

# Moderne Experimentalphysik III: Kerne und Teilchen (Physik VI)

**Günter Quast, Roger Wolf, Pablo Goldenzweig**  
22. Juni 2017

INSTITUTE OF EXPERIMENTAL PARTICLE PHYSICS (IEKP) – PHYSICS FACULTY

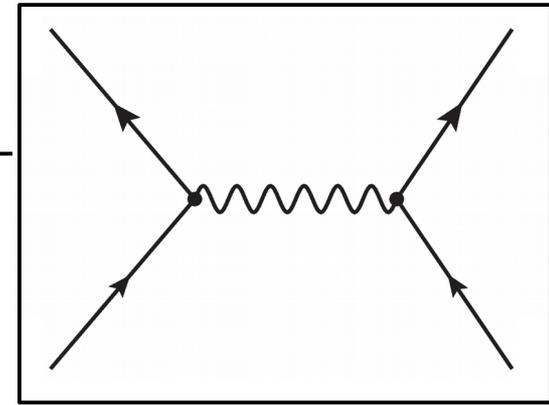


# Kapitel 7.2: Diskrete Symmetrien



# Diskrete Symmetrien im SM

- Feynmangraphen können in alle Richtungen gelesen werden
- Fermionen-Pfeile können sowohl Teilchen als auch Antiteilchen entsprechen
- In mikroskopischer Welt kleinster Teilchen sieht es zunächst so aus, als gäbe es keine ausgezeichnete Zeitrichtung ( $\rightarrow$  **Zeitumkehr**,  $T$ )
- Gleiches gilt für Spiegelungen am Ursprung ( $\rightarrow$  **Parität**,  $P$ ) oder Umwandlung von Teilchen in Antiteilchen ( $\rightarrow$  **Ladungskonjugation**,  $C$ )
- Symmetrien in Lagrangedichte (siehe [VL-15 Folie 6f](#))
- **Anm:** Effekte von  $C$ ,  $P$ ,  $T$  in (Teilchen-)physik zuweilen subtil und oft anhand einzelner Reaktionen nicht auzumachen



Feynmangraph [VL-09 Folie 27](#)

# Diskrete Symmetrie-Operatoren

- In Quantenmechanik → Symmetrietransformationen durch **Operatoren**. Operatoren diskreter Symmetrieoperationen **multiplikativ**

- Beispiel Parität ( $\hat{P}$ ):

$$\hat{P}(\psi(t, \vec{r})) = \psi(t, -\vec{r}) \quad (\text{Projektionsoperator})$$

$$\hat{P}^2 = 1$$

- Eigenwerte für Projektionsoperatoren:  $\pm 1$
- Beispiel: Kugelflächenfunktionen

$$\hat{P}(Y_\ell^m(\theta, \phi)) = Y_\ell^m(\pi - \theta, \phi + \pi) = (-1)^\ell \cdot Y_\ell^m(\theta, \phi)$$

- Projektion auf Eigenfunktionen:

$$\hat{P}_\pm \equiv \frac{1}{2} (1 \pm \hat{P})$$

$$\hat{P}_\pm(\psi(t, \vec{r})) = \frac{1}{2} (\psi(t, \vec{r}) \pm \psi(t, -\vec{r})) = \psi_\pm(t, \vec{r})$$

# Diskrete Symmetrie-Operatoren

- In Quantenmechanik → Symmetrietransformationen durch **Operatoren**. Operatoren diskreter Symmetrieoperationen **multiplikativ**

- Beispiel Parität ( $\hat{P}$ ):

$$\hat{P}(\psi(t, \vec{r})) = \psi(t, -\vec{r}) \quad (\text{Projektionsoperator})$$

$$\hat{P}^2 = 1$$

- Eigenwerte für Projektionsoperatoren:  $\pm 1$
- Beispiel: Kugelflächenfunktionen

$$\hat{P}(Y_\ell^m(\theta, \phi)) = Y_\ell^m(\pi - \theta, \phi + \pi) = (-1)^\ell \cdot Y_\ell^m(\theta, \phi)$$

- Projektion auf Eigenfunktionen:

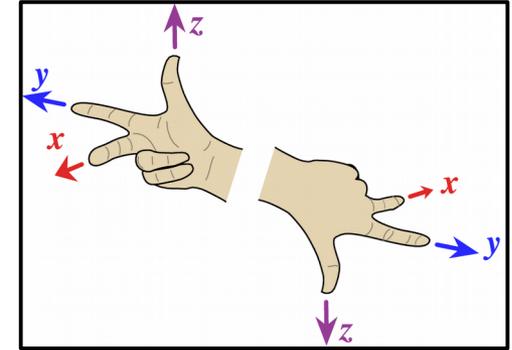
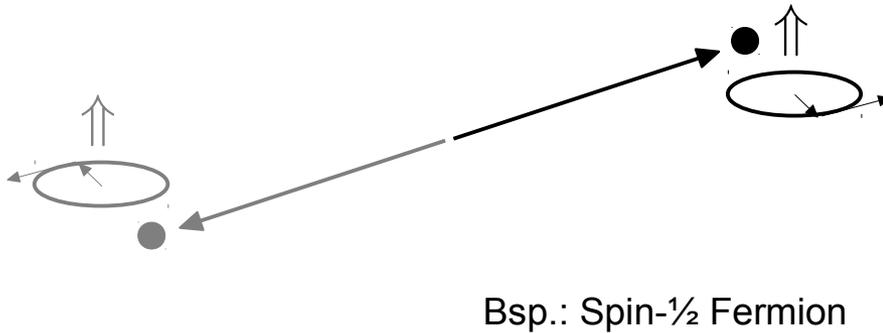
$$\hat{P}_\pm \equiv \frac{1}{2} (1 \pm \hat{P})$$

$$\hat{P}_\pm(\psi(t, \vec{r})) = \frac{1}{2} (\psi(t, \vec{r}) \pm \psi(t, -\vec{r})) = \psi_\pm(t, \vec{r})$$

Gleiches gilt für Ladungskonjugation und Zeitumkehr

# Parität

- **Siegelung an Ursprung** → Vorzeichenumkehr Ortsvektor (→ externe Symmetrie)

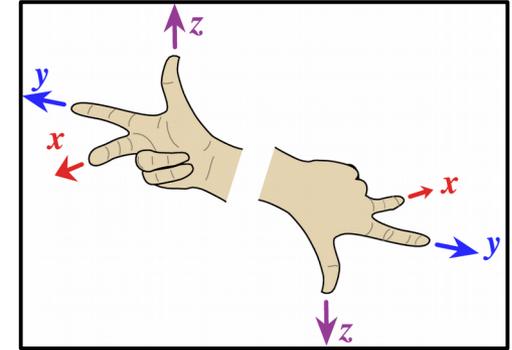
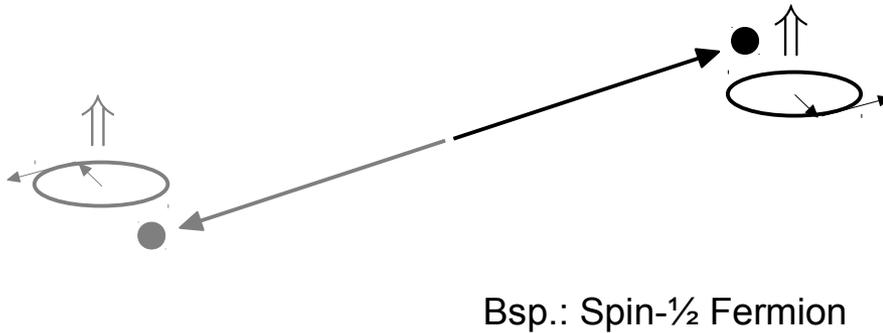


- Bewegung ändert Richtung (→ alle Vektorgrößen & Pseudoskalare), Drehimpuls/Spin ändern Richtung nicht! (→ alle Axialvektorgrößen & Skalare)

Größe	ändert Vorz.	Bsp.
Skalar	$\times$	Masse
Pseudoskalar	$\checkmark$	Helizität
Vektor	$\checkmark$	Impuls
Axialvektor	$\times$	Spin

# Parität

- **Siegelung an Ursprung** → Vorzeichenumkehr Ortsvektor (→ externe Symmetrie)



- Bewegung ändert Richtung (→ alle Vektorgrößen & Pseudoskalare), Drehimpuls/Spin ändern Richtung nicht! (→ alle Axialvektorgrößen & Skalare)

- **Axialvektor**: alles, was durch ein Kreuzprodukt ausgedrückt werden kann (→  $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$ )

- **Pseudoskalare**: z.B. Spatprodukte (→  $h = \vec{p} \cdot (\vec{r} \times \vec{p})$  : Helizität)

Größe	ändert Vorz.	Bsp.
Skalar	✗	Masse
Pseudoskalar	✓	Helizität
Vektor	✓	Impuls
Axialvektor	✗	Spin

# Eigenparität (Fermionen)

---

- Eigenparität eines Teilchens kann in seinem Ruhesystem bestimmt werden
- **Fermionen:** Teilchen & Antiteilchen  $\rightarrow$  entgegengesetzte Parität (aus Dirac-GL)
- Übliche Konvention:
  - $P = +1$  für fundamentale Fermionen
  - $P = -1$  für fundamentale Antifermionen
  - **Achtung:** Mesonen zusammengesetzt ( $\rightarrow$  berücksichtige Drehimpuls zusätzlich zu Eigenparität der Quarks)

# Eigenparität (Fermionen)

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi = 0$$

$$\psi_+(\vec{x}) = u(\vec{p}) e^{+i(\vec{p}\vec{x} - Et)}$$

$$\psi_-(\vec{x}) = v(\vec{p}) e^{-i(\vec{p}\vec{x} - Et)}$$

Spinoren  
↓

for $+m$	$u_\uparrow(0) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$u_\downarrow(0) = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$
for $-m$	$v_\uparrow(0) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$v_\downarrow(0) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$

- Eigenparität eines Teilchens kann in seinem Ruhesystem bestimmt werden
- **Fermionen:** Teilchen & Antiteilchen → entgegengesetzte Parität (aus Dirac-GL)
- Übliche Konvention:
  - $P = +1$  für fundamentale Fermionen
  - $P = -1$  für fundamentale Antifermionen
  - **Achtung:** Mesonen zusammengesetzt (→ berücksichtige Drehimpuls zusätzlich zu Eigenparität der Quarks)

# Eigenparität (Fermionen)

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi = 0$$

$$\psi_+(\vec{x}) = u(\vec{p}) e^{+i(\vec{p}\vec{x} - Et)}$$

$$\psi_-(\vec{x}) = v(\vec{p}) e^{-i(\vec{p}\vec{x} - Et)}$$

Spinoren  
↓

Relevanter  
Teil für P

for $+m$	$u_\uparrow(0) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$u_\downarrow(0) = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$
for $-m$	$v_\uparrow(0) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$v_\downarrow(0) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$

- Eigenparität eines Teilchens kann in seinem Ruhesystem bestimmt werden
- **Fermionen:** Teilchen & Antiteilchen → entgegengesetzte Parität (aus Dirac-GL)
- Übliche Konvention:
  - $P = +1$  für fundamentale Fermionen
  - $P = -1$  für fundamentale Antifermionen
- **Achtung:** Mesonen zusammengesetzt (→ berücksichtige Drehimpuls zusätzlich zu Eigenparität der Quarks)

# Eigenparität (Bosonen)

---

- Teilchen & Antiteilchen  $\rightarrow$  gleiche Parität (aus Klein-Gordon-GL)
- **Photon**: klassische Konvention so, dass  $\vec{E}$  Vektor und  $\vec{B}$  Axialvektor

$$\hat{P}(A_\mu) = \hat{P} \left( \begin{pmatrix} \phi \\ \vec{A} \end{pmatrix} \right) = \begin{pmatrix} \phi \\ -\vec{A} \end{pmatrix}$$

## Eigenparität (Bosonen)

---

- Teilchen & Antiteilchen  $\rightarrow$  gleiche Parität (aus Klein-Gordon-GL)
- **Photon**: klassische Konvention so, dass  $\vec{E}$  Vektor und  $\vec{B}$  Axialvektor

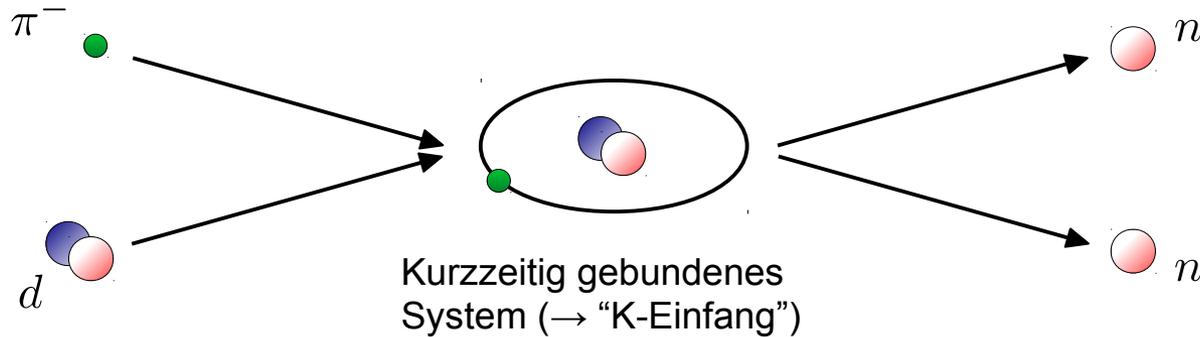
$$\hat{P}(A_\mu) = \hat{P} \left( \begin{pmatrix} \phi \\ \vec{A} \end{pmatrix} \right) = \begin{pmatrix} \phi \\ -\vec{A} \end{pmatrix}$$

$$\text{mit: } \hat{P}(\vec{\nabla}) = -\vec{\nabla} \quad \hat{P}(\vec{\nabla}\phi) = -\vec{\nabla}\phi \quad \hat{P}(\vec{\nabla} \times \vec{A}) = +\vec{\nabla} \times \vec{A}$$

- **Physikalisches Argument:**  
E1-Übergang in Atomen  $\rightarrow \Delta\ell = \pm 1 \rightarrow$  Photon: Spin-1,  $P = -1$  (“Vektorteilchen”)
- Analog: für Gluonen ( $\rightarrow$  “Vektorbosonen”), Achtung: W und Z sind keine Eigenzustände von  $\hat{P}$  (siehe [Folie 13ff](#))

# Eigenparität zusammengesetzter Teilchen (Beispiel: $\pi^-$ )

- **Aus Reaktion:**  $d + \pi^- \rightarrow n + n$



- Parität des Deuterons:  $\hat{P}(d) = +d$ , gebundener Zustand mit  $\ell = 0 \rightarrow$  Gesamtparität Anfangszustand = Parität  $\pi^-$  = Parität Endzustand <sup>(1)</sup>
- Endzustand: ununterscheidbare Fermionen  $\rightarrow$  mögliche Endzustände:  ${}^1S_0, {}^3P_{2,1,0}$
- Spin Deuteron  $S(d) = 1 \rightarrow$  Endzustand benötigt  $J = 1$  nur möglich in  ${}^3P_1$
- Erfordert:  $L = 1, S = 0 \rightarrow P(n + n) = P(n) \cdot P(n) \cdot (-1)^L = -1$

(1) Voraussetzung: str. WW erhält Parität

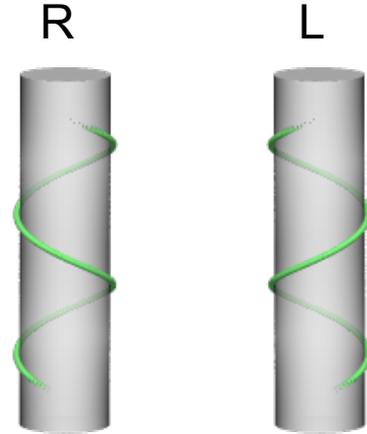
# Helizität

- Projektion Spin auf Impulsvektor (Spatprodukt  $\rightarrow$  Pseudoskalar, s. [Folie 5](#))

$$h \equiv \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{s}| |\vec{p}|}$$

- Anschauliche Bedeutung: **Drehsinn** eines Systems

- Rechtshändig (RH): Spin parallel zu Impuls
- Linkshändig (LH): Spin antiparallel zu Impuls



- **Gute Quantenzahl** ( $\rightarrow$  vertauscht mit Hamiltonoperator)
- **Nicht lorentzinvariant**  $\rightarrow$  für massive Teilchen (mit  $v < c$ ) immer möglich in System zu boosten in dem Helizität “flipped”
- Für massive Spin- $\frac{1}{2}$  Fermionen vier mögliche Zustände: Teilchen/Antiteilchen mit  $h=\pm 1$

# Chiralität = Händigkeit

- Zunächst abstrakte Symmetrie der Lagrangedichte des SM (ohne Massenterme)

$$\chi : \psi \rightarrow \gamma^5 \psi$$

$$\text{mit: } \gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$$

heißt **chirale Transformation**.  $\chi$  transformiert Vektoren  $\leftrightarrow$  Axialvektoren

- In Lagrangedichte des SM: Terme der Art  $\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi$  kovariant unter  $\chi$ , Terme der Art  $\bar{\psi}m\psi$  jedoch nicht.
- Für  $v \rightarrow c$  (z.B. für masselose Teilchen)  $\rightarrow$  **Chiralität = Helizität**
- Projektoren auf Helizitätseigenzustände:

$$\hat{P}_{R/L} = \hat{P}_\pm = \frac{1}{2} (1 \pm \gamma^5)$$

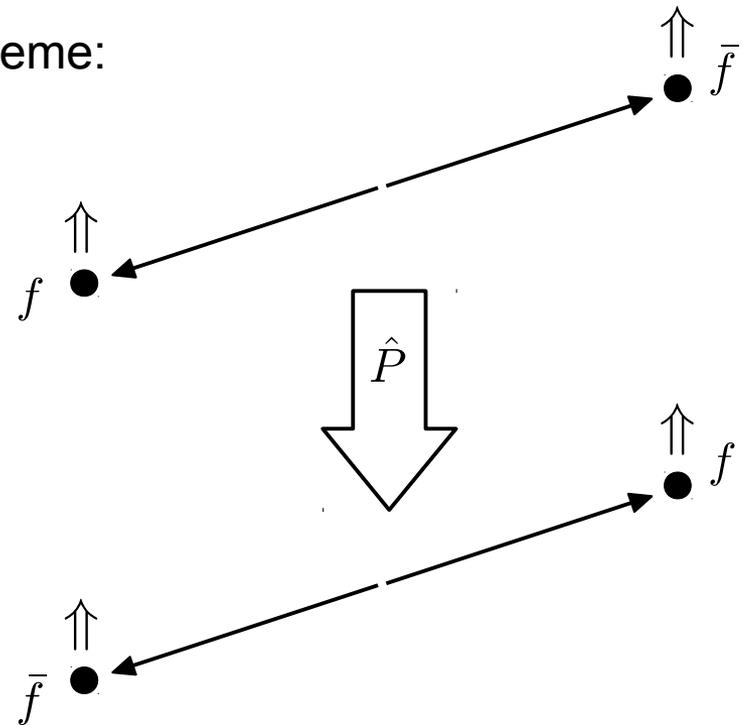
# Ladungskonjugation

- $\hat{C}$ : Teilchen  $\leftrightarrow$  Antiteilchen
- Umkehr aller ladungsartigen Quantenzahlen. Achtung: Teilchen mit ladungsartigen Quantenzahlen  $\neq 0$  sind keine Eigenzustände von  $\hat{C}$
- Eigenzustände z.B. wirklich neutrale  $f\bar{f}$ -Systeme:

- $\hat{C}$  kann erreicht werden durch Anwendung von  $\hat{P}$

$$\begin{aligned}\hat{P}(f\bar{f}) &= P(f) \cdot P(\bar{f}) \cdot (-1)^\ell \\ &= (-1)^{\ell+1}\end{aligned}$$

- **Zusätzlich:** Kombinatorischer Faktor durch Vertauschung der Teilchen in Clebsch-Gordon Koeffizienten ( $\rightarrow$  Spinstatistik)



# Ladungskonjugation

- Clebsch-Gordon Koeffizienten für Spin- $\frac{1}{2}$  - Spin- $\frac{1}{2}$  Fermionensystem:

$$\begin{array}{l}
 |1, +1\rangle = |1/2, +1/2\rangle \otimes |1/2, +1/2\rangle \\
 |1, -1\rangle = |1/2, -1/2\rangle \otimes |1/2, -1/2\rangle \\
 |1, 0\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}} (|1/2, +1/2\rangle \otimes |1/2, -1/2\rangle + (|1/2, -1/2\rangle \otimes |1/2, +1/2\rangle)) \\
 |0, 0\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}} (|1/2, +1/2\rangle \otimes |1/2, -1/2\rangle - (|1/2, -1/2\rangle \otimes |1/2, +1/2\rangle))
 \end{array}
 \left. \vphantom{\begin{array}{l} |1, +1\rangle \\ |1, -1\rangle \\ |1, 0\rangle \\ |0, 0\rangle \end{array}} \right\}
 \begin{array}{l}
 \text{Vertauschung} \\
 \text{der Teilchen: } (*) \\
 (+1) \equiv (-1)^{s+1} \\
 (-1) \equiv (-1)^{s+1}
 \end{array}$$

- Ergibt zusammengefaßt:**

$$\hat{C}(f\bar{f}) = (-1)^{s+1} \cdot P(f) \cdot P(\bar{f}) \cdot (-1)^\ell = (-1)^{\ell+s}$$

# C, P und T im SM

- **CPT-Theorem** (Gehard Lüders, Wolfgang Pauli, 1955): Jede Theorie, die die folgenden Eigenschaften erfüllt ist **CPT-invariant**:
  - Invarianz bzgl. Lorentz-Transformationen
  - Kausalität
  - Lokalität ( $\rightarrow$  keine Fernwirkung)
  - Ein nach unten beschränkter Hamilton-Operator
- Im Rahmen der heutigen Meßgenauigkeit keine Verletzung des CPT-Theorems.
- In welchen fundamentalen Wechselwirkungen sind C, P und T einzeln erhalten?

Symmetrie		em WW.	schw. WW	str. WW
Zeitumkehr	$\hat{T}$	$t \rightarrow -t$		
Parität	$\hat{P}$	$\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$		
Ladungskonjugation	$\hat{C}$	$q \rightarrow -q$		



# C, P und T im SM

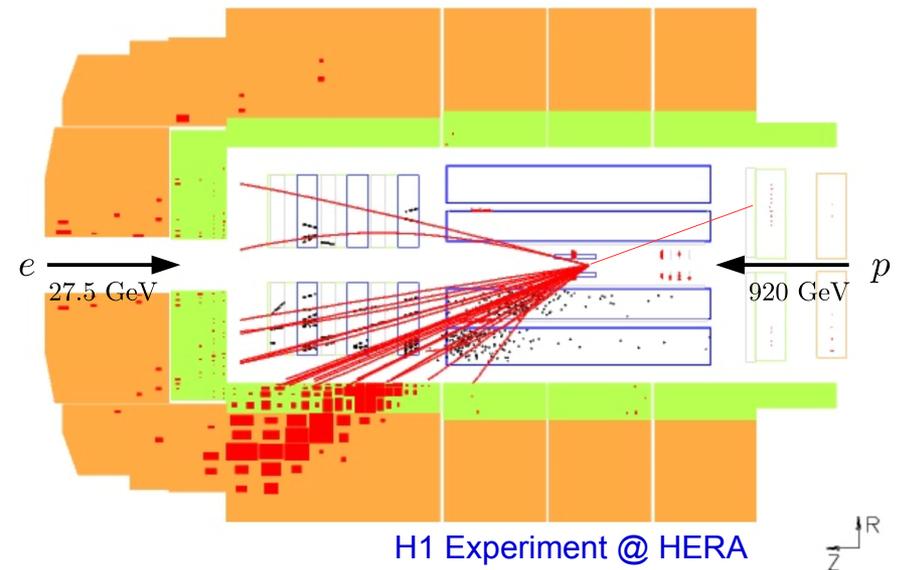
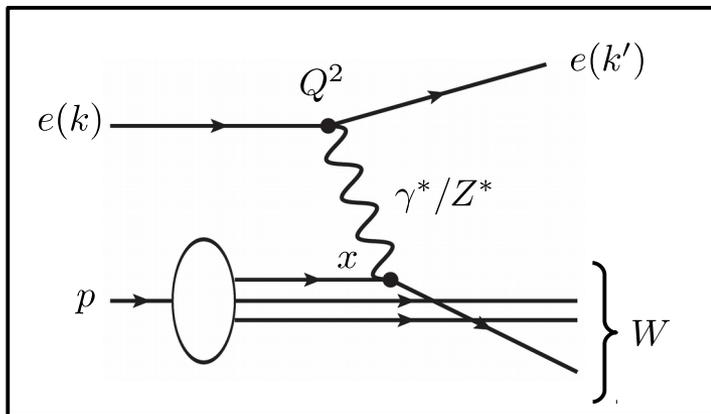
- **CPT-Theorem** (Gehard Lüders, Wolfgang Pauli, 1955): Jede Theorie, die die folgenden Eigenschaften erfüllt ist **CPT-invariant**:
  - Invarianz bzgl. Lorentz-Transformationen
  - Kausalität
  - Lokalität ( $\rightarrow$  keine Fernwirkung)
  - Ein nach unten beschränkter Hamilton-Operator
- Im Rahmen der heutigen Meßgenauigkeit keine Verletzung des CPT-Theorems.
- In welchen fundamentalen Wechselwirkungen sind C, P und T einzeln erhalten?

Symmetrie			em WW.	schw. WW	str. WW
Zeitumkehr	$\hat{T}$	$t \rightarrow -t$	✓	✗	✓
Parität	$\hat{P}$	$\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$	✓	✗	✓
Ladungskonjugation	$\hat{C}$	$q \rightarrow -q$	✓	✗	✓



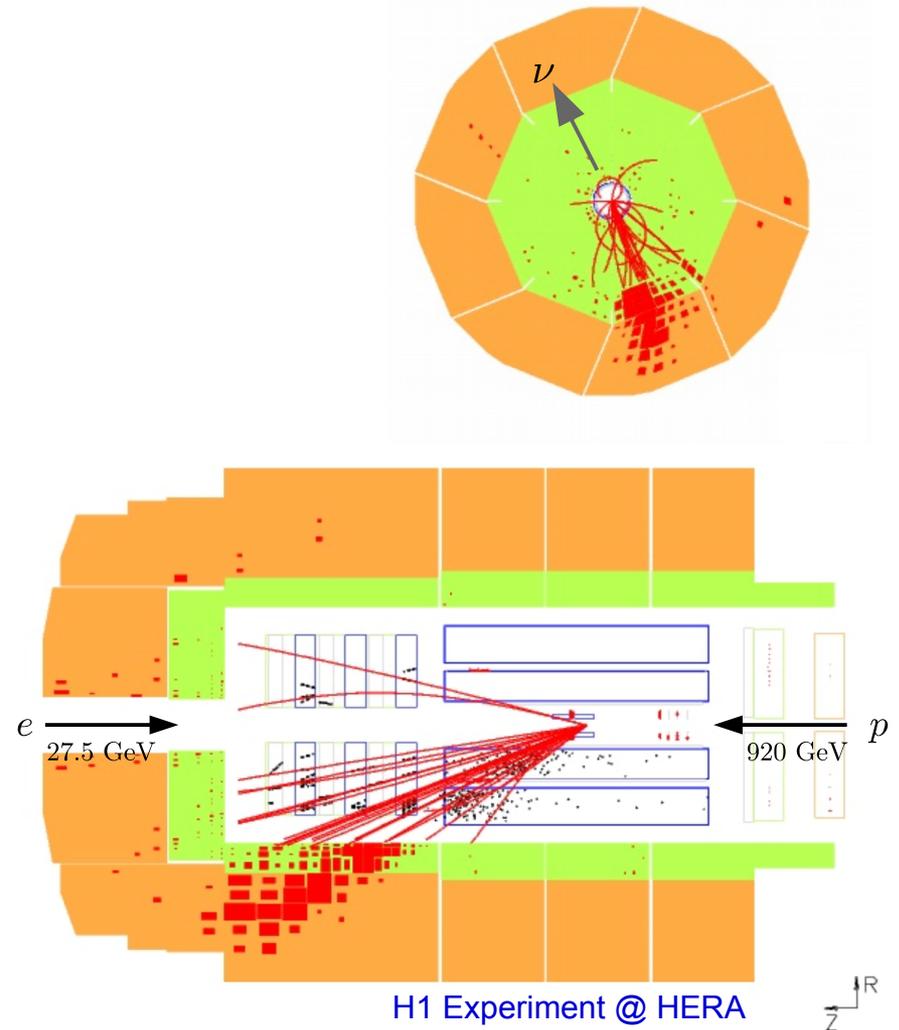
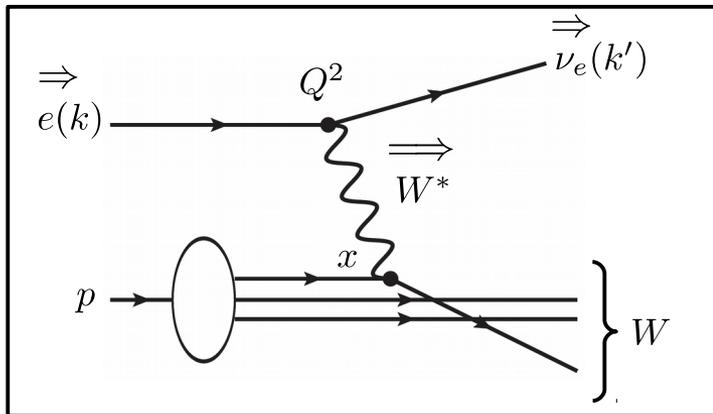
# Paritätsverletzung

- Jahrzehnte lang ging man davon aus, dass jede dieser Symmetrien in jeder bekannten fundamentalen WW einzeln erfüllt sei. Heute wissen wir es besser:
- Beispiel: Beobachtung **schwache WW bei HERA** (vgl. [VL-08 Folie 20ff](#))



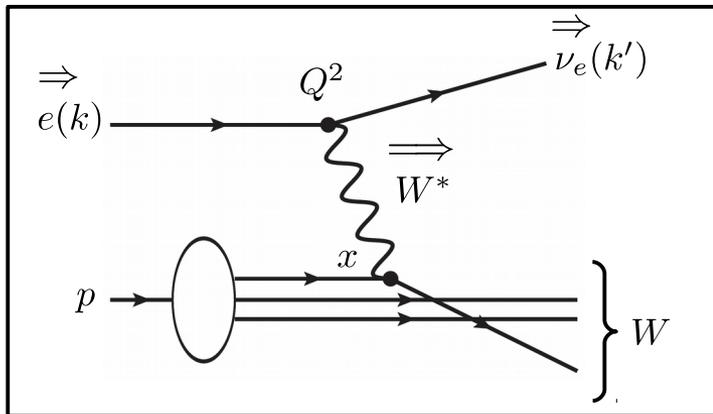
# Paritätsverletzung

- Jahrzehnte lang ging man davon aus, dass jede dieser Symmetrien in jeder bekannten fundamentalen WW einzeln erfüllt sei. Heute wissen wir es besser:
- Beispiel: Beobachtung **schwache WW bei HERA** (vgl. [VL-08 Folie 20ff](#))

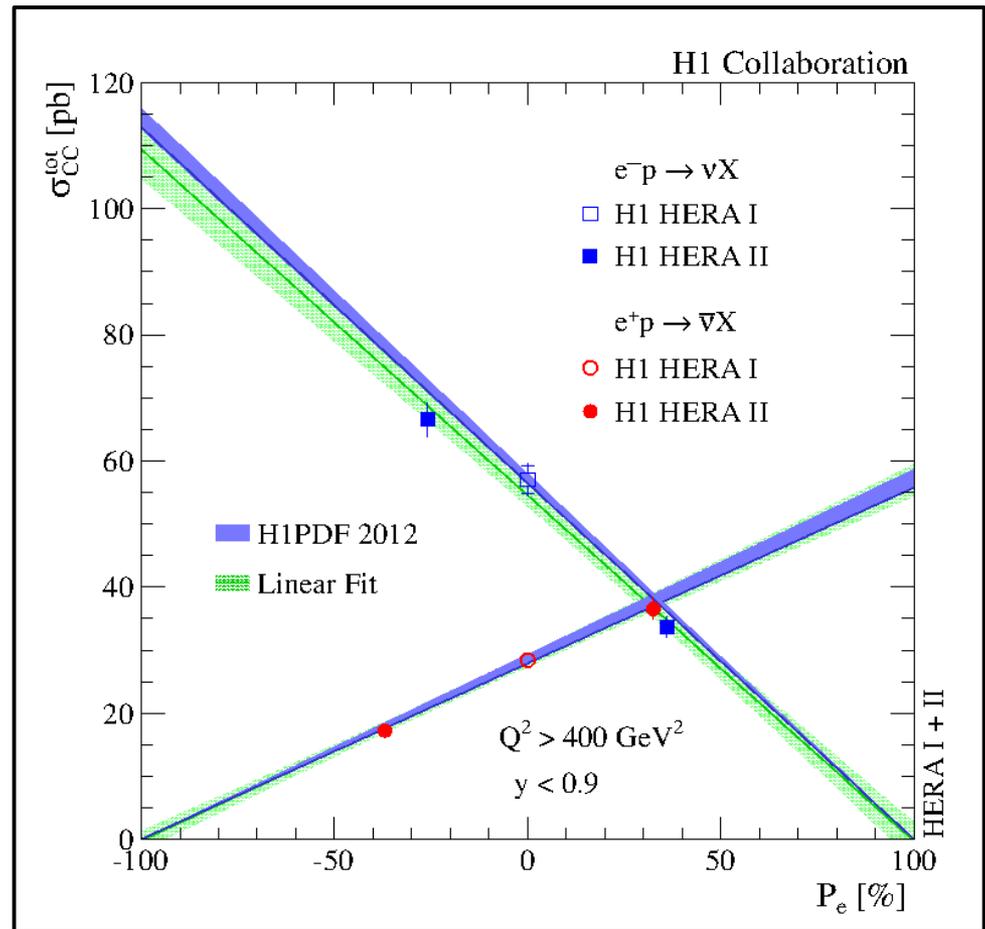


# Paritätsverletzung

- Jahrzehnte lang ging man davon aus, dass jede dieser Symmetrien in jeder bekannten fundamentalen WW einzeln erfüllt sei. Heute wissen wir es besser:
- HERA auch mit polarisierten Strahlen betrieben.
- **W-Boson koppelt nur an LH Fermionen und RH Antifermionen**

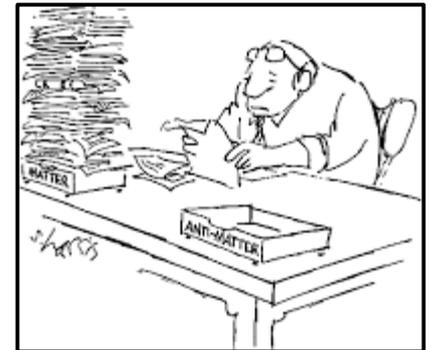


- **“P maximal verletzt”**



# CP-Verletzung & Materie-Antimaterie Asymmetrie

- Beobachtung legt nahe: **CP-Invarianz erhalten?**
- Selbst dies ist nicht der Fall (→ weiterer Verlauf des Kurses).
- Erinnerung: [VL-14 Folie 14ff](#):
  - CP-Verletzung: wichtige Säule, um Materie-Antimaterie Asymmetrie im Universum zu erklären.
  - Im Rahmen des SM bekannter und gemessener Betrag an CP-Verletzung noch zu klein, um Materie-Antimaterie Asymmetrie im Universum erklären zu können.



- Unter CPT-Invarianz impliziert CP-Verletzung T-Verletzung von gleicher Größe. T-Verletzung 2012 erstmals direkt nachgewiesen ([PRL 109 \(2012\) 211801](#))

# Intrinsische Quantenzahlen

---

- C, P & T nicht einzige distreke Symmetrien der Lagrangedichte des SM:
  - Interne Symmetrien → intrinsische (additive) Quantenzahlen
  - **Fundamentale Eichsymmetrien:**
    - Hyperladung
    - Schwacher Isospin
    - Farbladung
  - **“Zufällige” Symmetrien:**
    - Baryonenzahl
    - Lepton(familien-)zahl
    - Flavorquantenzahlen

# Leptonzahlerhaltung

- Leptonenzahl:

$$N \equiv (N_\ell - N_{\bar{\ell}})$$

$N_\ell$  : Zahl der Leptonen

$N_{\bar{\ell}}$  : Zahl der Antileptonen

Teilchen	$L$	Antiteilchen	$L$
$e^-, \nu_e$	+1	$e^+, \bar{\nu}_e$	-1
$\mu^-, \nu_\mu$	+1	$\mu^+, \bar{\nu}_\mu$	-1
$\tau^-, \nu_\tau$	+1	$\tau^+, \bar{\nu}_\tau$	-1

- Gilt auch wenn aufgespalten in Familien in:  $L_e, L_\mu, L_\tau$
- Im SM **verletzt durch Existenz massiver Neutrinos** ( $\rightarrow$  weiterer Verlauf des Kurses):
- Viele Erweiterungen des SM implizieren Baryonen- und Leptonzahlverletzung, häufig jedoch  $B - L$  erhalten.

# Baryonenzahlerhaltung

- Baryonenzahl:

$$B \equiv \frac{N_q - N_{\bar{q}}}{3}$$

$N_q$  : Zahl der Quarks

$N_{\bar{q}}$  : Zahl der Antiquarks

Teilchen	$B$	Antiteilchen	$B$
Quark	$+1/3$	Antiquark	$-1/3$
Baryon	$+1$	Antibaryon	$-1$
Meson	$0$	Antimeson	$0$
Lepton	$0$	Antilepton	$0$

- Baryonenzahlverletzung impliziert **Zerfall des Protons** (=leichtestes Baryon  $\rightarrow$  kann nur über Baryonzahlverletzung zerfallen)

# Flavorquantenzahlerhaltung



- Flavorquantenzahl:

Quantenzahl	Quarkflavor	$q$	$\bar{q}$
Starker Isospin $T_3$	$u$	$+1/2$	$-1/2$
	$d$	$-1/2$	$+1/2$
$C$	$c$	$+1$	$-1$
$S$	$s$	$-1$	$+1$
$T$	$t$	$+1$	$-1$
$B'$	$b$	$-1$	$+1$

Überprüfen Sie die Gell-Mann-Nishijama-Relation für ein Teilchen mit der flavor Zusammensetzung:  $(sdd)$

- Konvention: Flavorquantenzahl besitzt gleiches Vorzeichen, wie Ladung
- Erhalten** in starker und elektromagnetischer Wechselwirkung, **verletzt** in schwacher Wechselwirkung
- Starke Hyperladung** (zur Beschreibung von Quarks, Mesonen und Baryonen)

$$Y = B + S + C + B' + T \quad (\text{Gell-Mann-Nishijama-Relation})$$

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}$$

Baryonenzahl

Elektr. Ladung

# Flavorquantenzahlerhaltung



- Flavorquantenzahl:

Quantenzahl	Quarkflavor	$q$	$\bar{q}$
Starker Isospin $T_3$	$u$	$+1/2$	$-1/2$
	$d$	$-1/2$	$+1/2$
$C$	$c$	$+1$	$-1$
$S$	$s$	$-1$	$+1$
$T$	$t$	$+1$	$-1$
$B'$	$b$	$-1$	$+1$

Überprüfen Sie die Gell-Mann-Nishijama-Relation für ein Teilchen mit der flavor Zusammensetzung:  $(sdd)$

$\Sigma^{*-}$  mit  $J^P = 3/2^+$

- Konvention: Flavorquantenzahl besitzt gleiches Vorzeichen, wie Ladung
- **Erhalten** in starker und elektromagnetischer Wechselwirkung, **verletzt** in schwacher Wechselwirkung
- **Starke Hyperladung** (zur Beschreibung von Quarks, Mesonen und Baryonen)

$$Y = B + S + C + B' + T \quad (\text{Gell-Mann-Nishijama-Relation})$$

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}$$

Baryonenzahl

Elektr. Ladung

# Kapitel 7.3: Schlüsselexperimente zu C-, P- und CP-Verletzung



# Theta-Tau-Rätsel

- Bis in die 1950er Jahre hinein galt die Vermutung, dass **alle Wechselwirkungen die Parität erhalten**
- Jedoch: Beobachtung zweier unterschiedlicher seltsamer Teilchen ( $\theta^+$ ,  $\tau^+$ ) mit ansonsten identischen Eigenschaften:

- Gleiche Masse:  $m_\theta = m_\tau = 493.7 \text{ MeV}$
- Gleiche Lebensdauer:  $\tau_\theta = \tau_\tau = 1.24 \cdot 10^{-8} \text{ s}$
- Aber zwei Zerfallsmoden mit unterschiedlicher Parität:

$$\theta^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \quad P(\pi\pi) = +1$$

$$\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \quad P(\pi\pi\pi) = -1$$

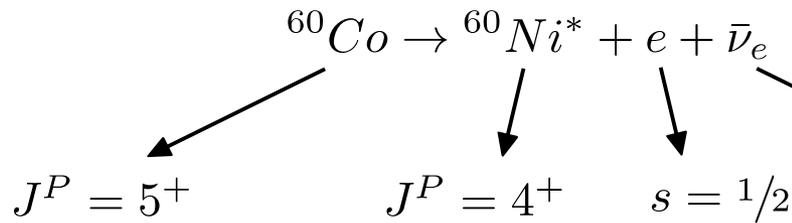
- Wenn Parität erhalten ist, warum sollte es zwei identische Teilchen mit unterschiedlichem Paritätseigenzustand geben?
- **Antwort (Lee, Yang 1956):** Woher wissen wir, dass Parität in der schw. WW erhalten ist? → Vorschlag experimenteller Test



# Experiment von C. S. Wu



- Spinausrichtung von  $^{60}\text{Co}$  ( $J^P = 5^+$ ) Kernen in äußere



Nach allem was Sie bereits wissen: in welche Richtung erwarten Sie, dass die Elektronen fliegen, in Richtung des Co-Spins oder entgegengesetzt?

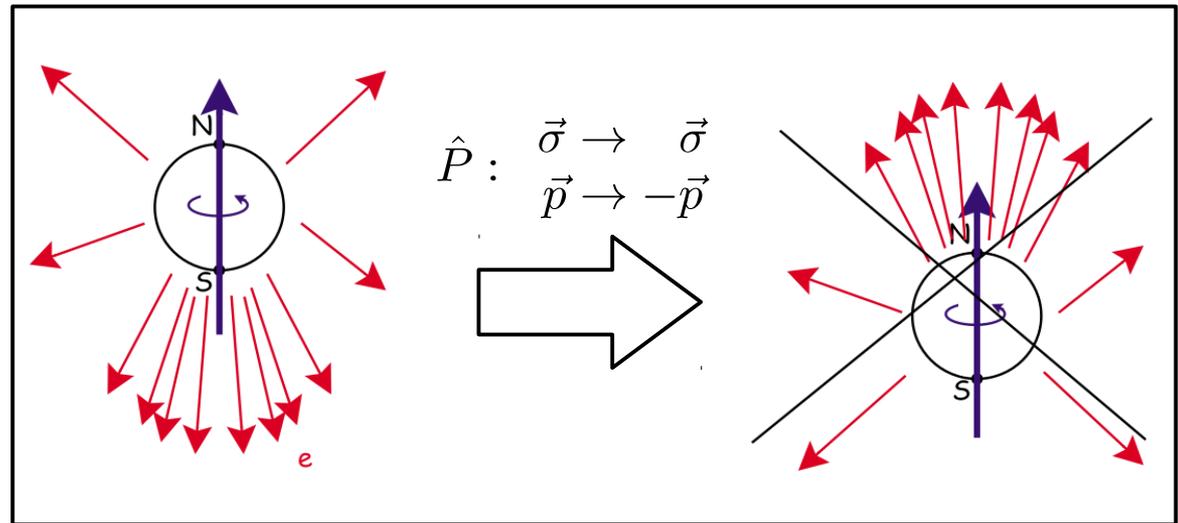
- Messe **Emissionsrichtung der Elektronen** im  $\beta$ -Zerfall relativ zu Co-Spin

- Intensitätsverteilung:

$$I(\theta_e) \propto 1 + \alpha \frac{\vec{\sigma}_{\text{Co}} \cdot \vec{p}_e}{E_e}$$

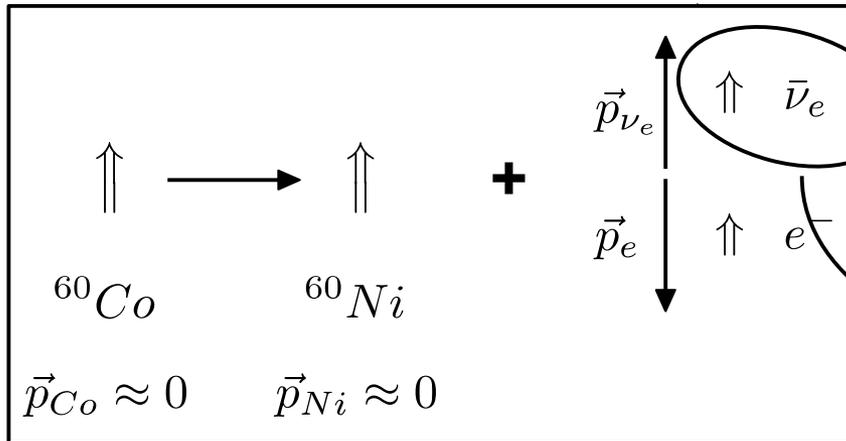
$$= 1 + \alpha\beta \cos \theta_e$$

- Elektronen bewegen sich in Vorzugsrichtung relativ zu Co-Spin!



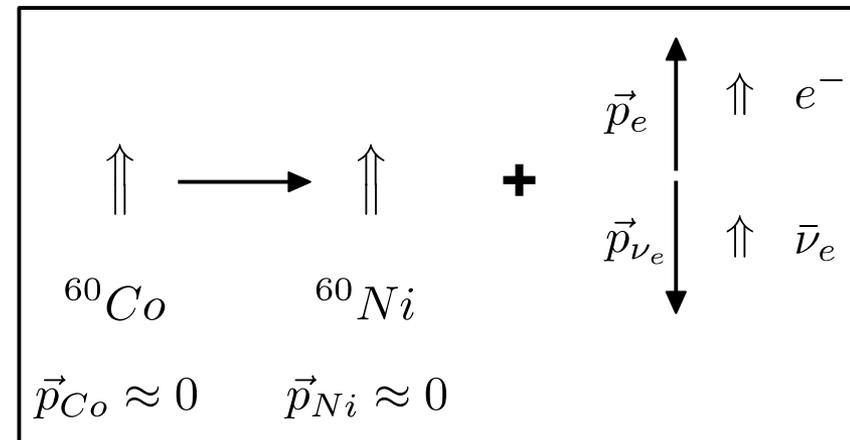
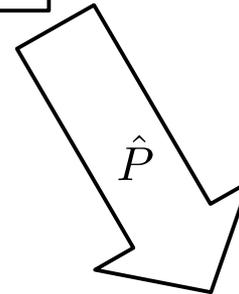
- Diese Feststellung **impiziert Paritätverletzung** ([PRL 105 \(1957\) 1413](#))

# Experiment von C. S. Wu



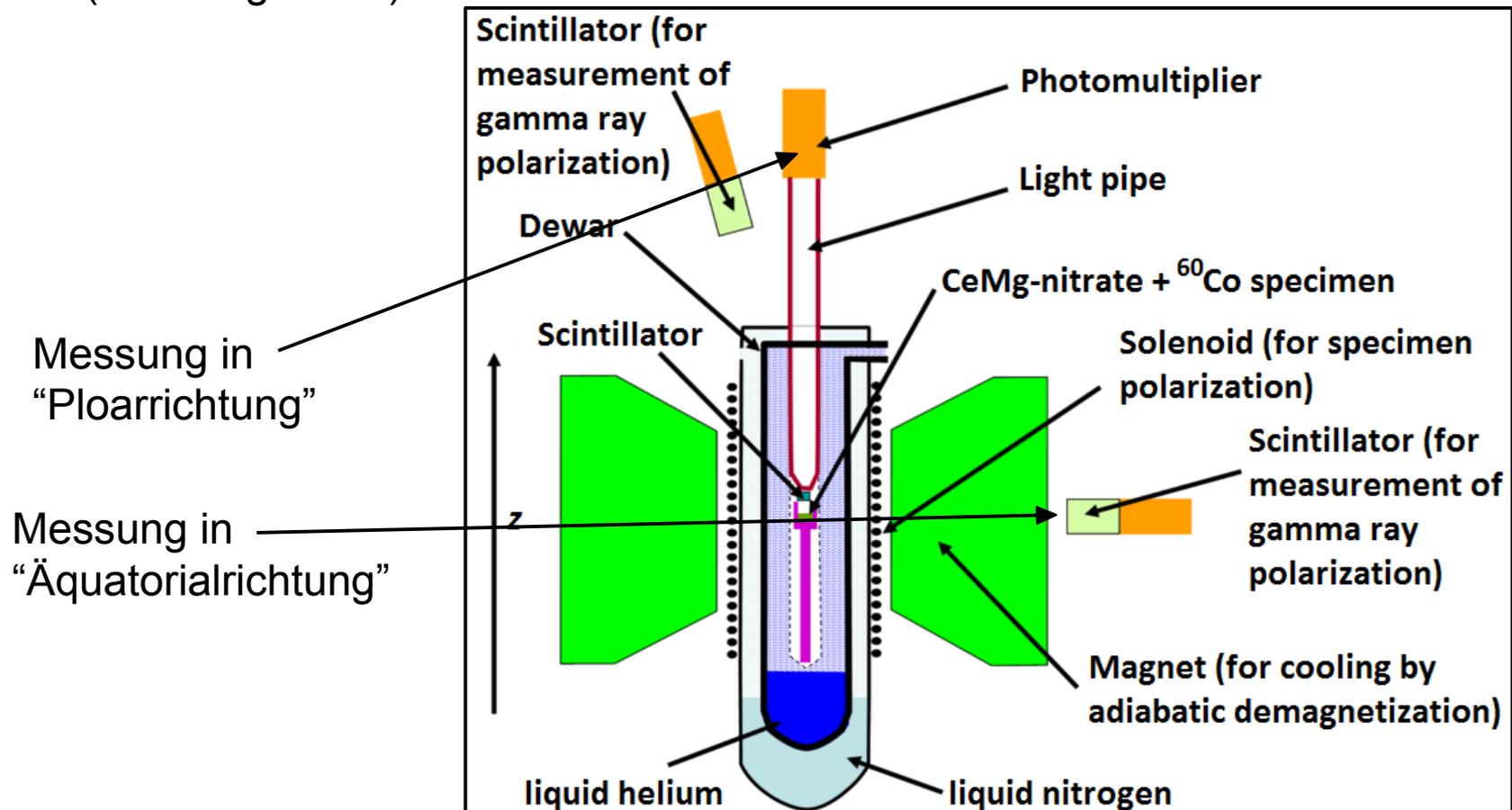
Genauere Untersuchung der Helizitätsstruktur:

Bevorzugter Zerfall  
 $\rightarrow e$  entgegen Spin-  
 ausrichtung des Co



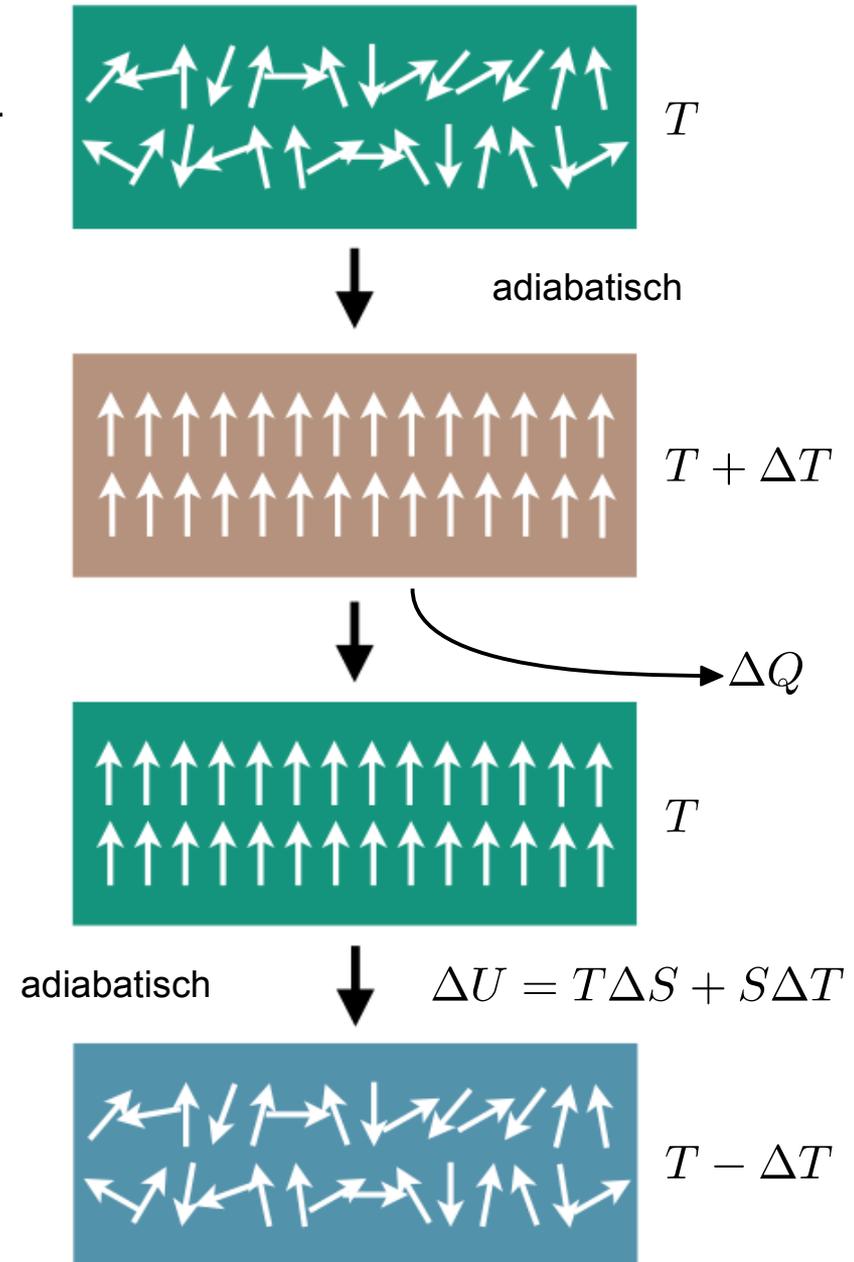
# Versuchsanordnung

- Spinausrichtung durch **thermische Effekte** behindert → erfordert Abkühlung auf unter 10mK
- Wird erreicht durch **adiabatische Entmagnetisierung** eines paramagnetischen Substrats (→ CeMg-Nitrat)



# Kühlung

- Wird erreicht durch **adiabatische Entmagnetisierung**:
- Trage  $^{60}\text{Co}$  auf paramagnetischem Substrat auf (Ce-Mg.Nitrat)
- Kühle ab auf  $\sim 1\text{K}$  ( $\rightarrow$  flüssig He); Abkopplung von Wärmebad ( $\rightarrow$  abpumpen von He)
- Ausrichtung der Spins in Substrat in Magnetfeld ( $\rightarrow$  leichte Temperaturerhöhung); Abführen der entstandenen Wärme
- Langsame Reduktion des Magnetfelds; **Transfer thermische  $\rightarrow$  magnetische Entropie**



# Historisches Ergebnis

- Mit der Zeit erwärmt sich die Meßanordnung → Spinausrichtung von  $^{60}\text{Co}$  reduziert sich (siehe x-Achse)
- Bei Spinausrichtung (→ wenn kalt) deutlich weniger Elektronen in Polarzähler, als in Äquatorialzähler
- **Elektronen bevorzugt entgegen Spinausrichtung des Co → linkshändig**

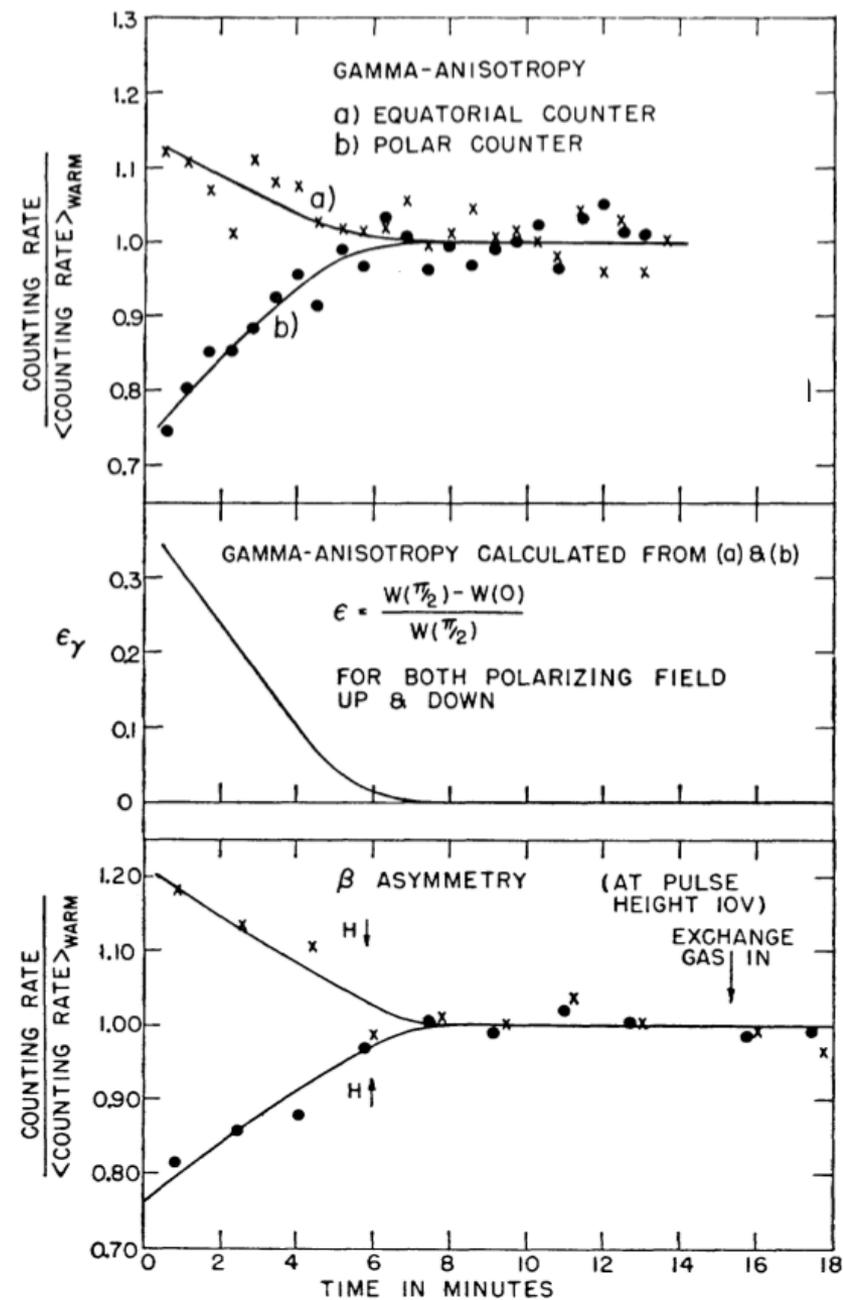
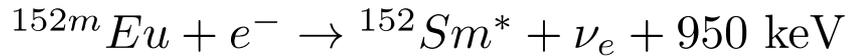


FIG. 2. Gamma anisotropy and beta asymmetry for polarizing field pointing up and pointing down.

# Goldhaber Experiment

- Ziel: Messung **Helizität Neutrino**

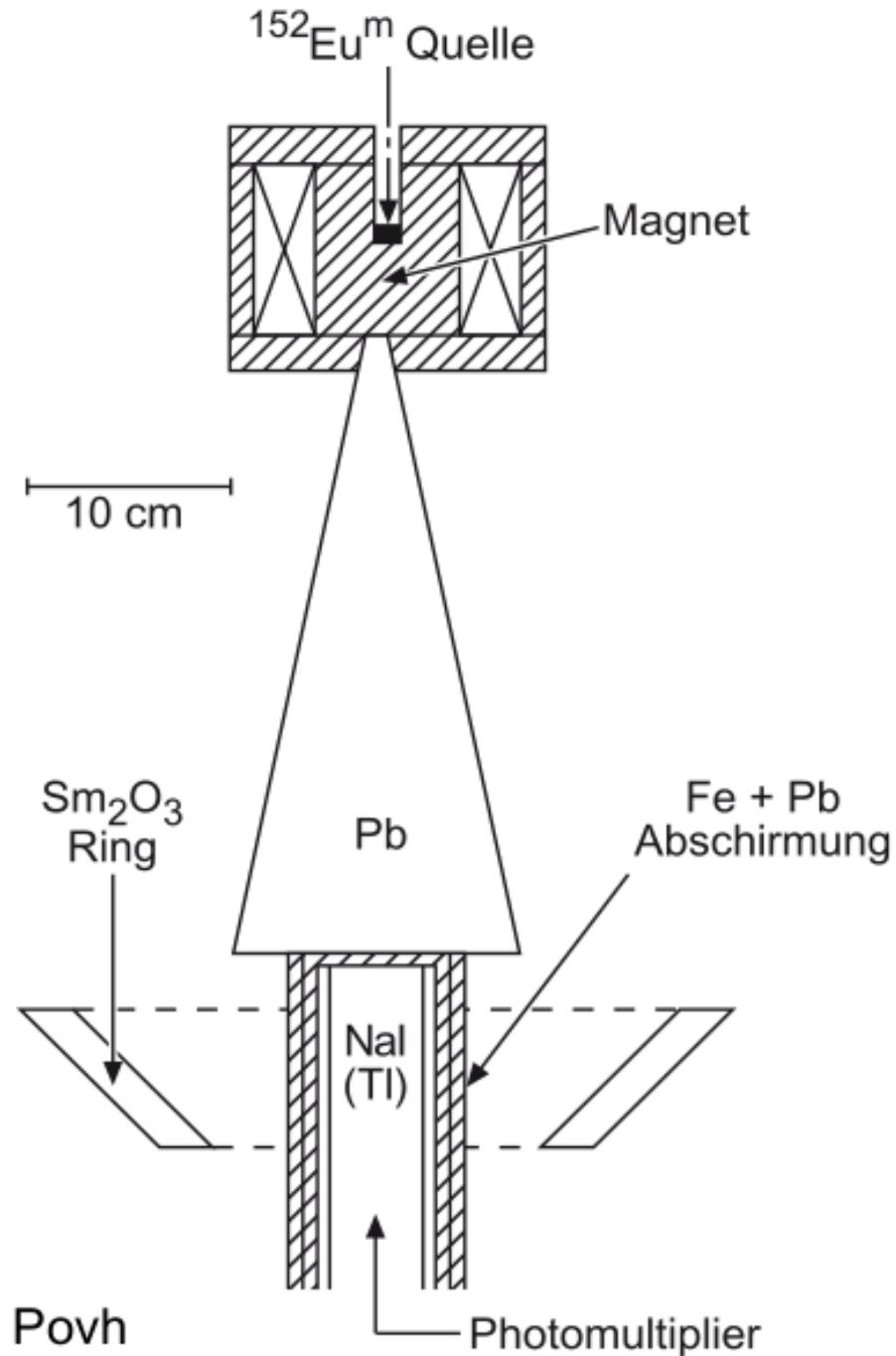
- Wähle Kernzerfall



- Metastabiles Isomer  $^{152m}\text{Eu}$  zerfällt durch K-Einfang in angeregten Zustand  $^{152}\text{Sm}^*$  der selbst nach sehr kurzer Zeit ( $\tau = 3 \cdot 10^{-14} \text{ s}$ ) unter Emission eines Photons in Grundzustand zerfällt

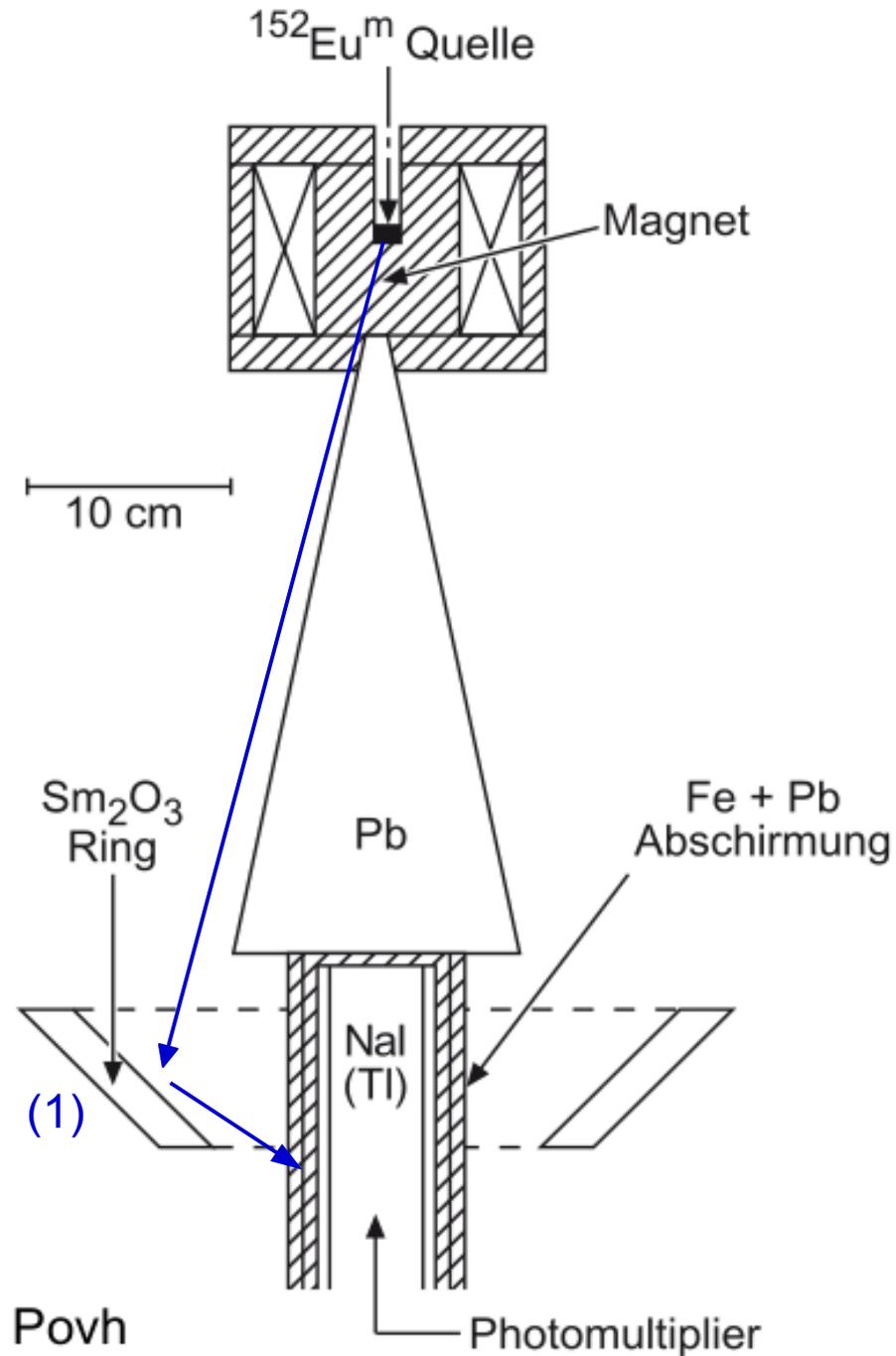
- Beide Zerfälle haben folgende wichtige Eigenschaften:

- Nahezu gleiche Zerfallsenergien
- Schnelle Zerfallszeit  $^{152}\text{Sm}^*$  ( $\rightarrow$  keine Abgabe von Energie an Umgebung)



# Flugrichtung $\nu_e$

- Aus **Kernresonanzabsorption**
- Nachweis durch **resonante Streuung** an  $Sm_2O_3$  Target (1)
- **Aber:**  $\gamma$  erhält  $\approx 957.8$  keV aus Zerfall,  $\approx 3.2$  eV Rückstoß an  $^{152}Sm$ -Kern  $\rightarrow$  zu wenig, um wieder absorbiert zu werden (Linienbreite  $\mathcal{O}(10^{-2}$  eV))
- Resonante Streuung nur möglich wenn Dopplershift durch Rückstoß des  $^{152}Sm^*$ -Kerns aus  $^{152m}Eu$ -Zerfall
- Genau dann, wenn  $\nu_e$  nach oben entkommt  $\rightarrow$  kodiert Richtung des Neutrinos



# Spin $\nu_e$

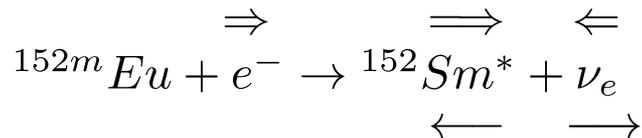
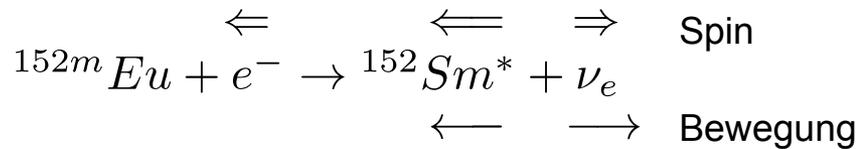
## • Aus Spinstruktur der Kerne

$$^{152m}\text{Eu} : J^P = 0^-$$

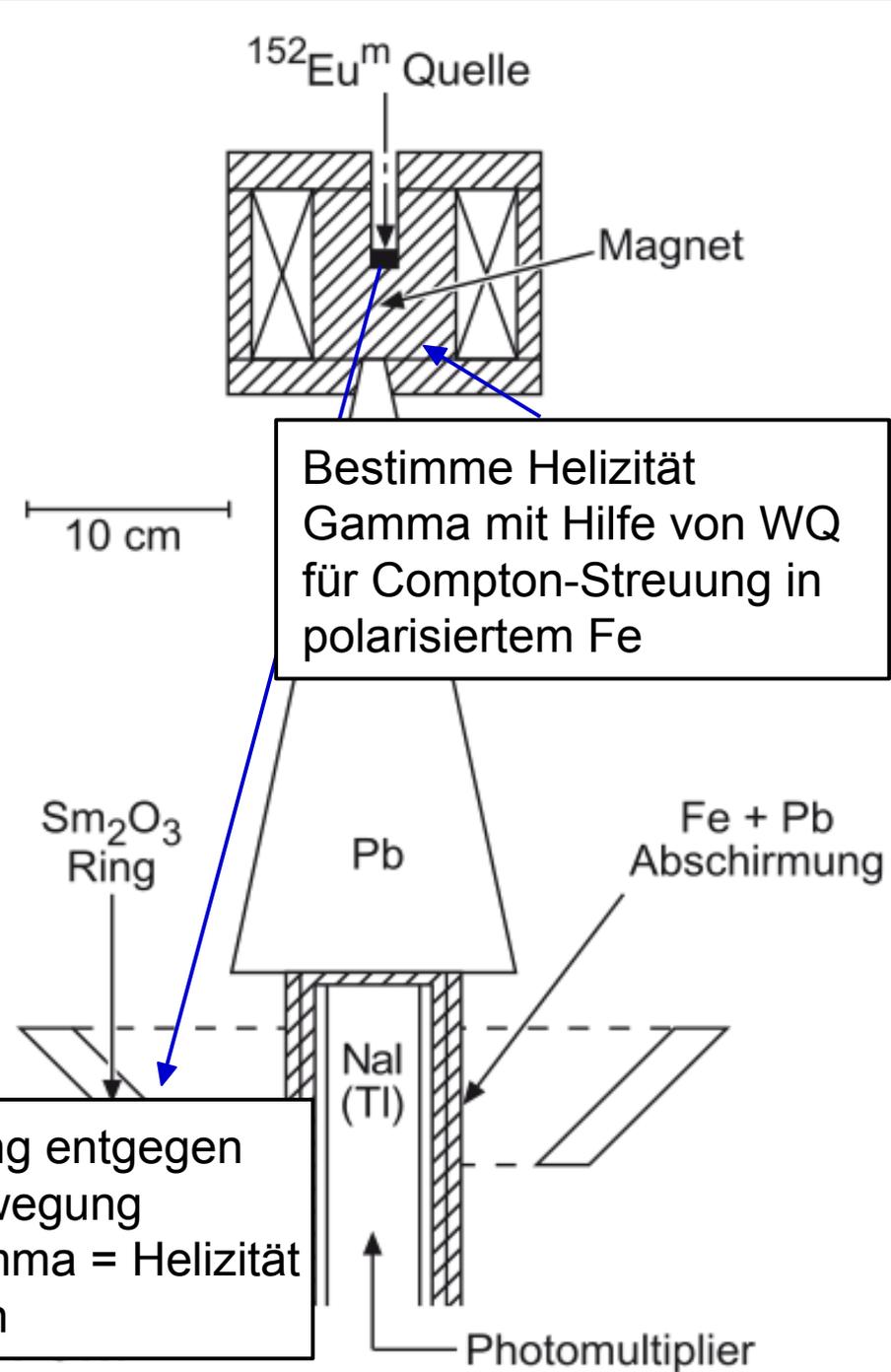
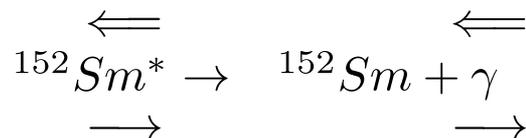
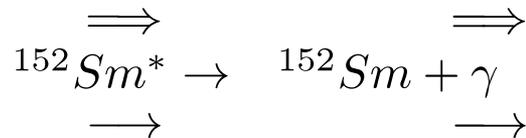
$$^{152}\text{Sm}^* : J^P = 1^-$$

$$^{152}\text{Sm} : J^P = 0^+$$

## • Mögliche Spinkonfigurationen:



→ in Laborsystem: Helizität Neutrino = Helizität Samariumkern



# Historisches Ergebnis

---

- Bei Compton-Streuung im Magneten verlieren Photonen Teil ihrer Energie und können nicht mehr resonant in (1) gestreut werden.
- Wenn es bevorzugte Richtung der Photon Polarisation gibt müssen sich Zählraten resonant gestreuter Photonen in NaI-Szintillator bei sich ändernder Polarisation der Magnetisierung im Magneten unterscheiden
- Ergebnis der damaligen Messung:  $h = -1.0 \pm 0.3$  (PR 109 (1958) 1015)

KW-21/22

**4 Kernmodelle**

4.1 Eigenschaften stabiler Kerne

4.2 Fermigas und Tröpfchenmodell

4.3 Schalenmodell

4.4 Struktur der Kernkräfte

KW-22

**5 Instabile Kerne**

5.1 Radioaktives Zerfallsgesetz

5.2 Alpha-, Beta-, Gammastrahlen

5.3 Kernspaltung und Kernfusion

KW-23

**6 Anwendungen der Kernphysik**

6.1 Energieerzeugung

6.2 Kernphysik in der Medizin

6.3 Nukleare Thermodynamik

6.4 Nukleare Astrophysik

KW-24

**7 Symmetrien und Erhaltungssätze**

7.1 Symmetrien und Quantenzahlen

7.2 Diskrete und kontinuierliche Symmetrien

7.3 Schlüsselexperimente zu C-, P-, CP-Verletzung

KW-25/26

**8 QCD: Quarks, Gluonen und Hadronen**

8.1 Quarkmodell und Hadronen

8.2 Quarkonium

8.3 Farbwechselwirkung in der QCD

8.4 Struktur der Nukleonen und Partonmodell

YOU  
ARE  
HERE

