- punktförmige Partonen: 3 **Valenzquarks** ($S = 1/2$), **Seequarks**, **Gluonen**
- Parton–Dichte–Funktionen (PDF): wichtig bei pp – Prozessen am **LHC**
- Quark–Gluon–Plasma: neuer Zustand (ultra-hohes T bzw. ρ) ?

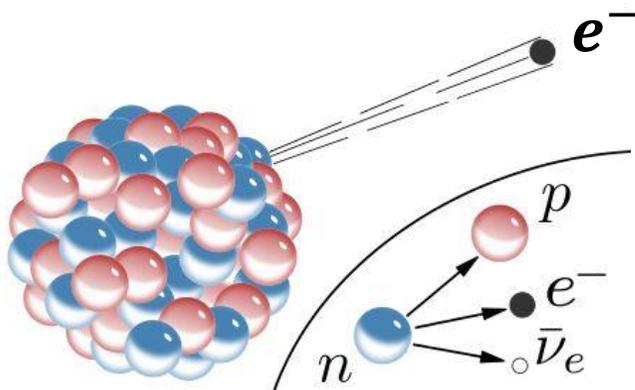


KAPITEL 7 – ELEKTROSCHWACHE WECHSELWIRKUNG

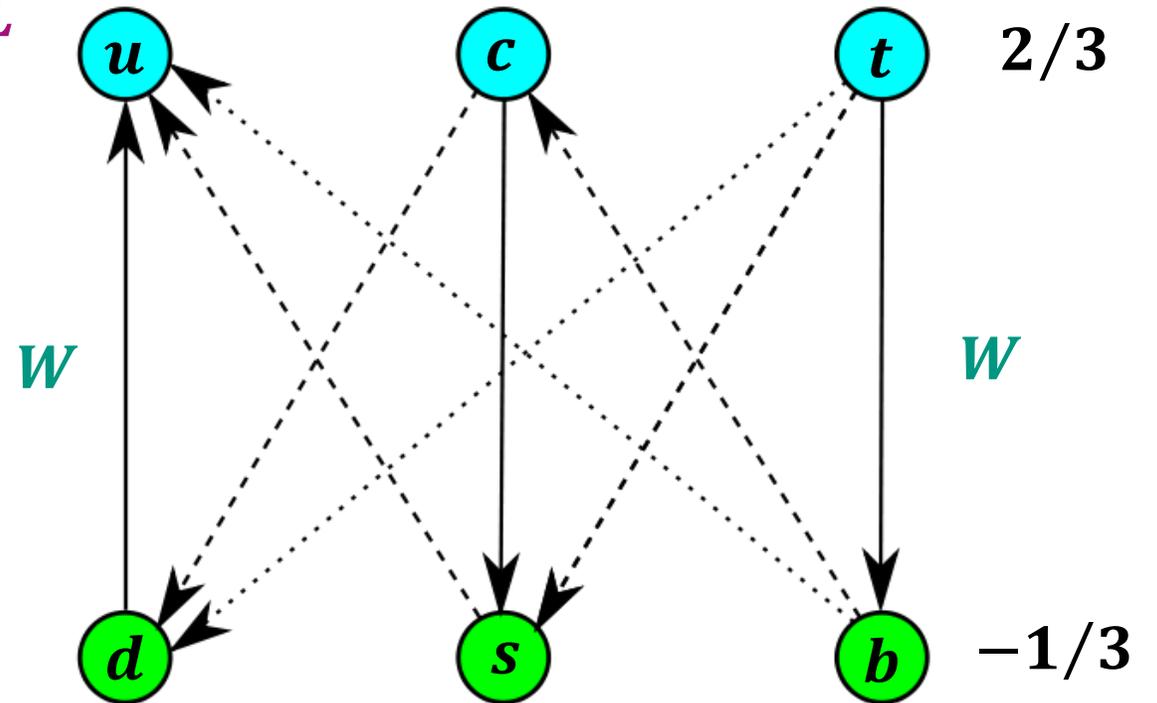
Schwache Wechselwirkung: Einführung

■ Quarklevel: flavour-ändernde Übergänge durch sog. **geladene Ströme***

- basiert auf Austausch von (virtuellen) **massiven** Vektorbosonen W^+ , W^-
- Verletzung von Symmetrien: P , C , CP , Familienleptonenzahl L_e, L_μ, L_τ
Quarkflavours, offen: Leptonenzahl L



β – Zerfall des n



Schwache Wechselwirkung: Einführung

■ Austauschteilchen: grundlegende Eigenschaften

- basiert auf Austausch von (virtuellen) **massiven** Vektorbosonen W^+ , W^-
- schwache Ww. – sehr kleine Raten!!
- Photonen (QED) & Gluonen (QCD) sind **masselose** Kraftteilchen
- weshalb sind die Trägerteilchen W^+ , W^- so schwer?
- weshalb kann man dann von einer **elektroschwachen** Wechselwirkung sprechen?



4B Kräfte

Spin = 1 (Boson)

$M_W = 80,433 \text{ GeV}$

$t_{1/2} = 3 \cdot 10^{-25} \text{ s}$

$Q = +1 \quad P = -1$

Kräfte: *schwach, elektromagnetisch*



4B Kräfte

Spin = 1 (Boson)

$M_W = 80,433 \text{ GeV}$

$t_{1/2} = 3 \cdot 10^{-25} \text{ s}$

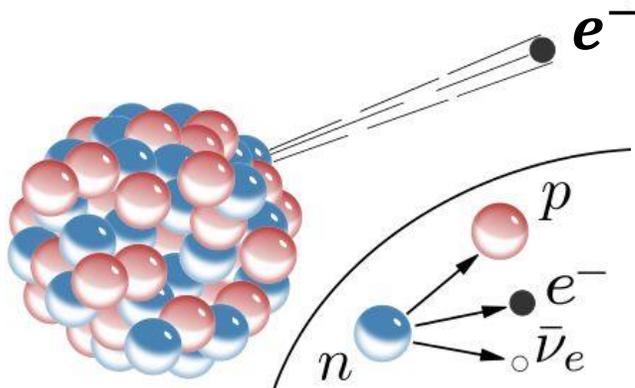
$Q = +1 \quad P = -1$

Kräfte: *schwach, elektromagnetisch*

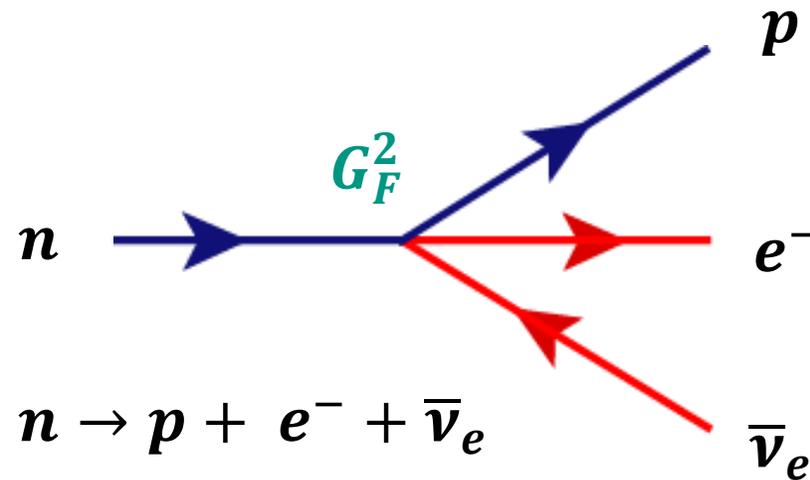
Schwache Wechselwirkung: der β – Zerfall

■ Beobachtung des Zerfalls von Kernen & des Neutrons: Fermi's Theorie

- Messung des Energiespektrums von Elektronen: 3 –**Körper**–**Zerfall**
- *E. Fermi* formuliert eine erste Theorie für den β – Zerfall
- Theorie geht aus von einer **punktförmigen Kontaktwechselwirkung**



β – Zerfall des n



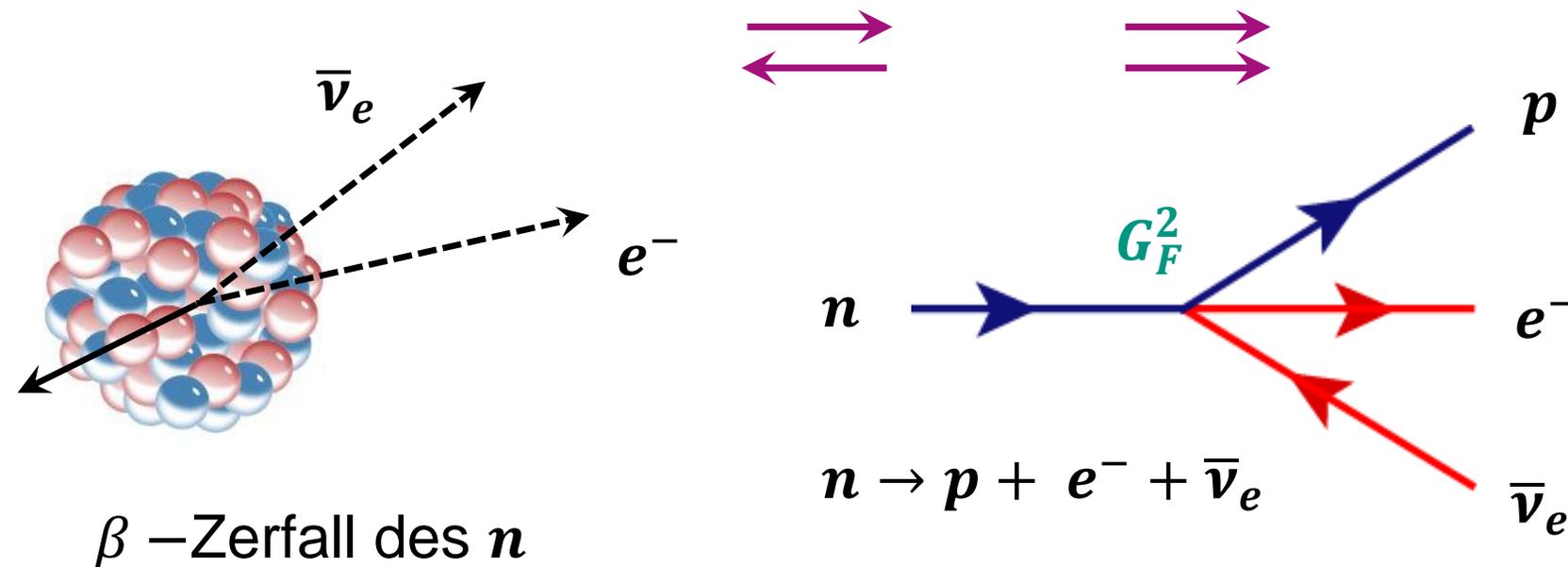
Enrico
Fermi



Schwache Wechselwirkung: der β – Zerfall

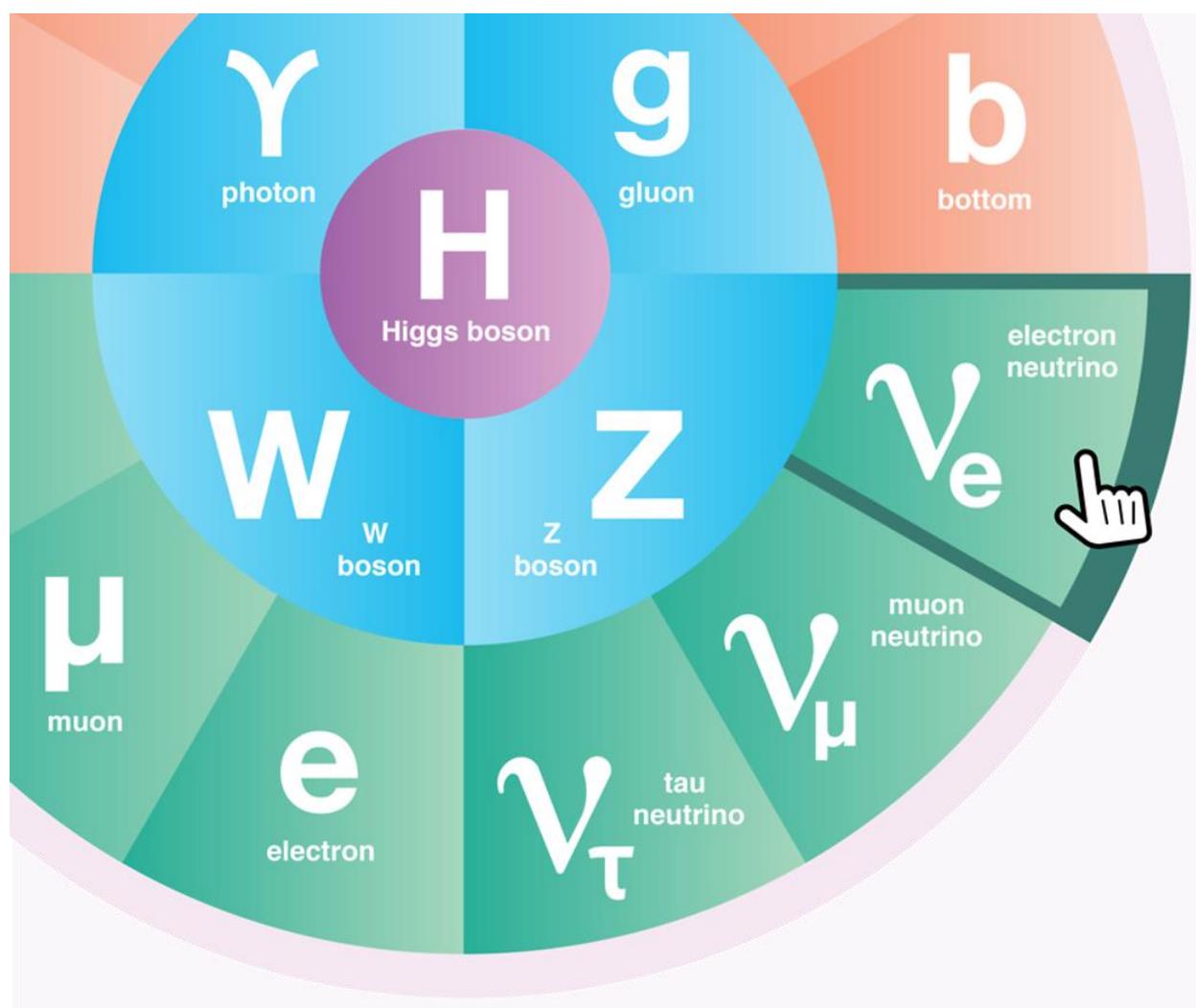
■ Beobachtung des Zerfalls von Kernen & des Neutrons: Fermi's Theorie

- Messung des Energiespektrums von Elektronen: 3 –**Körper**–**Zerfall**
- *E. Fermi* formuliert seine Theorie ähnlich zur elektromagnet. Wechselwirkung
- heute: umfasst **vektorielle** & **axialvektorielle** Anteile* (Ausrichtung der **Spins**)

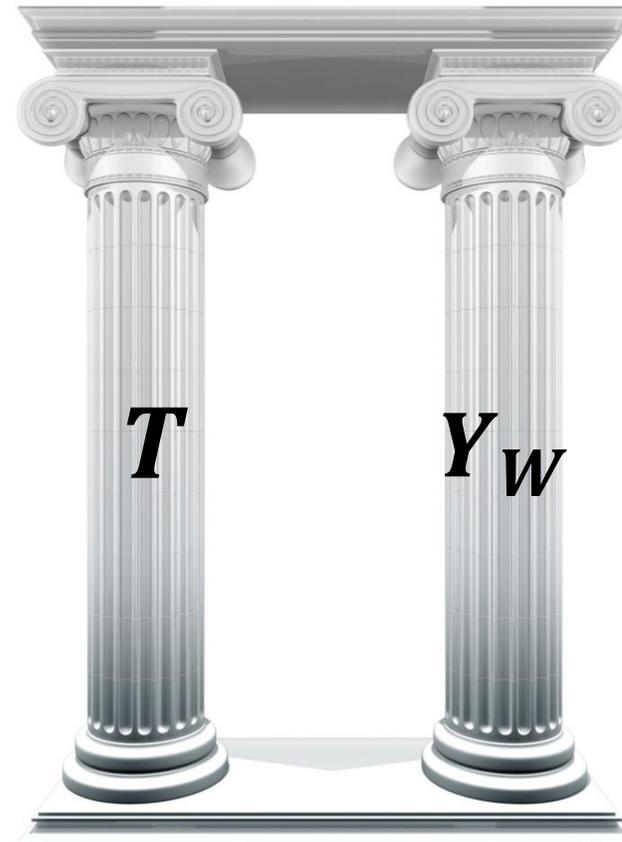


Enrico
Fermi





Standardmodell

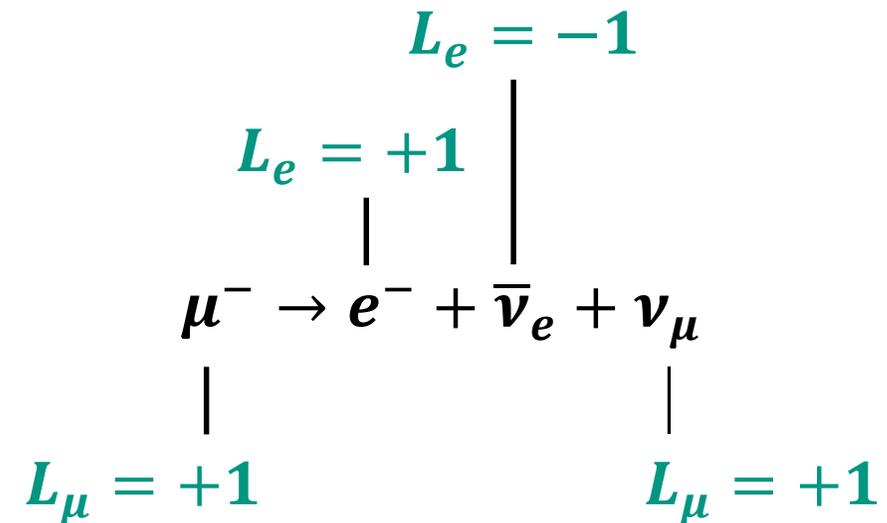
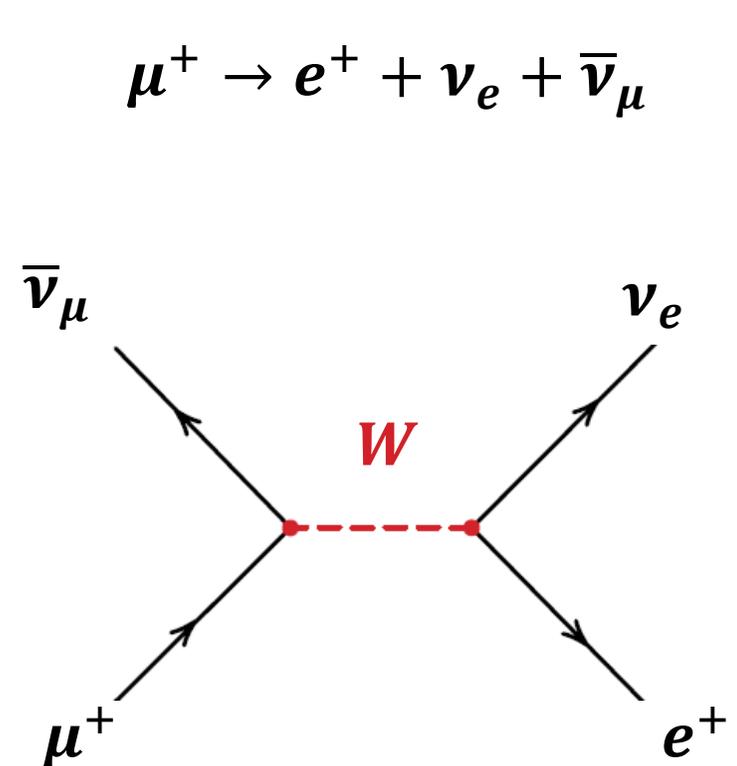


KAPITEL 7.1 – ELEKTROSCHWACHE PROZESSE

Klassifikation von schwachen Prozessen

■ Rein leptonische Prozesse: nur **Leptonen** sind involviert

- wichtiges Beispiel: der **Myonzerfall** & Familienleptonenzahlen $L_e L_\mu$



- **additive** Quantenzahl
(wird bei ν – Oszillationen verletzt)

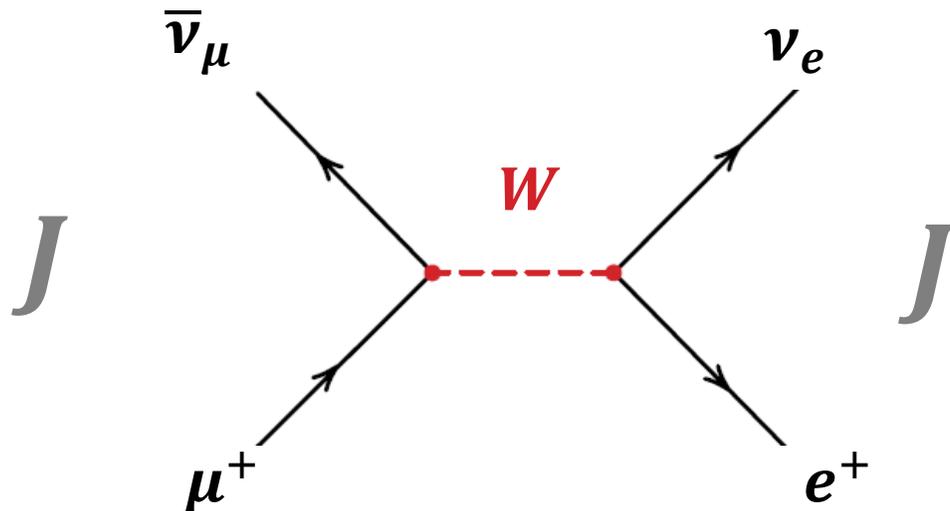
Klassifikation von schwachen Prozessen

■ Rein leptonische Prozesse: nur Leptonen sind involviert

- wichtiges Beispiel: der **Myonzerfall & Familienleptonenzahlen** $L_e L_\mu$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

Lebensdauer $\tau = 2,197 \mu\text{s}$

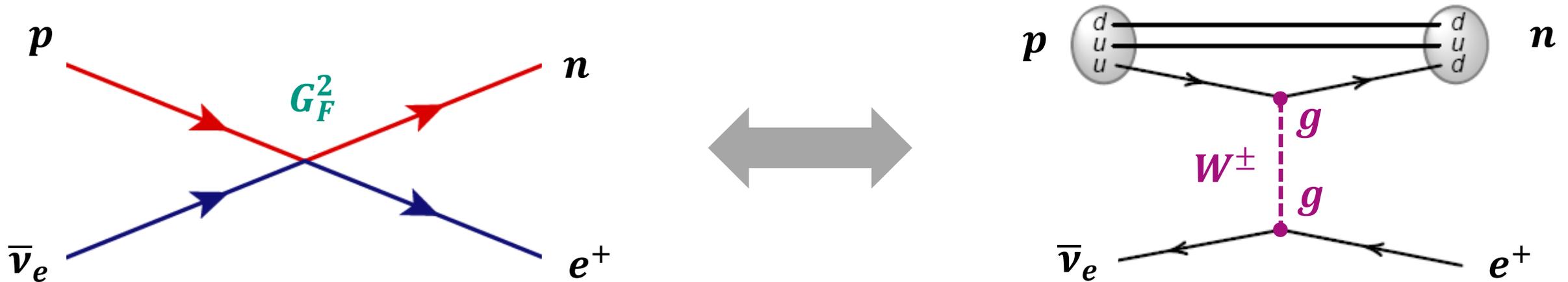


- benutzt zur Bestimmung der Kopplungsstärke G_F der schwachen Wechselwirkung
- Beispiel einer **Strom–Strom** (JJ) Kopplung
- keine Beeinflussung durch **hadronische Prozesse** der QCD

Klassifikation von schwachen Prozessen

■ Klassifikation schwacher Zerfälle & Fermi's Punkt-Wechselwirkung

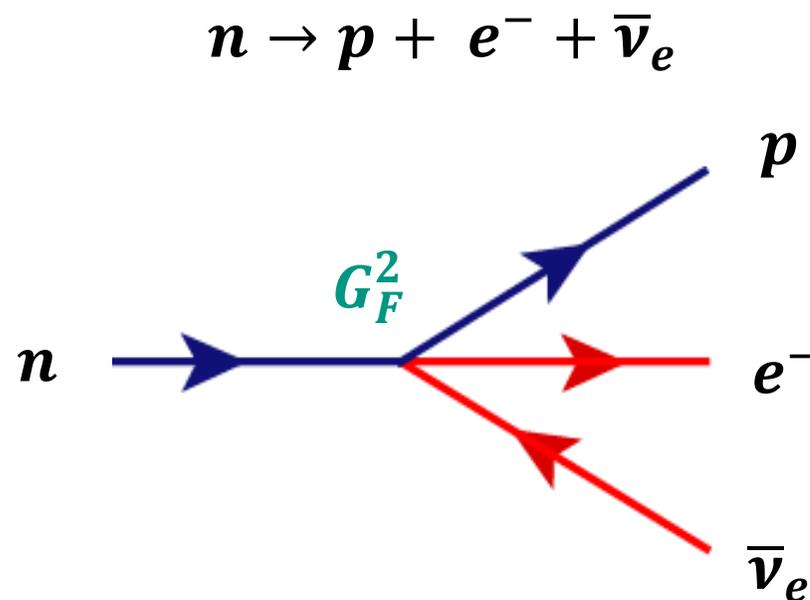
- leptonische, semi-leptonische & rein hadronische Prozesse
- semi-leptonisch: inverse β - Zerfallsreaktion $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$
- früher: $G_F \Leftrightarrow$ heutiges Standardmodell mit schwacher Kopplung g



Approximation als Punkt–Wechselwirkung

■ Beschreibung bei niedrigen Energien mit Fermi's Theorie des β – Zerfalls

- Stärke der Wechselwirkung wird beschrieben durch eine dimensionsbehaftete Kopplungskonstante G_F (Fermi–Kopplung) beschrieben



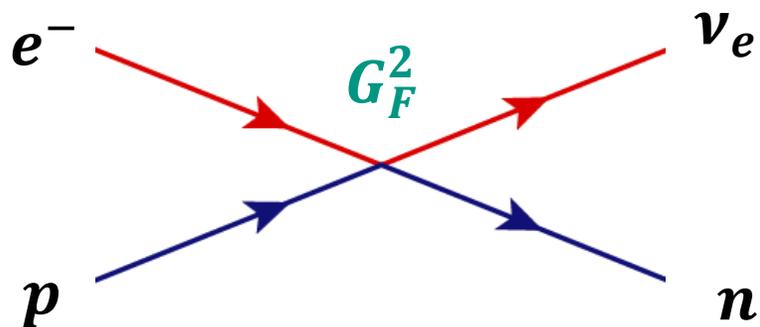
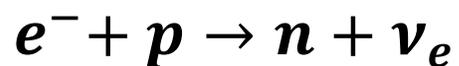
$$\frac{G_F}{(\hbar c)^3} = 1,16638 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

- bestimmt aus der Messung der Lebensdauer τ des **Myonzerfalls**

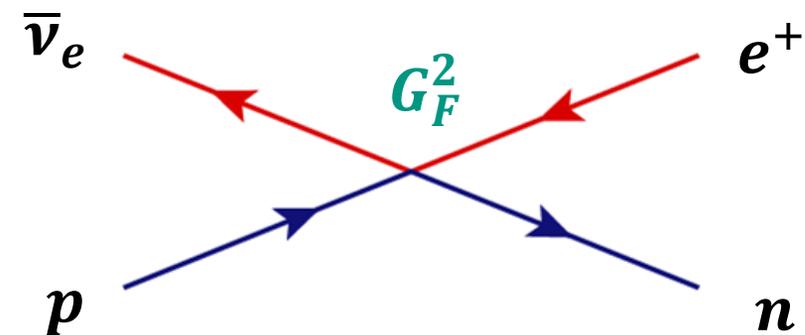
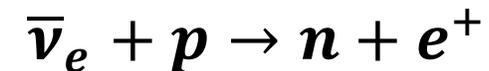
Approximation als Punkt–Wechselwirkung

■ Beschreibung bei niedrigen Energien mit Fermi's Theorie des β – Zerfalls

- Stärke der Wechselwirkung wird beschrieben durch eine dimensionsbehaftete Kopplungskonstante G_F (Fermi–Kopplung) beschrieben



Elektron–Einfang



inverser β – Zerfall

Beschreibung mit massiven Austauschbosonen W

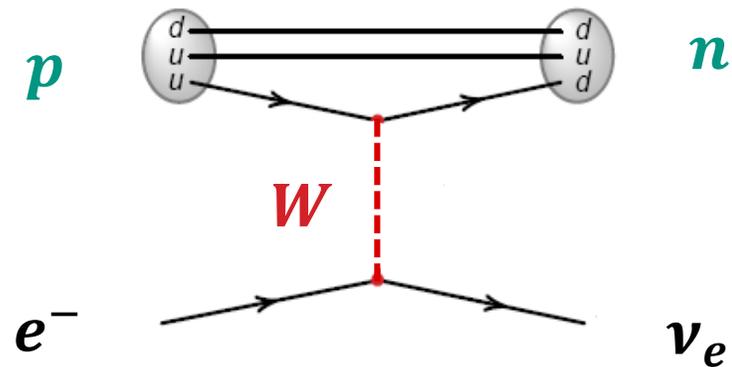
KIT
Karlsruhe Institute of Technology

- fundamentale, moderne Beschreibung semileptonischer Prozesse

Quarklevel

$$e^- + u \rightarrow d + \nu_e$$

$$e^- + p \rightarrow n + \nu_e$$

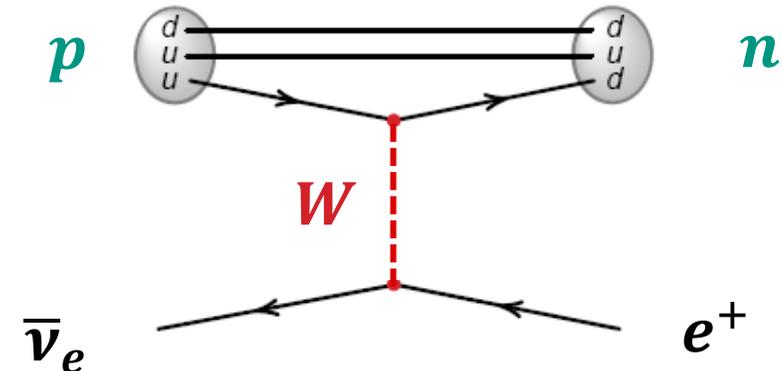


Elektron–Einfang

Quarklevel

$$\bar{\nu}_e + u \rightarrow d + e^+$$

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$$



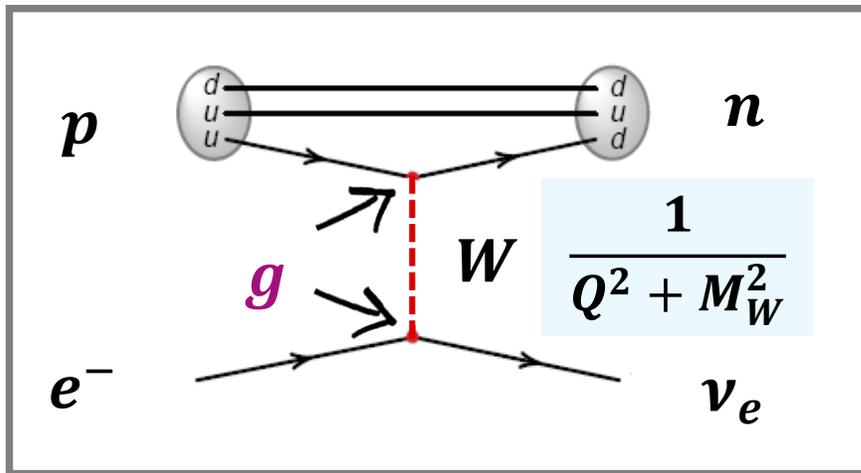
inverser β – Zerfall

Beschreibung mit massiven Austauschbosonen W

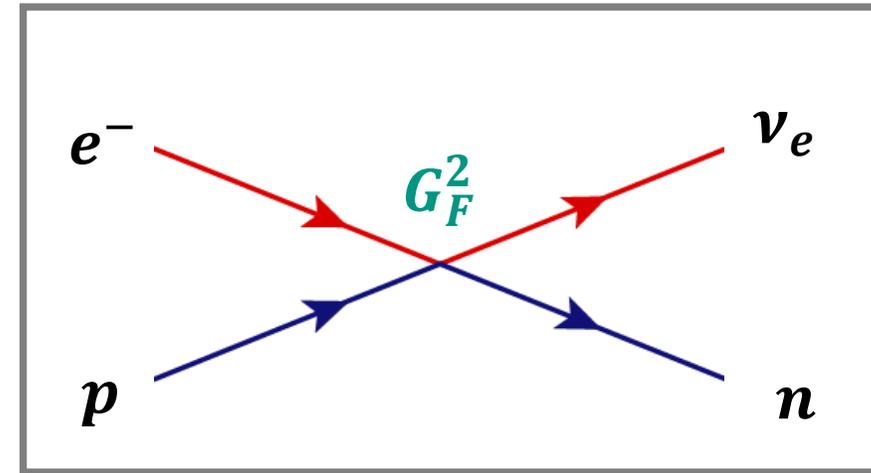
KIT
Karlsruhe Institute of Technology

■ fundamentale, moderne Beschreibung semileptonischer Prozesse

- Fermi–Theorie mit dimensionsbehafteter Kopplung G_F nur bei niedriger Energie E gültig, verletzt die Unitarität bei $\sqrt{s} \geq 740 \text{ GeV}$
- moderne elektroschwache Theorie mit **Kopplungskonstante g** und **Propagatorterm des W** (bei kleinem Q^2 geht Term $\rightarrow M_W^2$, d.h. wird punktförmig)



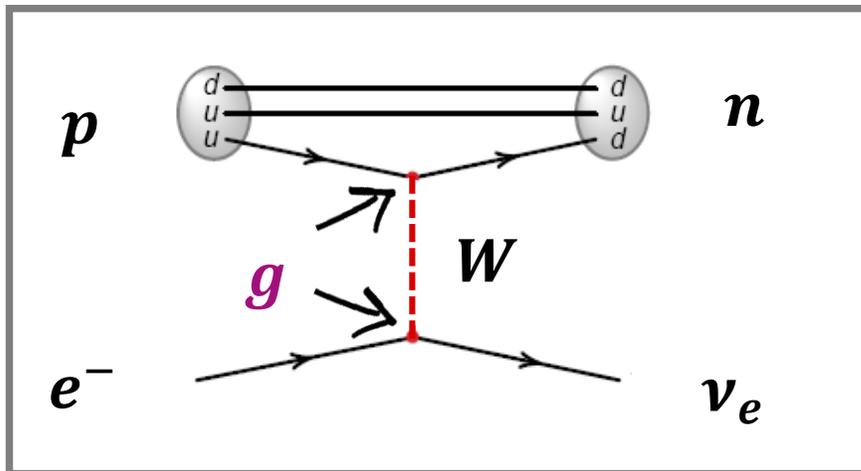
Elektron–Einfang



Elektron–Einfang

■ fundamentale, moderne Beschreibung semileptonischer Prozesse

- schwache Wechselwirkung ist 'schwach' aufgrund der Eigenschaften des Propagatorterms (quasi-punktförmige Wechselwirkung)
- Vergleich der dimensionslosen Kopplungen $\alpha_{em} = (e^2/\hbar c) \approx 1/137$ vs. $\alpha_W = (g^2/\hbar c) \approx 1/30$: 'schwache' Prozesse nur durch Propagatorterm



Elektron–Einfang

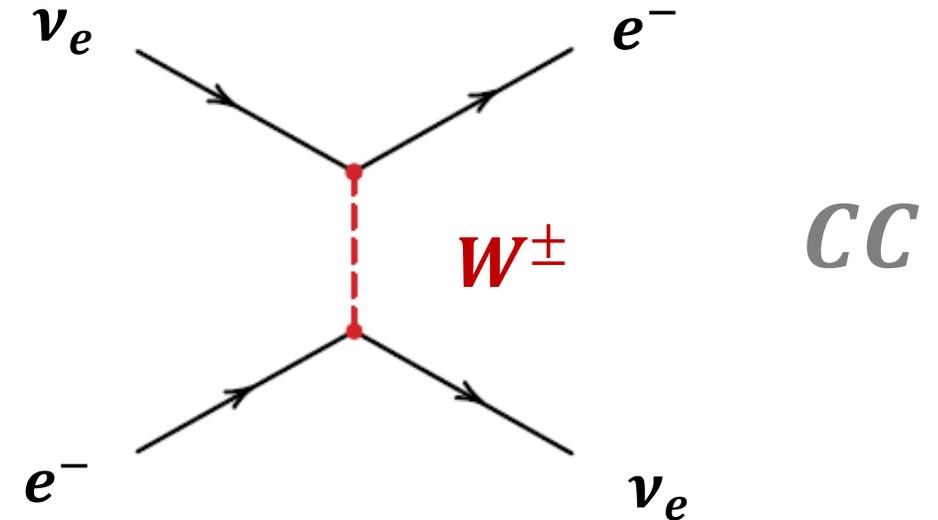
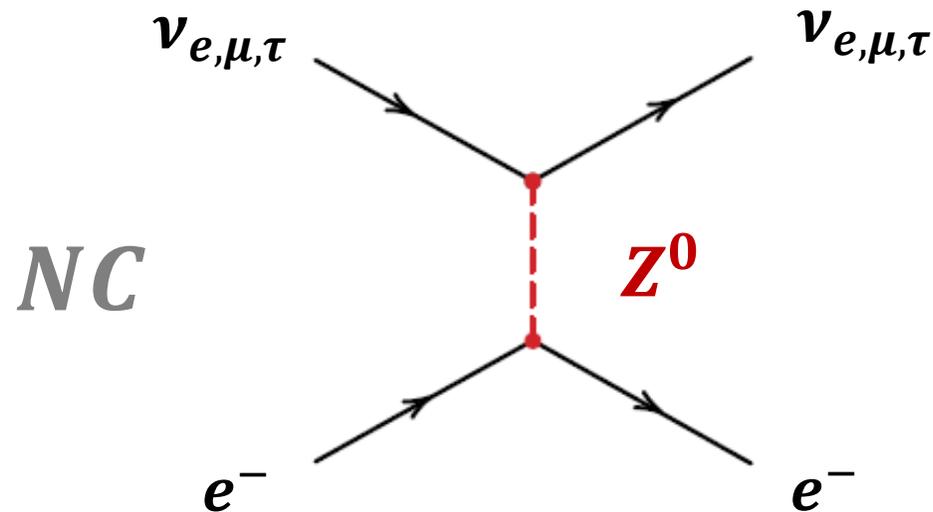
- Beziehung zwischen Fermi-Kopplung G_F & elektroschwacher Kopplung g :

$$\frac{G_F}{(\hbar c)^3} = \frac{\sqrt{2}}{8} \cdot \frac{g^2}{M_W^2 c^4}$$

Neutrino Streuung: geladene & neutrale Ströme

■ Neutrale Ströme*: eine neue Art der schwachen Wechselwirkung

- bei der **elastischen Streuung von Neutrinos an Elektronen** beobachtet man z.B. Prozesse, die durch den Austausch eines **neutralen Bosons Z^0** entstehen mit Masse $M_Z = 91,2 \text{ GeV}$ ($\tau = 2,6 \cdot 10^{-25} \text{ s}$)



von Fermi's Theorie zum Standardmodell

■ die tragenden Säulen des modernen Standardmodells (*WSG* – Theorie)

- $SU(3)$ – Konzept der starken Wechselwirkung mit **Gluonen** ✓
- neues Konzept $SU(2)_L \times U(1)_Y$ für **elektroschwache Kraft** !
- Säule 1: $SU(2)_L$ schwacher Isospin T
- Säule 2: $U(1)_Y$ schwache Hyperladung Y_W



Fermi



Weinberg

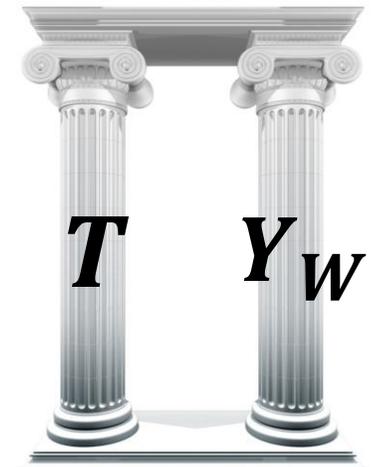


Glashow



Salam

Standardmodell



$$SU(2)_L \times U(1)_Y$$

schwacher Isospin T

■ Eingruppierung von Teilchen in neue $SU(2)$ – Symmetrie: **Dubletts**

- schwache Wechselw.: chiral LH $(u, d')_L, (c, s')_L, (t, b')_L$ **Quarks**
 chiral LH $(\nu_e, e^-)_L, (\nu_\mu, \mu^-)_L, (\nu_\tau, \tau^-)_L$ **Leptonen**

- Definition $SU(2)$ – Symmetriegruppe für schwache Wechselwirkung:
 Quantenzahl **schwacher Isospin T^*** (T_3 analog Ladung Q)

- **chiral linkshändige Teilchen**
 bilden $SU(2)_L$ – **Dubletts**
 mit

$$T = 1/2$$

$$T_3 = \pm 1/2$$

| | | | | |
|--|--|--|---|---------------|
| $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$ | $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$ | $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$ | — | $T_3 = + 1/2$ |
| $\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$ | $\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$ | $\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$ | — | $T_3 = - 1/2$ |
| | | | — | $T_3 = + 1/2$ |
| | | | — | $T_3 = - 1/2$ |

schwacher Isospin T & gedrehte Quark-Zustände

■ wichtiges Konzept bei neuer $SU(2)$ – Symmetrie: Quarks mischen

- schwache Wechselw.: chiral LH $(u, d')_L, (c, s')_L, (t, b')_L$ **Quarks**

- **schwache Flavour–Eigenzustände** der *down* – artigen Quarks sind **keine Masseneigenzustände**

- schwache Wechselwirkung

koppelt an **gedrehte (gemischte)**

Quark–Zustände d'_L, s'_L, b'_L

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

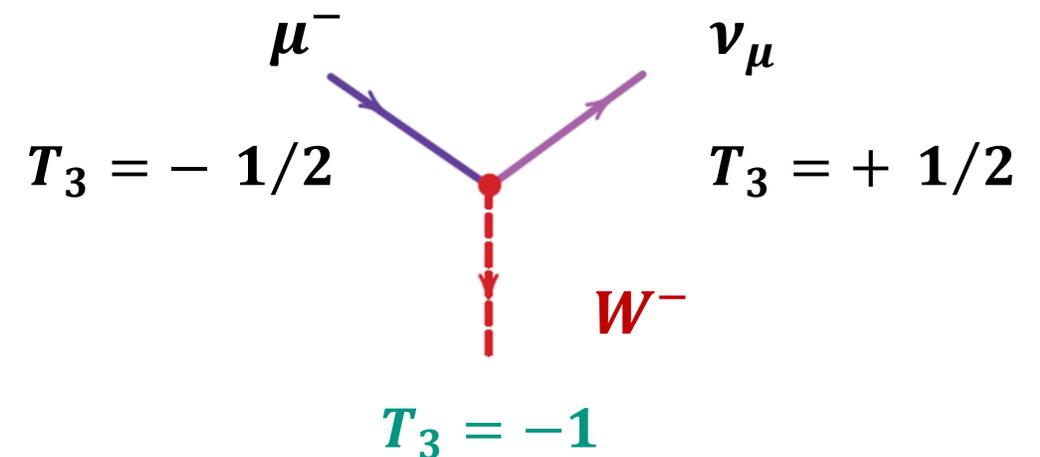
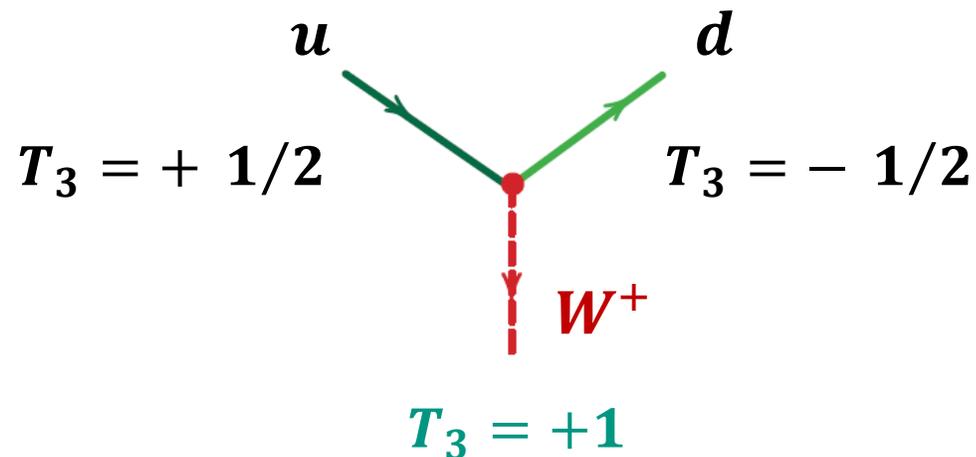
Konzept der
Quarkmischung* !

$$\begin{array}{ccc|l} \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L & \begin{array}{l} T_3 = + 1/2 \\ T_3 = - 1/2 \end{array} \end{array}$$

Schwacher Isospin T : Austauscheteilchen*

■ Eingruppierung von Teilchen in neue $SU(2)_L$: Isospin-Triplett W

- $SU(2)_L$ – Symmetrie erfordert schwaches Isospin-Triplett $T = 1$:
(W^+ , W^0 , W^-), mit 3. Komponente schwacher Isospin $T_3 = (+1, 0, -1)$
- Vorgriff: schwaches Isospin-Triplett (W^+ , W^0 , W^-) mischt mit Eichboson B^0 der schwachen Hyperladung Y_W zu reellen Austauscheteilchen W^\pm & Z^0



Schwacher Isospin T – Singulett

■ Eingruppierung von Teilchen in neue $SU(2)_L$ – Symmetrie: Singulett

- schwache Wechselwirkung unterscheidet **verschiedene Chiralitäts-Zuständen von Teilchen** (maximale Verletzung der Parität)

- Recap: **Chiralität*** definiert für Dirac–Spinoren

$$e_R^- = \frac{1}{2} \cdot (1 + \gamma_5) e^- \quad \begin{array}{l} \text{chiraler} \\ \text{Projektionsoperator} \end{array}$$

- **chiral rechtshändige Teilchen** bilden **Singulett** bzgl. $SU(2)_L$ mit $T = 0$ & $T_3 = 0$

$$\begin{array}{cccccc} e_R^- & \mu_R^- & \tau_R^- & & & \\ u_R & c_R & t_R & d_R & s_R & b_R \end{array}$$

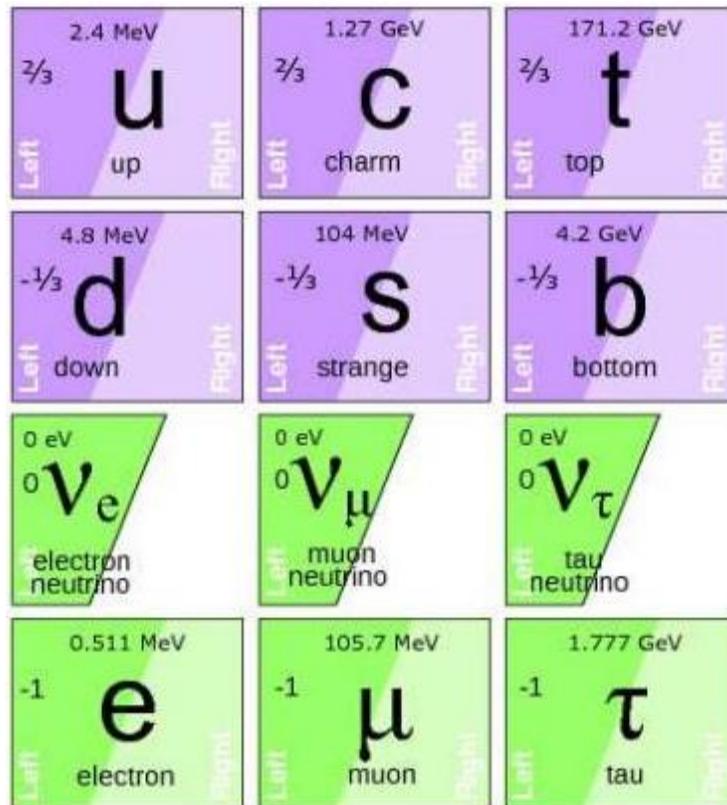
- Singulett-Zustände: keine CC – Wechselwirkung mit W^\pm

Schwacher Isospin T – Singulets

■ Eingruppierung von Teilchen in neue $SU(2)_L$ – Symmetrie: Singulets

- schwache Wechselwirkung koppelt nicht an RH Neutrinozustände

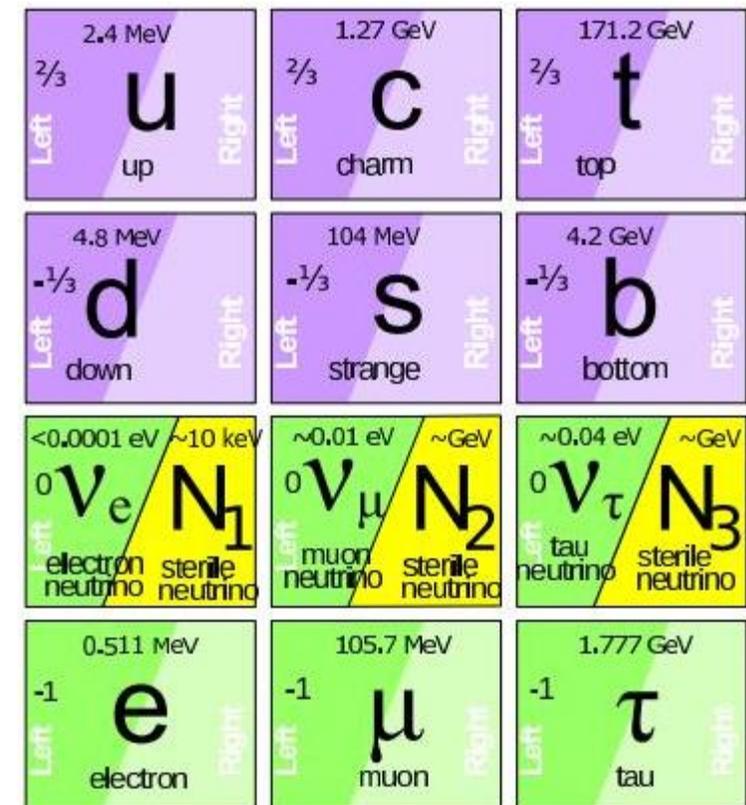
Quarks



neue



Theorien



schwache Hyperladung Y_W

■ S.L. Glashow (1961): neue Quantenzahl Y_W für schwache Wechselwirkung

- analog zur **Gell–Mann–Nishijima** Formel der starken Wechselwirkung*

$$Q = T_3 + Y_W/2$$

elektr. Ladung

$$Y_W = 2 \cdot (Q - T_3)$$

schwache
Hyperladung

3. Komponente
schwacher Isospin

- Eichsymmetrie $U(1)_Y$:
assoziertes Quantenfeld mit B^0 – Boson
- Feld wechselwirkt mit dem **Higgs–Hintergrundfeld**
(später), daher keine reelle, masselose B^0 – Bosonen



Sheldon Lee Glashow
Nobelpreis 1979

Schwache Hyperladung Y_W : Zuordnung

■ Neue Quantenzahl für schwache Wechselwirkung von *S.L. Glashow* (1961)

- Zuordnung der schwachen Hyperladung Y_W zu Teilchen: $Y_W = 2 \cdot (Q - T_3)$

| | Q | T_3 | Y_W | |
|--|------|-------|-------|--------------------|
| $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$ | 0 | + 1/2 | - 1 | <i>LH</i> Leptonen |
| $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$ | -1 | - 1/2 | - 1 | |
| $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$ | | | | |
| $\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$ | +2/3 | + 1/2 | + 1/3 | <i>LH</i> Quarks |
| $\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$ | -1/3 | - 1/2 | + 1/3 | |
| $\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$ | | | | |

$SU(2)_L$ Dubletts der chirale *LH* Leptonen & Quarks

Schwache Hyperladung Y_W : Zuordnung

■ Neue Quantenzahl für schwache Wechselwirkung von *S.L. Glashow* (1961)

- Zuordnung der schwachen Hyperladung Y_W zu Teilchen: $Y_W = 2 \cdot (Q - T_3)$

- *RH* ν 's nicht existent im *SM*

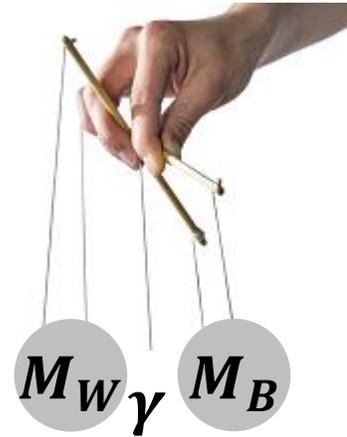
| | Q | T_3 | Y_W | |
|------------------------------|------|-------|-------|--------------------|
| e_R^- μ_R^- τ_R^- | -1 | 0 | -2 | <i>RH</i> Leptonen |
| u_R c_R t_R | +2/3 | 0 | +4/3 | <i>RH</i> Quarks |
| d_R s_R b_R | -1/3 | 0 | -2/3 | |

$SU(2)_L$ Singulett's der chirale *RH* Leptonen & Quarks

2 tragende Säulen des SM: etwas fehlt noch...

■ neue Symmetrien: $SU(2)$ –Triplett (W^+, W^0, W^-) & $U(1)$ – Singulett B^0

- Kopplung g an Iso–Triplett (W^+, W^0, W^-)
- Kopplung g' an Iso–Singulett (B^0)
- bisher nur **masselose** Bosonen, die auch nicht mischen zu den beobachteten, reellen $W^\pm Z^0$, die zudem auch sehr schwer sind

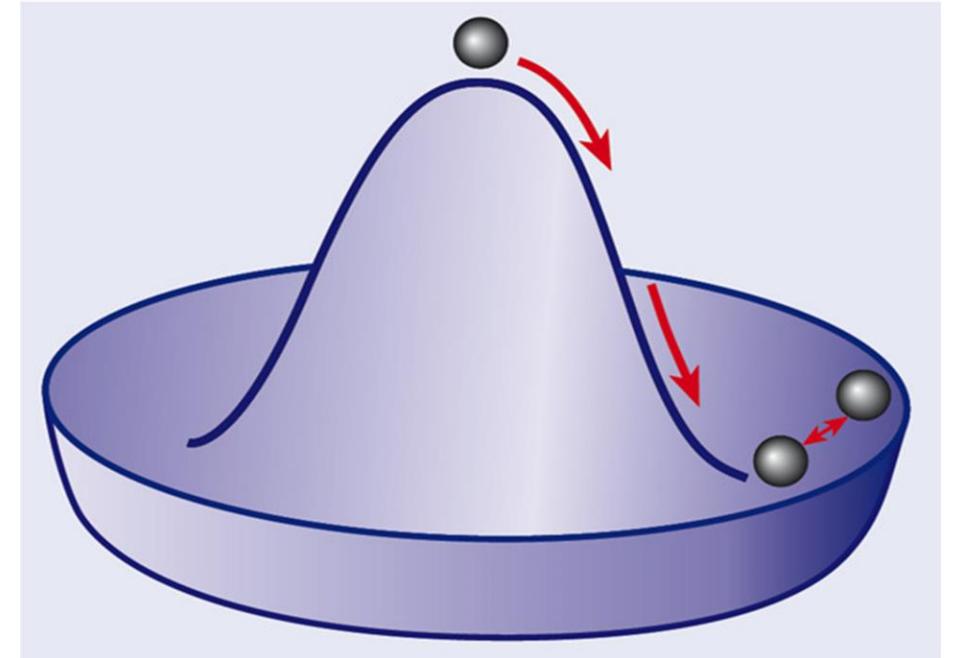


- **massive** Bosonen, die quasi 'von Hand' erzeugt werden, reichen nicht aus, um Divergenzen in schwachen Wirkungsquerschnitten zu vermeiden
- komplett neuer Ansatz, um die beobachteten Austauscheteilchen zu erzeugen: **ELEKTROSCHWACHE VEREINHEITLICHUNG**



Higgs-Entdeckung 2012

*Spontane
Symmetrie-
brechung*



KAPITEL 7. 2: ELEKTROSCHWACHE VEREINHEITLICHUNG

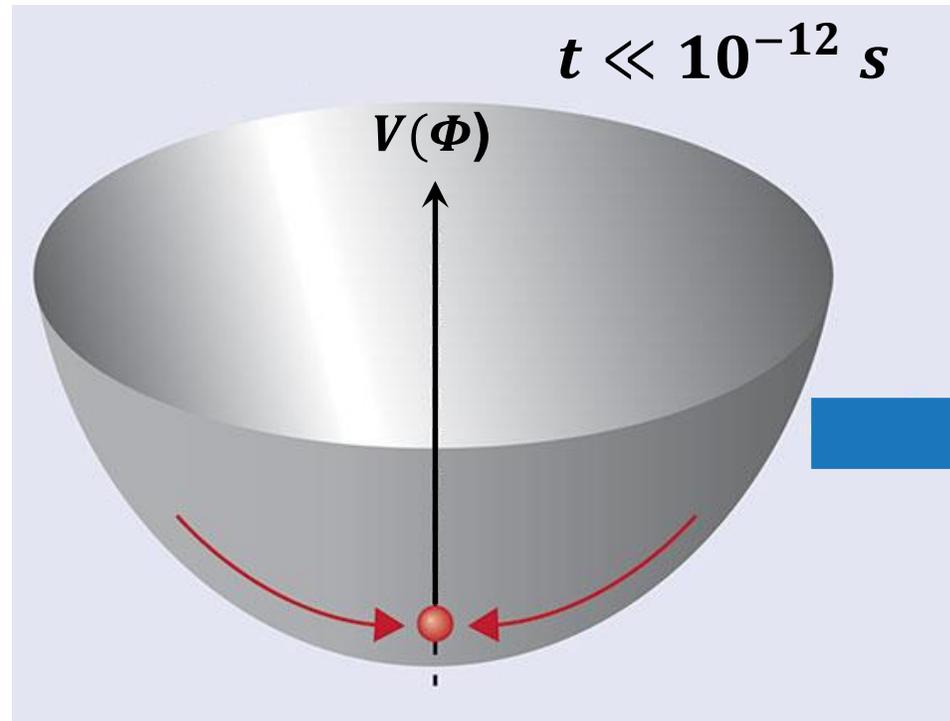
Eichsymmetrien in der Physik

■ Symmetrien in der Physik

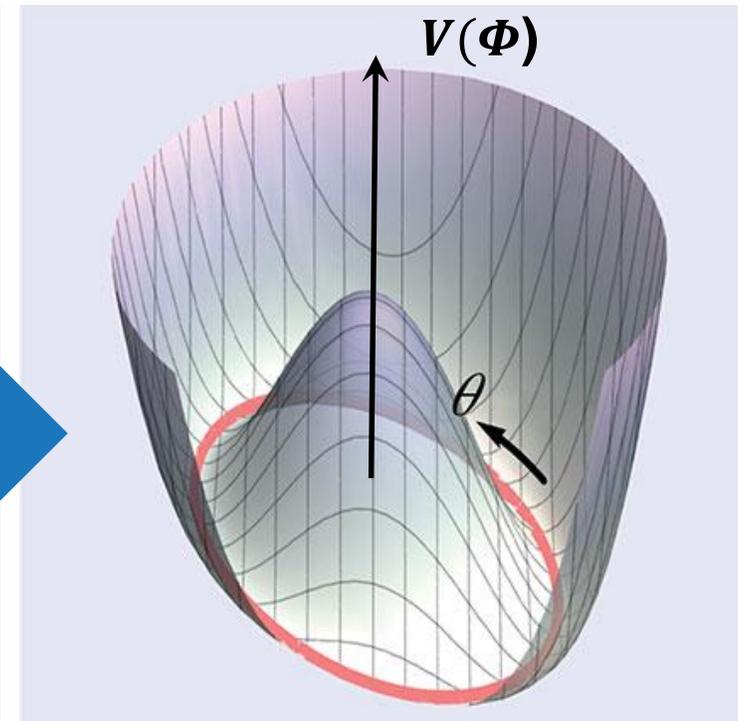
"It is only slightly overstating the case to say that **physics is the study of symmetry**"



Philip Anderson



ungebrochene Symmetrie



spontane Symmetriebrechung

Elektroschwache Vereinheitlichung

■ Elektroschwache Eichsymmetrie mit T und Y_W

- Basiszustände: Spin $S = 1$ Vektorbosonen – **Triplet** und **Singulett**

- weitere Probleme:

a) W^0 koppelt nur an LH Zustände, aber
neutrales Vektorboson Z^0 koppelt auch an RH Zustände



b) Massen der Vektorbosonen: $M = 80 - 90 \text{ GeV}$
(schwache Wechselwirkung)
aber masseloses Photon $m(\gamma) = 0$
(elektromagnetische Wechselwirkung)

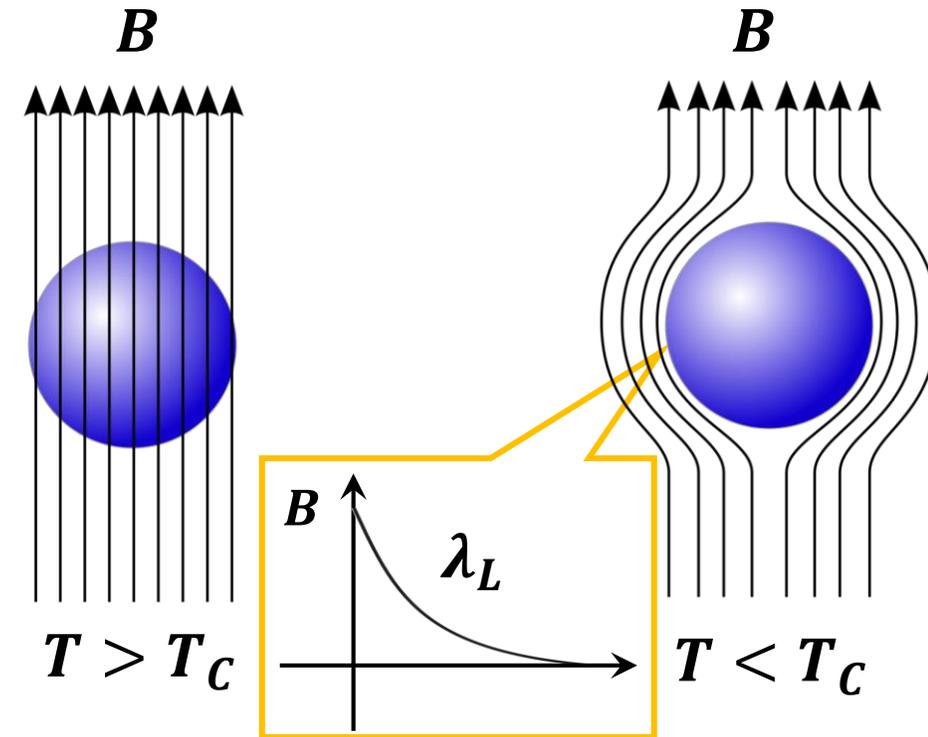


Brechung einer Eichsymmetrie – Analogie 1

■ Physik der Phasenübergänge: **spontane Symmetriebrechung**

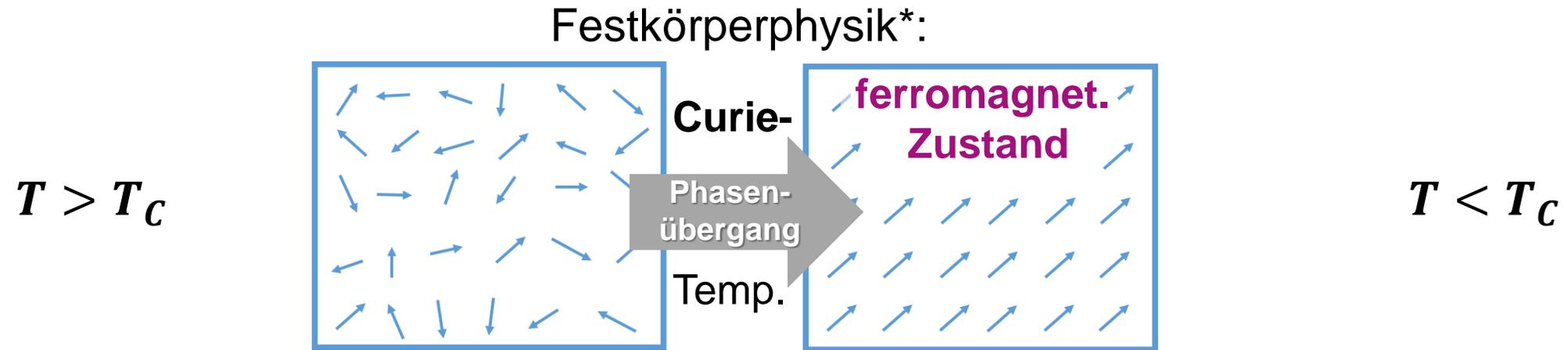
Festkörperphysik*:

- **Meissner–Ochsenfeld** Effekt – ab kritischem T_C
⇒ **feldfreies Inneres eines Supraleiters**
- ursprünglich **masseloses** Photon mit $m = 0$
erhält im Supraleiter eine **effektive Masse** ! (vgl. London'sche Eindringtiefe λ_L)
- Erklärung:
(**spontane**) **Brechung der ursprünglichen Symmetrie**, d.h. der Grundzustand
(= Zustand niedrigster Energie) zeigt weniger Symmetrien als der **Lagrangian**



Brechung einer Eichsymmetrie – Analogie 2

■ Physik der Phasenübergänge: **spontane Symmetriebrechung**



- **Ferromagnetismus** – ab **kritischem T_C**

⇒ Ausbildung von Weiß'schen Bezirken

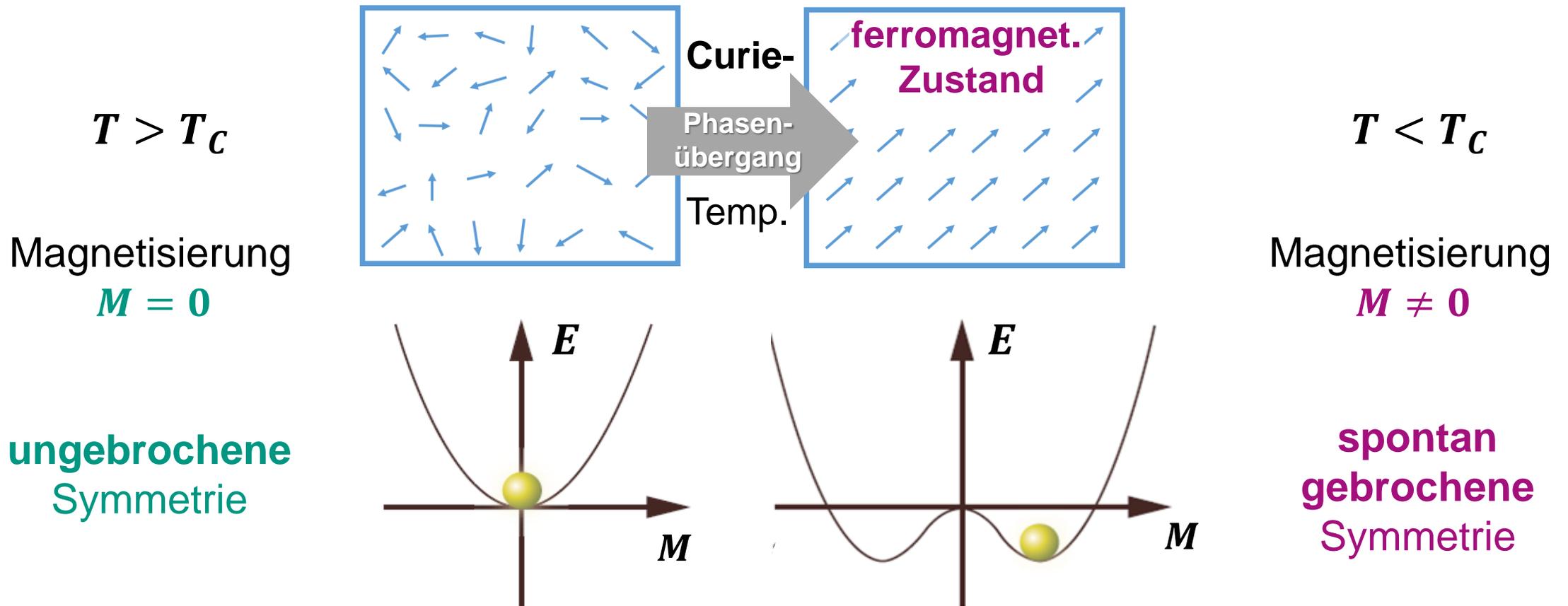
- Erklärung:

(**spontane**) **Brechung der ursprünglichen Symmetrie**, d.h. der Grundzustand (= Zustand niedrigster Energie) zeigt weniger Symmetrien als der **Lagrangian**

Brechung einer Eichsymmetrie – Analogie 2

■ Physik der Phasenübergänge: **spontane Symmetriebrechung**

→ **spontane Magnetisierung** (Domänen)



Brechung einer Eichsymmetrie – Grundlagen

■ Y. Nambu: spontane Symmetriebrechung

- **spontane** Symmetriebrechung einer **globalen Symmetrie**:
⇒ **masselose** (Nambu–Goldstone) **Bosonen**
- **spontane** Symmetriebrechung einer **Eich–Symmetrie** wie
 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ⇒ **massive Eichfelder**

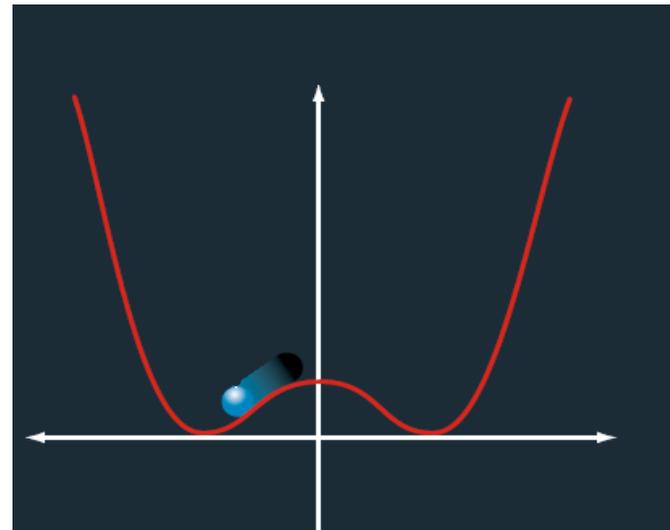
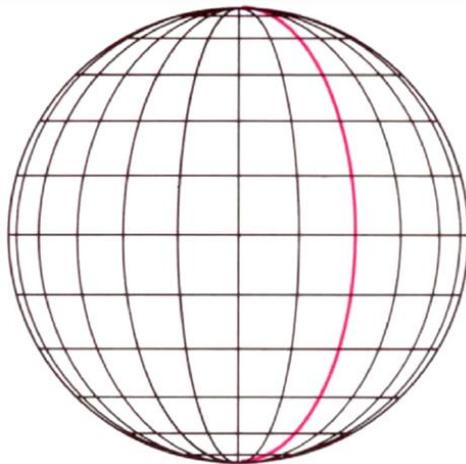


Yoichiro Nambu,
Nobelpreis 2008

*for the discovery of the
mechanism of **spontaneous
broken symmetry** in subatomic
physics*

**Brechung der
Eich-Symmetrie**

**globale
Symmetrie**



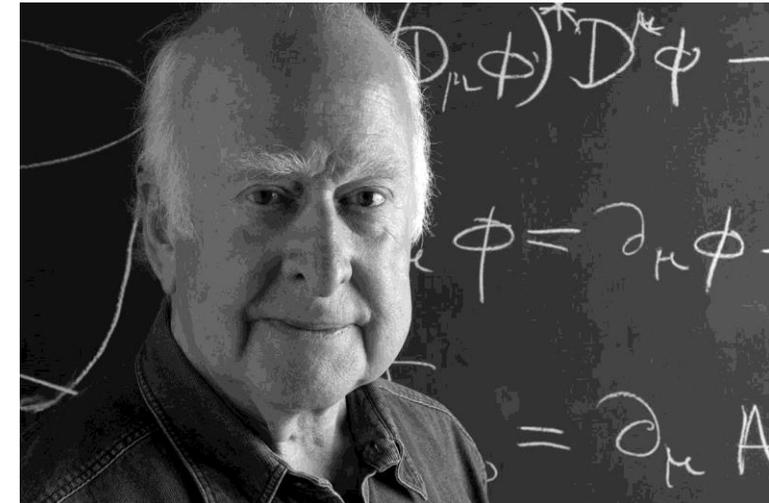
Brechung einer Eichsymmetrie: Peter Higgs

■ *P. Higgs et al.*: Einführung von skalarem Feld Φ

- Ziel: **spontane Brechung der Eich-Symmetrie**
- Einführung eines **komplexen, skalaren Felds Φ**

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}$$

- Resultat:
Erzeugung einer (großen) Masse für die drei Vektorbosonen W^\pm, Z^0 der schwachen Wechselwirkung



Spontane Brechung der Eich-Symmetrie

Brechung einer Eichsymmetrie: Peter Higgs

■ *P. Higgs et al.*: Einführung von skalarem Feld Φ

- Ziel: **spontane Brechung der Eich–Symmetrie**
- Eigenschaften des **komplexen, skalaren Felds Φ**

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}$$

$SU(2)$ – Dublett

mit $T = 1/2$, $T_3 = \pm 1/2$

schwache Hyperladung $Y_W = +1$

VOLUME 13, NUMBER 16

PHYSICAL REVIEW LETTERS

19 OCTOBER 1964

BROKEN SYMMETRIES AND THE MASSES OF GAUGE BOSONS

Peter W. Higgs

Tait Institute of Mathematical Physics, University of Edinburgh, Edinburgh, Scotland

(Received 31 August 1964)

In a recent note¹ it was shown that the Goldstone theorem,² that Lorentz-covariant field theories in which spontaneous breakdown of symmetry under an internal Lie group occurs contain zero-mass particles, fails if and only if the conserved currents associated with the internal group are coupled to gauge fields. The purpose of the present note is to report that, as a consequence of this coupling, the spin-one quanta of some of the gauge fields acquire mass; the longitudinal degrees of freedom of these particles (which would be absent if their mass were zero) go over into the Goldstone bosons when the

about the “vacuum” solution $\varphi_1(x) = 0$, $\varphi_2(x) = \varphi_0$:

$$\partial^\mu \{ \partial_\mu (\Delta\varphi_1) - e\varphi_0 A_\mu \} = 0, \quad (2a)$$

$$\{ \partial^2 - 4\varphi_0^2 V''(\varphi_0^2) \} (\Delta\varphi_2) = 0, \quad (2b)$$

$$\partial_\nu F^{\mu\nu} = e\varphi_0 \{ \partial^\mu (\Delta\varphi_1) - e\varphi_0 A_\mu \}. \quad (2c)$$



Brechung einer Eichsymmetrie: Higgs–Feld

■ *P. Higgs et al.*: Einführung von skalarem Feld Φ

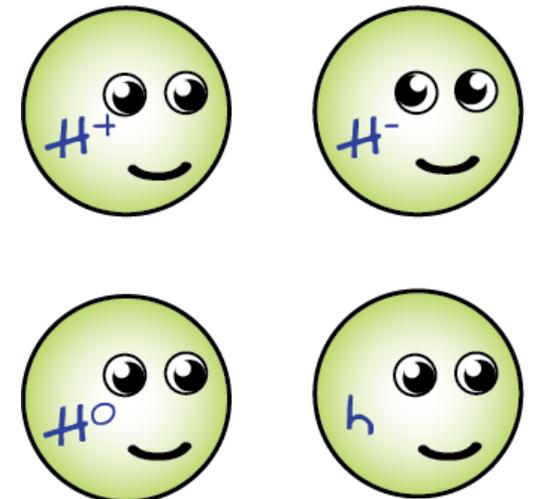
- Ziel: **spontane Brechung der Eich–Symmetrie**
- Eigenschaften des **komplexen, skalaren Felds Φ**

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}$$

- 4 reelle Komponenten

2 geladene skalare Zustände: H^+, H^-

2 neutrale skalare Zustände: H^0, h



Brechung der Eichsymmetrie

■ Vektorbosonen erhalten ihre Masse aus Freiheitsgraden von H^+ , H^- , H^0

- spontane Symmetriebrechung & Massengenerierung unterhalb von T_c

- 3 Eichfelder erhalten longitudinale Freiheitsgrade ($W^\pm Z^0$ mit **Masse!**)
über 3 Higgs-Zustände H^+ , H^- , H^0

+ neutrales Higgs h

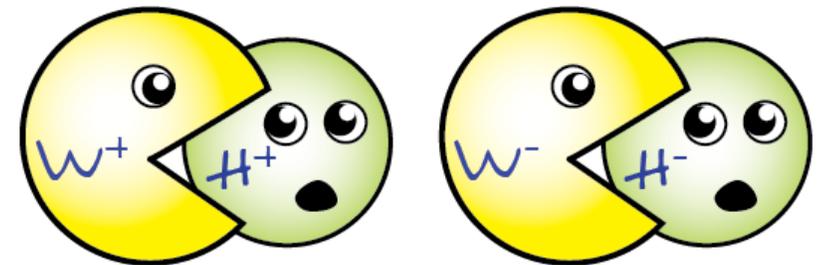
$$m_h = 125 \text{ GeV}$$

+ masseloses γ

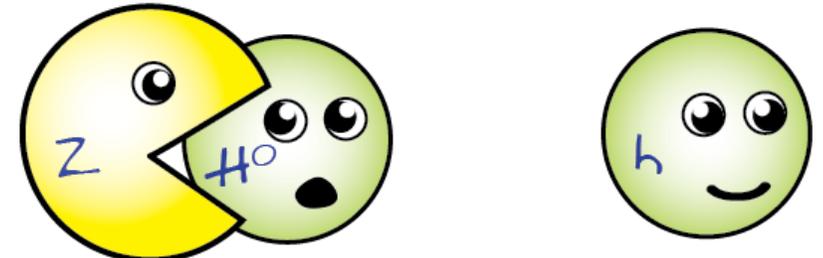
$$m_\gamma = 0$$

Vektorbosonen erhalten ihre Masse

$$m_W = 80,4 \text{ GeV}$$



$$m_Z = 91,2 \text{ GeV}$$



Brechung der Eichsymmetrie

■ Vektorbosonen erhalten ihre Masse & Photon bleibt masselos

- 2 orthogonale Linearkombinationen der elektroschwachen Eichfelder

$$Z^0 = \frac{g \cdot W^0 - g' \cdot B^0}{\sqrt{g^2 + (g')^2}}$$

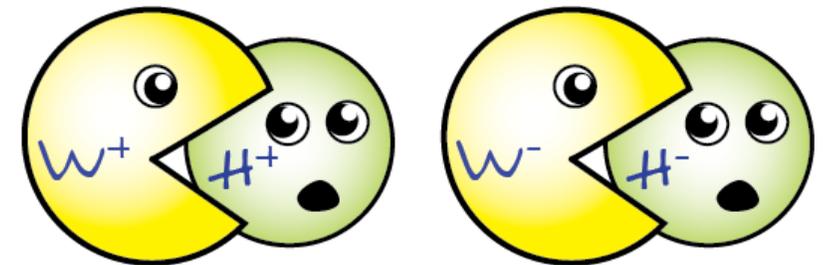
$$\gamma = \frac{g \cdot B^0 + g' \cdot W^0}{\sqrt{g^2 + (g')^2}}$$

Kopplung g an **schwachen Isospin**

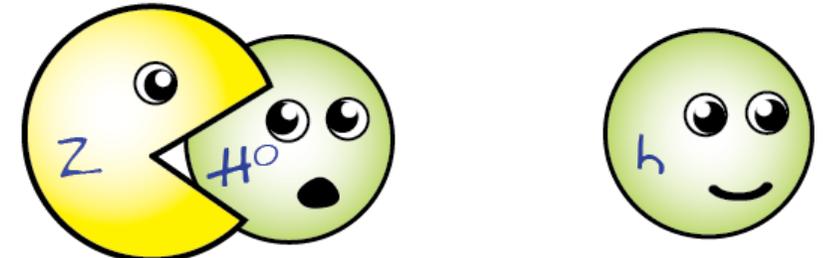
Kopplung g' an **schwache Hyperladung**

Vektorbosonen mit grosser Masse

$$m_W = 80,4 \text{ GeV}$$



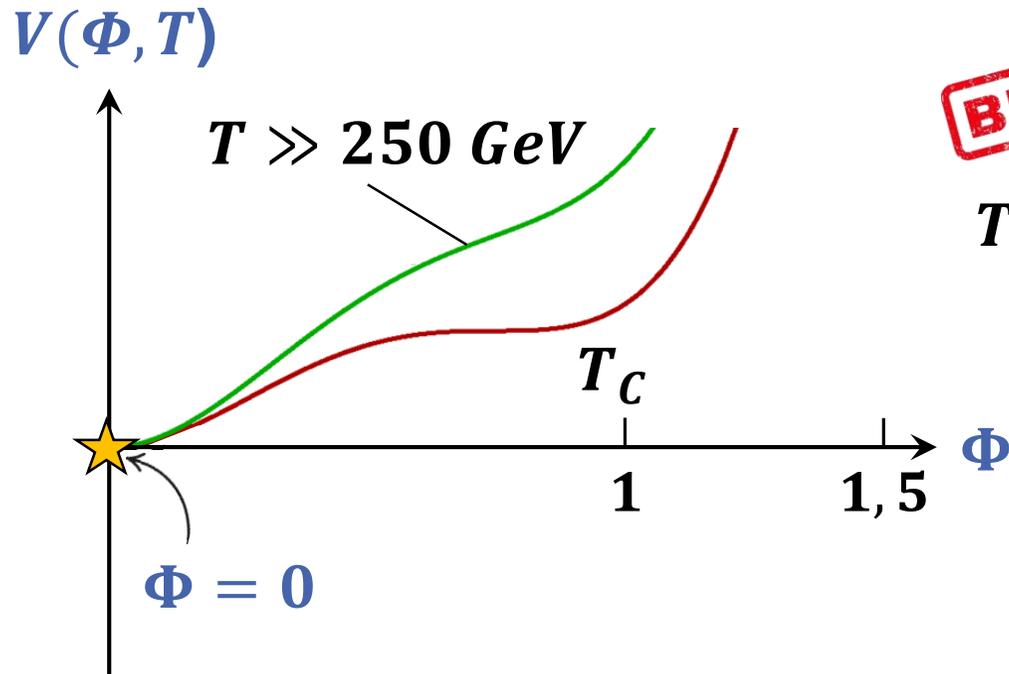
$$m_Z = 91,2 \text{ GeV}$$



Brechung Eichsymmetrie via universellem Feld Φ

■ Higgs-Potential $V(\Phi, T)$ im extrem frühen Universum bei $t \ll 10^{-12}$ s

- zunächst: alle SM – Teilchen (Fermionen, Bosonen) sind **masselos** mit $m = 0$!

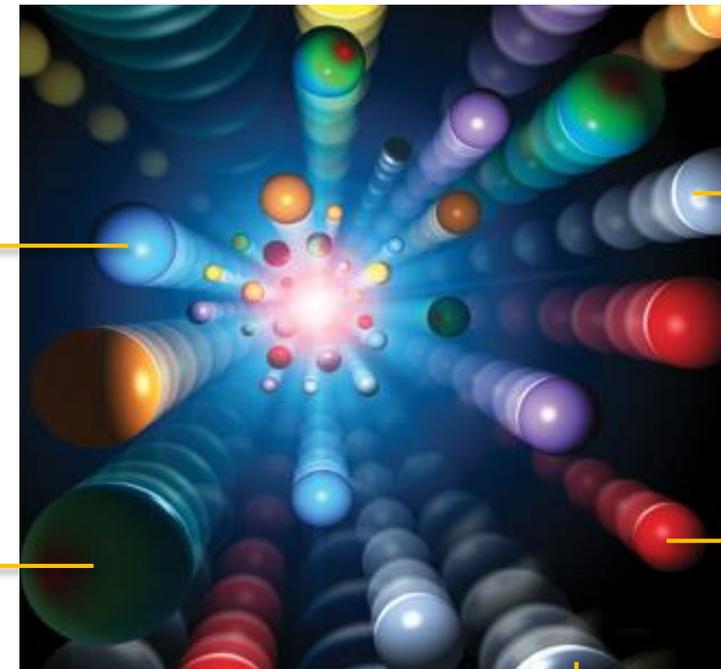


Entwicklung des Higgs-Potenzials

BEFORE

$T > T_c$ $m_\mu = 0$

$m_Z = 0$



$m_u = 0$

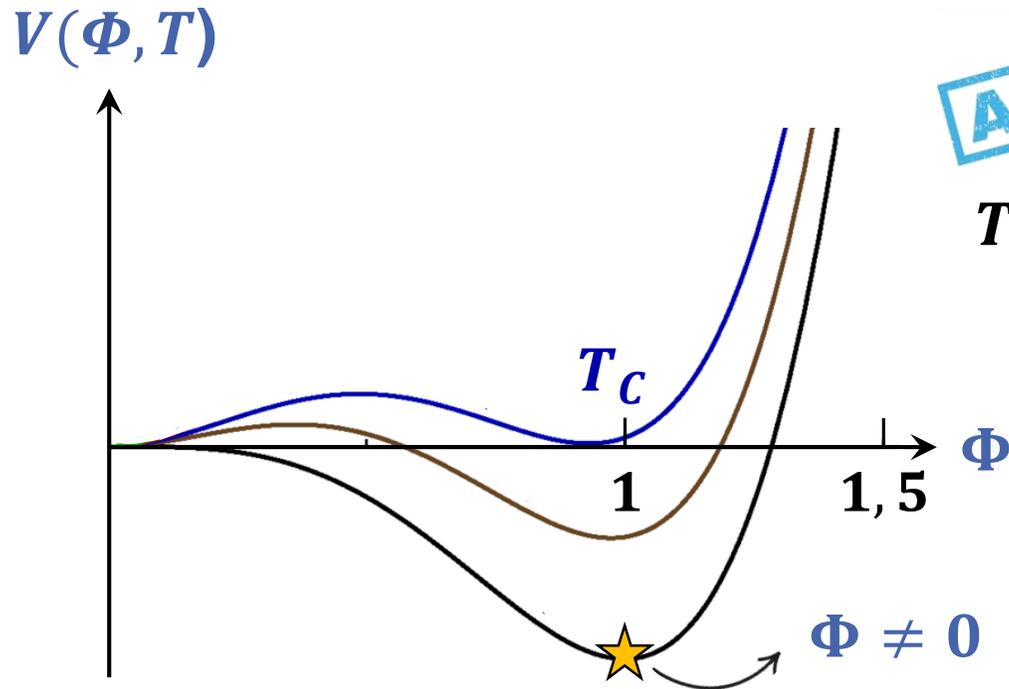
$m_e = 0$

$m_W = 0$

Brechung Eichsymmetrie via universellem Feld Φ

■ Higgs-Potential $V(\Phi, T)$ nach Übergang: (geladene) SM – Teilchen mit Masse

- nach elektroschwachem Phasenübergang: alle Teilchen *massebehaftet**

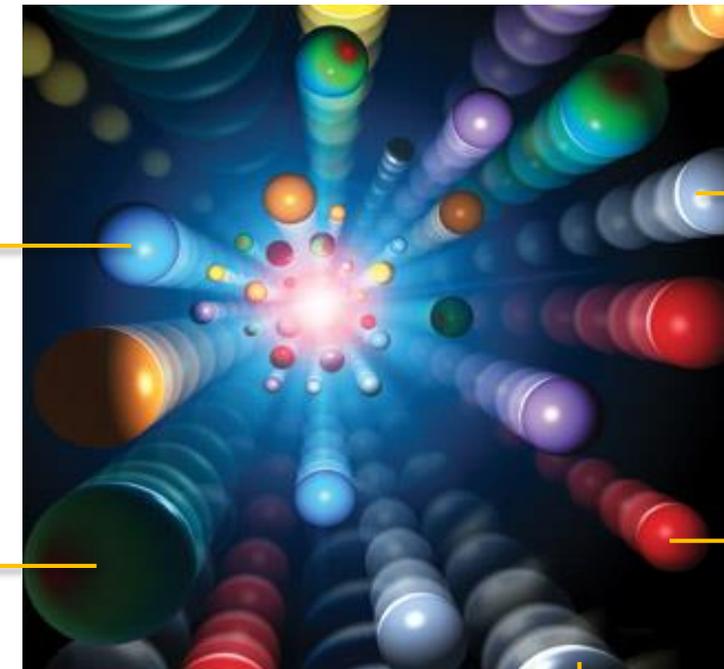


Entwicklung des Higgs-Potenzials

AFTER

$T < T_c$ $m_\mu \neq 0$

$m_Z \neq 0$



$m_u \neq 0$

$m_e \neq 0$

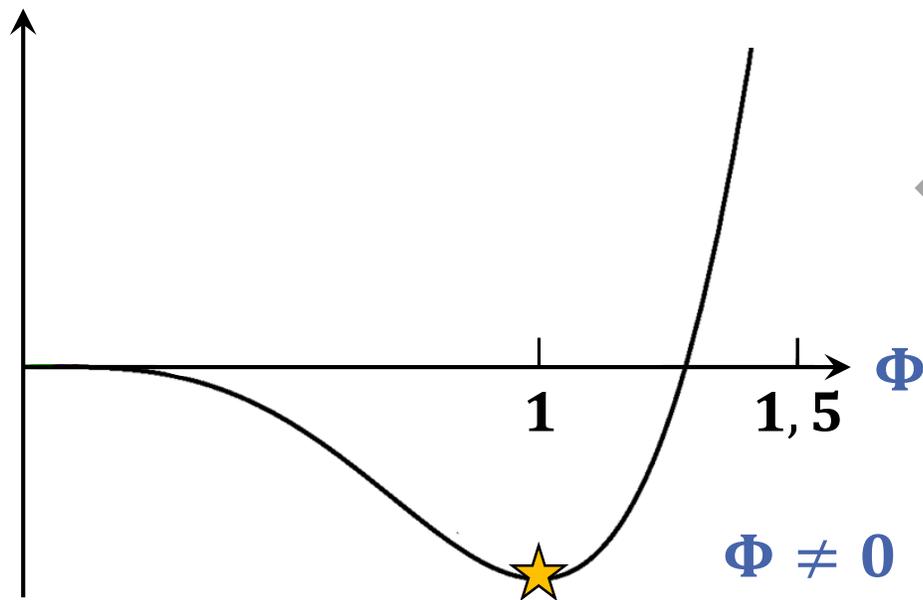
$m_W \neq 0$

Brechung Eichsymmetrie via universellem Feld Φ

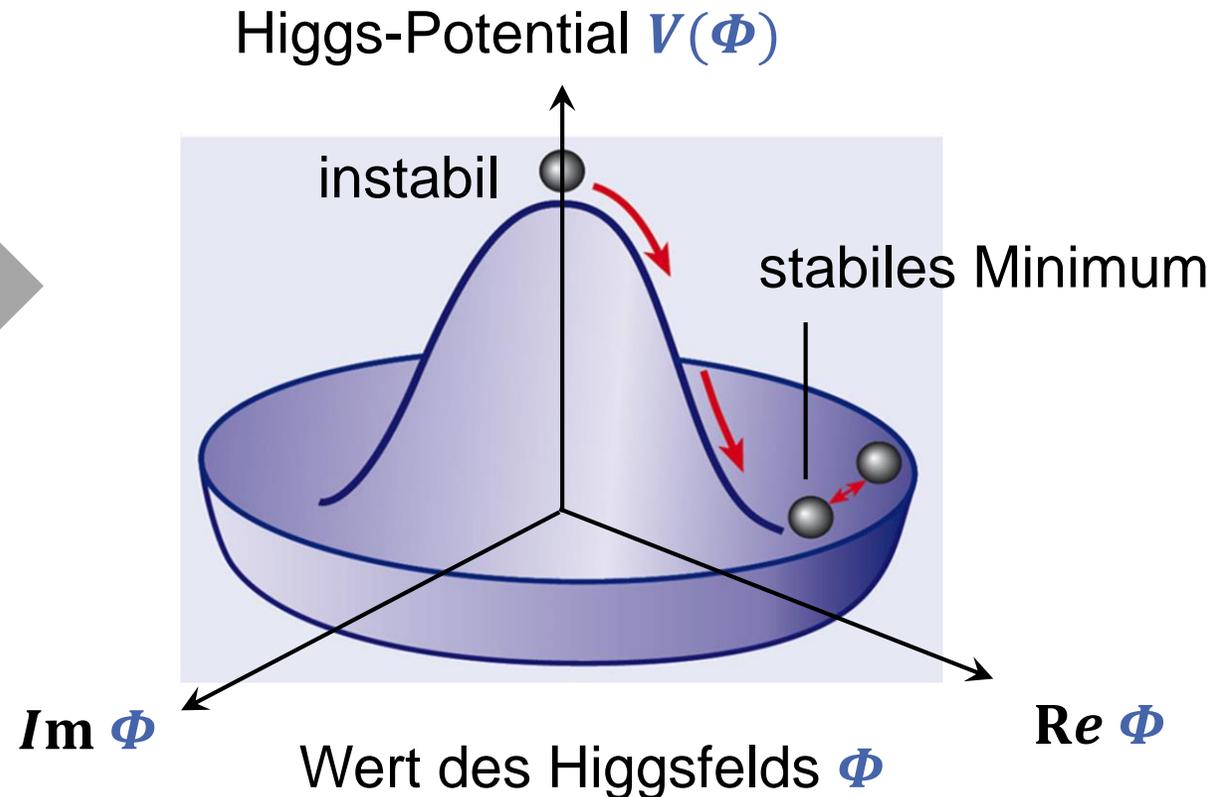
■ Higgs-Potential $V(\Phi, T)$ nach Übergang: (geladene) SM – Teilchen mit Masse

- nach elektroschwachem Phasenübergang: 'Mexican Hat' Potenzial $V(\Phi)$

$V(\Phi, T)$



Entwicklung des Higgs-Potenzials



Brechung der Eichsymmetrie

■ Spontane Brechung der elektro-schwachen Eichsymmetrie $SU(2) \times U(1)_Y$

- bei $T < T_c$: Higgs-Feld nimmt einen endlichen Vakuum-Erwartungswert* w an

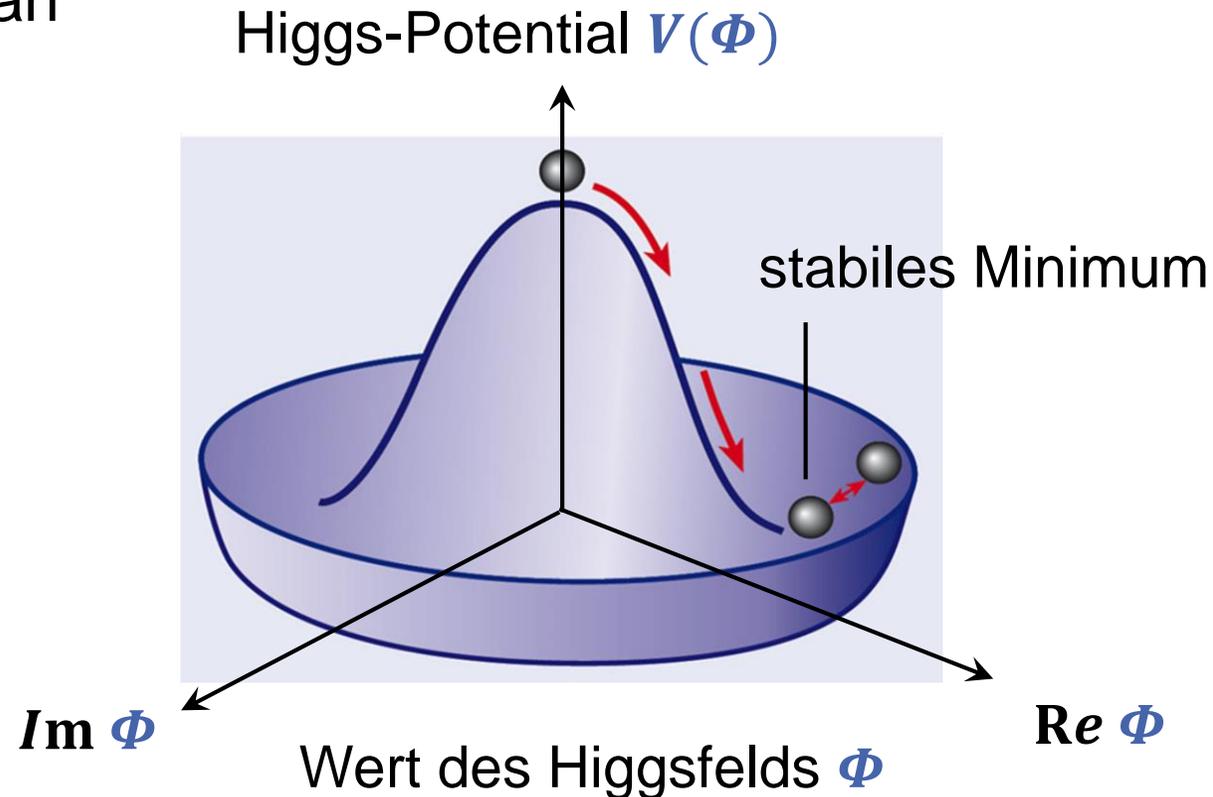
$$\langle \Phi \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ w \end{pmatrix}$$

$$w = 246 \text{ GeV}$$

- $w \neq 0$: Brechung von $SU(2) \times U(1)_Y$

‘elektroschwachen Energieskala’:

Teilchen des SM erhalten Masse,
vorher alle masselos



Brechung der Eichsymmetrie

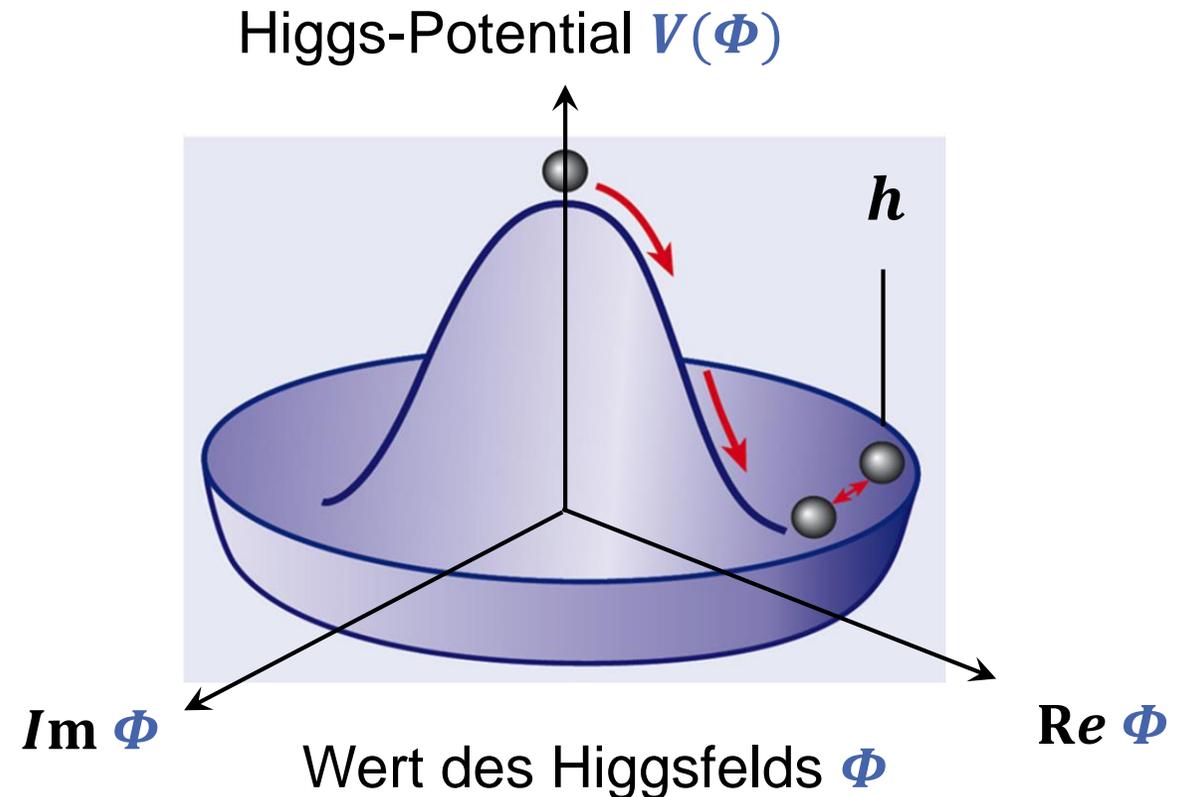
■ Spontane Brechung der elektro-schwachen Eichsymmetrie $SU(2) \times U(1)_Y$

- Higgs-Boson als (radiale) Anregung des Higgs-Felds

$$m_h = 125 \text{ GeV}, \quad \tau = 10^{-22} \text{ s}$$

⇒ 3 Vektorbosonen erhalten Massen (3 longitudinale Freiheitsgrade) aus den 3 Zuständen $H^+ H^- H^0$

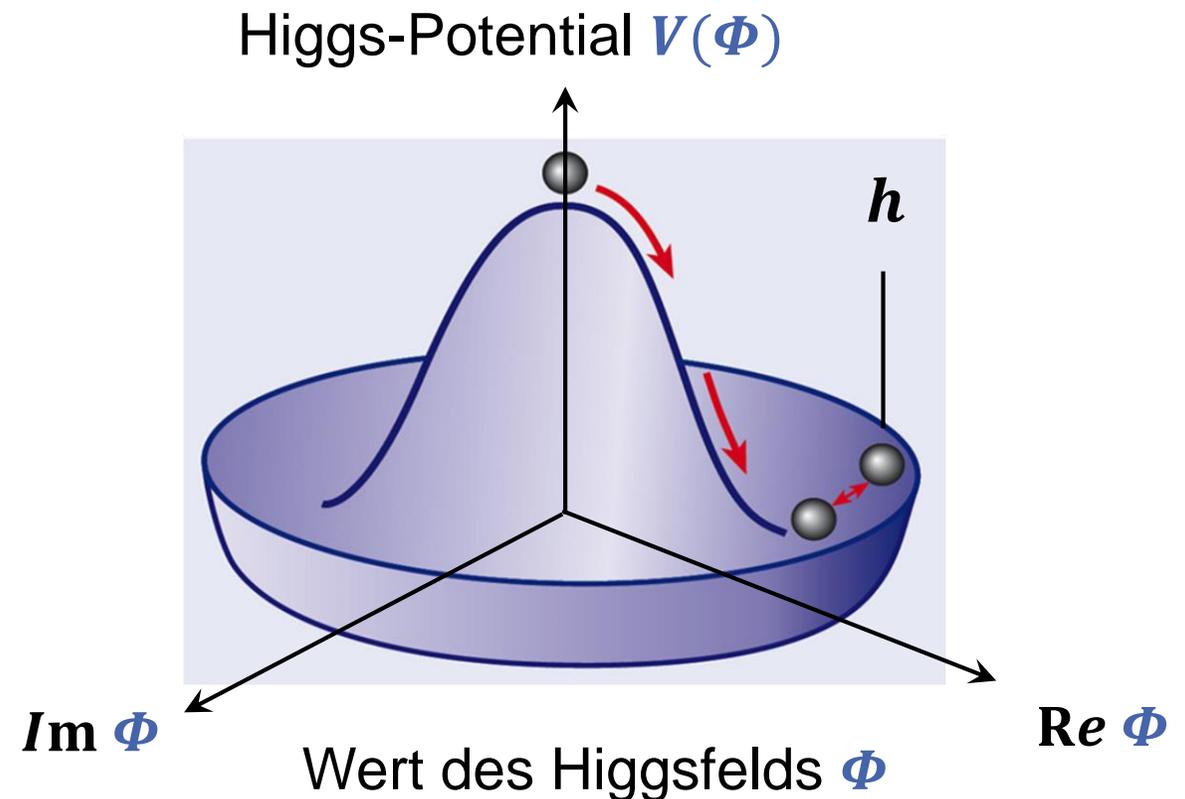
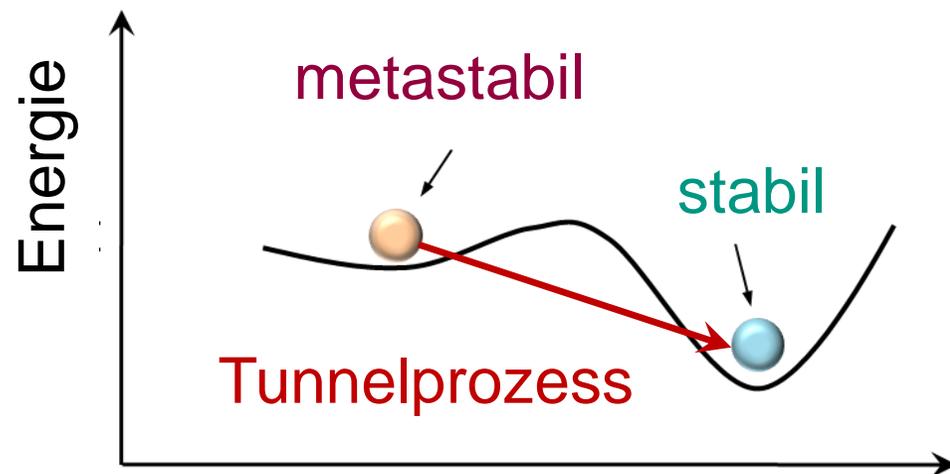
$$M_{W^-,W^+} = 80,4 \text{ GeV} \quad M_Z = 91,2 \text{ GeV}$$



Brechung der Eichsymmetrie: Masse von h und t

■ Massen m_H und m_t beeinflussen Stabilität des elektroschwachen (EW) Vakuum- Zustands

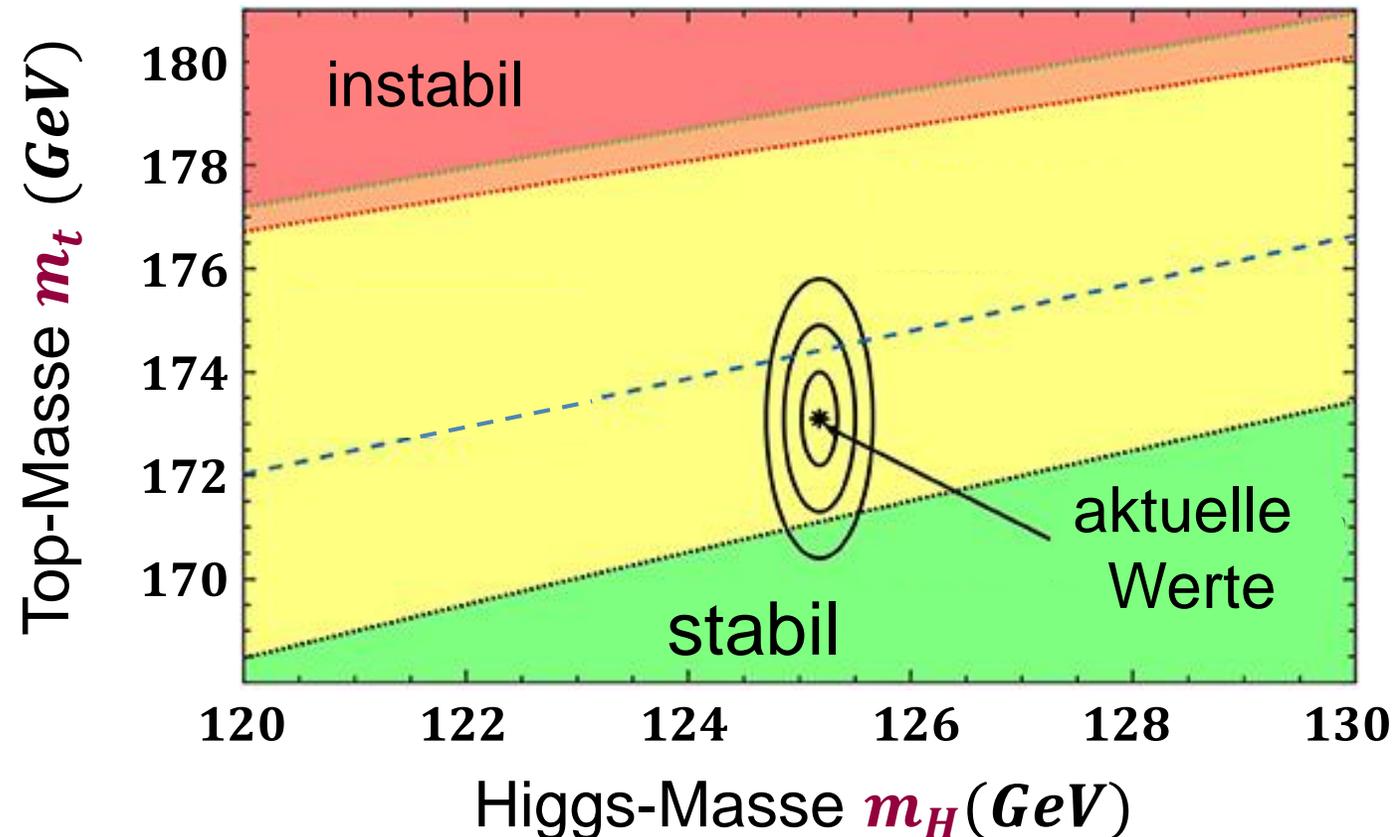
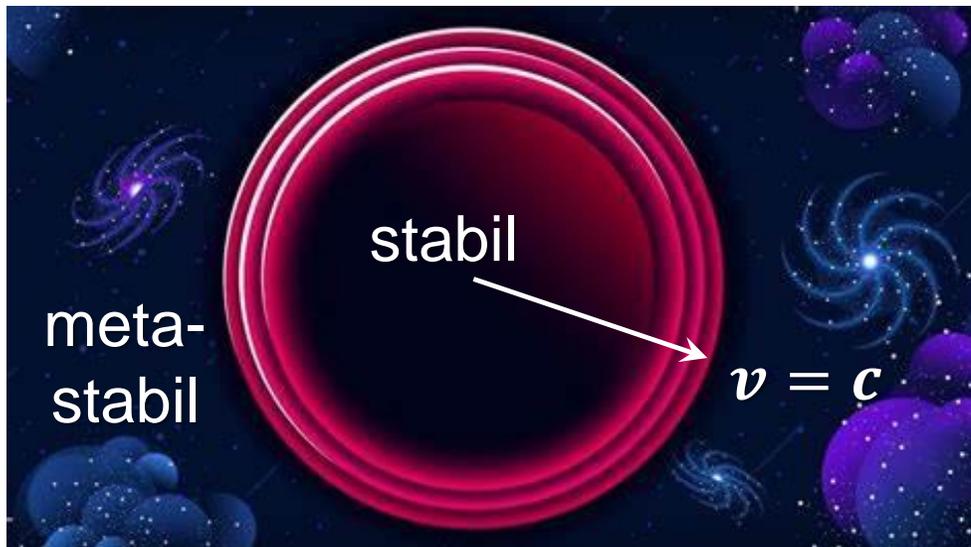
- falls keine weitere Teilchen/
neue Physik jenseits des *SM*:
EW Vakuum ist **metastabil**



Brechung der Eichsymmetrie: Masse von h und t

- Massen m_H und m_t beeinflussen Stabilität des elektroschwachen (EW^*) Vakuum- Zustands

- falls keine weitere Teilchen/
neue Physik jenseits des SM :
 EW Vakuum ist **metastabil**

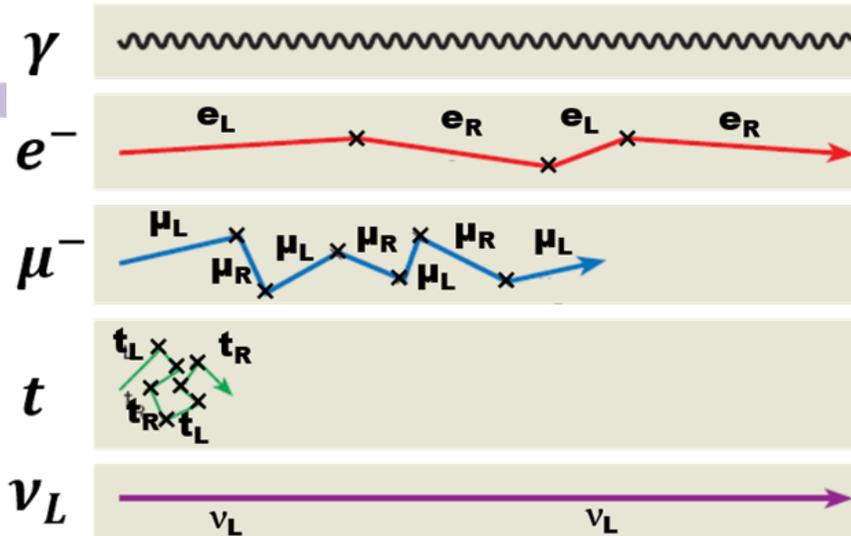
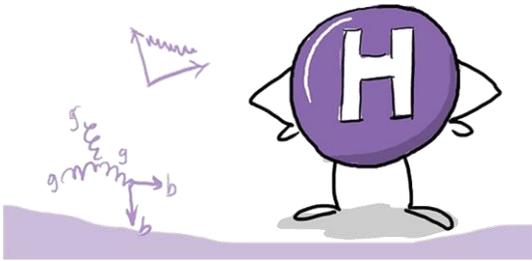


Brechung der Eichsymmetrie

■ Massen von Quarks & geladenen Leptonen durch Yukawa– Ankopplung

⇒ Ankopplung an das Higgsfeld: **große Masse** ⇔ **große Kopplung**

HIGGS BOSON



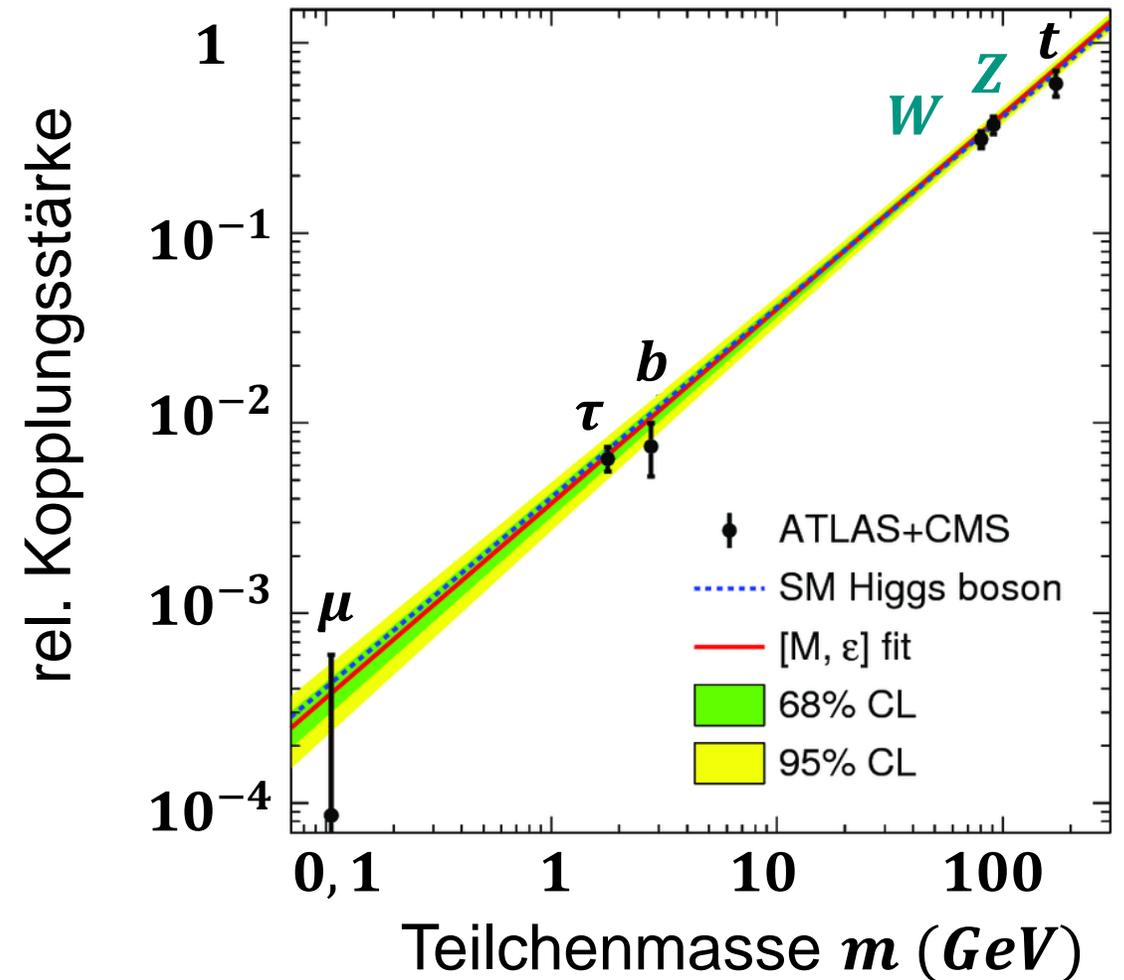
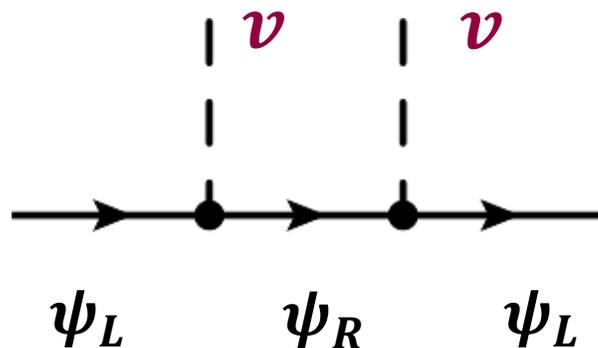
| Teilchenart | Skala | m [MeV] |
|---------------------|----------|-------------------|
| Photon γ | masselos | 0 |
| Elektron e | leicht | 0.511 |
| Myon μ | mittel | 105.6 |
| Top-Quark t | schwer | $1.71 \cdot 10^5$ |
| SM-Neutrino ν_L | masselos | 0 |

Yukawa–Kopplung an das Higgs: *LHC* – Daten

■ Massen von Quarks & geladenen Leptonen durch **Yukawa–Ankopplung**

⇒ Ankopplung an das Higgsfeld:
experimentelle Messungen von
CMS & ATLAS (LHC Run 1)

- Kopplung an **Higgs-VEV (v)** ändert
die **Teilchen-Chiralität: $LH \Leftrightarrow RH$**



Symmetrie–Brechung, nachgefragt von Steven

■ Welche der nachfolgenden Aussagen zum Higgs–Mechanismus stimmen?

- durch **Kopplung ans Higgs–Feld** erhalten sowohl Eichbosonen als auch die geladenen Fermionen des Standardmodells ihre Masse
- das Standard–Modell sagt die **Masse des Higgs–Bosons** voraus
- bei **spontaner Symmetriebrechung** besitzt der Grundzustand eines Systems nicht die Symmetrie der Lagrange–Dichte
- ohne den Higgs–Mechanismus kommt es im Wq. bestimmter Streuprozesse zu **Divergenzen**
- die **elektroschwache Energieskala** ist durch die Higgsmasse gegeben

