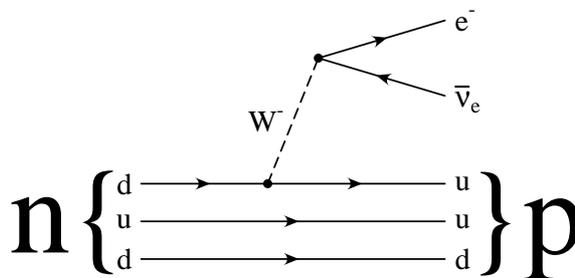
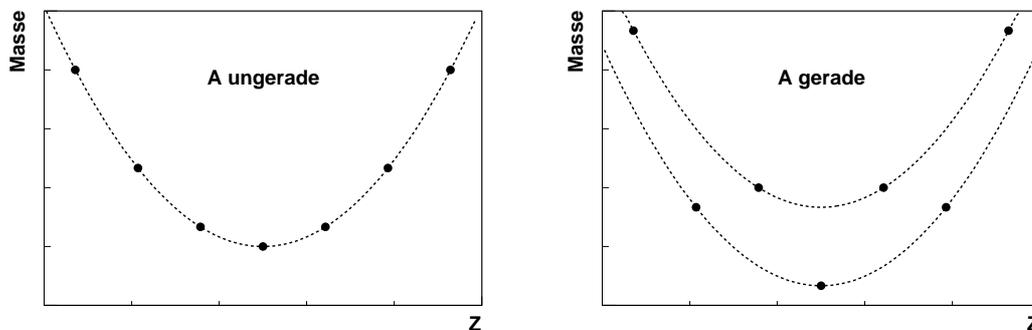


# Lösungen zur Klausur Moderne Experimentalphysik III

## Aufgabe 1: $\beta$ -Zerfall

Beim  $\beta$ -Zerfall ändern sich der Coulomb- und der Asymmetrieterm. Bei Kernen mit geradzahlgiger Massenzahl  $A$  ändert sich ausserdem der Paarungsterm. Die Änderung durch die Massenterme ist demgegenüber vernachlässigbar.

Die Masse in Abhängigkeit von  $Z$  ist eine Parabel für Kerne mit ungeradem  $A$ , da Coulomb- und der Asymmetrieterm quadratisch von  $Z$  abhängen. Für Kerne mit geradem  $A$  ergeben sich zwei Parabeln, wobei die für  $uu$ -Kerne um die doppelte Paarungsenergie höher liegt als die für  $gg$ -Kerne.



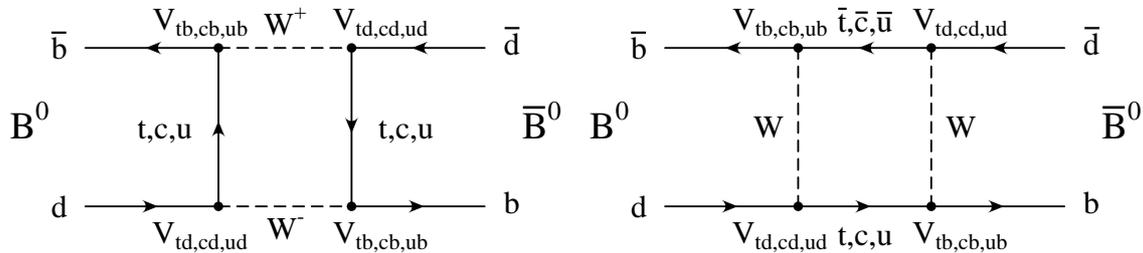
## Aufgabe 2: Kernmodelle

Blei ist ein doppelt magischer Kern, d.h. Protonen und Neutronen bilden abgeschlossene Schalen. Die Stabilität von Blei lässt sich also am besten im Schalenmodell erklären.

Der Asymmetrieterm in der Weizsäcker-Massenformel lässt sich im Fermigas-Modell verstehen. Wenn man von einem symmetrischen Kern ausgeht, haben Protonen und Neutronen die gleiche Fermienergie. Will man nun ein Proton in ein Neutron umwandeln (oder umgekehrt), muss das Nukleon auf ein höheres Energieniveau angehoben werden.

Der Oberflächenterm lässt sich gut im Tröpfchenmodell erklären. Er entspricht der Oberflächenspannung einer Flüssigkeit.

### Aufgabe 3: $B_{(s)}^0$ -Oszillationen



Bei  $B_s^0$ - statt  $B^0$ -Mesonen hat man ein  $s$  statt eines  $d$ -Quarks. Dadurch ändern sich auch die beteiligten CKM-Matrixelemente:  $V_{td} \rightarrow V_{ts}$ ,  $V_{cd} \rightarrow V_{cs}$ , und  $V_{ud} \rightarrow V_{us}$ .

$B_s^0$ -Mesonen oszillieren schneller als  $B^0$ -Mesonen. Das liegt daran, dass das Matrixelement  $V_{ts}$  größer als  $V_{td}$  ist. Beim  $B_s^0$ -Mesonen hat man an diesem Vertex einen Übergang über eine Generation, beim  $B^0$ -Mesonen über zwei Generationen. Damit ist der  $B^0$ -Oszillationsprozess stärker unterdrückt.

### Aufgabe 4: $\Lambda$ -Teilchen

Da  $\Lambda$ -Teilchen Baryonen sind, müssen sie aus drei Quarks (und keinen Antiquarks) bestehen. Aus Strangeness  $-1$  folgt, dass ein  $s$ -Quark enthalten sein muss. Weil  $\Lambda$ -Teilchen neutral sind und  $s$ -Quarks Ladung  $-1/3$  haben, müssen die beiden weiteren Quarks die Gesamtladung  $+1/3$  haben. Bottomness  $0$  bedeutet, dass kein  $b$ -Quark enthalten ist. Mögliche Quarkpaarkombinationen sind also nur  $cd$  und  $ud$ . Da  $c$ -Quarks keinen Isospin haben und  $d$ -Quarks Isospin  $1/2$ , fällt diese Kombination weg. Das  $\Lambda$ -Teilchen ist also aus den Valenzquarks  $uds$  zusammengesetzt, wobei  $u$ - und  $d$ -Quark ein Isospin-Singulett bilden.

Der Zerfall  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  ist möglich, da Ladung, Baryonen- und Leptonenzahl erhalten sind und er kinematisch erlaubt ist. Weil sich bei diesem Zerfall die Strangeness von  $-1$  auf  $0$  ändert, kann er nur über die schwache Wechselwirkung erfolgen.

Protonen haben Isospin  $1/2$  ( $I_3 = +1/2$ ) und negativ geladene Pionen Isospin  $1$  ( $I_3 = -1$ ). D.h. der Endzustand hat entweder den Isospin  $1/2$  oder  $3/2$ . Der Isospin ist in diesem Zerfall also verletzt. Daraus folgt, dass er nicht über die starke Wechselwirkung erfolgen kann.

### Aufgabe 5: Pionzerfall

Da das Pion Spin  $0$  hat, müssen die Spins von Muon und Neutrino antiparallel sein. Damit erhält man folgende beiden Konfigurationen für die Impulse  $\rightarrow$  und Spins  $\Rightarrow$ :

$$\begin{array}{ccc} \mu^+ & \xleftarrow{\quad} & \pi^+ & \xrightarrow{\quad} & \nu_\mu \\ & \Rightarrow & & \Leftarrow & \\ & & & & \end{array} \quad \leftrightarrow P \leftrightarrow \quad \begin{array}{ccc} \nu_\mu & \xleftarrow{\quad} & \pi^+ & \xrightarrow{\quad} & \mu^+ \\ & \Leftarrow & & \Rightarrow & \\ & & & & \end{array}$$

Die beiden Konfigurationen sind über den Paritätsoperator verknüpft. Dieser ändert die Impulsrichtung der Teilchen, nicht jedoch deren Spinausrichtung.

Wenn die schwache Wechselwirkung invariant unter der Paritätsoperation wäre, müssten beide Konfigurationen gleich häufig auftreten. Es gäbe damit keinen Unterschied zwischen der Kopplung an links- und rechts-händige Teilchen bzw. Antiteilchen. Dann müsste aber auch das Matrixelement für den Zerfall in  $e^+\nu_e$  dem von  $\mu^+\nu_\mu$  entsprechen und somit ersterer Zerfall wegen des größeren Phasenraums häufiger auftreten.

Anmerkung: In der Natur tritt die rechte Konfiguration nicht auf, nur die linke wird beobachtet. Hier hat man ein Anti-Lepton mit negativer Helizität. Da die schwache Wechselwirkung nur an den rechts-händigen Anteil des Anti-Teilchens koppelt, ist der Zerfall helizitätsunterdrückt. Wegen der größeren Masse des Muons ist die Helizitätsunterdrückung im Zerfall in  $\mu^+\nu_\mu$  geringer als in Zerfall in  $e^+\nu_e$ .

### Aufgabe 6: Teilchenreaktionen

- a)  $p \rightarrow n\tau^+\nu_\tau$  : nicht möglich wegen Verletzung von Energieerhaltung
- b)  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  : elektromagnetische Wechselwirkung
- c)  $p\bar{p} \rightarrow nn$  : nicht möglich wegen Baryonenzahlverletzung
- d)  $p\gamma \rightarrow p$  : nicht möglich wegen Verletzung von Energie- und Impulserhaltung
- e)  $\nu_e e^- \rightarrow \nu_\mu \mu^-$  : nicht möglich wegen Leptonfamilienzahlverletzung
- f)  $\pi^+\pi^- \rightarrow K^+K^-\pi^+n\bar{p}$  : starke Wechselwirkung
- g)  $pK^- \rightarrow \pi^-\Lambda^0$  : nicht möglich wegen Verletzung der Ladungserhaltung
- h)  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  : elektromagnetische Wechselwirkung
- i)  $J/\psi \rightarrow \nu_\tau\bar{\nu}_\tau$  : schwache Wechselwirkung
- j)  $\tau^- \rightarrow \pi^-\nu_\tau$  : schwache Wechselwirkung

### Aufgabe 7: Protonstruktur

Die De-Broglie-Wellenlänge des Teilchens mit Impuls  $p$  muss etwa dem Protonenradius  $r$  entsprechen, um die innere Struktur des Protons aufzulösen:

$$r = \lambda = \frac{h}{p} \quad \Rightarrow \quad p = \frac{hc}{rc} = \frac{1.2 \text{ GeV fm}}{1 \text{ fm c}} = 1.2 \text{ GeV}/c$$

Für die kinetische Energie  $E_{kin}$  eines Teilchens mit Masse  $m$  gilt:

$$\begin{aligned}
 E_{kin} &= E - mc^2 = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4} - mc^2 \\
 \Rightarrow (E_{kin} + mc^2)^2 &= E_{kin}^2 + 2E_{kin}mc^2 + m^2c^4 = p^2c^2 + m^2c^4 \\
 \Rightarrow E_{kin}^2 + 2E_{kin}mc^2 &= p^2c^2 \\
 \Rightarrow pc &= \sqrt{E_{kin}^2 + 2E_{kin}mc^2}
 \end{aligned}$$

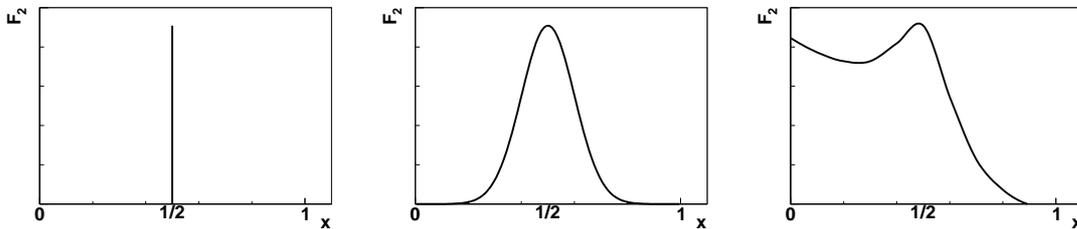
Wie man sieht, erhält man bei gleicher kinetischer Energie für Teilchen mit höherer Masse einen höheren Impuls. Also erzielt man bei gleicher kinetischer Energie mit Myonen eine bessere Auflösung als mit Elektronen.

### Aufgabe 8: Strukturfunktion

Bei zwei nicht wechselwirkenden Partonen teilt sich der Protonimpuls gleichmässig auf beide Partonen auf. D.h.  $x = 1/2$ .

Durch die Wechselwirkung kommt es zu einer Verschmierung der Impulsanteile um  $x = 1/2$ .

Seaquarks entstehen durch Gluonen, die von den Quarks abgestrahlt werden und virtuelle Quark-Antiquark-Paare bilden. Deren Impuls muss also kleiner sein als der des ursprünglichen Partons, so dass es zu einer Zunahme bei kleinen  $x$ -Werten kommt.



### Aufgabe 9: Neutrinos

Die Anzahl leichter Neutrinoarten weiß man aus der Messung der  $Z^0$ -Breite. Die Gesamtbreite  $\Gamma$  setzt sich aus den partiellen Breiten für die Zerfälle in Hadronen, geladene Leptonen und Neutrinos zusammen. Die Gesamtbreite kann in  $e^+e^-$ -Reaktionen aus der Abhängigkeit des Produktionswirkungsquerschnitts von der Schwerpunktsenergie bestimmt werden. Die partiellen Breiten für Zerfälle in Hadronen, geladene Leptonen kann über die Messung der Zerfallsrate erfolgen. Die Differenz aus Gesamtbreite und gemessenen partiellen Breiten ist die partielle Breite für den Zerfall in Neutrinos. Teilt man diese Differenz durch die berechnete partielle Breite für eine Neutrino-Art, so erhält man die Anzahl der Neutrino-Arten.

Damit der Zerfall kinematisch erlaubt ist, müssen die Neutrinos eine Masse von weniger als der halben  $Z^0$ -Masse haben.

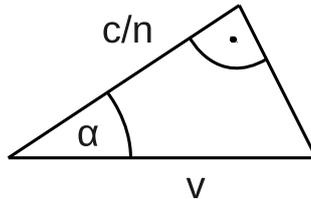
### Aufgabe 10: Detektoren

Der Čerenkov-Effekt tritt auf, wenn ein geladenes Teilchen ein Medium durchquert, in dem die Lichtgeschwindigkeit kleiner als die Geschwindigkeit des Teilchens ist. In diesem Fall wird Čerenkov-Licht emittiert.

Für den Schwellenimpuls  $p$ , ab dem der Čerenkov-Effekt auftritt, gilt

$$v = \frac{c}{n} \Rightarrow \frac{1}{n} = \beta = \frac{p}{E} = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}} \Rightarrow n^2 = 1 + \frac{m^2}{p^2} \Rightarrow p = \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}}.$$

Die Wellenfront des Čerenkov-Lichts folgt dem Teilchen und breitet sich mit der Geschwindigkeit  $c/n$  aus. Damit ergibt sich folgendes Bild:



Für den Winkel  $\alpha$  des abgestrahlten Lichts erhält man:

$$\cos \alpha = \frac{c/n}{v} = \frac{1}{n\beta} = \frac{\sqrt{1 + m^2/p^2}}{n}$$

Mit Čerenkov-Detektoren kann man also die Geschwindigkeit von Teilchen messen. Wenn der Impuls bekannt ist (aus der Messung der Krümmung einer Teilchenspur im Magnetfeld), kann man daraus auf die Art des Teilchens schließen. Ein Čerenkov-Detektor ist also ein typischer Detektor zur Teilchenidentifizierung.

Weitere Detektoren zur Teilchenidentifizierung sind Flugzeitdetektoren, mit denen ebenfalls die Geschwindigkeit bestimmt wird. Ausserdem kann der Energieverlust in Spurdetektoren, das Schauerverhalten in Kalorimetern, und der Nachweis in Myonendetektoren zur Teilchenidentifizierung verwendet werden.