

Teilchenphysik

Jonas Spinner
27. Februar 2022

Bitte nicht diese pdf weiterverbreiten,
sondern den Link <https://www.jspinner.de>.
Dort gibts die aktuelle Version!

Dies ist eine privat erstellte Zusammenfassung und richtet sich an einen Studenten, der das Thema bereits aus einer Einführungsvorlesung kennt. Übersichtlichkeit und Struktur sind mir besonders wichtig, deshalb schreibe ich in Stichpunkten. Ich kommentiere die Themen, die ich wichtig finde und zeige die Rechnungen, die ich lehrreich finde. Insbesondere versuche ich, Aussagen zu verallgemeinern und direkt zu formulieren, was sicherlich manchmal schief geht. Ich freue mich über Rückmeldungen!

Im Folgenden eine kleine Liste von Quellen, auf die ich beim Anfertigen dieser Zusammenfassung zurückgegriffen habe. Die Punkte sind nach abnehmender Relevanz geordnet.

- Wikipedia: Grundlegende Infos und Links zu weiterführender Literatur
- Einführungs-Vorlesungen: Ex6 2020(Husemann/Valerius), TP1 2020/21(Quast/Rabbertz)
- Particle Data Group Reviews <https://pdg.lbl.gov>: Verlässliche Grundlage
- Vertiefungs-Vorlesungen: Beschleunigerphysik 2020/21(Müller), Detektoren 2020/21(Hartmann), TP2 Flavorphysik 2020/21(Goldenzweig), TP2 W, Z, Higgs 2021(Wolf), TP2 Top Quarks und Jets 2021(Rabbertz)
- Original-Literatur und Reviews: Details und Einblick in den Zeitgeist

Überblick

- Wie behält man den Überblick in der Teilchenphysik?
 - Trennung von Theorie und Experiment
 - * Theorie: Quantenfeldtheorie-Hintergrund und Vorhersagen der untersuchten Modelle
 - Zusammenfassung: “Quantenfeldtheorie”, “Modelle in der Teilchenphysik”
 - Achtung: Trenne allgemeine **Quantum Field Theory (QFT)**-Aussagen und Details der vielen möglichen Modelle
 - * Experiment: Suche nach neuen Effekten und experimentelle Bestätigung der vorhergesagten Modelle
 - Zusammenfassung: “Teilchenphysik”, “Astroteilchenphysik und Kosmologie”
 - Achtung: Trenne historische Infos(“Umwege auf dem Weg zum heutigen Wissen”) und aktuellen Stand(Empfehlung: Zuerst den aktuellen Kenntnisstand verstehen und dann die verschlungenen Pfade, die dazu führten)
 - Trennung von Physik und Methoden
 - * Achtung: Durch technischen Fortschritt besteht ein großer Teil der Forschungsarbeit aus Anwendung von Methoden(Beschleuniger, Detektoren, Datenauswertung, Statistik)
 - Trennung von Geschichte und heute Relevantem für moderne Analysen
 - * Großer Teil der typischen TP-Vorlesung ist Geschichte der heutigen Erkenntnisse in der Teilchenphysik
 - * Pragmatiker kann sich auch einfach die heutigen Erkenntnisse zusammensuchen(Empfehlung: Theorie-Vorlesung) und damit durchstarten
- Teilchenphysik vs Astrophysik
 - Teilchenphysik = Suche nach kleinster Struktur der Materie durch kontrollierte Produktion der Teilchen auf der Erde
 - * Themen: Beschleunigerexperimente bei hohen Energien und alles, was dazugehört
 - Astrophysik = Suche nach Verständnis der Strukturen im Universum und kleinster Struktur der Materie durch Untersuchung von unkontrolliert im Universum erzeugten Teilchen auf der Erde
 - * Astroteilchenphysik = Suche nach kleinster Struktur der Materie durch Untersuchung von Teilchen aus dem Universum
 - Großer Teil der Forschung liegt nicht in besserem Verständnis der Teilchen, sondern in besserem Verständnis der Herkunft und Produktion der Teilchen
 - Themen: Kosmische Strahlung, Gravitationswellen, ...
 - * Kosmologie = Entwicklung des Universums
 - Themen: Frühes Universum, Strukturbildung, Zukunft des Universums, ...
 - Viele Überschneidungen zwischen den Bereichen
 - * Bsp: Neutrinophysik, Dunkle Materie
 - * Meine Strategie: Unterscheide Teilchenphysik(kontrollierte Produktion der Teilchen auf der Erde) von Astrophysik(unkontrollierte Produktion der Teilchen im Universum)
- Bloody Basics
 - $1 \text{ GeV} \approx 1.5 \times 10^{24} \frac{1}{\text{s}}$
 - * Folgt aus $1 = \hbar \approx 6.6 \times 10^{-34} \text{ Js}$
 - $1 \text{ GeV} \approx 5.1 \times 10^{15} \frac{1}{\text{m}}$
 - * Folgt aus $1 = \hbar c \approx 6.6 \times 10^{-34} \text{ Js} \times 3 \times 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$
- Struktur
 1. Experimentelle Techniken(Kapitel 1-2)

- Ziel: Vorkenntnisse schaffen, damit man die Experimente im Rest der Zusammenfassung schnell erklären kann
 - Unterteilung in “Techniken vor der Kollision”(Beschleuniger, Kapitel 1) und “Techniken nach der Kollision”(Teilchennachweis, Kapitel 2)
2. Toller Teil des Standardmodells: **Electroweak Theory (EW)**-Theorie und **Quantum Chromodynamics (QCD)**(Kapitel 3-4)
- **Standard Model (SM)** beschreibt **EW**-Theorie und **QCD** mit wenigen Parametern \Rightarrow Präzise Vorhersagen möglich, die gut experimentell überprüft werden können
3. Unbefriedigender Teil des Standardmodells: Flavorphysik(Kapitel 5-6)
- Flavorphysik = Physik der Prozesse, die nur wegen der Existenz mehrerer Fermion-Flavors/Fermion-Generationen möglich sind
 - * Achtung: Keine einheitliche Definition von Flavorphysik in der Literatur
 - * Vorteil dieser Definition: Grenzt eindeutig zwischen **QCD** und Quark-Flavorphysik ab(viele Überschneidungen)
 - Flavorphysik ist unbefriedigend wegen vielen freien Parametern ohne fundamentale Erklärung
 - Unterscheide Quark- und Lepton-Flavorphysik

Inhaltsverzeichnis

1 Beschleuniger	7
1.1 Grundlagen	7
1.1.1 Grundbegriffe	7
1.2 Historische Beschleunigertypen	8
1.2.1 Freie Ladungsträger	8
1.2.2 Elektrostatische Beschleuniger	8
1.2.3 Linearbeschleuniger (LINAC)	9
1.2.4 Betatron	10
1.2.5 Zyklotron	10
1.2.6 Mikrotron	11
1.3 Hochenergie-Beschleuniger	11
1.3.1 Hochenergie-Beschleuniger vs historische Beschleuniger	11
1.3.2 Synchrotron	12
1.3.3 Beschleunigung (Kavitäten)	12
1.3.4 Ablenkung (Dipolmagnete)	13
1.3.5 Fokussierung	13
1.3.6 Strahlkinematik	15
1.3.7 Speicherring und Collider	16
1.4 Design von Beschleunigern	16
1.4.1 Abwägungen	16
1.4.2 Wichtige Beispiele	17
1.4.3 Mögliche zukünftige Beschleuniger	19
1.5 Weitere Technologien	19
1.5.1 Synchrotronstrahlungsquellen	19
1.5.2 Free Electron Laser (FEL)	21
1.5.3 Myon-Collider	22
1.5.4 Driver beam acceleration	22
1.5.5 Wakefield acceleration(WFA)	23
2 Teilchennachweis	24
2.1 Wechselwirkung von Teilchen mit Materie	24
2.1.1 Grundlagen	24
2.1.2 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie durch Ionisation	25
2.1.3 Wechselwirkungen geladener Teilchen mit Materie mit Emission von EM-Strahlung	26
2.1.4 Wechselwirkungen von Photonen mit Materie	27
2.1.5 Wechselwirkungen von Hadronen mit Materie	28
2.1.6 Wechselwirkungen von Neutrinos mit Materie	29
2.1.7 Elektromagnetische und hadronische Schauer	29
2.2 Elementare Detektoren	30
2.2.1 Blasenkammer	30
2.2.2 Gasgefüllte Detektoren	31
2.2.3 Halbleiterdetektoren	32
2.2.4 Szintillatoren	33
2.2.5 Photodetektoren	34
2.2.6 Cherenkov-Detektoren	34
2.2.7 Übergangsstrahlungsdetektoren/TRD	35

2.3	Detektorsysteme	36
2.3.1	Klassifikation von Detektorsystemen	36
2.3.2	Kinematik am Collider	37
2.3.3	Spurdetektor - Tracking	38
2.3.4	Kalorimeter	40
2.3.5	Teilchenidentifikations-Methoden(PID)	41
2.3.6	Vielzweck-Detektorsysteme	42
2.3.7	Beispiele für Detektorsysteme	44
2.4	Spezialisierte Detektoren	48
2.4.1	Neutrino-Detektoren	48
2.4.2	B-Fabriken	49
2.5	Analysemethoden	51
2.5.1	Grundlagen	51
2.5.2	Teilchenphysik-Slang	52
2.5.3	Datenverarbeitung an modernen Teilchenphysik-Experimenten	52
2.5.4	Spezielle Analysemethoden	53
2.5.5	Event-Generatoren in der Teilchenphysik	54
2.5.6	Jets	55
2.5.7	Rekonstruktion an B-Fabriken	56
3	Elektroschwache Theorie = EW-Theorie	58
3.1	Grundlagen	58
3.1.1	Grundbegriffe	58
3.1.2	Forschungsgeschichte EW-Theorie	58
3.2	Entdeckungen vor der EW-Theorie	59
3.2.1	Beta-Zerfall	59
3.2.2	Entdeckung von P-Verletzung	60
3.3	Neutrino-Experimente	61
3.3.1	Motivation für Neutrino-Experimente zur Untersuchung der EW-Theorie	61
3.3.2	Neutrale Ströme in $e^- \nu$ -Streuung	62
3.4	W - und Z -Physik	63
3.4.1	Theoretische Grundlagen für Z -Physik am e^+e^- -Collider: $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$	63
3.4.2	Theoretische Grundlagen für W -Physik am e^+e^- -Collider	65
3.4.3	Theoretische Grundlagen von W - und Z -Physik am Hadron-Collider	65
3.4.4	Experimente für W - und Z -Physik	65
3.4.5	Indirekter Hinweis auf Z -Bosonen durch Forward-Backward-Asymmetry(PETRA, 1981)	66
3.4.6	Nachweis von W - und Z -Bosonen in $p\bar{p}$ -Streuung	66
3.4.7	Messung der Anzahl leichter Neutrino-Flavors(LEP1, 1990er)	67
3.4.8	Messung der W -Masse	68
3.4.9	Weitere Präzisionsmessungen	68
3.5	Higgs-Physik	69
3.5.1	Experimente für Higgs-Physik	69
3.5.2	Erwartungen an m_h vor der Higgs-Entdeckung	69
3.5.3	Analysen für Higgs-Zerfall am LHC	70
3.5.4	Weitere Präzisionsmessungen am LHC	71
4	Quantenchromodynamik = QCD	73
4.1	Grundlagen	73
4.1.1	Grundbegriffe	73
4.1.2	Forschungsgeschichte der QCD	74
4.1.3	Beschreibung des QCD-Potentials	74
4.2	Tiefinelastische Streuung und das Parton-Modell	75
4.2.1	Beschreibung von Elektron-Nukleon-Streuung	75
4.2.2	Partonmodell	76
4.3	Experimentelle Bestätigung der QCD	77
4.3.1	Bestimmung der Anzahl der Farbladungen N_c	77
4.3.2	Gluon-Entdeckung	78

4.3.3	Vermessung der laufenden Kopplung $\alpha_c(\mu)$ – Confinement und asymptotischer Freiheit	79
4.4	Moderne Anwendung der QCD (...)	79
4.4.1	Struktur von QCD-Vorhersagen (...)	79
4.4.2	Tiefinelastische Streuung in modernen Experimenten (...)	79
4.4.3	Vermessung von Faktorisierung – Partonverteilungsfunktionen (...)	79
4.4.4	Vermessung von Hadronisierung – Fragmentation Functions (...)	80
5	Quark-Flavorphysik	81
5.1	Grundlagen	81
5.1.1	Grundbegriffe	81
5.1.2	Forschungsgeschichte Hadronen	81
5.1.3	Forschungsgeschichte Quark-Generationen	82
5.1.4	Forschungsgeschichte CP-Verletzung	83
5.1.5	Überblick über Experimente für Quark-Flavor-Physik	83
5.2	Hadronen	84
5.2.1	Grundlagen	84
5.2.2	Kategorisierung von Hadronen	84
5.2.3	Eigenschaften von Pionen π^\pm, π^0	86
5.2.4	Quarkonia	87
5.2.5	Exotische Hadronen	89
5.3	Entdeckung der Quarks	90
5.3.1	Quark-Modell – Ordnungsprinzip für Hadronen	90
5.3.2	Quark-Mischung – Vorhersage von weiteren Quarks	91
5.3.3	Entdeckung des c -Quarks	92
5.3.4	Entdeckung des b -Quarks	93
5.3.5	Entdeckung des t -Quarks	93
5.3.6	Suchen nach vierter Quark-Generation	95
5.4	Suche nach CP-Verletzung(CPV)	95
5.4.1	Grundlagen	95
5.4.2	CPV für K -Mesonen	96
5.4.3	CPV für D -Mesonen	99
5.4.4	CPV für B -Mesonen	99
5.4.5	CPV für B_s -Mesonen	101
5.5	Bestimmung der Parameter für Quark-Mischung	101
5.5.1	Grundlagen	101
5.5.2	Messung der Beträge der CKM-Einträge	102
5.5.3	Messung der Winkel in der CKM-Matrix	104
5.5.4	Constraining the CKM matrix – Unitaritätstests im Standardmodell	107
5.6	Weitere Themen	108
5.6.1	Flavorändernde neutrale Ströme(FCNCs)	108
5.6.2	Seltene B-Meson-Zerfälle	108
5.6.3	Flavor-Anomalien	109
6	Lepton-Flavorphysik	110
6.1	Grundlagen	110
6.1.1	Grundbegriffe	110
6.1.2	Forschungsgeschichte Lepton-Generationen	111
6.1.3	Forschungsgeschichte Neutrinooszillationen	111
6.1.4	Neutrinoquellen	112
6.2	Entdeckung der Lepton-Generationen	113
6.2.1	e^\pm -Entdeckung	113
6.2.2	μ^\pm -Entdeckung(Anderson, 1936)	113
6.2.3	ν_e -Entdeckung(Project Poltergeist(Cowan, Reines), 1956)	114
6.2.4	ν_μ -Entdeckung(Lederman, Schwartz, Steinberger, 1962)	114
6.2.5	τ -Entdeckung	115
6.2.6	ν_τ -Entdeckung(DONUT, 2000)	115
6.3	Neutrino-Oszillationen	116

6.3.1	Grundlagen	116
6.3.2	Neutrinooszillationen mit Sonnenneutrinos	117
6.3.3	Neutrinooszillationen mit Atmosphärischen Neutrinos	118
6.3.4	Neutrinooszillationen mit Reaktor-Neutrinos	119
6.3.5	Neutrinooszillationen mit Beschleuniger-Neutrinos	119
6.3.6	Bestimmung der PMNS-Parameter und Neutrino-Massendifferenzen	120
6.4	Weitere Themen	120
6.4.1	Neutrinoloser Doppel-Beta-Zerfall($0\nu\beta\beta$)	120
6.4.2	Suche nach CP-Verletzung im Leptonsektor	121
6.4.3	Bestimmung der Neutrinomasse	121
6.4.4	Kohärente elastische Neutrino-Kern-Streuung/ $\text{CE}\nu\text{NS}$	122
6.4.5	Lepton-Flavor-Universalität (LFU)	122
6.4.6	Lepton-Flavor-Verletzung (LFV)	123

Kapitel 1

Beschleuniger

1.1 Grundlagen

1.1.1 Grundbegriffe

- Warum braucht man Teilchenbeschleuniger?
 - Grundlage: Benötige hochenergetische Teilchen, um Physik bei hohen Energien zu untersuchen
 - Habe hochenergetische Teilchen in kosmischer Strahlung(Photonen, Elektronen, Hadronen, Neutrinos...), aber kann diese Strahlung nur schwer kontrollieren
 - * Kosmische Strahlung hat niedrige Zählraten \Rightarrow Benötige sehr große Detektoren
 - * Kosmische Strahlung wechselwirkt mit der Atmosphäre \Rightarrow Muss komplexe Prozesse berücksichtigen
 - Motivation für Teilchenbeschleuniger: Teilchenstrahlen mit präzise einstellbaren Eigenschaften(Energie, Luminosität, Querschnitt etc)
- Beschleunigerphysik = Nichtlineare Vielteilchendynamik in externen Feldern
 - Vielteilchendynamik: Beschleunige viele Teilchen auf einmal \Rightarrow Muss Vielteilcheneffekte berücksichtigen(statistische Mechanik)
 - Externe Felder: Teilchen werden durch \vec{E} beschleunigt und durch \vec{B} abgelenkt
 - Nichtlinear: Betrachte auch nichtlineare optische Effekte(zB Fokussierung)
- Physikalische Grundlage: Lorentzkraft $\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$
 - Beschleunigung durch \vec{E} entlang einer Geraden, Energiegewinn $\Delta E = \int_a^b d\vec{s} q \vec{E}$
 - Evtl Ablenkung durch \vec{B} auf eine Kreisbahn
 - * Kein Energiegewinn durch B-Feld: $\Delta E = \int_a^b d\vec{s} q \vec{v} \times \vec{B} = \int_a^b q \vec{B} d\vec{s} \times \vec{v} = 0$ wegen $d\vec{s} \times \vec{v} = 0$ auf einer Kreisbahn
- Teilchenbahn sollte im Vakuum liegen
 - Begründung: Materie im Teilchenstrahl \Rightarrow Teilchen streuen, verliere Kontrolle über Strahleigenschaften
- Luminosität L
 - Definition von instantener Luminosität L : $\partial_t N = L \sigma$
 - * Betrachte Anzahl gestreuter Teilchen N bei einem Prozess mit Wirkungsquerschnitt σ
 - Anschaulich: L ist Proportionalitätskonstante zwischen mikroskopischer Größe σ und makroskopischer Größe $\partial_t N$ und damit die Leistungszahl eines Teilchenstrahls bzw Beschleunigers
 - Integrierte Luminosität $L_{\text{int}} = \int L dt$ bzw $N = L_{\text{int}} \sigma$ ist Maß für Datenmenge/Anzahl der Events
 - Luminosität für Fixed-Target-Experimente $L = J N_t$ mit Teilchenstrom J und Anzahl N_t der Targets

1.2 Historische Beschleunigertypen

1.2.1 Freie Ladungsträger

- Motivation: Kann nur freie Ladungsträger beschleunigen \Rightarrow Muss diese erstmal erzeugen
- Elektronenquellen
 - Glühemission
 - * Idee: Heize ein Metall(Glühkathode) so auf, dass die thermische Energie größer als die Austrittsarbeit der Elektronen ist
 - * Verwende Kathoden mit geringer Austrittsarbeit \Rightarrow Muss den Aufbau weniger stark erhitzen
 - Typische Metalle haben $W_A \sim 1 \text{ eV} \sim 10^4 \text{ K}$
 - Typische Metalloxide haben $W_A \sim 100 \text{ meV} \sim 10^3 \text{ K}$
 - Feldemission
 - * Idee: Ziehe Elektronen durch hohes E-Feld $E \sim 10^9 \frac{\text{V}}{\text{m}}$ aus dem Metall(Feldemissionskathode/FEM)
 - Forme Metall als Nadel mit dünner Spitze \Rightarrow Bekomme dünnen Elektronenstrahl
 - * Vorteil: Kathode muss nicht geheizt werden
 - * Nachteil: Geringe Stromdichte, da der Feldemissions-Effekt schwach ist
 - Photoemission
 - * Idee: Bestrahle Kathode mit Photonen mit passender Frequenz \Rightarrow Freie Elektronen durch Photoeffekt
 - * Heute in Teilchenphysik der bevorzugte Prozess(verwende Photonen aus intensiven Laserpulsen)
- Ionenquellen
 - Kann dieselben Methoden wie bei Elektronen verwenden: Stöße(hier durch beschleunigte Elektronen statt thermisch) und starkes E-Feld
 - Stoßionisation
 - * Idee: Beschieße Moleküle mit Elektronen aus einer $\sim 70 \text{ eV}$ Elektronenkanone
 - Feldionisation
 - * Idee: Elektronen und Ionen werden im starken E-Feld getrennt

1.2.2 Elektrostatische Beschleuniger

- Idee: Trenne Ladungen und beschleunige Teilchen in näherungsweise homogenem E-Feld der getrennten Ladungen gemäß $E = qU$
- Elektronenkanone mit $E_{\text{max}} \approx 100 \text{ keV}$
 - E-Feld kann hier noch mit "normalen" Elektrotechnik-Methoden erzeugt werden
 - * Weiterentwickelte elektrostatische Beschleuniger zeichnen sich nur dadurch aus, wie sie ein höheres E-Feld erzeugen
 - Anwendung Kathodenstrahlröhren(zB Fernseher) mit $E_{\text{max}} \approx 20 \text{ keV}$: In Elektronenkanone beschleunigte Elektronen werden abgelenkt und treffen auf einen Leuchtschirm auf der Innenseite eines Bildschirms, auf dem dann ein Bild entsteht
- Bandgenerator(Van de Graaff, 1929) mit $E_{\text{max}} \approx 10 \text{ MeV}$
 - Idee: Trenne elektrische Ladung mechanisch(Reibung) und erzeuge so starkes E-Feld
 - 1. Rotierendes isolierendes Band wird am geerdeten Ende durch Reibung elektrisch aufgeladen
 - 2. Am anderen Ende wird die Ladung mechanisch an einer hohlen Metallkugel abgestreift \Rightarrow Ladungstrennung

- Erweiterung Tandemgenerator(1936): Benutze Beschleunigungsspannung doppelt, indem die Ladung der Ionen nach Durchlaufen der ersten Beschleunigungsstrecke geändert wird
 - * Ladungsänderung nur für manche Ionen möglich
 - * Nur möglich mit Ionen(kann Elektron-Ladung nicht ändern)
- Cockcroft-Walton-Generator(Cockcroft, Walton, 1932) mit $E_{\max} \approx 4 \text{ MeV}$
 - Idee: Schaltung aus Dioden und Kondensatoren erzeugt Hochspannung aus einer Wechselspannung, indem immer nur die positive Spannungsflanke durchkommt
- Limitierende Effekte
 - Elektrostatische Entladungen
 - * Wähle Luft mit Eigenschaften, die Entladungen erschweren
 - * Vermeide Kanten in der Bauform des Generators, da Kanten Entladungen erleichtern
 - Beschleuniger werden immer größer, kann aber Beschleunigungsstrecken elektrostatischer Beschleuniger nicht mehrfach verwenden \Rightarrow Großer Platzbedarf
- Anwendung von elektrostatischen Beschleunigern
 - Verwende elektrostatische Beschleuniger als Vorbeschleuniger oder in Anwendungen außerhalb der Teilchenphysik

1.2.3 Linearbeschleuniger (LINAC)

- Idee(Ising, Wideröe, 1928): Wechselspannung an Driftröhren mit passender Frequenz, damit das Teilchen zwischen zwei Röhren beschleunigt wird
 - Wenn das Teilchen zwischen zwei Driftröhren ist, sind diese immer so gepolt, dass das Teilchen beschleunigt wird
 - * Wechselspannung benachbarter Driftröhren hat Phasenverschiebung π
 - * Teilchen werden nur bei passender Phase beschleunigt \Rightarrow Strahl ist nicht kontinuierlich, sondern besteht aus Bunches
 - * Wechselspannung wird umgepolt, während das Teilchen in der Driftröhre ist
 - Driftröhren sind leitend und umschließen die Teilchenbahn \Rightarrow Teilchen in der Driftröhre sind vom E-Feld abgeschirmt
 - Teilchen gewinnt an jeder Driftröhre dieselbe Energie, da die Beschleunigungsspannung an jeder Driftröhre gleich ist
 - * Energie nach n Driftröhren: $E_n = E_0 n$ mit Energiegewinn $E_0 = qU \sin \phi_0$ durch die Spannungsamplitude U und Phasenverschiebung ϕ_0 des Teilchens relativ zur Wechselspannung
 - Teilchengeschwindigkeit nimmt zu \Rightarrow Länge der Driftröhren muss auch zunehmen
 - * Nichtrelativistischer Bereich: Länge steigt mit der Wurzel an $l_n = \frac{v_n T}{2} = \frac{v_n}{2f} = \frac{1}{f} \sqrt{\frac{nqU \sin \phi_0}{2m}} \propto \sqrt{n}$ mit $E_n = \frac{mv_n^2}{2} = nqU \sin \phi_0$ und Wechselspannungsfrequenz f
 - * Relativistischer Bereich: Teilchen gewinnt fast keine Geschwindigkeit mehr \Rightarrow Zunahme der Driftröhrenlänge geht gegen ∞
- Eigenschaften
 - Energie limitiert durch Länge des Beschleunigers: $E_n = E_0 n$
 - * Größter **LINear ACcelerator (LINAC)**(SLC) hat $E_{\max} \approx 50 \text{ GeV}$ mit $n = 10^5$
 - Beschränkte Intensität, da Teilchen nur einmal zum Kollisionspunkt kommen
 - * Problematisch, da nur ein geringer Anteil der Teilchen an Kollisionen teilnimmt
 - * An Ringbeschleunigern gibt es das Problem nicht, da die Teilchen dort im Kreis laufen
 - Für sehr hohe Energien sind **LINACs** kosteneffizienter als Speicherringe(Motivation für ILC, CLIC)

1.2.4 Betatron

- Idee(Wideröe, vor 1928): Energieübertrag von Magnetfeld auf Teilchen analog zum Transformator, aber mit Teilchenstrahl anstelle der zweiten Spule
 - Fundamental andere Idee als das sonst verwendete lineare E-Feld(Driftröhre, Kavität), hier hat man ein zirkuläres E-Feld aus einem zeitlich variierten B-Feld
 - Beschleunigung nur während $\partial_t B \neq 0 \Rightarrow$ Teilchenbeschleunigung nur in sehr kurzem Zeitraum
 - Betatron wird wegen der Transformator-Analogie auch “ray transformer” genannt
- Theorie: Anwendung des Induktionsgesetzes $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\partial_t \vec{B}$
 - Anschaulich: Zeitlich verändertes Magnetfeld erzeugt elektrisches Wirbelfeld
- Vor- und Nachteile
 - Kann Teilchen mit Energien $\mathcal{O}(10 \text{ MeV})$ mit kompaktem Gerät erzeugen \Rightarrow Nützlich für medizinische Anwendungen

1.2.5 Zyklotron

- Idee(Livingston, Lawrence, 1932): Wie **LINAC**, aber mit homogenem Magnetfeld, das die Teilchen auf einer Spiralbahn hält
 - Teilchenquelle in der Mitte der Anordnung
 - Wechselspannung liegt an 2 D-förmigen Polschuhen an, zwischen denen das Teilchen beschleunigt wird
 - * Die 2 Polschuhe entsprechen 2 benachbarten Driftröhren am **LINAC**
- Zyklotronfrequenz $\omega = \frac{v}{r} = \frac{qB}{\gamma m}$
 - Herleitung: Kräftegleichgewicht Lorentzkraft/Zentripetalkraft $\vec{F}_Z = \partial_t \vec{p} = \partial_t(\gamma m \vec{v})$
 - Radius der Teilchenbahn nimmt wegen höherer Energie und konstantem Magnetfeld zu: $R = \frac{p}{qB}$
 - * Faustformel in geschickten Einheiten: $R[m] \approx \frac{p[\text{GeV}]}{0.3qB[\text{T}]}$
 - Bsp: Protonen in $B = 2 \text{ T}$ haben $\nu = \frac{\omega}{2\pi} \approx 30 \text{ MHz} \Rightarrow$ Frequenz leicht erzeugbar
 - ω ist im nichtrelativistischen Bereich $\gamma = 1$ impulsunabhängig \Rightarrow Gleiche Frequenz für alle Radionen(Impulse) möglich
- Anpassungen für relativistische Teilchen
 - Problem: Zyklotronfrequenz $\omega = \frac{qB}{\gamma m}$ ist impulsabhängig \Rightarrow Muss Wechselspannungsfrequenz oder B-Feld variieren, um Teilchen auf Kreisbahn zu halten
 - * $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}}$ ist impulsabhängig außer im nichtrelativistischen Grenzfall $v \ll c$ (hier $\gamma \approx 1$)
 - Synchrozyklotron: Verringere ω mit zunehmenden Radius, B ist konstant
 - Isozyklotron: B wächst mit zunehmendem Radius, ω ist konstant
- Optimierungen für höhere Intensitäten
 - Problem: Nur Teilchen mit Startgeschwindigkeit in Polschuh-Ebene werden beschleunigt \Rightarrow Geringe Intensität
 - Lösung: B-Feld nimmt mit zunehmendem Radius ab und fokussiert dadurch den Teilchenstrahl
 - * Wähle Zyklotronfrequenz mit Mittelwert des B-Felds als Wechselspannungsfrequenz
 - Trick zur Verbesserung der Homogenität des Magnetfelds am Rand des Magneten: “shims”
 - * “Shims”: Material, das den Abstand zwischen den Polen am Rand des Magneten verringert
- Vor- und Nachteile

- Energien beschränkt durch das Magnetfeld(muss stark und homogen sein) \Rightarrow Energielimit $E_{\max} \approx 10 \text{ MeV}$
- Historisch(1930) dem **LINAC** überlegen, da Zyklotron für hohe Energien(MeV) kompakter ist
 - * Heute verwendet man bessere Kavitäten in **LINACs**, daher kann man an **LINACs** deutlich höhere Energien erreichen
- Schlecht für Beschleunigung von e^\pm , da diese sehr schnell relativistisch werden und die Behandlung dann kompliziert wird

1.2.6 Mikrotron

- Grundannahme beim Mikrotron: Beschleunigte Teilchen sind von Anfang an relativistisch($v \approx c$)
 - Mikrotrons sind gut zur Beschleunigung von e^\pm (Ergänzung zum Zyklotron, das schlecht für e^\pm ist)
- Klassisches Mikrotron
 - Idee: Driftröhre mit Wechselspannung im homogenen Magnetfeld
 - * Unterschied zum Zyklotron: Nur eine Beschleunigungsstrecke pro Umlauf(Zyklotron hat 2)
 - Energie nach n Umläufen $E_n = E_0 + n\Delta E$ mit Energie pro Umlauf $\Delta E = qU$
 - Beschleunigungs-Bedingung: Beschleunige Teilchen in der Driftröhre mit der passenden Energie, dass ihre Umlaufdauer um ein Vielfaches der Wechselspannungs-Umlaufdauer verlängert wird
 - * Wenn die Bedingung nicht erfüllt wird, ist das Teilchen nicht in Phase mit der Beschleunigungsspannung und wird abgebremst
- Weiterentwicklung: Rennbahnmikrotron
 - Idee: Teile Magnet in zwei Hälften auf und baue kompletten **LINAC** statt nur einer Driftröhre in den Zwischenraum \Rightarrow Höherer Energiegewinn pro Umlauf

1.3 Hochenergie-Beschleuniger

1.3.1 Hochenergie-Beschleuniger vs historische Beschleuniger

- Ziel in Teilchenphysik: Möglichst hohe Energien und Intensitäten für Suche nach neuer Physik
 - Bei medizinischen und industriellen Anwendungen genügen geringe Energien \Rightarrow Historische Beschleunigertypen sind ausreichend
- Elektrostatische Beschleuniger überhaupt nicht geeignet, da sie extrem hohe Gleichspannungen benötigen würden
- Historische Ringbeschleuniger(Betatron, Zyklotron, Mikrotron) nicht geeignet bei hohen Energien, da sie homogene Magnetfelder benötigen
 - Bei hohen Energien benötigt man große Aufbauten, für die ein homogenes Magnetfeld technisch nicht realisierbar ist
- **LINACs** prinzipiell geeignet, benötige aber kurze Driftröhren(oder starke E-Felder in den Driftröhren) für kompakten Aufbau
 - **LINACs** heute vor allem als Vorbeschleuniger für Synchrotrons verwendet
 - Hochenergie-**LINACs** verwenden Kavitäten statt Driftröhren, da so höhere Frequenzen erreicht werden können
 - Für sehr hohe Energien($\sim 1 \text{ TeV}$) werden **LINACs** kosteneffizienter als Synchrotrons
- Neues Konzept: Synchrotron
 - Modularer Aufbau(viele kleine Maschinen entlang der Strahlröhre) \Rightarrow Optimal für große Aufbauten

1.3.2 Synchrotron

- Idee(Oliphant, 1943): Erhöhe p und B synchron bei festem $R = \frac{p}{qB}$
 - Anschaulich: Ähnlich wie Zyklotron, aber Teilchenstrahl bei konstantem Radius mit vielen kleinen Elementen(Dipolmagnete, Quadrupolmagnete, Kavitäten) beschleunigt
 - Modularer Aufbau(viele kleine Elemente entlang einer festen Teilchenbahn) \Rightarrow Große Aufbauten möglich, da Felder nur in einem kleinen Bereich homogen sein müssen
- Benötigte Module(zT weiter unten erklärt)
 - Kavitäten für Beschleunigung
 - Dipolmagnete für Ablenkung
 - Quadrupolmagnete und Korrekturmagneten höherer Ordnung für Fokussierung
 - * Auch andere Fokussierungsmethoden möglich
 - Gepulsten Magneten(injection/extraction magnets) für Ein- und Auskopplung des Strahls in den Ring
 - Außerdem benötigt: Vakuum-System, Strahldiagnostik
- Verluste durch Synchrotronstrahlung $\Delta E = \frac{1}{3\epsilon_0} \frac{q^2}{R} \beta^3 \gamma^4$ (SI-Einheiten)
 - Anschaulich: Abgestrahlte Leistung im relativistischen Grenzfall $P \propto \frac{1}{R^2 m^4} \Rightarrow$ Benötige vierfachen Radius für doppelte Teilchenmasse und gleiche Energie bei gleichem Synchrotronstrahlungs-Verlust \Rightarrow Synchrotronstrahlung ist bei Elektronen wegen $m_e \approx 2 \times 10^3 m_p$ viel wichtiger als bei Protonen
 - Elektrodynamik-Rechnung \Rightarrow Abgestrahlte Leistung $P = \frac{c}{6\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{R^2} \beta^4 \gamma^4$, $\Delta E = P \Delta t = P \frac{2\pi R}{\beta c}$
 - Relativistischer Grenzfall $\beta \approx 1 \Rightarrow \Delta E \approx \frac{1}{3\epsilon_0} \frac{q^2}{R} \gamma^4 = \frac{1}{3\epsilon_0} \frac{q^2}{R} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^4$
 - Achtung: Synchrotronstrahlung gibt es auch in anderen Ringbeschleunigern, ist dort aber wegen der geringen Energien vernachlässigbar
- Limitierende Effekte
 - Leichte Teilchen(zB Elektronen): Verluste durch Synchrotronstrahlung
 - Schwere Teilchen(zB Protonen): Magnetfeld im Dipolmagnet

1.3.3 Beschleunigung (Kavitäten)

- Begriff: Kavität(cavity) = Hohlraumresonator
- Driftröhren vs Kavitäten
 - Driftröhren arbeiten mit Wechselspannung "aus der Steckdose" (~ 100 Hz)
 - Kavitäten erhalten Wechselspannung aus Klystrons (~ 1 GHz)
 - Folgerung: Bei ähnlicher Spannungsamplitude benötigen Kavitäten um Faktor 10^6 weniger Platz für dieselbe Beschleunigung
 - * Länge L einer Driftröhre/Kavitätseinheit muss $L = \frac{v}{2f}$ erfüllen(LINAC-Bedingung) mit Wechselspannungs-Frequenz f und Teilchengeschwindigkeit v
- Hohlraumresonator hat diskrete Schwingungsmoden für ein angelegtes E -Feld
 - Lege passendes E -Feld, dass eine zur Teilchengeschwindigkeit passende Mode angeregt wird(typisch: TM_{01})
 - Analogie zum LC-Schaltkreis: Abwechselnd E- und B-Felder im Hohlraumresonator
- Optimierungen
 - Mehrere Kavitäten hintereinanderschalten
 - Reibungsverluste minimieren mit supraleitender Kavität(Material: Nb oder Cu+Nb)

1.3.4 Ablenkung (Dipolmagnete)

- Grundlage: Geladene Teilchen im homogenen Magnetfeld bewegen sich entlang einer Kreisbahn
 - Benötigt am Synchrotron nur kleine Magnete, da die Teilchenbahn ortsfest ist und nur dort ein Magnetfeld benötigt wird
- Moderne Technik: Homogene Magnetfelder erzeugen durch komplexe Kombination von stromdurchflossenen Fasern
 - Prinzip: Zwei überlappende Fasern mit antiparallelen Strömen erzeugen homogenes Magnetfeld im Überlappungsbereich
 - Kann damit beliebige Magnetfelder designen (essentiell zB für LHC-Dipolmagnete)
- Normaleitende Magnete vs supraleitende Magnete
 - Normaleitende Magneten bis $B \approx 2 \text{ T}$
 - * Verwende große wassergekühlte Eisenjochs mit Loch für den Teilchenstrahl, in die dicke Kupferleitungen (Magnetfeld) eingelassen sind
 - * Obere Schranke $\approx 2 \text{ T}$, da hier die Sättigungsmagnetisierung von Eisen erreicht wird
 - Supraleitende Magneten bis $B \approx 8 \text{ T (NbTi)}$, $B \approx 18 \text{ T (Nb}^3\text{Sn)}$
 - * Supraleiter sind ideale Diamagnete (B-Feld dringt nicht in Material ein) \Rightarrow Dünne Schicht ($\sim 10 \mu\text{m}$) des Supraleiter-Materials auf der Oberfläche genügt, um starkes B-Feld aufrechtzuerhalten
 - * Verwende meist Typ-2-Supraleiter, manchmal Hochtemperatursupraleiter
 - * Maximales Magnetfeld gegeben durch kritisches Magnetfeld des Materials
 - Normaleitende Magnete genügen für Elektronen (leicht), benötigt supraleitende Magnete für Protonen
 - * Protonen sind zusammengesetzte Teilchen und müssen daher höher beschleunigt werden, damit deren Komponenten dieselben Energien haben wie an einem vergleichbaren Elektron-Beschleuniger
 - * Bevor sich supraleitende Magnete an Elektron-Synchrotrons lohnen, bekommt man Probleme mit Synchrotronstrahlung

1.3.5 Fokussierung

- Grundlage: Teilchen in einem Bunch sind zufällig um den Schwerpunkt verteilt
 - Verteilung der Teilchen festgelegt durch komplizierte Prozesse (Streuung an Restgas, Synchrotronstrahlung etc)
 - Unterscheide transversale und longitudinale Verteilung der Teilchen in einem Bunch
 - Problem: Benötigt ohne Fokussierungsmechanismen sehr große Vakuumkammern, um einen Großteil des Strahls auf der Bahn zu halten
 - Lösung: Fokussiere den Strahl \Rightarrow Kleine Vakuumkammern genügen
- Schwache Fokussierung (transversaler Effekt) \Rightarrow Läuft automatisch ab
 - Anschaulich: Teilchen mit gleicher Energie haben selben Krümmungsradius \Rightarrow Zwei räumlich versetzte Teilchenbahnen (mit selber Energie) schneiden sich zweimal pro Umlauf
- Phasenfokussierung (longitudinaler Effekt) mit geschickt eingestellter Wechselspannungs-Phase
 - Anschaulich: Phasenverschiebungen der Teilchen relativ zur Wechselspannung (und damit Abweichungen der Teilchengeschwindigkeiten) oszillieren um den Wert der stabilen Teilchenbahnen
 - Stabile Teilchenbahnen erfüllen $L = n\lambda$, $n \in \mathbb{N}$ mit Bahnlänge L und Wellenlänge $\lambda = \frac{c}{f}$ der Wechselspannung
 - * Phasendiagramm: Teilchen auf stabilen Bahnen durchlaufen die Kavitäten immer bei derselben Phasenverschiebung ϕ_0 relativ zur Wechselspannungs-Phase
 - Phasenfokussierung für nichtrelativistische Teilchen $v \ll c$

- * Bedingung: ϕ_0 muss auf der ansteigenden Flanke der Wechselspannung liegen, damit der Effekt fokussiert
- * Nichtrelativistische Teilchen \Rightarrow Große Geschwindigkeitsänderung durch Beschleunigung
- * Zu langsame/schnelle Teilchen ($\frac{\Delta p}{p} < 0 / \frac{\Delta p}{p} > 0$) kommen später/früher an der Kavität an ($\phi > \phi_0 / \phi < \phi_0$) als Teilchen auf der stabilen Bahn und werden daher stärker/schwächer beschleunigt
- Phasenfokussierung für relativistische Teilchen $v \approx c$
 - * Bedingung: ϕ_0 muss auf der abfallenden Flanke der Wechselspannung liegen, damit der Effekt fokussiert
 - * Relativistische Teilchen \Rightarrow Geschwindigkeitsänderung durch Beschleunigung vernachlässigbar
 - * Zu langsame/schnelle Teilchen ($\frac{\Delta p}{p} < 0 / \frac{\Delta p}{p} > 0$) kommen früher/später an der Kavität an ($\phi < \phi_0 / \phi > \phi_0$) als Teilchen auf der stabilen Bahn und werden daher stärker/schwächer beschleunigt
- Schwierigkeit: Übergang zwischen nichtrelativistischem und relativistischem Grenzfall
 - * Im Übergangsbereich (ϕ_0 am Maximum der Wechselspannung) ist Fokussierung des Teilchenstrahls nicht möglich, da langsamere und schnellere Teilchen gleichermaßen abgebremst werden
- Starke Fokussierung(transversaler Effekt) mit zusätzlichen Magneten
 - Anschaulich: Baue zusätzliche Magnete höherer Ordnung in den Strahlengang, um den Strahl manuell zu fokussieren
 - * Wichtigste Fokussierungsmethode in modernen Beschleunigern, da sie manuell kontrolliert werden kann
 - Quadrupolmagnet fokussiert horizontal/vertikal und defokussiert vertikal/horizontal
 - * Für hyperbolische Polschuhe ist das Magnetfeld entlang der Achsen linear/antilinear(kann man berechnen) \Rightarrow Lineare/antilineare Rückstellkraft
 - Abwechselnd fokussierende und defokussierende(gedrehte) Quadrupolmomente, um alle Strahlkomponenten zu fokussieren
 - * Analogie zur Optik: Normale und gedrehte Quadrupolmomente entsprechen konvexen und konkaven Linsen
 - * Zelle mit fokussierendem und defokussierendem Quadrupol heißt FODO-Zelle(focusing - o - defocusing - o mit "o" für "nichts")
 - Außerdem: Nichtlineare Korrekturen kompensieren mit höheren Multipolmagneten(Sextupol, Oktupol etc)
 - * Nichtlineare Effekte werden umso wichtiger, je größer der Beschleuniger ist
- Stochastische Kühlung
 - Anschaulich: Korrigiere die mittlere Bewegung der Teilchen im Strahl manuell durch Kicker-Magnet
 - Begriff
 - * "Stochastisch", da es nur um Mittelwert-Eigenschaften des Strahls geht, nicht um die Kontrolle der Bewegung einzelner Teilchen
 - * "Kühlung", da relative Bewegung der Teilchen zueinander abnimmt
 - Funktionsweise
 - * Wichtig: Arbeite nicht mit den Signalen einzelner Teilchen, sondern mit kompletten Bunches
 1. Sensor("Pick-Up") misst mittlere Abweichung des Strahls von der optimalen Bahn
 2. Berechne aus dem Sensor-Signal das nötige Magnetfeld-Signal, um den Strahl auf die optimale Bahn zu lenken
 3. Signal vom Pick-Up wird durch Innenbereich des Beschleunigerrings zum Magnet geleitet
 - * Funktioniert nur für Ringbeschleuniger, da das Signal sonst nicht schneller als der Strahl sein kann
 4. Magnet("Kicker") lenkt Teilchenstrahl durch B-Feld auf die optimale Bahn

- * Liouville-Theorem wird durch stochastische Kühlung nicht verletzt, da hier manuell von außen eingegriffen wird
- * Stochastische Kühlung kann prinzipiell zur Fokussierung in alle Richtungen verwendet werden
 - Entwickelt wurde das Verfahren für transversale Fokussierung
- Anwendung: Antiprotonbeschleuniger
 - * Historisch: Entwickelt, um Antiprotonstrahl am SppS zu fokussieren(van der Meer)
 - * Erzeuge Antiprotonen meist in Proton-Proton-Kollisionen \Rightarrow Antiprotonstrahl ist schlecht fokussiert, benötigte Fokussierungsmechanismus "fürs Grobe"

1.3.6 Strahlkinematik

- Koordinatensystem: Lokales Koordinatensystem an der Teilchenposition, Teilchenstrahl tangential zur z-Achse, transversale Teilchenbewegung in der x-z-Ebene, B-Feld entlang y-Achse
- Transversale Oszillationen(Betatron-Oszillationen)
 - Entwickle Krümmung der Bahn($\frac{1}{R} = \frac{qB_y}{p}$) für kleine Abweichungen von der stabilen Bahn($x = 0$):

$$\frac{qB_y}{p} = \frac{qB_y(0)}{p} + \frac{q\partial_x B_y}{p}x + \frac{q\partial_x^2 B_y}{2p}x^2 + \frac{q\partial_x^3 B_y}{6p}x^3 + \dots$$
 - * Muss jeden der Korrekturterme durch einen passenden Multipolmagneten kompensieren
 - $\propto 1$: Dipol/ $\propto x$: Quadrupol/ $\propto x^2$: Sextupol/ $\propto x^3$: Oktupol ...
 - Interpretation: Dipol und Quadrupol sind lineare Effekte, andere Effekte sind nichtlinear
 - Hills-DGL für Quadrupole $(\partial_s^2 + K_p(s))p(s) = 0$ mit $p \in \{x, y\}$, $K_p(s) = \begin{cases} 1/R^2(s) - k(s) & p = x \\ k(s) & p = y \end{cases}$
 - * Größen: Zurückgelegte Strecke des beschleunigten Teilchens s , Abweichung $p(s)$ von der idealen Bahn $x(s) = y(s) = 0$, Radius $R_p(s)$ der Bahn(periodisch), Rückstellkraft $k(s)$ des Quadrupols(periodisch)
 - * Beschreibe hier horizontal fokussierenden Quadrupol, erhalte horizontal defokussierenden Quadrupol mit $k(s) \rightarrow -k(s)$
 - Allgemeine Lösung der Hills-DGL: $p(s) = \sqrt{\epsilon_p \beta_p(s)} \cos(\psi_p(s) + \phi_p)$, $p \in \{x, y\}$ sind Betatron-Oszillationen
 - * Emittanz ϵ_p (Länge) ist Maß für die Strahlgröße(Eigenschaft des Strahls, unveränderlich nach Injektion)
 - * Betatron-Funktion $\beta_p(s)$ (periodisch, Länge) beschreibt die Einhüllende der Teilchenbahn(Eigenschaft der Magnetfelder, kann angepasst werden)
 - * Phasenvorschub $\psi(s)$ der Bahn(periodisch)
 - * Notation: $\beta_p^* := \beta_p(s_0)$ mit Wechselwirkungspunkt s_0
 - * β_p muss Bedingung $\partial_s \psi_p = \frac{1}{\beta_p}$ erfüllen
 - * Bunches($\sim 10^9$ Teilchen) sind gaußverteilt \Rightarrow Standardabweichungen der Strahlverteilung ist $\sigma_p(s) = \sqrt{\epsilon_p \beta_p(s)}$
 - Phasenraum(x und $\partial_s x$) des Strahls ist Ellipse mit Flächeninhalt $\pi \epsilon$
 - * Liouville-Theorem: Phasenraumdicke(Fläche des Phasenraums) ist zeitlich konstant \Rightarrow Emittanz am Beschleuniger und damit minimaler Strahldurchmesser am Kollisionspunkt durch den injizierten Strahl festgelegt
 - Einfluss transversaler Oszillationen charakterisiert durch momentum compaction factor α_c in $\frac{\Delta x}{x} = \alpha_c \frac{\Delta p}{p}$ mit Teilchenimpuls p
 - * Anschaulich: α_c ist Maß dafür, wie stark eine Abweichung vom Idealimpuls die Teilchenbahn verändert
 - * Typisch: $\alpha_c \sim 10^{-3} \Rightarrow$ Damit ist Fokussierung in 27 km-Beschleuniger auf 10 cm-Strahlrohr möglich(erreiche $\frac{\Delta p}{p} \sim 10^{-3} \Rightarrow \frac{\Delta x}{x} = \alpha_c \frac{\Delta p}{p} \sim 10^{-6}$)
- Longitudinale Oszillationen(Synchrotron-Oszillationen)
 - Anschaulich: Oszillationen in der bei einem Umlauf zurückgelegten Strecke

- * Der Begriff “longitudinale Oszillationen” ist nicht ideal, da die Teilchen dieselbe Zeit unterwegs sind, aber wegen der anderen Geschwindigkeit eine andere Strecke(kleinerer/größerer Radius) zurücklegen
- Longitudinale Oszillationen verursacht durch Phasenfokussierung
- Kann longitudinale Oszillationen analog zu transversalen Oszillationen mit Hills-DGL, Betatron-Funktion etc beschreiben(mit zusätzlichem Freiheitsgrad mit Index l)
- Tune $Q_p := \frac{\psi_p(s+L) - \psi_p(s)}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{ds}{\beta_p}, p \in \{x, y, l\}$ = Anzahl Oszillationen pro Strahlumlauf
 - Unterscheide transversalen Tune(Betatron-Tune) für Betatron-Oszillationen $p \in \{x, y\}$ und longitudinalen Tune(Synchrotron-Tune) für Synchrotron-Oszillationen $p = l$
- Gefahr: Tune-Resonanzen $kQ_x + nQ_y + mQ_l \in \mathbb{Z}$ mit $k, n, m \in \mathbb{Z}$
 - Tune-Resonanzen \Rightarrow Verschmutzungen im Beschleuniger treffen den Strahl immer in derselben Phase und bauen sich dadurch auf \Rightarrow Muss diese Effekte unbedingt vermeiden, um den Strahl nicht zu verlieren
 - Tune-Diagramm: Graphische Darstellung der Tunes und Resonanzen in einem 3D-Plot mit den Achsen Q_x, Q_y, Q_l

1.3.7 Speicherring und Collider

- Speicherring = Synchrotron, der einen Teilchenstrahl lange aufrecht erhalten soll
 - Anwendung: Synchrotronstrahlungsquellen, Beschleunigerphysik-Tests
- Speicherring als Collider = Speicherring mit 2 gegenläufigen Teilchenstrahlen und Kollisionspunkten
 - Strahlröhren müssen getrennt voneinander sein, damit die Teilchen nicht ständig streuen
 - Teilchenstrahl besteht nicht aus Teilchen und Antiteilchen(zB pp am LHC) \Rightarrow Benötige für beide Strahlen ein eigenes Magnet-System
 - * Kann für Beschleunigung von Teilchen-Antiteilchen-Paaren(e^+e^- , $p\bar{p}$) in entgegengesetzte Richtungen dasselbe Magnetfeld für beide Strahlen verwenden
- Luminosität am Speicherring $L = f N_b \frac{N_1 N_2}{4\pi \sigma_x \sigma_y}$
 - Umlauffrequenz f , Anzahl Bunches N_b , Teilchen N_1, N_2 pro Bunch, Standardabweichungen der Strahlverteilungen $\sigma_{x,y}$
 - f kann nicht erhöht werden, ohne grundlegende Beschleunigereigenschaften(Radius, Magnetfelder) zu verändern und ohne Zyklotronbedingung zu verletzen
 - N_b wird so gewählt, dass der Collider maximal befüllt ist
 - Erhöhung von N_1, N_2 beschränkt durch elektrostatische Abstoßung der Teilchen im Bunch
 - Folgerung: Beschleunigerphysiker versuchen, $\sigma_{x,y} = \sqrt{\epsilon_{x,y} \beta_{x,y}^*}$ zu minimieren

1.4 Design von Beschleunigern

1.4.1 Abwägungen

- Beschleunigung: Gleichspannung vs Wechselspannung
 - Gleichspannungs-Beschleuniger/Elektrostatischer Beschleuniger
 - * Idee: Baue hohe Gleichspannung auf und beschleunige damit ein Teilchen
 - Benötige sehr hohe Spannung, da die Spannung nur einmal verwendet werden kann(beschränkt durch elektrostatische Entladungen)
 - * Kontinuierliche Teilchenstrahlen möglich
 - Wechselspannungs-Beschleuniger

- * Idee: Benutze mehrfach dieselbe Beschleunigungsspannung
 - Neue Bedingung: Teilchen muss den Beschleuniger in dem Zeitraum durchqueren, zu dem das E-Feld der Wechselspannung beschleunigt
- * Nur gepulste Strahlen(Strahl in "Bunches" unterteilt) möglich, da das E-Feld der Wechselspannung nur für manche Zeiträume beschleunigt
- Aufbau: Linear vs Ring
 - Linearbeschleuniger ist naive Herangehensweise
 - Ringbeschleuniger
 - * Vorteil: Teilchen durchlaufen dieselbe Strecke mehrfach \Rightarrow Benötige nur einen Beschleunigungsbereich
 - * Nachteil: Benötige zusätzlichen Dipolmagnete zur Ablenkung der Teilchen
 - * Nachteil: Energieverluste durch Synchrotronstrahlung
 - Kostenskalisierung für e^+e^- -Beschleuniger
 - * Linearbeschleuniger: Kosten $\propto L \propto E$ (wegen $v = c$ für hohe Energien)
 - * Ringbeschleuniger: Kosten $\propto E^2(?)$
 - * Fazit: Für Beschleunigung von e^\pm werden **LINACs** ab einer bestimmten Energie(ca 300 GeV) zunehmend günstiger
- Beschleunigte Teilchen: e^+e^- vs Hadronen
 - e^+e^- -Beschleuniger \Rightarrow Präzisionsmaschine
 - * Vorteil: Arbeite mit fundamentalen Teilchen \Rightarrow Einfache Prozesse, "sauberer" Detektor
 - * Nachteil: Große Energieverluste durch Synchrotronstrahlung am Ringbeschleuniger
 - Hadron-Beschleuniger \Rightarrow Entdeckungsmaschine
 - * Vorteil: Deutlich höhere Energien möglich, da Verlust durch Synchrotronstrahlung für Hadronen vernachlässigbar ist
 - Gesamtenergie des Hadrons verteilt sich auf seine (fundamentalen) Komponenten \Rightarrow Energien der Komponenten sind nicht mehr so enorm hoch wie die des Hadrons
 - * Nachteil: Hadronen sind zusammengesetzte Teilchen \Rightarrow Komplexer Hadronisierungsprozess, viel "Schmutz" im Detektor

1.4.2 Wichtige Beispiele

- Achtung: Angegebene Energien sind Schwerpunktsenergien der Kollisionen für Collider und Energien der einzelnen Teilchen für Synchrotrons und **LINACs**
- Beschleuniger am CERN
 - Viele Beschleuniger auf einem Haufen \Rightarrow Verwende kleinere, historische Beschleuniger als Vorbeschleuniger
 - 1959-1971: 56 GeV p-Synchrotron PS(Fixed-Target-Experimente)
 - 1971-1976: 62 GeV pp-Collider ISR(erster Hadron-Collider; Entwicklung von stochastischer Kühlung)
 - 1976-1981: 450 GeV p-Synchrotron SPS
 - 1981-1991: 900 GeV $p\bar{p}$ -Collider $Spp\bar{S}$ (Entdeckung von W- und Z-Bosonen)
 - 1989-2001: 200 GeV e^+e^- -Collider LEP(Vermessung von W- und Z-Bosonen)
 - * LEP 1(1989-1996): Untersuchung von Z-Bosonen bei $m_Z \approx 90$ GeV
 - * LEP 2(1998-2001): Untersuchung von W-Bosonen, Suche nach Higgs-Boson bei $E \in [130 \text{ GeV}, 209 \text{ GeV}]$
 - Seit 2010: 13 TeV pp-Collider LHC(Entdeckung des Higgs-Bosons, Suche nach **Beyond The Standard Model (BSM)**-Physik)
 - * Run 1(2009-2013) bei 7 TeV
 - * Run 2(2015-2018) bei 13 TeV

- * Zukunft: Run 3(2021-2024) bei doppelter Luminosität, dann Upgrade auf HL-LHC(2026-2035)
- * LHC macht auch Runs mit Schwerion-Kollisionen(p-Pb und Pb-Pb) für ALICE

- Beschleuniger am SLAC

- Seit 1966: 3.2km langer 50 GeV **LINAC**
- 1966-1972: ESA(Fixed-Target-Experimente) mit dem **LINAC**-Strahl(e^-p -Streuung, Entdeckung von tiefinelastischer Streuung)
- 1972-1980: **LINAC** als Vorbeschleuniger für e^+e^- -Collider SPEAR bei 4 GeV(Entdeckung von c -Quark und τ -Lepton)
- 1980-1990: **LINAC** als Vorbeschleuniger für e^-p -Collider PEP bei 30 GeV
- 1989-1998: **LINAC** als Vorbeschleuniger für e^+e^- -Collider SLC bei 90 GeV(Z-Physik)
- 1998-2008: **LINAC** als Vorbeschleuniger für asymmetrischen e^+e^- -Collider PEP-II bei 10 GeV(BaBar-Experiment – B-Physik)
- Heute: LCLS(Röntgen-**Free Electron Laser (FEL)** im alten **LINAC**-Tunnel), FACET(Entwicklung von **PWakeField Acceleration (WFA)**)

- Beschleuniger am FermiLab

- 1971-1981: 500 GeV p-Synchrotron Main Ring(Entwicklung von Beschleuniger-Technologie)
- 1987-2011: 2 TeV $p\bar{p}$ -Collider Tevatron(Entdeckung des top-Quarks, Hinweise auf Higgs-Boson)
 - * Zuerst Main Ring als Vorbeschleuniger(1987-2000), dann neuer Vorbeschleuniger Main Injector(2001-2011)
- Heute: Neutrinos at the Main Injector(NuMI) produziert Protonstrahlen für Neutrino-Experimente MINOS, NO ν A, DUNE

- Beschleuniger am DESY

- 1974-1992: 10 GeV e^+e^- -Collider DORIS(Untersuchung von $c\bar{c}$ - und $b\bar{b}$ -Resonanzen)
- 1979-1990: 40 GeV e^+e^- -Collider PETRA(Gluon-Entdeckung)
- 1992-2007: 1 TeV $e^\pm p$ -Collider HERA(Untersuchung von tiefinelastischer Streuung)
 - * Benutze PETRA II in dieser Phase als Vorbeschleuniger
- 1993-2012: 4.5 GeV e^- -Synchrotron DORIS III(Synchrotronstrahlungsquelle)
- Seit 2005: FLASH(**FEL** für Testzwecke)
- Seit 2010: PETRA III(Synchrotronstrahlungsquelle)
- Seit 2017: European XFEL(intensiver Röntgen-**FEL**)

- Beschleuniger am KEK

- 1976-2005: 23 GeV p-Synchrotron KEK-PS
- Seit 2008: 50 GeV p-Synchrotron J-PARC(optimiert auf hohe Intensitäten für Neutrinophysik)
- Seit 1982: 2.5 GeV e^- -Synchrotron PF(Betrieb als Synchrotronstrahlungsquelle)
- 1986-1995: 64 GeV e^+e^- -Collider TRISTAN(Suche nach leichtem t -Quark)
- 1999-2010: 10 GeV asymmetrischer e^+e^- -Collider KEKB(B-Physik – Belle-Experiment)
- Seit 2017: 10 GeV asymmetrischer e^+e^- -Collider SuperKEKB(B-Physik: Belle-II-Experiment, optimiert für hohe Intensität)

1.4.3 Mögliche zukünftige Beschleuniger

- **FCharged Current (CC)**, CERN
 - Collider mit 100 km Umfang
 - Phase 1(**FCC-ee**): e^+e^- -Collider bei Energien bis 350 GeV
 - * Betrieb als Z-Fabrik/Higgs-Fabrik/top-Fabrik \Rightarrow Vermessung der Resonanzen
 - * Idee: Entwicklung der Magnete für **FCC-hh** braucht viel Zeit \Rightarrow Nutze den Beschleuniger solange als e^+e^- -Collider
 - Phase 2(**FCC-hh**): pp -Collider bei Energien bis 100 TeV
 - Außerdem möglich: $e^\pm p$ -Collider(“Super-HERA”)
 - Könnte ab 2035 starten mit dem LHC-Tunnel als Vorbeschleuniger
 - Technische Herausforderungen
 - * Benötige für Hadron-Collider(**FCC-hh** oder HE-LHC) viermal so viele Magnete(längerer Tunnel) mit doppeltem Magnetfeld(16 T)
 - * Benötige Hochtemperatur-Supraleiter für Stromversorgung
 - * Detektoren ähnlich wie ATLAS/CMS, aber Fokus auf Vorwärtsspektroskopie
- CEPC/SppC, China
 - Selbe Idee wie **FCC**: Erst e^+e^- -Collider CepC, dann pp -Collider SppC
 - Konstruktion in China, da man dort ~ 10 Jahre früher starten könnte als **FCC** am CERN
- ILC, Japan
 - 2 je 17 km lange **LINACs**(für e^+ und e^-) mit Kollisionspunkt in der Mitte
 - Motivation: Für hochenergetische e^+e^- -Collider werden Linearbeschleunigung günstiger als Ringbeschleuniger
 - Konzept: Start bei 250 GeV(**EW**-Physik), dann evtl schrittweise Erhöhung: 350 GeV(reelle $t\bar{t}$ -Paare), 500 GeV(Higgs Selbstkopplung, top/Higgs-Kopplung), 1 TeV(SUSY etc), ...
 - * Starte bei Energien, bei denen interessante Effekte garantiert sind, und upgrade dann evtl auf höhere Energien
 - Benötige supraleitende Kavitäten für hohe E-Felder(schon in Betrieb am **XFEL**/DESY)
 - * Erreiche damit $35 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ statt den $10 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ mit normalleitenden Kavitäten
- CLIC, CERN
 - 2 je 6 km-25 km lange **LINACs**(für e^+ und e^- mit Kollisionspunkt in der Mitte
 - Schrittweise Erhöhung der **LINAC**-Länge und damit der Energie: $2 \times 6 \text{ km}$ und 350 GeV/ $2 \times 15 \text{ km}$ und 1 TeV/ $2 \times 25 \text{ km}$ und 3 TeV
 - Neue Technologie: Driver beam acceleration statt normale Klystron-Beschleunigung
 - * Erreiche damit $100 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ \Rightarrow Faktor 10 besser als normalleitende Kavitäten und Faktor 3 besser als supraleitende Kavitäten

1.5 Weitere Technologien

1.5.1 Synchrotronstrahlungsquellen

- Motivation für Synchrotronstrahlungsquellen: Spektroskopische Experimente benötigen EM-Strahlung mit hoher Qualität
 - Spektrum von Synchrotronstrahlung: Fern-Infrarot bis harter Röntgenbereich \Rightarrow Alle Bedürfnisse abgedeckt
 - Anwendungsbereiche: Festkörperphysik, Chemie, Molekularbiologie, Geologie, Materialwissenschaften, Medizin, ...

- Charakterisierung von Synchrotronstrahlung

- Synchrotronstrahlung ist Elektrodynamik-Effekt \Rightarrow Kann Spektrum der abgestrahlten Leistung relativ einfach herleiten
- Spektraler Photonenfluss: Mittlere Anzahl emittierter Photonen pro Zeit und Anteil 10^{-3} der Bandbreite der Photonen
 - * Anschaulich: Maß für die Anzahl der Photonen, gewichtet mit der Bandbreite (= Breite der Energieverteilung) der Photonen
 - * Hoher spektraler Photonenfluss = Gut aufgelöster Puls mit vielen Photonen
- Brillanz: Spektraler Photonenfluss pro Quellgröße und Quelldivergenz
 - * Anschaulich: Wie spektraler Photonenfluss, aber berücksichtigt zusätzlich das Phasenraumvolumen des Elektronenstrahls
 - * Hohe Brillanz = Hoher spektraler Photonenfluss und gut fokussierter Elektronenstrahl
- Spitzenbrillanz: Zeitlich maximaler Wert der Brillanz
 - * Spektraler Photonenfluss und Brillanz sind als zeitliche Mittelwerte definiert, Spitzenbrillanz ist eine Amplitude
- Integraler Photonenfluss(“=Photonenfluss”): Energie-Integral des spektralen Photonenflusses

- Möglichkeiten, Photonenfluss und Brillanz zu erhöhen

- Normales Synchrotron: Synchrotronstrahlung nur von Dipolmagneten(lenken den Teilchenstrahl ab) \Rightarrow Geringer Photonenfluss und Brillanz
- Höhere Strahlungsleistung \Rightarrow Mehr beschleunigte Ladungen, die Synchrotronstrahlung emittieren
- Insertion devices \Rightarrow Mehr Krümmungen in der Elektronbahn und damit mehr Stellen, an denen Synchrotronstrahlung emittiert wird
- Emittanz verringern \Rightarrow Besser fokussierter Strahl und damit kleinere Bandbreite
 - * Verändert nur den Elektronenstrahl \Rightarrow Brillanz ändert sich, Photonenfluss bleibt gleich

- Generationen von Synchrotronstrahlungsquellen

- Mit zunehmender Generation steigt die Qualität der Synchrotronstrahlung
 - * Die 4 Generationen wurden historisch in dieser Reihenfolge entwickelt
1. Normale e^\pm -Speicherringe
 2. Photonenfluß-optimierte Speicherringe(verwende Wiggler)
 3. Brillanz-optimierte Speicherringe(verwende Undulatoren)
 4. Brillanz-optimierte **LINACs**
- Außerdem: **FELs** sind Spitzenbrillanz-optimierte Synchrotronstrahlungsquellen(zählen zur 4. Generation)

- Typen von insertion devices

- Insertion device = Hintereinanderreihung mehrerer entgegengesetzter Dipole, durch die der Strahl insgesamt nicht abgelenkt wird
 - * Dipole lassen den Strahl im insertion device oszillieren \Rightarrow Zusätzliche Synchrotronstrahlung wird abgestrahlt
- Größe zur Klassifikation von insertion devices: Undulatorparameter $K_u := \frac{eB}{m_e c k_u} \approx \gamma \alpha$
 - * Größen: Magnetfeld B der Dipole, Wellenzahl k_u der Dipol-Anordnung(Länge von 2 Dipolen $\lambda_u = \frac{2\pi}{k_u}$), maximaler Ablenkungswinkel α des Strahls(während er das insertion device durchläuft), Lorentz-Faktor γ
 - * Erste Relation ist die Definition, zweite Relation gilt näherungsweise(für homogenes Magnetfeld)
- Undulator $K_u \lesssim 1$

- * Undulator hat schwaches Feld, das den Strahl schwach ablenkt($\alpha \ll 1$) \Rightarrow Synchrotronstrahlung der einzelnen Dipole ist teils kohärent und kann interferieren
- * Effekt: Zusätzliche Undulatoren im Synchrotron verstärken die Synchrotronstrahlung für manche Frequenzen und schwächen für andere Frequenzen ab(diskretes Spektrum) \Rightarrow Erhöhte Brillanz und Photonenfluss
- Wiggler $K_u \gg 1$
 - * Wiggler hat sehr starkes Feld, das den Strahl stark ablenkt($\alpha \gg 1$) \Rightarrow Synchrotronstrahlung der einzelnen Dipole überlagert sich inkohärent
 - * Effekt: Zusätzliche Wiggler im Synchrotron verstärken die Synchrotronstrahlung für alle Frequenzen(kontinuierliches Spektrum) \Rightarrow Erhöhter Photonenfluss
- Weitere Typen von insertion devices(außer Wiggler und Undulatoren) möglich
- Theoretische Beschreibung: Unterscheide schwachen Undulator $K_u \ll 1$ und starken Undulator $K_u \gtrsim 1$, Wiggler $K_u \gg 1$ ist Grenzfall des starken Undulators
- Notiz: Insertion devices können auch zur transversalen Fokussierung verwendet werden

1.5.2 Free Electron Laser (FEL)

- Anschaulich: **FEL** ist spezialisierte Synchrotronstrahlungsquelle
 - Ziel: Erzeugung von kohärenter EM-Strahlung durch Energieübertragung von beschleunigten Elektronen auf Photonen
 - Benennung "LASER" wegen Erzeugung von EM-Strahlung mit ähnlichen Eigenschaften, nicht wegen selbem Funktionsprinzip
- Funktionsprinzip von **FELs**
 1. Erzeuge primäre Photonen
 - Produktionsmethoden: Externer gewöhnlicher Laser(high gain harmonic generation/HGHH) oder normale Undulatorstrahlung(self amplification of spontaneous emission/SASE)
 2. Beschleunige Elektronen mit **LINAC**
 3. Undulatoren übertragen Energie der Elektronen auf Photonen
 - Energie wird resonant übertragen \Rightarrow Elektronen emittieren kohärente Photonen
 - Elektronen und Photonen müssen in einer bestimmten relativen Phase zueinander sein, damit Energieübertrag möglich ist und kohärente Strahlung emittiert wird
 - Gain G ist Verstärkungsfaktor des Undulators
 - * Formal: $G = \frac{\Delta I}{I}$ mit Intensitätszuwachs ΔI nach einem Durchlauf und mittlerer Strahlintensität I
- Vergleich mit gewöhnlichen Lasern
 - Anderes Funktionsprinzip: Gewöhnliche Laser beruhen auf Quantenmechanik(Besetzungsinversion diskreter Energieniveaus) \leftrightarrow **FELs** beruhen auf klassischer Elektrodynamik(WW zwischen Strahlungsfeld und relativistischen Teilchen)
 - * Könnte gewöhnliche Laser als "bound state laser" bezeichnen im Gegensatz zum free electron laser
 - Von **FELs** und Lasern emittierte Strahlung hat dieselben Eigenschaften(insbesondere Kohärenz)
 - Fazit: Gewöhnliche Laser und **FELs** haben andere Funktionsprinzipien(Quantenmechanik vs klassische Elektrodynamik), erfüllen aber dieselbe Funktion(intensive kohärente EM-Strahlung erzeugen)
 - Vorteil von **FELs**: Kann Laser-Frequenz über die Elektronenergie frei wählen
 - * Frequenz gewöhnlicher Laser ist durch die gegebenen Abstände der Energieniveaus festgelegt
- Klassifikation von **FELs** nach Frequenz der erzeugten Strahlung

- Low-Gain **FEL**: Infrarotbereich bis optischer Bereich
 - * Lange Wellenlänge \Rightarrow Kann EM-Strahlung mit Spiegeln kontrollieren \Rightarrow Baue hohe Strahlungsintensität zwischen zwei Spiegeln(optischer Resonator) auf
 - Kann Elektronenstrahl(im Speicherring) viele Male durch den Undulator laufen lassen \Rightarrow Benötige nur geringen Gain G
- High-Gain **FEL**: UV-Bereich bis Röntgenbereich
 - * Kurze Wellenlänge $< 100 \text{ nm}$ \Rightarrow Keine Spiegel möglich, muss hohe Intensität mit einem Durchlauf erreichen
 - Keine Spiegel möglich, da Reflektivität typischer Metalle für kleine Wellenlängen verschwindet
 - Elektronenstrahl kann Undulator nur einmal durchlaufen \Rightarrow Benötige möglichst hohen Gain G
 - * Neues Prinzip: Mikro-Bunching
 - Problem: Ausdehnung des Elektron-Bunches ist größer als die Photon-Wellenlänge \Rightarrow Elektronen können nicht alle dieselbe relative Phase zu den Photonen haben
 - Kein Mikro-Bunching für Low-Gain **FELs**, da die Photon-Wellenlänge größer als die Bunch-Ausdehnung ist
 - Folgerung: Nur manche Elektronengruppen im Bunch(Mikrobunches) übertragen Energie auf EM-Strahlung

1.5.3 Myon-Collider

- Myon-Collider für Hochenergiephysik
 - Motivation: Myonen sind elementare Teilchen(Event-Rekonstruktion nicht so komplex wie bei Protonen) und schwerer als Elektronen(geringere Verluste durch Synchrotronstrahlung) \Rightarrow Umgebe die Nachteile von e^+e^- - und Hadron-Collidern
- Myon-Collider als Neutrino-Fabrik
 - Motivation: Intensiver Myon-Strahl liefert intensiven Neutrinostrahl($\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$) \Rightarrow Nützlich für Neutrino-Physik
- Problem: Myonen sind instabil mit $\tau_\mu \approx 2.2 \mu\text{s}$
 - Lebensdauer beschleunigter Myonen nimmt wegen Zeitdilatation zu \Rightarrow Zerfälle sind nur zu Beginn der Beschleunigung ein Problem
 - Lösungsidee: Ionization cooling(fokussiere Myon-Strahl durch Ionisation)(MICE experiment)

1.5.4 Driver beam acceleration

- Idee: Beschleunige Strahl durch schnell veränderte Magnetfelder, die bei der Abbremsung eines anderen Strahls(driver beam) entstehen
 - Benötige zusätzlichen **LINAC** für Beschleunigung des Drive beams
 - Drive beam ist auf hohe Intensität optimiert, damit Magnetfelder hohe Amplituden haben
- Driver-beam-Technologie erlaubt E-Felder bis $100 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$
 - Vergleich: Herkömmliche Klystrons erreichen nur $\sim 10 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$, da sonst elektrische Entladungen stattfinden
 - Feldstärken in Driver-beam-Technologie beschränkt durch wakefield-Effekte(?)
- Anwendung der Technologie am CLIC(CERN) geplant

1.5.5 Wakefield acceleration(WFA)

- Plasma = Ionisierte Materie (Atome ein- oder mehrfach ionisiert)
 - Phasenübergang von Gas zu Plasma durch Erhitzen, normale Ionisation oder Photo-Ionisation
 - Charakterisierende Eigenschaft eines Plasmas: Elektronendichte
 - Plasma-Oszillationen: Elektronen und Ionen im Plasma oszillieren gegeneinander mit einer diskreten Frequenz (Plasma-Frequenz)
- Funktionsprinzip
 - Benötigt zusätzlich einen herkömmlichen Beschleuniger, der hochenergetische Teilchen liefert
 - 1. Erzeuge ein Plasma (Erhitzen, Ionisation, Photo-Ionisation)
 - 2. Drive beam aus hochenergetischen Teilchen erzeugt ein Wakefield im Plasma
 - Hochenergetische Teilchen bedeutet geladene Teilchen in PWFA bzw. Photonen in LWFA
 - Hochenergetische Teilchen erzeugen auch oft selbst das Plasma (das kann aber auch anders erreicht werden)
 - 3. Wakefield = Starkes lokales E-Feld durch Verdrängung der Plasma-Elektronen durch den drive beam
 - Analogie: Wakefield schiebt die Plasma-Elektronen zur Seite wie ein Boot die Wellen
 - Plasma-Ionen sind sehr viel schwerer als Plasma-Elektronen \Rightarrow Nur Plasma-Elektronen werden bewegt
 - 4. Witness beam (zweiter Bunch aus hochenergetischen Teilchen) wird durch das Wakefield beschleunigt
 - Kerngedanke: Witness beam enthält deutlich weniger Teilchen als drive beam \Rightarrow Teilchen im witness beam werden beschleunigt, ohne das Wakefield zu sehr abzuschwächen
- Klassifizierung von Wakefield Accelerators nach der Art, wie das Wakefield erzeugt wird
 - Plasma Wakefield Acceleration (PWFA): Wakefield wird durch hochenergetische Teilchen erzeugt
 - Laser Wakefield Acceleration (LWFA): Wakefield wird durch einen Laser erzeugt
- Collider mit Wakefield Acceleration
 - Wakefield Acceleration ermöglicht 2 TeV-Collider aus 2 LINACs mit je 1 km Länge
 - * Wakefield-Beschleuniger ermöglichen E-Felder im Bereich $50 \frac{\text{GV}}{\text{m}}$ (Verbesserung um Faktor 10^3 gegenüber E-Feldern aus Klystrons \Rightarrow Platzeinsparung um Faktor $\sim 10^3$)
 - Achtung: Benötigt immer noch einen herkömmlichen Beschleuniger zur Erzeugung des Wakefields
 - Technische Herausforderungen: Laser mit hoher Intensität, effiziente Energieübertragung

Kapitel 2

Teilchennachweis

2.1 Wechselwirkung von Teilchen mit Materie

2.1.1 Grundlagen

- Wechselwirkungen von Teilchen mit Materie verstehen ist Voraussetzung für Bau von Detektoren
 - Kann Detektor nur konstruieren, wenn ich weiß, wie er funktioniert
- Ziel: $\gamma, e^\pm, \mu^\pm, \nu, p, n, \pi^\pm, K_{L/S}^0, K^\pm$ nachweisen
 - Alle anderen Teilchen haben so kurze Zerfallslängen, dass sie vor Eintritt in den Detektor zerfallen
 - * Mittlere Zerfallslänge $s = \beta\gamma c\tau$ (Zeitdilatation) mit Lebensdauer τ
 - Stabile Teilchen: γ, p, e^\pm, ν_i
 - Instabile Teilchen: $n(\tau = 880 \text{ s}, s \text{ groß}), \mu^\pm(\tau = 2.2 \mu\text{s}, s = 6.1 \text{ km}), K_L^0(\tau = 51 \text{ ns}, s = 27.5 \text{ m}), \pi^\pm(\tau = 26 \text{ ns}, s = 5.5 \text{ m}), K^\pm(\tau = 12 \text{ ns}, s = 6.4 \text{ m}), K_S^0(\tau = 89 \text{ ps}, s = 5 \text{ cm})$
 - * Achtung: $\pi^0(\tau = 8.4 \times 10^{-17} \text{ s})$ zerfällt viel schneller als π^\pm und muss deshalb nicht detektiert werden
 - * Zerfallslängen wurden berechnet für $E = 1 \text{ GeV}$ (bin nur an Größenordnung interessiert)
- Dominante Wechselwirkungen der einzelnen Teilchentypen
 - Schwere geladene Teilchen(μ^\pm): Ionisation/Anregung von Atomen, Cherenkovstrahlung
 - Leichte Teilchen(e^\pm): Ionisation, Bremsstrahlung
 - * Bei niedrigen Energien dominiert Ionisation, bei hohen Energien dominiert Bremsstrahlung
 - Geladene Hadronen(p, π^\pm, K^\pm): Wie schwere geladene Teilchen, zusätzlich Reaktionen mit Kernen
 - Photonen(γ): Absorption(Photoeffekt), Streuung(Compton-Effekt), EM-Schauer(Paarbildung)
 - Neutrale Hadronen(n, K^0): Streuung, Kernreaktionen
 - $\nu_i/\bar{\nu}_i$: Nur schwache Wechselwirkung
- Charakteristische Größen zur Beschreibung der Wechselwirkung mit Materie
 - Geladene Teilchen: Spezifischer Energieverlust $-\frac{dE}{dX}$ in Materie mit $X = \rho x$
 - * Anschaulich: Energieverlust pro Strecke $-\frac{dE}{dx}$ gewichtet mit Massendichte ρ , um die Größe unabhängig von der Masse zu machen $\Rightarrow -\frac{dE}{dX} = -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$
 - * Arbeite mit der Größe $-\frac{dE}{dX} > 0$, da es um Energieverluste geht
 - Photonen: Wirkungsquerschnitt σ für Wechselwirkungen mit Materie
 - Kritische Energie E_c mit $(-\frac{dE}{dX})_{\text{brems}}|_{E_c} = (-\frac{dE}{dX})_{\text{ion}}|_{E_c}$
 - * Anschaulich: Übergangsenergie zwischen Ionisations-dominiertem Bereich und Bremsstrahlungs-dominiertem Bereich für Elektronen
 - * Außerdem: Minimale Energie für Bildung von EM-Schauern

- * Faustformeln für Elektronen: $E_c \approx \frac{710 \text{ MeV}}{Z+0.92}$ in Gasen, $E_c \approx \frac{610 \text{ MeV}}{Z+1.24}$ in Flüssigkeiten/Festkörpern
 $\Rightarrow E_c \sim 10 \text{ MeV}$
- * Myonen: $E_c \sim 400 \text{ GeV}$
- Freie Strahlungslänge $X_0 = \left(4\alpha N_A r_e^2 \frac{Z^2}{A} \log \frac{183}{Z^{1/3}}\right)^{-1}$
 - * Anschaulich: Typische Längenskala für Bremsstrahlung und Paarbildung
 - Zusammenhang mit spezifischem Energieverlust: $-\frac{dE}{dX} = \frac{E}{X_0}$
 - * Achtung: X_0 definiert als Massenbelegung $X = \rho x$ mit Dichte ρ und Länge x
- Hadronische Wechselwirkungslänge λ
 - * Empirische Größe zur Beschreibung von starken Wechselwirkungen mit Materie (in Analogie zu X_0 für elektromagnetische Wechselwirkungen)

2.1.2 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie durch Ionisation

- Prozess: Inelastische Stöße (Anregung oder Ionisation) geladener Teilchen mit Elektronen im Medium
 - Ionisation (Elektron ausgeschlagen) oder Anregung (Elektron in höheren Zustand angeregt)
 - Betrachte hohe Teilchenbeschleuniger mit hohen Energien \Rightarrow Ionisationsprozesse überwiegen
 - * Rede deshalb meist von Ionisation, meine damit aber auch Anregungsprozesse
 - Nachweis von Ionisationsprozessen über emittierte Elektronen oder Photonen
 - * Elektronen werden bei der Ionisation emittiert
 - * Photonen werden bei der Abregung der angeregten Atome emittiert
 - Ionisation und Anregung nur für geladene Teilchen, da nur diese an EM-WW teilnehmen
- Bethe-Gleichung $-\langle \frac{dE}{dX} \rangle = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \log \frac{2m_e c^2 (\beta\gamma)^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{1}{2} \delta(\beta\gamma) \right)$
 - Beschreibt mittleren spezifischen Energieverlust $-\langle \frac{dE}{dX} \rangle > 0$ für $10^{-1} < \beta\gamma < 10^3$ sehr genau
 - * Bethe-Gleichung beschreibt nur Mittelwerte, Fluktuationen werden weiter unten behandelt
 - * Variable: $\beta\gamma = \frac{p}{mc} \propto p$
 - * Sehr genau = Abweichungen haben Größenordnung $\mathcal{O}(10^{-2})$
 - Größen: Ladung $q = ze$ des Teilchens, $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$, Kernladungszahl Z und molare Masse A des Nachweismediums, maximaler Energieübertrag T_{\max} , Ionisationsenergie I , Fermi-Dichtekorrektur $\delta(\beta\gamma)$
 - * Ionisationsenergie I enthält Information über das Atom
 - Verwende früher Bloch-Näherung $I \approx Z \times 10 \text{ eV}$, heute Tabellenwert nachschlagen
 - * Fermi-Dichtekorrektur $\delta(\beta\gamma)$: Polarisation des Mediums schwächt E -Feld des Teilchens ab
 - Bethe-Gleichung anschaulich: Teilchen verlieren kontinuierlich Energie $-\frac{dE}{dX}$ durch Ionisation (und andere Prozesse) und hat damit sinkendes $\beta\gamma$
 - * Für $\beta\gamma \gtrsim 1$ nur geringer Energieverlust durch Ionisation, hier dominieren oft andere Effekte (zB Bremsstrahlung, starke WW)
 - * Für $\beta\gamma \lesssim 1$ wird der Energieverlust durch Ionisation groß
 - Verhalten der Gleichung für unterschiedliche $\beta\gamma$
 - * $\beta\gamma < 10^{-1}$: Bethe-Gleichung ist schlechte Näherung
 - Benötige empirische Korrekturen nach Anderson/Ziegler und Lindhard/Scharff, atomare Effekte müssen berücksichtigt werden
 - * $10^{-1} < \beta\gamma < 10^1$: Abnahme mit β^{-2}
 - * $\beta\gamma \approx 4$: Minimum der Verteilung (Teilchen heißt minimal ionizing particle / **Minimal Ionizing Particle (MIP)**)
 - **MIPs** verlieren kaum Energie durch Ionisation, können aber auch Energie durch andere Prozesse verlieren (Elektronen: Bremsstrahlung, Hadronen: Starke WW)
 - Die einzigen "wahren" **MIPs** sind Myonen, da für sie Bremsstrahlung erst ab $E_c \sim 100 \text{ GeV}$ dominiert und im **MIP**-Bereich daher die (schwache) Ionisation dominiert

- * $10^1 < \beta\gamma < 10^3$: Schwacher Anstieg durch $\log \beta\gamma$, Fermi-Dichtekorrektur $\delta(\beta\gamma)$ wird wichtig
- * $10^3 < \beta\gamma$: Bethe-Gleichung ist schlechte Näherung (Strahlungseffekte dominieren)
- Modifizierte Bethe-Gleichung für Elektronen $-\langle \frac{dE}{dX} \rangle = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\log \frac{\gamma m_e}{2I} - \beta^2 - \frac{1}{2} \delta^*(\beta\gamma) \right)$
 - Projektil und Target sind identische Teilchen \Rightarrow Muss selbe Pauli-Prinzip
 - Verwende modifizierte Fermi-Dichtekorrektur $\delta^*(\beta\gamma)$
- Fluktuationen in $-\frac{dE}{dX}$ beschränken Auflösung von Detektoren
 - Modelliere die Verteilungsfunktion von $-\frac{dE}{dX}$ mit Landau-Verteilung
 - * Landau-Verteilung ist asymmetrisch mit weitem Ausläufer für große Energien (wichtiger Effekt)
 - * Besondere Eigenschaft: Ausläufer für große Energien ist so groß, dass Erwartungswert und Varianz nicht definiert sind (Integral divergiert)
 - Dünne Absorber: Fluktuationen sind Landau-verteilt
 - * Asymmetrische Verteilung \Rightarrow Erhöhte Wahrscheinlichkeit für sehr hohen Energieübertrag (keV-Bereich) auf Elektronen (δ -Elektronen)
 - Dicke Absorber: Fluktuationen sind ungefähr gaußverteilt
 - * Naiv: Für dicke Absorber gibt es viele Streuprozesse und Landau-Verteilung zu Gaußverteilung (zentraler Grenzwertsatz)
 - * Aber: Streuprozesse sind nicht unabhängig, da Streuprozess nur noch mit Restenergie \Rightarrow Verteilung immer noch leicht asymmetrisch durch δ -Elektronen
 - * Typisch: Vielfachstreuung führt zu kleiner Bahnverschiebung, aber großem Ablenkwinkel
 - * Standardabweichung der Winkelverteilung nach Vielfachstreuung (Mittelwert 0):

$$\sigma_\theta \approx \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} Z \sqrt{\frac{X}{X_0}} \left(1 + 0.038 \ln \frac{X}{X_0} \right)$$
- Reichweite von Teilchen in Materie
 - Mittlere Reichweite durch Integration der Bethe-Gleichung $\langle R \rangle = \int_0^{E_0} \langle \frac{dx}{dE} \rangle dE$
 - Bragg-Peak: Ionen geben ihre Energie in einem engem Raumbereich ab
 - * Begründung: Energie der Ionen nimmt wegen $-\langle \frac{dE}{dX} \rangle > 0$ für große $\beta\gamma$ langsam ab, im β^{-2} -Bereich geht die Abnahme dann sehr schnell und die volle Energie wird in einem kleinen Bereich deponiert
 - * Anwendung: Kann präzise an einer Position in einem Material Energie deponieren (zB Tumorthherapie)

2.1.3 Wechselwirkungen geladener Teilchen mit Materie mit Emission von EM-Strahlung

- Emission von EM-Strahlung nur bei Wechselwirkungen von geladenen Teilchen, da nur diese an Photonen koppeln
- Bremsstrahlung
 - Anschaulich: Teilchen im Feld eines Kerns durch Coulombkraft beschleunigt \Rightarrow Strahlt Energie ab
 - Dominanter Prozess für leichte Teilchen bei hohen Energien
 - * Für Elektronen ab $\sim 10 \text{ MeV}$ dominant, für Myonen ab $\sim 100 \text{ GeV}$
 - Strahlungsverlust $-\frac{dE}{dX} = \frac{E}{X_0}$ bzw $E = E_0 \exp \left(-\frac{X}{X_0} \right)$ mit Strahlungslänge $X_0 = \left(4\alpha N_A r_e^2 \frac{Z^2}{A} \log \frac{183}{Z^{1/3}} \right)^{-1}$ mit $r_e^2 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m c^2}$
 - * Kann Strahlungslänge auch als Wirkungsquerschnitt schreiben: $\sigma_{\text{brems}} = \frac{A}{N_A} \mu = \frac{A}{N_A} \frac{1}{X_0}$
 - * $X_0 \propto Z^{-2}$: Materialien mit hoher Kernladungszahl Z haben kurze Strahlungslänge (zB Pb) und sind damit gute Absorber für Elektronen
 - * Typisch: $X_0 \sim 1 \text{ cm}$
 - * Wichtig bei hohen Energien und leichten Teilchen: $\frac{dE}{dX} \propto \frac{E}{m^2}$ aus $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m c^2}$

- Notiz: Synchrotronstrahlung = Bremsstrahlung für Teilchen im Synchrotron
- Cherenkovstrahlung
 - Anschaulich: Teilchen schneller als Ausbreitungsgeschwindigkeit von Photonen im Medium \Rightarrow Teilchen induziert asymmetrische Polarisation \Rightarrow Bewegtes Dipolmoment, Photonen werden abgestrahlt
 - * Teilchen kann im Medium schneller sein als Licht, da Maximalgeschwindigkeit von Teilchen c (wegen $E = \gamma mc^2$) ist, von Photonen aber nur $c_{\text{mat}} = \frac{c}{n} < c$
 - Wichtiger Prozess für relativistische ($\beta > \frac{1}{n}$) geladene Teilchen in Materie
 - * Kein großer Energieverlust durch Cherenkovstrahlung: $10^3 \left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{che}} \sim \left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{ion}}$
 - * Emittierte Photonen sind im optischen- und UV-Bereich
 - Erklärung mit klassischer Elektrodynamik
 - * Langsames Teilchen $\beta \leq \frac{1}{n}$ hinterlässt symmetrisch polarisiertes Medium
 - Polarisation schneller als das Teilchen \Rightarrow Medium vor Ankunft des Teilchens schon polarisiert
 - * Schnelles Teilchen $\beta > \frac{1}{n}$ hinterlässt asymmetrisch polarisiertes Medium
 - Hinter dem Teilchen Kegel mit polarisiertem Medium, vor dem Teilchen und außerhalb des Kegels unpolarisiertes Medium
 - * Asymmetrische Polarisation \Rightarrow Nichtverschwindendes Dipolmoment \Rightarrow Strahlung wird emittiert
 - Öffnungswinkel $\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n}$ des Cherenkovkegels
 - * Wichtige Eigenschaft: Cherenkov-Photonen werden alle unter demselben Öffnungswinkel abgestrahlt
 - 1. Teilchen legt Strecke $s_T = \beta ct$ zurück, Polarisation des Mediums legt Strecke $s_M = \frac{c}{n}t$ zurück
 - 2. Öffnungswinkel des Kegels $\cos \theta_c = \frac{s_M}{s_T} = \frac{1}{n\beta}$
 - Kontinuierliches Spektrum $\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma dx} = \frac{\alpha z^2}{\hbar c} \left(1 - \frac{1}{(\beta n)^2}\right) = \frac{\alpha z^2}{\hbar c} \sin^2 \theta_c$ für $\beta > \frac{1}{n}$
 - Achtung: Dispersionseffekte für reale Medien wegen $n = n(E_\gamma)$
- Übergangsstrahlung
 - Anschaulich: Übergang eines Teilchens zwischen Vakuum und Medium mit $\epsilon_r \neq 1$ induziert Strahlung
 - Wichtiger Prozess für geladene Teilchen an Übergängen zwischen Medien mit unterschiedlichem ϵ_r
 - * Nur kleiner Energieverlust: Wahrscheinlichkeit für Emission von Übergangs-Photonen ist $\sim 1\%$
 - * Emittierte Photonen sind im Röntgenbereich
 - Erklärungen mit klassischer Elektrodynamik
 - * Spiegelladung: Dipol Teilchen/Spiegelladung unterschiedlich vor und nach Grenzfläche (andere Spiegelladung) \Rightarrow Dipol-Differenz als Strahlung emittiert
 - * Maxwell-Gleichungen: E unstetig an der Grenzfläche \Rightarrow Unterschied als Strahlung emittiert
 - Intensität $I = \alpha z^2 \gamma \frac{\hbar \omega_P}{3} \propto \gamma$ mit Plasmafrequenz $\omega_P^2 = \frac{n_e e^2}{\epsilon_r \epsilon_0 m_e}$
 - * Kein ausgezeichneter Emissionswinkel, aber Vorwärtsrichtung ist bevorzugt

2.1.4 Wechselwirkungen von Photonen mit Materie

- Modell für Absorption von Photonen: Lambert-Beersches Gesetz $\frac{dI}{dX} \propto I$
 - Anwendbar auf Photoeffekt und Paarbildung (hier werden Photonen vernichtet), nicht auf Compton-Effekt
- Absorption (Photoeffekt) dominant für $E_\gamma \lesssim 1 \text{ MeV}$
 - Anschaulich: Photon schlägt ein Elektron aus dem Atom aus
 - Lambert-beersches Gesetz $I = I_0 \exp(-\mu X)$ mit $\mu = \frac{N_A}{A} \sigma$ und $\sigma = \frac{8\pi}{3} r_e^2 Z^5 \alpha^4 \frac{1}{\epsilon^8}$

- * Reduzierte Photonenenergie $\epsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$ mit Potenz $\delta = \begin{cases} 3.5 & \epsilon \ll 1 \\ 1 & \epsilon \gg 1 \end{cases}$
- * Wirkungsquerschnitt hat Kanten bei den Ionisationsenergien der Elektronen
 - Grund: An Kanten genug Energie, um neues Elektron auszuschlagen bzw verändertes r_e
- Photoeffekt für unterschiedliche Materialien
 - * Photo-Emission für Festkörper: Austrittsarbeit $\mathcal{O}(1 \text{ eV})$ abhängig von Bänderstruktur
 - * Photo-Ionisation für Atome/Moleküle: Ionisationsenergie $\mathcal{O}(10 \text{ eV})$ abhängig von Energieniveaus
- Streuung(Compton-Streuung) dominant für $E_\gamma = \mathcal{O}(1 \text{ MeV})$
 - Anschaulich: Elastische Streuung Photon/Hüllenelektron
 - * Elastische Streuung, da $E_\gamma \gg E_{e^-, \text{bind}}$ und Energieübertrag daher unterdrückt ist(?)
 - Kontinuierliches Spektrum emittierter Elektronen $E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1+\epsilon(1-\cos\theta)}$ bzw. $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c}(1 - \cos\theta)$
 - * Comptonkante(maximaler Energieübertrag) bei Rückstreuung $\theta = \pi$
 - Klein-Nishina-Formel(Quantum Electrodynamics (QED)-Rechnung) für Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma = 2\pi \frac{\alpha^2}{m_e^2} \left[\frac{1+\epsilon}{\epsilon^2} \left(\frac{2(1+\epsilon)}{1+2\epsilon} - \frac{1}{\epsilon} \log(1+2\epsilon) \right) + \frac{1}{2\epsilon} \log(1+2\epsilon) - \frac{1+3\epsilon}{(1+2\epsilon)^2} \right] \propto \frac{1}{\epsilon} \stackrel{\epsilon \gg 1}{\approx} \frac{\pi r_e^2}{\epsilon} \left(\frac{1}{2} + \ln 2\epsilon + \mathcal{O}\left(\frac{1}{\epsilon}\right) \right)$$
- Paarbildung dominant für $E_\gamma \gtrsim 1 \text{ MeV}$
 - Anschaulich: Photon zerfällt in e^+e^- -Paar und EM-Schauer entsteht
 - * Schwelleneffekt: Findet nur statt für $E_\gamma > 2m_e c^2$ wegen Energieerhaltung
 - Kern/Elektron in der Nähe nötig wegen Impulserhaltung
 - * Paarproduktion im Elektron-Feld unterdrückt wegen $m_e \ll m_K$
 - Lambert-Beersches Gesetz mit Absorptionskoeffizient $\mu = \frac{N_A}{A} \sigma$ mit $\sigma = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \log \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{1}{54} \right)$
 - * Vergleich mit Strahlungslänge für Bremsstrahlung: $\sigma_{\text{Paar}} \approx \frac{7}{9} \sigma_{\text{Brems}} = \frac{7}{9} \frac{A}{N_A} \frac{1}{X_0}$
 - Andere Perspektive: $-\frac{dI}{dX} = \frac{7}{9} \frac{I}{X_0}$ für Paarbildung
 - Gilt im Fall $\frac{1}{54} \ll \frac{7}{9} \log \frac{183}{Z^{1/3}}$, was für typische Materialien($Z = 100$) erfüllt ist
 - * Grund für Zusammenhang Paarbildung/Bremsstrahlung: Gleiches Feynmandiagramm
- In keinem Energiebereich dominante Prozesse
 - Prozesse sind geordnet nach dem Energiebereich, bei dem sie wichtig werden
 - * Reihenfolge: Beginne mit geringsten Energien
 - 1. Landau-Pohmeranchuk-Migdal-Effekt: Kohärente Wechselwirkung von niederenergetischen Photonen mit Materie
 - 2. Rayleigh-Streuung: Elastische Streuung Photonen/Atome
 - 3. Riesen-Dipolresonanz: Wechselwirkung Photon/Kern
 - 4. Myon-Paarproduktion

2.1.5 Wechselwirkungen von Hadronen mit Materie

- Hadronen wechselwirken über starke WW mit Materie, geladene Hadronen zusätzlich über EM-WW
- Anschaulich: Hadronische WW sind viel komplizierter als EM-WW und daher schwerer zu simulieren
- Eigenschaften hadronischer Prozesse
 - Viele(~ 10) Hadronen entstehen
 - Wichtigster Prozess($\sim 90\%$): Produktion von Pionen π^0, π^\pm (zu etwa gleichen Anteilen)

- Es können neutrale Hadronen("Satelliten") entstehen, die nach ihrer Produktion lange nicht wechselwirken und dadurch unbemerkt Energie vom Kollisionspunkt wegtragen
- Es können Leptonen entstehen, die dann nur noch über EM-WW wechselwirken
- Energie kann als Kern-Bindungsenergie gespeichert werden \Rightarrow Verzögerte Emission von Photonen und Neutronen
- In π^\pm -Zerfällen können nicht-detektierbare Teilchen(ν_i, μ^\pm) entstehen
- Kernspaltungen können die Energiebilanz im Detektor verfälschen
- Empirisch: Intensität nimmt exponentiell ab $I = I_0 \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right)$ mit hadronischer Wechselwirkungslänge λ
 - Idee: Modelliere hadronische WW gleich wie EM-WW
 - Komplette empirisches Modell, deshalb ist λ auch Tabellenwert
 - Typisch: $\lambda \sim 20 \text{ cm}$, λ fluktuiert stark

2.1.6 Wechselwirkungen von Neutrinos mit Materie

- Neutrinos wechselwirken nur über schwache WW \Rightarrow Prozesse sind stark unterdrückt
- Typisches Vorgehen: Bestimme Neutrino-Eigenschaften(4-Impuls) aus 4-Impulserhaltung, wenn alle anderen 4-Impulse bestimmt werden können
 - Vorgehen wird schwierig, wenn mehrere Neutrinos am Prozess beteiligt sind(keine exakte Rekonstruktion der Neutrinos möglich, kann aber tricksen)
- Direkter Nachweis von Neutrinos nur in speziellen Experimenten
 - Idee: Nachweis von Neutrinos über geladene Teilchen, die nur bei Wechselwirkungen mit Neutrinos entstehen können
 - * Kann die geladenen Teilchen dann mit den klassischen Nachweismethoden detektieren
 - Benötige sehr große Detektoren für große Eventraten
 - * Bsp: Super-Kamiokande, SNO-Experiment, Ice-Cube
 - Bsp: Neutrino-Oszillations-Experimente, Suche nach $e^- \nu_e$ -Streuung

2.1.7 Elektromagnetische und hadronische Schauer

- Schauer = Hochenergetisches Primärteilchen verteilt seine Energie in Materie auf viele niederenergetischen Sekundärteilchen
 - Unterscheide elektromagnetischen und hadronischen Schauer je nach Art des Primärteilchens
 - Niederenergetische Teilchen werden im Detektor nachgewiesen \Rightarrow Verständnis von Schauern ist wichtig für Rekonstruktion des Primärteilchens
- Elektromagnetischer Schauer
 - Primärteilchen: Hochenergetisches Photon oder Elektron
 - Mögliche Prozesse
 - * Abwechselnd Bremsstrahlung und Paarbildung \Rightarrow Bekomme viele e^\pm und Photonen
 - * Nur 2 mögliche Prozesse \Rightarrow EM-Schauer mit selben Ausgangsbedingungen sehen ähnlich aus
 - Schauer endet bei $E_e < E_c$: Bremsstrahlung/Paarbildung dominiert nicht mehr, Ionisation wichtig
 - * E_c definiert durch $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{brems}}|_{E_c} = \left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{ion}}|_{E_c}$
 - * Für $E > E_c$ dominiert Bremsstrahlung und EM-Schauer bildet sich
 - * Für $E < E_c$ dominiert Ionisation(e^\pm) bzw Comptonstreuung/Photoeffekt(Photonen) und Schauer pflanzt sich nicht weiter fort
 - Heitler-Modell für longitudinales Schauerprofil

- * Idee: Paarbildung und Bremsstrahlung haben selbe Längenskala X_0 , Energie wird gleichmäßig verteilt
 - Eigentlich haben Paarbildung und Bremsstrahlung leicht unterschiedliche Längenskalen (Faktor $\frac{7}{9}$) und die Energieabnahme folgt einer Verteilung
- * Ergebnisse für ein Primärteilchen mit Energie E_0 : Halbwertslänge $X_{1/2} = X_0 \log 2$, Schauer hat Länge $X_0 \log \frac{E_0}{E_c}$ und es entstehen $\frac{E_0}{E_c}$ Teilchen
- Empirisches Modell für longitudinales Schauerprofil: $\frac{dE}{dX} \propto E_0 X^\alpha e^{-\beta X}$ mit Parametern α, β
 - * $\propto X^\alpha$: Für kleine X dominiert Erzeugung sekundärer Teilchen durch Bremsstrahlung/Paarerzeugung
 - * $\propto e^{-\beta X}$: Für große X dominiert Absorption durch Ionisation/Photoeffekt
 - * Natürlich sind viele weiteren Modellierungen möglich
- Moliere-Theorie für transversales Schauerprofil (Moliere, 1947)
 - * Aussage: 90%(95%) der Energie wird im Moliere-Radius $R_M \approx \frac{21 \text{ MeV}}{E_c} \frac{X_0}{\rho} (2R_M)$ deponiert
- Typische Form des Schauers: Lang(im Vergleich zur Breite) und gleichmäßig
- Hadronischer Schauer
 - Anschaulich: Zerfall eines hochenergetischen Hadrons in viele Teilchen durch starke WW, EM-WW
 - Primärteilchen: Hochenergetisches Hadron
 - Mögliche Prozesse
 - * Prinzipiell entstehen bei hadronischen WW viele Teilchen \Rightarrow Hadronische Schauer sind umfangreich
 - * Häufigste Teilchen($\sim 90\%$) sind Pionen π^0, π^\pm
 - * Elektromagnetische Sub-Schauer können entstehen
 - Auslöser: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (dominant), $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu \rightarrow (e^\pm \nu_e \nu_\mu) \nu_\mu$
 - * Zerfall $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$ über schwache WW produziert Neutrinos (quasi nicht detektierbar)
 - * Großer Anteil von in hadronischen Schauern deponierter Energie ist nicht-detektierbar: Kern-Bindungsenergie, neutrale Teilchen (n, K_L^0)
 - * Viele möglichen Prozesse \Rightarrow Hadronische Schauer mit selben Anfangsbedingungen sehen sehr unterschiedlich aus
 - Typische Energieverteilung in einem hadronischen Schauer von einem 5 GeV Proton: Ionisationsenergie(40%), elektromagnetische Sub-Schauer(15%), Neutronen(10%), Photonen von Kern-Abregung(6%), nicht-detektierbare Energie(29%)
 - Hadronischer Schauer endet bei $E_c^{\text{had}} \sim \Lambda_{QCD} \approx 100 \text{ MeV}$
 - * Oberhalb von E_c^{had} : Starke Prozesse bzw Produktion neuer Hadronen
 - * Unterhalb von E_c^{had} : Zerfall der instabilen Hadronen, dominant ist $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$, elektromagnetische Subschauer laufen weiter bis $\sim 1 \text{ MeV}$
 - Typische Form des Schauers: Kurz(im Vergleich zur Breite) und ungleichmäßig

2.2 Elementare Detektoren

2.2.1 Blaskammer

- Funktionsprinzip (Nachweisprozess: Ionisation)
 - Aufbau: Kammer mit verflüssigtem Gas (zB H, ^2H , Kr, Xe) und niedrigem Druck
 - * Niedriger Druck \Rightarrow Temperatur der Flüssigkeit liegt im Bereich des Siedepunkts
 - * Geringe Zusatzenergie \Rightarrow Lokaler Phasenübergang flüssig zu gasförmig (Blasenbildung)
- 1. Kurz vor Teilchendurchlauf wird der Druck erniedrigt \Rightarrow Temperatur oberhalb des Siedepunkts
- 2. Hochenergetisches Teilchen ionisiert Atome \Rightarrow Gasblasen bilden sich entlang der Spur
- 3. Fotografiere Blaskammer aus unterschiedlichen Positionen \Rightarrow 3D-Aufnahme von der Teilchenbahn

4. Druck wird wieder erniedrigt \Rightarrow Temperatur unterhalb des Siedepunkts, Gasblasen verflüssigen sich

- Problem: Erhalte Bilder, keine Bits \Rightarrow Elektronische Auswertung schwierig
- Gleiches Prinzip mit umgekehrtem Prozess(Phasenübergang gasförmig zu flüssig): Nebelkammer

- Geschichte von Blasenkammern

- Entwickelt 1960 von Glaser
- Von 1960 bis 1980 wichtigster Detektortyp
- Ab 1980 zunehmend durch elektronische Detektoren ersetzt, da digitale Auswertung einfacher ist
- Heute fast nur noch zu Demonstrationszwecken eingesetzt

- Interpretation von Blasenkammer-Aufnahmen

- Geladene Teilchen = Spuren in der Blasenkammer(Ionisation nur für geladene Teilchen)
 - * Ladungsvorzeichen des Teilchens aus Krümmung der Bahn im Magnetfeld
 - * Impuls des Teilchens aus Radius der Bahn im Magnetfeld $p = rqB$
 - * Spiralbahnen mit abnehmendem Radius, da die Teilchen auf ihrer Kreisbahn abgebremst werden
- Mehrere Spuren(geladene Teilchen) entstehen aus dem Nichts \Rightarrow Hinweis auf Zerfall eines neutralen Teilchens

2.2.2 Gasgefüllte Detektoren

- Funktionsprinzip(Nachweisprozess: Ionisation)

- Aufbau: Gasgefüllte Kammer mit Anode, Kathode und Beschleunigungsspannung dazwischen
 - * Zählgas: Hoher/geringer Wirkungsquerschnitt für Ionisation/Rekombination
 - * Löschgas(zB CO_2): Hoher Wirkungsquerschnitt für Absorption von UV-Photonen
 - * Verwende in der Praxis spezielle Gasmischungen, um den Detektor zu optimieren

1. Hochenergetisches Teilchen ionisiert ein Zählgas-Molekül

2. Entstandenes Elektron wird zur Anode beschleunigt

- Hohe Beschleunigungsspannung \Rightarrow Elektron kann weitere Moleküle ionisieren(Sekundärionisation)
- Angeregte Ionen emittieren UV-Photonen, die verzögert(!) weitere Atome ionisieren können \Rightarrow Nicht erwünscht, verwende deshalb ein "Löschgas", das UV-Photonen absorbiert
- Ionen werden auch beschleunigt, aber deutlich langsamer(Faktor 10^3) und geben ihre Energie daher schnell über Kollisionen mit anderen Molekülen wieder ab

3. Bewegtes Elektron erzeugt eine Spannung in der Anode durch Induktion

- Elektronen werden NICHT von der Anode aufgenommen(weit verbreitete Fehlinterpretation)

- Betriebsmodi für zunehmende angelegte Beschleunigungsspannung

1. Rekombination: Getrenntes Elektron/Ion-Paar rekombiniert und Elektron kommt nicht bis zur Anode
 - Nicht sinnvoll für Teilchendetektoren, da nichts gemessen wird
2. Ionisationskammer: Elektronen aus Primärionisation kommen an Anode an, keine Sekundärionisation
3. Proportionalbereich: Anzahl der Sekundärionisationen proportional zur Stärke der Primärionisation
 - Optimal für Teilchendetektoren, da außer Teilchenmessung auch Energiemessung möglich ist
4. Plateaubereich: Nach einer Primärionisation wird gesamtes Gas sekundär ionisiert(nicht proportional)
5. Gasentladung: Spannung ionisiert das Gas und Strom fließt auch ohne Primärionisation
 - Nicht sinnvoll für Teilchendetektoren, da auch ohne hochenergetisches Teilchen ein Strom fließt

- Realisierungen im Strahlenschutz

- Im Strahlenschutz nur an Anzahl der Ionisationen interessiert \Rightarrow Benötige Proportionalbereich nicht
- Ionisationskammer(Ionisationskammer-Bereich) ist Prototyp eines gasgefüllten Detektors
- Geiger-Müller-Zählrohr(Plateau-Bereich) ist optimal für Strahlenschutz
 - * Muss nach einer Ionisation $\sim 100 \mu\text{s}$ die Spannung herunterfahren, damit der Durchbruch abklingt \Rightarrow Lange Totzeit
- Realisierungen in Teilchenphysik
 - Alle Realisierungen arbeiten im Proportionalbereich
 - Proportionalzählrohr(...) \Rightarrow Spezielle Experimente
 - * Aufbau: Minimaler gasgefüllter Detektor(Kathode, Anode, Gas) im Proportionalbereich
 - * Anwendung: Nachweis einzelner Teilchen für spezielle Experimente
 - Vieldrahtkammer/MWPC \Rightarrow Spurdetektor
 - * Aufbau: Kathodengehäuse und viele Anodendrähte(Lagen abwechselnd senkrecht zueinander)
 - Benötige mindestens 2 Ebenen für Ortsinformation und mindestens 4 Ebenen für Impulsinformation
 - * Typisch: Drahtabstand $\sim 1 \text{ mm}$, Ortsauflösung $\sim 1 \text{ mm}$ (Drahtdurchmesser $\sim 100 \mu\text{m}$)
 - * Auflösungsbegrenzung durch Mindestabstand zwischen den Drähten
 - Drähte dürfen sich nicht berühren, sonst keine Orts-Information
 - Drähte verbiegen sich durch elektrostatische Abstoßung und Gravitation
 - Driftkammer/**Drift Chamber (DC)** \Rightarrow Spurdetektor
 - * Aufbau: Vieldrahtkammer mit größeren Drahtabständen, messe zusätzlich Zeitdifferenz zwischen Teilcheneingang und Signal(Driftzeit)
 - Am Collider finden Kollisionen zu bekannten Zeiten statt \Rightarrow Kann daraus die Teilchendurchgangszeit bestimmen
 - Muss Gas-Eigenschaften gut kontrollieren können(bestimmen die Driftgeschwindigkeit)
 - Trick: Zusätzliche Korrektur-Drähte(keine Hochspannung) verwenden, um ein homogeneres E-Feld zu erzeugen \Rightarrow Verringert Unsicherheit der Driftgeschwindigkeit
 - * Zeitinformation \Rightarrow Bessere Ortsauflösung als in der Vieldrahtkammer bei gleicher Anzahl Drähte
 - * Typisch: Drahtabstand $\sim 5 \text{ mm}$, Ortsauflösung $\sim 50 \mu\text{m}$
 - Zeitprojektionskammer/**Time Projection Chamber (TPC)** \Rightarrow Spurdetektor
 - * Aufbau: Anode und Kathode als parallele Platten, Anode besteht aus mehreren senkrecht zueinander angeordneten Vieldrahtkammer-Platten, messe zusätzlich Driftzeit
 - * Bestimme Ebenen-Koordinate aus Draht-Information(sehr gute Auflösung) und Koordinate entlang des E-Felds aus der Driftzeit(mäßig gute Auflösung)
 - * Vorteil: Ähnlich gute Information wie Driftkammer mit weniger Drähten(nur auf Endplatten statt im ganzen Bereich) und weniger Material im Detektor

2.2.3 Halbleiterdetektoren

- Funktionsprinzip(Nachweisprozess: Ionisation)
 - Anschaulich: Gleiche Idee wie Photodiode, aber mit maximal großer Verarmungszone
 - Aufbau: pn-Übergang mit Spannung in Sperrrichtung
 - * Wähle Spannung in Sperrrichtung so groß, dass die Verarmungszone der gesamte Halbleiter ist
 - Bei Raumtemperatur dominieren im Halbleiter thermisch erzeugte Ladungsträger über das Signal \Rightarrow Muss thermisch erzeugte Ladungsträger durch Verarmungszone entfernen
1. Teilchen erzeugt durch Ionisation ein Elektron-Loch-Paar in Verarmungszone
 2. Freie Ladungsträger driften wegen Feld in Verarmungszone zu deren Rand und erzeugen dort eine Spiegelladung in der Dotierung

- Ladungsträger können nicht weiter als bis zum Rand der Verarmungszone driften, da sie dort nicht weiter beschleunigt werden
- Spiegelladung in der Dotierung verursacht messbaren Strom
- Keine Signalverstärkung(im Gegensatz zur **Avalanche PhotoDiode (APD)**), da hier auch Energie gemessen werden soll
- Pixeldetektoren vs Streifendetektoren
 - Streifendetektor: Länglicher Halbleiterdetektor \Rightarrow Messung wie mit Drähten
 - * Bei hohen Raten können mehrere Teilchen gleichzeitig einen Streifendetektor ionisieren \Rightarrow Messe zusätzliche Teilchen(“Ghosts”)
 - Pixeldetektor: Etwa quadratischer Halbleiterdetektor \Rightarrow Erlaubt einzelne Messpunkte
 - * Funktioniert auch bei hohen Raten(eindeutige Ortszuordnung), ist aber aufwändiger zu betreiben(teurer, mehr Auslesekanäle)
- Auflösungen bis $\sim 10\ \mu\text{m}$ möglich
 - Kann Bauteile in einem Halbleiter präziser anordnen als Drähte in einer Drahtkammer
 - Halbleiterdetektoren lohnen sich nur, wenn Auflösung nicht durch Vielfachstreuung begrenzt ist

2.2.4 Szintillatoren

- Funktionsprinzip(Nachweisprozess: Atomare Anregungen)
 - Aufbau: Szintillator ist ein Festkörper mit so gewählten Anregungszuständen, dass er bei Abregungen sichtbares Licht emittiert
 - 1. Festkörper durch hochenergetisches Teilchen angeregt oder ionisiert
 - 2. Angeregter Festkörper durch Emission von Photonen(sichtbarer Bereich) abgeregt
 - 3. Photonen mit Photodetektor(**PhotoMultiplier Tube (PMT)**/**APD**) nachweisen
- Verwendete Materialien
 - Optimale Materialeigenschaften
 - * Hohe Lichtausbeute: Hohe Lichtausbeute vereinfacht Detektion der emittierten Photonen
 - * Linearer Response: Durch Photonen emittierte Energie soll proportional zur deponierten Energie sein
 - * Transparenz bezüglich emittiertem Licht: Emittiertes Licht soll nicht direkt wieder absorbiert werden
 - * Timing: Schnelle Emission der Photonen und kurze Abklingzeit
 - Anorganischer Szintillator(dotierter Kristall mit Farbzentrum)
 - * Übergang zwischen Atomorbitalen(zB NaI, PbWO_4)
 - * Hohe Lichtausbeute, lange Abklingzeiten, teuer(Züchtung)
 - Organischer Szintillator
 - * Übergang zwischen Molekülorbitalen(zB Aromaten)
 - * Geringe Lichtausbeute, kurze Abklingzeiten, günstig
 - * Benötige “Wellenlängenschieber”, um die vom Szintillator emittierten UV-Photonen in den sichtbaren Bereich zu verschieben

2.2.5 Photodetektoren

- Verwende Photodetektoren zur Detektion von niederenergetischen(sichtbar/UV) Photonen
 - Typische Verwendung in Kombination mit einem Szintillator oder zur Detektion von Cherenkov-Photonen \Rightarrow Photonen im sichtbaren Bereich oder UV-Bereich
 - Photodetektoren können nur niederenergetische Photonen messen, da sie auf dem Photoeffekt beruhen und der für hochenergetische Photonen vernachlässigbar ist
 - Optimierung auf Detektion einzelner Photonen(keine Anzahl-/Energiesmessung) \Rightarrow Arbeite mit Signalverstärkung
 - * Stelle maximale Verstärkung ein, unabhängig von Primärenergie des Teilchens
- Photomultiplier Tube / **PMT**(Nachweisprozess: Photoeffekt)
 - Anschaulich: Nachweis von Photonen mit Elektronik(“Elektriker-Lösung”)
 - Funktionsprinzip
 1. Einfallendes Photon schlägt an Photokathode durch Photoeffekt ein Elektron aus
 - * Verwende Alkalimetalle für Photokathode(geringe Ionisationsenergie)
 2. Elektron wird zu Elektroden(Dynoden) mit zunehmendem Potential beschleunigt und schlägt dort mehrere(~ 5) Elektronen aus \Rightarrow Verstärkungseffekt
 - Typisch: Verstärkung um 10^6 in ~ 50 ns
 - Problem: Verstärkungsfaktor im Magnetfeld abhängig von der Ausrichtung der Verstärkungsröhre wegen zusätzlicher Ablenkung \Rightarrow Verwende **PMTs** nicht im Magnetfeld
- Avalanche-Photodiode / **APD**(Nachweisprozess: Photoeffekt)
 - Anschaulich: Nachweis von Photonen in Halbleitern durch geschickte Dotierung(“Halbleiter-Lösung”)
 - Funktionsprinzip
 - * Gleiches Prinzip wie normale Halbleiterdetektoren, aber mit Verstärkungsbereich, da niederenergetische Teilchen detektiert werden und die kein makroskopisches Signal verursachen
 - * Aufbau: pn-Übergänge mit Spannung in Sperrrichtung kurz vor Lawinendurchbruch(große Raumladungszone), Dotierung bewirkt dass Spannung in einem kleinen Bereich(Verstärkungsbereich) stark ansteigt
 - 1. Einfallendes Photon ionisiert ein Atom in der Verarmungszone
 2. Ladungsträger werden zur passenden Dotierung beschleunigt, im Verstärkungsbereich werden zusätzliche Ladungsträger ausgeschlagen
 3. Verursachte Spiegelladung außerhalb der Raumladungszone ist als Strom messbar
 - Typisch: Verstärkung um 10^2 in ~ 1 ns
 - Sehr genau(einzelne Photonen detektierbar)
 - Unempfindliche gegen Magnetfelder, da externe Magnetfelder durch lokale Magnetfelder im Halbleiter abgeschirmt werden
- Weiteren Realisierungen üblich je nach Anwendungsbereich

2.2.6 Cherenkov-Detektoren

- Aufbau von Cherenkov-Detektoren
 1. Medium, das bei Teilchendurchlauf Cherenkov-Strahlung emittiert
 - Wichtige Eigenschaft des Mediums: Brechungsindex
 2. Photodetektor zur Detektion der Cherenkov-Photonen
 - Herausforderung: Teilchen mit passendem Brechungsindex finden, dass nur interessante Teilchen Cherenkov-Strahlung emittieren

- * Üblich: Verwende Aerogele/Schaum \Rightarrow Brechungsindex im Bereich zwischen Gasen und Festkörpern
- Cherenkov-Schwellenzähler
 - Idee: Detektor macht Ja/Nein-Aussage, ob das durchlaufende Teilchen $\beta > \frac{1}{n}$ erfüllt
 - Herausforderung: Material mit passendem Brechungsindex finden
 - * Benötige für Teilchen mit $\beta \approx c$ Material mit $n \approx 1 \Rightarrow$ Verwende leichte Materialien (zB Schäume)
 - Auflösungsbeschränkung durch Emission von Photonen von Teilchen mit $\beta < \frac{1}{n}$ (Zerfall in Teilchen mit $\beta > \frac{1}{n}$, Szintillationslicht, δ -Elektronen aus Ionisation)
 - Realisierung: Mehrere Materialien mit abnehmendem Brechungsindex hintereinander \Rightarrow In welchen Materialien werden Cherenkov-Photonen emittiert?
- Differenzieller Cherenkov-Zähler (Differential Cherenkov Counter (DISC))
 - Idee: Obere Schranke $\frac{1}{\sqrt{n^2-1}}$ an β von Cherenkov-Photonen emittierendem Teilchen mit Totalreflektion zusätzlich zur unteren Schranke $\frac{1}{n}$ für Cherenkov-Effekt
 - * Detektionsidee: Totalreflektierte Cherenkovstrahlung nur von Teilchen mit $\frac{1}{n} < \beta < \frac{1}{\sqrt{n^2-1}}$
 - Aus Cherenkov-Bedingung $\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n}$ und Totalreflektions-Bedingung $\sin \theta_c < \frac{1}{n}$ folgt $\beta < \frac{1}{\sqrt{n^2-1}}$
 - * Grenzfläche muss ungefähr parallel zum Teilchenstrahl verlaufen, damit Rechnung funktioniert
 - * Totalreflektion nur möglich für $n > \sqrt{2}$
 - Realisierung: Länglicher zylindrischer Kristall mit Photon-Detektor am Ende
 - * Wähle Brechungsindex des Kristalls so, dass interessanter Geschwindigkeitsbereich eingeschränkt wird
- Ring-Abbildender Cherenkov-Zähler (Ring Imaging Cherenkov Detector (RICH))
 - Idee: Ganzen Cherenkov-Ring messen und damit Cherenkov-Winkel $\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta}$ bestimmen
 - * Muss Abstand vom Medium zum Detektor kennen, um θ_c bestimmen zu können
 - * Ring immer leicht verschwommen, da an unterschiedlichen Positionen emittierte Cherenkov-Photonen beitragen
 - Kann Teilchenmasse bestimmen mit bekanntem Impuls $p = \beta \gamma m c$ und β aus $\beta = \frac{1}{n \cos \theta_c}$
 - Auflösungsbeschränkung durch Verschmierung des Rings durch unterschiedliche Abstände zum Emmissionsort der Cherenkov-Strahlung
- Bsp für Cherenkov-Detektoren und deren aktive Medien: IceCube(Eis), Pierre-Auger(Wasser), Super-K(Wasser), LEP(speziell entwickelte Gase/Flüssigkeiten), Luftschauer(Luft)

2.2.7 Übergangsstrahlungsdetektoren/TRD

- Idee: Lorentzfaktor γ aus Messung der Strahlungsintensität für viele Übergänge
- Funktionsprinzip
 - Aufbau: Viele dünne Folien hintereinander, Ionisations-Detektor(gasgefüllter Detektor oder Halbleiterdetektor) hinter den Folien
 - * Viele dünnen Folien, da jede Folie $\sim 1\%$ Wahrscheinlichkeit für Emission von Übergangs-Photonen hat
 - * Detektor hinter den Folien, da Übergangs-Photonen bevorzugt in Vorwärtsrichtung emittiert werden
 - * Typische Energie von Übergangs-Photonen ~ 10 keV \Rightarrow Benötige Ionisations-Detektor
- 1. Hochenergetisches Teilchen durchquert Folien und emittiert Übergangs-Photonen
- 2. Nachweis von Übergangs-Photonen mit Ionisations-Detektor
 - Bestimme γ aus der Intensität der Übergangsstrahlung

2.3 Detektorsysteme

2.3.1 Klassifikation von Detektorsystemen

- Idee: Kombiniere elementare Detektoren zu einem Detektorsystem, das alle nötigen Teilcheneigenschaften misst
 - Eigenschaften des Detektorsystems hängt vom Ziel des Experiments ab \Rightarrow Viele Abwägungen nötig
- Vielzweck-Detektorsysteme vs spezialisierte Detektorsysteme
 - Vielzweck-Detektorsysteme: Will möglichst alle ablaufenden Prozesse im Detektor verstehen
 - * Benötige viele Subdetektoren \Rightarrow Muss Kompromisse zwischen den verschiedenen Messungen machen
 - Spezialisierte Detektorsysteme: Will nur wenige Teilcheneigenschaften messen, diese aber mit hoher Präzision
 - * Benötige meist nur manche Detektortypen und kann diese entsprechend besser designen
- Beschleuniger vs kein Beschleuniger
 - Experimente mit Beschleuniger
 - * Idee: Erzeuge hochenergetische Teilchen selbst \Rightarrow Kann Strahleigenschaften(Energie, Intensität etc) perfekt kontrollieren \Rightarrow Experiment unter Laborbedingungen
 - * Beschränkt durch Technologie und verfügbaren Platz für den Beschleuniger
 - Experimente ohne Beschleuniger
 - * Möglichkeit 1: Verwende hochenergetische Teilchen aus kosmischer Strahlung
 - Vorteil: Teilchen in kosmischer Strahlung können viel höhere Energien haben, als Beschleuniger auf der Erde erreichen können
 - Nachteil: Hochenergetische Teilchen in kosmischer Strahlung haben geringe Intensität(Events pro Monat) \Rightarrow Benötige großen Detektor
 - Nachteil: Teilchen aus kosmischer Strahlung wechselwirken mit der Atmosphäre \Rightarrow Versuch nicht unter "Laborbedingungen"
 - * Möglichkeit 2: Untersuche Teilchen, die nicht beschleunigt werden müssen
 - Bsp: Neutrino-Detektoren, Dunkle-Materie-Detektoren
- Fixed-Target vs Collider
 - Beide Detektortypen machen nur Sinn, wenn man einen Beschleuniger verwendet und damit einen Teilchenstrahl mit kontrollierbaren Eigenschaften hat
 - Fixed-Target: Nur ein Kollisionspartner bewegt
 - * Typischer Aufbau: Schieße Teilchenstrahl auf Materialblock
 - * Kollisionsprodukte bevorzugt in eine Richtung \Rightarrow Benötige Vorwärtsspektrometer
 - Collider: Beide Kollisionspartner sind bewegt
 - * Typischer Aufbau: Zwei Teilchenstrahlen mit gegenläufiger Richtung in einem Beschleuniger, Strahlen laufen an einem oder mehreren Kollisionspunkten zusammen
 - * Mit gleicher Beschleunigungsstruktur ist doppelte Energie erreichbar im Vergleich zu Fixed-Target-Experimenten
 - * Kollisionsprodukte ohne Vorzugsrichtung \Rightarrow Benötige 4π -Detektor(deckt vollen Raumwinkel ab)
 - Asymmetrischer Collider: Beide Kollisionspartner bewegt, aber mit unterschiedlicher Energie
 - * Anschaulich: Kompromiss zwischen Fixed-Target-Experiment und Collider
 - * Kollisionen von unterschiedlichen Teilchen meist mit asymmetrischem Collider(zB $e^{\pm}p$ -Collider)
 - * Vorteil: Schwerpunktssystem ist relativ zum Laborsystem geboostet \Rightarrow Teilchen haben längere Zerfallslängen als im Collider(hier Schwerpunktssystem = Laborsystem)
 - Wichtig für B-Fabriken, damit Zerfallslängen von B-Mesonen im Spurdetektor auflösbar sind

- e^+e^- -Collider vs Hadron-Collider

- e^+e^- -Collider \Rightarrow Präzisionsmaschine

- * Hohe Präzision möglich, da Elementarteilchen kollidiert werden
 - * Wenig Entdeckungspotential, da Energiebereich präzise eingestellt wird und e^\pm nicht so hoch beschleunigt werden können
 - Indirektes Entdeckungspotential über Loop-Effekte
 - * Fundamentaler Prozess $e^+e^- \rightarrow X \rightarrow x\bar{x}$
 - Austauschboson $X \in \{\gamma, Z, h\}$: Für kleine Energien dominiert γ -Austausch, ab 40 GeV wachsender Anteil durch Z -Austausch
 - $x\bar{x}$ mit x ist Teilchen/Antiteilchen-Paar, das bei der jeweiligen Energie erzeugt werden kann (Quarks, Leptonen, W-Bosonen)
 - Resonanz im Wirkungsquerschnitt, wenn reelles Austauschboson erzeugt werden kann (Z -Resonanz, Quarkonia-Resonanzen $\rho/\omega, \phi, J/\psi, \Upsilon$)
 - Schwelle im Wirkungsquerschnitt, wenn Energie für Erzeugung neuer Mesonen genügt
 - * Anderer Prozess: e^+e^- tauschen virtuelles $\bar{\nu}_e$ im t-Kanal aus

- Hadron-Collider \Rightarrow Entdeckungsmaschine

- * Hadronen können auf hohe Energien beschleunigt werden \Rightarrow Entdeckungsmaschine, da reelle neue Teilchen produziert werden können
 - * Beschränkte Präzision, da komplexer Faktorisierungsprozess in Vorhersagen eingeht

2.3.2 Kinematik am Collider

- Koordinatensystem

- Wähle Strahlachse = z-Achse
 - Collider hat Zylinder-Symmetrie \Rightarrow Nützliche Zerlegung $\vec{p} = \begin{pmatrix} \vec{p}_T \\ p_z \end{pmatrix}$ mit Transversalimpuls $\vec{p}_T = \begin{pmatrix} p_x \\ p_y \end{pmatrix}$
 - Polarwinkel θ mit $\cos \theta = \frac{p_z}{|\vec{p}|}$
 - Azimutwinkel ϕ mit $\sin \phi = \frac{|\vec{p}_T|}{|\vec{p}|}$

- Schwerpunktsenergie $E_{\text{cm}} = \sqrt{(p_1 + p_2)^2}$ der Kollision

- Schwerpunktsenergie von zwei gegenläufigen Teilchen mit Massen $m_1 = m_2 = m$ und Energien $E_1 = E_2 = E$: $E_{\text{cm}} = \sqrt{(p_1 + p_2)^2} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} = \sqrt{(2E)^2 + 0} = 2E$

- Rapidität ω_z in $\beta_z = \tanh \omega_z$

- Anschaulich: Rapidität ist nützliche Redefinition des Boosts $\beta_z = \frac{v_z}{c}$ und damit ein Maß für den z-Impuls $p_z = \beta_z mc$
 - * Bin nur an Rapidität der z-Achse interessiert, da das die Strahlachse ist
 - * Rapidität ist lorentzinvariant, da β lorentzinvariant ist
 - Umformen liefert $\omega_z = \text{artanh} \beta_z = \frac{1}{2} \log \frac{E+p_z}{E-p_z}$ (verwende $c = 1$)

- Pseudorapidität $\eta = -\log \tan \frac{\theta}{2}$

- Anschaulich: Pseudorapidität ist gute Näherung für Rapidität im Grenzfall $m \ll E$ und deshalb nützlich am Hadron-Collider
 - Vorteil: Pseudorapidität hängt nur vom Polarwinkel ab, der ist einfach zu messen
 - Nachteil: Pseudorapidität ist für $m > 0$ ist nicht lorentzinvariant
 - * Lösung: Im Grenzfall $m \ll E$ gilt $\eta \approx \omega_z$ und die Abweichung von Lorentzinvarianz wird vernachlässigbar
 - Für masselose Teilchen ist $\eta = \omega_z$
 - * Folgerung: Im ultrarelativistischen Grenzfall $m \ll E$ gilt $\eta \approx \omega_z$

1. Für masselose Teilchen gilt $E = |\vec{p}|$ und damit $p_z = |\vec{p}| \cos \theta = E \cos \theta$

2. $\omega_z = \frac{1}{2} \log \frac{E+p_z}{E-p_z} = \frac{1}{2} \log \frac{1+\cos \theta}{1-\cos \theta} = \frac{1}{2} \log \left(\tan \frac{\theta}{2} \right)^{-2} = -\log \tan \frac{\theta}{2} = \eta$

* Verwende $\frac{1+\cos \theta}{1-\cos \theta} = \frac{\frac{1}{2} \cos^2 \frac{\theta}{2}}{\frac{1}{2} \sin^2 \frac{\theta}{2}} = \left(\tan \frac{\theta}{2} \right)^{-2}$

• Unterschiede zwischen e^+e^- -Collider und Hadron-Collider

- e^+e^- -Collider: Elementarteilchen werden kollidiert $\Rightarrow p_z = 0$ im Anfangszustand
 - * Kann am e^+e^- -Collider Impulserhaltung entlang der z-Achse verwenden
- Hadron-Collider: Zusammengesetzte Teilchen werden kollidiert $\Rightarrow p_z$ unbekannt im Anfangszustand
 - * Für das kollidierende Teilchen ist p_z unbekannt, da die einzelnen Partonen unterschiedliches p_z haben können
 - Lösung: Bei hohen Energien ($m \ll E$) gilt $\eta \approx \omega_z \Rightarrow$ Verwende η zur Bestimmung von $p_z = \beta \gamma m c$

2.3.3 Spurdetektor - Tracking

• Hauptaufgabe: Impulsmessung für geladene Teilchen durch Ionisation

- Funktioniert nur für geladene Teilchen, da nur geladene Teilchen ionisieren

1. Ionisations-Detektoren (gasgefüllter Detektor/Halbleiterdetektor) für Ortsmessung

- Ergebnis: Liste von Punkten, an denen Teilchen detektiert wurden \Rightarrow Kann Teilchenbahn rekonstruieren

2. Spurdetektor ist im Magnetfeld \Rightarrow Kann Impuls aus Krümmungsradius der Spuren bestimmen

- Funktioniert nur für geladene Teilchen, da nur geladene Teilchen im Magnetfeld abgelenkt werden

- Teilchenimpulse sind essentiell für die Auswertung \Rightarrow Gute Auflösung nötig

• Nebenaufgaben je nach Detektor-Optimierung

- Flugzeitmessung (**Particle IDentification (PID)**): Spurdetektor optimiert auf präzise Messung der Zeitpunkte der Events
- Verzögerte Zerfälle auflösen \Rightarrow Zusatzinformation über Kollision
 - * Hadronen mit b- oder c-Quarks und τ^\pm haben Zerfallslängen im μm -Bereich \Rightarrow Mit darauf optimiertem Spurdetektor und asymmetrischem Collider auflösbar
 - * Wichtig in spezialisierten Detektoren (zB B-Fabriken)

• Typischer Aufbau eines Spurdetektors

- Ionisations-Detektoren sind in mehreren Schichten angeordnet \Rightarrow Jede Teilchenspur führt zu einem Hit in jeder Schicht
 - * Gesamten Bereich mit Detektoren auszufüllen wäre sehr aufwändig
 - * Lasse Detektoren überlappen, um evtl schlechtere Empfindlichkeit am Rand des Detektors auszugleichen
 - * Innere Schichten: Detektoren mit hoher Ortsauflösung (Pixeldetektoren)
 - * Äußere Schichten: Detektoren mit großem Abdeckungsbereich (paarweise senkrecht zueinander angeordnete Streifendetektoren)
- Aufbau befindet sich im homogenen Magnetfeld, um Impulsmessung zu ermöglichen
 - * Magnetfeld muss näherungsweise homogen sein, damit $p_t = qBR$ gilt
 - * Verwende möglichst starkes Magnetfeld, um Impulsauflösung zu optimieren
- Leistungszahlen eines Spurdetektors
 - * Ortsauflösung σ_{xy} einzelner Hits (typisch $\sim 10 \mu\text{m}$)
 - Eigenschaft der elementaren Detektoren

- * Impulsauflösung $\frac{\sigma_{pt}}{p_t}$ (typisch $\frac{\sigma_{pt}}{p_t} \sim 10^{-3} \frac{p_t}{\text{GeV}}$)
 - Eigenschaft des gesamten Detektors (elementare Detektoren, Anordnung der elementaren Detektoren und Magnetfeld)
- Ortsmessung \Rightarrow Spur- und Vertex-Rekonstruktion
 - Input: Treffer aus den Ionisations-Detektoren (“hits”)
 1. Track finding: Gesamtliste der hits in Listen für einzelne Teilchenspuren zerlegen
 - Schwierigkeit: Mehrere überlappende Teilchenspuren möglich
 2. Track fitting: Finde optimale Teilchenspuren aus χ^2 -Minimierung der Abweichungen der hits von den vorgeschlagenen Teilchenspuren
 3. Vertex fit: Gemeinsame Ursprungsorte (vertices) der Teilchenspuren bestimmen \Rightarrow Liste von Teilchenspuren, die zum selben Prozess gehören
 - Unsicherheit auf Ortsmessung σ_{xy} ist Detektor-Eigenschaft
- Impulsmessung aus Ortsmessung und Magnetfeld
 - Grundlage: Spur mit Krümmungsradius R im Magnetfeld B gehört zu einem Teilchen mit Ladung q und Impuls $p_t = qBR$
 - * Bestimme mit dieser Methode Impulskomponente senkrecht zum Magnetfeld (p_t), da diese Impulskomponente maximal abgelenkt wird
 - Impulsmessung ist Ausgangspunkt für Rekonstruktion der Prozesse im Kollisionspunkt
 - * Bsp: Reelles Z am Kollisionspunkt \Rightarrow Kollisionsprodukte haben Schwerpunktsenergie $E_{\text{cm}} = m_Z$
- Unsicherheiten auf Impulsmessung $\frac{\sigma_{pt}}{p_t} = \left(\frac{\sigma_{pt}}{p_t}\right)_{\text{det}} + \left(\frac{\sigma_{pt}}{p_t}\right)_{\text{ms}}$
 - Anschaulich: $\frac{\sigma_{pt}}{p_t}$ hat Beiträge durch Detektorauflösung σ_{xy} und Vielfachstreuung, die je nach Impulsbereich mehr oder weniger Einfluss haben
 - Bestimme Impuls p_t aus der Bahnkrümmung $\rho = \frac{1}{R}$ mit $p_t = \frac{qB}{\rho} \Rightarrow$ Mit Gauß-Fehlerfortpflanzung folgt $\frac{\sigma_{pt}}{p_t} = \frac{\sigma_\rho}{\rho} = \frac{p_t}{eB} \sigma_\rho \propto \frac{p_t}{B} \sigma_\rho$
 - Beitrag durch Positionsunsicherheit des Detektors σ_{xy} : $\left(\frac{\sigma_{pt}}{p_t}\right)_{\text{det}} \propto \frac{p_t}{BL^2} \frac{1}{\sqrt{N+4}} \sigma_{xy}$
 - * Anschaulich: Großer Detektor und starkes Magnetfeld ($\propto \frac{1}{BL^2}$) wichtiger als viele Messpunkte ($\propto \frac{1}{\sqrt{N+4}}$)
 - * Proportionalität $\sigma_\rho \propto \frac{\sigma_{xy}}{L^2}$ folgt aus Geometrie-Überlegung
 - * Detektorunsicherheit dominiert bei großen Impulsen wegen $\propto p_t$
 - Beitrag durch Positionsunsicherheit durch Vielfachstreuung $\left(\frac{\sigma_{pt}}{p_t}\right)_{\text{ms}} \propto \frac{1}{B\sqrt{LX_0}}$
 - * Proportionalität $\sigma_\rho \propto \frac{1}{\sqrt{L}}$ folgt aus Poisson-Statistik (Vielfachstreuung als Zählexperiment)
 - * Unsicherheit durch Vielfachstreuung dominiert bei kleinen Impulsen wegen $\propto (p_t)^0$
 - Weitere Effekte durch Material im Detektor
 - * δ -Elektronen machen Kreisbahn mit Radius über mehrere Detektorzellen
 - * Start von EM-Schauern (Bremsstrahlung/Paarbildung) im Spurdetektor
 - In der Praxis: Spur-Parameter werden durch einen Fit bestimmt, der Materialeffekte berücksichtigt \Rightarrow Fit liefert Mittelwerte und Unsicherheiten der Parameter
 - Typische Werte: $\frac{\sigma_{pt}}{p_t} \sim 10^{-3} \frac{p_t}{\text{GeV}}$
 - Typisch (zB CMS): Größter Beitrag zur Impulsunsicherheit durch Vielfachstreuung im Spurdetektor
 - * Verwende Material mit möglichst kleinem Z , um Vielfachstreuung zu unterdrücken
 - * Bsp: Strahlrohr bei CMS aus ^4Be (giftig und schwer zu verarbeiten, aber $Z = 4$)
- Gasgefüllte Detektoren vs Halbleiter-Detektoren

- Gasgefüllte Detektoren \Rightarrow Bevorzugt bei geringen Teilchenenergien
 - * Wenig Material im Detektor \Rightarrow Geringere Auflösungsbeschränkungen durch Vielfachstreuung \Rightarrow Gut für geringe Teilchengeschwindigkeiten
 - * Kann einfach große Flächen abdecken (Gas billig, Halbleiterdetektor teuer)
- Halbleiter-Detektoren \Rightarrow Bevorzugt für hohe Teilchenenergien und hohe Teilchenraten
 - * Geringe Ionisierungsenergien (nur $\sim 3 \text{ eV}$ statt $\sim 30 \text{ eV}$) \Rightarrow Stärkeres Signal und bessere Auflösung
 - * Signal trifft sehr schnell nach Teilchendurchlauf ein ($\sim 1 \text{ ns}$) \Rightarrow Schneller als gasgefüllte Detektoren mit Driftgeschwindigkeiten $\sim 1 \frac{\text{cm}}{\mu\text{s}}$ (wichtig bei hohen Raten wie am LHC)
 - * Strahlungsschäden bei Halbleiterdetektoren gut kontrollierbar (bei gasgefüllten Detektoren nicht)

2.3.4 Kalorimeter

- Idee: Bremse Teilchen mit Absorber ab und bestimme Energie aus den Zerfallsprodukten
 - Zerfallsprodukte haben niedrigere Energie \Rightarrow Kann Energie mit herkömmlichen Methoden (Szintillator und Photon-Detektor) messen
 - * Kalorimeter im Magnetfeld \Rightarrow Verwende Halbleiter-Photodetektoren, um keine Probleme mit dem Magnetfeld zu bekommen
 - * Verwende Heitlermodell (gleichmäßige Energieabgabe) zum Verständnis des Schauers und der Energiebestimmung
 - Achtung: Berechne Energie des Primärteilchens nicht direkt aus Summe der Energien der Sekundärteilchen, sondern aus $E_{\text{primär}} = \alpha \sum_i E_{\text{sekundär},i}$ mit Faktor α aus Kalibration
 - * Proportionalität statt Gleichheit, da nicht alle sekundären Teilchen detektiert werden
 - Vorauswahl (Trigger-System) für detektierte Events, da die Datenmenge sonst zu groß wäre ($\sim \frac{\text{PB}}{\text{s}}$)
 - * Schnelle Elektronik im Kalorimeter wichtig, da hier sehr viele Events detektiert werden
 - * Lege mit Trigger-Software fest, welche Events gespeichert werden \Rightarrow Große Bedeutung
 - Analogie: Thermodynamik-Kalorimeter – Wandle Energie (chemische Energie/kinetische Energie) in einfacher messbare Form (Wärme/elektronisches Signal) um
- Unsicherheit der Energiemessung $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} + \frac{b}{E} + c$
 - Stochastischer Term $\propto \frac{1}{\sqrt{E}}$ durch Fluktuationen in Schauerentwicklung
 - * Schauer-Wechselwirkungen sind näherungsweise Zählexperiment \Rightarrow Unsicherheit $\sigma_E \propto \sqrt{N} \propto \sqrt{E}$ mit $N \propto E$
 - * a berücksichtigt auch Absorption von Teilchen im Absorberteil eines Sampling-Kalorimeters
 - Konstanter Term $\sigma_E \propto 1$ durch Rauschen in Ausleseelektronik
 - Kalibrationsterm $\sigma_E \propto E$ durch Kalibration der Energiemessung und sekundäre Teilchen, die den Kalorimeter verlassen
 - Unsicherheit bei niedrigen Energien idR vom stochastischen Term dominiert
 - * **Electromagnetic CALorimeter (ECAL):** $\frac{\sigma_E}{E} \sim 5\%$
 - * **Hadronic CALorimeter (HCAL):** $\frac{\sigma_E}{E} \sim 50\%$
- Homogenes Kalorimeter vs Sampling-Kalorimeter
 - Homogenes Kalorimeter: Selbes Material für Absorber und Szintillator
 - * Erschwerte Materialauswahl: Material muss absorbieren und Szintillator sein
 - Sampling-Kalorimeter: Unterschiedliche Materialien für Absorber und Szintillator
 - * Kompaktere Bauweise: Pure Absorber benötigen weniger Platz als Hybrid-Materialien
 - * Schlechtere Energieauflösung: Messe nur im Szintillator deponierte Energie, nicht die im Absorber deponierte Energie

- * Trick: Ordne Materiallagen nicht parallel an, sondern mit gezackter Grenze \Rightarrow Alle Teilchen durchqueren irgendwann einen aktiven Bereich
- Elektromagnetisches Kalorimeter(**ECAL**) vs hadronisches Kalorimeter(**HCAL**)
 - Grundlage für Unterscheidung: Elektromagnetische Wechselwirkungen und hadronische Wechselwirkungen finden auf anderer Längenskala statt($\lambda \gg X_0$) \Rightarrow Nachweis der zugehörigen Prozesse in zwei verschiedenen Kalorimetern
 1. Kleines Kalorimeter optimiert für e^\pm, γ (**ECAL**)
 2. Größeres(auf Kompaktheit optimiertes) Kalorimeter optimiert für Hadronen(**HCAL**)
 - Wähle Länge L so, dass ein Großteil der Wechselwirkungen im Kalorimeter stattfinden
 - * **ECALs** idR deutlich kürzer als **HCALs** wegen $\lambda \gg X_0$
 - * Typisch für **ECAL**: $L \sim 20X_0 \Rightarrow P \sim e^{-20} \sim 10^{-9}$
 - * Typisch für **HCAL**: $L \sim 5\lambda \Rightarrow P \sim e^{-5} \sim 10^{-3}$
 - * Faustregel: $L = nL_0$ mit $L_0 \in \{X_0, \lambda\} \Rightarrow$ Energieanteil von $P \approx e^{-n}$ verlässt den Kalorimeter
 - Typisch: **ECAL** als homogenes Kalorimeter, **HCAL** als Sampling-Kalorimeter
 - * **ECAL**: Benötigt wenig Platz \Rightarrow Kann mir Sampling-Kalorimeter bzw größeres X_0 leisten(bekomme verbesserte Energieauflösung)
 - * **HCAL**: Platzoptimierung wichtig \Rightarrow Benötige Sampling-Kalorimeter mit Absorber mit geringem λ

2.3.5 Teilchenidentifikations-Methoden(PID)

- Teilchenidentifikation = Bestimmung der Teilchenmasse
 - Streng genommen: Teilchen haben auch noch Quantenzahlen außer ihrer Masse
 - * Bsp: Spin, elektrische Ladung, ...
 - * Andere Quantenzahlen können meist sehr einfach bestimmt werden
 - Bsp: Elektrische Ladung aus Krümmung der Bahn im Spurdetektor
 - Realität: Verwende verschiedene **PID**-Methoden je nach Teilchen und Energiebereich
 - Anwendung: Bei der Teilchen-Rekonstruktion wird für jedes Teilchen ein **PID**-Wert $x \in [0, 1]$ bestimmt, der die Güte der Teilchenidentifikation angibt
- **PID** aus Signaturen im Vielzweck-Detektor
 - Idee: Teilchen wechselwirken unterschiedlich mit Materie \Rightarrow Betrachte Daten aller Subdetektoren und kann damit viele Möglichkeiten ausschließen
 - * Tolle Sache: Signatur-Information gibts gratis zu den Energie-/Impuls-Messungen dazu
 - * Besonderheit: Charakterisiere Teilchen über ihre Ionisations-Eigenschaften, nicht über ihre Masse
 - Alle anderen Methoden bestimmen die Geschwindigkeit der Teilchen und dann mit bekanntem Impuls die Masse
 - Mögliche Signaturen
 - * Photon: **ECAL**
 - * e^\pm : Spurdetektor, **ECAL**
 - * μ^\pm : Spurdetektor, Myon-Detektor
 - * Geladene Hadronen: Spurdetektor, **HCAL**
 - * Neutrale Hadronen: **HCAL**
 - Nachteil: Keine Unterscheidungen innerhalb der neutralen bzw geladenen Hadronen möglich
 - * Benötige dafür eine zusätzliche Massenmessung
- **PID** für geladene Teilchen über Geschwindigkeitsmessung
 - Idee: Bestimme Geschwindigkeit β oder γ und Impuls p (Spurdetektor) $\Rightarrow m = \frac{p}{\beta\gamma}$

- * Messung von β oder γ genügt wegen $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \beta = 1 - \frac{1}{\gamma^2}$
- * Verwende Relation $p = \beta\gamma m$ aus $p = mv$ mit relativistischer Ersetzung $m \rightarrow \gamma m$
- * Könnte auch $E = \gamma m$ und Ergebnis der Energiemessung(Kalorimeter) verwenden, aber Energiemessung ist meist deutlich ungenauer
- β aus Flugzeit-Messung
 - * Idee: Messe Zeitdauer T zwischen Signalen an Spurdetektor-Lagen mit Abstand $L \Rightarrow \beta = \frac{L}{T}$
 - * Benötigte geringe Unsicherheit in Zeitmessung($\sigma_T \lesssim 100$ ps)
 - Für niedrige Energien mit dafür optimierten Halbleiter-Detektoren erreichbar
- β aus spezifischem Energieverlust im Spurdetektor
 - * Idee: Bestimme β für Teilchen im $\langle -\frac{dE}{dX} \rangle \propto \frac{1}{\beta^2}$ -Bereich durch Fit an Bethe-Gleichung
 - Proportionalitätskonstante hängt nur von bekannten Größen ab(oder kann mit einem Kalibrations-Teilchen mit bekannter Masse bestimmt werden) \Rightarrow Kann β durch Fit bestimmen
 - * Funktioniert nur für Teilchen mit geringer Energie, da nur die sich im $-\frac{dE}{dX} \propto \frac{1}{\beta^2}$ -Bereich befinden
 - Geringe Energie bedeutet $p \sim 1$ GeV für Hadronen und $p \sim 10$ MeV für Elektronen
 - * Verbesserung: Messe $-\frac{dE}{dX}$ an unterschiedlichen Positionen, bilde Mittelwert der Messwerte
 - Berücksichtige Energieverluste durch δ -Elektronen(sehr hohes $-\frac{dE}{dX}$) nicht im Mittelwert \Rightarrow Höhere Präzision
- β aus Cherenkov-Detektor(RICH)
 - * Idee: Messe Öffnungswinkel θ_c des Cherenkov-Kegels \Rightarrow Finde β aus $\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta}$
- γ aus Übergangsstrahlungs-Detektor
 - * Idee: Messe Intensität der Übergangsstrahlung \Rightarrow Finde γ aus $I \propto \gamma$ mit bekanntem Vorfaktor
- **PID** für geladene Teilchen über Energie- und Impulsmessung(hohe Unsicherheit)
 - Naive Idee: Spurdetektor misst Impulsbetrag $|\vec{p}|$, Kalorimeter misst Energie $E \Rightarrow$ Masse aus $m = \sqrt{E^2 - |\vec{p}|^2}$
 - * Funktioniert nur für geladene Teilchen, da nur hier Impuls und Energie präzise gemessen werden können
 - Problem: Unsicherheiten der Impuls- und Energie-Messung sind zu groß
 1. Gauß-Fehlerfortpflanzung liefert $(m\sigma_m)^2 = (E\sigma_E)^2 + (p\sigma_p)^2$
 2. Typisch: $E, p \sim 10$ GeV, $m \sim 1$ GeV, $\frac{\sigma_p}{p} \sim 10^{-3}$, $\frac{\sigma_E}{E} \sim 10^{-1} \Rightarrow \sigma_m = \frac{1}{m} \sqrt{(E\sigma_E)^2 + (p\sigma_p)^2} \approx \frac{E\sigma_E}{m} \sim 1$ GeV
 3. Benötigte Unsicherheit für **PID**: $\sigma_m \sim 1$ MeV \Rightarrow Geht maximal schief

2.3.6 Vielzweck-Detektorsysteme

- Ziel von Vielzweck-Detektorsystemen: Alle Teilchen im Detektor rekonstruieren
 - "Vielzweck", da mit dem so erhaltenen vollständigen Datensatz Analyse aus vielen verschiedenen Bereichen möglich sind
 - Gegensatz zu spezialisierten Detektorsystemen(zB Neutrino-Detektoren)
 - Realität: Kann Eigenschaften aller Teilchen bestimmen, aber möglicherweise mit hohen Unsicherheiten \Rightarrow Auch Vielzweck-Detektoren haben gewisses Maß an Spezialisierung
- Ordne Komponenten nach zunehmendem Abstand vom Kollisionspunkt
 - Zwiebschalenartiger Aufbau am Collider, linearer Aufbau am Fixed-Target-Experiment

1. Spurdetektor

- Spurdetektor soll Teilchen nicht abbremsen, sondern nur Orte(und daraus Impulse) messen
- Spurdetektor am nächsten zum Kollisionspunkt und mit möglichst wenig Material, um Impulsunsicherheit durch Vielfachstreuung zu beschränken

- Vielfachstreuung steigt mit Materialbudget vor dem Detektionspunkt
- Verwende hier bevorzugt Halbleiterdetektoren wegen der geringeren Unsicherheit

2. Kalorimeter

- Kalorimeter soll Teilchen maximal abbremesen und durch die Rückstände deren Energie messen
 - Verwende möglichst wechselwirkungsfreudiges Material, um schnelle Abbremsung zu erreichen
 - Muss die Rückstände des Teilchens messen \Rightarrow Verwende entweder Kompromiss-Material(homogenes Kalorimeter) oder abwechselnde Schichten von Absorbern und Szintillatoren(Sampling-Kalorimeter)
- Unterteilung in **ECAL** und **HCAL**
 - Unterscheide zwischen **ECAL** und **HCAL**, um die Unterschiede zwischen EM-Schauer und hadronischem Schauer auszunutzen und die jeweiligen Primärteilchen optimal zu rekonstruieren
 - **HCAL** muss größer sein und/oder dichteres Material als **ECAL** haben wegen $\lambda \gg X_0$
 - Hadronische Schauer beginnen meist schon im **ECAL**, hören dort aber wegen $X_0 \ll \lambda$ noch nicht auf

3. Myon-Detektor

- Myon-Detektor ist weiterer Spurdetektor
 - Myonen hinterlassen wegen schwacher Wechselwirkung mit Materie keine “richtige” Spur(im Gegensatz zu bspw e^\pm), sondern nur einzelne Ionisations-Events entlang der Bahn
 - Gemessene Spur ist ungenau wegen großer Unsicherheit durch Vielfachstreuung im Kalorimeter
 - Myonen sind die einzigen verbliebenen Teilchen in diesem Detektorbereich \Rightarrow Kann Events direkt als Myonen identifizieren
 - * Natürlich gibt es auch Neutrinos, aber die wechselwirken sehr schwach
- Myonen werden zu hoher Wahrscheinlichkeit nicht im Kalorimeter absorbiert
 - Für Myonen dominiert Bremsstrahlung erst ab $E_c \sim 400$ GeV und Ionisation durch Bethe-Gleichung wird erst unterhalb von ~ 100 MeV dominant \Rightarrow In großem Energiebereich($100 \text{ MeV} < p < 400 \text{ GeV}$) dominiert Ionisation(und die ist nach Bethe-Gleichung sehr schwach) \Rightarrow Hochenergetische Myonen brauchen sehr lange, um in Materie abgebremst zu werden
 - Für anderen Teilchen(e^\pm, γ , Hadronen) dominieren bei hohen Energien andere Prozesse als Ionisation \Rightarrow Teilchen verlieren dadurch ihre Energie, obwohl sie kaum Energie durch Ionisation verlieren
- Verwende hier gasgefüllte Detektoren, um große Raumbereiche abzudecken
 - Verwendung von Halbleiterdetektoren im Myon-Detektor wären viel teurer und würde sich nicht lohnen, da Auflösung durch Vielfachstreuung auf $\sim 1 \text{ mm}$ beschränkt ist
- Am Collider befindet sich Magnetspule meist vor dem Myon-Detektor \Rightarrow Bahnen im Myon-Detektor in die andere Richtung gekrümmt als im Spurdetektor
- Aufbau liegt im Magnetfeld
 - Magnetfeld nötig für Impulsmessung im Spurdetektor
 - Geometrie: Spule(Collider) oder homogenes Magnetfeld(Fixed-Target)
 - Typische Feldstärke: $B \sim 1 \text{ T}$ (normalleitende Magnete)
 - Abwägung: Kalorimeter innerhalb oder außerhalb der Spule?
 - * Argumente für Kalorimeter innerhalb der Spule
 - Spule enthält viel Abschirmmaterial \Rightarrow Erhöhte Unsicherheit für **HCAL**(wenn Kalorimeter außerhalb der Spule ist), zusätzliche Abschirmung von Hadronen vor dem Myon-Detektor
 - * Argumente für Kalorimeter außerhalb der Spule
 - In der Spule nur begrenzt Platz(Magnetfeld sollte möglichst homogen sein, das ist aufwändig für große Spule)
 - Starkes Magnetfeld im Kalorimeter \Rightarrow Verwendung von **PMTs** im Kalorimeter evtl nicht möglich

- Trick zur Minimierung der Energie-Unsicherheit: particle flow calorimetry
 - Idee: Bestimme Energie geladener Teilchen aus der Impulsmessung des Spurdetektors
 - * Verwende $E = \sqrt{m^2 + \vec{p}^2} \approx |\vec{p}|$ für ultrarelativistische Teilchen
 - Bei Hochenergie-Experimenten sind im Spurdetektor quasi alle Teilchen ultrarelativistisch
 - Muss für nichtrelativistische Teilchen auch das Teilchen identifiziert haben bzw Masse kennen
 - * Benötige Kalorimeter dann nur noch zur Energiemessung für neutrale Teilchen(Photonen, geladene Hadronen)
 - Vermeide damit die großen Unsicherheiten der Energiemessung(im Vergleich zur Impulsmessung)
 - * Wichtig für Jet-Rekonstruktion und Neutrino-Analysen, da hier geringe Energie-Unsicherheiten wichtig sind
 - * Bsp: Bei Jet-Rekonstruktion werden Kalorimeter nur für $\sim 10\%$ der Energiemessungen verwendet
- Nachweis neutraler Hadronen
 - Anschaulich: Nachweis neutraler Hadronen ist nicht einfach
 - * Nachweismethoden für andere langlebige neutrale Teilchen(γ, ν_i) wurden schon diskutiert
 - Photonen γ : Nachweis über **QED**-WW mit Materie(einfach)
 - Neutrinos ν_i : Wechselwirken nur über **EW**-WW \Rightarrow Nachweis über WW mit W-/Z-Bosonen(sehr selten, in der Praxis nur indirekter Nachweis über fehlenden Transversalimpuls)
 - * Einzige Detektor-Information über neutrale Hadronen aus **HCAL**
 - * Feeling: Gleiche fehlende Information aus Detektor mit gutem Algorithmus aus
 - Nachweis neutraler Hadronen, die schnell in detektierbare Teilchen zerfallen($\pi^0, K_S^0, \rho, \dots$)
 - * Rekonstruiere neutrale Hadronen aus ihren Zerfallsprodukten \Rightarrow Einfach
 - Nachweis neutraler Hadronen, die im Detektor meist nicht zerfallen(K_L^0, n)
 - * Wechselwirkungen mit Detektormaterial kann nachweisbare Teilchen produzieren(Streuung, Kernreaktionen)
 - * Prozesse stark von der Energie abhängig(hadronische Schauer für hohe Energie vs Kernreaktionen für geringe Energie)
 - * Verwende bekannte Eigenschaften(Masse, Zerfallskanäle etc) der infrage kommenden Teilchen in Rekonstruktionsalgorithmus \Rightarrow Erziele bessere Ergebnisse als naiv erwartet(hier gehen viele Detektoreigenschaften mit ein)

2.3.7 Beispiele für Detektorsysteme

- CMS(Compact Muon Solenoid)
 - Optimierung: Vielzweck-Detektorsystem für hohe Energien($E_{cm} \sim 10 \text{ TeV}$)
 - * Besonderheiten: Hohes Magnetfeld, gute Myon-Detektion
 - * CMS-Detektor optimiert auf Kompaktheit: Möglichst viele Detektoren innerhalb der Spule \Rightarrow Bessere Auflösung(insbesondere für Kalorimeter), da weniger totes Material vor dem Detektor ist
 - Maße: $15 \text{ m} \times 20 \text{ m}$, $12\,500 \text{ t} \Rightarrow$ Klein und dicht
- 1. Halbleiter-Spurdetektor
 - Bereich: 4 cm bis 130 cm von Strahlachse
 - Erst 4 Lagen Pixeldetektoren(6.5×10^7 Kanäle), dann 10 Lagen Streifendetektoren(10^7 Kanäle)
 - Weltgrößter Spurdetektor: 205 m^2 Si-Sensoren
- 2. **ECAL**
 - Homogenes Kalorimeter aus PbWO_4 ($X_0 = 0.89 \text{ cm}$, $R_M = 2.2 \text{ cm}$)
 - Schwierigkeiten: Geringe Lichtausbeute($\sim 30 \frac{\text{photons}}{\text{MeV}}$), temperaturabhängige Lichtausbeute($\sim 2 \frac{\%}{^\circ\text{C}}$)
 - Dicke: $23 \text{ cm} \approx 25.8 X_0 \Rightarrow$ Schauer quasi vollständig absorbiert
 - Photon-Auslese mit **APDs**

3. HCAL

- Sampling-Kalorimeter aus Messing(Absorber) und Plastiksintillator
- Dicke: $120 \text{ cm} \approx 6\lambda \Rightarrow$ Etwa 0.2% der Energie nicht detektiert
- Photon-Auslese mit Hybrid-Photodioden

4. Magnetspule mit $B = 3.8 \text{ T}$

5. Myon-Detektor

- Führe Magnetfeld über Eisenjoch zurück \Rightarrow Zusätzlicher Absorber
- Verwende Kombination mehrerer auf Myon-Detektion optimierter gasgefüllter Detektoren: drift tubes(DT, Präzisions-Spurmessung im Zylinder), cathode strip chambers(CSC, Präzisions-Spurmessung in Endkappe), resistive plate chambers(RPC, schnelle Signale), gas electron multipliers(GEM)

• ATLAS(A toroidal LHC apparatus)

- Optimierung: Vielzweck-Detektorsystem für hohe Energien($E_{\text{cm}} \sim 10 \text{ TeV}$)
 - * Besonderheit: Zweites Magnet-System(Toroid-Magnete) im Myon-Detektor \Rightarrow Besser Messung von Myon-Impulsen
- Maße: $25 \text{ m} \times 46 \text{ m}$, 7000 t \Rightarrow Groß
 - * ATLAS-Detektor ist größter bisher gebauter Detektor an Teilchenbeschleunigern

1. Halbleiter-Spurdetektor

- Erst 3 Lagen Pixeldetektoren(8×10^7 Kanäle), dann 4 Lagen Streifendetektoren(6.3×10^6 Kanäle)

2. Übergangsstrahlungsdetektor(TRT)

- Aufbau: Kombination aus Straw-Detektoren und Radiator
 - * Straw-Detektor: Länglicher gasgefüllter Ionisations-Detektor parallel zur Strahlachse, enthält nur einen Draht \Rightarrow Robust, einfache Wartung
 - * Radiator: Anordnung von vielen parallelen Stäben mit unterschiedlichem $\epsilon_r \Rightarrow$ Hochenergetische Teilchen emittieren Übergangsstrahlung
- Ortsmessung weniger präzise als im Halbleiter-Spurdetektor
- Übergangsstrahlungs-Photonen(keV-Bereich) nachweisbar über Photoeffekt in Straw-Detektoren
 - * Photoeffekt von keV-Photonen \Rightarrow Deutlich stärkeres Signal im Straw-Detektor als bei normalen Durchläufen geladener Teilchen \Rightarrow Kann Übergangsstrahlungs-Events erkennen
 - * Bestimme γ durch Anzahl der Übergangsstrahlungs-Events
- Übergangsstrahlungsdetektor optimiert auf Unterscheidung e^\pm (viele Übergangs-Photonen) und π^\pm (wenige Übergangs-Photonen) wegen $m_\pi \gg m_e$

3. Magnetspule mit $B = 2 \text{ T}$

4. ECAL

- Sampling-Kalorimeter: Blei und Stahl als Absorber, flüssiges Argon als Szintillator
- Benötige Kryostat im ECAL, um das Argon unter seiner Siedetemperatur zu halten

5. HCAL

- Sampling-Kalorimeter: Stahl als Absorber, Plastik-Szintillator

6. Myon-Detektor und Toroid-Magnete

- Bereich: Abstand von 4 m bis 11 m von Strahlachse
- Myon-Detektor mit zwei verschiedenen Detektortypen: Precision chambers(hohe Ortsauflösung für Impulsmessung) und Triggering chambers(gute Zeitauflösung)
- Magnet-System: 8 Toroid-Magnete im Zylinder und 2 Toroid-Magnete in Endkappen
 - * Magnetfeld von Toroid-Magneten ist nicht homogen, sondern $2 \text{ T} \lesssim B \lesssim 8 \text{ T}$
 - * Toroid-Magnete, da Magnetspule(homogenes Magnetfeld) zu teuer gewesen wäre

• LHCb(LHC beauty)

- Optimierung: B-Fabrik am Hadron-Collider

- LHCb ist Vorwärtsspektrometer, um nur geboostete $b\bar{b}$ -Paare zu detektieren
 - * Mitten im Detektor ist ein kleiner Bereich ausgespart, in dem der Teilchenstrahl läuft
- **RICH**-Detektoren sehr wichtig zur Minimierung des Untergrunds
- Maße: $20\text{ m} \times 10\text{ m}$

1. Vertexdetektor(VELO)

- Auf B-Tagging optimiertes System von Halbleiter-Spurdetektoren, befindet sich sehr nahe am Kollisionspunkt
- Erlaubt Rekonstruktion der Orte der B-Zerfälle mit Unsicherheit von $50\text{ }\mu\text{m}$

2. **RICH**-I-Detektor

- Zwei unabhängige Cherenkov-Detektoren mit unterschiedlichem n (Aerogel, C_4F_{10})
- Photonen werden über Spiegelsystem aus Strahlengang herausgeleitet und mit **PMTs** detektiert

3. Magnet und Spurdetektor

- Aufbau: Halbleiter-Spurdetektor vor dem Magnet, dann Dipol-Magnet, dann Driftkammer-Spurdetektor
- Bestimme Impulse aus Vergleich der Bahnen von erstem und zweitem Spurdetektor

4. **RICH**-II-Detektor

- Cherenkov-Detektor mit CF_4 -Gas als Medium, gleiche Photon-Detektion wie bei **RICH**-I

5. **ECAL**

6. **HCAL**

7. Myon-Detektoren

• ALICE(A large ion collider experiment)

- Optimierung: Ereignisse mit hohen Multiplizitäten(Ionen-Kollisionen, Untersuchung von Quark-Gluon-Plasmen)
 - * Untersuche nicht nur p-p-Kollisionen, sondern auch p-Pb- und Pb-Pb-Kollisionen wegen der höheren Gesamtenergien
 - Bsp: Pb-Kerne können am LHC auf 5.5 TeV pro Nukleon beschleunigt werden \Rightarrow Mit ~ 100 Nukleonen pro Pb-Atom sind Schwerpunktsenergie im Bereich $\sim 500\text{ TeV}$ möglich
 - * Kollision bei hoher Schwerpunktsenergie erlauben Phasenübergang in Quark-Gluon-Plasma
 - * Typische Multiplizitäten(Anzahl detektierter Teilchen pro Event) $\sim 10^3$ (bei pp -Kollisionen nur $\sim 10^2$)
 - * Fazit: Benötige Detektoren, die mit hohen Teilchendichten klarkommen

- Maße: $26\text{ m} \times 16\text{ m}$, $10\,000\text{ t}$

- Aufbau des Zentralteils

- * Verwende ITS, **TPC** und TRT gemeinsam für Vertexrekonstruktion, Impulsmessung und **PID**
 - **PID**-Methoden: Flugzeit-Messung, Übergangsstrahlung, Cherenkov-Strahlung
 - **PID** mit Flugzeitmessung mit Daten aus **TPC** und ITS

1. Halbleiter-Spurdetektor(internal tracking system, ITS)

- * 6 Schichten Halbleiter-Detektoren: 2 Pixel, 2 Drift, 2 Streifen
- * Hauptaufgabe: Bestimmung der Kollisionspunkte

2. Zeitprojektionskammer(**TPC**)

- * Bereich: 0.5 m bis 2.8 m Abstand zur Strahlachse
- * Wichtigster Subdetektor, liefert größte Datenmenge
- * Hauptaufgabe: Impulsmessung und **PID**

3. Übergangsstrahlungsdetektor(TRT)

- * ~ 500 Module aus Radiator(Entstehung von Übergangsstrahlung) und Vieldraht-Proportionalkammern (Detektion der Übergangs-Photonen durch Photoeffekt)

4. Flugzeit-Detektor(**Time Of Flight (TOF)**)

- * Präzise Zeitmessung(Unsicherheit 150 ps) mit gasgefüllten Detektoren(genauer: RPC)

5. **RICH**-Detektor(high momentum particle identification detector, **HPID**)
6. Photon-Spektrometer(PHOS)
 - * Homogenes Kalorimeter aus PbWO_4 -Kristallen
 - * Bestimmt Energie im Kollisionsbereich aus der emittierten Wärmestrahlung
 - * Deckt nur kleinen Bereich ab(das reicht, da Wärmestrahlung isotrop emittiert wird)
7. **ECAL**
 - * Sampling-Kalorimeter mit Blei-Absorber und Plastik-Szintillator
 - * **ECAL** deckt nicht den kompletten Raumwinkel ab, ein Teil wird durch den PHOS übernommen
8. Magnetspule mit $B = 0.5 \text{ T}$
9. Detektor für kosmische Strahlung(ACORDE)
 - * Aufbau: Plastik-Szintillatoren über Zentral-Detektor
 - * Aufgabe: Einflüsse durch kosmische Strahlung und atmosphärischen Myonen erkennen
- Aufbau des Myon-Arms
 - * Myon-Arm ist unabhängiger Detektor zur Untersuchung von $\mu^+ \mu^-$ -Zerfällen von schweren Quarkonia
 - 1. Absorber \Rightarrow Abschirmung aller Teilchen außer Myonen(und Neutrinos)
 - 2. Myon-Detektor und Dipol-Magnet($B = 0.7 \text{ T}$)
 - * Verwende gasgefüllte Detektoren: Driftkammern(optimiert auf Ortsmessung) und Trigger-Kammern(optimiert auf Zeitmessung)
 - * Anordnung: Driftkammern | Magnet | Driftkammern | Trigger-Kammern
- Belle und Belle 2
 - Optimierung: B-Fabrik, optimiert auf hohe Luminosität und Präzision
 - Maße: Etwa $7 \text{ m} \times 5 \text{ m} \Rightarrow$ Klein im Vergleich zu LHC-Detektoren
 - **PID**-Methoden: $\langle -\frac{dE}{dX} \rangle$ -Messung in **CDC**, Flugzeit-Messung, Cherenkov-Detektor
 - * Verwende alle interessanten **PID**-Methoden(Übergangsstrahlung bei Belle-Energien vernachlässigbar) \Rightarrow Optimale **PID**
 - 1. Halbleiter-Vertexdetektor(silicon vertex detector, **SVD**)
 - Optimiert auf Vertex-Rekonstruktion(B-Tagging, D-Zerfälle, τ -Zerfälle)
 - Innen Pixel-Detektoren, außen Streifendetektoren
 - Niederenergetische Teilchen \Rightarrow Ortsauflösung dominiert durch Vielfachstreuung \Rightarrow Halbleiter-detektor nur für Vertex-Rekonstruktion(und deshalb recht klein)
 - 2. Driftkammer(central drift chamber, **CDC**)
 - Optimiert auf Impulsmessung
 - 3. Schwellen-Cherenkov-Zähler(aerogel cherenkov counter, **ACC**)
 - Verwende Aerogel als Material
 - 4. Flugzeit-Zähler(**TOF**)
 - Verwende Plastik-Szintillator
 - 5. **ECAL**
 - Homogenes Kalorimeter mit CsI-Szintillator, Länge $16X_0$
 - 6. Magnetspule mit $B = 1.5 \text{ T}$
 - 7. Myon- und K_L^0 -Detektoren(KLM)
 - Verwende gasgefüllte Detektoren(RPC)
 - Notiz: Kein **HCAL** \Rightarrow Kann auch K_L^0 im Myon-Detektor messen
 - Erweiterungen für Belle 2
 - * Veränderte Asymmetrie von $\beta \sim 0.5$ auf $\beta \sim 0.2 \Rightarrow$ Erhöhte Anforderungen an Vertex-Detektor, aber geringere Unsicherheit durch nicht-detektierte Teilchen

- * Vertex-Detektor näher an Strahlachse gebaut \Rightarrow Bessere Vertex-Auflösung
- * Pixel-Detektoren im Vertex-Detektor durch “depleted field effect transistor pixel detectors”(DEPFET) ersetzt \Rightarrow Um Faktor 2 bessere Vertex-Auflösung($\sim 25 \mu\text{m}$)
- * Größere Driftkammer und kleinere Auslesezellen \Rightarrow Geringere Impulsunsicherheit
- * Cherenkov-Schwellenzähler erweitert zu **RICH**-Detektoren \Rightarrow Bessere **PID**
- * Zusätzliche **RICH**-Detektoren in den Endkappen \Rightarrow Bessere **PID**
- * Optimierte Ausleseelektronik und Datenverarbeitung

2.4 Spezialisierte Detektoren

2.4.1 Neutrino-Detektoren

- Grundlagen
 - Verwende Neutrino-Detektoren auch für Suche nach anderen seltenen Prozessen
 - * Bsp: Baryonenzahlverletzung(zB Proton-Zerfall), Suche nach exotischen Teilchen(zB magnetische Monopole)
 - Unterscheide Detektoren für hochenergetische und niederenergetische Neutrinos
 - * Motivation: Untergrund- und Eventrekonstruktion unterschiedlich in den beiden Regimen
 - * Übergang zwischen den Regimen bei $\sim 100 \text{ MeV}$
 - * Hochenergetische Neutrinos: Atmosphärische Neutrinos, Astrophysik-Neutrinos, Beschleuniger-Neutrinos, Proton-Zerfall-Suchen
 - * Niederenergetische Neutrinos: Sonnen-Neutrinos, Reaktor-Neutrinos, Geo-Neutrinos, Supernova-Neutrinos
- Funktion von Neutrino-Detektoren
 - Anschaulich: Großer Tank mit Flüssigkeit(Wasser/Flüssig-Szintillator), umgeben von vielen **PMTs**
 - Typische Neutrino-Nachweisprozesse
 - * $\bar{\nu}_e$ -Nachweis: Inverser Beta-Zerfall $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$
 - Suche nach verzögerter Koinzidenz von Photon aus e^+ -Annihilation und Photon aus n -Einfang
 - Verwende Material mit hohem Wirkungsquerschnitt für Neutron-Einfang(zB Cd, Gd)
 - * ν_i -Nachweis: Geladener Strom $\nu_i + e^- \rightarrow \ell_i^- + \nu_e$
 - Suche nach Cherenkov-/Szintillationsstrahlung von hochenergetischem ℓ_i^-
 - * ν_i -Nachweis: Neutraler Strom $\nu_i + e^- \rightarrow \nu_i + e^-$
 - Suche nach Cherenkov-/Szintillations-Strahlung von hochenergetischen e^-
 - * Weitere Prozesse möglich(...)
 - Photon-Detektion: Cherenkov-Detektoren vs Szintillator-Detektoren
 - * Idee: Wandle Signal der hochenergetischen Teilchen aus den Neutrino-Nachweis-Prozessen um in ein Photon-Signal, das dann mit **PMTs** detektiert wird
 - * Cherenkov-Detektor \Rightarrow Gut für Nachweis von hochenergetischen Neutrinos
 - Material: H_2O oder D_2O (Schwerwasser)
 - Vorteil von D_2O -Cherenkov-Detektoren: Zusätzliche Nachweisprozesse
 - Bsp: Super-K(H_2O), IceCube(H_2O), SNO(D_2O)
 - Vorteil: Kann größeres Volumen ausfüllen
 - Nachteil: Cherenkov-Effekt ist Schwelleneffekt \Rightarrow Funktioniert nur für hochenergetische Teilchen
 - * Szintillator-Detektor \Rightarrow Gut für Nachweis von niederenergetischen Neutrinos
 - Material: Organische Flüssigszintillatoren
 - Bsp: Borexino, KamLAND, JUNO, Double-Chooz, RENO, Daya Bay
 - Vorteil: Szintillations-Detektoren erzeugen mehr Licht als Cherenkov-Detektoren
 - Neutrino-Detektoren typischerweise tief unter der Erde \Rightarrow Untergrund minimieren
 - * Bsp: Neutrino-Detektor in verlassener Mine(Homestake, SNO, Super-K)
 - * Optimale Tiefe abhängig von den Prozessen, die untersucht werden sollen

2.4.2 B-Fabriken

- B-Fabrik = Asymmetrischer e^+e^- -Collider mit $E_{\text{cm}} = m_{\Upsilon(4S)}$ und auf Nachweis von B-Meson-Zerfällen optimiertem Detektor
 - Motivation für B-Fabriken: Zerfälle von B-Mesonen sind ultimatives Untersuchungsobjekt in Quark-Flavorphysik
 - * B-Mesonen zerfallen in π^\pm , K^\pm und Leptonen \Rightarrow Habe flavor-ändernde Zerfälle, kann damit die CKM-Matrix untersuchen
 - Achtung: Größerer Boost \Rightarrow Größere Zerfallslängen \Rightarrow Benötige größeren Detektor, damit dieselbe Rate von Zerfällen im Detektor stattfindet \Rightarrow Darf β nicht beliebig groß wählen
- B-Fabrik vs “K-Fabrik”
 - K-Fabrik: $\tau_{K_L^0} \gg \tau_{K_S^0} \Rightarrow$ Lasse Kaonen nach Produktion eine gewisse Länge propagieren, dann sind fast nur noch K_L^0 übrig und Flavor der K-Mesonen ist bekannt
 - * Anschaulich: K-Fabrik ist Fixed-Target-Collider mit Absorptionsblock und langem Zerfallskanal für K_S^0
 - B-Fabriken sind schwieriger zu realisieren als K-Fabriken
 - * Massen-Eigenzustände von B-Mesonen haben ungefähr gleiche Lebensdauer \Rightarrow Muss Flavor der B-Mesonen über ihre Zerfallsprodukte bestimmen
 - * Produktion von vielen B-Mesonen viel schwerer als für Kaonen
- Produktion von B-Mesonen
 - Verwende asymmetrische Teilchenstrahlen mit $E_{\text{cm}} = m_{\Upsilon(4S)}$ und Boost $\beta \approx 0.5$ des Strahl-Schwerpunktssystems relativ zum Laborsystem
 - 1. $E_{\text{cm}} = m_{\Upsilon(4S)} \Rightarrow$ Bei e^+e^- -Kollision hohe Wahrscheinlichkeit für $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)$
 - Hohe Wahrscheinlichkeit, da Strahlenergie genau auf Resonanz im Wirkungsquerschnitt liegt
 - Großer Untergrund durch normale e^+e^- -Zerfälle ($e^+e^- \rightarrow X \rightarrow x\bar{x}$), kann diese Events aber gut von $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)$ unterscheiden
 - * $e^+e^- \rightarrow X \rightarrow x\bar{x}$: Virtueller Zwischenzustand X zerfällt in zwei hochenergetische Teilchen \Rightarrow Typische Signatur hat 2 Jets in entgegengesetzte Richtungen
 - * $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$: Reeller Zwischenzustand $\Upsilon(4S)$ zerfällt in langsame B-Meson \Rightarrow Typische Signatur hat in alle Richtungen gleichmäßig emittierte Teilchen
 - 2. $\Upsilon(4S)$ zerfällt zu gleichen Teilen in $B^0\bar{B}^0$ und B^+B^-
 - B-Mesonen haben etwa gleiche Massen $B^0 = \bar{B}^0 \approx B^+ = B^- \Rightarrow$ Zerfälle $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0$ und $\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-$ etwa gleich wahrscheinlich
 - * Andere Perspektive: Ähnliche Wahrscheinlichkeit für Erzeugung von $u\bar{u}$ ($\Rightarrow B^+B^-$) oder $d\bar{d}$ ($\Rightarrow B^0\bar{B}^0$) aus einem abgestrahlten Gluon
 - $m_{\Upsilon(4S)} \approx 2m_B + 200 \text{ MeV} \Rightarrow$ B-Mesonen werden quasi in Ruhe erzeugt
 - Keine anderen Zerfälle bekannt(aktuelle obere Schranke: 4% mit 95% CL)
- Design-Fähigkeit von B-Fabriken: Messung von zeitabhängigen **Combined Charge and Parity (CP)**-Asymmetrien im $B^0\bar{B}^0$ -System
 - Benötige diese Fähigkeit, um **CP**-Verletzung in Interferenz aus Mischung und Zerfall zu untersuchen
 - Erste B-Fabriken mit dieser Fähigkeit: BaBar, Belle
 - * Frühere B-Fabriken hatten symmetrische Strahlenergien \Rightarrow Abstand der B-Zerfalls-Vertices konnte nicht bestimmt werden \Rightarrow Zeitabhängigkeit der Zerfallsraten konnte nicht aufgelöst werden
 - * Kann auch hier **CP violation (CPV)** in Interferenz aus Mischung und Zerfall, aber nur mit zeitintegrierten **CP**-Asymmetrien(größere Unsicherheiten)
 - Idee: Flavor(B^0/\bar{B}^0) des zuerst zerfallenden B-Mesons bekannt \Rightarrow Kenne Flavor des anderen B-Mesons(B^0/\bar{B}^0) zum Zerfallszeitpunkt des ersten B-Mesons(\bar{B}^0/B^0) wegen Verschränkung \Rightarrow Kann Zeitunterschied zwischen den beiden B-Zerfällen und damit zeitabhängige **CP**-Asymmetrien messen

- * Besonderheit des $B^0 \bar{B}^0$ -Systems: Paar von B-Mesonen bildet vor dem Zerfall eines der B-Mesonen einen verschränkten Zustand $|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|B^0\rangle|\bar{B}^0\rangle - |\bar{B}^0\rangle|B^0\rangle)$
 - Form der Wellenfunktion aus Isospin-Drehimpulsaddition: $|B^0\rangle = |\bar{b}d\rangle, |\bar{B}^0\rangle = |b\bar{d}\rangle$ sind Isospin-Dubletts (jeweils $I = \frac{1}{2}$), $|\Upsilon(4S)\rangle = |b\bar{b}\rangle$ ist Isospin-Singlett ($I = 0$) \Rightarrow Isospin-Symmetrie erlaubt nur $|\Upsilon(4S)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|B^0\rangle|\bar{B}^0\rangle - |\bar{B}^0\rangle|B^0\rangle)$
 - Anschaulich: Nicht festgelegt, welches der B-Mesonen B^0 und welches \bar{B}^0 ist, das wird erst durch die Messung (= Zerfall) entschieden (vgl. "Verschränkung" in QM)
- * Bestimme Flavor des zuerst zerfallenden B-Mesons mit "Flavor-Tagging" (siehe 2.5.2)
- * Bestimme Zeitdifferenz Δt zwischen den beiden B-Zerfällen mit "B-Tagging" (siehe 2.5.2)
- * Slang: Zeitlich zuerst zerfallendes B-Meson heißt "tag-side B-Meson" bzw B_{tag} , anderes B-Meson heißt "signal-side B-Meson" bzw B_{sig}

• B_s -Fabrik

- Anschaulich: Kann B-Fabriken als B_s -Fabriken betreiben mit anderer Schwerpunktsenergie $E_{\text{cm}} = m_{\Upsilon(5S)} \approx 2m_{B_s}$
- Komplizierteres Setup: 10 mögliche Zerfälle von $\Upsilon(5S)$ mit B_s -Mesonen im Endzustand
- B-Fabriken meist auf $\Upsilon(4S)$ -Resonanz optimiert \Rightarrow Größere Unsicherheiten bei $\Upsilon(5S)$ -Messungen

• Hadron-Collider als B-Fabrik

- Idee: Schwerpunktssystem eines Parton-Prozesses kann wegen Zusammensetzung der Hadronen aus vielen Partonen auch stark geboostet sein
 - * Funktioniert gleichermaßen für B - und B_s -Mesonen
 - * Damit ist Zerfallslänge von B/B_s -Mesonen ausreichend lang, um detektiert zu werden
 - * Produktion von $b\bar{b}$ -Paaren am Hadron-Collider vor allem durch Gluon-Fusion
- Trick: Baue Vorwärts-Spektrometer (Aufbau wie Fixed-Target) \Rightarrow Messe nur Prozesse mit geboostetem Schwerpunktssystem
- Nachteil: QCD-Effekte zerstören Verschränkung der B-Meson-Paare \Rightarrow Keine Messung von zeitabhängigen CP-Asymmetrien möglich
 - * QCD-Effekte zerstören Verschränkung, da die beiden B-Mesonen durch die nichtperturbative QCD-WW ständig mit ihrer Umgebung wechselwirken
 - * Kann CPV in Interferenz aus Mischung und Zerfall immer noch untersuchen, aber nur mit zeitintegrierten Zerfallsraten \Rightarrow Geringere Präzision
- Nachteil: Viele weitere, nicht interessante Effekte \Rightarrow Muss viel Vorauswahl in den Daten treffen
- Vergleich der Stärken in Teilchen-Rekonstruktion mit normalen B-Fabriken
 - * Normale B-Fabrik: Neutrale Teilchen, Neutrinos, τ -Leptonen
 - * B-Fabrik am Hadron-Collider: Myonen

• "Normale" B-Fabrik vs B-Fabrik am Hadron-Collider

- "Normale" B-Fabrik (Belle-2)
 - * Saubere experimentelle Umgebung: Nur interessante Prozesse ($e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)$)
 - * Untersuchung von inklusiven Zerfällen möglich
 - Nicht möglich am Hadron-Collider, da der Untergrund dort nicht richtig zugeordnet werden kann
 - * Gute Rekonstruktion von Neutrinos möglich, da alle Teilchen rekonstruiert werden können
 - * Rekonstruktion von langlebigen Hadronen (K_L^0, K_S^0) möglich
 - Meist kein HCAL \Rightarrow Kann K_L^0 im Myon-Detektor nachweisen
- B-Fabrik am Hadron-Collider (LHCb)
 - * Hohe Wirkungsquerschnitte
 - * Viele Zerfälle möglich, nicht nur $\Upsilon(4S) \rightarrow \dots$
- Fazit: Kein direkter Wettkampf, sondern Spezialisierung auf unterschiedliche Schwerpunkt

2.5 Analysemethoden

2.5.1 Grundlagen

- Prinzip "Blinde Analyse"
 1. Entwickle und teste Analysesoftware mit simulierten Daten(aus Event-Generatoren) und echten Daten aus Bereichen, in denen man kein Signal erwartet
 - Benutze echte Daten in diesem Schritt überhaupt nicht \Rightarrow Keine Gefahr, Parameter der Analysesoftware so anzupassen, dass gewünschte Effekte verstärkt werden
 2. Wende fertig entwickelte Auswertungssoftware auf die echten Daten an
- Auswahl von Events
 - Sortiere an vielen Schritten der Analysen uninteressante Daten aus
 - * Notwendig, da von typischen Detektoren generierte Datenraten viel zu groß sind, um alle Daten zu speichern
 - * Sinnvoll, da in den meisten Analysen der Großteil der Daten nicht interessant ist
 - Cuts = Bedingungen an Detektorsignale, nach weiter zu verarbeitende Signale ausgewählt wählen
 - Stichwort bei der Auswahl von Events: Effizienz vs Reinheit
 - * Effizienz = Anteil der für die Analyse verwendeten Events bzw "Wie viel Statistik?"
 - * Reinheit = Anteil der in der Analyse verwendeten falsch zugeordneten Events bzw "Wie viel falsch zugeordnete Events?"
 - Statistik: Anteil der falsch positiven Entscheidungen
 - * Unsicherheit der Ergebnisse wird minimiert durch hohe Effizienz und hohe Reinheit
 - Problem: Hohe Effizienz/hohe Reinheit erreicht durch schwache Cuts/starke Cuts
- Experimentelle Bestimmung des Wirkungsquerschnitts
 - Anschaulich: Wirkungsquerschnitt ist die Größe für Streuung, die mit Theorie-Ergebnissen verglichen werden muss
 - Master-Gleichung $\sigma = \frac{N_{\text{ges}} - N_{\text{bkg}}}{\epsilon L_{\text{int}}}$
 - * Größen: Gesamtanzahl der Kandidaten-Events N_{ges} , Untergrund-Events N_{bkg} , Akzeptanz-/ Effizienz-Faktor ϵ , integrierte Luminosität L_{int}
 - * Bestimme L_{int} aus bekanntem Referenz-Prozess
 - Anschaulich: Habe Prozess mit präziser Theorie-Vorhersage für σ und präziser N -Messung \Rightarrow Bestimme L_{int} aus diesem Prozess mit der Master-Gleichung
 - Unsicherheit für L_{int} an Hadron-Collidern typischerweise deutlich höher($\sim 2\%$) als bei e^+e^- -Collidern($\sim 0.1\%$)
 - Bsp LEP: Verwende Bhabha-Streuung $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ im t-Kanal(dominiert für kleinen Streuwinkel) für Messung von L_{int}
 - Alternative(deutlich höhere Unsicherheit): Bestimme L_{int} aus Collider-Parametern
 - 1. Ausgangssituation: "Integrierte Definition" des Wirkungsquerschnitts $N = L_{\text{int}}\sigma$ und berücksichtige experimentelle
 - 2. Ziehe Untergrundevents von den insgesamt berücksichtigten Events ab \Rightarrow Erhalte Signalevents $N = N_{\text{ges}} - N_{\text{bkg}}$
 - 3. Berücksichtige Detektor- und Analyseeffekte mit empirischem Faktor $\epsilon: L_{\text{int}} \rightarrow \epsilon L_{\text{int}}$
 - * Anschaulich: ϵ ist Anteil der in der Analyse aussortierten Events
 - * Berücksichtigte Effekte: Detektor-Akzeptanz, Trigger-Effizienz, Rekonstruktions-Effizienz, Auswahl-Effizienz, Untergrund-Erkennungs-Effizienz
- Unsicherheit der Master-Gleichung $\frac{\sigma_\sigma}{\sigma} = \sqrt{\frac{\sigma_{N_{\text{ges}}}^2 + \sigma_{N_{\text{bkg}}}^2}{(N_{\text{ges}} - N_{\text{bkg}})^2} + \left(\frac{\sigma_\epsilon}{\epsilon}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{L_{\text{int}}}}{L_{\text{int}}}\right)^2}$
 - * Ziel: Minimiere $\sigma_\sigma \Rightarrow$ Muss Kompromisse machen
 - * Achtung Notation: σ_σ für Unsicherheit von σ

2.5.2 Teilchenphysik-Slang

- Inklusive vs exklusive Zerfälle
 - Anschaulich: Begriffe beziehen sich auf die Analysemethode und nicht auf die Physik
 - Unterscheidung bezieht sich auf Zerfälle mit Hadronen
 - * Frage: Rekonstruiere ich alle Hadronen(exklusive Zerfälle) oder summiere ich nur alle detektierten Impulse/Energien auf?
 - Exklusive Zerfälle = Begriff für Analyse von Zerfällen mit nur einem Endzustand
 - * Das ist der (einfache) Normalfall
 - * Meist hohe Unsicherheit in Theorie-Vorhersagen wegen Einflüsse der Cuts in der Experiment-Auswertung
 - Inklusive Zerfälle = Begriff für Analyse von Zerfällen mit mehreren Endzuständen
 - * Motivation für Betrachtung von inklusiven Zerfällen
 - Die experimentelle Unsicherheit nimmt durch die Rekonstruktion des genauen Zerfallskanals zu(Stärke der Zunahme hängt von Eigenschaften der Zerfälle und des Experiments ab)
 - In manchen Fällen ist die genaue Kenntnis des Zerfallskanals für die theoretische Analyse nicht nötig \Rightarrow Hier sind inklusive Zerfälle interessant
 - * Meist geringe Unsicherheit in Theorie-Vorhersagen, da Hadronisierung nicht berücksichtigt werden muss
 - * Notation für exklusive Zerfälle: “ X ” für beliebigen Endzustand
 - Zusätzlicher Index X_q für Einschränkung, dass nur Zerfälle in bestimmte Quark-Flavors betrachtet werden
 - Bsp: $B \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$
- Pileup = Teilchen aus unterschiedlichen Kollisionen überlappen im Detektor
 - Unterschiedliche Kollisionen im selben Bunch-Crossing(in-time pileup) oder aus unterschiedlichen Bunch-Crossings(out-of-time pileup)
 - Möglich am Hadron-Collider und am e^+e^- -Collider
 - * Achtung: Unterschied zwischen Pileup(Kollision zwischen unterschiedlichen Teilchen) und underlying event(Kollisionen von sekundären Parton-Paaren in selber Hadron-Kollision)

2.5.3 Datenverarbeitung an modernen Teilchenphysik-Experimenten

1. Vorauswahl von Events

- Aufgabe: Vorauswahl der Detektor-Daten, um die Datenmenge überhaupt speichern zu können
- Input: Liste von Detektorsignalen(“mV pro Detektorzelle”)

(a) Trigger(im Detektor)

- Anschaulich: Sortiere alles außer Hochenergie-Events(hochenergetische Leptonen und Jets) aus
 - Bedingung für “Hochenergie-Event”: ~ 10 benachbarte Detektorzellen müssen Mindestspannung messen
- Kompakte Elektronik im Detektor, die schnelle(~ 1 ns) Auswahl-Entscheidungen trifft
- Eventrate reduziert von ~ 10 MHz auf ~ 100 kHz (Faktor 10^2)

(b) Filter(am Detektor-Standort)

- Anschaulich: Verwende Daten aus mehreren Detektorkomponenten für Vorauswahl
- PC-Farm am Experiment-Standort, die feinere Auswahl-Entscheidungen($\sim 1 \mu\text{s} - 1$ ms) trifft
- Eventrate weiter reduziert auf ~ 1 kHz (Faktor 10^2), Entscheidung in $\sim 1 \mu\text{s}$

- Output: Reduzierte Liste von Detektorsignalen \Rightarrow Wird gespeichert

2. Rekonstruktion

- Aufgabe: Rekonstruiere Events(4-Impulse etc) aus Detektor-Signalen
- Heute oft neural networks für Rekonstruktion verwendet
 - Neural network wird mit Daten aus MC-Simulationen gefüttert und optimiert die Parameter der Analyse so, dass die Daten der MC-Simulationen möglichst gut rekonstruiert werden
- Sehr rechenaufwändig \Rightarrow Benutze dezentrales Rechnernetz(alle beteiligten Universitäten) für die Auswertung
- Hier fließen oft physikalisch zweifelhafte Annahmen ein, die aber durch Simulationen bestätigt werden

(a) Event reconstruction

- Fasse Detektor-Signale zu Events(Spuren, Vertices, Kalorimeter-Cluster) zusammen
- Verwende Detektor-Simulationen, um Reaktion des Detektors auf Teilchen zu verstehen
- Ergebnis: Liste von Events im Detektor

(b) Object interpretation

- Sortiere Events aus event reconstruction in Gruppen, die zum selben Teilchen gehören
- Benutze Wissen über typische Signaturen der Teilchen
- Verwende Jet-Algorithmen, um Bündel von hadronischen Events zu Jets zusammenzufassen
- Kann aus den Detektor-Signalen Teilchen-Eigenschaften berechnen
- Ergebnis: Liste von detektierten Teilchen mit zugehörigen Eigenschaften(Impuls, Energie, Spur)

(c) Event interpretation

- Fasst detektierte Teilchen(“objects”) zu Prozessen mit gemeinsamem Kollisionspunkt(“events”) zusammen
- Sortiere Untergrund-Teilchen(Untergrund = Quelle nicht am Kollisionspunkt) in diesem Schritt aus
- Ergebnis: Liste von Events

- Output: Liste von Prozessen, Größenordnung ~ 1 PB

3. Vergleich der rekonstruierten Prozesse mit Theorie-Vorhersagen

- Theorie-Vorhersagen werden mit Event-Generatoren erzeugt
- Betrachte nur einen Prozess gleichzeitig \Rightarrow Sortiere Events dieses Prozesses(~ 1 TB) aus der Liste aus
- Ergebnisse beinhalten Unsicherheiten aus allen durchgeführten Zwischenschritten
 - Besonders aufwändig: Berücksichtigung von systematischen Fehlern

2.5.4 Spezielle Analysemethoden

- B-Tagging = Identifikation von Jets aus B-Meson-Zerfällen
 - Argumente für B-Tagging(sortiert nach Relevanz)
 - * B-Mesonen zerfallen verzögert($\tau \sim 10^{-12}$ s) \Rightarrow Suche nach sekundären Vertices
 - Begründung: B-Meson-Zerfälle sind Cabbibo-unterdrückt
 - Nur für relativistische B-Mesonen($\gamma \gtrsim 3$) ist die zugehörige Zerfallslänge $s = \beta\gamma c\tau$ im messbaren Bereich($\sim 100 \mu\text{m}$)
 - * B-Jets haben tendentiell eher hohen Transversalimpuls und damit breite Form
 - * Kann B-Meson rekonstruieren
 - Erwarte Peak bei invarianter Masse m_B des rekonstruierten Objekts
 - Benötige guten Spurdetektor, um Zerfallslängen aufzulösen
 - Realität: Zuordnung der B-Meson-Paare ist kompliziert wegen vielen Spuren in der Nähe des Kollisionspunkts \Rightarrow Verwende spezialisierte Algorithmen(“B-Tagging-Algorithmen”)
 - Anwendung 1: B-Tagging an B-Fabriken

- * Gesuchte Größen: Abstand vom primären Vertex zum B-Zerfall-Vertex, Zeitpunkt des B-Zerfalls
 - Diese Größen werden benötigt für Bestimmung von zeitabhängigen **CP**-Asymmetrien
- * Schwerpunktssystem relativ zum Laborsystem geboostet \Rightarrow B-Mesonen haben längere Zerfallslänge im Laborsystem \Rightarrow Abstand zwischen Produktionspunkt und Zerfallspunkt ist messbar
 - An “normalen B-Fabriken” ist Schwerpunktssystem durch asymmetrische Strahlenergie geboostet ($\beta = 0.5/\gamma \sim 3$ erhöht Zerfallslänge auf $\sim 200 \mu\text{m}$ \Rightarrow Gut messbar)
 - An “Hadron-Collider-B-Fabriken” werden wegen Vorwärts-Spektrometer nur B-Mesonen mit geboostetem Schwerpunktssystem untersucht
 - Zerfallslänge für symmetrischen Collider $\gamma=1$ ist $20 \mu\text{m}$ \Rightarrow Zu gering für gute Messung
- * B-Fabriken sind optimiert auf gute Effizienz für B-Tagging
- Anwendung 2: B-Tagging zum Nachweis von t -Zerfall
 - * Gesuchte Größen: Nur Identifikation von Jets mit b-Quarks
 - * “Normale” Collider erreichen nur relativ schlechte B-Tagging-Effizienz von $\sim 50\%$
- Flavor-Tagging = Bestimmung des Flavors eines B-Mesons (B^0/\bar{B}^0) aus seinen Zerfallsprodukten
 - Anschaulich: Faustregeln, welche Endzustände (zB Kaonen, hochenergetische Leptonen) charakteristisch für den B-Flavor sind
 - * Typisches Argument: Teilchen X^\pm im Endzustand \Rightarrow Ladung des Teilchens liefert B-Flavor
 - * Faustregeln, da **QCD**-Prozesse beteiligt sind und hier einfache Aussagen nicht möglich sind
 - Lepton-Tag: In semileptonischen B-Zerfällen legt Ladung des Leptons den Flavor des B-Mesons fest
 - * Schnelles Lepton aus $b \rightarrow c: \ell^-/\ell^+$ für b/\bar{b}
 - * Langsames Lepton aus $c \rightarrow s$ in $b \rightarrow c \rightarrow s: \ell^+/\ell^-$ für b/\bar{b}
 - * Wichtigstes Bsp für Flavor-Tagging: Schnelles Lepton aus $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \ell^- \bar{\nu}_\ell$
 - Kaon-Tag(...)
 - Pion-Tag(...)
 - Λ -Tag(...)
 - Flavor-Tagging ist eine Wissenschaft für sich, wird heute wahrscheinlich mit Machine Learning gemacht
- Template Fit
 - Idee: Fitte Daten nicht direkt an die analytische Funktion des Wirkungsquerschnitts, sondern vergleiche Daten direkt mit Wirkungsquerschnitten aus MC-Simulationen für verschiedene Parameter (“Templates”)
 - * Sinnvoll, wenn die Theorie-Vorhersagen so komplex sind, dass ein direkter Fit zu aufwändig wird
 - Anwendung: Bestimmung von Schwellen im Wirkungsquerschnitt an Hadron-Collidern
 - * Bsp: Bestimmung der W-Masse am Hadron-Collider ([ATLAS, 2012](#)), Bestimmung der t-Masse am Hadron-Collider ([ATLAS, 2015](#))

2.5.5 Event-Generatoren in der Teilchenphysik

- Grundproblem: Prozesse in Teilchenphysik sind kompliziert
 - Vollständiges Verständnis der Prozesse meist nicht möglich \Rightarrow Steck mein Verständnis in Simulationen und teste, ob die Simulation dieselben Ergebnisse liefert wie das Experiment (falls ja, habe ich den Prozess “verstanden”)
- Idee von Event-Generatoren: Berechne Wahrscheinlichkeit für jeden Prozess (analytisch oder numerisch) und ziehe dann in zufälligen Abständen Zufallszahlen dafür, welcher Prozess stattfindet \Rightarrow Erhalte zeitlichen Ablauf von Prozessen
 - Benötige MC-Simulationen für den Prozess, den Abstand zwischen Prozessen, evtl für numerische Berechnungen etc

- Event-Generatoren für Hochenergie-Prozesse bzw “Event-Generatoren”
 - Ziel: Hochenergie-Events am Kollisionspunkt simulieren
 - * Faktorisierung führt zu Faltungsintegralen von Wirkungsquerschnitten der harten Prozesse und Parton-Verteilungsfunktionen \Rightarrow Verwende MC-Integration zur numerischen Berechnung der Integrale
 - * Komplexe QCD-Prozesse zusätzlich zum harten Prozess: Initial state radiation, Hadronisation, Multiple particle interactions, Wechselwirkungen von Proton-Überresten \Rightarrow Verwende effektive Theorien(SCEFT) oder Modelle zur Beschreibung
 - Standard-Software für Event-Generatoren: Herwig7, Pythia8, Sherpa
- Event-Generatoren für Detektor-Simulationen bzw “Detektor-Simulation”
 - Ziel: Wechselwirkungen von Teilchen mit Materie(Detektor) simulieren
 - * Berücksichtige alle Prozesse unter “Wechselwirkungen von Teilchen mit Materie” und weitere(seltene) Prozesse
 - Input in Simulation: Liste der relevanten Prozesse für jeden Teilchentyp, Materialeigenschaften, Propagations-Eigenschaften der Teilchen in Materie, Geometrie der Materialien
 - Standard-Software für Detektor-Simulationen: GEANT
 - Großteil der Rechenleistung von Hochenergie-Experimenten für Detektor-Simulationen verwendet
 - * Große Collider-Experimente simulieren $\sim 10^9 \frac{\text{events}}{\text{Jahr}}$ in Detektorsimulationen

2.5.6 Jets

- Jet = Hadron-Bündel, dass durch Hadronisierung aus einem Parton entsteht
 - Detektor-Perspektive: Jet = Liste von rekonstruierten Hadronen
 - Jets verbinden mikroskopischen Parton-Prozess mit makroskopischer Sammlung an Detektor-Events
- Klassifikation von Jets – Thrust
 - Anschaulich: Thrust ist Maß für “Jet-Artigkeit” von Jets
 - * Thrust ist sehr einfaches Konzept(entwickelt in 1960ern), aber praktisch und daher immer noch in Verwendung
 - * Sehr jet-artig: Impulse der Teilchen im Jet alle entlang einer Achse
 - * Nicht jet-artig: Impulse der Teilchen im Jet scheinbar zufällig im Raum verteilt
 - Definition: $T := \max_{\vec{n}} \frac{\sum_i |\vec{p}_i \vec{n}|}{\sum_i |\vec{p}_i|}$
 - * Teilchen-Impulse \vec{p}_i sind definiert im Ruhesystem des Streuprozesses/Zerfallsprozesses
 - * Summe läuft über alle Teilchen im Jet
 - * $T = 1$ für “perfekten Jet”(alle Events entlang einer Geraden)
 - Vorteil: Thrust ist collinear safe und infrared safe
- Jet-Algorithmen
 - Motivation: Brauche Regeln, um Jets zu konstruieren bzw Detektor-Signale einem gemeinsamen QCD-Prozess am Kollisionspunkt zuordnen
 - Qualitätseigenschaften: Infrared-safety, Collinear-safety
 - * Anschaulich: Bedingungen, die nötig sind, damit die erhaltenen Objekte mit Theorie-Vorhersagen verglichen werden können
 - * Infrared-safety = Hadronen mit kleinem Energieunterschied werden in denselben Jet einsortiert
 - * Collinear-safety = Hadronen mit ähnlichem Emissionswinkel werden in denselben Jet einsortiert
 - Cone Algorithmen (Sternman, Weinberg, 1977)
 - * Anschaulich: Naive Herangehensweise
 - * Idee: Arbeite mit Kegeln(Parameter: Richtung, Öffnungswinkel) im (θ, ϕ) -Raum

- Optimierte Kegelparameter so, dass bestimmte Anzahl vom Detektor-Signalen im Kegel liegt
- * Ursprünglich entwickelt für Hadron-Collider
- * Nachteil: Nicht infrared-safe und collinear-safe
- Sequential recombination Algorithmen (JADE, 1986)
 - * Anschaulich: Sinnvolle Herangehensweise, um Theorie-Forderungen(infrared safety, collinear safety) zu erfüllen
 - * Idee: Baue Jets rekursiv auf, indem ich fordere, dass Teilchen des Jets ein kleines 4-Vektor-Produkt haben
 - Obere Schranke y_{cut} an das 4-Vektor-Produkt der Teilchen im Jet wird vorgegeben
 - * Grundlage: Paarweise Abstandsfunktion y_{ij}
 - Anschaulich: y_{ij} ist skalares Maß für 4-Skalarprodukt von 2 Teilchen mit hoher Energie $E_i \gg m_i$
 - Unterschiedliche Definitionen von y_{ij} gebräuchlich \Rightarrow Unterschiedliche Jet-Algorithmen(Bsp: Durham- k_T , anti- k_T , Cam/AC)
 - * Funktionsweise
 - Input: Liste von 4-Vektoren p_i der detektierten Teilchen
 - 1. Berechne y_{ij} für jedes Paar von Teilchen (i, j)
 - 2. Fallunterscheidung: $\min(y_{ij}) \begin{cases} > y_{\text{cut}} & \text{Ersetze } p_i, p_j \text{ durch } p_i + p_j \text{ und wiederhole ab 1)} \\ < y_{\text{cut}} & \text{Abbruch, alle verbleibenden } p_i \text{ sind Jets} \end{cases}$
 - * Besonders einfach an e^+e^- - und $e^\pm p$ -Collidern wegen wenigen Teilchen
 - Komplex an Hadron-Collidern, da Rechnung bei ~ 100 Teilchen im Detektor aufwändig wird
- Heute werden fast ausschließlich sequential recombination Algorithmen verwendet

2.5.7 Rekonstruktion an B-Fabriken

- Ziel: Variablen $\Delta E := E_B^{\text{CM}} - E_{\text{beam}}^{\text{CM}}$, $M_{bc} := \sqrt{(E_{\text{beam}}^{\text{CM}})^2 + (\vec{p}_B^{\text{CM}})^2}$ für jedes B-Meson berechnen
- Beam-constrained mass $M_{bc} := \sqrt{(E_{\text{beam}}^{\text{CM}})^2 + (\vec{p}_B^{\text{CM}})^2}$
 - * Anschaulich: $M_{bc} \approx m_B$ ist invariante Masse des B-Mesons
 - $E_{\text{beam}}^{\text{CM}} \approx E_B^{\text{CM}}$ ist gute Näherung, da Energie des Strahls ungefähr gleichmäßig auf die B-Mesonen verteilt wird
 - Wegen $E_{\text{beam}}^{\text{CM}} \approx E_B^{\text{CM}}$ gilt $M_{bc} = \sqrt{(E_{\text{beam}}^{\text{CM}})^2 + (\vec{p}_B^{\text{CM}})^2} \approx \sqrt{(E_B^{\text{CM}})^2 + (\vec{p}_B^{\text{CM}})^2} = m_B$
 - * Vorteil der Variable: Kann mit geringer Unsicherheit bestimmt werden
 - $E_{\text{beam}}^{\text{CM}}$ ist Strahleigenschaft und hat daher geringe Unsicherheit
 - \vec{p}_B^{CM} kann mit hoher Genauigkeit im Spurdetektor bestimmt werden
 - E_B^{CM} kann nur mit Kalorimeter-Messungen(hohe Unsicherheit) bestimmt werden
- Energiedifferenz $\Delta E := E_B^{\text{CM}} - E_{\text{beam}}^{\text{CM}}$
 - * Anschaulich: Beschreibt den Fehler in $M_{bc} = m_B$
 - * Erwarte $\Delta E > 0$ (Energieerhaltung), im Experiment dominiert aber Unsicherheit der Energiemessung \Rightarrow Verteilung der Events bezüglich ΔE ist Gaußkurve um $\Delta E = 0$
- Schreibe explizit dazu, dass Größen im Ruhesystem("CM") des e^+e^- -Paars definiert sind, da das an B-Fabriken nicht das Ruhesystem ist
 - * Boost der Größen ins e^+e^- -Ruhesystem ist einfach möglich, da Boost β des Schwerpunktsystems bekannt ist
- Vorgehen in der Rekonstruktion
 1. Kontinuum-Untergrund abziehen
 - Kontinuum-Untergrund: 2 hochenergetische Leptonen/Quarks in entgegengesetzte Richtungen
 - $e^+e^- \rightarrow B^0/\bar{B}^0$: B^0/\bar{B}^0 -Paare befindet sich annähernd in Ruhe, Zerfallsprodukte von B^0, \bar{B}^0 sind daher sphärisch symmetrisch im Detektor verteilt

2. Tag-Side B-Meson rekonstruieren

- Anschaulich: Rekonstruiere Tag-Side B-Meson, um mit zusätzlicher Impulsinformation die Unsicherheit des Signal-Side B-Mesons zu verringern
 - * Dieser Schritt ist nicht notwendig(und wird nicht immer gemacht), minimiert aber die Unsicherheit von p_{sig}
- Insgesamt $\sim 10^4$ Kanäle
- Hadronische Kanäle($B \rightarrow \text{had}$) \Rightarrow Hohe Reinheit(kein Neutrino), niedrige Effizienz $\epsilon \sim 10^{-3}$
- Semileptonische Kanäle($B \rightarrow D^{(*)} \ell \nu_\ell$) \Rightarrow Niedrige Reinheit(Neutrino), hohe Effizienz $\epsilon \sim 2 \times 10^{-3}$
 - * Verwende nur leptonische Kanäle nicht wegen geringer Reinheit(Neutrinos)
- Außerdem möglich: Inklusives Tagging(verwende möglichst alle Kanäle) \Rightarrow Sehr niedrige Reinheit(alles mögliche dabei), sehr hohe Effizienz $\sim 2 \times 10^{-2}$

3. Signal-Side B-Meson rekonstruieren

- Rekonstruiere nur B-Mesonen aus Events des zu untersuchenden Prozesses
- Verwende $p_{\text{tag}} + p_{\text{sig}} = p_{e^+e^-}$, um Unsicherheit von p_{sig} zu verringern
 - * Prozesse ohne Neutrinos: Verwende $p_{\text{tag}} + p_{\text{sig}} = p_{e^+e^-}$, um zusätzliche Information über schon rekonstruiertes p_{sig} zu bekommen
 - * Prozesse mit Neutrinos: Verwende $p_{\text{tag}} + p_{\text{sig}} = p_{e^+e^-}$ zur Rekonstruktion der Neutrinos(kann mit MC-begründeten Annahmen auch mehrere Neutrinos berücksichtigen)
- Rekonstruktions-Software von Belle und Belle 2
 - * [Full Reconstruction\(FR, 2011\)](#) für Belle: Neural-Network-basierter Algorithmus mit 1104 Tag-Side-Kanälen
 - Verbesserung der Anzahl rekonstruierter Events um Faktor 2 im Vergleich zum Vorgänger
 - * [Full Event Interpretation\(FEI, 2018\)](#) für Belle 2: Laufzeitoptimierung und mehr($\sim 10^4$) Tag-Side-Kanäle
 - * Beide Software-Pakete wurden am KIT entwickelt

Kapitel 3

Elektroschwache Theorie = EW-Theorie

3.1 Grundlagen

3.1.1 Grundbegriffe

- **EW** = electroweak
 - “electro”: **QED**-Effekte bzw Effekte mit Photonen
 - “weak”: “Schwache” Effekte bzw Effekte mit massiven Eichbosonen
- **EW**-Theorie = GWS-Theorie
 - **EW**-Theorie ist physikalisch sinnvoller Name(Vereinheitlichung von elektromagnetischer Theorie und schwacher Theorie)
 - GWS-Theorie nach den Entdeckern(Glashow, Weinberg, Salam)
- Historische Bezeichnungen
 - Neutraler Strom = Vertex mit Z^0 -Austausch
 - Geladener Strom = Vertex mit W^\pm -Austausch

3.1.2 Forschungsgeschichte EW-Theorie

- Einführung des Photons als Erklärung des Photoeffekts(Einstein, 1905)
- Kontinuierliches Beta-Zerfall-Spektrum(Chadwick, 1914)
 - Problem: Kontinuierliches Spektrum nur für 3-Körper-Zerfall möglich, beobachte aber nur 2 Teilchen
 - Seltsame Effekte in Beta-Zerfall sind Geburtsstunde von **EW**-Physik
- Neutrino-Postulat(Pauli, 1930)
 - Löst Problem des kontinuierlichen Beta-Zerfall-Spektrums
- “Neutrinos werden nie entdeckt” (Bethe, Peierls, 1934)
 - Haben berechnet, dass Wirkungsquerschnitt für Neutrino-Streuung extrem klein sein muss
 - Fazit: Neutrinos können die Erde ohne Ablenkung durchqueren \Rightarrow Neutrinos werden vermutlich nie entdeckt
- Fermi-Theorie für Beta-Zerfall mit Vektorkopplung(Fermi, 1934)
 - Problem: Wirkungsquerschnitt wächst unbegrenzt $\sigma \propto E^2$ wegen Kontaktwechselwirkung
 - Verbesserung: Austauschbosonen(Yukawa, Klein, 1938) mit eigener Dynamik verhindern Divergenz von σ
- Entwicklung der **QED**(Feynman, Schwinger, Tomonaga, 1940er Jahre)

- Maximale \mathcal{P} -Verletzung in Beta-Zerfall(Wu, 1957, Goldhaber, 1958)
 - Postuliert als Lösung des θ - τ -Rätsels(Lee, Yang, 1956)
 - Absolut unerwartete Eigenschaft von schwacher WW
- $V - A$ -Theorie für Beta-Zerfall(Feynman, Gell-Mann, 1958)
 - Erweiterung der Fermi-Theorie von V -Kopplung auf $V - A$ -Kopplung
 - Motiviert durch Entdeckung von maximaler \mathcal{P} -Verletzung
- $U(1)_Y \times SU(2)_L$ -Theorie(Glashow, 1961)
 - Vereinheitlichung von QED und Fermi-Theorie
- EW-Theorie(Weinberg, 1967, Salam, 1968)
 - Kombiniere Higgs-Mechanismus(Brout, Englert, 1964, Higgs, 1964) zur Erzeugung von eichinvarianten Fermion- und Eichbosonmassentermen mit $U(1)_Y \times SU(2)_L$ -Eichgruppe
- EW-Theorie ist renormierbar('t Hooft, Veltman, 1971)
 - EW-Theorie damit als ernstzunehmende Theorie bestätigt
 - * Renormierbarkeit war wichtiges Kriterium in frühen Jahren der QFT
- Nachweis neutraler Ströme(Gargamelle, 1973)
- Nachweis von W - und Z -Bosonen(SppS, 1981)
- Vermessung der W - und Z -Bosonen(LEP, SLC, 1990er Jahre)
- Nachweis des Higgs-Bosons(LHC, 2012)

3.2 Entdeckungen vor der EW-Theorie

3.2.1 Beta-Zerfall

- Arten von Beta-Zerfällen
 - Unterscheide β^- - und β^+ -Zerfall
 - * Beide Prozesse können in stabileren Zustand führen, da Protonen und Neutronen im Kern gebunden sind
 - * Für freie Protonen bzw Neutronen ist nur β^- -Zerfall möglich, da β^+ -Zerfall kinematisch verboten ist($m_p < m_n + m_e$)
 - Mit "Beta-Zerfall" meint man deshalb meist β^- -Zerfall
 - * $\beta^-: n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$
 - * $\beta^+: p \rightarrow n e^+ \nu_e$
 - Auch Beta-Zerfälle in Myonen und Taus möglich
 - * Bei niedrigen Energien $E_{\text{cm}} \sim m_p$ kinematisch unterdrückt wegen $m_e \ll m_\mu, m_\tau$
- Kontinuierliches Beta-Zerfall-Spektrum \Rightarrow Neutrinopostulat
 - Falls β -Zerfall 2-Körper-Zerfall ist, E -, \vec{p} -, \vec{L} -Erhaltung verletzt
 - * E - und \vec{p} -Verletzung: Kernrückstoß vernachlässigbar \Rightarrow Elektronenergie und Elektronimpuls bestimmt durch Energie/Impuls des zerfallenden Teilchens
 - * \vec{L} -Verletzung: Spinunterschied von Proton und Neutron $\Delta L \in \{-1, 0, 1\}$, aber Elektron hat $s = \frac{1}{2} \Rightarrow L$ -Verletzung um $\Delta L = \frac{1}{2}$
 - Auflösung: Beta-Zerfall muss 3-Körper-Zerfall sein
 - Beobachte nur 2 Teilchen(Proton/Neutron und Elektron) \Rightarrow Postuliere weiteres Teilchen mit passenden Eigenschaften, um Erhaltungssätze nicht zu verletzen

- * Teilchen muss $s = \frac{1}{2}$ haben für Drehimpulserhaltung
- * Teilchen muss leicht sein, damit die Kinematik nicht geändert wird
- * Teilchen darf nur “schwach” wechselwirken
 - “Schwach” wechselwirken: Keine elektrische Ladung, keine starke Wechselwirkung, aber Beta-Zerfall erlaubt
- Klassifikation von Beta-Zerfällen nach Chiralität
 - Idee: Zerlege linkshändigen Teilchen $P_L\psi = \psi$ in vektorartige Teilchen $\gamma_5\psi = \psi$ und axialvektorartige Teilchen $\gamma_5\psi = -\psi$
 - * Formal: Zerlege $P_L = \frac{1-\gamma_5}{2}$
 - * Vektor- und axialvektorartige Teilchen haben unterschiedliche Drehimpuls-Eigenschaften \Rightarrow Sinnvolle Unterteilung
 - Fermi-Übergang – Vektorartige Kopplung
 - * Leptonen parallel emittiert mit antiparallelen Spins, keine Vorzugsrichtung
 - * Keine Änderung von Kernspin und Parität
 - * Matricelement unabhängig von E_e und Kernstruktur
 - Gamow-Teller-Übergang – Axialvektorartige Kopplung
 - * Leptonen antiparallel emittiert mit parallelen Spins, Vorzugsrichtung relativ zum Kernspin
 - * Änderung von Kernspin und Parität möglich
 - * Matricelement von E_e und Kernstruktur abhängig

3.2.2 Entdeckung von P-Verletzung

- Motivation: Theta-Tau-Rätsel(Lee, Yang, 1956) - Identische Teilchen bis auf unterschiedliche Parität?
 - Annahme um 1956: Alle WW sind P -invariant, da es noch keine Anzeichen für P -Verletzung gibt
 - Beobachtung: 2 Teilchen(θ^+, τ^+) mit selber Produktion(starke WW), Masse und Lebensdauer, aber Zerfällen in Endzustände mit unterschiedlicher Parität($\theta^+ \rightarrow \pi^+\pi^0, \tau^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$)
 - Naive Antwort: θ^+, τ^+ sind unterschiedliche Teilchen mit unterschiedlicher Parität(P erhalten)
 - Auflösung(Wu, Goldhaber): Experimenteller Nachweis für P -Verletzung in schwacher WW, $\theta^+ = \tau^+ =: K^+$
- Entdeckung von P-Verletzung(Wu, 1957)
 - Idee: Betrachte Elektronhelizität(pseudoskalar) im Betazerfall $^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni}^* + e^- + \bar{\nu}_e$
 - * P -Erhaltung \Rightarrow Elektronen gleich wahrscheinlich parallel und antiparallel zum Kernspin emittiert
 - * P -Verletzung \Rightarrow Elektronen haben Vorzugsrichtung relativ zum Kernspin
 - Aufbau
 - * Externes Magnetfeld richtet ^{60}Co -Kerne aus
 - * Aufbau auf $\mathcal{O}(10\text{ mK})$ abgekühlt(adiabatische Entmagnetisierung) \Rightarrow Thermische Effekte beeinflussen Kernspin-Ausrichtung nicht
 - * Kontrolliere Kernspin-Ausrichtung durch Messung(Szintillator) der Photonen aus $^{60}\text{Ni}^* \rightarrow ^{60}\text{Ni} + \gamma$ senkrecht und parallel zum Kernspin(unterschiedliche Zählrate für ausgerichteten Kernspin)
 - * Messe(Szintillator) Elektron-Impuls parallel zum Kernspin(für ausgerichteten Kernspin trägt nur diese Komponente im Skalarprodukt bei)
 - Elektronhelizität(Skalarprodukt Kernspin/Elektronenimpuls) pseudoskalar $\Rightarrow P$ -Verletzung möglich
 - * Drehimpulserhaltung: Wegen $5 = 4 + \frac{1}{2} + \frac{1}{2}$ sind alle Spins parallel zum ^{60}Co -Spin
 - * Impulserhaltung: ^{60}Co -Kern ruht, $^{60}\text{Ni}^*$ -Kern ruht wegen großer Masse näherungsweise(bis auf Kernrückstoß), e^- und $\bar{\nu}_e$ bewegen sich in entgegengesetzte Richtungen
 - * P invertiert Impulse auslaufender Teilchen und lässt Spins gleich \Rightarrow Elektronhelizität wird invertiert
 - Ergebnis: P -Verletzung in β -Zerfall

- * Photonen-Asymmetrie: Unterschiedliche Zählraten parallel und senkrecht zum Kernspin \Rightarrow Kernspin ist ausgerichtet(für ca 5 min nach Start des Experiments)
- * Elektronen-Asymmetrie: Unterschiedliche Zählraten für Emission parallel und antiparallel zum Kernspin \Rightarrow Vorzugsrichtung und P -Verletzung
- * Elektronenzählrate für Kernspin nach unten ist höher \Rightarrow Bevorzugt Elektronen mit negativer Helizität/linkshändiger Chiralität(masseloser Grenzfall)
- Maximale P -Verletzung(Goldhaber, 1958)
 - Idee: Betrachte Neutrinohelizität(pseudoskalar) im Elektroneinfang $^{125m}\text{Eu} + e^- \rightarrow ^{152}\text{Sm}^* + \nu_e$
 - * Idee: Messe Anzahl P -erhaltender und P -verletzender Neutrinos(Grad der P -Verletzung)
 - * Trick: Neutrinohelizität entspricht Photonhelizität(messbar)
 - * Trick: Photonen von nach oben emittierten Neutrinos mit Kernresonanzfluoreszenz aussortieren
 - Aufbau
 - * ^{152m}Eu -Quelle mit e^- beschossen, umgeben von B -Feld-durchflossenem Fe-Block
 - Elektroneinfang $^{152}\text{Sm}^* \rightarrow ^{152}\text{Sm} + \gamma$, anschließend Abregung $^{152}\text{Sm}^* \rightarrow ^{152}\text{Sm} + \gamma$
 - Streuung emittierter Photonen im Eisenblock abhängig von Photonhelizität(Polarisation)
 - * Photonen machen Kernresonanzfluoreszenz $^{152}\text{Sm} + \gamma \rightarrow ^{152}\text{Sm}^* \rightarrow ^{152}\text{Sm} + \gamma$ im Sm_2O_3 -Absorber
 - Kernresonanzfluoreszenz nicht für alle Photonen möglich, da Photonen durch Kernrückstoß Energie bei Emission verlieren \Rightarrow Nur für Photonen von nach oben emittierten Neutrinos
 - Wähle Elemente so, dass für nach oben emittierte Neutrinos die zusätzliche kinetische Energie des Kerns nach Elektroneinfang die Kernrückstoßenergie durch die Abregung kompensiert
 - * Szintillator mit Photomultiplier misst Zählrate für vom Absorber isotrop emittierten Photonen
 - Pb-Abschirmung absorbiert direkt aus ^{152m}Eu -Quelle kommende Photonen
 - Messgröße: Anteil von Photonen mit negativer Helizität $\delta = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R}$ bzw $r = \frac{N_L}{N_L + N_R}$
 - * Magnetfeldeinstellung bestimmt Chiralität = Helizität von emittierten Photonen
 - * Impuls- und Drehimpulserhaltung in Elektroneinfang $\Rightarrow ^{152}\text{Sm}^*$ und ν_e haben selbe Helizität
 - Drehimpulserhaltung bestimmt Spinrichtung: ^{152m}Eu hat $J^P = 0^-$, $^{152}\text{Sm}^*$ hat $J^P = 1^-$
 - Impulserhaltung $\Rightarrow ^{152}\text{Sm}^*$ und ν_e haben antiparallele Impulse
 - * Impuls- und Drehimpulserhaltung in Abregung $\Rightarrow ^{152}\text{Sm}^*$ und γ haben selbe Helizität
 - $^{152}\text{Sm}^*$ hat $J^P = 1^-$, ^{152}Sm hat $J^P = 0^+$
 - Ergebnis verträglich mit maximaler P -Verletzung
 - * Theorie: Maximale P -Verletzung(linkshändige Neutrinos) $\Rightarrow r = 0.75$ Photonen mit negativer Helizität
 - Winkelabhängigkeit der Photonpolarisation muss berücksichtigt werden, daher nicht $r = 1$
 - * Messung: $r = (0.68 \pm 0.14)$

3.3 Neutrino-Experimente

3.3.1 Motivation für Neutrino-Experimente zur Untersuchung der EW-Theorie

- Anschaulich: Betrachte WW der W -/ Z -Bosonen mit Neutrinos, um Informationen über W -/ Z -Bosonen zu erhalten
- Ziel: Z -Boson untersuchen
 - W -Boson und dessen Eigenschaften schon bekannt aus Beta-Zerfall
- Historische Bedeutung: Neutrino-Experimente wichtig, bevor an Collidern(SppS, LEP, SLC) reelle W -/ Z -Bosonen erzeugt werden können
- Vorteile
 - Keine Konkurrenzprozesse \Rightarrow Niedriger Untergrund

- * Nur W/Z -Bosonen wechselwirken mit Neutrinos
- * Z -Boson und Photon haben sehr ähnliches Kopplungsverhalten(bis aus Neutrino-Kopplung) \Rightarrow Suche nach Z -Effekten vor Untergrund von **QED**-Effekten ist schwierig
- Benötige keine hohe Energie, da nur virtuelle W/Z -Bosonen beobachtet werden
 - * Alternative: Produktion von reellen W/Z -Bosonen bei ~ 100 GeV
- Nachteile
 - Niedrige Eventrate
 - * Nicht wirklich ein Nachteil, da das eine allgemeine Eigenschaft der schwachen WW ist

3.3.2 Neutrale Ströme in $e^- \nu$ -Streuung

- Produktion von ν -Strahlen
 - Neutrinos wechselwirken nur durch schwache Wechselwirkung \Rightarrow Kann Neutrino-Strahlen nicht mit EM-Feldern kontrollieren
 - ν -Strahl besteht bevorzugt aus ν_μ , da diese vor allem in π^- -Zerfall entstehen
- 1. Erzeuge Proton-Strahl am Teilchenbeschleuniger
- 2. Fixed-Target-Streuung Proton-Strahl/schwere Kerne \Rightarrow Erhalte viele Hadronen
- 3. Verwende "Magnetisches Horn"(gepulster Toroidmagnet) zur Fokussierung der Hadronen
 - Hadronen werden in Fixed-Target-Streuung in alle möglichen Richtungen emittiert, benötige aber fokussierte Hadronen für fokussierten Neutrino-Strahl
- 4. Bei Zerfällen der produzierten Teilchen entstehen Neutrinos
 - Dominante Prozesse: K^\pm, π^\pm -Zerfälle(wegen Helizitätsunterdrückung bevorzugt ν_τ -Neutrinos)
 - Richtung des Neutrinostrahls nicht komplett kontrollierbar, da Neutrinos in 2- oder 3-Körper-Zerfällen von Hadronen entstehen
- 5. Absorbieren alle Teilchen außer Neutrinos durch geeignete Abschirmung
- Signaturen von $e^- \nu$ -Streuung
 - Situation: ν aus ν -Strahl wechselwirkt mit e^- der Atome in der Blasenkammer
 - Keine ν -Spur in der Blasenkammer, e^- ruht \Rightarrow In Blasenkammer-Aufnahmen erkennt man $e^- \nu$ -Streuung daran, dass Teilchen "aus dem Nichts" entstehen
 - Neutraler Strom: e^- entsteht aus dem Nichts
 - * Hochenergetisches ν_μ schubst e^- an, das dann im Detektor abgebremst wird
 - Geladener Strom: μ^- entsteht aus dem Nichts
 - * Hochenergetisches ν_μ wird durch W-Boson in μ^- umgewandelt
 - * μ^- fällt im Detektor durch seine lange Spur bzw schwache Ionisierung auf
- Nachweis von neutralen Strömen([CERN/Gargamelle](#), 1973)
 - Neutrino-Strahl aus Proton-Strahl vom PS
 - Blasenkammer zur Neutrinodetektion(Gargamelle)
 - * Enthält Flüssigkeit(Freon) mit hoher Massenzahl \Rightarrow Erhöhte Wahrscheinlichkeit für Neutrino-Streuung
 - * Detektiert Teilchenspuren optisch(Foto-Apparat)
 - * Aufbau in 2 T-Magnetfeld für Impulsmessung
 - Ergebnisse von Gargamelle($\sim 7 \times 10^5$ Aufnahmen händisch durchmustern)
 - * Nachweis von neutralen und geladenen Strömen
 - * Abschätzung für Weinberg-Winkel $\sin^2 \theta_W = 0.35 \pm 0.25$
- Messung der Formfaktoren g_V, g_A in $e^+ e^- Z$ -Kopplung

- e^+e^- -Z-Kopplung ist nicht-trivial ($g_V, g_A \neq 1$) wegen Beitrag durch $U(1)_Q$
 - * **SM-Vorhersage** für $f\bar{f}$ -Z-Kopplung: $g_V = T_3 - 2\sin^2\theta_W Q, g_A = T_3$
 - * $\nu\bar{\nu}$ -Z-Kopplung ist trivial ($g_V, g_A = 1$) wegen $Q_\nu = 0$
- Idee: 4 g_V, g_A -abhängige Observablen aus Streuungen $e^-\nu_e, e^-\bar{\nu}_e, e^-\nu_\mu, e^-\bar{\nu}_\mu \Rightarrow$ Bestimme Schranken an g_V, g_A aus diesen Observablen
- Historische Einordnung: Experimente für $e^-\nu$ -Streuung (zB CDHS) haben diese Messungen in 1980ern gemacht
 - * Typischer Aufbau: Neutrinos (aus Beschleuniger) streuen mit Elektronen in Atomen \Rightarrow Produktion von Myonen oder Elektronen, die in elektronischen Detektoren (Driftkammer, Kalorimeter) nachgewiesen werden
 - * Genauigkeit der Schranken wurden später an Z-Fabriken (LEP, SLC) um viele Größenordnungen verbessert

3.4 W- und Z-Physik

3.4.1 Theoretische Grundlagen für Z-Physik am e^+e^- -Collider: $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$

- Beiträge: $\sigma(e^+e^- \rightarrow f\bar{f}) = \sigma_\gamma + \sigma_Z + \sigma_{\gamma/Z}$
 - Anschaulich: Photon-Austausch, Z-Austausch und Interferenz von Photon- und Z-Austausch
 - Terme mit Z-Beitrag haben Abhängigkeit von Breit-Wigner-Verteilung $\propto \frac{s}{s-m_Z^2+i\Gamma_Z m_Z}$
 - * Verwende Breit-Wigner-Verteilung mit $m \rightarrow m - i\Gamma/2$ mit Beitrag durch Zerfallsbreite $\Gamma \neq 0$ des Z-Bosons
 - * Bei $\sqrt{s} = m_Z$ liefert Breit-Wigner-Verteilung maximalen Beitrag (sogar divergent für $\Gamma_Z = 0$)
 - Photon-Beitrag $\sigma_\gamma = N_c Q_f^2 \frac{4\pi\alpha^2}{3s}$ (für $m_f \ll 1$)
 - * Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma_\gamma}{d\cos\theta} = N_c Q_f^2 \frac{\pi\alpha^2}{2s} (1 + \cos^2\theta)$ abhängig von Polarwinkel θ
 - Parametrisierung von σ in der Nähe der Z-Resonanz $\sigma \approx \sigma_Z = \sum_f \frac{12\pi}{m_Z^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_f}{\Gamma_Z^2} \frac{s\Gamma_Z^2}{(s-m_Z^2)^2 + s^2 \frac{\Gamma_Z^2}{m_Z^2}}$
 - * Begründung: Vernachlässige σ_γ (unterdrückt mit Faktor $\sim 10^3$), $\sigma_{\gamma/Z}$ (verschwindet exakt bei $\sqrt{s} = m_Z$) und berechne γ_Z
 - * Term $\frac{s\Gamma_Z^2}{(s-m_Z^2)^2 + s^2 \frac{\Gamma_Z^2}{m_Z^2}}$ ist (normierte) Breit-Wigner-Verteilung mit Halbwertsbreite $\Gamma_Z \Rightarrow$ Normierungsfaktor ist $\sum_f \frac{12\pi}{m_Z^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_f}{\Gamma_Z^2}$
 - Dominante Prozesse in Abhängigkeit von \sqrt{s}
 - * $\sqrt{s} \ll m_Z$: σ_γ dominiert
 - * $\sqrt{s} \approx 50$ GeV: Alle Terme tragen ähnlich stark bei
 - * $\sqrt{s} \approx 60$ GeV: Interferenzterm hat maximalen relativen Beitrag
 - * $\sqrt{s} = m_Z$: σ_Z dominiert
 - * $\sqrt{s} \approx 2m_W$: Schwelle für W^+W^- -Paarerzeugung
- Zerfallsbreite des Z-Bosons Γ_Z
 - Erhalte Γ_Z aus der Summe der Beiträge aller Fermionen in $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$: $\Gamma_Z = \sum_f \Gamma_f = \sum_{q=u,d,s,c,b} \Gamma_q + \sum_{\ell=e,\mu,\tau} \Gamma_\ell + \sum_{\nu=\nu_e,\nu_\mu,\nu_\tau} \Gamma_\nu$
 - * Rechnung liefert $\Gamma_f = N_c \frac{G_F m_Z^3}{6\sqrt{2}\pi} ((g_V)^2 + (g_A)^2)$ mit $g_V = T_3 - 2Q_f \sin^2\theta_W, g_A = T_3$
 - Rechnung vernachlässigt Fermion-Massen \Rightarrow Benötige kleine Korrekturen (insbesondere für c, b, τ)
 - * Lepton-Universalität $\Rightarrow \Gamma_e = \Gamma_\mu = \Gamma_\tau =: \Gamma_\ell, \Gamma_{\nu_e} = \Gamma_{\nu_\mu} = \Gamma_{\nu_\tau} =: \Gamma_\nu$
- Forward-Backward-Asymmetrie für Prozesse mit Z-Boson

- Anschaulich: Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ hängt von $\cos\theta$ ab
- Formal: Forward-Backward-Asymmetrie $A_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B}$ mit $\sigma_F = \int_0^{\pi/2} d\theta \frac{d\sigma}{d\cos\theta}$, $\sigma_B = \int_{\pi/2}^{\pi} d\theta \frac{d\sigma}{d\cos\theta}$
 - * Nur sensitiv auf $\propto \cos\theta$ -Terme in $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$, da A_{FB} für Terme $\propto 1, \propto \cos^2\theta$ verschwindet
 - * Erhalte in σ_Z Beiträge $\propto (1 - \cos\theta)^2, \propto (1 + \cos\theta)^2$ durch alle möglichen Chiralitätskombinationen von $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$
 - * Beitrag zu A_{FB} durch $\sigma_{\gamma/Z}$ verschwindet bei $\sqrt{s} = m_Z$
- Anwendung: $A_{FB} \neq 0$ ist indirekter Hinweis auf Z -Boson
- Produktion und Zerfall von reellen Z -Bosonen
 - Produktion: Z -Austausch in $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$
 - Zerfallskanäle
 - * Linkshändige Neutrinos(20%): Kein direkter Nachweis möglich
 - * Geladene Leptonen(3.3% pro Flavor): Einfach für e, μ , abhängig vom verwendeten Zerfall bei τ
 - * Up-type Quarks u, c (11.6% pro Flavor): Nachweis durch Jets
 - * Down-type Quarks d, s, b (15.6% pro Flavor): Nachweis durch Jets
- QED- und QCD-Korrekturen
 - Achtung: Präzision von LEP und SLC so hoch, dass höhere Ordnungen Störungstheorie wichtig sind
 - * Wichtigster Prozess: Photon-Abstrahlung im Anfangszustand \Rightarrow Schwerpunktsenergie nimmt ab
 - Idee: Redefiniere die Observablen mit effektiven Parametern, die Beiträge durch höhere Ordnungen Störungstheorie parametrisieren
 - Theoretische Ergebnisse für Loop-Korrekturen hängen quadratisch von m_t und logarithmisch von m_h ab
 - * Historisch: Konnte m_t, m_h vor direkter Entdeckung aus Präzisionsdaten von $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ vorher-sagen
- Parametrisierung der Observablen in $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$
 - LEP und SLC verwenden gleiche Parametrisierung, Großteil der Daten kommt aber von LEP(außer für A_{LR})
 - Parametrisierung der totalen Wirkungsquerschnitte
 - * Observablen: $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}), \sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-), \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-), \sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-)$
 - * Parameter: $m_Z, \Gamma_Z, \sigma_{\text{had}}^0 = \frac{12\pi\Gamma_e\Gamma_{\text{had}}}{m_Z^2\Gamma_Z^2}, R_i = \frac{\Gamma_{\text{had}}}{\Gamma_i}$ mit $i \in \{e, \mu, \tau\}$
 - * Vorteile des Parameter-Sets: Basiert auf einfachen Messungen, minimale korrelierte Unsicherheiten
 - Bsp: R_i ist Verhältnis von Zerfallsbreiten \Rightarrow Unabhängig von Luminosität
 - * Totale Wirkungsquerschnitte wichtig für allgemeine Kinematik-Überlegungen
 - Parametrisierung der Forward-Backward-Asymmetrien
 - * Observablen: A_{FB} für $e^+e^- \rightarrow e^+e^-, e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-, e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$
 - * Parameter: Peak-Asymmetrien $A_{FB}^{0,i}$ in $\frac{d\sigma_i}{d\cos\theta} \propto \sigma_i^0 \left((1 + \cos^2\theta) + \frac{8}{3} A_{FB}^{0,i} \cos\theta \right)$ für $i \in \{e, \mu, \tau\}$
 - * Forward-Backward-Asymmetrien wichtig für Messung der Kopplungskonstanten g_V, g_A
 - Haupt-Parameter der SLC-Messung: Links-Rechts-Asymmetrie $A_{LR} = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} \frac{1}{\langle \mathcal{P}_e \rangle}$
 - * $N_{L,R}$ bzw $\sigma_{L,R}$ für Prozesse mit links-/rechtshändigen Elektronen
 - * A_{LR} ist besonders wichtig für Bestimmung der Elektron-Kopplungskonstanten g_V, g_A
 - * Asymmetrie für Produktion von Elektronen mit links-/rechtshändiger Helizität $\mathcal{P}_e = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-}$

3.4.2 Theoretische Grundlagen für W -Physik am e^+e^- -Collider

- Produktion und Zerfall von reellen W -Bosonen
 - Produktionskanäle $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$
 - * W -Produktion durch virtuellen γ/Z -Austausch(2 W -Bosonen): Selber Prozess wie $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, aber mit $f \rightarrow W$
 - Interessant, da WWZ bzw $WW\gamma$ -Vertex eine Vorhersage von nichtabelscher Eichtheorie ist(neuer Effekt im **SM**)
 - * Assoziierte W -Produktion(2 W -Bosonen): Austausch eines virtuellen ν_e
 - Für Theorie uninteressant, da $Wf\bar{f}$ -Vertex schon aus Beta-Zerfall bekannt ist
 - Zerfallskanäle
 - * Leptonischer Zerfall $W \rightarrow \ell\nu$ (11% pro Flavor)
 - $\ell \in \{e, \mu\}$: Einfacher experimenteller Nachweis
 - $\ell = \tau$: Schwieriger Nachweis, da das τ hadronisch zerfällt
 - * Hadronischer Zerfall $W \rightarrow q\bar{q}$ (67%)
 - Jet-Nachweis ist schwierig wegen großem Untergrund durch **QCD**-Prozesse

3.4.3 Theoretische Grundlagen von W - und Z -Physik am Hadron-Collider

- Produktion von Z -Bosonen
 - Dominante Prozesse: $q\bar{q} \rightarrow Zq, q\bar{q} \rightarrow Zg$
 - * Gluon-Prozess $g\bar{g} \rightarrow Zg$ mit Fermion-Loop erst in NLO möglich
 - Beitrag von Effekten höherer Ordnung stark abhängig von der Winkelverteilung des Prozesses
- Produktion von W -Bosonen
 - Dominanter Prozess: $u\bar{d}/d\bar{u} \rightarrow W^\pm$
 - Achtung: Unterschiedliche Raten für W^+ - und W^- -Produktion wegen Quark-Inhalt uud des Protons
 - * Größere Rate für W^+ -Produktion, da Kombination $u\bar{d}$ wahrscheinlicher ist als $d\bar{u}$

3.4.4 Experimente für W - und Z -Physik

- e^+e^- -Collider bzw “ Z -Fabriken”
 - Motivation für e^+e^- -Collider auf Z -Resonanz nach W/Z -Entdeckung an SppS: Präzisionsmessungen, Higgs-Suche
 - * e^+e^- -Collider erreichen erstmals ausreichende Präzision, um Vorhersagen für höhere Ordnungen in Störungstheorie zu testen
 - LEP(1989-2000)
 - * LEP1(1989-1995) bei $\sqrt{s} \approx m_Z$
 - Motivation: Vermessung der Z -Resonanz mit hoher integrierter Luminosität
 - Strahlenergie variiert im Bereich $\sqrt{s} \in [m_Z - 2 \text{ GeV}, m_Z + 2 \text{ GeV}]$ mit höchster Statistik bei $\sqrt{s} = m_Z$ (vor allem auf 7 festen Werten für \sqrt{s})
 - * LEP2(1996-2000) bei $\sqrt{s} \in [160, 207] \text{ GeV}$
 - Motivation: Vermessung des W -Bosons und Suche nach Higgs-Boson
 - * Herausforderung: Benötige präzise Messung der Strahl-Schwerpunktsenergie \sqrt{s}
 - Trick: Strahlenergie kann aus Spin-Präzessionsfrequenz der e^\pm berechnet werden
 - Bestimme Spin-Präzessionsfrequenz durch resonante Depolarisation(benutze Kernspinresonanz)
 - Erhalte Energie-Unsicherheit $\pm 1.7 \text{ MeV}$
 - * Herausforderung: Benötige präzise Messung der Luminosität, um N in σ umzurechnen

- Trick: Verwende Bhabha-Streuung (γ -Austausch in $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ im t-Kanal) für Messung der Luminosität $L = \frac{N_{\text{Bhabha}}}{\sigma_{\text{Bhabha}}}$
- Besonderheit von Bhabha-Streuung: $\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \propto \frac{1}{\sin^4(\theta/2)}$ für $\theta \ll 1$
- Könnte Luminosität auch aus Beschleuniger-Parametern bestimmen, das liefert aber zu ungenaue Ergebnisse
- Purer QED-Prozess \Rightarrow Theorie-Vorhersage für σ_{Bhabha} hat geringe Unsicherheit
- Verwende Events mit kleinem Streuwinkel $\theta \in [25, 60] \text{ mrad} \Rightarrow$ Bhabha-Streuung dominiert
- SLC(1989-1998) bei $\sqrt{s} \approx m_Z$ mit polarisierten Elektronen(ab 1992)
 - * Motivation: Vermessung der Z mit polarisierten Elektronen
 - * SLC erreicht mit Faktor ~ 20 weniger registrierten Z -Zerfälle ähnliche Präzision wie LEP, da polarisierte Elektronen verwendet werden
- Typische Messgrößen
 - * Messe \sqrt{s} -Abhängigkeit aller Größen
 - * $A_{FB}(\sqrt{s})$ zur Messung von Termen mit $\cos\theta$ -Abhängigkeit
 - * $\sigma_{\text{tot}}(\sqrt{s})$ zur Messung von Termen mit $\cos^2\theta$ -Abhängigkeit
 - * Polarisations-Messungen für polarisierte Elektronen(SLC) oder Endzuständen mit τ -Leptonen
- Hadron-Collider
 - pp vs $p\bar{p}$ -Collider
 - * Prozess $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow Z/W$ bei pp - und $p\bar{p}$ -Collidern möglich, aber mit unterschiedlicher Wahrscheinlichkeit x (höher für $p\bar{p}$)
 - Unterschied: \bar{q} kann an $p\bar{p}$ -Collider ein Valenzquark sein, an pp -Collider muss es ein Seequark sein
 - * Abschätzung: $\langle x \rangle \sim 0.12$ für Valenzquarks, $\langle x \rangle \sim 0.04$ für Seequarks \Rightarrow Mit 300 GeV-(Anti)Protonen(Größe von SppS) erhält man $\sqrt{s} \sim 41.6 \text{ GeV}$ in pp -Kollisionen und $\sqrt{s} \sim 72 \text{ GeV}$ in $p\bar{p}$ -Kollisionen
 - * Am LHC technisch viel höhere Schwerpunktsenergie möglich \Rightarrow Unterschied in $\langle x \rangle$ für See- und Valenzquarks nicht mehr so groß, dass sich \bar{p} -Beschleunigung lohnt
 - SppS(1981-1991): $p\bar{p}$ -Collider
 - * Wichtigster Beitrag: Entdeckung von W, Z
 - Tevatron(1983-2011): $p\bar{p}$ -Collider
 - * Wichtigster Beitrag: Entdeckung von t , Higgs-Suche
 - LHC(seit 2010): pp -Collider
 - * Wichtigster Beitrag: Higgs-Entdeckung, SUSY-Suchen

3.4.5 Indirekter Hinweis auf Z -Bosonen durch Forward-Backward-Asymmetry(PETRA, 1981)

- Anschaulich: Z -Boson-Effekte durch Z/γ -Interferenz-Effekte(Forward-Backward-Asymmetry) schon für $\sqrt{s} < m_Z$ sichtbar
 - PETRA(e^+e^- -Collider mit $\sqrt{s} \approx 33 \text{ GeV}$) hat nicht genügend Energie, um große Effekte durch Z -Bosonen zu beobachten
 - Erster Hinweis auf Z -Boson außerhalb von Neutrino-Experimenten
- Ergebnis: Kombinierte Daten aller PETRA-Experimente liefern $A_{FB} = (-7.7 \pm 2.4)\% \Rightarrow$ Signifikante Abweichung von $A_{FB} = 0$

3.4.6 Nachweis von W - und Z -Bosonen in $p\bar{p}$ -Streuung

- Idee: Produktion reeller W - und Z -Bosonen, Nachweis über Zerfallsprodukte
 - Keine W - oder Z -Spuren detektierbar, da die massiven Teilchen zu schnell zerfallen
 - Produktion von W/Z in Annihilation von Quark-Antiquark-Paaren

- Experimentelle Herausforderungen

- Beschleunigung von Protonen auf $\sqrt{s} \approx 500 \text{ GeV}$
 - * Valenzquarks haben Impulsanteil $x \approx 0.2$, benötigte Schwerpunktsenergie im Bereich $\sqrt{s} \approx 100 \text{ GeV}$
- Antiprotonstrahl erzeugen
 - * Antiprotonen aus Streuung von hochenergetische Protonen mit Target, Selektion mit Magnetfeld
 - * Bündelung des Strahls durch stochastische Kühlung(Live-Korrektur mit Kickermagneten)
- Vollelektronischer 4π -Detektor \Rightarrow Elektronische Auswertung

- Ergebnisse

- Nachweis des W -Bosons in $W \rightarrow l\nu$: 76 $W \rightarrow e\nu_e$ -Events, 14 $W \rightarrow \mu\nu_\mu$ -Events (UA1, 1983)
 - * Produziere einzelne reelle W -Bosonen in $q\bar{q}$ -Streuung
 - * Hintergrund durch QCD-Jet-Produktion(keine bevorzugte Richtung der fehlenden Energie)
 - * Trick: Bei W -Zerfall ist fehlender Impuls antiparallel zur Richtung des geladenen Leptons \Rightarrow Erhalte W -Kandidaten durch Cut in fehlendem Impuls parallel zur Richtung des geladenen Leptons
- Nachweis des Z -Bosons in $Z \rightarrow \ell\bar{\ell}$: 9 $Z \rightarrow ee$ -Events, 5 $Z \rightarrow \mu\mu$ -Events (UA1, 1983)
 - * Erhalte Z -Kandidaten durch geeignete Cuts(2 hochenergetische Leptonen back-to-back)
- Messungen von m_W, m_Z durch direkte Rekonstruktion: $m_W = 82.1(17) \text{ GeV}$, $m_Z = 93.0(17) \text{ GeV}$

3.4.7 Messung der Anzahl leichter Neutrino-Flavors(LEP1, 1990er)

- ν heißt "leichter Neutrino-Flavor" : $\Leftrightarrow 2m_\nu < m_Z$ bzw $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ möglich
 - Verwende implizit auch $2m_\nu \ll m_Z$, da man in der Wirkungsquerschnitt-Rechnung sonst Massenkorrekturen für m_ν bekommt
 - Ergebnis $N_\nu \notin \mathbb{N}$ wäre Hinweis auf nicht-detektierbare Teilchen mit $2m \ll m_Z$, die keine Neutrinos sind
- Idee: Mit $\sigma \approx \sigma_Z \propto \sum_{f,\text{vis}} \frac{12\pi}{m_Z^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_f}{\Gamma_Z^2}$ bei $\sqrt{s} \approx m_Z$ kann man auf den Unterschied zwischen gemessenem $\sum_{f,\text{vis}} \Gamma_f$ und theoretischem $\Gamma_Z = \sum_f \Gamma_f$ und daraus auf die Anzahl leichter Neutrino-Flavors schließen
 - In totaler Zerfallsrate aus gemessenem Wirkungsquerschnitt $\sigma \propto \sum_{f,\text{vis}} \Gamma_f$ nur Beiträge durch messbare Teilchen: $\sum_{f,\text{vis}} \Gamma_f = \Gamma_{\text{had}} + \Gamma_\ell$
 - In theoretischer Zerfallsrate auch Beiträge Γ_{inv} durch nicht-messbare Teilchen(leichte Neutrinos): $\Gamma_Z = \sum_f \Gamma_f = \Gamma_{\text{had}} + \Gamma_\ell + \Gamma_{\text{inv}}$
 - Notation: Schreibe $\sum_{f,\text{vis}}$ für Summe über messbare(sichtbare) Fermion-Endzustände und \sum_f für Summe über alle Fermion-Endzustände
- Vorgehen
 1. Messe die 5 Standard-Observablen von LEP: $m_Z, \Gamma_Z, \sigma_{\text{had}}^0 = \frac{12\pi}{m_Z^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_{\text{had}}}{\Gamma_Z^2}$ (Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \text{hadrons}$ bei $\sqrt{s} = m_Z$), $R_i = \frac{\Gamma_{\text{had}}}{\Gamma_i}$ mit $i \in \{e, \mu, \tau\}$
 2. Schließe mit $\Gamma_Z = \Gamma_{\text{had}} + \sum_{i=e,\mu,\tau} \Gamma_i + \Gamma_{\text{inv}}$ auf Γ_{inv}
 - (a) $\sigma_{\text{had}}^0 = \frac{12\pi}{m_Z^2} \frac{\Gamma_e \Gamma_{\text{had}}}{\Gamma_Z^2} = \frac{12\pi}{m_Z^2} \frac{\Gamma_{\text{had}}^2}{R_e \Gamma_Z^2} \Rightarrow$ Kenne Γ_{had}
 - (b) $\sum_{i=e,\mu,\tau} \Gamma_i = \Gamma_{\text{had}} \sum_{i=e,\mu,\tau} \frac{1}{R_i}$
 3. Verwende $\Gamma_{\text{inv}} = N_\nu \Gamma_\nu$ mit SM-Vorhersage für $\Gamma_\nu \Rightarrow$ Berechne N_ν
- LEP-Ergebnis: $N_\nu = 2.9840 \pm 0.0082$

3.4.8 Messung der W -Masse

- W -Masse aus direkter Rekonstruktion(LEP2)
 - Idee: Rekonstruiere reelles W -Boson(und damit m_W) aus dessen Zerfallsprodukten(naiv)
 - Großteil der Daten für m_W -Messung bei LEP kommen aus dieser Methode
 - Kann nur semileptonischen und hadronischen Zerfallskanal von WW verwenden, da vollständige Rekonstruktion in leptonischem Zerfallskanal wegen 2 Neutrinos nicht möglich ist
- W -Masse aus Schwellen-Scan(LEP2)
 - Idee: Kann m_W aus Anstieg von σ nach der Produktionsschwelle von W -Bosonen $2m_W$ bestimmen
 - Nur wenige Daten an W -Schwelle genommen, da nach W -Entdeckung schnell zu höheren Energien(Higgs-Suche) gewechselt wurde \Rightarrow Vorhersage aus dieser Methode relativ unpräzise
- W -Masse mit Template-Fit (Tevatron, LHC)
 - Problem: z -Komponente des Neutrinoimpulses nicht bekannt(Hadron-Collider \Rightarrow Keine Information über Longitudinalimpuls)
 - Lösung: Verwende Likelihood-Anpassungen für verschiedene m_W
 - Verwende nur leptonische Zerfälle W -Zerfälle(hadronische Zerfälle haben zu große Unsicherheit)
 - Tevatron-Messung ist weniger präzise als LEP-Messungen
 - * Erwartetes Ergebnis, da bei Hadron-Collider viel mehr Näherungen in die Rechnung eingehen
 - * Überraschung: Kombinierte Messungen von Tevatron und LHC sind präziser als LEP-Messung

3.4.9 Weitere Präzisionsmessungen

- Messungen mit schweren Quark-Flavors (LEP, SLC)
 - Motivation: Schwere Quark-Flavors sind besonders sensitiv auf m_t (große Kopplung wegen kleiner Cabibbo-Unterdrückung) und m_h (große Kopplung wegen großer Masse) durch Quantenkorrekturen
 - Experimentell: Jets aus Produktion von b - und c -Quark-Paaren können als solche identifiziert werden
 - * Lange Lebensdauer wegen CKM-Unterdrückung \Rightarrow Flavor-Tagging möglich(für b -Quarks)
 - * Zerfall in Kaskaden(typisch: $b \rightarrow c \rightarrow s$)
 - * Produktion von Leptonen in Jets in Hinweis auf c -/ b -Jet
 - * Notiz: Jets aus Produktion von $u/d/s$ -Paaren können nicht unterschieden werden, da sie keine dieser Eigenschaften haben
 - Führe eigene Parameter $R_i, A_{FB,i}$ für b -/ c -Quarks ein, da diese Flavors unterschieden werden können
- Messung der τ -Polarisation (LEP)
 - Idee: Bestimme τ -Polarisation durch Zerfall $\tau \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau$ im Detektor
 - * Messung für e, μ nicht möglich, da diese nicht in π^\pm zerfallen können
 - * Besonders, da bei LEP(im Gegensatz zu SLC) unpolarisierte Elektronen gestreut werden und damit die Elektron-Polarisation nicht bekannt ist
 - Prinzip: π -Impuls zeigt bevorzugt in Richtung der Helizität des τ (...)
 - Anwendung: Messung der τ -Polarisation nützlich für Bestimmung der Kopplungskonstanten
- Vermessung von Vektorboson-Streuung (LHC)
 - Idee: Im **SM** viele möglichen Vektorstreuungs-Prozesse erlaubt \Rightarrow Vermesse für alle die Wirkungsquerschnitte und vergleiche mit Theorie-Vorhersagen
 - Notiz: 3-Vektorboson-Streuung ist erlaubt, hat aber geringen Wirkungsquerschnitt wegen Phasenraumunterdrückung \Rightarrow Fokus auf 4-Vektorboson-Streuung(?)
- Elektroschwacher Fit

- Idee: Teste Theorie-Zusammenhänge Parameter der **EW**-Theorie auf Verträglichkeit mit experimentellen Ergebnissen
 - * Experimentelle Ergebnisse vorhanden \Rightarrow Teste Verträglichkeit
 - * Experimentelle Ergebnisse nicht vorhanden \Rightarrow Mache Vorhersagen für unbestimmte Parameter
- Verwende alle Parameter von LEP und SLC (~ 20 Parameter)
- Beiträge zur Bestätigung der **EW**-Theorie
 - * Vorhersage $m_t \sim 170$ GeV (1994, kurz vor top-Entdeckung)
 - * Vorhersage $m_H \sim 100$ GeV (2012, kurz vor Higgs-Entdeckung)
 - * Heute: Recht gute Bestätigung der **EW**-Theorie ($\frac{\chi^2}{\text{dof}} \approx 23\%$)
 - Größte Abweichungen (je 2σ) durch A_{LR} (SLC) und $A_{FB,b}$ (LEP) \Rightarrow Kann dem aber nicht mehr nachgehen, da Experimente nicht mehr verfügbar

3.5 Higgs-Physik

3.5.1 Experimente für Higgs-Physik

- Higgs-Physik am e^+e^- -Collider (LEP)
 - Idee: Suche nach Higgs aus “Higgs-Strahlung”/assoziierter Produktion mit $Z e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow Zh$
 - Zukunftsidee: Higgs-Physik an e^+e^- -Collider mit $\sqrt{s} \sim 500$ GeV – “Higgs-Physik”
 - * Erlaubt präzise Vermessung von Higgs-Produktion in $t\bar{t}H$
 - * Neue Möglichkeit: $e^+e^- \rightarrow Zh \rightarrow \ell^+\ell^-X$ mit Higgs-Zerfall $h \rightarrow X$ in unsichtbare Teilchen X
 - Erlaubt direkte Suche nach dunkler Materie X
 - Vorteil: Invariante Masse des Higgs-Bosons ist bekannt $m_h^2 = m_Z^2 + s - 2E_Z\sqrt{s}(?)$
- Higgs-Physik am Hadron-Collider (Tevatron, LHC)
 - Dominante Produktionskanäle
 - * Gluon-Fusion (ggF) $\sim 87\%$
 - Dominanter Prozess am pp -Collider
 - * Vektorboson-Fusion (VBF) $\sim 7\%$ (ATLAS, 2016)
 - * Assoziierte Produktion mit W/Z bzw Higgs-Strahlung (W/ZH) $\sim 5\%$ (ATLAS, 2016)
 - Dominanter Prozess am $p\bar{p}$ - und e^+e^- -Collider
 - * Assoziierte Produktion mit $t(t\bar{t}H)$ $\sim 1\%$ (CMS, 2018)
 - Analog ist auch assoziierte Produktion mit b und anderen Quarks möglich, aber unterdrückt mit $\frac{m_b}{m_t} \lesssim 10^{-2}$
 - Sehr komplizierter Prozess, da viele Jets beteiligt sind (erstmal 2018 nachgewiesen mit machine learning)
 - An pp - und $p\bar{p}$ -Collidern sind dieselben Prozesse möglich, aber mit unterschiedlicher Wahrscheinlichkeit wegen unterschiedlichen Anfangszuständen
 - * $p\bar{p}$ -Collider: Higgs-Strahlung $q\bar{q} \rightarrow W/Z \rightarrow hW/Z$ ist dominanter Prozess
 - * pp -Collider: Gluon-Fusion $gg \rightarrow h$ ist dominanter Prozess

3.5.2 Erwartungen an m_h vor der Higgs-Entdeckung

- Theoretische Erwartung: $100 \text{ GeV} \lesssim m_h \lesssim 850 \text{ GeV}$
 - Obere Schranke an m_h aus der Forderung, dass Wirkungsquerschnitt für Eichboson-Streuung nicht linear in s steigen darf(?)
- Schranken aus direkter Suche (95% CL)
 - Untere Schranke $m_h > 114.4 \text{ GeV}$ von LEP2 (2003)

- * Naiv: Higgs-Strahlung $e^+e^- \rightarrow hZ$ wird bedeutend, wenn reelles h und Z erzeugt werden können \Rightarrow Erhalte für $\sqrt{s} \approx 200$ GeV(maximale LEP2-Energie) mit $m_Z \approx 90$ GeV die untere Schranke $m_h \gtrsim 110$ GeV
- * Verwendeter Kanal: $e^+e^- \rightarrow Zh$ und $h \rightarrow b\bar{b}$
- * Bestimme $\xi^2 = \frac{\sigma_{HZZ}}{\sigma_{HZZ}^{SM}}$ aus Wirkungsquerschnitt für Higgs-Strahlung σ_{HZZ} und **SM**-Vorhersage für diesen Wirkungsquerschnitt σ_{HZZ}^{SM}
- * Kenne Unsicherheit von $\xi^2 \Rightarrow$ Kann Bereiche für m_h ausschließen
- Ausgeschlossener Bereich $156 \text{ GeV} < m_h < 177 \text{ GeV}$ von Tevatron(2011)
 - * Zum Zeitpunkt der Higgs-Entdeckung wurden noch nicht alle Tevatron-Daten ausgewertet, hätte noch stärkere Schranken gefunden
 - * Verwendete Kanäle: $p\bar{p} \rightarrow W/Zh$, $h \rightarrow b\bar{b}, gg, \ell^+\ell^-$ (für $m_h < 135$ GeV), $h \rightarrow W^+W^-, ZZ$ (für $m_h > 135$ GeV)
 - * Außerdem: Hinweis auf $115 \text{ GeV} \lesssim m_h \lesssim 145 \text{ GeV}$
- Erste LHC-Daten schließen alles aus außer die Bereiche $115.5 \text{ GeV} < m_h < 127 \text{ GeV}$ und $m_h > 600 \text{ GeV}$ (2011)
 - * Verwendete Kanäle: $gg \rightarrow h$, $h \rightarrow ZZ, \gamma\gamma, WW$
- Elektroschwacher Fit liefert $m_h < 161 \text{ GeV}$ (95% CL)

3.5.3 Analysen für Higgs-Zerfall am LHC

- Grundlagen zu Higgs-Zerfall
 - Anschaulich: Higgs-Kopplungen sind proportional zur Teilchen-Masse \Rightarrow Prozesse mit Kopplungen von Higgs an schwere Teilchen haben größten Wirkungsquerschnitt
 - * Faustregel: Größte Kopplung für Higgs-Zerfall über Kopplung an das schwerste Teilchen, für das der Zerfall kinematisch erlaubt ist
 - Nur Faustregel, da auch Zerfälle in virtuelle schwere Teilchen möglich sind(die dann weiter zerfallen)
 - * Masselose Teilchen(zB γ, g) koppeln nicht direkt an Higgs-Boson \Rightarrow Zerfall nur über Loop-Diagramm möglich
 - Dominanter Beitrag durch Loop-Diagramme mit top-Quarks, da diese am stärksten an das Higgs-Boson koppeln
 - Schwierigkeit: Es gibt keine Zerfälle, die nur das Higgs-Boson hat
 - * Theorie liefert, dass andere Prozesse immer dominieren \Rightarrow Higgs-Zerfälle haben großen Untergrund
 - * Gegensatz zu Suchstrategie nach W - und Z -Bosonen(hier Kopplung an Neutrinos als Alleinstellungsmerkmal)
- Bosonische Higgs-Zerfälle ohne Loop
 - Kanal $h \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell^{++}$
 - * Anschaulich: Ein Z -Boson ist reell, das andere ist virtuell
 - * Z -Zerfälle mit besonders klaren Signaturen: $Z \rightarrow \ell\ell$, also $h \rightarrow 4e, 4\mu, 2e2\mu$
 - * Ergebnis: Peak in invarianter Masse der 4 Leptonen über kleinem Untergrund
 - Kanal $h \rightarrow W^+W^- \rightarrow 2\ell 2\nu^{++}$ (**CMS, 2014, 3σ**)
 - * Anschaulich: Ein W -Boson ist reell, das andere ist virtuell
 - * Schwierigkeit: 2 Neutrinos im Endzustand \Rightarrow Benötige gute Cuts
 - * Höchstes Entdeckungspotential(wegen Neutrinos im Endzustand)
- Bosonische Higgs-Zerfälle mit Loop
 - Kanal $h \rightarrow \gamma\gamma^{++}$
 - * Zerfall hat besonders klare Signatur(2 Photonen)

- * Ergebnis: Kleine Überhöhung in invarianter Masse der 2 Photonen über großem Untergrund
- Kanal $h \rightarrow gg$ +
 - * Schwierigkeit: Gluon-Jets zuordnen
- Kanal $h \rightarrow Z\gamma$ +
 - * Klare Signatur(Photon und Z -Zerfall), aber niedrige Wahrscheinlichkeit
- Fermionische Higgs-Zerfälle
 - Kanal $h \rightarrow \tau\tau$ ++ (CMS, 2018)
 - * Kanal ist überraschenderweise besser als $h \rightarrow b\bar{b}$, da τ -Leptonen weniger schmutzig zerfallen als b -Leptonen
 - Kanal $h \rightarrow \mu\mu$ o (CMS, 2021, 3σ)
 - * Klare Signatur, aber sehr kleine Wahrscheinlichkeit($\sim 10^{-4}$)
 - Kanal $h \rightarrow b\bar{b}$ + (CMS, 2018)
 - * Kanal hat höchstes Verzweigungsverhältnis, aber auch großen Untergrund durch andere Jets \Rightarrow Higgs-Signal nicht sehr signifikant
 - Kanal $h \rightarrow c\bar{c}$ +
 - * Schwierigkeit: Jets von c -Quarks erkennen
- Entdeckungskanäle: $h \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ und $h \rightarrow \gamma\gamma$ (CMS, 2012, ATLAS, 2012)
 - Bedeutung: Mit kombinierten Daten der beiden Kanäle wurde erstmals ein Signifikanzniveau von $> 5\sigma$ für die Higgs-Resonanz erreicht
 - Vorteil dieser Kanäle: Endzustände haben klare Signaturen(keine Jets) und können vollständig rekonstruiert werden(keine Neutrinos)

3.5.4 Weitere Präzisionsmessungen am LHC

- Kopplungen des Higgs-Bosons
 - Frage: Kopplungsparameter des Higgs-Bosons proportional zur Masse des Teilchens?
 - κ -Framework
 - * Anschaulich: Führe κ -Parameter für jeden Produktions- und Zerfallskanal des Higgs(bzw für jede Kopplung) ein, SM-Vorhersage ist $\kappa = 1 \Rightarrow$ Kann SM-Vorhersage testen
 - Definition der κ -Parameter: $\kappa_i^2 = \frac{\sigma_i}{\sigma_i^{SM}}, \kappa_f^2 = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f^{SM}}, \kappa_H^2 = \frac{\Gamma_H}{\Gamma_H^{SM}}$
 - Beruht auf Observablen, nicht auf Theorie-Größen \Rightarrow Nicht nützlich für Theorie
 - * Theoretische Grundlage: Narrow width approximation $\Rightarrow \mu_i^f = \mu_i \mu^f$
 - Anschaulich: Produktion und Zerfall von Higgs-Bosonen sind unabhängig
 - Größen: $\mu_i = \frac{\sigma_i}{\sigma_i^{SM}}, \mu^f = \frac{\text{Br}_f}{\text{Br}_f^{SM}}$
 - * Anwendung: Bestimme Schranken an κ -Parameter für jeden Produktions- und Zerfallskanal
 - κ -Framework bestätigt den Higgs-Mechanismus: In entsprechendem Plot Higgs-Kopplung über Teilchenmasse erhält man eine Gerade
 - Sinnvoller für SM-Tests: Effektive Feldtheorie
 - * Idee: Schreibe alle erlaubten SM-Kopplungen mit empirischen Parametern auf und bestimme die empirischen Parameter
- Spin und Parität des Higgs-Bosons J^P – Erwarte $J^P = 0^+$
 - Idee: Mache Hypothesentest für alternative Hypothese gegen SM-Hypothese
 - Higgs ist Boson(hat ganzzahligen Spin): Folgt aus Drehimpulserhaltung in den beobachteten Zerfällen $H \rightarrow \gamma\gamma, H \rightarrow ZZ$
 - Hypothesentest für $J^P = 0^+$: Bestätigung durch Winkelanalyse in $h \rightarrow WW \rightarrow 2\ell 2\nu(\dots)$

- Hypothesentest für $J^P = 1^+$: Ausgeschlossen durch $h \rightarrow \gamma\gamma$ -Zerfall
 - * Begründung: Massives $s = 1$ -Teilchen kann nicht in zwei masselose $s = 1$ -Teilchen zerfallen(Landau-Yang-Theorem, 1948)
- Hypothesentest für $J^P = 2^+$: Ausgeschlossen durch Winkelanalyse in $h \rightarrow ZZ(\dots)$
- Bosonische Zerfälle($h \rightarrow ZZ, WW, \gamma\gamma$) nützlich(?)
- Zukunftsaufgabe: Higgs-Selbstkopplung messen
 - Benötige viele Daten \Rightarrow Aufgabe für HL-LHC
- Zukunftsaufgabe: Messung der totalen Zerfallsbreite des Higgs-Bosons Γ_H
 - Schwierigkeit: Γ_H enthält auch Zerfallsrate von Higgs-Zerfällen in nicht-detektierbare Teilchen
 - Bin damit sensitiv auf Dunkle Materie("Higgs-Portal")
- Zukunftsaufgabe: Test von **BSM**-Modellen mit erweiterten Higgs-Sektoren
 - Idee: Zusätzliche $SU(2)_L$ -Singletts und Dubletts im Lagrangian \Rightarrow Messbare Veränderung der Higgs-Kopplungen

Kapitel 4

Quantenchromodynamik = QCD

4.1 Grundlagen

4.1.1 Grundbegriffe

- Theorie-Vorhersagen der **QCD**
 - Anzahl der Farbladungen N_c
 - * Standardmodell erwartet $N_c = 3$
 - Gluonen als Austauschbosonen von **QCD**
 - * Feynman-Diagramme: $q\bar{q}g$ -Vertex, $3g$ -Vertex, $4g$ -Vertex
 - * Besonderheit: Gluonen haben Selbst-Wechselwirkungen(im Gegensatz zu Photonen)
 - Laufende Kopplung $\alpha_c(\mu) = \frac{4\pi}{\beta_0 \log \frac{\mu^2}{\Lambda_{\text{QCD}}^2}} = \frac{\alpha_c(Q)}{1 + \beta_0 \frac{\alpha_c(Q)}{4\pi} \log \frac{\mu^2}{Q^2}}$ mit $\beta_0 = \frac{11}{3} N_c - \frac{2}{3} N_f$
 - * Relationen folgen aus der β -Funktion von **QCD** $\frac{d\alpha_c}{d \log \mu} = \beta(\alpha_c) = -\frac{\beta_0}{2\pi} \alpha_c^2 + \mathcal{O}(\alpha_c^3)$
 - * Im **SM** $N_c = 3, N_f = 6 \Rightarrow \beta_0 = 7 > 0 \Rightarrow \alpha_c(\mu)$ wird groß für $\mu^2 \rightarrow 0 \Rightarrow$ Vorhersage von Confinement und asymptotischer Freiheit
 - * Genaue Skala Λ_{QCD} des Phasenübergangs muss experimentell bestimmt werden
- Parton = Teilchen, das an der starken Wechselwirkung teilnimmt
 - Konkret: Quarks und Gluonen
 - Formale Definition: Teilchen, die sich nicht-trivial unter $SU(3)_c$ transformieren
- Konzepte zur Definitionen der Quark-Masse
 - Anschaulich: Definition der Quark-Masse ist schwierig, da Quarks bei niedrigen Energien hadronisieren
 - * Alle Quarks außer top(zerfällt vorher) hadronisieren auf Zeitskala $\sim \frac{1}{\Lambda_{\text{QCD}}}$
 - Konstituentenquarkmasse
 - * Anschaulich: Verteile Hadron-Masse gleichmäßig auf die Quarks
 - * Definition: n Quarks im Hadron mit Masse $m_H \Rightarrow$ Konstituentenquarkmasse $m_q = \frac{m_H}{n}$
 - * Problem: Modell ist naiv
 - **QCD**-Bindungsenergie wird nicht berücksichtigt, macht aber für leichte Quarks(u,d,s) einen Großteil der Hadronmasse aus
 - Stromquarkmasse
 - * Anschaulich: Masse "nackter" Quarks aus Renormierung(Theorie-Konstrukt)
 - * Sinnvolles Renormierungsschema für leichte Quarks(u,d,s): $\overline{\text{MS}}$ -Schema
 - Achtung: $\overline{\text{MS}}$ -Massen sind abhängig von der Renormierungsskala μ
 - On-Shell-Schema macht hier keinen Sinn, da wegen $m_q \ll \Lambda_{\text{QCD}}$ ständig neue $q\bar{q}$ -Paare aus dem Vakuum erzeugt werden
 - * Sinnvolles Renormierungsschema für schwere Quarks(c,b,t): On-Shell-Schema
 - * Polmasse und $\overline{\text{MS}}$ -Masse können ineinander umgerechnet werden

4.1.2 Forschungsgeschichte der QCD

- Erwartung: Starke WW hat was mit Flavorphysik zu tun
 - Motivation: Starke WW und Flavorphysik wurden zur selben Zeit entdeckt und untersucht (1950er, 1960er)
 - Trennung der Bereiche verstanden ab ~ 1970 mit getrennter Entwicklung von QCD und Flavorphysik
- Entwicklung der Yang-Mills-Theorie (Yang, Mills, 1954)
- Postulation eines neuen Freiheitsgrads (Greenberg, 1964)
 - Motivation: Problem mit Spin-Statistik-Theorem für $|\Omega^- \rangle = |sss \rangle$ -Baryon (siehe Modelle-Zsf)
 - Konnte aus Flavor-Symmetrie auch die Eigenschaften des Ω^- (Masse, Lebensdauer, Phänomenologie) vorhersagen
- Nachweis von tiefinelastischer Streuung (SLAC, 1969)
 - Entspricht der Entdeckung von Quarks als Bausteine der Nukleonen
- Interpretation von tiefinelastischer Streuung durch das Parton-Modell (Feynman, 1969)
- Anwendung des Parton-Modells auf Hadron-Hadron-Streuung (Drell, Yan, 1970)
- Entwicklung der QCD als Yang-Mills-Theorie mit $N = 3$ (Fritzsch, Leutwyler, Gell-Mann, 1973)
 - Globale $SU(3)_c$ ist bekannt, diese $SU(3)_c$ wird jetzt geeicht
- Asymptotische Freiheit und Confinement für $N_c = 3$ und $N_f \leq 6$ (Gross, Wilczek, 1973, Politzer, 1973)
- Entwicklung des NLO-Formalismus für Tiefinelastische Streuung (Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi bzw DGLAP, 1977)
 - Formalismus wurde parallel in Russland (Dokshitzer, Gribov, Lipatov) und dem Westen (Altarelli, Parisi) entwickelt
- Gluon-Entdeckung (PETRA, 1979)

4.1.3 Beschreibung des QCD-Potentials

- Cornell-Potential $V(r) = -C \frac{\alpha_c(\frac{1}{r^2})}{r} + kr$
 - Idee: Empirische Modellierung der QCD in Analogie zur QED
 - Coulombartig $\sim -\frac{4}{3} \frac{\alpha_c}{r}$ für kleine Abstände (asymptotische Freiheit)
 - * Selbe Wechselwirkung wie in QCD, aber mit anderer Kopplungskonstante
 - * Negative Bindungsenergie \Rightarrow Freie Quarks sind erlaubt
 - * Kopplungskonstante hängt von $\mu^2 \sim \frac{1}{r^2}$ ab
 - Linear $\sim kr$ für große Abstände (Confinement)
 - * Idee: Modelliere Confinement-Effekt mit linearem Potential $V \propto r(?)$
 - Anschaulich: Confinement führt zu konstanter abstandsunabhängiger Kraft auf Quarks
 - * Positive Bindungsenergie \Rightarrow Freie Quarks nicht erlaubt
 - * Für große Abstände ist Bildung von Quark-Antiquark-Paaren energetisch günstiger als nichts zu tun \Rightarrow Hadronisierung
 - * Größenordnung: $k \sim 1 \frac{\text{GeV}}{\text{fm}}$
 - Gruppentheorie-Faktor $C = \begin{cases} 4/3 & q\bar{q} \\ 2/3 & qq \end{cases}$
 - * Faktor C berücksichtigt, dass mehrere Gluonen am Prozess teilnehmen können
- QCD-Potential aus Quarkonia-Messungen

- Idee: Quarkonium als Bewegung eines Quarks im Potential des anderen Quarks
- Verwende Anregungszustände Charmonium und Bottomonium
- Kann Quarkabstand berechnen und QCD-Potential durch Spektroskopie untersuchen
- QCD-Potential aus Gitter-QCD(...)

4.2 Tiefinelastische Streuung und das Parton-Modell

4.2.1 Beschreibung von Elektron-Nukleon-Streuung

- Motivation: Elektron-Nukleon-Streuung ist Zugang zum Parton-Modell
 - Anschaulich: Bei hinreichend hohen Energien werden Effekte einzelner Nukleon-Bestandteile(Quarks und Gluonen bzw Partonen) beobachtbar
 - Motivation: Elektron-Eigenschaften bekannt \Rightarrow Elektron-Nukleon-Streuung, um Nukleonstruktur zu untersuchen
 - * Elektron-Nukleon-Streuung als Fortsetzung von Elektron-Kern-Streuung
 - Fokus der Diskussion liegt auf "Nukleon = Proton", aber Argumentation funktioniert auch für andere Nukleonen
- Kinematik
 - Elektron p, p' , Nukleon P, P' , Impulsübertrag q , Nukleonmasse M , $W^2 = P'^2$, $Q^2 = -q^2$
 - Energieübertrag $\nu = \frac{Pq}{M}$ (im Nukleon-Ruhesystem $\nu = p^0 - p'^0 = E_e - E'_e$)
 - Inelastizität $y = \frac{Pq}{Pp}$ (im Nukleon-Ruhesystem $y = \frac{p^0 - p'^0}{p^0} = \frac{E_e - E'_e}{E_e}$)
 - Bjorken-Skalenvariable $x = \frac{Q^2}{2M\nu} = \frac{Q^2}{2Pq}$
 - Zusammenfassung: 4 kinematische Variablen (x, y, W^2, Q^2) , von denen 2 abhängig sind
 - * Konvention in Teilchenphysik: Verwende x, Q^2
 - * Zusammenhänge: $Q^2 = sxy$, $W^2 = s(1-x)y$ bzw $x = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2}$, $y = \frac{Q^2 + W^2}{s}$
- Elastische Streuung $W = M$ bzw $E_e < 1 \text{ GeV}$
 - Streuung(Wirkungsquerschnitt) von einer Variable abhängig(nur Impulsübertrag)
 - * Elektronenergie viel kleiner Nukleonenergie ($m_p \approx m_n \approx 1 \text{ GeV}$) \Rightarrow Energieübertrag vernachlässigbar
 - Beschreibung durch Rosenbluth-Formel $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} \left(\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2 \tan^2 \frac{\theta}{2} \right)$
 - * Größen: Energie-Parameter $\tau = \left(\frac{Q}{2mc}\right)^2$, Streuwinkel θ
 - * Erweitere exaktes Ergebnis für punktförmige Nukleonen(Mott-Streuung) mit Formfaktoren: $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} \left(1 + 2\tau \tan^2 \frac{\theta}{2} \right)$
 - Korrektur $(1 + 2\tau \tan^2 \frac{\theta}{2})$ zum Mott-Wirkungsquerschnitt durch Kopplung der magnetischen Momente von Elektron und Kern
 - Führe Formfaktoren G_E, G_M zur Beschreibung der Ausdehnung des Nukleons ein
 - * Interessante Grenzfälle
 - $\tau \ll 1$: $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} = G_E^2$
 - $\tau \gg 1$: $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} = (1 + 2\tau \tan^2 \frac{\theta}{2}) G_M^2$
 - * Elektrischer Formfaktor G_E und magnetischer Formfaktor G_M nur von Q^2 abhängig
 - G_E/G_M charakterisieren Ladungsverteilung(Nukleonladung)/Stromverteilung(Nukleonspin) (formal: G_E/G_M sind Fouriertransformierte der Ladungsverteilung/Magnetisches-Moment-Verteilung des Nukleons)
 - Interpretation: Ladungs-/Magnetisches-Moment-Verteilungen fallen exponentiell ab

- Ungeladene Nukleonen haben $G_E = 0$ (zB n), Nukleonen mit $s = 0$ haben $G_M = 0$
- * Formfaktoren haben Dipolcharakter $G_i = \left(1 + \frac{Q^2}{A_i}\right)^{-2}$
- Inelastische Streuung $W > M$ bzw $1 \text{ GeV} < E_e < 3 \text{ GeV}$
 - Streuung(Wirkungsquerschnitt) von zwei Variablen abhängig(Impuls- und Energieübertrag)
 - Resonanzen in $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'_e}$ für Erzeugung reeller Nukleonen
 - * Bsp: $J = \frac{3}{2}$ -Baryonen bzw Δ -Baryonen
 - Rosenbluth-Formel für inelastische Streuung $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'_e} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} (W_2 + 2W_1 \tan^2 \frac{\theta}{2})$
 $= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} \left(\frac{F_2}{\nu} + 2\frac{F_1}{Mc^2} \tan^2 \frac{\theta}{2}\right)$ oder $\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2 (\hbar c)^2}{Q^4} \left(\frac{1-y}{x} F_2 + y^2 F_1 + \mathcal{O}\left(\frac{M}{p^0}\right)\right)$
 - * Formfaktoren nennt man hier Strukturfunktionen, da sie von zwei Variablen abhängen
 - Basen: Dimensionsbehaftet $W_1(Q^2, \nu)$, $W_2(Q^2, \nu)$ oder dimensionslos $F_1(Q^2, x)$, $F_2(Q^2, x)$
 - F_1 enthält nur magnetische Effekte, F_2 enthält magnetische und elektrische Effekte
- Tiefinelastische Streuung $W, \nu, Q \gg M$ bzw $3 \text{ GeV} < E_e$ (SLAC, 1969)
 - Erwartung für elementare Nukleonen: Inelastische Streuung gilt bei beliebig hohen Energien
 - Beobachtungen im Experiment: Elastische Streuung von punktförmigen Objekten
 - * Wirkungsquerschnitt fällt nur langsam und linear mit Q^2 ab \Rightarrow Elastische Streuung
 - "Bjorken-Scaling": Strukturfunktion in guter Näherung unabhängig von Q^2 (wie bei elastischer Streuung): $F_1(x, Q^2) \approx F_1(x)$, $F_2(x, Q^2) \approx F_2(x)$
 - * Fast konstanter Formfaktor \Rightarrow Punktförmige Ladungsverteilung
 - Erwartung und Beobachtung passen nicht zusammen \Rightarrow Benötige neues Modell(Parton-Modell)

4.2.2 Partonmodell

- Motivation: Erklärung der experimentell beobachteten tiefinelastischen Streuung
- Moderne Perspektive auf das Partonmodell
 - Moderne Perspektive: Partonen sind Quarks und Gluonen
 - Bei niedrigen Energien dominieren im Nukleon Effekte durch Valenzquarks \Rightarrow Naives Partonmodell
 - Bei hohen Energien werden Effekte durch Seequarks und Gluonen zunehmend wichtig \Rightarrow Erweitertes Partonmodell
- Naives Partonmodell
 - Modell: Tiefinelastische Elektron-Nukleon-Streuung ist inkohärente Summe von elastischen Streuungen des Elektrons mit Bestandteilen des Nukleons(Partonen)
 - * "Inkohärente Summe": Gewichte Streuung mit jedem möglichen Parton mit entsprechenden Gewichtungsfaktoren(PDFs), aber Streuprozesse an unterschiedlichen Teilchen können nicht interferieren("inkohärent")
 - * Definiert im Breit-System: Schwerpunktsystem für $\gamma p \rightarrow X$ mit Bewegung entlang der z -Achse
 - Ruhendes Photon(kein Energieübertrag) \Rightarrow Massen und Transversalimpulse vernachlässigbar
 - Impulse vor dem Stoß: Photon $(0, 0, 0, Q)$, Proton $(Q, 0, 0, -Q)$
 - Auch Brick-wall-frame: Elektron stößt an Proton wie an einer Backsteinmauer
 - * Konkret: Photon streut mit einem Parton mit Impuls ξP
 - $\xi \approx x \left(1 + \frac{m^2 - x^2 M^2}{Q^2}\right) \approx x \Rightarrow$ Für gegebenes x (Elektron) streut Photon nur an Partonen mit Anteil ξ
 1. Impulserhaltung $(\xi P + q)^2 = \xi^2 M^2 - Q^2 + 2\xi P q = p'^2 = m^2 \Rightarrow 0 = \xi^2 + \frac{1}{x} \frac{Q^2}{M^2} \xi - \frac{m^2 + Q^2}{M^2}$
 2. Eindeutige Lösung der Gleichung für $\xi > 0$: $\xi = \frac{1}{2x} \frac{Q^2}{M^2} \left(\sqrt{1 + (2x)^2 \frac{M^2}{Q^2} \left(1 + \frac{m^2}{Q^2}\right)} - 1 \right)$

3. Entwickle Lösung in $\frac{M^2}{Q^2}, \frac{m^2}{Q^2}$: $\xi \approx x \left(1 + \frac{m^2 - x^2 M^2}{Q^2}\right)$

- * Relation erhält Korrekturen in höherer Ordnung Störungstheorie etc \Rightarrow Allgemein gilt nur $x \leq \xi \leq 1$

– Anwendung

- * Erklärt Bjorken-Skalierungsverhalten
 - Bei hohen Energien wird Elektron-Nukleon-Streuung (inelastische Streuung an ausgedehnten Nukleonen) zu Elektron-Parton-Streuung (elastische Streuung an punktförmigen Partonen)
- * Callan-Gross-Relation $F_1(x) = \frac{1}{2x} F_2(x)$ für $s = \frac{1}{2}$, $F_1(x) = 0$ für $s = 0$ aus Helizitätserhaltung
 - Anschaulich: Für $s = \frac{1}{2}$ sind Strukturfunktion $F_1(x)$ abhängig von $F_2(x)$ - Muss nur $F_2(x)$ bestimmen
 - Anwendung: Partonen haben $s = \frac{1}{2}$ (aus Auftragung $\frac{2xF_1}{F_2}$)
- * Strukturfunktion $F_2(x) = x \sum_i e_i^2 f_i(x)$ für Streuung an punktförmigen Partonen
 - Begründung für Vorfaktor x : $f_i(x)/xf_i(x)$ ist Anteil der Partonen mit Impulsanteil im Bereich $[x, x+dx]$ / Anteil des Protonimpulses, den die Partonen mit Impulsanteil im Bereich $[x, x+dx]$ tragen
 - Notiz: $f_i(x)$ entspricht der (weiter unten definierten) PDF
 - Streuung an einem Parton: $F_2(x) = e_i^2 \delta(z_i - x)$
 - Superposition von Streuungen an Partonen i : $F_2(x) = \sum_i \int dz_i e_i^2 z_i f_i(z_i) \delta(z_i - x) = x \sum_i e_i^2 f_i(x)$

• Erweitertes Partonmodell

– Modell: Erweitere Naives Partonmodell mit zusätzlichen Partonen (Gluonen, Seequarks)

- * Anschaulich: Empirische Beschreibung der **QCD**
 - Erweitertes Parton-Modell macht viele steile Annahmen, **QCD** erklärt diese Annahmen durch fundamentale Annahmen (Eichtheorie)
- * Strukturfunktion $F_2(x) = x \sum_i e_i^2 (f_{q_i}(x) + f_{\bar{q}_i}(x))$ mit Verteilungsfunktion (PDFs) $f_{q_i}(x), f_{\bar{q}_i}(x)$ für Quarks/Antiquarks
- * Anwendung des Partonmodells: Messe $F_2(x) \Rightarrow$ Bestimme PDFs $f_{q_i}(x), f_{\bar{q}_i}(x)$
- * Strukturverletzung in $F_2(x)$ bei zunehmender Energie
 1. Proton als Punktteilchen für $\mathcal{O}(1 \text{ MeV})$
 2. Nur Valenzquarks $F_2 = \delta(x - \frac{1}{3})$ für $\mathcal{O}(350 \text{ MeV})$
 3. Gluonaustausch: Verschiebung des Maximum zu kleineren x (Gluonen tragen Impuls) und Verschmierung der Delta-Distribution (Gluonimpuls beliebig) für $\mathcal{O}(1 \text{ GeV})$
 4. Seequarks: Seequarks können beliebig kleine Impulse tragen, daher divergiert $F_2(x)$ für kleine x

– Skalenverletzung ($Q \gg 1 \text{ GeV}$)

- * Abweichung von Bjorken-scaling: Strukturfunktionen $F_2(x, Q^2)$ schwach von Q^2 abhängig
- * Erklärung: Gluonen und Seequarks \Rightarrow Verschiebung der Strukturfunktion $F_2(x)$ zu kleinen x

4.3 Experimentelle Bestätigung der QCD

4.3.1 Bestimmung der Anzahl der Farbladungen N_c

- Anschaulich: N_c ist die Anzahl der zusätzlichen Freiheitsgrade, die Quarks im Vergleich zu Leptonen haben
 - Kann N_c auch ohne eine konkrete Theorie wie **QCD** messen, indem ich Zerfallsraten von Prozessen mit Quarks berechne
- Historische Methode: Zerfall neutraler Pionen $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (Adler, 1969, Bell, Jackiw, 1969)
 - Theorie-Vorhersage: $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha_Q^2}{64\pi^3} \frac{m_\pi^3}{f_\pi^2} \left(\frac{N_c}{3}\right)^2$
 - * Hintergrund: In chiraler Störungstheorie gibt es wegen chiraler Symmetriebrechung mit Goldstoneboson π^0 einen Term $\mathcal{L}_{\pi^0} = \frac{N_c}{3} \frac{e^2}{32\pi^2} \frac{\pi^0}{f_\pi} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} F_{\mu\nu} F_{\rho\sigma}$ im Lagrangian

- Der Faktor $\frac{N_c}{3}$ folgt aus dem Anomaliekoeffizient
- Pion-Zerfallsrate f_π kann präzise in $\pi^\pm \rightarrow \ell \nu_\ell$ gemessen werden \Rightarrow Kann N_c bestimmen aus Messung von $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$
- Problem: Kombination $N_c = 1, Q_u = 1, Q_d = 0$ liefert selbes Ergebnis wie $N_c = 3, Q_u = \frac{2}{3}, Q_d = -\frac{1}{3}$ \Rightarrow Nur Hinweis auf $N_c = 3$, kein Beweis
- Moderne Methode: R -Verhältnis
 - Idee: Vergleiche Wirkungsquerschnitte für Hadron-Produktion(Einfluss von Color) mit Myon-Produktion(kein Color-Einfluss) in e^+e^- -Streuung
 - * Anschaulich: $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ und $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ sind dieselben Prozesse bis auf unterschiedliche Ladungen und Color-Freiheitsgrad
 - Theorie-Vorhersage: $R(s) = \frac{\sigma_{\text{had}}}{\sigma_{\mu\mu}} = N_c \sum_i Q_i^2 \Theta(\sqrt{s} - 2m_q)$
 - * Summe läuft über alle bei Schwerpunktsenergie \sqrt{s} erlaubten Quarks(mit Ladungen Q_i)
 - * Achtung: In der Nähe von Resonanzen im e^+e^- -Spektrum(Quarkonia, Z -Boson) verfälschen zusätzliche Prozesse das R -Verhältnis
 - * $\Theta(\sqrt{s} - 2m_q)$ für die nötige Schwellen-Energie von $q\bar{q}$ -Produktion
 - Beobachtung: R wächst in Schritten bei den $q\bar{q}$ -Produktionsschwellen
- Naiv: Color-Unterdrückung $\propto \frac{1}{N_c^2}$ messen
 - Idee: Vergleiche Wirkungsquerschnitte von Color-unterdrückten Zerfällen($\propto \frac{1}{N_c^2}$) für Theorie(variables N_c) und Experiment \Rightarrow Bestimme N_c durch Fit
 - * Naive Idee, keine Ahnung ob das experimentell umsetzbar ist

4.3.2 Gluon-Entdeckung

- Nachweis von Gluonen im $q\bar{q}g$ -Vertex in 3-Jet-Events
 - Idee: e^+e^- können wegen Drehimpulserhaltung nicht in 3 Fermionen zerfallen \Rightarrow 3-Jet-Events sind Hinweis auf ein neues, farbgeladenes Boson
 - * “Boson” wegen Drehimpulserhaltung
 - * “Farbgeladen”, da das Boson hadronisiert
 - Signatur von Gluon-Bremstrahlung $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$
 - * Erwarte 3 Jets von $q, q\bar{q}$
 - * 3 Jets liegen in einer Ebene senkrecht zum e^\pm -Strahl wegen Impulserhaltung
 - Experimentelle Herausforderung: Unterscheide 3-Jet-Ereignisse($q\bar{q}g$) von 2-Jet-Ereignissen($q\bar{q}$)
 - Geschichte der Gluon-Entdeckung bei DESY
 - * Erste Hinweis am DORIS-Collider auf $\Upsilon(1S)$ -Resonanz, Interpretation als $3g$ (DORIS, PLUnitarity Triangle (UT)O, 1978)
 - * Entdeckung am PETRA-Collider bei höheren Energien, Interpretation als $q\bar{q}g$ (TASSO, 1979, MARK-J, 1979, PLUTO, 1979, JADE, 1979)
 - * Bestätigung von $s = 1$ (TASSO, 1980, PLUTO, 1980)
 - Idee: Bestimme Spin des Bosons aus der räumlichen Verteilung der Zerfallsprodukte
 - * Ergebnisse später von LEP-Experimenten bestätigt(LEP, 1991)
- Nachweis der Gluon-Selbstwechselwirkung im ggg -Vertex in 4-Jet-Events(LEP, 1990)
 - Idee: ggg -Vertex hat besondere Winkelverteilung in 4-Jet-Events
 - * Konkurrierender Effekt: Prozesse mit Gluon-Bremstrahlung $q\bar{q}g$

4.3.3 Vermessung der laufenden Kopplung $\alpha_c(\mu)$ – Confinement und asymptotischer Freiheit

- Wichtigste Beobachtung: $\alpha_c(Q^2)$ hängt stark von Q^2 ab und wird groß für $Q^2 \lesssim 200 \text{ MeV}$
- Methoden zur Bestimmung der laufenden Kopplung
 - Standard-Vorgehen: Bestimme $\alpha_c(Q^2)$ bei der Skala Q^2 des gewählten Experiments und rechne $\alpha_c(Q^2)$ in $\alpha_c(m_Z^2)$ um
 - * Motivation für m_Z^2 : Viele Präzisionsdaten kommen aus Messungen an der Z -Resonanz, m_Z ist sehr genau bekannt
 - τ -Zerfälle $\Rightarrow \alpha_c(m_\tau^2)$
 - * Idee: τ -Lebensdauer proportional zu α_c^2
 - * Hintergrund: τ zerfällt in ν_τ und Hadronen (fast ausschließlich Pionen) mit kurzer Lebensdauer
 - Schwere Quarkonia ($b\bar{b}$)
 - Tiefinelastische Streuung
 - Hadron- und Lepton-Collider
 - Anpassung an **EW**-Präzisionsdaten
 - Gitter-QCD
 - * Genauester Beitrag einer Einzelmessung zu Bestimmung von α_c
- Genaue Kenntnis von $\alpha_c(\mu)$ wichtig für Präzisionsmessungen
 - Unsicherheiten in $\alpha_c(\mu)$ liefern großen Beitrag zu Unsicherheiten in Präzisionsmessungen
- Bestimmung von $\alpha_c(Q^2)$ ist äquivalent zur Bestimmung von Λ_{QCD}
 - Formale Begründung: $\alpha_c(\mu) = \frac{4\pi}{\beta_0 \log \frac{\mu^2}{\Lambda_{\text{QCD}}^2}} = \frac{\alpha_c(Q)}{1 + \beta_0 \frac{\alpha_c(Q)}{4\pi} \log \frac{\mu^2}{Q^2}}$
 - Λ_{QCD} unpraktisch als Präzisionsobjekt, da $\alpha_c(\mu)$ stärker von $\alpha_c(Q^2)$ als von Λ_{QCD} abhängt
 - * Deutlicher Präzisionsunterschied in aktuellen Werten: $\Lambda_{\text{QCD}} = 213_{-35}^{+38} \text{ MeV}$ vs $\alpha_c(M_Z^2) = 0.1179 \pm 0.0010$

4.4 Moderne Anwendung der QCD (...)

4.4.1 Struktur von QCD-Vorhersagen (...)

4.4.2 Tiefinelastische Streuung in modernen Experimenten (...)

- Tiefinelastische Streuung mit Myonen und Neutrinos

4.4.3 Vermessung von Faktorisierung – Partonverteilungsfunktionen (...)

- Anschaulich: $f_i(x, Q^2)$ ist Verteilungsfunktion bezüglich x , Q^2 für Parton i in einem bestimmten Nukleon
 - Verteilungsfunktionen sind pure Eigenschaft des Nukleons, also unabhängig vom betrachteten Prozess
 - In der Praxis will man nur Protonen streuen – “PDF” meint Proton-PDF
 - PDFs nicht aus ersten Prinzipien berechenbar \Rightarrow Folgt aus Messung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$
- Wie vermisst man PDFs am besten? – ep-Collider vs pp-Collider
 - Notiz: Benötige Protonen im Anfangszustand \Rightarrow Nicht möglich am e^+e^- -Collider
 - ep-Collider \Rightarrow Prinzipiell bester Experiment-Typ
 - * Wichtigstes Experiment für PDF-Bestimmung: HERA
 - pp-Collider \Rightarrow Höherer **QCD**-Untergrund als am ep-Collider

* LHC kann wegen großer Datenmenge inzwischen mit den HERA-Daten zu PDFs konkurrieren

- Benötige nur x -Abhängigkeit von $F_2(x, Q^2)$
 - Kann Q^2 -Abhängigkeit durch DGLAP-Gleichungen berücksichtigen
 - Fazit: Kann Daten aus Experimenten bei verschiedenen Energieskalen verwenden, und Vorhersagen für beliebige Energieskalen machen
- Modern: Global Fits für PDFs
 - Strategie: Verwende Daten aus verschiedenen Experimenten und fitte sie an eine Parametrisierung oder trainiere damit ein Neuronales Netzwerk
 - Bekannte Gruppen: Parametrisierungen (CT, MMHT, ABM), Neuronales Netzwerk (N~~New~~ Physics (NP)DF), Kombination aller Ergebnisse (PDF4LHC)

4.4.4 Vermessung von Hadronisierung – Fragmentation Functions (...)

Kapitel 5

Quark-Flavorphysik

5.1 Grundlagen

5.1.1 Grundbegriffe

- Quark-Flavorphysik und QCD hängen eng zusammen
 - Kann nicht über Quarks reden, ohne die QCD-Effekte Confinement und asymptotische Freiheit zu kennen
 - Unterscheidung zwischen Quark-Flavorphysik und QCD
 - * Für QCD genügt ein Quark
 - Themen: Confinement/asymptotische Freiheit, tiefinelastische Streuung, Gluonen...
 - * Quark-Flavorphysik umfasst Effekte mit mehreren Quarks
 - Themen: Verschiedene Quarks(inklusive Top-Physik), CP-Verletzung, Quark-Mischung...
- Klassifikation von Quarks über deren Massen
 - Leichte flavorlose Quarks = u, d
 - Leichte Quarks = u, d, s
 - Schwere Quarks = c, b
 - Top-Quark t ist eigene Kategorie(hadronisiert nicht)
- Flavor von Quarks vs Flavor von Hadronen
 - Flavor von Quarks = Kombination aus Generation und J_3 -Eigenwert von $SU(2)_L$ bzw u, d, s, c, b, t
 - Flavor von Hadronen = Quark-Inhalt des Hadrons
 - * Bsp: $u\bar{d}$ für π^+

5.1.2 Forschungsgeschichte Hadronen

- Protonen als Bausteine von Atomkernen(Rutherford, 1919)
 - Idee: Nachweis von H-Kernen in N-Kernen \Rightarrow Alle Atomkerne bestehen aus H-Kernen(neuer Name: Proton)
- Neutron-Entdeckung in ${}^9_4\text{Be} + {}^4_2\alpha \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + {}^1_0\text{n}$ (Chadwick, 1932)
 - Neutronen-Strahlung wurden anfänglich für γ -Strahlung gehalten, erst durch Chadwick richtig interpretiert
 - Neutraler Kernbaustein schon 1920 von Rutherford postuliert(damalige Idee: Gebundener Zustand Proton/Elektron)
- Entdeckung von π^\pm in Höhenstrahlung(Powell, 1947)
 - Vorhersage von π^\pm als Austauscheteilchen der Kernkraft zwischen p und n (Yukawa, 1935)

- μ^\pm wurden schon 1936 entdeckt und anfangs als π^\pm interpretiert
- Entdeckung von π^0 am Beschleuniger(Borklund, 1950)
 - Idee: Produziere π^\pm, π^0 in Nukleon-Nukleon-Streuung $N + N \rightarrow N + N + \pi$ mit ausreichender Schwerpunktsenergie
 - π^\pm konnten schon früher am Beschleuniger erzeugt werden(Lattes, 1948)
- Entdeckung des “Teilchenzoo” von Hadronen mit leichten Quarks u, d, s (1950er, 1960er)
 - Bis heute übliche Bezeichnungen Nukleon, Δ -, Λ -, Σ -, Ξ -, Ω -Baryonen eingeführt
 - Vermessung und Kategorisierung der Hadronen über Flavor-Symmetrie
- Entdeckung des J/ψ (SLAC, BNL, 1974)
- Entdeckung der D -Mesonen $D^\pm, D^0/\bar{D}^0$ (SPEAR, 1976)
- Entdeckung des Υ (FermiLab, 1977)
- Entdeckung der B -Mesonen $B^\pm, B^0/\bar{B}^0$ (CESR, 1983)

5.1.3 Forschungsgeschichte Quark-Generationen

- Strangeness-Entdeckung in kosmischer Strahlung(Rochester, Butler, 1947)
 - Theoretische Interpretation: Strangeness als neue Quantenzahl zur empirischen Beschreibung von Hadronen mit seltsamen Eigenschaften(Gell-Mann, 1953)
- “Eightfold way”: Einordnung von pseudoskalaren Mesonen in ein $SU(3)$ -Oktett(Gell-Mann, Ne’eman, 1961)
 - Erstes Auftauchen von Flavor- $SU(3)$, später weitere Multipletts entdeckt
 - Formal: Die Besonderheit ist, dass alle Mesonen innerhalb des $SU(3)$ -Oktetts dieselbe Masse haben (stimmt noch besser für $SU(2)$ -Tripletts)
- Beschreibung von Mischung von $\Delta S = 0$ - und $\Delta S = 1$ -Prozessen durch Cabibbo-Mischungswinkel(Cabibbo, 1963)
- Quark-Modell(Gell-Mann, Zweig, 1964)
- Direkte Bestätigung des Quark-Modells durch Beobachtung von tiefinelastischer Streuung(SLAC, 1969)
 - Bei hohen Energien wird Substruktur von Hadronen deutlich \Rightarrow Quark-Modell bestätigt
- Postulat eines 4. Quarks für GIM-Mechanismus(Glashow, Iliopoulos, Maiani, 1970)
 - Motivation: Benötige 4 Quarks, um Unterdrückung von Flavor Changing Neutral Current (FCNC)-Prozessen und $\Delta S = 2$ -Prozessen zu erklären
- Entdeckung des c -Quarks durch J/ψ -Entdeckung(BNL/SLAC, 1974)
- Mischung von drei Quarkfamilien(Kobayashi, Maskawa, 1973)
 - Motivation: CP-Verletzung benötigt komplexe Phase \Rightarrow Mindestens drei Quarkfamilien
- Entdeckung des b -Quarks durch Υ -Entdeckung(FermiLab E288, 1977)
- Entdeckung des t -Quarks(Tevatron, 1995)

5.1.4 Forschungsgeschichte CP-Verletzung

- Entdeckung von CPV durch Mischung im K^0/\bar{K}^0 -System(Cronin, Fitch, 1964)
- Theoretische Beschreibung der beobachteten CP-Verletzung
 - Erklärung 1: Komplexe CKM-Matrix wegen dritter Quark-Familie (Kobayashi, Maskawa, 1973)
 - Erklärung 2: Spontane CP-Verletzung in einem Modell mit 2 komplexen Skalarfeldern (Lee, 1973)
 - ~ 1973 waren beide Modelle ähnlich populär, 1975 (Entdeckung des τ -Leptons) wuchs die Popularität der Erklärung 1, bevor sie 1977 (Entdeckung des b -Quarks) experimentell bestätigt wurde
- Entdeckung von T-Verletzung im K^0/\bar{K}^0 -System(CPLEAR, KTeV, 1998)
- Entdeckung von CPV im Zerfall im K^0/\bar{K}^0 -System(CERN/NA48, FermiLab/KTeV, 1999)
- Entdeckung von CPV in Interferenz aus Mischung und Zerfall im B^0/\bar{B}^0 -System(Belle, BaBar, 2001)
- Entdeckung von CPV im Zerfall(Belle, BaBar, 2004)
- Entdeckung von CPV im Zerfall im B_s^0/\bar{B}_s^0 -System(LHCb, 2013)
- Entdeckung von CPV im Zerfall im D^0/\bar{D}^0 -System(LHCb, 2019)

5.1.5 Überblick über Experimente für Quark-Flavor-Physik

- Frühe Experimente an e^+e^- -Collidern
 - Frühe Experimente waren noch nicht sehr spezialisiert
 - SPEAR/SLC(SLAC, 1972-1980): Schwerpunktsenergie ≈ 4 GeV
 - * Entdeckung von J/ψ und τ -Lepton
 - ARGUS/DORIS(DESY, 1974-1992): $c\bar{c}$ - und $b\bar{b}$ -Resonanzen
 - CLEO/CESR(Cornell, 1979-2008): Erst $b\bar{b}$ -Resonanzen, ab ~ 2000 $c\bar{c}$ -Resonanzen(CLEO-c)
 - * CLEO war erste B-Fabrik(noch mit symmetrischem Collider)
- Hadron-Collider
 - An Hadron-Collidern werden alle Arten von Hadronen erzeugt \Rightarrow Keine Spezialisierung
 - CPLEAR/LEAR(CERN, 1982-1996): Untersuchung von CPV im K^0/\bar{K}^0 -System in $p\bar{p}$ -Kollisionen
 - CDF und Do/Tevatron(FermiLab, 1987-2011): $p\bar{p}$ -Kollisionen
 - LHCb/LHC(CERN, seit 2010): pp -Kollisionen
- Experimente für K -Physik
 - Fixed-Target-Experimente: NA31(CERN, 1986-1989), NA48(CERN, 1997-2004), NA62(CERN, seit 2015), E731(FermiLab, 1980er), KTeV(FermiLab, 1990er, 2000er)
 - * Idee: Erzeuge K_L^0, K_S^0 in Fixed-Target-Kollision(typisch: Proton auf Kern)
 - * Erste Generation(NA31, NA48, E731, KTeV) für Vermessung von CPV(insbesondere: Suche von CPV im Zerfall)
 - * Zweite Generation(NA62): Zerfälle von geladenen Kaonen
 - Collider-Experimente: CPLEAR(CERN, 1990-1996)
 - * Idee: Erzeuge Kaonen in $p\bar{p}$ -Kollisionen(niedrige Schwerpunktsenergie)
 - ϕ -Fabrik: DAFNE(Frascati, seit 1999)
- Experimente für D -Physik
 - D-Fabriken: BES-III(seit 2008)
 - * Idee: Untersuche D-Mesonen aus $e^+e^- \rightarrow \psi(3770) \rightarrow D^0\bar{D}^0$

- * BES-III ist symmetrischer e^+e^- -Collider \Rightarrow Kann D^0 -Zerfallsstrecken nicht messen \Rightarrow Analysen mit zeitabhängigen **CP**-Asymmetrien nicht möglich
- D-Physik an B-Fabriken: Untersuche D-Mesonen in Zerfällen von B-Mesonen aus $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0$
- Experimente für B -Physik
 - B-Fabriken: BaBar(1999-2008), Belle(1999-2010), Belle II(seit 2018)
 - * Idee: Erzeuge B^0/\bar{B}^0 - und B^+B^- -Paare in $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$
- Experimente für B_s -Physik
 - B_s -Fabriken: Kann B-Fabriken zu B_s -Fabriken “umbauen”, indem ich sie auf der $\Upsilon(5S)$ - statt $\Upsilon(4S)$ -Resonanz betreibe

5.2 Hadronen

5.2.1 Grundlagen

- Hadron = Überbegriff für Bindungszustände aus Quarks durch die **QCD**
 - Hadronen bestehen aus Partonen(Quarks, Gluonen), da diese an der **QCD**-WW teilnehmen
 - Für $E \lesssim \Lambda_{\text{QCD}}$ (Confinement) ist die **QCD** stark wechselwirkend bzw nicht-perturbativ und damit sind Bindungszustände stabil
 - * Für $E \gtrsim \Lambda_{\text{QCD}}$ (asymptotische Freiheit) ist die **QCD** schwach wechselwirkend bzw perturbativ und Bindungszustände sind instabil
- Es gibt viele Hadronen
 - Hadronen sind aus 5 Quark-Arten(u, d, s, c, b) zusammengesetzt \Rightarrow Viele mögliche Kombinationen
 - * Achtung: Hadronen können nicht aus t -Quarks bestehen, da t -Quarks wegen $m_t \gg \Lambda_{\text{QCD}}$ viel schneller zerfallen, als dass sie gebundene Zustände bilden können(?)
 - Hadronen haben Anregungszustände
 - * Anregungszustände: Gleicher Quark-Inhalt und J^{PC} -Eigenwerten, aber andere Masse
 - Anregungszustände zerfallen schnell durch **QCD**-Prozesse in den Grundzustand
 - * Grundzustand = Anregungszustand mit der geringsten Masse
 - Besonderheit von “Grundzuständen”: Können nur durch **EW**-Prozesse zerfallen(bzw sind Grundzustände bezüglich **QCD**)
 - Achtung: Habe mehrere Grundzustände mit gleichem Quark-Inhalt aber unterschiedlichen J^{PC} -Quantenzahlen
- Hadron-Spektroskopie = Überbegriff für Vermessung von Hadronen
 - Interessante Eigenschaften: Massen, **CPT**-Quantenzahlen, Zerfälle
 - Wichtige Experimente: JLab(US), J-PARC(Japan), GSI(Darmstadt), COMPASS(CERN)

5.2.2 Kategorisierung von Hadronen

- Spin/Statistik: Fermionen vs Bosonen
 - Kombiniere Angabe des Spins J meist mit den C, P -Quantenzahlen zu J^{PC}
- Quark-Inhalt
 - Quark-Inhalt meint Beiträge durch Valenz-Quarks(und nicht See-Quarks)
 - * In jedem Hadron sind See-Quarks aller Quark-Arten enthalten, da diese zufällig als $q\bar{q}$ -Paare aus dem Vakuum erzeugt werden

- Angabe des Quark-Inhalts ist äquivalent zur Angabe der "Flavor-Quantenzahlen" Isospin (I, I_3), Strangeness S , Charm C , Beauty B und Truth T
 - * Definition der Flavorquantenzahlen: Quarks u, d, s, c, t haben jeweils $I_3 = \frac{1}{2}, I_3 = -\frac{1}{2}, S = -1, C = 1, B = -1, T = 1$ (und $= 0$ für alle anderen Flavorquantenzahlen)
 - Motivation für die Vorzeichen: Flavor-Quantenzahl eines Quarks hat selbes Vorzeichen wie dessen elektrische Ladung
 - * Flavor-Quantenzahlen wurden historisch zuerst eingeführt, können aber im Quarkmodell einfach erklärt werden
 - Weitere theoretisch motivierte Unterscheidung: Hadronen mit leichten Quarks vs Hadronen mit leichten und schweren Quarks
 - * Hadronen mit leichten Quarks $q(u, d, s)$ können mit chiraler Störungstheorie beschrieben werden – Entwicklung in $\frac{m_q}{\Lambda_{\text{QCD}}} \ll 1$
 - * Hadronen mit leichten Quarks q und schweren Quarks $Q(c, b)$ können mit HQET beschrieben werden – Entwicklung in $\frac{\Lambda_{\text{QCD}}}{m_Q} \ll 1$
 - Bezeichnungen für Mesonen bzw $q\bar{q}$ -Systeme
 - * Leichte flavorlose Mesonen $I_3 = \pm 1, S = C = B = 0$
 - Hier werden mehrere Namen verwendet: π, η etc
 - * K -Mesonen $I_3 = \pm \frac{1}{2}, S = \pm 1, C = B = 0$
 - * D -Mesonen $I_3 = \pm \frac{1}{2}, S = 0, C = \pm 1, B = 0$
 - * D_s -Mesonen $I_3 = 0, S = \pm 1, C = \pm 1, B = 0$
 - * B -Mesonen $I_3 = \pm \frac{1}{2}, S = C = 0, B = \pm 1$
 - * B_s -Mesonen $I_3 = 0, S = \pm 1, D = 0, B = \pm 1$
 - * B_c -Mesonen $I_3 = S = 0, D = \pm 1, B = \pm 1$
 - * Quarkonia bzw $q\bar{q}$ -Systeme $I_3 = S = C = B = 0$
 - * Notation für neutrale Mesonen M^0, \bar{M}^0 : M^0/\bar{M}^0 hat positive/negative Flavor-Quantenzahl für den schwersten beteiligten Flavor
 - Bsp: $|K^0\rangle = |\bar{s}d\rangle$ hat $S = 1, |D^0\rangle = |c\bar{u}\rangle$ hat $C = 1, |B^0\rangle = |\bar{b}d\rangle$ hat $B = 1, |B_s^0\rangle = |\bar{b}s\rangle$ hat $B = 1$
 - * "Freie Plätze" im Meson werden mit $I = \frac{1}{2}$ -Quarks(u, d) aufgefüllt \Rightarrow Schreibe I_3 nicht explizit dazu
 - Bezeichnungen für Baryonen bzw qqq -Systeme
 - * Baryon mit 3 u/d -Quarks: Nukleon $N(I = \frac{1}{2})$ bzw Δ -Baryon($I = \frac{3}{2}$)
 - * Baryon mit 2 u/d -Quarks: Λ -Baryon($I = 0$) bzw Σ -Baryon($I = 1$)
 - Ein Optionaler Index c/b , falls das dritte Quark ein schweres Quark ist(kein Index für s)
 - * Baryon mit 1 u/d -Quarks: Ξ -Baryon
 - Bis zu zwei optionale Indizes c/b , falls das dritte Quark ein schweres Quark ist(kein Index für s)
 - * Baryon mit 0 u/d -Quarks: Ω -Baryon
 - Bis zu drei optionale Indizes c/b , falls das dritte Quark ein schweres Quark ist(kein Index für s)
 - * Hyperon = Baryon mit mindestens einem s -Quark, aber keinen schweren Quarks
 - Weitere mögliche Quark-Kombinationen(außer $q\bar{q}, qqq$) möglich, aber noch nicht komplett verstanden \Rightarrow Werden als "exotische Hadronen" bezeichnet
- Dominanter Zerfallsprozess – Grundzustände vs angeregte Zustände
 - Hadron-Grundzustände = Hadronen, die über **EW**-WW zerfallen
 - Angeregte Hadron-Zustände = Hadronen, die über **QCD**-Prozesse zerfallen
 - C, P -Quantenzahlen
 - Pure **QCD** hat C -, P - und T -Symmetrie \Rightarrow Kann $C/P/T$ -Eigenwerte für Hadronen angeben

- * Achtung: $C/P/T$ -Eigenwerte sind nur für **QCD**-Prozesse(und **QED**-Prozesse) erhalten(nicht für schwache WW)
 - C/P -Eigenwerte für Hadronen machen Sinn, da die meisten Hadron-Prozesse von **QCD** dominiert werden(Ausnahme: Zerfälle der Hadron-“Grundzustände”, da dominiert die schwache WW)
 - CP - und T -Eigenwerte für Hadronen machen auch Sinn(Symmetrien sind zwar gebrochen, aber nur schwach), sind aber langweilig, da sie nur sehr selten geändert werden(wegen schwacher Brechung von T - und **CP**-Symmetrie)

- Spektroskopische Notation J^{PC} für J - und C/P -Eigenwerte

- Masse

- Hadronen sind Darstellungen der Poincaré-Gruppe und können damit durch ihre Masse charakterisiert werden

- Konvention für Benennung von Hadronen

- Hadron H im Grundzustand: H
 - Hadron H mit bekannten J^{CP} -Eigenwerten: $H(J^{CP})$
 - Hadron H mit unbekannten J^{CP} -Eigenwerten und Masse m in MeV: $H(m)$

5.2.3 Eigenschaften von Pionen π^\pm, π^0

- Pionen sind leichteste Mesonen und können deshalb nicht durch **QCD** zerfallen \Rightarrow Relativ geringe Zerfallsrate

- Zerfälle von geladenen Pionen π^\pm über **EW**-WW

- * Leptonische Zerfälle(99.99%) $\pi^+ \rightarrow \ell^+ + \nu_\ell, \pi^- \rightarrow \ell^- + \bar{\nu}_\ell$ mit $\ell \in \{e, \mu\}$

- Zerfälle von neutralen Pionen π^0 über **QED**

- * Besonderheit bei π^0 : **QED**-Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ möglich wegen $U(1)_{\pi^0}U(1)_Q^2$ -Anomalie in ChPT

- Theoretische Beschreibung: $U(1)_{\pi^0}U(1)_Q^2$ -Anomalie in ChPT

- Zerfallsrate folgt direkt aus der Anomalie: $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2}{64\pi^3} \frac{m_{\pi^0}^3}{f_\pi^2} \left(\frac{N_c}{3}\right)^3 \approx 7.8 \text{ eV} \Rightarrow$ Hohe Zerfallsrate

- * Zerfall in 2 Photonen(98.82%) $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

- * Experimenteller Nachweis durch Suche nach 2 zeitgleich emittierten Photonen(“Koinzidenz”)

- Helizitätsunterdrückung für $\pi^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_\ell$

- Aussage: Elektron-Zerfall gegenüber Myon-Zerfall stark unterdrückt $\frac{\Gamma(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)} \sim 10^{-4}$

- Unerwartet: e und μ koppeln gleich(Lepton-Universalität), Elektronen haben wegen $m_e \ll m_\mu$ größeren Phasenraum

- Anschauliches Argument über Helizität und Chiralität

- * Anschaulich: Chiralität durch Zerfall in schwacher WW vorgegeben, Helizität durch Kinematik vorgegeben

- * Unterdrückung durch Beimischung von falscher Chiralität in gegebener Helizität:
Elektronen: $1 - \beta_e \approx 3 \times 10^{-5}$, Myonen: $1 - \beta_\mu \approx 0.72$

- * Selbes Argument für π^+ -Zerfall

1. Chiralität des geladenen Leptons(linkshändig) festgelegt für Zerfall durch Kopplung der W^\pm -Bosonen: Linkschirale Teilchen, rechtschirale Antiteilchen

2. Helizität des geladenen Leptons festgelegt durch Kinematik: Lepton mit rechtshändiger Helizität
 - (a) Zweikörperzerfall \Rightarrow Antilepton und Lepton-Neutrino in entgegengesetzte Richtungen emittiert und haben damit entgegengesetzten Impuls \vec{p}

- (b) Pion hat $J = 0 \Rightarrow$ Antilepton und Lepton-Neutrino haben entgegengesetzte Spins \vec{S}

(c) Helizität $h = \frac{\vec{p}\vec{S}}{|\vec{p}\vec{S}|} \Rightarrow$ Gleiche Helizität für Antilepton und Lepton-Neutrino

3. Wirkungsquerschnitt proportional zum Eigenwert $\frac{1}{2}(1 - \frac{p}{E+m})$ des Chiralitäts-Projektors eines Helizitäts-Eigenzustands $P_L|l_{H=R}\rangle$
 - * Kann das Argument auch umgekehrt machen(Helizitäts-Projektor eines Chiralitäts-Eigenzustand), dann ist Weyl-Darstellung nützlich
 - * $1 - \frac{p}{E+m} = 1 - \beta(?)$

(a) In Dirac-Darstellung gilt $\gamma_5 u(\vec{p}) = \begin{pmatrix} \frac{\vec{p}\vec{\sigma}}{E+m} & 0 \\ 0 & \frac{\vec{p}\vec{\sigma}}{E-m} \end{pmatrix} u(\vec{p}) \Rightarrow \gamma_5 |l_{H=R}\rangle = \frac{\vec{p}\vec{\sigma}}{E+m} |l_{H=R}\rangle$

- * $u(\vec{p})$ ist Spinor-Basisvektor für Teilchen, benötige entsprechende Relation mit Spinor-Basisvektor für Antiteilchen $v(\vec{p})$ für π^+ -Zerfall
- * Verwende Dirac-Darstellung der γ -Matrizen, da hier die oberen/unteren beiden Komponenten eines Spinors die Komponenten mit rechtshändiger/linkshändiger Helizität sind(?)
- * Nachrechnen: Verwende zB $u(\vec{p}) = \sqrt{E+m} \begin{pmatrix} \xi \\ \frac{\vec{p}\vec{\sigma}}{E+m}\xi \end{pmatrix}$ mit $\xi \in \left\{ \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right\}$

(a) Chiralitätsprojektor ist bekannt $P_L = \frac{1-\gamma_5}{2}$

(b) Aufsummeln: $P_L|l_{H=R}\rangle = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)|l_{H=R}\rangle = \frac{1}{2}(1 - \frac{\vec{p}\vec{\sigma}}{E+m})|l_{H=R}\rangle \Rightarrow$ Finde Eigenwert $\frac{1}{2}(1 - \frac{p}{E+m})(?)$

– Ehrliches Argument: $\Gamma(\pi^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_\ell)$ berechnen

* Fermi-Theorie-Rechnung mit Formfaktoren liefert $\Gamma(\pi^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu_\ell) = \frac{G_F^2 f_\pi^2}{4\pi} m_\pi m_\ell^2 \left(1 - \frac{m_\ell^2}{m_\pi^2}\right)^2$

* Finde $\frac{\Gamma(\pi^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e)}{\Gamma(\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu)} = \frac{m_e^2}{m_\mu^2} \left(\frac{1 - \frac{m_e^2}{m_\pi^2}}{1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}} \right)^2 \approx 10^{-4}$

• Term $\frac{m_e^2}{m_\mu^2} \approx 2 \times 10^{-5}$ verursacht “Helizitätsunterdrückung”(klein wie erwartet)

• Term $\left(\frac{1 - \frac{m_e^2}{m_\pi^2}}{1 - \frac{m_\mu^2}{m_\pi^2}} \right)^2 \approx 5$ ist Phasenraum-Beitrag(groß wie erwartet)

5.2.4 Quarkonia

- Quarkonium = Gebundener Zustand aus Quark und Antiquark bzw $q\bar{q}$ -Zustand(spezielles Meson)
 - Motivation für Bezeichnung “Quarkonium”: Ähnlichkeit zu Positronium(e^+e^-)
 - Kann Quarkonia ähnlich wie Positronium, H-Atom als 2-Teilchen-System beschreiben
 - * Quarkonia werden durch **QCD** zusammengehalten \Rightarrow Kann Quarkonia verwenden, um das **QCD**-Potential zu vermessen
 - Produktion in e^+e^- -Kollisionen bei passender Schwerpunktsenergie
 - * Experimentell: Quarkonia sind Resonanzen im Wirkungsquerschnitt
 - Achtung: Oft wird der Ausdruck “Quarkonia” nur für $c\bar{c}, b\bar{b}$ verwendet(besser: “schwere Quarkonia”)
 - Spin J und **CP**-Quantenzahlen legen spektroskopische Quantenzahlen n, l, s fest
 - * Spektroskopische Quantenzahlen n, l, s, J für Quarkonia
 - Drehimpulse: Quarkonium besteht aus Quarks mit Gesamtspin s und relativem Bahndrehimpuls l , die sich zum Gesamtdrehimpuls bzw Quarkonium-Spin J addieren
 - Hauptquantenzahl n ordnet Zustände mit gleichen Drehimpuls-Eigenschaften nach ihrer Energie
 - * Parität eines Quarkonium: $P = (-1)^{l+1}(?)$
 - Faktor $(-1)^l$ durch Parität eines Bahndrehimpuls-Eigenzustands(siehe Kugelflächenfunktionen)
 - Faktor (-1) durch entgegengesetzte Parität von q und \bar{q}
 - * Ladungskonjugation eines Quarkonium: $C = (-1)^{l+s}(?)$

- Vorgehen: Vertausche q und $\bar{q} \Rightarrow$ Welcher Eigenwert
- Muss insgesamt (-1) erhalten wegen Fermi-Statistik der Quarks
- Faktor C durch Ladungskonjugations-Operation
- Faktor $(-1)^l$ durch Vertauschung der Koordinaten der beiden Quarks
- Faktor $(-1)^{s+1}$ durch Vertauschung der Spins der beiden Quarks
- Vergleiche: $-1 = C(-1)^l(-1)^{s+1} \Rightarrow C = (-1)^{l+s}$
- Open-Q-Schwelle $S_{Q,q}$ für schwere Quarks $Q \in \{c, b\}$ und leichte Quarks $q \in \{u, d, s\}$
 - Definition: $S_{Q,q} = 2m_{Qq}$ mit Meson Qq aus schwerem Quark $Q \in \{c, b\}$ und leichtem Quark $q \in \{u, d, s\}$
 - * Verkürzte Notation: Eines der Quarks q, Q in Qq muss ein Antiquark sein
 - Interpretation: Anregungszustände X von $Q\bar{Q}$ mit $m_X < S_{Q,q}/m_X > S_{Q,q}$ können nur in Mesonen aus leichteren Quarks als in Qq zerfallen/können auch in Qq -Meson-Paare zerfallen
 - * Für $m_X > S_{Q,q}$ zerfällt X fast ausschließlich in Qq -Meson-Paare, da diese Zerfälle in **QCD** möglich sind
 - Andere Zerfälle sind flavor-ändernd und damit nur durch die **EW**-WW möglich
 - * Bedeutung des Namens: Open-Q-Schwelle, da über der Schwelle Zustände mit nicht-verschwindender Flavor-Quantenzahl des Quarks Q (Open-Q) produziert werden können
 - In Analogie zu Open-Q kann man Quarkonia als Closed-Q-Zustände bezeichnen
 - Anwendung: Produktion von großen Mengen von D-/B-Mesonen in e^+e^- mit Schwerpunktsenergie bei einer geschickt gewählten $c\bar{c}/b\bar{b}$ -Resonanz(= B-Fabrik)
- Quarkonia vs andere Hadronen
 - Besonderheit von Quarkonia: Tragen keine Flavor-Quantenzahlen($I = S = C = B = 0$)
 - * Folgt direkt aus der Definition, dass Quarkonia $q\bar{q}$ -Systeme sind
 - Quarkonia können über **QCD**-Prozesse zerfallen
 - * Folgt daraus, dass Quarkonia keine Flavor-Quantenzahlen tragen(benötige keine Flavoränderung bzw **EW**-WW für Zerfälle)
 - * Zerfälle von anderen Hadronen(im Grundzustand) nur durch **EW**-WW möglich, da Flavoränderung nötig ist
 - Quarkonia haben große Lebensdauer $\tau \sim 10^{-23}\text{s}$ /geringe Zerfallsrate $\Gamma \sim 10\text{ MeV}$
 - * Unintuitiv: Erwarte, dass Quarkonia kurze Lebensdauer haben wegen **QCD**-Zerfällen
 - * Begründung: OZI-Regel(siehe Modelle-Zsf)
 - * Folgerung: Quarkonia sind Resonanzen im e^+e^- -Wirkungsquerschnitt \Rightarrow Entdecke $q\bar{q}$ -Quarkonia typischerweise vor anderen Hadronen mit q -Quarks
- Quarkonia aus leichten Quarks $\omega = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d}), \rho^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}), \phi = s\bar{s}$
 - Leichte Quarks mischen(ähnliche Massen) \Rightarrow Spektroskopie mit leichten Quarkonia nicht möglich, da die Resonanzen große Zerfallsrate haben
 - * Streng genommen mischt ϕ mit ω und ρ^0 , aber der Mischungswinkel ist sehr klein
- Charmonium $c\bar{c}$
 - Benennung: Grundzustand heißt J/ψ , angeregte Zustände heißen ψ
 - J/ψ -Entdeckung(SLAC, BNL, 1974)
 - * Beide Arbeitsgruppen(BNL, SLAC) haben Entdeckung des neuen Teilchens unabhängig voneinander am selben Tag(11.11.1974) verkündet
 - Heute bekannt als "Novemberrevolution", da diese (unerwartete) Entdeckung viel Aufregung und neue Arbeiten in den Jahren danach induzierte: Vermessung der Resonanzen, Bestätigung des Quark-Modells, Suche nach weiteren schweren Quarks(bottom, top), Entwicklung des Standardmodells

- * BNL: J -Entdeckung in pBe Fixed-Target-Experiment
 - Idee: Suche nach Resonanzen in $pBe \rightarrow e^+e^- \dots$ -Streuung
 - Hadron-Kollisionen(Prozesse mit verschiedenen Schwerpunktsenergien) \Rightarrow Höheres Entdeckungspotential
- * SLAC: ψ -Entdeckung mit e^+e^- -Collider SPEAR
 - Idee: Suche nach Resonanzen in $e^+e^- \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$
 - e^+e^- -Kollisionen(feste Schwerpunktsenergie) \Rightarrow SLAC hatte viel Glück, die richtige Schwerpunktsenergie einzustellen
 - Anregungszustände des J/ψ wurden alle am SLAC entdeckt und heißen deshalb nur ψ
- * Interpretation im Quark-Modell: c -Entdeckung
- Anwendung: Erzeugung von D-Mesonen aus ψ -Zerfällen in D-Fabriken
 - * Angeregter Zustand $\psi(3770)$ liegt knapp über Open-D-Schwelle($m_{\psi(3770)} > 2m_D$) \Rightarrow D-Fabrik
- Bottomonium $b\bar{b}$
 - Υ -Entdeckung(FermiLab, 1977)
 - * Υ war gut theoretisch motiviert durch Quark-Modell \Rightarrow Wurde gezielt gesucht
 - Fälschlicherweise wurde am selben Experiment schon 1976 eine $b\bar{b}$ -Resonanz bei ≈ 6 GeV mit 98% CL "entdeckt"(hat sich später als statistischer Ausreißer herausgestellt) \Rightarrow "Oops-Leon"(nach Leon Lederman), ein Grund für die "5 σ -Regel"(mindestens 99.9999% CL) für "Entdeckungen" in Teilchenphysik
 - * Entdeckung als Resonanz in Streuung $pK \rightarrow \mu^+\mu^- \dots$ mit $K \in \{\text{Cu, Pt}\}$
 - * Interpretation im Quark-Modell: b -Entdeckung
 - Anwendung: Erzeugung von B-Mesonen aus Υ -Zerfällen an B-Fabriken
 - * Angeregter Zustand $\Upsilon(4S)$ liegt knapp über Open-Beauty-Schwelle($m_{\Upsilon(4S)} > 2m_B$) \Rightarrow B-Fabrik
 - * Angeregter Zustand $\Upsilon(5S)$ liegt knapp über Open- B_s -Schwelle($m_{\Upsilon(5S)} > 2m_{B_s}$) \Rightarrow B_s -Fabrik
- Toponium/ $t\bar{t}$
 - Top-Quark zerfällt wegen großer Masse zu schnell($\tau \approx 5 \times 10^{-25}$ s), um gebundene Zustände zu bilden

5.2.5 Exotische Hadronen

- Exotische Hadronen = Überbegriff für Hadronen, die weder die Form $q\bar{q}$ noch qqq haben
 - Notation: q für beliebige Quarks(mit nicht notwendigerweise identischem Flavor)
 - Identifikation von exotischen Hadron-Resonanzen: Quantenzahlen(Masse, J^{PC}) können nicht durch Mesonen/Baryonen erklärt werden(?)
 - Formale Bedingung: $SU(3)_c$ -Darstellung der exotischen Hadronen muss ein $SU(3)_c$ -Singlet enthalten
 - * Direkter Zugang: Schreibe Tensor für das Hadron als Superposition von Quarks und Gluonen hin
 - Nachteil: Wird schnell unübersichtlich
 - Bsp Meson: $q^i q_i$ invariant
 - Bsp Baryon: $\epsilon_{ijk} q^i q^j q^k$ invariant
 - * Abstrakter Zugang: $SU(3)_c$ -Darstellungen von Hadronen mit Young Tableaux berechnen
 - Abkürzung: $a \times b$ für a Vorkommen der Darstellung b in der direkten Summe
 - Bsp Meson: $3 \otimes \bar{3} = 1 \oplus 8$
 - Bsp Baryon: $3 \times 3 \times 3 = 1 \oplus 2 \times 8 \oplus 10$
 - Bsp Tetraquark: $\bar{3} \otimes \bar{3} \otimes 3 \otimes 3 = 2 \times 1 \oplus 4 \times 8 \oplus 10 \oplus \bar{10} \oplus 27$
 - Bsp Pentaquark: $\bar{3} \otimes 3 \otimes 3 \otimes 3 \otimes 3 = 3 \times 1 \oplus 8 \times 8 \oplus 4 \times 10 \oplus 2 \times \bar{10} \oplus 3 \times 27 \oplus 35$
 - Bsp Quark-Gluon-Hybrid $g\bar{q}q$: $8 \otimes \bar{3} \otimes 3 = 1 \oplus 3 \times 8 \oplus 10 \oplus \bar{10} \oplus 27$
 - Bsp Quark-Gluon-Hybrid $gqqq$: $8 \otimes 3 \otimes 3 \otimes 3 = 2 \times 1 \oplus 6 \times 8 \oplus 3 \times 10 \oplus 3 \times 27 \oplus 35$
 - Bsp Glueball gg : $8 \otimes 8 = 1 \oplus 2 \times 8 \oplus 10 \oplus \bar{10} \oplus 27$

- Arten von exotischen Hadronen

- Pentaquark $\bar{q}qqqq$
 - * Entdeckung von 2 $uudc\bar{c}$ -Pentaquarks $P_c^+(4380), P_c^+(4450)$ mit 15σ (LHCb, 2015)
- Tetraquark $\bar{q}\bar{q}qq$
 - * Entdeckung eines $c\bar{c}d\bar{u}$ -Tetraquarks $Z(4430)^-$ mit $> 5\sigma$ (LHCb, 2014)
- Quark-Gluon-Hybrid $q\bar{q}g, qqqg, \dots$
- Glueballs gg, ggg, \dots
 - * Entdeckung eines Glueball-artigen Austauschteilchen mit 5.7σ (TOTEM mit LHC- und Tevatron-Daten, 2021)
- Hadron-Moleküle
 - * Überbegriff für Bindungszustände mehrerer Hadronen
 - * Wichtige Beispiele: Dibaryon $qqqqqq$, Baryonia $qqq\bar{q}\bar{q}\bar{q}$, Di-Meson-Molekül $q\bar{q}q\bar{q}$

- Viele weitere nicht zugeordnete(“exotische”) Hadron-Resonanzen bekannt

- Überbegriff XYZ-Teilchen für schwere Mesonen, die weder $c\bar{c}$ - noch $b\bar{b}$ -Zustände sind
- Prominentes Bsp: $X(3872)$ mit $J^{PC} = 1^{++}$
 - * Resonanz entdeckt mit Belle in $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- J/\psi$ (2003) und bestätigt durch BaBar/CDF/Do, Quantenzahlen festgelegt mit LHCb(2015)
 - * Experimentelle Informationen und theoretische Interpretationen
 - Naive Erwartung: $X(3872)$ ist angeregter $c\bar{c}$ -Zustand
 - Masse von $X(3872)$ sehr nahe an der $D^0 \bar{D}^0$ -Produktionsschwelle \Rightarrow Schwach gebundener $D^0 \bar{D}^0$ -Zustand oder Tetraquark?
 - $C = +1$ aus Eigenschaften von Zerfallsprodukten(Belle, BaBar, 2006)
 - Dominanter Zerfall: $X(3872) \rightarrow \rho J/\psi$ (CDF, 2007)
 - J^{PC} -Quantenzahlen 1^{++} oder 2^{-+} (CDF, 2007)
 - Full angular analysis liefert $J^{PC} = 1^{++}$ (LHCb, 2013) \Rightarrow Kein $c\bar{c}$ -Zustände kommt mehr infrage, die alle $c\bar{c}$ -Zustände entweder andere Masse oder andere J^{PC} -Quantenzahlen haben
 - * Fazit: Gebundener $D^0 \bar{D}^0$ -Zustand und Tetraquark sind beste Kandidaten für Erklärung von $X(3872)$
- Weitere Bsp: $Y(4260), Z_c(3900)/Z_c(4200), Z_b(10610)/Z_b(10650)$

5.3 Entdeckung der Quarks

5.3.1 Quark-Modell – Ordnungsprinzip für Hadronen

- Quark-Modell = Hadronen sind gebundene Zustände von fundamentalen Objekten(“Quarks”)
 - Quarks haben Farb-Freiheitsgrad(sieht man nicht in Hadronen, da Hadronen Farb-Singlets sind) und Flavor-Freiheitsgrad(erlaubt Kategorisierung von Hadronen) \Rightarrow 2 Seiten der Medaille “Quark-Modell”
 - * Enge Verbindung von Quark-Flavorphysik mit QCD durch Farb- und Flavor-Freiheitsgrade der Quarks
 - * Heutige Perspektive: Flavor-Freiheitsgrad war experimenteller Hinweis auf Quarks, aber einzigartige Eigenschaft der Quarks(für QCD) ist der Farb-Freiheitsgrad – Historisch war Flavor-Freiheitsgrad der ultimative Hinweis auf QCD

1. Motivation für Quarks: Suche Ordnungsprinzip für die Hadronen

- In 1950er und 1960er Jahren wurden viele Hadronen(~ 50) entdeckt(“Teilchenzoo”)
 - Theoretiker waren entsetzt über fehlende einfache Struktur
- Anschaulich: Nach Substruktur des Periodensystems der Elemente(Protonen, Neutronen, Elektronen) jetzt Substruktur des Teilchenzoos(Protonen, Neutronen, ...) gesucht

2. Ordnungsprinzip für Quarks: Flavor- $SU(3)$

- Beobachtung: Hadronen können in $SU(3)$ -Multipletts eingeordnet werden \Rightarrow Hinweis auf Ordnungsprinzip für Hadronen
 - Erstes gefundenes $SU(3)$ -Multiplett: Pseudoskalare Mesonen bzw “Eightfold Way”(Gell-Mann, Ne’eman, 1961)
 - Später: Baryon-Oktett, Baryon-Dekuplett als weitere Flavor- $SU(3)$ -Darstellungen
- Idee: Hadronen sind Bindungszustände von fundamentalen “Quarks”, die sich unter der fundamentalen Darstellung der Flavor- $SU(3)$ transformieren(Gell-Mann, Zweig, 1964)
 - Kann dadurch ~ 50 Hadronen in Flavor- $SU(3)$ -Multipletts als Bindungszustände(Grundzustand und Anregungszustände) von 3 Quarks erklären \Rightarrow Ordnungsprinzip ist gefunden
 - Begriff “Quark” wurde eingeführt von Gell-Mann, Zweig schlug “Aces” vor
 - * Im Nachhinein wäre “Aces” schlecht gewesen, da es nur 4 Asse gibt(damals 4 Quarks in Aussicht), später aber weitere Quarks entdeckt wurden
- Problem: Keine experimentellen Hinweise auf die Quarks
 - Beobachte in Zerfällen etc nur Hadronen, nicht deren Substruktur

3. Bestätigung des Quark-Modells durch tiefinelastische Streuung(SLAC, 1969)

- Anschaulich: Durch Flavor- $SU(3)$ vorhergesagte Quarks nun als punktförmige Bestandteile von Hadronen(= Partonen) nachgewiesen
 - Schöner Zusammenhang: Ausschließlich durch Symmetrie motiviertes Objekt wird identifiziert mit experimentell beobachtetem Objekt
- Beobachtung: Bei hohen Energien(~ 3 GeV) kann man in e^-p -Streuung die Substruktur von Hadronen auflösen(Streuung an punktförmigen Teilchen statt ausgedehnten Hadronen)

5.3.2 Quark-Mischung – Vorhersage von weiteren Quarks

- Argument: Benötige mehrere Quarks, um beobachtete Effekte zu erklären

1. Empirische Beschreibung von Quark-Mischung für 3 Quarks durch Cabibbo-Winkel(Cabibbo, 1963)

- Anschaulich: Empirische Erklärung, die beobachtete Quark-Mischung erklärt
- Idee: Mischung von d -Quarks mit s -Quarks in u/d - bzw u/s -Wechselwirkung
- Achtung: 1963 war Quark-Modell noch nicht formuliert, man sprach von Strömen(statt fundamentalen Quarks)
 - Unterscheide strangeness-ändernde Ströme(Effekte durch s -Quarks) und nicht-flavor-ändernde Ströme(Effekte durch d -Quarks)
 - Im Quark-Modell hat Cabibbo-Formalismus einfache Interpretation als Mischung von up- und down-Quarks mit strange-Quarks

2. GIM-Mechanismus erklärt experimentelle Beobachtungen mit 4tem Quark \Rightarrow Vorhersage eines vierten Quarks(Glashow, Iliopoulos, Maiani, 1970)

- Mit zusätzlichem vierten Quark wird der Formalismus eleganter und experimentelle Beobachtungen erklärt
 - Experimentelle Beobachtung 1: **FCNC**-Unterdrückung
 - * Historisch wichtiger Kanal: Unterdrückung von $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (**FCNC**, brauche Box-Diagramm) im Vergleich zu $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ (**FCC**, Tree-level mit W-Vertex)
 - * GIM-Mechanismus: Erhalte zusätzlich zu Box-Diagramm mit u -Austausch($\propto m_u^2$) ein Box-Diagramm mit c -Austausch($\propto m_c^2$), das einen ungefähr entgegengesetzten Beitrag liefert \Rightarrow Unterdrückung mit $\frac{m_c^2 - m_u^2}{m_W^2} \sim 10^{-6}$
 - Experimentelle Beobachtung 2: Unterdrückung von $\Delta S = 2$ -Prozessen(zB kleiner Unterschied zwischen m_{K_L} und m_{K_S} (?))

- Eleganter Formalismus: (u, d) und (c, s) sind beides $SU(2)_L$ -Dubletts
 - * **EW**-Theorie war schon bekannt(postuliert in 1967), aber noch nicht allgemein anerkannt
 - Verwende Bezeichnung “GIM-Mechanismus” für Einführung eines 4ten Quarks
 - “charm”-Quark heißt so, weil es sehr “charming” in das damalige Bild passte
3. **CP**-Verletzung im Quark-Sektor kann nur durch Existenz von mindestens 3 Quark-Familien(6 Quarks) erklärt werden \Rightarrow Vorhersage von mindestens 2 weiteren Quarks(Kobayashi, Maskawa, 1973)
- Anschaulich: **CP**-Verletzung im K^0/\bar{K}^0 -System experimentell entdeckt in 1964(Cronin, Fitch) \Rightarrow Wie kann man das theoretisch beschreiben?
 - Beobachtung: Mit 2 Quark-Dubletts kann **CP**-Verletzung prinzipiell nicht erklärt werden, benötige mindestens 3 Quark-Dubletts
 - Formal: Zähle komplexe Freiheitsgrade der Mischungsmatrix für 2 bzw 3 Quark-Dubletts
 - Bezeichne postulierte Quarks als top, bottom in Analogie zu up, down
 - (t, b) wurde direkt als Dublett postuliert, in (c, s) wurden erst s experimentell entdeckt und später c als Ergänzung zum Dublett postuliert

5.3.3 Entdeckung des c -Quarks

- Motivation für das c -Quark
 - Spekulationen über 4tes Quark als Erweiterung von Flavor- $SU(3)$ zu Flavor- $SU(4)$ (Glashow, Bjorken, 1964)
 - * Pure Spekulation ohne experimentelle Hinweise, deshalb wird meist erst GIM-Mechanismus als c -Vorhersage bezeichnet
 - * Einführung der Bezeichnung “charm” für die neue Flavor-Quatenzahl
 - GIM-Mechanismus führt 4tes Quark ein zur Erklärung von Unterdrückung von Box-Diagrammen bzw **FCNC**-Prozessen und $\Delta S = 2$ -Prozessen(Glashow, Iliopoulos, Maiani, 1970)
 - * Erhalte mit c -Quark ein weiteres Diagramm(virtuelles c -Quark im Box-Diagramm) mit anderem Vorzeichen(wegen Cabibbo-Matrix) und Kinematik($m_c \neq m_u$) als einziger Unterschied
 - Erweitere Cabibbo-Formalismus für 3 Quarks auf 4 Quarks: $\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$
mit Cabibbo-Matrix $\begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix}$
 - Für $m_c = m_u$ heben sich die beiden Diagramme exakt weg und **FCNC**-/ $\Delta S = 2$ -Prozesse sind verboten
 - * Abschätzung $m_c \approx 1.4$ GeV aus Unterdrückung von **FCNC**-Prozessen im Vergleich zu **FCCC**-Prozessen (Gaillard, Lee, 1974, Gaillard, Lee, 1975)
 - Konkret: Verwende Observable $\frac{\mathcal{B}(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\mathcal{B}(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)}$ – Ähnliche Prozesse, aber einmal **FCNC**(oben) und einmal **FCCC**(unten)
 - * Notiz: t -Quark trägt in diesen Boxdiagrammen nicht bei
- Entdeckung des c -Quarks durch $c\bar{c}$ -Quarkonia bzw J/ψ (BNL, SLAC, 1974)
 - Anschaulich: Beobachte flavorlose Resonanz in Massenbereich, in dem man sie nicht als Anregungszustand von bekannten Quarks(u, d, s) interpretieren kann \Rightarrow Interpretation als $c\bar{c}$ -Bindungszustand des durch den GIM-Mechanismus postulierten neuen c -Quarks
 - * Interpretation des J/ψ als $c\bar{c}$ -Bindungszustand erst durch Entdeckung der D-Mesonen mit $2m_D \approx m_{J/\psi}$ zweifelsfrei bestätigt
 - Mehr Infos zur J/ψ -Entdeckung in 5.2.4
 - Experimentelle Herausforderung: **PID** für K^\pm, π^\pm
- Bestätigung des c -Quarks durch Entdeckung von D-Mesonen(SPEAR, 1976)

- Nach Entdeckung des J/ψ wurden Eigenschaften der D-Mesonen (Masse, Zerfallskanäle, Lebensdauern) abgeschätzt
- Beobachtung: Resonanzen mit erwarteten Eigenschaften für D-Mesonen
 - * Neutrale D-Mesonen: Resonanzen in $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ und C-konjugierten Zerfällen (Pierre, Goldhaber, 1976)
 - * Geladene D-Mesonen: Resonanzen in $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$ (Peruzzi, Piccolo, 1976)
 - * Massen und Zerfallsbreiten der D-Mesonen konnten präzise aus den Daten bestimmt werden

5.3.4 Entdeckung des b -Quarks

- Motivation für das b - und t -Quark
 - Dritte Quark-Generation motiviert durch Beschreibung von beobachteter CP-Verletzung im Kaon-System (Kobayashi, Maskawa, 1973)
 - Formulierung eines Modells mit 3 Quark-Generationen und Einführung der Begriffe "bottom/top" (Harari, 1975)
 - * Alternative Begriffe "beauty/truth" ebenfalls im Umlauf, aber "bottom/top" sind gebräuchlicher
 - Weiterer Hinweis auf dritte Quark-Generation durch Entdeckung des τ -Leptons und damit der 3ten Lepton-Generation (SPEAR, 1975)
- Entdeckung des b -Quarks durch $b\bar{b}$ -Quarkonia bzw Υ (FermiLab E288, 1977)
 - Υ -Resonanz hat ähnliche Eigenschaften wie J/ψ -Resonanz \Rightarrow Wurde schnell als $b\bar{b}$ -System interpretiert(?)
 - Mehr Infos zur Υ -Entdeckung in 5.2.4
- Bestätigung der erwarteten Eigenschaften des b -Quarks
 - b -Quark hat elektrische Ladung $Q = -\frac{1}{3}$ (DORIS/PLUTO, 1978)
 - b -Quark hat schwachen Isospin $I = -\frac{1}{2}$ und ist damit ein down-type Quark (PETRA/JADE, 1984)
 - * Idee: Messe Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie in Zerfällen $e^+e^- \rightarrow b\bar{b} \rightarrow \mu^+\mu^- + \text{hadrons}$

5.3.5 Entdeckung des t -Quarks

- Besonderheit des t -Quarks: t -Quark zerfällt, bevor es hadronisiert
 - Begründung: $\tau_t \approx 5 \times 10^{-25} \text{s} < \frac{1}{\Lambda_{\text{QCD}}} \approx 10^{-24} \text{s}$ bzw $\Gamma_t \approx 1 \text{ GeV} > \Lambda_{\text{QCD}}$
 - Folgerung: Kann mit dem t -Quark ein einzelnes Quark ohne Hadronisierungs-Effekte untersuchen \Rightarrow t -Physik als eigenes Forschungsfeld
- Motivation für das t -Quark
 - t -Quark gemeinsam mit b -Quark als drittes Quark-Dublett postuliert \Rightarrow Gleiche Motivation wie für b -Quark
 - b -Quark kurz nach seiner Postulation (3 Jahre) entdeckt \Rightarrow Erwarte schnelle Entdeckung eines leichten ($m_t \approx 10 \text{ GeV}$) t -Quarks
 - * Hierarchie $m_t \gg m_b$ kam unerwartet \Rightarrow Lange vergebliche Suche nach dem t -Quark
- Frühe Suchen nach dem t -Quark
 - Direkte Suchen mit e^+e^- -Collidern $\Rightarrow m_t > 45 \text{ GeV}$ mit 95% CL
 - * PETRA/DESY(1979-1990): Suchen im Bereich 10 GeV bis 45 GeV
 - * TRISTAN/KEK(1986-1995): Suchen im Bereich 45 GeV bis 64 GeV
 - * SLC, LEP1: Suchen im Bereich um 90 GeV
 - Indirekte Schranke aus $B^0\bar{B}^0$ -Oszillationen: $m_t > 50 \text{ GeV}$ (PETRA/ARGUS, 1987)

- * Idee: Oszillationsfrequenz von $B^0 \bar{B}^0$ -Oszillationen hängt von m_t ab, da t -Quark im Box-Diagramm-Loop beiträgt
- * ARGUS-Daten liefern Hinweis $m_t \sim 150$ GeV
 - Masse so groß, dass viele Leute nicht an diese Schranken geglaubt haben(bis EW-Fit auch auf schwereres top hindeutete)
- * Erster Hinweis auf schweres t -Quark \Rightarrow Große Überraschung
 - Zu der Zeit sollte ein e^+e^- -Collider(TOPAZ) starten, der ein t -Quark mit $m_t < 50$ GeV entdeckt hätte \Rightarrow Dumm gelaufen
- Direkte Suchen mit $p\bar{p}$ -Collider $Spp\bar{S}$ (1981-1991) $\Rightarrow m_t > 77$ GeV mit 95% CL
- Einschränkungen an m_t aus dem EW-Fit: $155 \text{ GeV} < m_t < 185 \text{ GeV}$ (Stand 1994)
 - * Idee: EW-Präzisionsobservablen(von LEP/SLC) sind durch Loop-Beiträge von t -Quark sensitiv auf m_t
- Entdeckung des t -Quarks in $p\bar{p}$ -Kollisionen(Tevatron(CDF, 1995, Do, 1995))
 - Vor Abschaltung von $Spp\bar{S}$ (1991) stand Tevatron im direkten Wettbewerb mit dem $Spp\bar{S}$ -Collider am CERN
 - 1992: Um t -Entdeckung bestätigen zu können, wurde nach $Spp\bar{S}$ -Abschaltung ein neuer Detektor(Do) am Tevatron gebaut zusätzlich zum vorhandenen Detektor CDF
 - 1992: Erste Hinweise auf t -Quark(ein einzelnes t -Quark-Event) $\Rightarrow m_t > 91$ GeV
 - 1994: CDF hat ausreichend Daten für t -Entdeckung gesammelt
 - 1995: CDF- und Do-Experimente haben beide ausreichend Daten gesammelt für t -Quark-Entdeckung von zwei unabhängigen Experimenten
 - * Nachweiskanal: $t\bar{t}$ -Produktion in Gluon-Gluon-Fusion, $t\bar{t}$ -Zerfall in Lepton+Jets-Kanal($t \rightarrow Wb$)
- Produktion und Zerfall von t -Quarks
 - Raten der einzelnen Produktions- und Zerfallskanäle stark energieabhängig
 - t -Quark-Paarproduktion
 - * Dominante Prozesse, da sie in QCD möglich sind
 - * Gluon-Gluon-Fusion(s- oder t-Kanal) – Wichtigster Prozess am Hadron-Collider
 - Wird bei hohen Energien zunehmend wichtig: 80% am Tevatron, 90% am LHC
 - * $f\bar{f}$ -Annihilation – Wichtigster Prozess am e^+e^- -Collider
 - * Assoziierte $t\bar{t}$ -Produktion – Strahle zusätzlich Bosonen(W/Z/H/ γ) ab
 - Anschaulich: Strahle irgendwo in $t\bar{t}$ -Produktion zusätzliche Bosonen ab(dominant: γ , Z)
 - Unterdrückter Prozess, muss aber für gute Rekonstruktion berücksichtigt werden
 - * In modernen Rechnungen werden auch NLO- und NNLO-QCD-Produktionsprozesse berücksichtigt
 - Produktion einzelner t -Quarks
 - * Stark unterdrückt gegenüber t -Quark-Paarproduktion, da sie nur in EW-WW möglich sind
 - Erzeugung einzelner t -Quarks nur über EW möglich(und zwar über $W \rightarrow t\bar{b}$ -Vertex)
 - Erste experimentelle Hinweise auf s- und t-channel erst 2006(Do), Bestätigung 2009(CDF, Do)
 - * t-channel $bq \rightarrow tq'$
 - Großer Beitrag am Tevatron und LHC
 - Präzisionsmessungen für diesen Produktionskanal möglich, wird für Messung von t -Eigenschaften verwendet
 - * tW-channel $bg \rightarrow b \rightarrow tW$
 - Produktionskanal am LHC experimentell beobachtet(CMS, 2014), aber noch in den Anfängen
 - Schwierigkeit: Interferenz von LO tW-channel und NLO tt-channel
 - * s-channel $q\bar{q} \rightarrow W \rightarrow t\bar{b}$
 - Beobachtet am Tevatron, nur sehr kleiner Beitrag am LHC
 - * In modernen Rechnungen werden auch NLO-EW-Produktionsprozesse berücksichtigt

- Zerfall von t -Quarks: $t \rightarrow Wb$
 - * Viele mögliche Zerfallskanäle durch weitere Zerfälle der W -Bosonen(jeweils leptonisch oder hadronisch)
 - Hadronisch(2 Jets): Komplexe **QCD**-Prozesse \Rightarrow Aufwändig
 - Dileptonisch(0 Jets): 2 Neutrinos im Endzustand \Rightarrow Aufwändige Rekonstruktion
 - Semileptonisch/Lepton+Jets(1 Jet): Bester Kompromiss aus hadronisch(nur 1 Jet ohne b -Quark) und dileptonisch(nur 1 Neutrino) \Rightarrow Beste Analyse möglich(war auch Entdeckungskanal des t -Quarks))
 - Nachweis der 2 b -Quarks aus $t \rightarrow Wb$ durch B-Tagging
 - * Zerfälle mit anderen CKM-Elementen $t \rightarrow Ws/t \rightarrow Wd$ stark CKM-unterdrückt(1%-Effekte)
 - * Alternative Zerfälle(nicht über W -Vertex) erst ab 1-Loop-Level \Rightarrow Experimentell nicht bedeutend(0.1%-Effekt)
- t -Physik nach der t -Entdeckung
 - Vermessung der t -Eigenschaften nimmt großen Raum am Tevatron und LHC ein
 - * Interessante Eigenschaften: $m_t, \alpha_c(m_t), \frac{d\sigma_{tt}}{dy}, Q, s, V_{tq}$
 - Bestimme m_t mit Template-Fit(vgl Bestimmung von m_W)
 - * t -Eigenschaften sind interessant für **NP**-Modelle, da t -Quark sehr schwer und damit sensitiv auf **NP** ist
 - Test von Lepton-Universalität in W -Zerfällen
 - * Idee: $t\bar{t}$ -Zerfall ist gute W -Boson-Quelle \Rightarrow Kann Eigenschaften von W -Bosonen testen
 - b -Quarks in $t \rightarrow Wb$ können gut identifiziert werden

5.3.6 Suchen nach vierter Quark-Generation

- Theoretische Beschreibung einer vierten Quark-Generation
 - Triviale Erweiterung des CKM-Formalismus auf Generationen(6 Winkel, 3 Phasen)
 - Benötige auch eine vierte Lepton-Generation, um Eichanomalien zu verhindern
- Motivation
 - Zusätzliche **CPV** für Erklärung der beobachteten Materie-Antimaterie-Symmetrie
 - * 4 Quark-Generationen \Rightarrow Zusätzliche(möglicherweise große) **CPV**-Winkel in der CKM-Matrix
 - * Idee: CKM-Matrix ist nicht-unitäre 3×3 -Submatrix
 - Naiv: “Wenn es drei Quark-Generationen gibt, kann es auch vier geben”
- Experimentelle Suchen
 - Direkte Suche: $m_q \gtrsim 1.5$ TeV mit 95% CL von Hadron-Collidern
 - Indirekte Suche: Unitaritätstests der CKM-Matrix

5.4 Suche nach CP-Verletzung(CPV)

5.4.1 Grundlagen

- Motivation für Suche nach **CPV**
 - Erklärung der beobachteten Materie-Antimaterie-Asymmetrie im Universum
 - * **CPV** ist eines der Sakharov-Kriterien für die Entstehung einer Materie-Antimaterie-Asymmetrie im Universum(Sakharov, 1967)
 - * Standardmodell enthält nicht genug **CPV**-Effekte, um Materie-Antimaterie-Asymmetrie zu erklären \Rightarrow Motivation für Suche nach weiteren **CPV**-Effekten

Tabelle 5.1: Übersicht über Systeme, in denen **CPV** beobachtet wurde. Notation: ✓ für Entdeckung mit $> 5\sigma$, ? für (noch) nicht entdeckt aber prinzipiell möglich, – für Systeme in denen diese Art von **CPV** prinzipiell nicht möglich ist.

	K^0/\bar{K}^0	K^+/K^-	D^0/\bar{D}^0	D^+/D^-	D_s^+/D_s^-	B^0/\bar{B}^0	B^+/B^-	B_s^0/\bar{B}_s^0
Zerfall	✓	?	✓	?	?	✓	✓	?
Mischung	✓	–	?	–	–	?	–	?
Interferenz	✓	–	?	–	–	✓	–	✓

Tabelle 5.2: Vergleich der Oszillationsparameter für M^0/\bar{M}^0 -Systeme

M	$\tau = 1/\Gamma[s]$	$x = \Delta m/\Gamma$	$y = \Delta\Gamma/(2\Gamma)$
K	0.26×10^{-9}	0.477	–1
D	0.41×10^{-12}	0.0039	0.0065
B	1.52×10^{-12}	0.769	0.0005
B_s	1.53×10^{-12}	26.9	0.068

- Observable zur Quantifizierung von Materie-Antimaterie-Asymmetrie: $A_{B\bar{B}} = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma}$ mit Materie-Dichte n_B , Antimaterie-Dichte $n_{\bar{B}}$ und Photon-Dichte n_γ
- Beobachtung: $A_{B\bar{B}} \approx 10^{-10}$, **SM**-Vorhersage: $A_{B\bar{B}} \sim 10^{-17}$
- Vorhergesagtes Maß von **CPV** ist wichtige Eigenschaft von **NP**-Modellen
- “Labore” zu Suche nach **CPV** im Quark-Sektor
 - 4 Möglichkeiten für Systeme neutraler Mesonen: $K^0/\bar{K}^0(s, d)$, $D^0/\bar{D}^0(c, u)$, $B^0/\bar{B}^0(b, d)$, $B_s^0/\bar{B}_s^0(b, s)$
 - * Benötige 2 Quarks mit selbem Flavor-Typ(up-type oder down-type) für neutrales Meson \Rightarrow Nur 4 Möglichkeiten
 - Quarkonia erfüllen die Bedingung auch, zerfallen aber zu schnell(Zerfall über **QCD**, **QED** möglich)
 - Mesonen mit t -Quark erfüllen die Bedingungen auch, zerfallen aber zu schnell(t -Quark zerfällt, bevor es hadronisiert)
 - * Hier können alle Arten von **CPV** untersucht werden
 - 5 Möglichkeiten für Systeme geladener Mesonen: $K^\pm(s, u)$, $D^\pm(c, d)$, $D_s^\pm(c, s)$, $B^\pm(b, u)$, $B_c^\pm(b, c)$
 - * Benötige 2 Quarks mit unterschiedlichem Flavor-Typ(up-type oder down-type) für geladenes Meson \Rightarrow Nur 5 Möglichkeiten
 - * Hier kann nur **CPV** im Zerfall untersucht werden
 - Außerdem: Baryon-Systeme Λ , Λ_c^+ , Λ_b^0 (exotisches Thema)
- Experimentelle Vorarbeit nötig für **CPV** in Mischung und **CPV** in Interferenz aus Mischung und Zerfall: Messung von Δm , $\Delta\Gamma$ aus Vermessung der Oszillationen neutraler Mesonen

5.4.2 CPV für K -Mesonen

- Eigenschaften von neutralen K -Mesonen
 - K -Mesonen sind relativ leicht \Rightarrow Konnten schon früh mit präzisen Methoden untersucht werden
 - Großer Zerfallsdauer-Unterschied $\Delta\Gamma \approx \Gamma$
 - * Grund: Für K_S^0 sind $K_S^0 \rightarrow \pi\pi$ -Zerfälle möglich(großer Phasenraum), für K_L^0 sind diese Zerfälle unterdrückt wegen **CPV**(siehe unten) und daher dominieren hier $K_L^0 \rightarrow \pi\pi\pi$ -Zerfälle(Faktor $\sim 10^3$ kleinerer Phasenraum)
 - * Folgerung: Benenne Massen-Eigenzustände K_\pm^0 nach ihrer Zerfallsdauer $K_L^0 := K_+^0$, $K_S^0 := K_-^0$
 - * Anwendung: Wegen $\tau_L \gg \tau_S$ ($\tau = \frac{1}{\Gamma}$) sind nach einer Zeit $t \gg \tau_S$ nach Produktion der K^0/\bar{K}^0 -Mesonen nur noch K_L^0 -Mesonen übrig \Rightarrow Muss K_S^0 - und K_L^0 -Zerfälle nicht getrennt behandeln, da in guter Näherung nur noch K_L^0 -Zustände übrig sind

- * Zerfallslänge $s = \beta\gamma c\tau$ von K_L^0 ist $\mathcal{O}(10\text{ m})$ für typische Energien \Rightarrow Muss K_L^0 auf Größenordnung von Teilchenphysik-Detektoren als stabile Hadronen behandeln

• Historischer Formalismus zur Beschreibung von CPV im Kaon-System

- Observablen für $K \rightarrow \pi\pi$ -Zerfälle: $\eta_{00} := \frac{\langle \pi^0\pi^0 | H | K_S^0 \rangle}{\langle \pi^0\pi^0 | H | K_L^0 \rangle}$, $\eta_{+-} := \frac{\langle \pi^+\pi^- | H | K_S^0 \rangle}{\langle \pi^+\pi^- | H | K_L^0 \rangle}$
 - * Kann diese Größen direkt aus den experimentell messbaren Zerfallsraten $\Gamma_{K_{S/L}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-}$, $\Gamma_{K_{S/L}^0 \rightarrow \pi^0\pi^0}$ bestimmen
- Weitere nützliche Observable für semileptonische K_L^0 -Zerfälle: $\delta_L := \frac{\Gamma_{K_L^0 \rightarrow \pi^-\ell^+\nu_\ell} - \Gamma_{K_L^0 \rightarrow \pi^+\ell^-\bar{\nu}_\ell}}{\Gamma_{K_L^0 \rightarrow \pi^-\ell^+\nu_\ell} + \Gamma_{K_L^0 \rightarrow \pi^+\ell^-\bar{\nu}_\ell}}$
 - * Vorteil dieser Observable: Nur sensitiv auf CP-Verletzung in Mischung
 - * Achtung: δ_L ist keine starke Phase (vgl Formalismus für CPV im Zerfall)
- Definition von Parametern zur Beschreibung von CPV: $\eta_{00} = \epsilon_K - 2\epsilon'_K$, $\eta_{+-} = \epsilon_K + \epsilon'_K$, $\delta_L = \frac{2\text{Re}\epsilon_K}{1+|\epsilon_K|^2}$
 - * Maß für CPV in Mischung: $\text{Re}\epsilon_K$ (Observablen: $\delta_L \approx 2\text{Re}\epsilon_K$, $\eta_{00} \approx \eta_{+-} \approx \epsilon_K$)
 - * Maß für CPV im Zerfall: $\text{Re}\epsilon'_K$ (Observable: "double ratio" $|\frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}}|^2 = 1 - 6\text{Re}\frac{\epsilon'_K}{\epsilon_K}$)
 - * Maß für CPV in Interferenz aus Mischung und Zerfall: $\text{Im}\epsilon_K$, $\text{Im}\epsilon'_K$ (?)

• K^0/\bar{K}^0 -Oszillationen

- Anschaulich: Sehe nur den Beginn der K^0/\bar{K}^0 -Oszillationen, da K_S^0 so schnell zerfallen
 - * Wegen $\tau_S \ll \frac{1}{\Delta m}$ zerfallen die meisten K_S^0 schon vor der ersten Oszillationsdauer \Rightarrow Es bleiben nur K_L^0 übrig (und die können nicht mit sich selbst oszillieren)
- K^0/\bar{K}^0 -Mischung postuliert nach Beobachtung des Zerfalls $K^0/\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (Gell-Mann, Pais, 1955)
 - * Argument: Wenn der Zerfall $K/\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ möglich ist, kann K^0 über virtuellen $\pi^+\pi^-$ -Zwischenzustand in \bar{K}^0 oszillieren
 - * Selbes Argument funktioniert auch mit dem Zerfall $K^0/\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$
- Bestimmung von Δm
 - * Observablen: $R_u = \Gamma_{K^0 \rightarrow K^0}$, $\bar{R}_u = \Gamma_{\bar{K}^0 \rightarrow \bar{K}^0}$, $R_m = \Gamma_{K^0 \rightarrow \bar{K}^0}$, $\bar{R}_m = \Gamma_{\bar{K}^0 \rightarrow K^0}$
 - Bezeichnungen: m/u für mixed/unmixed, R/\bar{R} für K^0/\bar{K}^0 im Anfangszustand
 - Flavor-Tagging für Anfangszustand: Untersuche Produktion des K^0/\bar{K}^0 (Bsp CPLEAR: $\bar{p}p \rightarrow K^-\pi^+K^0/K^+\pi^-\bar{K}^0 \Rightarrow$ Ladung des π^\pm legt Flavor des K^0/\bar{K}^0 fest)
 - Flavor-Tagging (K^0 oder \bar{K}^0 ?) für Endzustand: Betrachte $K \rightarrow \pi^\pm \ell^\mp \nu_\ell$ -Zerfälle \Rightarrow Ladung des ℓ^\pm legt Flavor des K^0/\bar{K}^0 fest
 - Achtung: Alle Größen sind zeitabhängig
 - * Konstruiere Asymmetrie $\mathcal{A} = \frac{(R_u + \bar{R}_u) - (R_m + \bar{R}_m)}{(R_u + \bar{R}_u) + (R_m + \bar{R}_m)} = \frac{2e^{-\Gamma t} \cos(\Delta m t)}{e^{-\Gamma_S t} + e^{-\Gamma_L t}}$
 - Letztes Gleichheitszeichen folgt durch Einsetzen der Relationen aus dem Oszillations-Formalismus
 - Bestimme Δm durch Anpassung der Daten an die Vorhersage

• Entdeckung von CPV durch Mischung (Cronin, Fitch, 1964)

- Anschaulich: Suche nach $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$ -Zerfällen, da diese CP-verletzend sind
 - * Im Grenzfall von CP-Erhaltung sind Zerfälle $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$ -Zerfälle verboten, da Anfangs- und Endzustand unterschiedliche CP-Eigenwerte haben
 - In diesem Fall sind die Massen-Eigenzustände $K_{L/S}^0$ auch CP-Eigenzustände: $CP|K_S^0\rangle = |K_S^0\rangle$, $CP|K_L^0\rangle = -|K_L^0\rangle$
 - CP-Eigenwerte von 2-Pion-Systemen: $\eta_{CP,\pi^+\pi^-} = 1$, $\eta_{CP,\pi^0\pi^0} = 1 \Rightarrow$ Immer $\eta_{CP} = 1$
 - CP-Eigenwerte von 3-Pion-Systemen: $\eta_{CP,\pi^0\pi^0\pi^0} = -1$, $\eta_{CP,\pi^0\pi^+\pi^-} = (-1)^{l+1}$ (abhängig vom relativen Drehimpuls des $\pi^+\pi^-$ -Systems)
 - Fazit: Wenn man $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$ -Zerfälle beobachtet, gibt es CP-Verletzung
 - * Voraussetzung dafür, dass die Messung einfach ist: Erhalte reinen K_L^0 -Strahl, indem ich nach der $K_{S/L}^0$ -Produktion lange genug warte

- * Achtung: Hier geht es nicht um die Quantifizierung von CPV durch CP-Asymmetrien etc, nur um die prinzipielle Beobachtung
- Experimenteller Aufbau
 - * Präpariere K_L^0 -Strahl mit mittlerem Impuls 1.1 GeV (30 GeV-Proton-Strahl auf Be-Target)
 - Lenke andere(geladene) Zerfallsprodukte mit B-Feld von der Bahn ab
 - Achtung: K_S^0 durch Streuung von irgendwelchen Teilchen mit Absorbermaterialien regeneriert \Rightarrow Untergrund verschwindet nicht(aber experimentell als sehr kleiner Effekt bestätigt)
 - * Messe $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$ -Zerfälle mit Doppelarmspetrometer
 - Doppelarmspektrometer ~ 20 m vom Target entfernt \Rightarrow Quasi alle K_S^0 aus Primär-Kollision sind zerfallen
 - Zerfallsbereich liegt in Helium-Beutel mit niedrigem Druck \Rightarrow Geringe K_S^0 -Reproduktionsrate
 - Wegen Ausrichtung der beiden Spektrometerarme(22° zur Strahlachse, folgt aus Kinematik) werden nur $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$ -Zerfälle detektiert
 - Weise Pionen mit Szintillator und Cherenkov-Detektor in jedem der beiden Spektrometerarme nach
- Ergebnis: 45 ± 9 $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$ -Zerfälle in 22700 K_L^0 -Zerfällen $\Rightarrow \mathcal{B}(K_L^0 \rightarrow \pi\pi) = (2.0 \pm 0.4) \times 10^{-3}$
- Historische Einordnung: Erster Hinweis auf CPV, sehr überraschend
 - * Bisher waren alle Messungen kompatibel mit CP-Erhaltung
 - * Lektion von Flavorphysik: Kann auch 0.1%-Effekte haben
 - 1962 wurde selbes Experiment schonmal durchgeführt, kein $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$ -Event in 600 K_L^0 -Zerfällen gefunden
- Entdeckung von CPV im Zerfall(CERN/NA48, 1999, FermiLab/KTeV, 1999)
 - Experimentell: Messe $|\frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}}|^2 = 1 - 6\text{Re}\frac{\epsilon_K'}{\epsilon_K}$ und suche nach Abweichungen von 1(?)
 - Historische Einordnung
 - * Vorgänger NA31(1986-1989) von NA48 hat auch Hinweise auf CPV im Zerfall gefunden(NA31, 1988), aber Konkurrenzexperiment E731(FermiLab) hat mit 0 verträglichen Wert für CPV im Zerfall gefunden \Rightarrow Jetzt zweifelloser Nachweis von CPV im Zerfall durch 2 unabhängige Experimente
 - * Erste Beobachtung von CPV im Zerfall \Rightarrow "Superweak" models(Motivation für Unterscheidung von direkter und indirekter CPV) sind ausgeschlossen
- Entdeckung von T-Verletzung(CPLEAR 1998, KTeV 1999)
 - Direkte Tests von T-Verletzung experimentell deutlich schwieriger als Tests von CP-Verletzung
 - Historische Einordnung
 - * Keine große Überraschung, da das CPT-Theorem CPT-Symmetrie für "normale QFTs" vorhersagt
 - * Hinweise auf T-Verletzung durch die Bell-Steinberger Unitaritätsrelation(Schubert, 1970)
- Entdeckung von CPV in Interferenz aus Mischung und Zerfall(?)
 - Interessanter Kanal: $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$
- Modernes Thema: Suche nach CPV in Interferenz aus Mischung und Zerfall in $K_S^0 \rightarrow \pi\pi\pi$
 - Idee: CPV in $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$ wurde entdeckt(Cronin, Fitch, 1964), suche jetzt nach CPV in $K_S^0 \rightarrow \pi\pi\pi$
 - * Kanal $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$ ist einfacher, da K_L^0 langlebig ist und $\pi\pi$ reiner $\eta_{CP} = 1$ -Zustand ist
 - * Schwierigkeit: K_S^0 ist kurzlebig
 - * $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Kanal ist einfach, da $\eta_{CP} = -1$
 - * $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kanal ist kompliziert, da η_{CP} abhängig vom Drehimpuls des Systems
 - Trick: Kann Zustände mit $\eta_{CP} = 1$ mit Dalitz-Plot-Analyse rausprojizieren
 - Observablen: $\eta_{+-0} := \frac{A(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)}{A(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)}$, $\eta_{000} := \frac{A(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0)}{A(K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0)}$

5.4.3 CPV für D-Mesonen

- Eigenschaften von neutralen D-Mesonen
 - **SM** sagt nur kleine **CPV**-Effekte ($x, y \ll 1$) für D^0/\bar{D}^0 -System vorher
 - * Begründung: Im Box-Diagramm nur Beiträge durch virtuelle d, s, b -Quarks (leicht) und nicht durch schweres t -Quark \Rightarrow Wegen Unterdrückungsfaktor $\propto \frac{m_q^2}{m_W^2}$ nur kleine Beiträge
 - * Anwendung: D^0/\bar{D}^0 -System als Labor für Suche nach **NP**
- Entdeckung von D^0/\bar{D}^0 -Oszillationen durch $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ (LHCb, 2013)
 - Zerfall $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ verwendet für Flavor-Tagging des zerfallenden D-Mesons
 - * Zerfälle $D^0 \rightarrow K^+K^-, D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ für diese Analyse verwendet, aber Oszillations-Effekte noch nicht $> 5\sigma$
 - Deutliche Hinweise schon früher: BaBar mit 3.9σ , Belle mit 3.2σ , CDF mit 3.8σ (alle 2007)
- Entdeckung von **CPV** in Interferenz aus Mischung und Zerfall in $D^0 \rightarrow K^+K^-, D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (LHCb, 2019)
 - Experimentelle Methoden
 - * Flavor-Tagging: Bestimme D^0 -Flavor mit $D^*(2010)^+ \rightarrow D^0\pi^+, \bar{B}^0 \rightarrow D^0\mu^-\bar{\nu}_\mu X$
 - Analysemethoden
 - * Messe zeitintegrierte **CP**-Asymmetrien (LHCb ist B-Fabrik am Hadron-Collider)
 - * Trick: Isoliere Effekte von **CPV** im Zerfall, indem ich **CP**-Asymmetrien für K^+K^- -Zerfälle und $\pi^+\pi^-$ -Zerfälle substrahiere
 - Historische Einordnung: **CP**-Verletzung auch im letzten möglichen M^0/\bar{M}^0 -System entdeckt
 - Aktuell: Suche nach **CPV** im Zerfall für D^\pm, D_s^\pm

5.4.4 CPV für B-Mesonen

- Eigenschaften von neutralen B-Mesonen
 - Quasi kein Unterschied in Zerfallsdauern $y = \frac{\Delta\Gamma}{2\Gamma} \ll 1 \Rightarrow$ Effektiv $\Delta\Gamma = 0$
 - * Benenne Massen-Eigenzustände deshalb nach ihrer Masse: $B_H^0 = B_+^0$ (H für heavy), $B_L^0 = B_-^0$ (L für light)
 - * Großer Unterschied zum K^0/\bar{K}^0 -System, in dem die Masseneigenzustände K_\pm^0 nach ihren Zerfallsdauern benannt wurden
 - B-Meson-System hat großes Potential für starke **CPV**-Effekte
 - * Argument: Größte komplexe Phasen in CKM-Matrix in $V_{ub}, V_{td} \Rightarrow$ Mit B-Mesonen einfacher Zugang zu V_{ub}
 - * Schon früh darauf, dass **CPV** in Interferenz aus Mischung und Zerfall im B^0/\bar{B}^0 -System ein großer Effekt sein kann \Rightarrow Motivation für Bau von B-Fabriken (Bigi, Sanda, 1981)
- Entdeckung von B^0/\bar{B}^0 -Oszillationen (DORIS/ARGUS, 1987)
 - Idee: Produziere $B^0\bar{B}^0$ -Paar auf $\Upsilon(4S)$ -Resonanz und bestimme Flavors von beiden B-Mesonen
 - Analyse – verwende $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu_\ell$ -Kanal
 - * Analysemethoden sind geordnet nach Qualität der Ergebnisse
 - * Analysemethode 1: Vollständige Rekonstruktion der B-Mesonen
 - Flavor des zuerst zerfallenden B-Mesons ("tag-side B-Meson"): Verwende $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu_\ell$ oder $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+, D^{*-}\pi^+\pi^0, D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^- \Rightarrow$ Messung von $\Gamma_{B^0 \rightarrow X}$
 - Flavor des nach der Oszillation zerfallenden B-Mesons ("signal-side B-Meson"): Verwende $B^0 \rightarrow D^{*-}\dots$ und $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-, \text{ dann } \bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-, K^+\pi^-\pi^0, K^+\pi^-\pi^+\pi^-, K_S^0\pi^+\pi^- \Rightarrow$ Messung von $\Gamma_{B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow X'}$
 - * Analysemethode 2: Suche nach Events mit 2 hochenergetischen Leptonen ("dilepton-events")
 - Idee: Lepton-Paare mit selbem Ladungsvorzeichen sind Hinweis auf B^0/\bar{B}^0 -Mischung

- Erwartung ohne B^0/\bar{B}^0 -Mischung: Die Leptonen haben immer selbe Ladung, da sie von B^0 - und \bar{B}^0 -Zerfällen(unterschiedliche Ladung) kommen
- * Analysemethode 3: Rekonstruiere nur signal-side B-Meson
 - Trick: Verwende schnelles Lepton(aus $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu_\ell$), um Flavor des tag-side B-Meson zu bestimmen
- Ergebnis: $r = \frac{\Gamma_{B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow X'}}{\Gamma_{B^0 \rightarrow X}} \neq 0$
- Entdeckung von **CPV** in Interferenz aus Mischung und Zerfall([Belle 2001](#), [BaBar 2001](#))
 - Zerfallsmoden vom Typ $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ sind theoretisch sehr einfach(“golden mode”): $\mathcal{A}_{CP}(t) = \frac{\Gamma_{B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0}(t) - \Gamma_{\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_S^0}(t)}{\Gamma_{B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0}(t) + \Gamma_{\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_S^0}(t)} = -\text{Im}\lambda_f \sin(\Delta mt) = -\sin(2\beta) \sin(\Delta mt)$
 - * Effektiv: Finde Parameter $\lambda_{J/\psi K_S^0} = -e^{-2i\beta}$, $S_{J/\psi K_S^0} = \sin 2\beta$, $C_{J/\psi K_S^0} = 0$ mit Fehler $\mathcal{O}(10^{-2})$
 - * Achtung: Mischung im Anfangs- (B^0/\bar{B}^0)- und Endzustand (K^0/\bar{K}^0) möglich
 - * Endzustand $J/\psi K_S^0$ ist **CP**-Eigenzustand mit **CP**-Eigenwert -1
 - Experimentelle Methoden
 - * Verwendete Zerfallskanäle für Signal-Side-Meson: $J/\psi K_S^0$, $\psi(2S)K_S^0$, $\xi_{c1}K_S^0$, $\eta_c K_S^0$, $J/\psi K_L^0$, $J/\psi K^{*0}$
 - Ergebnis: $\sin 2\beta \approx 1 \Rightarrow$ **CPV** ist ein großer Effekt
 - Außerdem: **CPV** in Interferenz von Mischung und Zerfall entdeckt im Kanal $B^0 \rightarrow \phi K_S^0$
 - * Erwarte, dass ich exakt denselben Effekt erhalte wie für $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0(?)$
 - * Beobachte signifikanten Unterschied \Rightarrow Hinweis auf **NP?**
- Entdeckung von **CPV** im Zerfall in([Belle](#), [BaBar, 2004](#))
 - Idee: Betrachte den Zerfall $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$
 - * Erhalte 2 vergleichbar große beitragende Diagramme: Tree-Level-Diagramm, Penguin-Diagramm
 - Erweiterung: Suche nach **CPV** im Zerfall im B^+/B^- -System
 - * Beobachtung: Finde auch **CPV** im Zerfall, aber schwächeren Effekt($\Rightarrow B \rightarrow K\pi$ -Puzzle)
 - Erweiterung: Suche nach **CPV** im Zerfall für Zerfälle aller möglichen Kombinationen vom Typ $K\pi$
 - * Anschaulich: Kann einmal gefundenen Effekt für alle möglichen Hadron-Anregungszustände wiederholen
 - * Verallgemeinerungen: $K \rightarrow K^*$, $\pi \rightarrow \rho$, elektrische Ladungen variieren
 - Achtung: $K^*\rho$ -Zerfälle sind Zerfälle in 2 $s = 1$ -Teilchen \Rightarrow Komplikation durch Drehimpulse
 - Heute: “ $B \rightarrow K\pi$ -Puzzle” – Beobachtete **CPV** im Zerfall für bestimmte $B \rightarrow K\pi$ - und $B \rightarrow \pi\pi$ -Observablen nicht konsistent mit **SM**-Vorhersage
 - * Anschaulich: **CP**-Asymmetrien ändern sich, wenn man Zuschauer-Quarks austauscht \Rightarrow Unerwartet
 - * Mögliche Antworten: Theorie-Unsicherheiten, **NP**-Effekte
- Suche nach **CPV** in Mischung im B^0/\bar{B}^0 -System
 - Idee: Konstruiere **CP**-Asymmetrien mit Observablen aus B^0/\bar{B}^0 -Oszillations-Messungen
 - **CPV** in Mischung ist sehr kleiner Effekt $|\alpha| \approx 1 \Rightarrow$ Effektiv $|\alpha| = 1$
 - * **SM**-Vorhersage: $\mathcal{A}_{CP} \sim \frac{m_c^2}{m_t^2} \sin \beta \lesssim 0.001$
 - * Experimentelle Suche in semileptonischen B-Zerfällen(wie in B^0/\bar{B}^0 -Mischung) liefert nur obere Schranken
 - Ergebnis: Beobachtungen verträglich mit “keine **CPV** in Mischung im B^0/\bar{B}^0 -System”

5.4.5 CPV für B_s -Mesonen

- Eigenschaften von neutralen B_s -Mesonen
 - B_s^0/\bar{B}_s^0 -Oszillationen sind sehr schnell $x = \frac{\Delta m}{\Gamma} \approx 27$
 - * Anschaulich: B_s^0/\bar{B}_s^0 -Paar oszilliert im Mittel 27mal, bevor es zerfällt
 - * Grund: Box-Diagramm für B_s^0/\bar{B}_s^0 -Mischung mit t -Quark ist nur schwach CKM-unterdrückt
 - **CPV** in Mischung ist sehr kleiner Effekt $|\alpha| \approx 1$
 - * **SM**-Vorhersage: $\mathcal{A}_{CP} \sim \frac{m_c^2}{m_t^2} \sin \beta_s \lesssim 0.001$
 - * Experimentelle Suche in semileptonischen B_s -Zerfällen(wie in B_s^0/\bar{B}_s^0 -Mischung) liefert nur obere Schranken
- Entdeckung von B_s^0/\bar{B}_s^0 -Oszillationen(Tevatron/CDF, 2006)
 - Analyse ähnlich wie für Untersuchung von B^0/\bar{B}^0 -Oszillationen, aber Komplikation durch deutlich größere Oszillationsfrequenz relativ zur Zerfallsdauer
- Entdeckung von **CPV** im Zerfall(LHCb, 2013)
 - Analyse ähnlich wie für Untersuchung von **CPV** im Zerfall im B^0/\bar{B}^0 -System: Auch $K^\pm \pi^\mp$ -Zerfall
 - * Unterschied: Selbes Feynman-Diagramm, aber mit s - und d -Quarks vertauscht
- Suche nach **CPV** in Interferenz aus Mischung und Zerfall
 - “Golden mode für B_s -Physik”: $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$
 - * Funktioniert komplett zum golden mode für B-Physik(mit anderem Zuschauer-Quark)
 - Weiterer interessanter Kanal: $B_s^0 \rightarrow D_s^\pm K^\mp$
 - * Besonderheit: Endzustand ist kein **CP**-Eigenzustand($f \neq \bar{f}$) \Rightarrow Theorie-Vorhersage ist aufwändig
 - Ergebnis: **CPV** in Interferenz von Mischung und Zerfall ist sehr kleiner Effekt oder verschwindet

5.5 Bestimmung der Parameter für Quark-Mischung

5.5.1 Grundlagen

- CKM-Matrix
 - Anschaulich: CKM-Matrix enthält alle Parameter von Quark-Mischung
 - * Formal hat die CKM-Matrix nur 4 unabhängige Parameter(3 Winkel, 1 komplexe Phase), da sie unitär ist
 - Idee: Messe mehr als nur die minimale Parameter und teste dadurch, ob die CKM-Matrix wirklich unitär ist
 - * Nicht-unitäre CKM-Matrix wäre Hinweis auf vierte Quark-Familie(unitäre 4×4 -Mischungsmatrix mit 3×3 CKM-Matrix als nicht-unitäre Submatrix)
 - Unterteile Parameter der CKM-Matrix in Beträge und Phasen/Winkel
 - * Beträge der CKM-Matrix sind Maß für Stärke der Mischung
 - * Phasen der CKM-Matrix sind Maß für Stärke der **CPV** in der Mischung
 - Achtung: Phasen der CKM-Matrix sind Konventionsabhängig \Rightarrow Muss aufpassen, dass ich in der richtigen Konvention arbeite
 - Allgemeine Schwierigkeit: Messe typischerweise $\sin \rho, \cos \rho$ für irgendeine CKM-Phase $\rho \Rightarrow$ Muss für Bestimmung von ρ Mehrdeutigkeiten in \sin, \cos auflösen
- Unitaritätsdreiecke (**UTs**)
 - Theorie-Hintergrund zu **UTs**
 - * **UTs** kommen direkt aus der Unitaritätsbedingung der CKM-Matrix(mehr dazu in Modelle-Zsf)

- Unitaritätsbedingung hat die Form $a + b + c = 0$ mit $a, b, c \in \mathbb{C} \Rightarrow$ Kann die Bedingung als Dreieck in der komplexen Ebene darstellen
- * Mehrere(3) Unitaritätsbedingungen \Rightarrow Mehrere(3) Unitaritätsdreiecke
- **UT** für B-Physik/"das **UT**": $\alpha = \phi_2, \beta = \phi_1, \gamma = \phi_3$
 - * Zwei Bezeichnungs-Konventionen: α, β, γ (Standard von BaBar), ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 (Standard von Belle)
 - Motivation von Belle-Konvention: ϕ_i ist der Winkel, der im **UT** der Seitenlänge mit CKM-Einträgen von up-type-Quarks der i -ten Familie gegenüberliegt
- **UT** für B_s -Physik: $\alpha_s, \beta_s, \gamma_s$
 - * Definiere Parameter des **UT** für B_s -Physik analog zu den Parametern für B-Physik
- **UT** für K-Physik (gibt es dafür überhaupt Bezeichnungen)
 - * **CPV** wurde historisch zuerst für K-Physik entdeckt, daher wird hier noch heute eine andere Parametrisierung der **CPV**-Parameter verwendet (ϵ_K, ϵ'_K)
- Nierstes Bewertung der Methoden zur Messung der Parameter
 - Benötige Theorie (Vorhersage für Observable, abhängig vom Parameter) und Experiment (Messung der Observable) zur Bestimmung der Parameter
 - Vergebe 1 bis 4 Sterne je nach Präzision von Theorie/Experiment
 - Notation: zB T***E**
 - Methoden sind sortiert nach Qualität der Ergebnisse
- Angegebene Ergebnisse für CKM-Parameter kommen aus ckmfitter group, global fit
 - In den Fit geht CKM-Unitarität mit ein \Rightarrow Kann diese Ergebnisse nicht für Unitaritätstests verwenden

5.5.2 Messung der Beträge der CKM-Einträge

- Suche nach Prozessen zur Bestimmung der CKM-Beträge
 - Idee: Suche nach Prozessen mit einem W-Boson
 - * Benötige eine hadronische und eine leptonische W-Kopplung \Rightarrow Keine Interferenz-Effekte (wie $V_{ij}V_{kl}^*$ im Matrixelement)
 - * Für Bestimmung von $|V_{ij}|$: Kopple die Quarks i, j ans W-Boson (das leptonisch zerfällt $W \rightarrow \ell \nu_\ell$) und baue mit weiteren Quarks einen passenden Hadron-Zerfall
 - Minimale Idee: On-shell W-Zerfälle $W \rightarrow q\bar{q}'$
 - * Theoretisch einfachste Methode, um an CKM-Einträge ranzukommen (Diagramm mit nur einem Vertex)
 - * Experimentell schwierig wegen hoher benötigter Energie für W-Paarproduktion und aufwändigem Flavor-Tagging
 - Nächstminimalere Idee: Zerfälle geladener Mesonen $M^\pm \rightarrow W^\pm \rightarrow \ell \nu_\ell$
 - * Theoretisch auch einfach, da nur der ein "Störprozess" ($W^\pm \rightarrow \ell \nu_\ell$) dabei ist (keine Zuschauer-Quarks benötigt)
 - * Funktioniert für alle $|V_{ij}|$ mit $i \neq t$ (es gibt kein Meson mit t -Quark, da das t -Quark schnell zerfällt)
 - Präzise Methode: Semileptonische Meson-Zerfälle
 - * Liefert experimentell die besten Ergebnisse(?)
 - * Funktioniert für alle $|V_{ij}|$ mit $i \neq t$ (es gibt kein Meson mit t -Quark, da das t -Quark schnell zerfällt)
 - Notation: $\ell \in \{e, \mu\}$ bzw $\ell \neq \tau$
 - * τ ist Spezialfall, da es in Hadronen zerfallen kann
- $|V_{ud}| \approx 0.974$
 - Nuklearer $0^+ \rightarrow 0^+$ β -Zerfall T*E***
 - Neutron-Lebensdauer $n \rightarrow p \ell \nu_\ell (\gamma)$ T**E**

- * Notiz: KATRIN(macht diese Messung, aber mit ^3H statt freiem n) kann $|V_{ub}|$ nicht bestimmen, da hier die Normierung des Spektrums nicht gemessen wird
- $\pi^- \rightarrow \pi^0 \ell \nu_\ell (\gamma) \text{ T}^{***}\text{E}^*$
 - * Hohe theoretische Präzision wegen purer Vektor-Wechselwirkung(nur γ^μ , nicht $\gamma^\mu \gamma_5$), keine Kernphysik Unsicherheiten
- $|V_{us}| \approx 0.225$
 - Beste Methode zur Bestimmung des Wolfenstein-Parameters $\lambda = |V_{us}| + \mathcal{O}(\lambda^4)$
 - "Kl3-Zerfall" $K \rightarrow \pi \ell \nu_\ell \text{ T}^{**}\text{E}^{***}$
 - * Idee: Bestimme $|V_{us}| f_+(0)$ mit Formfaktor f_+ experimentell und $f_+(0)$ aus Lattice-QCD, schließe dann auf $|V_{us}|$
 - "K μ 2-Zerfall" $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\ell (\gamma) \text{ T}^{**}\text{E}^{***}$
 - * Idee: Bestimme $|V_{us}|/|V_{ud}|$ und schließe mit bekanntem $|V_{ud}|$ auf $|V_{us}|$
 - * Auflösung beschränkt durch Unsicherheit von f_K/f_π
 - Hadronische τ -Zerfälle in Kaonen $\tau^+ \rightarrow \nu_\tau X$ mit $s = 1 \text{ T}^{**}\text{E}^*$
 - * Kombiniere inklusive und exklusive Messungen
- $|V_{ub}| \approx 0.004$
 - Beste Methode zur Bestimmung des Wolfenstein-Parameters $R_u = \sqrt{\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2}$
 - Exklusive semileptonische B-Zerfälle $B \rightarrow \pi \ell \nu_\ell \text{ T}^{**}\text{E}^{***}$
 - * Schwierigkeit: Formfaktor des Zerfalls bestimmen(mit Lattice-QCD)
 - Inklusive semileptonische B-Zerfälle $B \rightarrow X_u \ell \nu_\ell \text{ T}^*\text{E}^{**}$
 - * Herausforderung: Richtigen Phasenraumbereich wählen(Cuts setzen)
 - Wenn $B \rightarrow X_c \ell \nu_\ell$ -Zerfälle kinematisch erlaubt sind, liefern sie großen Untergrund \Rightarrow Größere experimentelle Unsicherheit
 - Wenn $B \rightarrow X_c \ell \nu_\ell$ -Zerfälle kinematisch verboten sind, sind nichtperturbative Hadron-Effekte("shape functions") wichtig, die aber schwer theoretisch zu beschreiben sind \Rightarrow Größere theoretische Unsicherheit
 - Theorie-Vorhersagen werden kompliziert, wenn man mit Daten mit Cuts vergleicht
 - Leptonische B-Zerfälle $B \rightarrow \tau \nu_\tau$
 - * Einfache Idee: Extrahiere $|V_{ub}|$ aus $B^\pm \rightarrow W^\pm$ -Zerfall
 - Ergebnisse aus den inklusiver(Abweichung von global Fit um 30%) und exklusiver(passt gut zu global Fit) Methode stimmen nicht überein
- $|V_{cd}| \approx 0.224$
 - Semileptonische charm-Zerfälle $D \rightarrow \pi \ell \nu_\ell$
 - * Auflösung beschränkt durch theoretische Unsicherheit in Bestimmung der Formfaktoren
 - Leptonische charm-Zerfälle $D \rightarrow \mu \nu_\mu$ -Neutrinostrreuung
 - * Historisch wichtig, heute nicht mehr verwendet
- $|V_{cs}| \approx 0.974$
 - Leptonische D_s -Zerfälle $D_s \rightarrow \ell \nu_\ell$
 - Semileptonische D -Zerfälle $D \rightarrow K \ell \nu_\ell$
 - * Auflösung beschränkt durch theoretische Unsicherheit in Bestimmung der Formfaktoren
 - On-Shell W-Zerfälle $W^+ \rightarrow c \bar{s}$
 - * Achtung: Kann nur flavor-tagged W-Zerfälle verwenden \Rightarrow War nur für $|V_{cs}|$ möglich, nicht für andere CKM-Elemente(weil LEP-2 nur für diesen Kanal Daten hatte)
- $|V_{cb}| \approx 0.042$

- Beste Methode zur Bestimmung des Wolfenstein-Parameters A
 - Exklusive semileptonische B-Zerfälle $B \rightarrow D \ell \nu_\ell$ $T^{***}E^{***}$ oder $B \rightarrow D^* \ell \nu_\ell$ $T^{**}E^{**}$
 - * Theorie-Trick: Im Heavy-Quark-Limit $\frac{\Lambda_{QCD}}{m_{b,c}} \ll 1$ sind alle Formfaktoren durch die Isgur-Wise-Funktion gegeben \Rightarrow Geringe Unsicherheit
 - Inklusive semileptonische B-Zerfälle $B \rightarrow X_c \ell \nu_\ell$ $T^{***}E^{***}$
 - * Experimentell: Messe viele Observablen und führe dann Fit durch
 - * Theoretische Grundlage: Operator product expansion
 - Problem: Beide Methoden liefern sehr präzise Ergebnisse, aber Ergebnisse stimmen nicht sehr gut überein
- $|V_{td}| \approx 0.009$ und $|V_{ts}| \approx 0.041$
 - $|V_{td}|$ -Bestimmung ist beste Methode zur Bestimmung des Wolfenstein-Parameters $R_t = \sqrt{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2}$
 - Vorüberlegung: Messungen in tree-level-Prozessen mit t -Quarks erreichen nicht ausreichende Präzision \Rightarrow Muss Loop-Effekte mit t -Quarks im Loop betrachten
 - * Methoden funktionieren immer analog für V_{td} und $V_{ts} \Rightarrow$ Behandle beide Fälle in einem Abschnitt
 - $|V_{td}|$ und $|V_{ts}|$ hängen zusammen über CKM-Unitarität (weil $|V_{tb}|$ einfach bestimmt werden kann)
 - * Anschaulich: Wenn ich $|V_{td}|/|V_{ts}|$ kenne, kann ich mit $|V_{tb}|$ schnell auch $|V_{ts}|/|V_{td}|$ bestimmen
 - B^0/\bar{B}^0 - und B_s^0/\bar{B}_s^0 -Oszillationen
 - * Idee: Beiträge durch t -Quark im Loop dominieren \Rightarrow Kann $|V_{td}|$ (B-Oszillationen) bzw $|V_{ts}|$ (B_s -Oszillationen) bestimmen durch Vergleich mit Lattice-QCD-Ergebnissen
 - Unsicherheiten durch Lattice-QCD dominieren
 - * Analysemethode 1 für $|V_{td}|$: Messe $\Delta m_B \propto |V_{td}|^2 \propto R_t^2$ $T^{**}E^{**}$
 - * Analysemethode 2 für $|V_{td}|$: Messe $\frac{\Delta m_B}{\Delta m_{B_s}} \propto |V_{td}|^2 \propto R_t^2$ $T^{***}E^{***}$
 - * Notiz: Verhältnis $|V_{td}|/|V_{ts}|$ hat deutlich geringere theoretische Unsicherheit
 - Zerfälle $B \rightarrow X_s \gamma$, $B_s \rightarrow \mu\mu$, $B \rightarrow \rho\gamma$, $B \rightarrow K^* \gamma$
 - * Alle Zerfälle erhalten große Beiträge durch Loop-Diagramme mit top-Quarks
 - * Ergebnisse auf diesem Bereich sind noch nicht sehr ausgereift (oft wegen fehlender Statistik)
 - $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$
 - * Sehr präzise Theorie-Vorhersage, aber experimentell nur wenige Events beobachtet
 - t -Zerfälle $t \rightarrow W q$ mit $q \in \{d, s\}$
 - * In der Praxis schlechte Ergebnisse, da Zerfallsraten für diese Zerfälle sehr gering sind
 - * LHC liefert bisher nur obere Schranken an die CKM-Beträge aus diesen Zerfällen
 - $|V_{tb}| \approx 0.999$
 - t -Zerfälle $t \rightarrow W b$
 - * Idee: Messe $R = \frac{\mathcal{B}(t \rightarrow W b)}{\mathcal{B}(t \rightarrow W q)} = \frac{|V_{tb}|^2}{\sum_q |V_{tq}|^2} = |V_{tb}|^2$ (verwende CKM-Unitarität im letzten Schritt)
 - * Kann diese Analyse nur für t -Quarks aus Prozessen machen, in denen nur ein t -Quark produziert wurde (nicht in $t\bar{t}$ -Produktion)
 - Produktion einzelner t -Quarks
 - * Verwendete Kanäle: t-channel, Wt-channel, s-channel (siehe Abschnitt zu t -Entdeckung)

5.5.3 Messung der Winkel in der CKM-Matrix

- $\beta = \phi_1 = 22.56^\circ_{-0.40}^{+0.47}$
 - Anschaulich: In sehr guter Näherung gilt $\beta = \arg(V_{td}^*)$
 - Idee in allen Kanälen: Messe zeitabhängige CP-Asymmetrien/CPV in Interferenz aus Mischung und Zerfall
 - β sehr präzise bekannt \Rightarrow Kann damit Präzisionsobservablen auf Abweichungen vom SM testen

– “Goldener Kanal” $b \rightarrow c\bar{c}s$ T***E***

- * Bsp: Zerfälle der Form $B^0 \rightarrow c\bar{c}K^0$ (insbesondere $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, aber ~ 10 weitere Kanäle verwendet)
- * Zerfall dominiert durch Tree-Level-Diagramm \Rightarrow Maximal einfache Analyse $\mathcal{A}_{CP} \propto \sin(2\beta) \sin(\Delta m_B t)$
 - Nächste Loop-Korrektur ($b \rightarrow s$ penguin diagramm) hat dieselbe Phase wie das Tree-level-Diagramm
 - Beiträge einer anderen Phase ($V_{ub}V_{us}^*$ durch penguins) unterdrückt mit $\sim \lambda^2 \Rightarrow$ Doppelte Unterdrückung (CKM und Loop)
- * Bestimmung von β aus $\sin 2\beta$
 - Schwierigkeit: $\sin 2\beta$ invariant unter $\beta \rightarrow \pi + \beta, \beta \rightarrow \frac{\pi}{2} - \beta$
 - Kann Mehrdeutigkeit durch $\beta \rightarrow \frac{\pi}{2} - \beta$ durch spezielle Analysen auflösen

– $b \rightarrow c\bar{c}d$

- * Bsp: $B^0 \rightarrow J/\psi \pi^0, B^0 \rightarrow D^{(*)+} D^{(*)-}$
- * Kann prinzipiell dieselbe Analyse machen wie für $b \rightarrow c\bar{c}s$, aber zusätzliche Komplikation: Große penguin-Beiträge (wie bei α)
 - Dominante Penguin-Beiträge haben andere CKM-Elemente \Rightarrow Penguin-Beitrag und Loop-Beitrag haben selbe Größenordnung
 - Kann zusätzliche Schwierigkeiten aber berücksichtigen \Rightarrow Finde Ergebnis konsistent mit $b \rightarrow c\bar{c}s$

– $b \rightarrow c\bar{u}d$

- * Bsp: $B^0 \rightarrow \bar{D}^{0(*)} h^0$
- * Mögliche Analysen
 - Zerfälle von \bar{D}^0 in CP-Eigenzustände
 - Zerfälle $\bar{D}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ mit Dalitz-Plot-Analyse
- * Vorteil: Penguin-Beiträge mit anderer CKM-Phase sind CKM-unterdrückt (wie bei β) \Rightarrow Geringe theoretische Unsicherheit

– “Charmless penguins” $b \rightarrow s\bar{q}q$

- * Bsp: $B^0 \rightarrow \phi K^0, \eta' K^0$ (aus $b \rightarrow s\bar{s}s$)
 - Funktioniert auch für $q \neq s$, aber $q = s$ ist prominentestes Bsp
- * Besonderheit: Nicht möglich durch Tree-Level-Diagramme \Rightarrow Penguin-Diagramm dominiert \Rightarrow Sensitiv auf NP
 - Anschaulich: Verwende diesen Kanal nicht für bessere β -Bestimmung, sondern für Konsistenzcheck mit anderen Kanälen für Suche nach NP

• $\alpha = \phi_2 = 91.7^\circ_{-1.1}^{+1.7}$

- Anschaulich: In sehr guter Näherung gilt $\alpha = \arg(-V_{td}V_{ub})$
- Idee: Messe zeitabhängige CP-Asymmetrien/CPV in Interferenz aus Mischung und Zerfall
- Besonderheit: Kann α nur durch CPV in Interferenz aus Mischung und Zerfall in Zerfällen $b \rightarrow u\bar{u}d$ messen(?)

- * Für β kann man dasselbe machen, aber auch Zerfallsmoden sind möglich (zB $b \rightarrow c\bar{c}d, b \rightarrow c\bar{u}d, b \rightarrow s\bar{q}q$)

– Standardkanal $b \rightarrow u\bar{u}d$ T****E**

- * Anschaulich: Ähnliche Situation wie beim “Goldenen Kanal” für β -Messung
 - Unterschied: Hier sind penguin-Beiträge mit anderer CKM-Phase nicht CKM-unterdrückt, sondern haben gleicher Größenordnung wie tree-level-Diagramm ($\propto \lambda^3$)
 - Messe nur effektives $\alpha_{\text{eff}} = \alpha + \Delta\alpha$ mit $\Delta\alpha$ aus penguin-Beiträgen, kann $\Delta\alpha$ mit Isospin-Analyse abschätzen (Gronau, London, 1990)
- * Kann alle möglichen Kombinationen von Ladungen und Anregungszuständen von $B \rightarrow \pi\pi, B \rightarrow \rho\rho, B \rightarrow \pi\rho$ durchspielen
- * $B \rightarrow \pi\pi$ bzw $B \rightarrow \pi^0\pi^0, \pi^+\pi^-, \pi^\pm\pi^0$

- Beste Theorie-Vorhersage für diesen Kanal(π sind einfach, ρ nicht)
- Problem mit diesem Kanal: Sehr geringes Verzweigungsverhältnis von $B \rightarrow \pi\pi$
- In $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ hat Belle 2005 einen Auswertungsfehler gemacht \Rightarrow Zu hohes Verzweigungsverhältnis, Ergebnis im Widerspruch mit **QCD**-Faktorisierung(offizielle Auflösung erst ~ 2010 , Ergebnis dann konsistent mit **QCD**-Faktorisierung)
- * $B \rightarrow \rho\rho$ bzw $B \rightarrow \rho^0\rho^0, \rho^+\rho^-, \rho^\pm\rho^0$
 - Naive Erwartung: Bestimmung von α in diesem Kanal ist kompliziert, da ρ -Mesonen $s = 1$ haben und schnell zerfallen
 - Trick: Finde experimentell, dass $\rho\rho$ -Endzustände annähernd **CP**-Eigenwert 1 haben \Rightarrow Kann diese Näherung verwenden und vereinfache damit die Analyse(konkret: Penguin-Beiträge müssen deshalb klein sein)
 - Wegen hohem Verzweigungsverhältnis von $B \rightarrow \rho\rho$ -Zerfällen(im Vergleich zu $B \rightarrow \pi\pi, B \rightarrow \rho\pi$) liefert dieser Kanal die besten Ergebnisse
- * $B \rightarrow \rho\pi$ bzw $B \rightarrow \rho^0\pi^0, \rho^+\pi^-, \rho^\pm\pi^0, \pi^\pm\rho^0$
 - Dieser Kanal liefert aus irgendeinem Grund die besten Ergebnisse(?)
- * Polarization puzzle in $B \rightarrow \rho\rho$: Beobachte $f_L \approx 1$ statt $f_L \ll 1$ (naive Erwartung)
 - Besonderheit von Zerfällen in 2 Vektormesonen: Im Endzustand viele Spin-Ausrichtungen möglich
 - f_L ist Anteile der Zerfälle in longitudinal polarisierte Endzustände
- $\gamma = \phi_3 = 65.80^{+0.94}_{-1.29}$
 - Anschaulich: In sehr guter Näherung gilt $\gamma = \arg(V_{ub}^*)$
 - Idee in allen Kanälen: Messe **CP**-Asymmetrien/**CPV** im Zerfall
 - Besonderheit: γ hängt nicht von CKM-Beiträgen mit t -Quark ab \Rightarrow Benötige keine t -Quark-Beiträge(durch Box-Diagramme oder penguin-Diagramme), sondern kann ganz einfach tree-Level-Diagramme für B-Zerfälle verwenden
 - * Gegensatz zu α, β , die beide von t -Quark-Effekten abhängen(benötige deshalb Box-Diagramme oder penguin-Diagramme)
 - Messungen von γ deutlich weniger präzise als α, β
 - * Grund: Verwendete Kanäle haben niedriges Verzweigungsverhältnis
 - * Global CKM-Fit liefert präzisere Ergebnisse für γ als direkte Methoden zur Bestimmung von γ
 - Standardkanal: **CP**-Asymmetrien in $B^\pm \rightarrow D^0 K^\pm$ **T*****E****
 - * Idee: B^\pm zerfällt in K^- und D^0 oder \bar{D}^0
 - Kann damit **CP**-Asymmetrien für **CPV** im Zerfall konstruieren
 - Besonderheit: Kann 2 Tree-Level-Diagramme interferieren lassen(nicht Tree/Penguin wie üblich) \Rightarrow Erwarte besonders große **CP**-Asymmetrien
 - Schwierigkeit: $r_B = \frac{|A(b \rightarrow u)|}{|A(b \rightarrow c)|} \sim 0.1$ bzw Zerfälle $B^- \rightarrow D^0 K^-$ ca 10mal wahrscheinlicher als $B^- \rightarrow \bar{D}^0 K^-$ (Grund: CKM-Unterdrückung)
 - Notiz: D^0/\bar{D}^0 -Oszillationen sind möglich(Effekt liegt aber deutlich unter aktueller Experiment-Genauigkeit \Rightarrow Kann man vernachlässigen)
 - Notiz: **CPV** im D-System ist ein kleiner Effekt ist \Rightarrow Vernachlässige den Effekt(?)
 - * Unterschiedliche Analysemethoden bzw Methoden, wie man die Diagramme von $B \rightarrow DK$ interferieren lässt(um **CPV** zu erhalten)
 - Analysemethoden sind geordnet nach Qualität der erhaltenen Ergebnisse
 - * Analysemethode 1: **GGSZ-Methode(2003)**
 - Idee: Betrachte 3-Körper-Zerfälle in **CP**-selbstkonjugierte Endzustände, verwende Dalitz-Plot-Analyse(Bsp: $D \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-, K_S^0 K^+ K^-$) \Rightarrow Sehe Interferenz von 2 Amplituden im Dalitz-Plot
 - Vorteil: Große Wahrscheinlichkeit für 3-Körper-Zerfälle \Rightarrow Vergleichsweise hohe Statistik
 - * Analysemethode 2: **ADS-Methode(2001)**
 - Anschaulich: Kompensiere CKM-Unterdrückung $r_B \sim 0.1$ in $B \rightarrow DK$ durch CKM-Unterdrückung der D -Zerfälle

- Idee: Betrachte Zerfälle in Flavor-Eigenzustände, in denen Cabibbo-erlaubte (nur CKM-Diagonale) \bar{D}^0 - und doppelt-Cabibbo-unterdrückte (2 CKM-Nebendiagonale) D^0 -Zerfälle interferieren (Bsp: $D \rightarrow K^+\pi^-, K^+\pi^-\pi^0 \Rightarrow$ CKM-Unterdrückung von D^0 -Zerfällen gleicht Phasenraum-Unterdrückung von Zerfällen in \bar{D}^0 aus und die beiden interferierenden Amplituden haben ähnliche Größe \Rightarrow Finde großen **CPV**-Effekt
- * Analysemethode 3: **GLW-Methode(1991)**
 - Idee: Betrachte Zerfälle des D^0/\bar{D}^0 -Systems in **CP**-Eigenzustände (Bsp: $D \rightarrow \pi^+\pi^-, K^+K^-, K_S^0\pi^0 \Rightarrow$ Teste, wann sich D^0/\bar{D}^0 in $\eta_{CP} = 1/\eta_{CP} = -1$ -Zustand befunden hat \Rightarrow Wenn man $\eta_{CP} = 1$ - und $\eta_{CP} = -1$ -Zustände beobachtet, gibt es **CPV** und man kann aus der erhaltenen **CP**-Asymmetrie γ berechnen
 - Historisch erste und konzeptionell einfachste Methode, liefert aber die schlechtesten Ergebnisse wegen geringer Statistik
- $B^0 \rightarrow D^{(*)\pm}\pi^\mp$ bzw $B_s^0 \rightarrow D_s^\pm K^\mp$
 - * Idee: Bestimme $\gamma + 2\beta$ bzw $\gamma + 2\beta_s$ und schließe mit (präzise bekanntem) β bzw β_s auf γ
 - Vorteil: Einfache Analyse wegen vernachlässigbaren penguin-Beiträgen
 - * Finde experimentell nur für $\gamma + 2\beta_s$ gute Ergebnisse, nicht für $\gamma + 2\beta$
- $\beta_s = 0.01848^{+0.00042}_{-0.00036}$
 - "Goldener Kanal für B_s -Physik" $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$
 - * Anschaulich: Gleich wie $B^0 \rightarrow J/\psi K_L^0$, aber mit s -Quark statt u -Quark als Zuschauer
- $\epsilon_K = (2.10^{+0.27}_{-0.20}) \times 10^{-3}$
 - $\epsilon_K = \epsilon$ (im K-System) ist ein **CPV**-Parameter aus K-Physik
 - * K-Physik ist älter als der Gedanke der CKM-Matrix und des **UT** (und damit **UT**-Winkel) \Rightarrow Verwende immer noch den historischen Parameter ϵ_K
 - Anschaulich: In sehr guter Näherung gilt $\epsilon_K \propto \text{Im}(V_{ts}V_{td}^*)^2 \propto \bar{\eta}((1 - \bar{\rho}) + \text{const})$
 - **CPV** in Mischung im K^0/\bar{K}^0 -System **T***E******

5.5.4 Constraining the CKM matrix – Unitaritätstests im Standardmodell

- Motivation für Unitaritätstests
 - Unitarität der CKM-Matrix ist hochgradig nichttriviale Bedingung
 - * Konkret: 18 reelle Parameter durch Unitarität (und Phasenredefinitions-Freiheitsgrad) auf 4 reelle Parameter reduziert
 - Nicht-unitäre CKM-Matrix ist Hinweis auf **NP**
 - * Einfaches Szenario: 4te Quark-Familie
 - Habe unitäre 4×4 -Mischungsmatrix mit nicht-unitärer CKM-Matrix (3×3) als Submatrix
- Unitaritätstests für $i = j$ in $\delta_{ij} = \sum_k V_{ki}^* V_{kj}$
 - $i = j = u$: $1 = |V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2$
 - * $|V_{ud}|, |V_{us}|$ sehr präzise messbar, $|V_{ud}|^2 \sim 10^{-5}$ ist von derselben Ordnung wie die Unsicherheiten von $|V_{ud}|^2, |V_{us}|^2$ und damit vernachlässigbar
 - * Beobachtung: Test nicht perfekt erfüllt
 - Mögliche Lösungen: Theorie-Unsicherheiten unterschätzt, **NP**
 - $i = j \in \{c, t\}$: Keine Abweichungen beobachtet
 - * Hier auch wesentlich geringere Präzision im Vergleich zu $i = j = u$
- Unitaritätstests für $i \neq j$ in $\delta_{ij} = \sum_k V_{ki}^* V_{kj}$
 - Anschaulich: Bestimme Position der Spitze des **UTs** ($\bar{\rho}, \bar{\eta}$) mit verschiedenen Methoden
 - * Drücke dazu CKM-Parameter durch Wolfenstein-Parameter λ, A (präzise bekannt) und $\bar{\rho}, \bar{\eta}$ (interessant) aus

- Müsste streng genommen 4d-Plot machen mit allen Wolfenstein-Parametern ($\lambda, A, \bar{\rho}, \bar{\eta}$)
- Beobachtungen: Ergebnisse passen für λ -Dimension sehr gut, in A -Dimension gibt es leichte Verfehlung(?)
- $\beta, \gamma \Rightarrow$ Kegel ausgehend vom jeweiligen Endpunkt
 - * Öffnungswinkel der Kegel bestimmt durch Messunsicherheit
- $\alpha, 2\beta + \gamma \Rightarrow$ Komplizierte Form(?)
- $R_u \propto |V_{ub}|, R_t \propto |V_{td}| \Rightarrow$ Kreis ausgehend vom jeweiligen Endpunkt
 - * Dicke des Kreises bestimmt durch die Messunsicherheit
- $\epsilon_K \Rightarrow$ Hyperbel
 - * Begründung: $\epsilon_K \propto \bar{\eta}((1 - \bar{\rho}) + \text{const}) \Rightarrow \bar{\eta} \propto \frac{\epsilon_K}{(1 - \bar{\rho}) + \text{const}}$ ist Gleichung einer Hyperbel
- Fleischer-Mannal bound $R \geq \sin^2 \gamma = \frac{\eta^2}{\rho^2 + \eta^2}$ (Fleischer, Mannel, 1997)
 - * Anschaulich: Einfacher Unitaritätstest(muss nur 2 Zerfallsraten messen) \Rightarrow Historisch wichtig
 - * Observable: $R = \frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \pi^\mp K^\pm)}{\mathcal{B}(B^\pm \rightarrow \pi^\pm K^0)}$
 - * Argument: $R = 1 - 2r \cos \gamma \cos \delta + r^2 \geq 1 - \cos^2 \gamma \cos^2 \delta \geq \sin^2 \gamma$
 - Idee: Betrachte CPV im Zerfall
 - Parametrisiere Zerfallsraten mit $\Gamma(B^0 \rightarrow \pi^- K^+) \propto |A_P - A_T e^{-i\gamma} e^{i\delta}|^2, \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+ K^-) \propto |A_P - A_T e^{i\gamma} e^{i\delta}|^2$ (2 beitragende Amplituden: Tree-level, penguin), $\Gamma(B^+ \rightarrow \pi^+ K^0) = \Gamma(B^- \rightarrow \pi^- \bar{K}^0) \propto |A_P|^2$ (nur penguin-Amplitude) mit UT-Winkel γ und strong phase δ
 - R ist minimal für $r = \cos \delta \cos \gamma \Rightarrow$ Finde $R \geq \sin^2 \gamma$

5.6 Weitere Themen

5.6.1 Flavorändernde neutrale Ströme(FCNCs)

- Flavorändernder neutraler Strom = Prozess, bei dem zwei unterschiedliche Quarks mit selber Ladung miteinander wechselwirken
 - Gegensatz zu flavorändernden geladenen Strömen(FCCs)
- FCNC im Standardmodell
 - Keine Tree-Level-FCNCs im SM, aber es gibt FCNCs durch Loop-Prozesse
 - * Bsp für Loop-FCNCs: Penguin-Diagramme, Box-Diagramme
 - * Formaler Grund: Z-Boson(neutraler Strom) macht keine Flavoränderung
 - Fazit: Alle Prozesse, bei denen Quarks mit gleichem type(up-type oder down-type) ineinander umgewandelt werden, sind stark unterdrückt(da sie Loop-Beiträge benötigen)
 - FCCs im SM: W-Boson-Wechselwirkung
- FCNC in neuer Physik(NP)
 - Beobachte in der Natur, das FCNCs stark unterdrückt sind \Rightarrow Starke Einschränkung an NP, dass sie diese Eigenschaft auch hat
 - FCNC-Suchen liefern mit die stärksten Schranken an NP

5.6.2 Seltene B-Meson-Zerfälle

- Lockere Definition: Seltene B-Zerfälle = B-Zerfälle, die nicht durch den $b \rightarrow c$ -Übergang stattfinden
 - Konkret: B-Zerfälle mit $b \rightarrow s, d, u$ durch $|V_{ub}|$ -Übergang(für $b \rightarrow u$) oder Loop-Effekte(für $b \rightarrow s, d$)
- Neutrino electroweak penguins bzw $b \rightarrow s \nu \bar{\nu}$
 - Motivation für diesen Zerfall: SUSY, Z' -Suchen, CPV-Untersuchung

- * Zugehöriges Feynman-Diagramm: Penguin-Diagramm mit Z -Abstrahlung (statt γ, g) \Rightarrow Interessant für Z' -Suchen und ähnliches
- Ähnlicher Kanal im K-System: $s \rightarrow d\nu\bar{\nu}$ bzw. $K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$
- Unsicherheiten
 - * Geringe theoretische Unsicherheit wegen 2 Neutrinos im Endzustand
 - * Bisherige Experimente liefern nur obere Schranken für das Verzweigungsverhältnis
- Erwarte Belle-2-Daten für diese Zerfälle, da Belle-2 sehr gut in Detektion von 2-Neutrino-Endzuständen ist
- $B \rightarrow K^*\gamma$
 - Interessant für **CPV**-Suchen
 - Kann gut mit Belle-2 vermessen werden

5.6.3 Flavor-Anomalien

- Aufgelöste Flavor-Anomalie: $B^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau$ (2008-2012)
 - Beobachtete Anomalie war Hinweis auf type-2 2HDM
 - Entwicklung: 2.8σ (2008), gelöst (2012), kompatibel mit **SM** mit 4.6σ (heute)
- Electroweak penguins bzw. $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$ -Anomalien
 - "Electroweak penguins": Dominantes **SM**-Diagramm ist Penguin-Diagramm, aber mit $\gamma/Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ (statt zu Quarks)
 - * Zugehöriges Feynman-Diagramm: Penguin-Diagramm mit γ/Z -Abstrahlung (statt g)
 - Tests von **Lepton Flavor Universality (LFU)** mit Observable $R_{K^{(*)}} := \frac{\mathcal{B}(B \rightarrow K^{(*)}\mu^+\mu^-)}{\mathcal{B}(B \rightarrow K^{(*)}e^+e^-)} (3.8\sigma)$
 - Winkelabhängige Analyse mit Observable $P'_5 (3.1\sigma)$
 - Community best bet für **NP**-Lösung: $s = 1$ Leptoquarks mit $m \gtrsim 35$ TeV
 - * Begründung: Keine Diskrepanz in $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$ (ähnliches Diagramm) \Rightarrow **NP** koppelt an 2 linkshändige Leptonen
 - * Leptoquark kann $s = 0$ oder $s = 1$ haben, für $s = 1$ kann auch $b \rightarrow c\tau\nu_\tau$ erklärt werden
 - Mit Kombination aller Kanäle und Experimente erhält man eine Signifikanz von 6σ , aber das wird wohl nicht von der Community anerkannt
 - * Hauptbeitrag durch LHCb-Analysen, kleiner Beitrag von Belle/Belle-2
 - **BSM**-Erklärungen: SUSY, Compositeness, Z' -Boson, Leptoquarks
- Semitauonischen B-Zerfälle bzw. $b \rightarrow c\tau\nu_\tau$ -Anomalie (3.1σ)
 - Observable: $R_{D^{(*)}} := \frac{\mathcal{B}(B \rightarrow D^{(*)}\tau\nu_\tau)}{\mathcal{B}(B \rightarrow D^{(*)}\ell\nu_\ell)}$ mit $\ell \in \{\mu, e\}$
 - * Sehr genaue Theorie-Vorhersage (Grundlage, um überhaupt Anomalien finden zu können)
 - * Ergebnisse sollten nicht von ℓ abhängen wegen Lepton-Flavor-Universalität(?)
 - Beobachtung: Für beide Kombinationen $\{D, D^*\}$ sind experimentelle Ergebnisse deutlich über der **SM**
 - Belle-2 kann diese Observablen sehr genau messen und wird Klarheit bringen
 - Anomalie ist interessant, da sie mit type-2 2HDM gelöst werden kann
- Unterschied zwischen inklusiven und exklusiven Analysen von $b \rightarrow u\ell\nu_\ell$ (für $|V_{ub}|$), $B \rightarrow c\ell\nu_\ell$ (für $|V_{cb}|$) (3.3σ)
 - Erhalte etwa dieselbe Abweichung (3.3σ) für beide Zerfälle $b \rightarrow u\ell\nu_\ell$ und $b \rightarrow c\ell\nu_\ell$
- $(g-2)_\mu$ -Anomalie (4.2σ)
 - Beziehung zu Flavorphysik: $a_\mu = \frac{g_\mu-2}{2} \propto y_\mu$ mit Yukawa-Kopplung y_μ des Myons
 - Viele Prozesse in Flavorphysik tragen bei (Rechnungen bis 5-Loop), daher ist **NP**-Erklärung nicht so einfach

Kapitel 6

Lepton-Flavorphysik

6.1 Grundlagen

6.1.1 Grundbegriffe

- Lepton-Flavorphysik = Effekte, die durch die Existenz mehrerer Lepton-Flavors/Lepton-Generationen verursacht werden
 - Konkret: Eigenschaften der Leptonen, Neutrino-Oszillationen, Lepton-**CPV**, Neutrino-Masse(Dirac und Majorana), ...
- Lepton-Flavorphysik im Standardmodell
 - Anschaulich: Lepton-Flavorphysik im **SM** ist langweilig
 - Grundlage: Keine rechtshändigen Neutrinos im Standardmodell
 - * Begründung: Rechtshändige Neutrinos(ν_R) haben **SM**-Quantenzahlen $(1, 1, 0)$ und nehmen damit an keiner **SM**-Wechselwirkung teil \Rightarrow Nicht erwünscht in minimalem Modell
 - ν_R können durch Mischung mit ν_L zu Masseneigenzuständen trotzdem physikalischen Einfluss haben
 - Folgerungen
 - * Flavor- und Masseneigenzustände von Leptonen sind äquivalent \Rightarrow Keine Lepton-Mischung
 - * Neutrinos sind masselos, da keine Neutrino-Massenterme möglich sind
 - Falls es ν_R im **SM** gäbe, hätte der Lepton-Sektor ähnliche Eigenschaften wie der Quark-Sektor
 - * PMNS-Matrix und **CP**-Verletzung analog zum Quark-Sektor
 - * Einziger Unterschied: ν_R haben **SM**-Quantenzahlen $(1, 1, 0) \Rightarrow$ Majorana-Massenterme sind erlaubt
 - Effektiv: PMNS-Matrix hat 2 zusätzliche unabhängige komplexe Phasen
 - Experimentell(Neutrino-Oszillationen): Neutrinos sind massiv und Lepton-Flavors mischen
 - * Fazit: **SM** kann experimentelle Beobachtungen in Lepton-Flavorphysik nicht erklären
 - * Einfache Übergangslösung: Führe ν_R ein \Rightarrow Kann Neutrino-Oszillationen erklären
- Analogie zur Quark-Flavorphysik
 - PMNS-Matrix $\hat{=}$ CKM-Matrix
 - * Unterschied: PMNS-Matrix hat 2 komplexe Phasen mehr wegen möglicher Majorana-Eigenschaft von ν_R
 - Konvention: Quarks sind Massen-Eigenzustände vs Neutrinos sind Flavor-Eigenzustände
 - * Motivation: Neutrino-Flavoreigenzustände oszillieren(nur Masseneigenzustände physikalisch), aber Quark-Flavoreigenzustände oszillieren nicht(da Quarks in Hadronen gebunden sind)
 - Neutrino-Oszillationen $\hat{=}$ Quark-Mischung
 - * Unterschied: Quarks sind bei $Q \lesssim \Lambda_{\text{QCD}}$ in Hadronen gebunden \Rightarrow Keine Oszillationen zwischen den Flavor-Eigenzuständen möglich wegen Problem mit Kohärenz(?)

- * Ähnlicher Prozess: Neutrale Mesonen können über Box-Diagramme in ihre Antiteilchen oszillieren
 - Achtung: Andere Theorie-Grundlage als bei Neutrino-Oszillationen (Hadronen sind keine fundamentalen Teilchen)
- Offene Fragen in der Neutrino-Physik
 - Neutrino-Massenhierarchie bzw Vorzeichen von Δm_{13}^2 bzw Δm_{23}^2
 - CP-Verletzung im Neutrino-Sektor?
 - Majorana-Eigenschaft von Neutrinos?
 - Experimente für diese Fragen: JUNO (Reaktor-Neutrinos), DUNE und Hyper-K (Beschleuniger-Neutrinos)

6.1.2 Forschungsgeschichte Lepton-Generationen

- e^- -Entdeckung (Thomson, 1897)
- e^+ -Entdeckung in kosmischer Strahlung (Anderson, 1932)
- μ^\pm -Entdeckung in kosmischer Strahlung (Anderson, 1937)
- ν_e -Entdeckung in inversem Beta-Zerfall (Project Poltergeist, Cowan, Reines, 1956)
- ν_μ -Entdeckung am Beschleuniger (Lederman, Schwartz, Steinberger, 1962)
- τ^\pm -Entdeckung am Beschleuniger (SPEAR, 1975)
- Es gibt 3 leichte Neutrinos (LEP, 1989)
- ν_τ -Entdeckung am Beschleuniger (Tevatron/DONUT, 2000)

6.1.3 Forschungsgeschichte Neutrinooszillationen

- Postulation von Neutrino-Oszillationen (Pontecorvo, 1957)
 - Argument: Wenn Neutrinos eine nicht-verschwindende Masse haben, gibt es Neutrino-Oszillationen
- Beschreibung von Neutrino-Oszillationen (Maki, Nakagawa, Sakata, 1962)
 - Zunächst nur für 2 Neutrino-Flavors, später Verallgemeinerung
- Sonnenneutrino-Rätsel (1968)
- Oszillationen von atmosphärischen Neutrinos (Super-K, 1998)
- Oszillationen von Sonnenneutrinos (SNO, 2001)
- Oszillationen von Reaktor-neutrinos (Double Chooz, 2011)
 - Bestätigung mit $> 5\sigma$ von Daya Bay (2012) und RENO (2013)
- Oszillationen von Beschleunigerneutrinos (2010er)
 - Wichtige Experimente: K2K, OPERA, MINOS, NO ν A, T2K

6.1.4 Neutrinoquellen

- Reihenfolge: Zunehmende Energie und Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung mit Materie- e^-
1. Kosmischer Neutrino-Hintergrund aus thermischer Entkopplung von Neutrinos nach Urknall $\mathcal{O}(1\text{ meV})$
 - Noch kein direkter Nachweis wegen niedrigem Wirkungsquerschnitt, aber theoretisch sehr gut motiviert
 2. Geoneutrinos ν_e aus Beta-Zerfall von Gestein in der Erde $\mathcal{O}(0.1\text{ MeV})$
 3. Reaktorneutrinos ν_e aus Beta-Zerfall in Kernreaktoren $\mathcal{O}(1\text{ MeV})$
 - Experimente: KamLAND, Daya Bay, Double CHOOZ, RENO, ...
 - Längenskala der Oszillation: $\sim 1\text{ km}$, sensitiv auf PMNS-Winkel θ_{13}
 4. Sonnenneutrinos ν_e aus Kernfusion $\mathcal{O}(10\text{ MeV})$
 - Erhalte Elektron-Neutrinos aus verschiedenen Fusions-Prozessen
 - $\sim 99\%$ der Energieerzeugung durch pp-Zyklus (3-Teilchen-Endzustand mit ν_e)
 - $\sim 1\%$ durch CNO-Zyklus
 - Energie der ν_e hängt vom Produktionsprozess ab
 - MSW-Effekt: Kohärente Vorwärtsstreuung von Neutrinos an Elektronen in Materie
 - Anschaulich: WW mit Materie ändert effektive Masse der Neutrinos und damit das Oszillationsverhalten
 - Analogie in **QED**: Brechungsindex $n \neq 1$ für Photonen in Materie
 - Liefert nur bedeutenden Beitrag bei sehr hohen Elektron-Dichten (wie in der Sonne)
 - Effekte: Verstärkt ν_e -Oszillationen in der Sonne, Bestimmung der VZ von Δm_{12}^2
 5. Supernova-Neutrinos $\mathcal{O}(100\text{ MeV})$
 - Bisher nur ein Ereignis: ≈ 12 Neutrinos aus Explosion der Supernova 1987A
 6. Atmosphärische Neutrinos ν_μ, ν_e aus Luftschauern $\mathcal{O}(10\text{ GeV})$
 - Zerfallskette $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$ und $\mu^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e \nu_\mu$ liefert 2:1-Verhältnis von ν_μ und ν_e
 - Längenskala der Oszillation: $\sim 1000\text{ km}$, sensitiv auf PMNS-Winkel θ_{23}
 7. Beschleuniger-Neutrinos ν_μ, ν_e, ν_τ aus π -Zerfall $\mathcal{O}(10^4\text{ GeV})$
 - Idee: Zusammensetzung eines Neutrinostrahls aus einem Beschleuniger vor und nach Zurücklegen einer Strecke bestimmen (Long-Baseline-Experimente)
 - Beschleuniger-Neutrinos besonders gut für Präzisionsexperimente, da man in der Produktion viel Kontrolle über deren Eigenschaften hat
 - Längenskala der Oszillation: $\sim 100\text{ km}$, sensitiv auf PMNS-Winkel θ_{23} und θ_{12}
 - Experimente: MINOS, K2K, $NO\nu A$, T2K, DUNE, Hyper-K
 8. Galaktische Neutrinos $\mathcal{O}(10^6\text{ GeV})$
 9. Extragalaktische Neutrinos $\mathcal{O}(10^7\text{ GeV})$ aus aktiven Galaxienkernen von fernen Galaxien
 - Glashow-Resonanz: Peak in σ für elastische $\nu_e e$ -Streuung bei Erzeugung eines reellen $W(?)$
- Neutrino-Events abschätzen
 - Wechselwirkungsrate $\sigma_{\nu p} \sim 10^{-38} \text{ cm}^2 \frac{E_\nu}{\text{GeV}}$
 - CνB: $n_\nu \sim 330 \frac{1}{\text{cm}^3}$
 - Atmosphärische Neutrinos: $\Phi_\nu \sim 1 \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$
 - Event-Anzahl abschätzen: $N = \sigma \times \Phi \times n_{\text{target}} \times t$

6.2 Entdeckung der Lepton-Generationen

6.2.1 e^\pm -Entdeckung

- e^- -Entdeckung mit Kathodenstrahlröhre (Thomson, 1897)
 - Experiment: Kathodenstrahlröhre mit E- und B-Feld \Rightarrow Bestimme $\frac{e}{m}$
 - Beobachtung: $\frac{e}{m}$ ist unabhängig vom Material \Rightarrow Hinweis auf fundamentale Teilchen
 - Historische Einordnung: Erste Entdeckung eines fundamentalen Teilchens
 - * Einbau in aktuelles Atommodell: Atom besteht aus negativ geladenen Elektronen und positiv geladener Hintergrunds substanz (“Rosinenkuchen-Modell”)
 - Präzise Vermessung von $\frac{e}{m}$ mit Öltropfen-Experiment (Millikan, 1911)
 - * Sehr hohe Genauigkeit möglich: Relative Unsicherheit $\lesssim 3 \times 10^{-3}$
- e^+ -Entdeckung mit Nebelkammer (Anderson, 1932)
 - Experiment: Bleiplatte und Nebelkammer im Magnetfeld
 - * Bleiplatte hat hohen Wirkungsquerschnitt für Streuprozesse von Teilchen (z.B. π^\pm) aus der kosmischen Strahlung \Rightarrow Alle möglichen Teilchen entstehen
 - Beobachtung: Nebelkammer-Spuren mit gleichem Radius wie Elektronen, aber entgegengesetzter Krümmung
 - * Schon vor 1932 viele Hinweise auf Positron in ähnlichen Experimenten, aber nicht weiter verfolgt oder nicht richtig interpretiert
 - Historische Einordnung: Beginn der Teilchenphysik
 - * Bisher: Langlebige Teilchen (stabil wie e^- , p oder mit langer Lebensdauer und Kern-Zerfällen wie n , schwere Kerne, ...)
 - * Jetzt: Entdecke Teilchen, die auf sehr kleinen Zeitskalen zerfallen (e^+ , μ^\pm , π^\pm , ...)

6.2.2 μ^\pm -Entdeckung (Anderson, 1936)

- Experiment: Bleiplatte und Nebelkammer im Magnetfeld
 - Idee: Weise μ^\pm über π^\pm aus kosmischer Strahlung im Zerfall $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$ mit π^\pm nach
 - μ^\pm -Entdeckung mit gleichem experimentellen Aufbau wie e^\pm -Entdeckung
- Beobachtung: Teilchen mit anderem Krümmungsverhalten als Elektronen und Protonen
 - Neue Teilchen haben gleichen Ladungsbetrag wie Elektronen (Annahme) \Rightarrow Neue Teilchen haben Masse m mit $m_e \ll m \ll m_p$
 - Zuerst wurde μ^- entdeckt, später auch μ^+ (selbe Eigenschaften bis auf Krümmung)
- Historische Notiz: “ μ -Meson”
 - μ^\pm wurde anfangs als Meson aus Yukawas Meson-Austausch-Modell interpretiert
 - * Damals wurden alle Teilchen in diesem Bereich als Mesonen bezeichnet: μ -Meson, π -Meson etc
 - * Yukawa-Modell sagt Austauschteilchen mit Masse im Bereich zwischen Elektron und Proton vorher (heutige Interpretation: π^\pm)
 - Spätes Erkenntnis (nachdem in Beschleunigerexperimenten weitere “Mesonen” entdeckt wurden): “ μ -Meson” unterscheidet sich von anderen “Mesonen”, da es nicht an Kernkraft teilnimmt und stattdessen in Neutrinos zerfällt \Rightarrow Zähle μ^\pm nicht mehr zur Meson-Familie
 - Heute: Begriff Meson nicht über einen Massenbereich definiert, sondern darüber, dass Mesonen an starker WW teilnehmen und eine gerade Anzahl von Quarks beinhalten

6.2.3 ν_e -Entdeckung(Project Poltergeist(Cowan, Reines), 1956)

- Idee: Direkter Nachweis in inversem β -Zerfall $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$
 - Normaler β -Zerfall $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ gut verstanden, Theorie sagt daraus auch Existenz des inversen β -Zerfalls $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ (gedrehtes Feynman-Diagramm) vorher
 - “Direkter” Nachweis, da inverser β -Zerfall nur durch das $\bar{\nu}_e$ möglich ist
- Experiment: $\bar{\nu}_e$ -Strahl aus Kernreaktor, Target aus H_2O und CdCl_2 , Nachweis mit Szintillator und **PMT**
 - Wahl der Materialien: H_2O mit p für inversen Beta-Zerfall, CdCl_2 mit Cd für Neutron-Einfang
 - * Protonen in H_2O sind nur schwach gebunden und verhalten sich daher fast wie freie Protonen
 - Wirkungsquerschnitt für inversen β -Zerfall ist sehr klein \Rightarrow Benötige großes Detektorvolumen(200 l Wasser, 40 kg gelöstes CdCl_2)
 - Detektormaterial umgeben von Flüssigszintillator, der mit 110 **PMTs** ausgelesen wird
 - * Szintillator notwendig, um hochenergetische Photonen in niederenergetische, mit **PMTs** detektierbare Photonen umzuwandeln
 - Experiment wurde 11 m vom Reaktor entfernt(maximales Signal) und 12 m unter der Erde(minimaler Untergrund durch Nebenprodukte aus dem Reaktor und kosmische Strahlung) betrieben
- Beobachtung
 - Idee: Inverser β -Zerfall hat einzigartige Signatur im Detektor – Verzögerte Koinzidenz von Photonen aus Positron-Annihilation und Neutron-Einfang
 - * Photon aus Positron-Signal: Annihilation von e^+ aus inversem β -Zerfall mit e^- aus dem Detektormaterial
 - * Photon aus Neutron-Signal: Kern im Detektormaterial macht Neutron-Einfang und wird danach durch γ -Übergänge abgeregt
 - * Die beiden Photonen werden ungefähr gleichzeitig emittiert(kurz nach dem inversen β -Zerfall) \Rightarrow Einfache Detektion mit Szintillator
 - Ergebnis: Messe Wirkungsquerschnitt σ für inversen β -Zerfall mit 5% Abweichung von der Theorie-Vorhersage \Rightarrow Neutrino-Nachweis
- Historische Einordnung
 - Nachweis eines ausschließlich theoretisch motivierten Teilchens(Neutrino-Postulat von Pauli) \Rightarrow Tolles Ergebnis
 - Startpunkt für Neutrino-Nachweis-Experimente(Homestake, SNO, Super-K, IceCube, ...)

6.2.4 ν_μ -Entdeckung(Lederman, Schwartz, Steinberger, 1962)

- Idee: Produktion von ν_μ in π^\pm -Zerfall bei hohen Energien, Neutrino-Nachweis mit üblichen Methoden
- Experiment
 - Produktion des ν_μ -Strahls: Beschleunigte Protonen($E_p = 15 \text{ GeV}$) erzeugen bei Fixed-Target-Streuung mit Be schnell zerfallende Hadronen(vor allem π^\pm), π^\pm zerfällt vor allem in $\mu\nu_\mu$ (Helizitäts-Unterdrückung) und alle Teilchen außer ν_μ werden in Stahlblock absorbiert
 - Nachweis über inversen β -Zerfall und verzögerte Koinzidenz ähnlich wie im Project Poltergeist
 - * Verzögerte Koinzidenz bedeutet hier Koinzidenz von γ aus Neutron-Einfang und Myon-Spur im Detektor
 - Unterschied zum ν_e -Nachweis: In inversem β -Zerfall mit ν_μ entstehen Myonen statt Positronen \Rightarrow Kein schneller Positronium-Zerfall/Elektron-Aufschauern, sondern Myon-Spur im Detektor
 - * Myon-Nachweis mit Aluminium-Platten
- Beobachtung: Bei inversem β -Zerfall im Detektor werden Myonen produziert

- Annahme: ν_e wechselwirkt nur mit e^\pm
- Interpretation: Benötige neues Neutrino(ν_μ), das nur mit μ^\pm wechselwirkt
- Historische Einordnung
 - Nach μ^\pm -Entdeckung wurde ν_μ analog zu ν_e postuliert(1940er) und jetzt bestätigt
 - Neue experimentelle Technik: Produktion von Neutrino-Strahlen am Beschleuniger

6.2.5 τ -Entdeckung

- Idee: Prozess $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ tritt ab $\sqrt{s} \gtrsim 4 \text{ GeV}$ auf
 - τ -Entdeckung ist damit vorprogrammiert, sobald e^+e^- -Collider die Schwellenenergie erreichen
 - Besonderheit: τ kann hadronisch zerfallen \Rightarrow Hochenergetische Leptonen und Jets im Detektor
- Entdeckung des τ ([SPEAR, 1975](#))
 - Beobachtung: Events im Detektor, die nicht durch bekannte Prozesse erklärt werden können
 - Fazit: Hinweis auf neues Teilchen mit Masse m im Bereich $1.6 \text{ GeV} < m < 2 \text{ GeV}$
 - Interpretation als τ -Lepton
 - * Beobachtete Events wurden erst als D-Mesonen interpretiert, da c -Quark durch GIM-Mechanismus gut theoretisch motiviert war
 - * Nach Entdeckung der D-Mesonen(SPEAR, 1976) und weiteren Analysen wurden die hier beobachteten Events als neues Lepton(τ) interpretiert
- Vermessung des τ an vielen verschiedenen e^+e^- -Collidern(1970er und 1980er)
 - Anschaulich: e^+e^- -Collider bei höheren Energien und höheren Luminositäten \Rightarrow τ -Lepton wird zunehmend genauer vermessen und verstanden
 - Observablen: τ -Masse, τ -Lebensdauer, bestimmte τ -Zerfälle
- Historische Einordnung
 - τ -Entdeckung kam überraschend, τ wurde zuerst als D-Meson interpretiert
 - * Suche nach schweren Leptonen war ein Exotika in den 1970ern

6.2.6 ν_τ -Entdeckung([DONUT, 2000](#))

- Idee: ν_τ -Produktion in 800 GeV $p\bar{p}$ -Kollisionen, ν_τ -Zerfall in **CC**(charged current)-Wechselwirkungen mit Detektormaterial
 - Schwierigkeit: Nachweis von ν_τ nur über τ -Zerfall möglich, aber τ zerfällt schnell und hadronisch
- Experiment
 - Produktion des ν_τ -Strahls in Tevatron 800 GeV $p\bar{p}$ -Kollisionen
 - * Schwierigkeit: Nur kleiner Anteil des Neutrinostrahls($\sim 3\%$) besteht aus ν_τ
 - Nachweis von ν_τ in **CC**-Wechselwirkung mit nuclear emulsion plates
 - * Betrachte allgemeine **CC**-Wechselwirkungen und nicht nur inversen β -Zerfall, da bei den hohen Energien viele Prozesse möglich sind
 - * Nuclear emulsion plates sind eine Art optimierte Nebelkammer \Rightarrow Liefern optisch sichtbare Teilchenbahnen
 - * Weise **CC**-Wechselwirkungen $\nu_\tau \rightarrow W\tau$ nach durch verzögerten Vertex des τ -Zerfalls
 - Fazit: Großer Aufwand notwendig, da τ hadronisch zerfällt
- Beobachtung: 4 eindeutig rekonstruierte ν_τ -Events, $0.34 \pm 0.05 \nu_\tau$ -Events Untergrund
 - Nachweis zunächst nur mit 3.5σ CL, aber allgemein akzeptiert, da ν_τ gut motiviert war

- Voller DONUT-Datensatz(2008): 9 eindeutig rekonstruierte ν_τ -Events \Rightarrow Nachweis mit $> 5\sigma$
- Historische Einordnung
 - Fehlender Transversalimpuls in τ -Zerfällen war bekannt, konnte ihn aber nicht eindeutig auf τ -Neutrino zurückführen(könnte auch anderes Neutrino sein)
 - Bestätigung eines lange erwarteten Teilchens, keine wirkliche Überraschung(im Vergleich zur Higgs-Entdeckung)
- Notiz: ν_τ sind die am wenigsten untersuchten Teilchen im Standardmodell
 - Bisher ~ 14 ν_τ -Events beobachtet (4 bei DONUT, 10 bei OPERA), Vergleich mit $\sim 10^4$ Higgs-Event am LHC

6.3 Neutrino-Oszillationen

6.3.1 Grundlagen

- Idee aller Neutrinooszillation-Experimente: Kenne Zusammensetzung der Flavor-Eigenzustände vor(Theorie) und nach(Messung) der Propagation \Rightarrow Kann mit bekanntem Mischungswinkel und Energie Aussagen über die Oszillation während der Propagation machen
- Theorie-Grundlagen zu Neutrino-Oszillationen mit n Neutrino-Flavors
 - Grundlage: Zerlege Flavor-Eigenzustände $|\nu_\alpha, t\rangle$ in Massen-Eigenzustände $|\nu_i, t\rangle$ mit PMNS-Matrix U :
 $|\nu_\alpha, t\rangle = \sum_{i=1}^n U_{\alpha i}^* |\nu_i, t\rangle$
 - Master-Gleichung für Oszillationswahrscheinlichkeit $P_{\alpha \rightarrow \beta}(L) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i < j} \text{Re}(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2 X_{ij} + 2 \sum_{i < j} \text{Im}((U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin 2X_{ij})$ mit $X_{ij} := \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}$, $\Delta m_{ij}^2 := m_i^2 - m_j^2$
 - * Anschaulich: Neutrinos benötigen nicht-verschwindende Mischungsmatrix $U_{\alpha i} \neq 0$ und nicht-verschwindende Massendifferenzen $\Delta m_{ij}^2 \neq 0$, damit Neutrino-Oszillationen möglich sind
 - * Finde Oszillationslängen $L_{ij} = \frac{4\pi E}{|\Delta m_{ij}^2|}$
 - In der Praxis hat ein Neutrinostrahl keine feste Energie \Rightarrow Messe mittlere Oszillationswahrscheinlichkeit $P_{\alpha \rightarrow \beta}(L)$ des Strahls
 - * Folgerung: Nach vielen Oszillationslängen $L \gg L_{ij}$ mitteln sich die Oszillationseffekte raus
 $\langle \sin^2 X_{ij} \rangle = \frac{1}{2}$, $\langle \sin 2X_{ij} \rangle = 0$
 - Konvention zur Benennung der θ_{ij} , Δm_{ij}^2
 - * θ_{ij} : Wähle $i < j$ bzw betrachte $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$
 - Bessere Notation wäre $\theta_{\alpha i}$ mit $\alpha \in [e, \mu, \tau]$
 - * Δm_{ij}^2 : Wähle $i > j$ bzw betrachte $\Delta m_{21}^2, \Delta m_{31}^2, \Delta m_{32}^2$
- Klassifikation von Neutrino-Oszillations-Experimenten
 - Nach Herkunft der Neutrinos(Produktion)
 - * Bsp: Sonnenneutrinos, atmosphärische Neutrinos, Reaktorneutrinos, Beschleunigerneutrinos
 - Appearance- vs Disappearance-Experimente(Zerfall)
 - * Appearance-Experimente: Messe (hohen) Anteil eines Neutrinos, das nicht in Produktion erzeugt wurde
 - * Disappearance-Experimente: Messe (niedrigen) Anteil eines Neutrinos, das in Produktion erzeugt wurde
 - Nach vermessenen SM-Parametern(Theorie)

Tabelle 6.1: Übersicht über Eigenschaften der möglichen Neutrino-Oszillations-Experimente (SBL = short baseline, LBL = long baseline). L, E sind Eigenschaften der Experimente, $|\Delta m_{ij}^2|$ ist Parameterbereich, für den das Experiment sensitiv ist. (von PDG)

Quelle	$L[\text{km}]$	$E[\text{MeV}]$	$ \Delta m_{ij}^2 [\text{eV}^2]$
Sonne	10^7	1	10^{-10}
Atmosphärisch	$10^1 - 10^4$	$10^2 - 10^5$	$10^{-1} - 10^{-4}$
SBL Reaktor	$10^{-1} - 10^0$	1	$10^{-2} - 10^{-3}$
LBL Reaktor	$10^1 - 10^2$	1	$10^{-4} - 10^{-5}$
SBL Beschleuniger	10^{-1}	$10^3 - 10^4$	10^{-1}
LBL Beschleuniger	$10^2 - 10^3$	$10^3 - 10^4$	$10^{-2} - 10^{-3}$

6.3.2 Neutrinooszillationen mit Sonnenneutrinos

- Idee: Zusammensetzung der Flavoreigenzustände nach Produktion der Neutrinos in der Sonne ist bekannt ($\approx 100\% \nu_e$ im pp-Zyklus), kann Zusammensetzung der Flavoreigenzustände in Detektoren auf der Erde messen \Rightarrow Unterschiedliche Zusammensetzung?
- Beobachte nur $\approx \frac{1}{3}$ der erwarteten ν_e aus der Sonne (Homestake-Experiment (Davis), 1960er)
 - Detektion von ν_e über $^{37}\text{Cl} + \nu_e \rightarrow ^{37}\text{Ar} + e^-$ in einer Mine (Homestake-Goldmine)
 - Große technische Herausforderung: Erwarte ~ 1 Neutrino alle 2 Tage
 - Aufbau: Tief unter der Erde liegender Tank mit 615 t C_2Cl_4
 - ν_e induziert inversen β -Zerfall von ^{37}Cl : $^{37}\text{Cl} + \nu_e \rightarrow ^{37}\text{Ar} + e^-$
 - Mindestenergie des ν_e für inversen β -Zerfall ist 814 keV \Rightarrow Nicht alle Neutrinos detektierbar
 - Argon (Edelgas) reagiert nicht mit Detektorflüssigkeit und ist damit gutes Maß für Anzahl der inversen β -Zerfälle
 - Spüle ^{37}Ar (gasförmig) mit He in regelmäßigen Abständen aus dem Tank heraus
 - ^{37}Ar zerfällt außerhalb des Tanks mit Halbwertszeit ~ 35 d zurück: $^{37}\text{Ar} \rightarrow ^{37}\text{Cl} + \nu_e + e^+$
 - Nachweis der e^+ aus ^{37}Ar -Zerfall mit Proportionalzählrohr
 - Beobachtung: Messe nur $\approx \frac{1}{3}$ des erwarteten ν_e -Stroms von der Sonne
 - Stimmt mit Erwartung aus Neutrino-Oszillationen überein, da sich für Sonnenneutrinos wegen $L \gg L_{12}$ auf der Erde schon alle Oszillationseffekte rausgemittelt haben
 - Erklärungen: Sonnenmodell (Bahcall) falsch, Auswertung falsch, Neutrinos werden unterwegs umgewandelt
 - Ergebnisse in 1980/90ern bestätigt (GALLEX, SAGE, IMB, Super-K)
- Nachweis von Neutrino-Oszillationen in Sonnenneutrinos (SNO, 2001)
 - Detektion aller Neutrinotypen mit Schwerwasser-Cherenkov-Detektor
 - Aufbau: $\sim 10^3$ t Schwerwasser (D_2O) in einem Tank in sehr tiefer Mine
 - Nachweis der Cherenkov-Photonen aus Neutrino-Wechselwirkungen mit PMTs
 - ν_e -Detektion: Geladener Strom $\nu_e + d \rightarrow e^- + 2p$
 - Nachweis: Cherenkov-Strahlung des e^-
 - ν_i -Detektion: Neutraler Strom $\nu_i + d \rightarrow \nu_i + p + n$
 - Nachweis: Photonen aus Neutroneneinfang streuen mit Elektronen, die danach Cherenkov-Strahlung emittieren
 - ν_i -Detektion: Neutraler Strom $\nu_i + e^- \rightarrow \nu_i + e^-$
 - Nachweis über Cherenkov-Strahlung des e^-
 - Mindestenergie für Neutrino-Wechselwirkungen ist 5 MeV \Rightarrow Nur Neutrinos aus ^8B -Fusions-Reaktion detektierbar
 - Ergebnis: Nachweis aller 3 Neutrinoarten und Bestimmung von θ_{12} und Δm_{21}^2 aus den Daten
 - Sonnenmodell von Bahcall damit auch bestätigt

- Borexino(seit 2007): Untersuchung von niederenergetischen Sonnenneutrinos
 - Ziel: Präzise Vermessung von Sonnenneutrinos(alle Neutrinentypen und $E > 250 \text{ keV}$)
 - * Bei SNO lag der Fokus auf Nachweis von Neutrino-Oszillationen, daher wurde nur kleiner Energiebereich der Sonnenneutrinos untersucht($E > 8 \text{ GeV}$)
 - Borexino erlaubt Tests des Standard-Sonnenmodells
 - * Bestätigung des MSW-Effekts(2014)
 - * Nachweis von Sonnen-Neutrinos aus dem CNO-Zyklus(Borexino, 2020)
 - Außerdem: Nachweis von Geoneutrinos(2010)
 - Sub-Experiment SOX sollte experimentelle Anomalien im Bezug auf sterile Neutrinos aufklären, wurde aber wegen technischen Problemen abgesagt

6.3.3 Neutrinooszillationen mit Atmosphärischen Neutrinos

- Idee: Neutrinos aus Atmosphäre über Japan und Neutrinos aus Atmosphäre auf der gegenüberliegenden Seite der Erde haben unterschiedliche Oszillationsstrecke und daher unterschiedliche Zusammensetzung der Flavoreigenzustände
 - Zusammensetzung der Flavoreigenzustände kurz nach der Produktion in $\pi^\pm \rightarrow \mu\nu_\mu \rightarrow e\nu_e\nu_\mu$ ist bekannt: 2 : 1 für $\nu_\mu : \nu_e$
- Kamiokande(seit 1980er)
 - Erstes Experiment zur Untersuchung von Oszillationen von Atmosphärischen Neutrinos, später aufgewertet zum Super-K
 - Erste Hinweise auf Umwandlungen zwischen ν_e und ν_μ
- Entdeckung von Oszillationen von atmosphärischen Neutrinos(Super-K, 1998)
 - Idee: ν_i -Detektion($i \in \{e, \mu\}$) über geladene Ströme $\nu_i + e^- \rightarrow \ell_i^- + \nu_e$
 - * $E_\nu < 2m_\tau$ für atmosphärische Neutrinos \Rightarrow Keine τ erzeugbar $\Rightarrow \nu_\tau$ nicht nachweisbar
 - Aufbau: Tank mit $5 \times 10^4 \text{ t}$ Wasser umgeben von 11200 PMTs in $\sim 1 \text{ km}$ tiefer Mine
 - * Tank aufgeteilt in zentralen Bereich und ein Abschirmbereich(bei beiden werden mit PMTs ausgelesen)
 - Nachweis von ℓ_i^- : ℓ_i^- verursacht Cherenkov-Kegel, der mit PMTs ausgelesen wird
 - Unterscheidung von Cherenkov-Kegeln von ν_μ und ν_e
 - * Cherenkov-Kegel ist scharf für μ^- und unscharf für e^- (wegen EM-Schauer für e^-)
 - * Elektronen schauern an der Trennwand sofort auf, Myonen durchdringen die Trennwand und werden auch von PMTs auf der anderen Seite detektiert
 - Notiz: Super-K wird auch zur Suche nach Proton-Zerfällen verwendet($\tau_p > 1.6 \times 10^{34} \text{ y}$)
 - Ergebnis(1998): Nachweis von Neutrinooszillationen
 - * Messgröße: Zenitwinkelabhängigkeit(Einfallswinkel/Vertikale des Wassertanks) von e^- - und μ^- -Rate
 - * Später: Vermessung von $\theta_{23}, \Delta m_{32}^2$
 - Super-K ist einziger laufender Detektor für Suche nach atmosphärischen Neutrinos
 - * Früher mehr Detektoren dieser Art: IMB, MACRO und der Vorgänger Kamiokande
- Zukunft: Hyper-K(ab 2025)
 - Idee: Upgrade von Super-K(20mal größeres Volumen) \Rightarrow Bessere Sensitivität
 - Verwendung auch als Detektor für Beschleuniger-Neutrinos

6.3.4 Neutrinooszillationen mit Reaktor-Neutrinos

- Idee: Messe Zusammensetzung des Neutrinostrahls aus einem Kernreaktor in gut gewählter Entfernung
 - Neutrinostrahl aus dem Kernreaktor enthält nach der Produktion in β -Zerfall ausschließlich ν_e
 - Reaktor-Neutrino-Idee ist alt(begann mit ν_e -Entdeckung 1956)
- Suche nach Neutrino-Oszillationen(1970er bis 2000er)
 - Savannah River 1979(hier wurde 1956 ν_e entdeckt): Erste Suche und Hinweise auf Neutrino-Oszillationen mit D_2O -Detektor
 - * Beobachtung: Weniger ν_e als erwartet
 - Palo Verde, CHOOZ: Technologische Entwicklungen zur Erhöhung der Präzision, weitere Hinweise
 - KamLAND(2002): Deutliche Hinweis auf Reaktor-Neutrino-Oszillationen mit 180 km Oszillationsstrecke
 - * Experiment am Kamiokande-Standort, umgeben von 55 japanischen Kernkraftwerken
 - * Ergebnisse waren in Übereinstimmung mit Ergebnissen von SNO
- Nachweis von Neutrino-Oszillationen([Daya Bay, 2012](#), [Double Chooz, 2012](#), [RENO, 2012](#))
 - Experimente: Daya Bay(China), Double Chooz(Frankreich), RENO(Südkorea)
 - Neue Idee: Baue je einen Detektor nah und fern vom Reaktor \Rightarrow Deutlich bessere Sensitivität
 - * Oszillationswinkel waren ungefähr bekannt \Rightarrow Konnte Abstand der Detektoren so wählen, dass man eine maximale Oszillation misst
 - Daya Bay erreicht zuerst $> 5\sigma$, Bestätigung kurze Zeit später durch RENO und Double CHOOZ
- JUNO(seit 2020): Massenhierarchie der Neutrinos bestimmen
 - Idee: Vorzeichen von Δm_{32}^2 aus Interferenz von θ_{12} - und θ_{13} -Oszillationen

6.3.5 Neutrinooszillationen mit Beschleuniger-Neutrinos

- Verwende Long-Baseline-Experimente mit $L \sim 100$ km
 - Idee: Erzeuge Neutrinostrahl in Hochenergie-Kollisionen am Beschleuniger und messe die Zusammensetzung in großem Abstand
 - * Zusammensetzung des Neutrinostrahls kann aus Theorie berechnet werden
 - Typisch: Je ein Nah- und Fern-Detektor
 - * Kann auch nur einen Fern-Detektor haben(wurde anfangs so gemacht), dann schlechtere Präzision
 - Vorteile gegenüber anderen Neutrinooszillations-Experimenten
 - * Kann Neutrinostrahl durch den Hadron-Strahl gut fokussieren
 - * Kann Energiebereich des Neutrinostrahls durch den Beschleuniger gut einstellen
- Geschichte von Long-Baseline-Experimenten
 - K2K(1999-2004): Neutrinostrahl von KEK-Synchrotron zum Super-K mit $L = 250$ km
 - OPERA(2010-2012): Neutrinostrahl vom SPS(CERN) nach Gran Sasso mit $L = 730$ km
 - * Ziel: Suche nach Umwandlungen in ν_τ
 - MINOS und MINOS+(2005-2016): Neutrinostrahl von NuMI(FermiLab) in eine Mine mit $L = 734$ km
 - * Detektor liegt im Schwerpunkt des NuMI-Strahls
 - NO ν A(seit 2014): Neutrinostrahl von NuMI(FermiLab) in eine Mine mit $L = 810$ km
 - * Detektor weicht um 14 mrad vom Schwerpunkt des NuMI-Strahls ab \Rightarrow Optimierte für Oszillationen von ν_μ (?)
 - T2K(seit 2010): Neutrinostrahl von J-PARC zum Super-K mit $L = 295$ km
 - Zukunft: DUNE(ab 2024): Neutrinostrahl vom NuMI(FermiLab) zum LBNF(Sanford) mit $L = 1300$ km

Tabelle 6.2: Übersicht über Neutrino-Oszillations-Experimente und Bestimmung der PMNS-Parameter und Neutrino-Massendifferenzen $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ (app. = appearance experiment, disapp. = disappearance experiment). (von PDG)

Quelle	Bsp	dominant	wichtig
Sonne	SNO, Borexino	θ_{12}	$\Delta m_{21}^2, \theta_{13}$
Atmosphärisch	Super-K, IceCube	—	$\theta_{23}, \Delta m_{31}^2 , \Delta m_{32}^2 , \delta_{CP}$
MBL Reaktor	Daya-Bay, Reno, D-Chooz	$\theta_{13}, \Delta m_{31}^2 , \Delta m_{32}^2 $	
LBL Reaktor	KamLAND	Δm_{21}^2	θ_{12}, θ_{13}
LBL Beschleuniger ν_μ disapp.	K2K, MINOS, T2K, NO ν A	$ \Delta m_{31}^2 , \Delta m_{32}^2 , \theta_{23}$	
LBL Beschleuniger ν_e app.	MINOS, T2K, NO ν A	δ_{CP}	θ_{13}, θ_{23}

6.3.6 Bestimmung der PMNS-Parameter und Neutrino-Massendifferenzen

- Bestimmung der PMNS-Parameter
 - “Solarer Mischungswinkel” $\theta_{12} \sim 30^\circ$ (SNO, KamLAND)
 - “Beschleuniger Mischungswinkel” $\theta_{23} \sim 40^\circ$ (K2K, MINOS, T2K, NO ν A, Super-K)
 - “Reaktor-Mischungswinkel” $\theta_{13} \sim 10^\circ$ (Daya Bay, Double Chooz, RENO)
 - Bisher keine präzisen Ergebnisse der 3 komplexen Phasen der PMNS-Matrix (MINOS, T2K, NO ν A, Super-K)
 - Ergebnis: $|\nu_1\rangle \approx |\nu_e\rangle, |\nu_2\rangle \approx \frac{1}{3} \sum_{i=e,\mu,\tau} |\nu_i\rangle, |\nu_3\rangle \approx \frac{1}{2} \sum_{i=\mu,\tau} |\nu_i\rangle$
 - * Großer Unterschied zum Quark-Sektor: Keine Hierarchie in der PMNS-Matrix
 - * In Matrix-Notation: $U \sim \begin{pmatrix} 0.6 & 0.3 & 0.1 \\ 0.2 & 0.3 & 0.5 \\ 0.2 & 0.3 & 0.5 \end{pmatrix} \Rightarrow$ PMNS-Matrix hat keine wirkliche Struktur/Hierarchie (im Gegensatz zur CKM-Matrix)
- Bestimmung der Neutrino-Massendifferenzen $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$
 - Beobachte Hierarchie $|\Delta m_{31}^2| \approx |\Delta m_{32}^2|^2 \gg \Delta m_{21}^2$
 - * Außerdem: Δm_{31}^2 ist abhängig bzw $\Delta m_{31}^2 = \Delta m_{32}^2 + \Delta m_{21}^2$
 - Kleine “Solare Massendifferenz” $\Delta m_{21}^2 \sim 10^{-3}$ (SNO, KamLAND)
 - * Anschaulich: Oszillation mit Frequenz $\propto \Delta m_{21}^2$ hat große Oszillationslänge \Rightarrow Deshalb Sonnen-Neutrinos
 - Große Massendifferenzen $\Delta m_{32}^2, \Delta m_{31}^2 \sim 10^{-3}$ (Reaktor- und Beschleuniger-Experimente)
 - * Anschaulich: Größere Frequenz \Rightarrow Oszillationslänge auf der Erde erreichbar
 - Bestimmung der Vorzeichen der Massendifferenzen
 - * Vorzeichen $\Delta m_{21}^2 > 0$ kann mit dem MSW-Effekt bestimmt werden
 - Argument: MSW-Effekt hat Resonanzbedingung $\sqrt{2}G_F n_e = \frac{\Delta m_{21}^2}{4E} \cos 2\theta_{12} \Rightarrow \theta_{12} \in [0, \frac{\pi}{4}]$ liefert $\Delta m_{21}^2 > 0$
 - * Vorzeichen von Δm_{32}^2 (oder äquivalent Δm_{31}^2) noch nicht bekannt

6.4 Weitere Themen

6.4.1 Neutrinoloser Doppel-Beta-Zerfall($0\nu\beta\beta$)

- Ziel: Majorana-Eigenschaft von Neutrinos experimentell bestätigen
 - Mit Majorana-Eigenschaft folgt automatisch auch Leptonzahl-Verletzung
- Doppel-Beta-Zerfälle
 - Idee: Betrachte Doppel-Beta-Zerfälle, da der Untergrund durch andere Prozesse hier minimal ist

- * Einziger Konkurrenzprozess: "Normaler" Doppel-Beta-Zerfall $2\nu\beta\beta$ (typischerweise wahrscheinlicher um Faktor $\sim 10^3$)
- "Normaler" Doppel-Beta-Zerfall ($2\nu\beta\beta$): Simulatener β -Zerfall von 2 Protonen/Neutronen in gg-Kern
 - * Für gg-Kerne führen einfache β -Zerfälle ($1\nu\beta$) nicht in einen stabileren Zustand (wegen Knicks in der Massenparabel) \Rightarrow Nur Doppel-Beta-Zerfälle möglich
 - * Ob β -Zerfälle von Protonen oder Neutronen zu energetisch günstigeren Zuständen führen, hängt von der Neutronenzahl des Kerns ab
- Neutrinoloser Doppel-Beta-Zerfall ($0\nu\beta\beta$): Simultaner β -Zerfall von 2 Protonen/Neutronen, in dem sich die beiden Neutrinos durch eine Majorana-Wechselwirkung annihilieren
 - * Intuitiv: Majorana-Neutrinos sind ihre eigenen Antiteilchen und können sich daher gegenseitig annihilieren
 - * Signatur von $0\nu\beta\beta$: Starke Überhöhung des Signals am Endpunkt
 - Begründung: 2 Elektronen tragen gesamte Energie des β -Zerfalls davon
- Observable in $0\nu\beta\beta$: $\frac{1}{\tau} = \Gamma = C m_{\beta\beta}^2$
 - Effektive Majorana-Masse $m_{\beta\beta} = \sum_i U_{ei} M_i$ mit den Majorana-Massen M_i der 3 Neutrino-Masseneigenzuständen
 - Proportionalitätsfaktor C kann aus Theorie berechnet werden \Rightarrow Kann $m_{\beta\beta}$ aus τ bestimmen
- Experimentelle Suchen nach $0\nu\beta\beta$
 - Experimente
 - * $0\nu\beta\beta$ in ^{76}Ge : HdM(1990-2003), IGEX, Gerda(2011-2020), MAJORANA(seit 2015)
 - * $0\nu\beta\beta$ in ^{136}Xe : EXO(2011-2018), KamLAND-Zen
 - * Zukunft: LEGEND(Zusammenschluss von GERDA und MAJORANA), nEXO
 - Nachweis für $0\nu\beta\beta$ mit $\tau = 2.2 \times 10^{25}\text{y}$ mit 6.4σ durch HdM
 - * Ergebnis nicht allgemein akzeptiert, da es nicht von anderen Experimenten bestätigt wurde
 - Aktuelle beste untere Schranke: $\tau = 1.8 \times 10^{26}\text{y}$ mit 90% CL(GERDA, 2020)
 - Erwartungen an untere Schranken von LEGEND und nEXO: $\tau \gtrsim 10^{28}\text{y}$

6.4.2 Suche nach CP-Verletzung im Leptonsektor

- Bedeutung von **CPV** im Leptonsektor
 - Lepton-**CPV** theoretisch beschrieben durch komplexe Phasen der PMNS-Matrix
 - Lepton-**CPV** kann Materie-Antimaterie-Asymmetrie erklären durch Leptogenese
- Experimentelle Suchen
 - Laufende Experimente T2K, NO ν A können Hinweise auf Lepton-**CPV** liefern
 - * Erster Hinweis auf Lepton-**CPV**(T2K, 2020), aber Widerspruch mit NO ν A
 - Zukünftige Experimente DUNE, Hyper-K werden großen Parameterbereich für Lepton-**CPV** einschränken

6.4.3 Bestimmung der Neutrinomasse

- Massenhierarchien
 - Normale Hierarchie $m_1 < m_2 \ll m_3$ bzw $\Delta m_{13}^2 > 0$
 - Invertierte Hierarchie $m_3 \ll m_1 < m_2$ bzw $\Delta m_{13}^2 < 0$
 - Quasi-entartete Hierarchie $m_1 \approx m_2 \approx m_3$ für $m_i^2 \gg \Delta m_{ij}^2$
- Neutrino-Oszillationen: Messung von Abständen zwischen Neutrino-Massen $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$

- Anschaulich: Sehr präziser Zugang zu Abständen zwischen Neutrinomassen
- $|m_{ij}^2|$ kann recht einfach aus Periodendauer der Oszillationen bestimmt werden
- Benötigte Tricks zur Bestimmung des Vorzeichen von m_{ij}^2
 - * Vorzeichen von Δm_{12}^2 kann mit MSW-Effekt für Sonnen-Neutrinos bestimmt werden
 - * Vorzeichen von Δm_{13}^2 kann aus Interferenzeffekten in Reaktor-Neutrinos bestimmt werden
- Achtung: Absolute Werte der Neutrinomassen und damit Massenhierarchie kann nicht aus Neutrinooszillationen bestimmt werden
- β -Zerfall: Messung der Elektron-Neutrino-Masse $m_{\bar{\nu}_e} = \sum_i |U_{ei}|^2 |m_i|$
 - Anschaulich: Zugang zu absoluter Massenskala der Neutrinomassen
 - Messe Elektron-Neutrino-Masse $m_{\bar{\nu}_e} = \sum_i |U_{ei}|^2 |m_i|$, da ν_e in β -Zerfall erzeugt wird
 - Messung einer nicht-verschwindenden Neutrinomasse mit dieser Methode und aktuellem Präzisionslevel nur möglich für quasi-entartete Massenhierarchie
 - KATRIN(seit 2019): Vermessung des Endpunkts für β -Zerfall von ^3He
 - * Vorgängerexperimente in Mainz(2005), Troitsk(2011): $m_{\bar{\nu}_e} < 2 \text{ eV}$
 - * Filtern von Elektronen mit Präzision $\sim 1 \text{ eV}$ bei KATRIN: MAC-E Filter
 - Idee: Filtere Elektronen nach Energie durch E-Feld
 - Schwierigkeit: Elektronen meist nicht parallel zum E-Feld \Rightarrow Filtere die falschen Elektronen
 - Trick: Lenke Elektronenbahnen auf Spiralbahn mit Magnetfeld \Rightarrow Im Bereich mit maximalem E-Feld(wichtig für Filter) verlaufen alle Elektronen parallel zum E-Feld
 - * Aktuelle 90% CL obere Schranke: $m_{\bar{\nu}_e} < 1.1 \text{ eV}$, Ziel nach 5 Jahren: $m_{\bar{\nu}_e} < 0.2 \text{ eV}$
 - Zukunftsideen: β -Zerfall bzw e^- -Einfang für ^{187}Re , ^{163}Ho
 - * Idee: Geringere Endpunktsenergie \Rightarrow Messung von Abständen $\sim 1 \text{ eV}$ ist einfacher
- Kosmologie: Summe der leichten Neutrinomassen $\sum_i m_i$ aus totaler Energiedichte des Universums
 - Anschaulich: Leichte Neutrinos entkoppeln im frühen Universum und bleiben relativistisch(?)
 - * "Leichte Neutrinos" bedeutet hier $m_i \lesssim 1 \text{ MeV}$
 - Problem: Ergebnisse abhängig von Annahmen des ΛCKM -Modells
- Neutrinoloser Doppelbetazerfall $0\nu\beta\beta$: Effektive Majorana-Masse $m_{\beta\beta}$
 - Achtung: Majorana-Massen m_i tragen zu $m_{\beta\beta} = \sum_i U_{ei}^2 m_i$ bei

6.4.4 Kohärente elastische Neutrino-Kern-Streuung/ $\text{CE}\nu\text{NS}$

- Effekt: Bei niedrigem Impulsübertrag kann Z mit gesamten Kern wechselwirken
 - Anschaulich: Wegen geringer Energie können einzelne Nukleonen nicht aufgelöst werden
 - Theorie-Vorhersage des Effekts lange bekannt(Freedman, 1974) \Rightarrow Bestätigung des SM
- Nachweis durch COHERENT(2017)
 - Aufbau: Neutrinos aus Spallation Neutron Source, Milchkannengroßer Neutrinodetektor(CsI-Szintillator, PMT)
 - Ergebnis: 134 ± 22 kohärente Neutrino-Kern-Streuungen

6.4.5 Lepton-Flavor-Universalität (LFU)

- LFU = Alle Lepton-Flavor-Eigenzustände koppeln gleich an alle Eichbosonen(?)
 - Für Leptonen werden konventionell Flavor-Eigenzustände verwendet
 - * Flavor-Eigenzustände können durch QM-Zeitentwicklung ineinander oszillieren(?)
- LFU ist Vorhersage im SM

- Trivial: Im **SM** haben alle 3 Lepton-Generationen dieselben Quantenzahlen unter den Eichgruppen
⇒ **LFU** gilt
- Gibt es auch Quark-Flavor-Universalität???
- **LFU** als Test für neue Physik(**NP**)
 - Idee: Vergleiche Präzisionsobservablen mit unterschiedlichen Leptonen im sonst selben Prozess und suche nach Abweichungen von **SM**-Vorhersage
 - * Vergleiche meist e und μ , da Observablen mit dem τ -Lepton wegen hadronischen Zerfällen oft hohe Unsicherheit haben

6.4.6 Lepton-Flavor-Verletzung (LFV)

- **Lepton Flavor Violation (LFV)** = Zerfälle zwischen Leptonen mit unterschiedlichem Flavor
 - Andere Perspektive: Lepton-Familienzahlen sind nicht erhalten(aber Leptonzahl ist erhalten)
- Unterscheide NLVF(neutral LVF) und **Charged Lepton Flavor Violation (CLFV)**(charged **LFV**)
 - NLVF schon beobachtet(Neutrino-Oszillationen)
 - **CLFV** noch nicht beobachtet ⇒ Interessant für Entwicklung der (nötigen) Erweiterung des **SM** auf Neutrino-Physik
- Suche nach **CLFV**
 - Interessantester Kanal: $\mu \rightarrow e\gamma, \tau \rightarrow \ell\gamma$

Abkürzungen

APD Avalanche PhotoDiode

BSM Beyond The Standard Model

CC Charged Current

CLFV Charged Lepton Flavor Violation

CP Combined Charge and Parity

CPT Combined Charge, Parity and Time Reversal

CPV CP violation

DC Drift Chamber

DIS Deep Inelastic Scattering

DISC Differential Cherencov Counter

ECAL Electromagnetic CALorimeter

EW Electroweak Theory

FCNC Flavor Changing Neutral Current

FEL Free Electron Laser

HCAL Hadronic CALorimeter

LFU Lepton Flavor Universality

LFV Lepton Flavor Violation

LINAC LINear ACcelerator

MIP Minimal Ionizing Particle

NC Neutral Current

NLFV Neutral Lepton Flavor Violation

NP New Physics

PID Particle IDentification

PMT PhotoMultiplier Tube

QCD Quantum Chromodynamics

QED Quantum Electrodynamics

QFT Quantum Field Theory

RICH Ring Imaging Cherenkov Detector

SM Standard Model

TOF Time Of Flight

TPC Time Projection Chamber

TRD Transition Radiation Detector

UT Unitarity Triangle

WFA WakeField Acceleration