
Experimentelle Untersuchung der Higgs-b/c-Kopplungen
in Photon-Proton-Kollisionen

*Experimental Study of the Higgs-b/c Couplings
in Photon-Proton Collisions*

DIPLOMARBEIT

DIPLOMA THESIS

Autor: Joachim Franck

Betreuer/Gutachter: PD Dr. Achim Geiser

Zweitgutachter: Prof. Dr. Peter Schleper

vorgelegt am

Dep. Physik der Universität Hamburg
Institut für Experimentalphysik

angefertigt am

DESY Hamburg
Gruppe ZEUS

Diese Diplomarbeit wurde von mir selbständig und ausschließlich unter Benutzung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst. Mit einer Veröffentlichung und Ausleihe bin ich einverstanden.

Hamburg, 18. Oktober 2010

Joachim Franck

Zusammenfassung

Mit Inbetriebnahme des *Large Hadron Colliders* werden neue Erkenntnisse über die Elementarteilchen erwartet, insbesondere erhoffen sich Teilchenphysiker den Nachweis des Higgs-Bosons. Die Messung der Higgs-Kopplungen an die Charm- und Beauty-Quarks wird dann von großer Bedeutung sein, um vorhandene Theorien in der Teilchenphysik zu verifizieren oder falsifizieren.

In der vorliegenden Diplomarbeit wurde untersucht, ob die oben genannten Kopplungen an einem *Large Hadron-Photon Collider* in assoziierter Produktion bestimmbar wären. Dabei wurde einerseits recherchiert, welche Designparameter eine solche Maschine haben könnte, andererseits wurden verschiedene Simulationsprogramme benutzt, um zentrale Eigenschaften der gewünschten Prozesse wie Wirkungsquerschnitt oder Kinematik vorherzusagen. Das Ergebnis dieser Arbeit ist, dass die Einzelereignisse gut erkennbar sind und der Untergrund zum Beauty-Prozess gering genug ist, um diese auch hervorstechen zu lassen. Allerdings ist mit der derzeitigen Technik die notwendige Luminosität nicht zu erreichen. Detaillierte Einführungen in diejenigen physikalischen und technischen Konzepte, auf die die Studie aufbaut, sowie in die benutzte Software runden die Arbeit inhaltlich ab.

Abstract

After the commissioning of the *Large Hadron Collider*, new insights into the physics of elementary particles are expected, in particular, particle physicists hope for the detection of the Higgs boson. Measuring the Higgs couplings to the charm and beauty quarks will be of great importance to verify or to falsify existing theories in particle physics.

In the present diploma thesis, it has been studied whether the couplings mentioned above would be measurable at a *Large Hadron-Photon Collider* in associated production. On one hand, the design parameters of such a machine were investigated, on the other hand, several simulation programs were used to predict essential properties of the desired processes, like cross sections and kinematics.

The result of the present work is that the single events are detectable and, for the beauty process, the background is low enough for the events to stand out. However, using the present technology, the required luminosity can not be achieved.

Detailed introductions into the physical and technological concepts that are fundamental for this study as well as into the used software round off the thesis' contents.

Inhalt

Zusammenfassung / Abstract	3
Einleitung	6
1 Das Standardmodell	7
1.1 Masse und Spin	7
1.2 Teilchenreaktionen	9
1.3 Schwache Hyperkraft	14
1.4 Schwacher Isospin	14
1.5 Elektroschwache Symmetriebrechung	16
1.6 Higgs-Mechanismus	18
1.7 Farbladung	20
1.8 Neutrinos	21
1.9 Jenseits des Standardmodells: SUSY	21
2 Teilchenbeschleuniger	25
2.1 Energie	25
2.2 Wirkungsquerschnitt und Luminosität	26
2.3 Beschleunigertypen	27
2.4 Beispiele	29
2.5 Photon-Proton-Collider	33
3 Teilchendetektoren am Beispiel von ZEUS	39
3.1 Vertexdetektor	40
3.2 Spurkammer	41
3.3 Spule	41
3.4 Elektromagnetisches Kalorimeter	41
3.5 Hadronisches Kalorimeter	42
3.6 Myondetektor	43
3.7 Veto Wall und Betonschild	43
3.8 FNC	43
3.9 Indirekter Nachweis der Neutrinos	43
3.10 ZEUS-Koordinaten	44
4 Simulation von Teilchenkollisionen	45
4.1 MadGraph	45
4.2 PYTHIA	46
4.3 FORMOZA	47

5	Higgs-Charm- und Higgs-Beauty-Kopplungen	49
5.1	Erwartungen an LHC, sLHC und ILC	49
5.2	Assoziierte Higgs-b/c-Ereignisse am $LH\gamma C$	52
5.3	Wirkungsquerschnitte	55
5.4	MSSM-Higgs-Boson am $LH\gamma C$	58
5.5	Kinematik	59
6	Zusammenfassung und Ausblick	65
7	Anhang	67
7.1	MadGraph	67
7.2	PYTHIA, „PYTHIGGS“	72
7.3	FORMOZA	74
7.4	ZEUS-spezifische Anwendung der Software	76
7.5	Abbildungen auf Englisch	80
8	Danksagungen	81
	Abbildungsverzeichnis	83
	Tabellenverzeichnis	84
	Literaturverzeichnis	85

Einleitung

Die Suche nach den universellen Gesetzmäßigkeiten der Natur beschäftigt die Menschheit seit Anbeginn. Die während dieser Suche erzielten Ergebnisse helfen uns einerseits, die Umwelt umfassender zu verstehen und zu manipulieren (Welcher Zeitpunkt des Jahres ist für die Saat am günstigsten? Funktioniert ein Kompass zuverlässig? Welche Energiequellen können genutzt werden?), andererseits geben sie uns Antworten auf die Fragen nach dem Ursprung und dem Wesen des Weltalls, der Erde und des Lebendigen. Um zu einem belastbaren Weltbild zu gelangen, hat sich die wissenschaftliche Methode, schon lange bevor sie als solche formuliert wurde, als sinnvolle Vorgehensweise bewährt; insbesondere dem Experiment als Mittel zur Verifikation oder Falsifikation von Hypothesen kommt besondere Bedeutung zu.

Die Physik ist nach heutiger Auffassung die Wissenschaft von den als grundlegend angenommenen Objekten (Teilchen) und Kräften (Wechselwirkungen) der Natur. Von den letzteren sind derzeit vier bekannt. Die effektiv am weitesten reichende und gleichzeitig schwächste von ihnen ist die Gravitation, welche durch Massen(dichten) bzw. Energiedichten hervorgerufen wird und deren abstrakteste Beschreibung Anfang des zwanzigsten Jahrhunderts mithilfe der Allgemeinen Relativitätstheorie (ART) Einsteins gelang. Aus verschiedenen konzeptionellen, mathematischen und physikalischen Gründen ist es bisher nicht gelungen, die Gravitation auf dieselbe Art zu beschreiben wie die drei restlichen Käfte (Starke, Schwache und elektromagnetische Wechselwirkung), nämlich durch Eichtheorien (Abel'sch bzw. Yang-Mills).

In der vorliegenden Diplomarbeit wird anhand computergestützter Simulationen untersucht, ob sich ein bestimmtes experimentelles Design, ein Photon-Proton-Beschleuniger mit ZEUS-artigem Teilchendetektor, dafür eignet, gewisse Vorhersagen von Standardmodell und darüber hinausgehender Theorien zu überprüfen: Die Kopplungsstärke des (noch hypothetischen) Higgs-Bosons an die Charm- und Beauty-Quarks. Die ersten vier Kapitel meiner Arbeit beinhalten eine Einführung in die physikalischen und technischen Grundlagen der Fragestellung: Standardmodell der Elementarteilchen, Teilchenbeschleuniger und deren Detektoren, Simulation von Teilchenkollisionen. Im fünften Kapitel beurteile ich die Zweckmäßigkeit existierender Experimente und präsentiere in Abschnitt 5.2 meine Ergebnisse zum Photon-Proton-Collider. Im Anhang erläutere ich die von mir verwendete Software und demonstriere, wie ich mit ihrer Hilfe zu den genannten Resultaten gekommen bin.

1 Das Standardmodell

Das *Standardmodell der Elementarteilchen* oder kurz *Standardmodell* (SM) [Ber06] beschreibt sowohl die (Eich-)Wechselwirkungen als auch die genauen Eigenschaften (definierte Quantenzahlen) der bekannten Elementarteilchen, aus denen nach derzeitiger Auffassung die gesamte Materie aufgebaut ist. Im Standardmodell finden sich viele der bedeutenden physikalischen Theorien und Konzepte, die bisher entwickelt wurden, wieder, beispielsweise Elektromagnetismus, Spezielle Relativitätstheorie, Quantentheorie oder das Hamilton'sche Prinzip. Das Standardmodell liefert die mit Abstand allgemeinste und präziseste Beschreibung der Natur in Bereichen, in denen die Gravitation als vernachlässigbar angesehen wird, insbesondere auf subatomaren Skalen.

1.1 Masse und Spin

Die bekannten, als punktförmig angesehenen Elementarteilchen [PDG08] lassen sich in zwei große Gruppen einteilen. Die Teilchen der ersten Gruppe haben eine Spinquantenzahl von $\frac{1}{2}$, sind also Fermionen. (Bisher wurden noch keine elementaren Fermionen mit höherer Spinquantenzahl gefunden.) Sie unterliegen damit dem Pauli-Prinzip und können deswegen ausgedehnte Strukturen bilden – es sind „Materieteilchen“. Diese Teilchen haben alle eine nichtverschwindende Masse¹ (siehe Tab. 1.1) und kommen, je nach Projektion des Spins auf die Bewegungsrichtung, als links- oder rechtshändige Teilchen vor (Notation: f_L bzw. f_R).

Die Massen der geladenen Leptonen, welche als freie Teilchen existieren, sind sehr genau bestimmbar. Im Standardmodell werden die winzigen Massen der Neutrinos als exakt gleich Null angenommen. Dies widerspricht aktuellen Forschungsergebnissen (Neutrinooszillationen, z. B. [Bil06, Fog06]), nach denen zwar noch keine genauen Werte, aber obere und untere Grenzen für die Neutrinomassen angegeben werden können. Eine Erweiterung des Standardmodells dahingehend, Neutrinos als massive Teilchen zu behandeln, ist aber unproblematisch.

Die Massen der fünf leichtesten Quarks hängen von Modellannahmen für die QCD ab (s. Abschnitt 1.7), da die Quarks nur als gebundene Zustände vorkommen, und damit bei Energiemessungen dieser Zustände nicht eindeutig definiert ist, wie groß die Anteile von kinetischer Energie, potentieller Energie und Ruheenergie sind. Das Top-Quark zerfällt schneller als es sich stark binden kann, weshalb seine Masse (seine „Polmasse“; sie entspricht etwa einem ${}^{184}_{74}\text{W}$ -Kern!) direkt bestimmbar ist.

¹In dieser Arbeit werden alle Massen als Ruheenergien, also mit dem Faktor $c_{(\text{Licht})}^2$, angegeben. Impulse werden mit c multipliziert. Der Teilchenphysik-Konvention folgend wird die Energieeinheit eV (Elektronenvolt), u. U. mit SI-Vorsätzen, verwendet: $1\text{eV} \approx 1,6 \cdot 10^{-19}\text{J}$

Teilchensorte					Ruheenergie
Fermionen f	Leptonen l	Neutrinos ν	—	ν_1	> 0
			—	ν_2	$m_{\nu_1}..m_{\nu_3}$
			—	ν_3	$\lesssim 2 \text{ eV}$
		schwer (geladen) L	Elektron	e	0,511 MeV
			Myon	μ	106 MeV
			Tau	τ	1777 MeV
	Quarks q	up-artig U	Up	u	1,5..3,3 MeV
			Charm	c	1,3 GeV
			Top (Truth)	t	170 GeV
		down-artig D	Down	d	3,5..6 MeV
			Strange	s	100 MeV
Beauty (Bottom)			b	4,3 GeV	

Tabelle 1.1: Fermionen des Standardmodells I – Einteilung und Masse. Zu den Neutrino- und Quarkmassen: siehe Text. Das Symbol „Q“ steht in dieser Arbeit für c- und b-Quarks („heavy flavors“).

Teilchensorte				Ruheenergie
Bosonen X	Spin-0 (skalar)	Higgs-Boson (SM)	H	n. n. nachgew.
	Spin-1 (Vektor)	Gluon	g	0 eV (Theorie)
		Photon	γ (A)	$< 10^{-18} \text{ eV}$
		W-Bosonen	W^+, W^-	80,4 GeV
		Z-Boson	Z^0	91,2 GeV

Tabelle 1.2: Bosonen des Standardmodells – Einteilung und Masse

Die Teilchen der zweiten Gruppe haben eine ganzzahlige Spinquantenzahl, sind also Bosonen (bisher wurden nur elementare Spin-1-Bosonen, also Vektorbosonen, nachgewiesen). Sie unterliegen somit nicht dem Pauli-Prinzip, können also in beliebiger „Menge“ ausgetauscht werden – sie sind „Feldteilchen“ (Austauschquanten; Tab. 1.2). Photon und Gluon sind masselos, haben als reale Teilchen also immer eine von Null verschiedene Helizität (Spinprojektion auf die Bewegungsrichtung).

Das Photon und die drei schweren Spin-1-Bosonen (W^\pm, Z^0) werden als Mischzustände von vier anderen Spin-1-Bosonen interpretiert: dem B-Boson ($m_B \approx 43 \text{ GeV}$) und den Bosonen W^1, W^2 und W^3 (mit den selben Massen wie W^\pm ; siehe Abschnitt 1.5). Das Higgs-Boson, ein skalares (d. h. Spin-0-) Boson, ist das einzige bisher noch nicht nachgewiesene Teilchen des Standardmodells. Seine Masse wird im Bereich von 120 bis 160 GeV erwartet [ATL99, LEP09], siehe Abbildung 1.1.

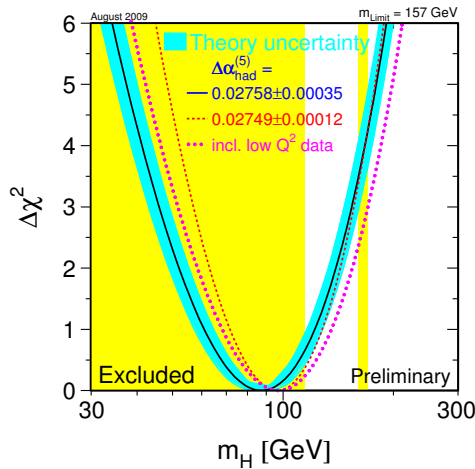


Abbildung 1.1: Der berühmte „Blue Band Plot“. Als Ergebnis eines globalen Fits an experimentelle Daten (elektroschwache Wechselwirkung) kann die (Standardmodell-)Higgs-Masse mit einer Unsicherheit von $\Delta\chi^2 \leq 4$ auf etwa 45 bis 160 GeV eingegrenzt werden. Experimentell sicher ausgeschlossen ist eine Masse unter 115 GeV (farbig unterlegt). [LEP09]

1.2 Teilchenreaktionen

Es scheint ein Naturprinzip zu sein, dass, sofern es eine „passende“ Wechselwirkung² gibt und die relativistischen Viererimpulse sowie der Gesamtspin erhalten bleiben, prinzipiell jeder Zerfall von schwereren Teilchen in leichtere erlaubt ist. Also ist die (Teilchen-)Masse auch im SM relevant; ihre *Gravitationswirkung* ist aber um über 30 Zehnerpotenzen kleiner als die anderen Wechselwirkungen, also im Vergleich zu deren Messunsicherheiten vollkommen vernachlässigbar.

Teilchenreaktionen können durch Diagramme visualisiert werden, welche zu Ehren ihres Erfinders als *Feynman-Diagramme* bezeichnet werden (siehe Abb. 1.2 ff): In einem angelegten Koordinatensystem mit der Zeit- und einer Raumachse wird jedem Teilchen eine Linie (*Propagator*; symbolisch für seine Weltlinie) und jeder Kopplung ein Punkt (*Vertex*; symbolisch für das Raumzeit-Ereignis) zugewiesen. So kann jede Teilchenreaktion eindeutig und übersichtlich dargestellt werden. Aber Feynman-Diagramme liefern, in Kombination mit den entsprechenden *Feynman-Regeln*, auch quantitative Informationen:

- Jedem Propagator wird ein (komplexwertiger) mathematischer Term zugeordnet, in welchem relevante Informationen über Teilchenart (Spezies), Impuls, Spin usw. enthalten sind.
- Jedem Vertex wird ein Term zugeordnet, welcher die Art der Wechselwirkung (Kopplungskonstante) und ihre Stärke (Kopplungsstärke der Teilchen; Ladungsfluss) bestimmt. An jedem Vertex müssen (mathematisch) diejenigen Quantenzahlen erhalten sein, die durch die (physikalische) Wechselwirkung erhalten werden.
- Die Wahrscheinlichkeitsamplitude der Reaktion ergibt sich dann als Integral des Produkts dieser Terme über den zur Verfügung stehenden Phasenraum, d. h. alle kinematisch erlaubten Endzustände.

²inklusive erhaltener Quantenzahlen, s. folgende Abschnitte

- Jeder quantenmechanische Prozess ist Summe aus den Reaktionen, die den einfachsten Feynman-Graphen entsprechen, sowie allen komplizierteren Reaktionen mit gleichem Anfangs- und Endzustand. Je nach Anzahl der auftretenden Vertices spricht man von Reaktionen führender Ordnung (*Leading Order, LO*), nächstführender Ordnung (*Next to Leading Order, NLO*) und so weiter. Die Wahrscheinlichkeitsamplitude einer Reaktion n -ter Ordnung ist proportional zur n -ten Potenz der Kopplungskonstanten. Ist diese klein genug und gibt es nicht zu viele Diagramme höherer Ordnung, konvergiert die Summe.
- Das Übergangsmatrixelement ist proportional zum Absolutquadrat der Wahrscheinlichkeitsamplitude. Da letztere komplexwertig ist, interferieren die Beiträge der einzelnen Reaktionen im Allgemeinen konstruktiv oder destruktiv. Das Matrixelement ist auch proportional zum Wirkungsquerschnitt³, also einer Messgröße, über die der Zusammenhang zwischen Theorie und Experiment hergestellt werden kann. „Ja man kann sogar so weit gehen und sich auf den Standpunkt stellen, dass die Gesamtheit der Feynman-Graphen die [Elementarteilchen-]Theorie *sei*.“ [Bjo98]

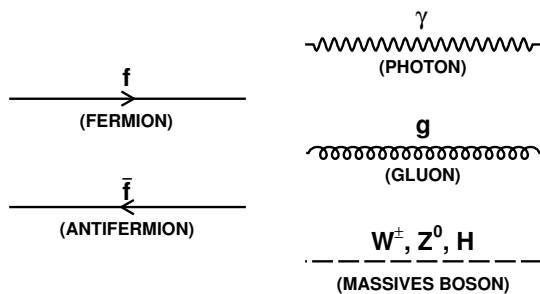


Abbildung 1.2: Gebräuchliche Notation für Propagatoren der verschiedenen Teilchen in Feynman-Diagrammen. Die Pfeile an den Fermionlinien verdeutlichen, ob es sich um ein Teilchen oder ein Antiteilchen handelt (Feynman-Stückelberg-Interpretation).

Die Teilchenreaktion kann alternativ dazu als ein Streuprozess aufgefasst werden, dessen Dynamik durch eine Differentialgleichung (z. B. Dirac-Gleichung, Klein-Gordon-Gleichung) beschrieben wird. Diese Gleichung kann als rekursive Integralgleichung geschrieben werden, deren Lösung (ein Spinor) im Allgemeinen nur iterativ gewonnen werden kann (Born'sche Reihe). Die Lösung nach jedem Iterationsschritt entspricht der Wahrscheinlichkeitsamplitude des nächsthöheren Feynman-Graphen. Die Differentialgleichung selbst ist eine Euler-Lagrange-Feldgleichung, d. h. ihre Lösung ist Extremum der Lagrangedichte der Wechselwirkung (Hamilton'sches Prinzip). Nach derzeitiger Auffassung sind (quantenmechanische) Teilchensysteme durch Angabe ihrer Lagrangedichte \mathcal{L} eindeutig und vollständig beschrieben. Die Lagrangedichte des Standardmodells, aus der also alle bekannten Feynman-Graphen gewonnen werden können, ist eine Summe aus Termen mit folgenden Strukturen:

- Kinetische Fermionterme: $\mathcal{L}_f = i\bar{\psi}\gamma_\mu\partial^\mu\psi$. Hierbei bezeichnet ψ einen Spinor, die γ_μ sind die Dirac-Matrizen und ∂^μ ist die kovariante Ableitung nach der μ -ten Raumzeitkomponente. Die zugehörigen Feynman-Diagramme sind einfach die Propagatoren.
- „Naive“ Massenterme der Fermionen: $\mathcal{L}_m = -\bar{\psi}m\psi$. Im Standardmodell werden diese Terme allerdings durch Kopplungen an das Higgs-Feld ersetzt.

³auf diese Größe wird in Abschnitt 2.2 eingegangen

- Fermion-Boson-Kopplungsterme (Strom-Feld-Kopplung): $\mathcal{L}_{\text{fX}} = -\bar{\psi}k\gamma_{\mu}\frac{Q^a}{2}X_a^{\mu}\psi$. Hierbei ist k die Kraftkonstante⁴ der Wechselwirkung⁵ mit einer Linearkombination der Bosonen-Potentiale X_a^{μ} . Die zu diesem Term gehörenden Feynman-Diagramme sind:

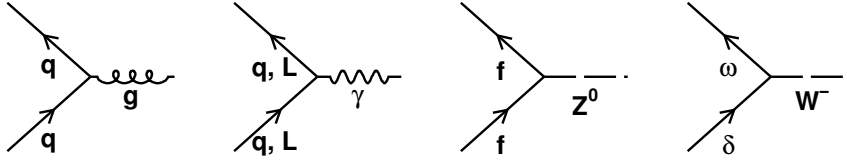


Abbildung 1.3: Fermion-Vektorboson-Kopplungen des Standardmodells.

- Boson-Boson-Kopplungen: drei ($\mathcal{L}_{\text{XXX}} = +\frac{k}{2}C_{bc}^a(\partial^{\mu}X_a^{\nu} - \partial^{\nu}X_a^{\mu})X_b^{\mu}X_c^{\nu}$) oder vier Eichbosonen ($\mathcal{L}_{\text{XXXX}} = -\frac{k^2}{4}C_a^{bc}C_{b'c'}^aX_b^{\mu}X_c^{\nu}X_{\mu}^{b'}X_{\nu}^{c'}$). Die C_{bc}^a sind die Strukturkonstanten der jeweiligen Eichgruppe. Setzt man $X_a^{\mu\nu} = \partial^{\mu}X_a^{\nu} - \partial^{\nu}X_a^{\mu} - kC_a^{bc}X_b^{\mu}X_c^{\nu}$, kann die Boson-Boson-Kopplung, auch unter Berücksichtigung kinetischer Bosonenterme, kompakt als eichinvarianter kinetischer Feldterm geschrieben werden: $\mathcal{L}_{\text{XX}} = -\frac{1}{4}X_a^{\mu\nu}X_{\mu\nu}^a$.

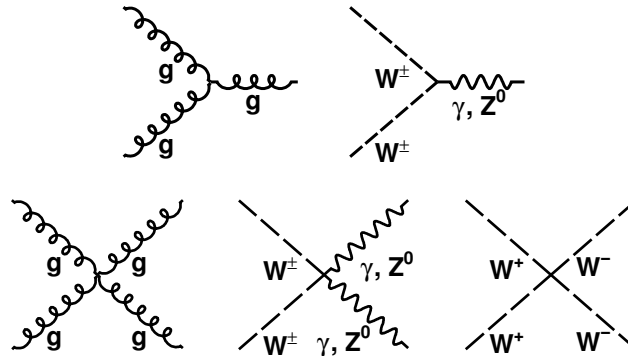


Abbildung 1.4: Drei- und Vier-Vektorboson-Kopplungen des Standardmodells.

⁴Häufiger werden die Kopplungskonstanten $\alpha = \frac{k^2}{4\pi}$ verwendet, beispielsweise die (elektromagnetische) Feinstrukturkonstante $\alpha_{(em)} \approx \frac{1}{137}$.

⁵(pers. Anm.) Die Dimensionslosigkeit sowie die relative Stärke von Kopplungen lässt sich folgendermaßen veranschaulichen: Das Gauß'sche Gesetz impliziert Potentiale $V(r) = \alpha \cdot z_1 z_2 / r$ zwischen Fermionen mit – von α abhängigen – Quantenzahlen z_1, z_2 . Multiplikation auf beiden Seiten mit r ergibt die Dimension der Naturkonstanten $\hbar c \equiv 1$, somit kann eine natürliche Skala $z_{nat} = \sqrt{\hbar c / \alpha} \equiv 1 / \sqrt{\alpha}$ gefunden werden. Damit ist, unabhängig von α , $V(r) = \frac{\hbar c}{r} \cdot \frac{z_1}{z_{nat}} \cdot \frac{z_2}{z_{nat}}$. Je nachdem, wie groß die in der Natur auftretenden Quantenzahlen der entsprechenden Wechselwirkung relativ zur natürlichen Skala sind, ist die Wechselwirkung „stark“ oder „schwach“. Für die Elementarladung gilt beispielsweise $z_{em} : z_{nat} = \sqrt{\alpha_{em}} \approx 0,085$; für die Protonmasse – als typische Teilchenmasse – gilt $z_{mass} : z_{nat} = m_p / M_{Planck} \approx 10^{-19}$.

- Yukawa-Kopplung (Massenterme) der Fermionen: $\mathcal{L}_{f\bar{f}H} = -\bar{\psi} \frac{\lambda_f v}{\sqrt{2}} \psi$. Die Kopplungsstärken λ_f sind proportional zu den Fermionmassen; v ist der Vakuumerwartungswert des Higgs-Feldes, technisch gesprochen: eine Massenskala.

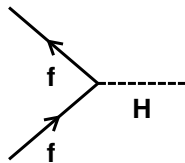


Abbildung 1.5: Yukawa-Kopplungen des Standardmodells.

- Higgs-Boson-Kopplungen: $\mathcal{L}_{XXH} = \frac{v^2}{8} X k^2 X \sim km_X X^2 H$ und $\mathcal{L}_{XXHH} \sim k^2 X^2 H^2$. Sie ersetzen nicht-kovariante Terme wie $Xm_X^2 X$.

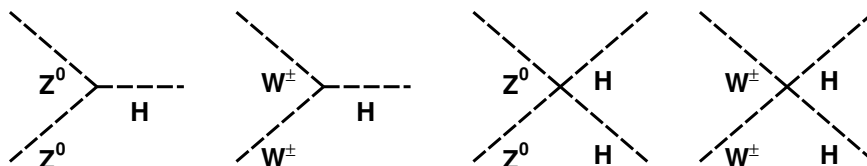


Abbildung 1.6: Higgs-Vektorboson-Kopplungen des Standardmodells.

- Higgs-Masse ($\mathcal{L}_{HH} = \mu^2 H^2$) und Higgs-Selbstkopplungen ($\mathcal{L}_{HHH} \sim \frac{\mu^2}{v} H^3$, $\mathcal{L}_{HHHH} \sim \frac{\mu^2}{v^2} H^4$)

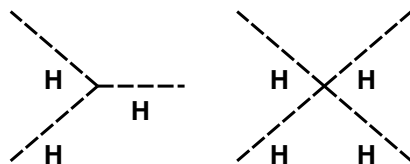


Abbildung 1.7: Higgs-Selbstkopplung des Standardmodells.

- Das Higgs-Boson kann indirekt auch über einen Top-Loop an die masselosen Photonen und Gluonen koppeln (vgl. Abschnitt 5.1.1.1):

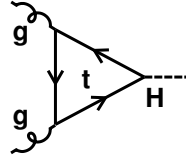


Abbildung 1.8: ggH-Kopplung via Top-Loop

An dieser Stelle sind noch zwei wichtige Konzepte zu nennen, die in der Teilchenphysik eine bedeutende Rolle spielen: Eichinvarianz und kovariante Ableitung. Betrachtet man die Lagrangedichte für ein (masseloses) Fermion, das sich in einem äußeren Feld bewegt, so findet man:

$$\mathcal{L}_* = \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_{\text{ffX}} = \bar{\psi} \left(i\gamma_\mu \partial^\mu - k\gamma_\mu \frac{Q^a}{2} X_a^\mu \right) \psi$$

Die Forderung nach lokaler Invarianz der Lagrangedichte bei Eichtransformation des Spinors

$$\psi(x^\mu) \mapsto \exp \left(ik \frac{Q^a}{2} \beta_a(x^\mu) \right) \psi(x^\mu) \quad (1.1)$$

erfordert auch eine Transformation des Bosonenfeldes („Eichinvarianz als dynamisches Prinzip“):

$$X_a^\mu \mapsto X_a^\mu - \partial^\mu \beta_a - k C_a^{bc} \beta_b X_c^\mu \quad (1.2)$$

Die Terme einer Wechselwirkung, welche die Fermionen enthalten, können außerdem kompakt mithilfe der *kovarianten Ableitung* D^μ geschrieben werden:

$$\mathcal{L}_* = \bar{\psi} i\gamma_\mu \left(\partial^\mu + ik \frac{Q^a}{2} X_a^\mu \right) \psi =: \bar{\psi} i\gamma_\mu D^\mu \psi$$

Formal sieht dieser eichinvariante Term wie die Lagrangedichte einer kräftefreien Fermionpropagation aus.

1.3 Schwache Hyperkraft

Das in den Mischzuständen γ und Z^0 enthaltene B-Boson⁶ koppelt an alle Fermionen mit einer Stärke, welche proportional zu der Quantenzahl, die als *schwache Hyperladung* Y bezeichnet wird und deren Betrag von Teilchensorte und Spinausrichtung abhängt, und proportional zur Kraftkonstanten g' (Kopplungskonstante α_1) ist. Zu jeder Fermionsorte und Spinausrichtung gibt es zwei Werte der Hyperladung: eine für Teilchen (f) und eine für Antiteilchen (\bar{f}), s. Tab. 1.3. Da die Neutrinos im Standardmodell masselos sind, bewegen sie sich stets mit Lichtgeschwindigkeit; es gibt also kein Bezugssystem, in dem sich ihre Spinausrichtung ändert. Die verschwindende Hyperladung rechtshändiger Neutrinos und linkshändiger Antineutrinos ist damit *immer* gleich Null: sie nehmen nie an der Wechselwirkung teil.

Da diese $U(1)_Y$ -Wechselwirkung nur von einem Boson übertragen wird, besitzt sie keine Strukturkonstanten und ist abelsch: Das Boson koppelt nicht an sich selbst.

f (\bar{f})	l_L (\bar{l}_R)	ν_R ($\bar{\nu}_L$)	L_R (\bar{L}_L)	q_L (\bar{q}_R)	U_R (\bar{U}_L)	D_R (\bar{D}_L)
Y	-1 ($+1$)	0 (0)	-2 ($+2$)	$+\frac{1}{3}$ ($-\frac{1}{3}$)	$+\frac{4}{3}$ ($-\frac{4}{3}$)	$-\frac{2}{3}$ ($+\frac{2}{3}$)

Tabelle 1.3: Fermionen des Standardmodells II: Hyperladung

1.4 Schwacher Isospin

Es gibt drei verschiedene W-Bosonen, die mit W^1 , W^2 und W^3 bezeichnet werden. Diese koppeln mit der Schwachen Kopplungskonstanten α_2 ($= g^2/4\pi$) nur an linkshändige Fermionen (bzw. rechtshändige Antifermionen): die Schwache Wechselwirkung ist bezüglich Ladungskonjugation und Parität maximal antisymmetrisch. (Sofern man von der CP-Verletzung z. B. bei K- oder B-Bosonen absieht, ist sie bezüglich kombinierter Ladungskonjugation und Paritätsumkehr symmetrisch.) Mathematisch wird dieser Eigenschaft durch die Einführung von Projektionsoperatoren Rechnung getragen.

Bei der Kopplung eines W-Bosons an ein Fermion wird dieses in einer klar definierten Weise in ein anderes Fermion umgewandelt. Damit können die linkshändigen Fermionen (rechtshändigen Antifermionen) zu Paaren zusammengefasst werden, zwischen deren Mitgliedern – und nur zwischen denen – die W-Bosonen vermitteln. In Analogie zur Spinausrichtung z. B. von Elektronen wird für die Wechselwirkung der W-Bosonen eine Quantenzahl, der (Schwache) *Isospin* T eingeführt. Die linkshändigen Fermionpaare (und rechtshändigen Antifermionpaare) werden als Isospindoublets aufgefasst (Tabelle 1.4), also als dasselbe System, nur in zwei unterschiedlichen Isospin-Zuständen; die linkshändigen Antifermionen und rechtshändigen Fermionen betrachtet man als Isospinsingulets.

⁶vgl. Abschnitt 1.5

$T = 0$	$T_3 = 0$	$\nu'_{R,L}$	$\bar{\nu}'_{L,R}$	$U_{R,D}'_R$	\bar{D}'_L, \bar{U}_L
$T = \frac{1}{2}$	$T_3 = +\frac{1}{2}$	$l_L = (\nu'_L)_L$	$\bar{l}_R = (\bar{\nu}'_R)_R$	$q_L = \begin{pmatrix} U \\ D' \end{pmatrix}_L$	$\bar{q}_R = \begin{pmatrix} \bar{D}' \\ \bar{U} \end{pmatrix}_R$
	$T_3 = -\frac{1}{2}$				

Tabelle 1.4: Fermionen des Standardmodells III: Schwacher Isospin

Die Strukturkonstanten dieser Wechselwirkung ergeben sich – wieder in Analogie zum Spin-1/2 – aus den Kommutatoren der Pauli-Matrizen: Es gilt $C_a^{bc} = \epsilon_a^{bc}$ (Levi-Civita-Symbol), die Wechselwirkung ist nichtabelsch. Damit koppeln die W-Bosonen auch untereinander – die Wechselwirkung ist nichtlinear. Die Summe der Bosonfelder $T_a W^a$ kann man sich als dreidimensionales Vektorfeld mit Basis $\{T_1, T_2, T_3\}$ und ortsabhängigen Komponenten $W^1(x_\mu), W^2(x_\mu), W^3(x_\mu)$ vorstellen: $\vec{W}(x_\mu)$. Die lokale Eichtransformation (Gl. 1.1) entspricht dann einer (ortsabhängigen) Drehung $\vec{\beta}$ im Isospinraum mit Betrag $|\vec{\beta}|$ um die Achse \vec{n}_β . Wie die Algebra der halbzahlgigen Spins ist auch die der Isospingruppe eine SU(2)-Algebra, hier als SU(2)_L bezeichnet, wobei das „L“ für die linkshändigen Teilchendoublets steht.

An dieser Stelle ist es wichtig zu betonen, dass die Isospin-Partnerfermionen von Masseneigenzuständen *nicht notwendigerweise* ebenfalls Masseneigenzustände sind; sie sind vielmehr – was quantenmechanisch durchaus plausibel ist – Mischzustände. Die Konvention lautet, dass die Felder up-artiger Quarks U und geladener Leptonen L als reine Zustände der schwachen Wechselwirkung definiert werden und sich die Felder ihrer Isospinpartner D' bzw. ν' aus den experimentell zu ermittelnden Mischungsmatrizen (komplexwertige unitäre (3×3) -Matrizen) ergeben. Die Matrizen sind jeweils nach ihren Erfindern Cabibbo, Kobayashi und Maskawa bzw. Pontecorvo, Maki, Nakagawa und Sakata benannt:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu'_\mu \\ \nu'_\tau \end{pmatrix} = U_{\text{PMNS}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

Zumindest für die Quarks ist diese Mischung aber recht gering: Jedes up-artige Quark hat als Isospinpartner *fast genau* dasjenige down-artige Quark, welches (zufälligerweise?) seiner eigenen Position in der Massenhierarchie (leichtestes, mittleres, schwerstes) entspricht. Man spricht von den drei *Teilchengenerationen* oder *-familien*, denen auch das entsprechend schwere geladene Lepton (mit seinem Neutrino) zugeordnet wird. Nur aufgrund der Mischungen sind Teilchenzerfälle von einer höheren Generation zu einer niedrigeren überhaupt möglich, was im Laufe der kosmischen Entwicklung dazu geführt hat, dass die derzeit beobachtbare Materie praktisch ausschließlich aus den stabilen Teilchen der ersten Generation besteht: Elektronen, Up- und Down-Quarks.

1.5 Elektroschwache Symmetriebrechung

Doch nicht nur für die Fermionen, sondern auch für die Bosonen gilt, dass schwache und Masseneigenzustände nicht übereinstimmen: Die Massenzustände A (Photon) und Z^0 (Z-Boson) werden mithilfe des (experimentell zu bestimmenden) Schwachen Mischungswinkels θ_W aus den Wechselwirkungszuständen B- und W^3 -Boson gebildet; umgekehrt lassen sich letztere aus den Massenzuständen rekonstruieren:

$$\begin{pmatrix} B \\ W^3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta_W) & -\sin(\theta_W) \\ \sin(\theta_W) & \cos(\theta_W) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ Z^0 \end{pmatrix}$$

Die Summe der Kopplungsterme mit den W^3 - und B-Bosonen lässt sich dann umformen:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{ff}W^3, \text{ff}B} &= \bar{\psi} \left(gT_3 W^3 + g' \frac{Y}{2} B \right) \psi \\ &= \bar{\psi} \left(gT_3 A \sin(\theta_W) + gT_3 Z^0 \cos(\theta_W) + g' \frac{Y}{2} A \cos(\theta_W) - g' \frac{Y}{2} Z^0 \sin(\theta_W) \right) \psi \\ &= \bar{\psi} \left(gT_3 \sin(\theta_W) + g' \frac{Y}{2} \cos(\theta_W) \right) A \psi + \bar{\psi} \left(gT_3 \cos(\theta_W) - g' \frac{Y}{2} \sin(\theta_W) \right) Z^0 \psi \end{aligned}$$

Der erste Term muss gleich $\bar{\psi} e z A \psi$ sein (Ladungsquantum / Elementarladung e ; elektromagnetische Kopplung / Ladungsmenge z), da genau das Photon der Träger der elektromagnetischen Wechselwirkung ist. Setzt man hier ein linkshändiges Fermiondublett $f_L = \begin{pmatrix} \omega \\ \delta \end{pmatrix}_L$ ein (mit gleicher Hyperladung Y , entgegengesetzten Isospins $T_3 = \pm \frac{1}{2}$, mittlerer Ladung \bar{Q} und den Teilchenladungen $Q = \bar{Q} + T_3$)

$$\begin{aligned} +\frac{1}{2}g \sin(\theta_W) + g' \frac{Y}{2} \cos(\theta_W) &= \left(\bar{Q} + \frac{1}{2} \right) e \\ -\frac{1}{2}g \sin(\theta_W) + g' \frac{Y}{2} \cos(\theta_W) &= \left(\bar{Q} - \frac{1}{2} \right) e, \end{aligned}$$

so ergeben sich nach Differenzen- bzw. Summenbildung die Zusammenhänge

$$g \sin(\theta_W) = e \tag{1.3}$$

$$Y g' \cos(\theta_W) = 2\bar{Q} e. \tag{1.4}$$

In Anlehnung an α_1 und α_2 wird $\alpha_{em} = e^2/4\pi$ definiert. Setzt man in Gleichung 1.4 analog zu Gleichung 1.3 $g' \cos(\theta_W) = e$, so folgt der ebenfalls wichtige Zusammenhang

$$Y = 2\bar{Q} = 2(Q - T_3).$$

Die elektrische Ladung koppelt gleichermaßen an links- und rechtshändige Teilchen (bzw. Antiteilchen), sodass die Hyperladungen der korrespondierenden Singulett-Teilchen ω_R und δ_R folgende Gleichungen erfüllen müssen (welche Gl.n 1.3 und 1.4 entsprechen):

$$\frac{1}{2} (Y_\omega - Y_\delta) = 1$$

$$\frac{1}{2}(Y_\omega + Y_\delta) = 2\bar{Q}$$

Die schwache Hyperladung der Elementarteilchen kann also aus den experimentell bestimmbaren Größen „Ladung“ und „Chiralität“ gewonnen werden, wobei folgende elektrische Ladungen auftreten (das untere Vorzeichen gilt jeweils für Antiteilchen):

Teilchensorte	Neutrinos	geladene Leptonen	Up-Quarks	Down-Quarks
elektr. Ladung	0	∓ 1	$\pm \frac{2}{3}$	$\mp \frac{1}{3}$

Tabelle 1.5: Fermionen des Standardmodells IV: Elektrische Ladung

Die Kopplung der Fermionen an das Z^0 lässt sich nun mithilfe der elektrischen Ladung, des schwachen Isospins und des Schwachen Mischungswinkels ausdrücken:

$$\begin{aligned} c_Z &= gT_3 \cos(\theta_W) - g'(Q - T_3) \sin(\theta_W) \\ &= \frac{e}{\sin(\theta_W) \cos(\theta_W)} (T_3 - Q \sin^2(\theta_W)) \end{aligned}$$

Somit kann θ_W z. B. durch Vergleich der Z^0 -Kopplungen an links- und rechtshändige Teilchen bestimmt werden: $\theta_W \approx 28,7^\circ$. Die Kopplungen der (linkshändigen) Fermiondubletts an die anderen beiden W-Bosonen haben die Form

$$\mathcal{L}_{\text{ffW}^{1,2}} = \bar{\psi}_L g (T_1 W^1 + T_2 W^2) \psi_L .$$

Unter Benutzung der Leiteroperatoren

$$T_\pm := \frac{1}{\sqrt{2}}(T_1 \pm iT_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} \pm i \begin{pmatrix} 0 & -\frac{i}{2} \\ +\frac{i}{2} & 0 \end{pmatrix} \right) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} \mp \frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix}$$

sowie günstiger Linearkombinationen der W-Bosonen

$$W^\pm := \frac{1}{\sqrt{2}}(W^1 \pm iW^2)$$

liest sich die Kopplung dann

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{ffW}^\pm} &= g \begin{pmatrix} \bar{\omega}_1 & \bar{\delta}_1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & W^- \\ W^+ & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \omega_2 \\ \delta_2 \end{pmatrix} \\ &= g (\bar{\omega}_1 W^- \delta_2 + \bar{\delta}_1 W^+ \omega_2) . \end{aligned}$$

Die neuen Bosonen, W^+ und W^- , koppeln also an je eine Isospin-up- und eine Isospin-down-Komponente. Sie tragen selbst elektrische Ladung, nämlich genau die Differenz der Komponenten eines Isospindubletts – eine Elementarladung. Beachtenswert ist, dass das Z-Boson *keine* Übergänge zwischen den Fermiongenerationen ermöglicht (*FCNCs* – *Flavor changing neutral currents*, z. B. $t \rightarrow Z^0 c$ oder $Z^0 \rightarrow s\bar{d}$), während die (geladenen) W-Bosonen dies durch ihre Vermittlung zwischen up- und down-artigen Fermionen in Verbindung mit der in Abschnitt 1.4 angesprochenen Mischung erlauben (z. B. $t \rightarrow W^+ s$ oder $W^+ \rightarrow c\bar{d}$). Da in vielen einfacheren Theorien für Physik jenseits des Standardmodells FCNCs erlaubt wären, können diese experimentell ausgeschlossen werden.

1.6 Higgs-Mechanismus

Im letzten Abschnitt wurden bei der Zusammenfassung der Fermionen zu Dubletts die Massen der Elementarteilchen nicht berücksichtigt. Das Problem ist nämlich, dass die direkte Einführung von Massentermen u. A. beiden Isospinpartnern dieselbe Masse zuordnen würde ($\overline{\psi}_L m \psi_L = \overline{\omega}_L m \omega_L + \overline{\delta}_L m \delta_L$), was in der Natur aber offensichtlich nicht der Fall ist. Die im Standardmodell favorisierte Lösung für dieses Problem ist die Einführung eines Isospindubletts, welches Massen generiert – das Higgs-Feld [Din07].

Hierzu betrachtet man die kovariante Ableitung der Schwachen Wechselwirkungen

$$D_\nu = \partial_\nu + ig' \frac{Y}{2} B_\nu + ig T_a W_\nu^a$$

und führt einen zusätzlichen Lagrangeterm ein:

$$\mathcal{L}_{Higgs} = |D_\nu \phi|^2 + \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.5)$$

Hierbei ist ϕ das angesprochene Higgs-Dublett, ein komplexwertiges Feld, welches sich – in einer speziellen Eichung – schreibt als

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} .$$

Der erste Term der Lagrangedichte beschreibt zwar formal die Kinematik des Higgs-Feldes unter Vorhandensein der Schwachen Wechselwirkungen, beim Ausmultiplizieren entstehen aber Terme der Form $\pm \frac{v^2}{8} (kX)^2$, welche genau den Termen entsprechen, die man bekäme, würde man die Bosonmassen „von Hand“ in die SM-Lagrangedichte schreiben (Beachte: In der Klein-Gordon-Gleichung beispielsweise tritt die Masse quadratisch auf!): $\pm \frac{1}{2} (mX)^2$. Die Bosonmassen sind damit

$$m_B = \frac{v}{2} g', \quad m_W = \frac{v}{2} g .$$

Die Massen der physikalischen Zustände ergeben sich nach Rotation um den Schwachen Mischungswinkel, und tatsächlich erweist sich das Photon als masselos:

$$m_A = 0, \quad m_Z = \frac{v}{2} \sqrt{g^2 + g'^2}$$

Aus den Massen der W- und Z-Bosonen sowie den Kopplungsstärken g und g' kann der *Vakuumerwartungswert* v des Higgs-Feldes bestimmt werden, er beträgt 246 GeV. Weil er so hoch ist und damit die Bosonmassen so groß sind, hat die Schwache Wechselwirkung eine sehr kurze Reichweite; die typische Distanz beträgt

$$r \approx \frac{\hbar}{m_W} \approx 3 \text{ am} = 3 \cdot 10^{-18} \text{ m} ,$$

also Tausendstel eines Protondurchmessers. Im Gegensatz dazu hat die elektromagnetische Wechselwirkung, die ja eine vergleichbare Kopplungsstärke besitzt, aufgrund der Masselosigkeit des Photons eine unbegrenzte Reichweite. Das Vorhandensein zweier elektrischer Ladungstypen führt aber zu einer Abschirmung des Elektromagnetismus auf makroskopischen Skalen.

Die beiden letzten Terme der Lagrangedichte (Gl. 1.5) beschreiben das Higgs-Potential selbst:

$$V_{Higgs} = -\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$$

Dieses ist für positives μ und λ W-förmig bzw. hat in zwei Dimensionen (ϕ ist komplex) die Form eines Sombreros (*Mexican hat potential*, Abb. 1.9) oder – je nach Geschmack des Betrachtenden – des Bodens einer Sektflasche: es hat degenerierte Minima. Die Minima entsprechen nicht dem Symmetriezentrum des Potentials – welches ein lokales Maximum ist –; im energetisch günstigsten Zustand, dem Grundzustand, ist die Symmetrie also gebrochen. Der erwartete Vakuumwert des Higgs-Potentials ist dann

$$v = \sqrt{2} \langle \phi \rangle = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}} .$$

Bei bekanntem v ist noch einer der Parameter μ , λ frei. Erst nachdem das Higgs-Boson nachgewiesen und seine Masse μ bestimmt worden ist, kann auch die Selbstkopplung λ berechnet werden – oder umgekehrt.

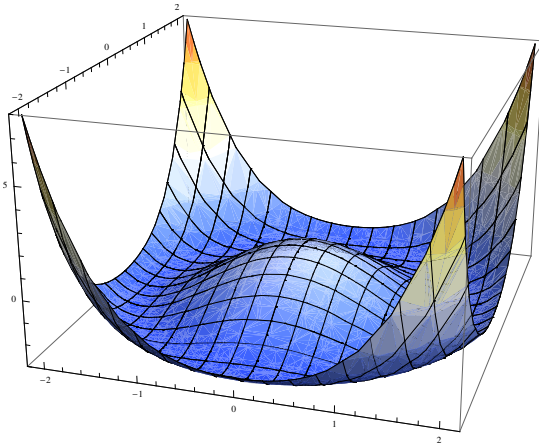


Abbildung 1.9: Das Potential des Higgs-Feldes ($v = 246$ GeV, $m_H = 140$ GeV), aufgetragen über Real- (x-Achse) und Imaginärteil (y-Achse) der Feldamplitude in Einheiten von 100 GeV. Seine degenerierten Minima (dunkelblau, unten) liegen auf dem Kreisbogen bei $\langle \phi \rangle_{min} = \frac{v}{\sqrt{2}}$. Bei $\phi = 0$ befindet sich ein lokales Maximum.

Die Yukawa-Kopplungen, d. h. die Kopplungen der Fermionen an das Higgs-Feld, lassen sich kovariant als Produkt zweier Isospindoublets – linkshändiges Fermion und Higgs – sowie eines Isospinsingulets – rechtshändiges Fermion, z. B. down-artig – schreiben:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Yuk} &= -\lambda_\delta \bar{f}_L \phi \delta_R = -\lambda_\delta (\bar{\omega}, \bar{\delta}) \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \delta_R \\ &= -\frac{\lambda_\delta v}{\sqrt{2}} \cdot \bar{\delta} \delta_R - \frac{\lambda_\delta h(x)}{\sqrt{2}} \cdot \bar{\delta} \delta_R \end{aligned}$$

Damit erhalten die Fermionen Masse (erster Term) und wechselwirken mit dem Higgs-Boson (zweiter Term). Up-artige Fermionen werden an ein entsprechend geeichtes Higgs-Feld (mit oberen Einträgen) gekoppelt; da rechtshändige Neutrinos (im SM) nicht existieren, kann für sie auch keine derartige Kopplung gefunden werden, damit sind (linkshändige) Neutrinos masselos. Man beachte ferner, dass das eingeführte Higgs-Feld das einfachste ist, welches den gestellten Anforderungen (einzelnes Isospin-1/2-Dublett; symmetrisches Potential mit lokalem Maximum bei 0) gerecht wird.

1.7 Farbladung

Die dritte fundamentale Wechselwirkung, die „Starke Kraft“ mit der Kraftkonstanten g_s (bzw. α_s oder α_{QCD}), wirkt bezüglich der Fermionen nur zwischen den Quarks; sie koppelt nicht an die Leptonen. Man hat drei Ladungszustände gefunden, die als Rot (R), Grün (G) und Blau (B) bezeichnet werden: jedes Quark trägt genau eine dieser „Farbladungen“ (Farben, *Colors*), jedes Antiquark entsprechend eine Antifarbe „Antirot“ (\bar{R}), „Antigrün“ (\bar{G}) und „Antiblau“ (\bar{B}).⁷ Die Algebra der Starken Kraft ist die (nichtabelsche) $SU(3)_C$, wobei „C“ für *Color* steht. Die Kraftteilchen der Starken Kraft, die acht Gluonen⁸, tragen selbst jeweils Farbe (*und* Antifarbe). Dies hat zur Folge, dass Gluonen auch an sich selbst koppeln und dass sie nicht mit den anderen, farbneutralen Bosonen mischen. Da die Gluonen auch noch masselos sind und damit in beliebiger Menge virtuell erzeugt werden können, nimmt die Kraft zwischen zwei Quarks mit zunehmender Entfernung nicht ab (wie etwa das elektrostatische Potential), sondern zu (wie etwa bei einem Gummiband) – die Gluonen bilden einen „Farbstring“ zwischen den Quarks. Ab einer bestimmten Entfernung reicht die potentielle Energie aus, um aus dem Vakuum ein reelles Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen; der Farbstring reißt an dieser Stelle. Energetisch am günstigsten ist die Situation, in der die Stringfragmente farbneutral sind.

Alle bisher beobachteten gebundenen Quarksysteme (Hadronen) sind auch farbneutral, d. h. sie bestehen (neben Gluonen) entweder aus drei verschiedenfarbigen Quarks, drei verschiedenfarbigen Antiquarks (sind „weiß“, wenn man beim Bild der additiven Farbmischung bleiben möchte) oder aus einem Quark und einem Antiquark mit passender Antifarbe. Erstere werden als Baryonen, letztere als Mesonen bezeichnet. Baryonen haben, da sie aus drei Fermionen bestehen, halbzahligen Spin, Mesonen dagegen ganzzahligen Spin, sind also Bosonen. Alle Mesonen sind instabil, da es immer elektromagnetische oder Schwache Zerfallskanäle gibt. Farbneutrale Systeme aus mehr Quarks *und* Antiquarks (z. B. Pentaquark-Systeme $q_1 q_2 q_3 q_4 \bar{q}_5$) oder allein aus Gluonen (*Glueballs*) wurden bisher nicht eindeutig nachgewiesen. Die wichtigsten Hadronen sind die Nukleonen *Proton* (zwei Up-, ein Down-Quark) und *Neutron* (ein Up-, zwei Down-Quarks), beide haben einen Gesamtspin von $\frac{1}{2}$. Da das Down-Quark ein wenig schwerer als das Up-Quark ist, sind freie Neutronen instabil: sie zerfallen nach einer mittleren Lebensdauer von etwa 15 Minuten schwach in ein Proton, ein Elektron und ein Elektron-Antineutrino. In gebundenen Zuständen (Atomkernen) können Neutronen aufgrund der Energiebilanz des Gesamtsystems aber durchaus stabil sein. Da Hadronen farbneutral sind, wirkt zwischen ihnen die Starke Wechselwirkung kaum noch. Eine Restwechselwirkung (wie etwa zwischen elektrischen Multipolen) besteht dennoch und macht sich zum Beispiel als „Kernkraft“ bemerkbar: ähnlich der schwachen Wechselwirkung mit ihren W- und Z-Bosonen kann die Kernkraft als Austausch der drei Pionen (leichteste Mesonen) π^+ , π^- , π^0 beschrieben werden; im Gegensatz zu ersteren sind die Pionen als zusammengesetzte Teilchen aber keine Eichbosonen. Mit ihrer Hilfe kann jedoch die Reichweite der Kernkraft (d. h. die typische Größe von Atomkernen) und damit das Regime der Starken Kraft abgeschätzt werden:

$$r \approx \frac{\hbar}{m_W} \approx 1,5 \text{ fm} = 1,5 \cdot 10^{-15} \text{ m}$$

⁷Aus diesem Grunde wird die Quantenfeldtheorie der Starken Kraft als Quanten*chromodynamik* (QCD) und die Kraft selbst auch als Farbkraft bezeichnet.

⁸ihr Name leitet sich von engl. *glue*, Leim, ab

In der Natur streng erhalten müssen nur die den ungebrochenen Eichwechselwirkungen entsprechenden Quantenzahlen sein (Noethertheorem): elektromagnetische Ladung, Farbladung und – mit Einschränkungen – Schwacher Isospin. Aufgrund der speziellen Strukturen der Wechselwirkungen gibt es aber noch andere Erhaltungsgrößen, so sind etwa die Baryonzahl \mathcal{B} (Differenz aus Quark- und Antiquarkzahl) und die Leptonzahl \mathcal{L} (Differenz aus Lepton- und Antileptonzahl) erhalten. Starke und elektromagnetische Wechselwirkung erhalten im Gegensatz zur Schwachen Wechselwirkung die Quarkflavors (inkl. Starkem Isospin). Sie respektieren außerdem C-, P- und T-Symmetrie einzeln, während die Schwache Kraft diese Symmetrien verletzt.

1.8 Neutrinos

Rechtshändige Neutrinos und linkshändige Antineutrinos nehmen also an keiner der Wechselwirkungen des Standardmodells teil, weshalb sie nicht als Teilchen desselben gesehen werden. Aufgrund ihrer nachweislich von Null verschiedenen Masse gibt es aber für jedes rechtshändige Neutrino (und linkshändige Antineutrino) Bezugssysteme, in denen seine Händigkeit umgekehrt ist, es also doch wechselwirken sollte. Aus diesem Grunde wurden sie in den Tabellen mit aufgeführt.

Die Frage, ob Neutrinos mit Antineutrinos identisch sind, ist noch nicht abschließend beantwortet; der neutrinolose $2\text{-}\beta$ -Zerfall wäre ein Hinweis auf die Identität, wurde aber bisher nicht beobachtet.

1.9 Jenseits des Standardmodells: SUSY

Trotz des Erfolges des Standardmodells, die Natur auf Skalen bis hinab zu 10^{-19} Metern korrekt und einheitlich zu beschreiben, gibt es mehrere Argumente dafür, dass das Standardmodell nicht *der Weisheit letzter Schluss* sein kann. Die hauptsächlichen Argumente sind:

- Das Standardmodell hat mindestens 18 freie Parameter: neun Fermionmassen (zwölf mit der Erweiterung um die Neutrinos), drei Mischungswinkel und eine komplexe Phase der CKM-Matrix (dasselbe für die PMNS-Matrix, wenn Neutrinooszillationen beschrieben werden sollen), drei Kopplungskonstanten, Higgs-Selbstkopplung und Higgs-Vakuumerwartungswert (aus denen die drei Bosonmassen und damit auch θ_W folgen). Von einer umfassenden Theorie würde man weniger Freiheitsgrade, im besten Fall keinen oder einen, erwarten.
- Es ist keineswegs selbstverständlich, dass Protonen und Elektronen betragsmäßig die gleiche elektrische Ladung, aber mit umgekehrtem Vorzeichen, haben. Anders gesprochen: das Standardmodell gibt keine Auskunft darüber, warum das Verhältnis der Ladungen von Elektron und Down-Quark genau gleich der Anzahl der Farbladungen ist und warum die ganzzahlig geladenen Teilchen farbneutral sind, alle drittelzahlig geladenen aber nicht. Dass sich in Prozessen mit fermionischen Dreiecksloops (z. B. $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma$) diese bei hohen Impulsen genau aufheben (Dreiecks-/ chirale Anomalie), wenn Lepton- und Quarkladungen in einem bestimmten Verhältnis stehen, legt

einen tieferen Zusammenhang zwischen QCD und QED nahe ($SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ -Struktur), dessen Herkunft noch nicht verstanden ist. Ebenfalls ungeklärt ist, ob ein Zusammenhang etwa mit der Anzahl der Raumzeitdimensionen besteht.

- Die Erhaltung von Baryon- und Leptonzahl fußt nicht auf so tiefen Prinzipien wie die Erhaltung der Quantenzahlen, die für die Kopplungen verantwortlich sind (elektrische Ladung, Hyperladung, Farbladung). Es wäre also denkbar, dass etwa das Proton durch Austausch eines drittelzahlig geladenen Bosons in ein Positron und ein π^0 zerfällt, wodurch nur die Differenz $\mathcal{B} - \mathcal{L}$ erhalten bliebe. Ob das Proton nur wegen des Fehlens des Bosons, aufgrund dessen großer Masse oder aus anderen Gründen stabil ist, ist unbekannt.
- Es gibt nur drei leichte Neutrinos, also auch drei geladene Leptonen als deren Isospinpartner. Man hat auch nur drei Quark-Generationen gefunden, aber diese Zahlen sind im Standardmodell nicht a priori festgelegt (dass die Zahl der Familien gleich ist, folgt aus der o. g. Dreiecksanomalie). Ebensovienig ist klar, dass es nur die bisher nachgewiesenen Bosonen gibt. Von beiden Teilchensorten kann es (jenseits des Standardmodells) durchaus noch schwerere oder schwerer nachweisbare Varianten geben, nach denen auch gesucht wird. Folgen wir dem anthropischen Prinzip, sollte es sowieso mindestens drei Quarkgenerationen geben, da erst dann eine CP-verletzende Phase in der CKM-Matrix auftreten kann. Diese Phase wird, im Zusammenspiel mit einer hypothetischen Verletzung der Baryonzahl, für die Materie-Antimaterie-Asymmetrie im Universum verantwortlich gemacht, ohne welche wir nicht existieren könnten.
- Die Kopplungskonstanten der Kräfte sind von der Schwerpunktsenergie (d. h. vom Teilchenabstand) abhängig – sie „laufen“. Während die Starke Kraft mit zunehmender Energie schwächer wird, nehmen die beiden anderen Kräfte an Stärke zu. Man könnte nun erwarten, dass ab einer bestimmten Energie alle drei Kopplungen genau gleich groß werden und darüber als vereinheitlichte Wechselwirkung beschreibbar sind. Extrapolationen des Standardmodells nach hohen Energien haben aber gezeigt, dass diese „Große Vereinheitlichung“ nicht exakt stattfindet, es sei denn, es existieren noch bisher unentdeckte Teilchen im TeV-Bereich.
- Eine „Super“-Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen bezüglich Anzahl und Quantenzahlen, ähnlich derjenigen zwischen up- und down-artigen Quarks, ist zwar nicht notwendig, aber auch nicht verboten. Durch sie könnten bei hohen Energien einige Divergenzen (z. B. die Nichtrenormierbarkeit der Masse des skalaren Higgs-Bosons) vermieden werden.
- Wie in der Einleitung angedeutet, konnte die Gravitation bisher nicht wie die anderen drei Kräfte beschrieben werden. Ein Versuch, Gravitation und Yang-Mills-Theorien mithilfe von Schleifen und Knoten in Mannigfaltigkeiten zu beschreiben, wird mit der *Loop-Quantengravitation* unternommen [Gam96, Bae08], bisher jedoch ohne experimentelle Beweismöglichkeiten. Weiter entwickelt und genauer untersucht, aber bisher ebenso unbewiesen ist die *Stringtheorie* [Gre87], in die sich allerdings recht zwanglos die noch zu erläuternde Supersymmetrie (*SUSY*) einbetten lässt.

- Fine-Tuning- und Hierarchieproblem: Es ist auch unklar, *warum* die Gravitation so viel schwächer ist als die anderen Kräfte bzw. warum die elektroschwache Skala (246 GeV) so viel kleiner ist als die Planck-Skala ($\sim 10^{19}$ GeV), bei der Quanten- und Gravitationseffekte gleich groß werden. Die Planck-Skala wird auch als natürlicher Abschneideparameter für Loop-Korrekturen angesehen, was aber bedeuten würde, dass diese riesigen Divergenzen durch andere riesige Konstanten so präzise kompensiert werden müssten, dass Massen und Ladungen der Elementarteilchen die bekannten, relativ winzigen Werte annehmen. Es ist fraglich, ob dies *plausibel* ist.
- Die Rotationskurven der Galaxien und unser derzeitiges Verständnis der Entstehung und Entwicklung des Universums stimmen nicht mit den Erwartungen überein, die sich aus der kombinierten Anwendung von Gravitation und Standardmodell ergeben würden. Ein möglicher Ansatz, um zumindest einige Beobachtungen erklären zu können, besteht in der Einführung bisher nicht entdeckter Teilchen, der *Dunklen Materie* (z. B. Axionen oder WIMPS – *Weakly Interacting Massive Particles*), welche das Standardmodell erweitern und die astronomischen Effekte erklären könnten.

Die erwähnte Supersymmetrie (*SUSY*) ist eine elegante Möglichkeit, einige der angegebenen Probleme zu lösen [Ait07]. Die Grundidee (des einfachsten SUSY-Modells, $N=1$) ist, dass jedem Fermion ein „supersymmetrisches“ Partnerboson (Sfermion) und jedem Boson ein entsprechendes Fermion („Bosino“) zugeordnet wird: die Spins werden gegenüber den SM-Teilchen um $\frac{1}{2}$ reduziert; die Spin-0-Higgs-Bosonen bekommen Spin- $\frac{1}{2}$ -Partner. (Aufgrund der unterschiedlichen Freiheitsgrade der Partnerspinoren ist die Theorie hinter dieser Zuordnung recht anspruchsvoll, siehe z. B. [Bin06, Din07].) Die Superpartner sollen in allen anderen Quantenzahlen (Ladungen) übereinstimmen. Man stellt leicht fest, dass unter den bisher entdeckten Teilchen keine Superpartner sind, es muss also einen Mechanismus geben, der die Supersymmetrie bei einer bestimmten Energieskala bricht und damit die SUSY-Massen gegenüber den SM-Massen erhöht; es wird von 1 TeV, also einem experimentell durchaus zugänglichen Bereich, ausgegangen. Eine neue Quantenzahl, die R-Parität, wird zusätzlich eingeführt, welche gleich +1 bei SM-Teilchen und -1 bei deren SUSY-Partnern ist. Ferner muss vor der Supersymmetrisierung mindestens ein zweites Higgs-Dublett eingeführt werden, wonach fünf dieser Bosonen existieren müssten: zwei neutrale, CP-gerade Higgs-Bosonen ($h^{(0)}, H^{(0)}$), zwei geladene Higgs-Teilchen (H^\pm) und ein CP-ungerades Boson ($A^{(0)}$).

In dieser Arbeit wird nur das *Minimal Supersymmetrische Standardmodell MSSM* betrachtet. Es ist minimal dahingehend, dass es mit dem kleinsten Teilcheninhalt, den eine supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells haben kann, auskommt. Die vielen Parameter, die die SUSY-Erweiterung mit sich bringt, können auf insgesamt nur fünf reduziert werden. Bezüglich der SUSY-Erweiterung wird nur von den zusätzlichen Higgs-Bosonen die Rede sein (die prinzipiell auch ohne SUSY existieren könnten), und es werden nur die betreffenden Parameter m_A und $\tan(\beta)$ eine Rolle spielen.

Die supersymmetrischen Teilchen verhalten sich – abgesehen von der Quantenstatistik – in einigen Punkten anders als die SM-Teilchen. So würden wohl die *Binos* \tilde{B} und *Winos* \tilde{W}^3 mit den spingleichen *Higgsinos* \tilde{h}, \tilde{H} zu vier *Neutralinos* $\tilde{\chi}_{1,4}^0$ mischen; ebenso die geladenen Winos und Higgsinos zu je zwei *Charginos* $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$. Die Sfermionen zu links- und rechtshändigen Fermionen wären deutlich unterschiedliche Teilchen (bzw. „chirale Superfelder“) statt nur solche mit anderer Helizität.

Das SUSY-Modell bietet folgende Lösungen für folgende Probleme des Standardmodells an: Oberhalb der SUSY-Skala würden die zusätzlichen virtuellen Teilchen das Laufen der Kopplungskonstanten beeinflussen, sodass sie sich exakt treffen könnten, wodurch eine Große Vereinheitlichung der Teilchenkräfte tatsächlich stattfinden könnte. Parallel dazu ist es denkbar, dass die SUSY-Massen ebenfalls auf eine solche Weise laufen, dass sie bei der GUT-Skala gleich groß werden. Dies würde die Anzahl der Parameter der SUSY gegenüber der des Standardmodells zumindest nicht drastisch erhöhen. Die zusätzlichen virtuellen Loops würden auch die existierenden Fermion-Loops der Higgs-Propagation kompensieren, sodass das Hierarchieproblem (zumindest im Wesentlichen) gelöst wäre.

Die SUSY-Teilchen würden – wie die SM-Teilchen auch – in leichtere Teilchen zerfallen. Aufgrund der Erhaltung der R-Parität kann aber das leichteste supersymmetrische Teilchen LSP nicht ausschließlich in SM-Teilchen zerfallen: es ist stabil. Angenommen, es hätte sich kurz nach dem Urknall aus normaler Materie bilden und wieder in sie annihilieren können; nach einer gewissen Zeit wäre aber seine Dichte im Universum so gering geworden, dass es nicht mehr paarweise zu SM-Teilchen hätte zurückreagieren können, dann wäre dieses massive Teilchen noch in großer Zahl vorhanden. Wäre das LSP nun ein Neutralino, also ein nur schwach (und gravitativ) wechselwirkendes Teilchen, so wäre es ein idealer Kandidat für Dunkle Materie. Bis auf das LSP sollten die SUSY-Teilchen aufgrund ihrer langen Zerfallskaskaden (erst in andere SUSY-, dann in SM-Teilchen) experimentell gut nachweisbar sein.

2 Teilchenbeschleuniger

2.1 Energie

Wie schon erwähnt, ist bei allen Teilchenreaktionen der Viererimpuls erhalten, was unmittelbar aus der gleichzeitigen Gültigkeit von Energie- und Impulserhaltung sowie Spezieller Relativitätstheorie folgt. Dies bedeutet, dass, soll ein Teilchen mit einer bestimmten Masse (Ruheenergie) durch Kollision zweier leichterer Teilchen erzeugt werden, jenen diese (Schwerpunkts-) Energie als kinetische Energie mitgegeben werden muss. Insbesondere ist dies dann der Fall, wenn aus den vorhandenen Teilchen der ersten Generation solche aus höheren Generationen erzeugt werden sollen.

Einen weiteren Grund für das Streben der Teilchenphysiker nach hohen Energien liefert – einfach gesprochen – die Heisenberg'sche Unbestimmtheitsrelation: Die einzige Möglichkeit, Strukturen mit einer Längenskala l auflösen zu können, besteht darin, Sondenteilchen mit einer Energie von $E \gtrsim \frac{\hbar c}{l}$ zu verwenden. Da der Wert der Konversionskonstanten $\hbar c$ etwa $200 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$ beträgt, muss beispielsweise für die Auflösung von 10^{-18} m eine Schwerpunktsenergie von 200 GeV aufgebracht werden.

Diese Beschleunigung auf hohe kinetische Energien¹ muss, wie jede Beschleunigung, durch eine angreifende Kraft erfolgen – eine Wechselwirkung. Diese sollte eine möglichst große Reichweite haben, da die beschleunigende Maschine aus praktischen Gründen makroskopische Abmessungen hat. Da die Gravitation zu schwach ist und die Schwache und Starke Kraft nur eine geringe Reichweite haben, lässt sich von den Grundkräften nur die elektromagnetische zur Teilchenbeschleunigung nutzen. Damit stehen prinzipiell alle elektrisch geladenen Teilchen oder Teilchenverbände als kollidierbare Systeme zur Verfügung. Um Spitzenenergien bei Elementarteilchenkollisionen zu erreichen, sollten aber zwei weitere Voraussetzungen erfüllt sein:

- Die beschleunigende Kraft sollte über einen möglichst langen Zeitraum (bzw. eine lange Strecke) wirken. Das zu beschleunigende System sollte also stabil sein.
- Die kinetische Energie des Gesamtsystems sollte sich auf möglichst wenige Elementarteilchen verteilen, da es letztendlich nur diese Teilchen sind, die reagieren. Außerdem kann bei zusammengesetzten Systemen nicht klar bestimmt werden, welchen Anteil an der Gesamtenergie die einzelnen Konstituenten tragen – die Energieverteilung kann zum Zeitpunkt der Kollision sehr inhomogen sein.

Für die Erzeugung schwerer Teilchen am sinnvollsten ist also die Beschleunigung geladener leichter, stabiler Systeme: Elektronen (Positronen) und Protonen (Antiprotonen).

¹bei $v \approx c$ ist die Zunahme der *Geschwindigkeit* kaum noch möglich und relevant

2.2 Wirkungsquerschnitt und Luminosität

Auf der Skala der Elementarteilchen dominieren quantenmechanische Effekte. Die Quantenmechanik ist eine probabilistische Theorie, d. h. sie hat zur Grundlage, dass prinzipiell nur statistische Aussagen über die Messgrößen eines physikalischen Systems getroffen werden können. Damit steht sie im Gegensatz zur Alltagserfahrung auf makroskopischer Skala, wo statistische Effekte immer klar bestimm- und manipulierbare Ursachen haben und die statistischen Fehler verschiedener Messgrößen immer beliebig reduziert werden können. Für Teilchenreaktionen jedoch bedeutet das unter anderem, dass sich zwei Teilchen A und B nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in einem bestimmten Zustand befinden und nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit zu einem Teilchen C reagieren. Es ist – wie im letzten Abschnitt schon angedeutet – nicht möglich, diese Wahrscheinlichkeit etwa durch *genaueres Zielen* zu erhöhen; die einzige Möglichkeit, bei sonst gleicher Konfiguration mehr Reaktionen zu erzeugen, besteht also darin, mehr Teilchen kollidieren zu lassen.

Wenn ein Teilchenstrahl mit einer bestimmten Stromdichte j (Teilchen pro Zeit und Flächenelement) auf ein Ziel (Target) mit N Teilchen geschossen wird, so finden bestimmte Teilchenreaktionen mit einer gewissen Rate R (Anzahl je Zeit) statt. Die Größe $\sigma := \frac{R}{Nj}$ ist dann für diese Reaktion charakteristisch und wird als *Wirkungsquerschnitt* bezeichnet. Da sie die Einheit einer Fläche hat und offensichtlich proportional zur Reaktionswahrscheinlichkeit ist, kann man sie sich als „Ausdehnung“ vorstellen, die die reagierenden Teilchen voneinander „sehen“. Der Wirkungsquerschnitt ist von der kinetischen Energie der kollidierenden Teilchen und der involvierten Wechselwirkung abhängig und liegt typischerweise im Bereich von Mikro- bis Nano-, häufig eher Pikobarn (1 Barn oder 10^{-28} m² ist für Elementarteilchen schon sehr groß, daher der Name für englisch: *Scheunentor*), kann aber bei speziellen Reaktionen weitaus niedriger sein.

Der Quotient aus Reaktionsrate und Wirkungsquerschnitt wird als (*spezifische*) *Luminosität* bezeichnet (Einheit $\frac{1}{\text{barn}\cdot\text{s}}$). Diese ist damit unabhängig von der genauen Teilchenreaktion. Als charakteristische Größe einer Maschine, die Teilchenkollisionen produziert, wird häufig die – über ein Jahr oder über die (bisherige) Betriebszeit – *integrierte Luminosität* in Einheiten von inversen Barn angegeben. Wird dieser Wert mit dem Wirkungsquerschnitt der zu untersuchenden Reaktion multipliziert, erhält man sofort die im Laufe eines Jahres bzw. (bisher) zu erwartende Ereigniszahl. Eine höhere Luminosität führt also zu mehr Teilchenkollisionen und damit zu kleineren statistischen Fehlern.

Die Luminosität ist im Wesentlichen dadurch begrenzt, wieviele Strahlteilchen zur Verfügung stehen, wie stabil sie sind und wie gut man sie bündeln (fokussieren) kann. Im Allgemeinen sind Strahlen aus Antiteilchen schwerer herzustellen als solche aus Teilchen, da die Antiteilchen aus vorhergehenden Kollisionen gewonnen werden müssen, sie sind aber für einige sinnvolle Reaktionen (z. B. $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \dots$) äußerst nützlich. Strahlen aus instabilen Teilchen können bisher noch nicht mit für Collider (s. u.) brauchbarer Energie und Luminosität hergestellt werden. Strahlen aus elektrisch neutralen Teilchen (z. B. Photonen) lassen sich nach ihrer Erzeugung nicht mehr bündeln und weiten sich entsprechend auf.

2.3 Beschleunigertypen

2.3.1 Fixed-Target und Collider

Die einfachste Art, Teilchenkollisionen herbeizuführen, ist, Teilchen in einem Strahl linear zu beschleunigen und auf ein festes Ziel prallen zu lassen – ein sogenanntes „Fixed-Target-Experiment“. Haben die Teilchen des Strahls die Energie E und den Impuls p in z -Richtung, sowie die Targeteilchen die Masse M , so ergibt sich für das Quadrat der erreichbaren Schwerpunktsenergie

$$s = \left(\begin{pmatrix} E \\ 0 \\ 0 \\ p \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} M \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \right)^2 \\ = (E + M)^2 - p^2 = E^2 + 2ME + M^2 - p^2 .$$

Im Grenzfall hoher Strahlenergien ist die Masse der Strahlteilchen $m^2 = E^2 - p^2 \ll E \cdot M$ sowie $E \gg M$, sodass für die quadrierte Schwerpunktsenergie

$$s = 2E \cdot M$$

gilt.

Alternativ dazu können auch zwei Strahlen zur Kollision gebracht werden – dies wird „Collider-Experiment“ genannt. Hier gilt mit $E_1^2 = p_1^2 + m_1^2$ und $E_2^2 = p_2^2 + m_2^2$:

$$s = \left(\begin{pmatrix} E_1 \\ 0 \\ 0 \\ p_1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_2 \\ 0 \\ 0 \\ -p_2 \end{pmatrix} \right)^2 \\ = (E_1 + E_2)^2 - (p_1 - p_2)^2 = E_1^2 + 2E_1E_2 + E_2^2 - p_1^2 + 2p_1p_2 - p_2^2 \\ = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1E_2 + 2p_1p_2$$

Im Grenzfall hoher Strahlenergien sind die Massen vernachlässigbar und Impulse und Energien etwa gleich groß, also ist

$$s = 2E_1 \cdot 2E_2 .$$

Dann können Teilchen mit einer Masse von bis zu $m_{SP} = \sqrt{s} = 2\sqrt{E_1E_2}$ erzeugt werden. Da es heutzutage relativ leicht ist, Teilchen auf kinetische Energien zu beschleunigen, die viel größer als ihre Ruhemasse sind, lohnt sich der Bau eines Colliders, d. h. einer Maschine, welche Kollisionen zweier Teilchenstrahlen ermöglicht.

2.3.2 Linacs und Speicherringe

Der Nachteil linearer Beschleuniger (Linacs, engl. *linear accelerators*) besteht darin, dass die überwiegende Mehrheit der beschleunigten Teilchen, die den (einzigsten) vorgesehenen Kollisionspunkt passiert haben, ohne zu reagieren, nicht wiederverwendet werden kann. Da es auch nur einen Wechselwirkungspunkt gibt, kann pro Maschine nur ein Detektor aufgestellt werden. Es bietet sich also an, die für beide Strahlen vorgesehenen Teilchen durch Magnetfelder auf geschlossene Bahnen zu lenken, auf denen sie ihre hohe Energie beibehalten, wobei aus ökonomischen Gründen beide Bahnen in derselben Anlage (z. B. einem Ringtunnel) unterzubringen sind. An den Kreuzungspunkten dieser Bahnen können die Strahlen dann beliebig oft aufeinandertreffen. Um jeden Wechselwirkungspunkt herum kann ein Detektor mit anderen Designschwerpunkten gebaut werden, sodass mehrere konkurrierende Experimente gleichzeitig durchführbar sind. Dies ist das grundlegende Prinzip der Speicherringe für Kollisionsexperimente; im Detail ist die Physik der Speicherringe, vor allem das Aufrechterhalten der Strahlstabilität und die Fokussierung an den Kreuzungspunkten, jedoch viel komplizierter (einen Einblick gibt [Ros92]).

Speicherringe haben allerdings einen wesentlichen Nachteil. Bekanntlich strahlen beschleunigte Ladungen Energie in Form elektromagnetischer Wellen (bzw. Photonen) ab, und da Teilchen auf einer Kreisbahn ihren Geschwindigkeitsvektor stets ändern, ist auch dies eine Beschleunigung, freilich ohne dass dabei die kinetische Energie der Teilchen zunimmt. In der Summe verlieren die Teilchen also kinetische Energie in Form von Strahlung, die als *Synchrotronstrahlung* bezeichnet wird. Diese muss den Teilchen Umlauf für Umlauf wieder zugeführt werden. Mit der akzeptablen Vereinfachung, dass sich die Teilchen in Speicherringen auf kreisförmigen Bahnen bewegen, gilt für die abgestrahlte Leistung [Ros92, Lan97]

$$P = \frac{c}{6\pi\epsilon_0} \cdot \frac{E^4 q^2}{m^4 R^2}.$$

Sie steigt also zur vierten Potenz mit der Strahlenergie E , quadratisch mit der Teilchenladung q und fällt zu den selben Potenzen mit der Teilchenmasse m bzw. dem (effektiven) Bahnradius R . Wegen $(m_p:m_e)^4 \approx 10^{13}$ ist die Synchrotronstrahlung von Elektronen (Positronen) gegenüber der von (Anti-)Protonen bei gleicher Strahlenergie und gleichem Ringradius um diesen riesigen Faktor größer. Trotz der oben angeführten Argumente kann es also sinnvoller sein, für hohe Energien (ab 200 GeV) einen Elektronen-Linac statt eines Elektronenspeicherrings zu bauen.

2.4 Beispiele

Um eine Vorstellung von typischen Collidern zu vermitteln, sind im Folgenden alle bedeutenden Maschinen, an denen in den letzten Jahrzehnten Teilchenexperimente durchgeführt wurden oder die für diesen Zweck in Planung sind, kurz beschrieben [Aka09]:

2.4.1 Proton-(Anti-)Proton Ring-Ring

Hadron-Collider zeichnen sich durch ihre hohe erreichbare Schwerpunktsenergie des Gesamtsystems aus. Dafür müssen Unklarheit über Anfangszustände der kollidierenden Elementarteilchen und im Detektor sichtbare hadronische Untergrundprozesse in Kauf genommen werden.

SPS, Sp \bar{p} S Das *Super Proton Synchrotron* mit einem Umfang von 6,9 km war ursprünglich ein Proton-Speicherring und ist als solcher seit 1976 am CERN (Genf) in Betrieb. Mit ihm wird ein 400-GeV-Strahl erzeugt. Als *Super Proton-Antiproton Synchrotron* von 1981 bis 1990, mit Strahlenergien von je 315 GeV und einer Luminosität von $6 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, war es das entscheidende Werkzeug für die Entdeckung der W- und Z-Bosonen. Seit Inbetriebnahme des LEP und nun des LHC fungiert das SPS auch als deren Vorbeschleuniger.

Tevatron Das *Tevatron* (abgeleitet von Teraelektronenvolt, TeV) ist ein Proton-Antiproton-Doppelspeicherring mit einem Umfang von etwa 6,3 km und befindet sich am Fermilab (FNAL) in Batavia, nahe Chicago/Illinois. Von 1992 bis 1996 (Run I) wurden die Hadronen auf je 0,9 TeV beschleunigt. Seit 1. März 2001 (Run II) werden die Protonen und Antiprotonen mit einer Schwerpunktsenergie von 1,96 TeV (980 GeV pro Strahl) zur Kollision gebracht. Die Luminosität des Tevatron beträgt etwa $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Am Tevatron befinden sich die Detektoren CDF und D \emptyset .

LHC Der *Large Hadron Collider*, ein Proton-Proton-Collider, ist seit 2009 der Speicherring mit der weltweit höchsten Schwerpunktsenergie von bisher 7 TeV, also 3,5 TeV pro Protonenstrahl; geplant sind 7 TeV pro Strahl und eine Luminosität von $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Die vier Experimente am LHC heißen ALICE, ATLAS, CMS und LHCb. Der LHC wurde im LEP-Tunnel am CERN an dessen Stelle gebaut.

sLHC Der *super LHC* ist ein Sammelbegriff für mehrere Projekte am CERN, den LHC sowie seine Mehrzweck-Experimente ATLAS und CMS aufzurüsten. Dabei wird vor allem an eine Verzehnfachung der LHC-Luminosität (auf $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) gedacht.

2.4.2 Proton-Elektron/Positron Ring-Ring

Hadron-Lepton-Collider bergen weniger Unsicherheiten bei der Analyse der Teilchenreaktionen, da die kollidierenden Elektronen klar definierbare Anfangszustände besitzen. Da Protonen- und Elektronenstrahlen im Allgemeinen sehr unterschiedliche Energien besitzen, stimmen Schwerpunktsystem und Laborsystem nicht überein – die vom Kollisionspunkt auslaufenden Reaktionsprodukte bewegen sich bevorzugt in Vorwärts-(d. h. Proton-)Richtung.

HERA 1990/91 wurde am DESY zwecks Untersuchung der Protonstruktur und der QCD die *Hadron-Elektron-Ring-Anlage* in Betrieb genommen, welche seit 1984 gebaut wurde. In diesem Ringbeschleuniger von 6,34 km Umfang kollidierten bis 2007 Elektronen (zeitweise auch Positronen) mit einer Energie von bis zu 28 GeV mit 920-GeV-Protonen (320 GeV Schwerpunktsenergie). Die Luminosität von HERA lag bei $5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Die Experimente an HERA waren H1, HERMES, ZEUS und HERA-B.

RR-LHeC (LHC+LEP-II) Dieser Ring-Ring-Collider wäre eine Option gewesen, wenn man den LHC im LEP-Tunnel gebaut hätte, ohne den LEP zu entfernen: eine Variante eines *Large Hadron Electron Collider (LHeC)*. Elektronen und Protonen wären mit einer Schwerpunktsenergie von 1,4 bis 1,8 TeV bei einer Luminosität von $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ kollidiert. Niedrigere Elektron-Energien hätten zu einer höheren Luminosität führen können, z. B. $3 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ bei 1,2 TeV. Aktuelle Überlegungen zum RR-LHeC gehen vom Bau eines Lepton-Ringes auf (oder an) dem vorhandenen LHC-Ring aus.

2.4.3 Elektron-Positron Ring-Ring

Leptonenbeschleuniger haben den Vorteil, dass Unsicherheiten bezüglich des Anfangszustandes der Teilchenreaktionen gering und Untergrundprozesse stark reduziert sind. Der Ring muss nicht für jede Kollision neu gefüllt werden, dafür ist die erreichbare Schwerpunktsenergie durch die Synchrotronstrahlung limitiert. [Cif95]

SPEAR Der *Stanford Positron Electron Asymmetric Ring* am SLAC hatte einen Umfang von 234 m und wurde von 1972 bis 1990 betrieben. Die Schwerpunktsenergie der Elektron-Positron-Kollisionen betrug knapp 8 GeV (also 4 GeV pro Strahl). SPEAR bezog seine Leptonen aus dem für SLAC namensgebenden Linac.

DORIS Der *Doppel-Ring-Speicher* am DESY wurde von 1974 bis 1992 als Elektron-Positron-Collider genutzt, mit Strahlenergien von bis zu 5,6 GeV. DORIS hat einen Umfang von 300 m und ermöglichte zum ersten Mal den sicheren Nachweis von B-Oszillationen (1987 im ARGUS-Detektor).

PETRA Die *Positron-Elektron-Tandem-Ring-Anlage* am DESY hat einen Umfang von 2,3 Kilometern und hatte von 1978 bis 1986, als sie als Collider genutzt wurde, eine maximale Strahlenergie von 23,4 GeV. 1979 wurde hier das Gluon nachgewiesen. PETRAS typische Luminosität betrug $2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.



LEP Der *Large Electron Positron Collider* war von 1989 bis 2000 am CERN in Betrieb. Er hatte einen Umfang von 26,7 km und gegen Ende der Betriebszeit (LEP-II, ab 1996) eine Schwerpunktsenergie von 214 GeV bei über $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Vorher wurde er für Präzisionsexperimente auf der Z -Resonanz bei 91 GeV betrieben. Am LEP befanden sich die Experimente ALEPH, Delphi, L3 und OPAL.

KEK-B Das *KEK-B* am KEK (Tsukuba, Japan) kollidiert seit 1999 Elektronen mit einer Energie von 8 GeV und Positronen mit 3,5 GeV. Es wurde im TRISTAN-Tunnel (*Transposable Ring Intersecting Storage Accelerators in Nippon*, 1973 ursprünglich als 17 GeV \otimes 180 GeV e-p-Collider geplant; Umfang: 3 km) gebaut; die Leptonen werden in einem 600 Meter langen Linac vorbeschleunigt. Die Luminosität von KEK-B liegt bei $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Sinn der asymmetrischen Kollision ist die Untersuchung der B-Oszillationen mithilfe des BELLE-Detektors; die B's werden bei der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz (Masse: 10,6 GeV) erzeugt.

PEP-II Mit diesem Speicherring (*Positron Electron Project*) von 2,2 km Umfang wurden von 1999 bis 2007/08 am SLAC 9-GeV-Elektronen und 3,1-GeV-Positronen zur Kollision gebracht. Auch hier bestand der Grund für die asymmetrische Energie in der Untersuchung der B-Oszillationen (BaBar-Experiment); die Luminosität ist mit KEKB vergleichbar ($3 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). Wie am KEK-B werden bei PEP-II die Leptonen in einem Linac (hier dem SLC) vorbeschleunigt.

2.4.4 Elektron-Positron Linac-Linac

Mit dieser Art Beschleuniger kann zwar das Problem der Synchrotronstrahlung umgangen werden, dafür müssen die Teilchen für jede Reaktion extra beschleunigt werden.

SLC Der *Stanford Linear Collider* war als eigenständige Maschine von 1989 bis 1999 am SLAC in Betrieb. Er hatte eine Gesamtlänge von 3,2 km und brachte Elektronen und Positronen mit einer Energie von jeweils 45 GeV und einer Luminosität von knapp $10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ zur Kollision.

ILC Der *International Linear Collider* ist ein sich noch in Planung befindlicher Elektron-Positron-Linac. Die Beschleunigungsstrecken sollen eine Länge von je etwa 15 km haben und die Leptonen bei einer Luminosität von $2 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ auf 500 GeV (oder bis 1 TeV, z. B. zur Vermessung schwerer Higgs-Bosonen) beschleunigen [ILC07]. Der ILC ist ausdrücklich standortunabhängig konzipiert und wird von allen „Teilchenphysik-Regionen“ der Erde (Europa, USA/Kanada, Japan, Russland), aber auch von China, Indien und Südkorea getragen. Ob das Projekt in absehbarer Zukunft realisiert werden kann, ist derzeit nicht klar (siehe S. 52 für die Kostenabschätzung).

CLIC Das CLIC-Design (*Compact Linear Collider*) des CERN forciert, verglichen mit dem ILC, hohe Energien (bis 5 TeV; optimiert für 3 TeV) und hohe Kollisionsraten. Luminositäten von 10^{34} bis $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ werden erhofft. Die Gesamtlänge der Maschine wird mit 27,5 km angesetzt (CERN 2000-008).

2.4.5 Elektron-Proton Linac-Ring

Eine Linac-Ring-Anlage wurde in dieser Form noch nicht gebaut, ist aber in den letzten drei Jahrzehnten in Diskussion [Cif95, Sul99, Aka09, New09]. Sie kann sich als preiswert erweisen, wenn für die Protonen ein vorhandener Ringtunnel genutzt werden kann, der Elektronenstrahl aber aus physikalischen oder ökonomischen Gründen aus einem Linac stammen soll. Die Kollision findet bei vielen Überlegungen im Protonring statt; seltener wird erwogen, die Protonen aus dem Ring zu extrahieren, um sie dann mit den Elektronen zu kollidieren. Die Luminosität ist im Allgemeinen geringer als die von Ring-Ring-Collidern. Mithilfe solcher Maschinen erhofft man sich neue Erkenntnisse über die Protonstruktur, aber auch die Entdeckung neuer Teilchen und Phänomene, z. B. angeregter Fermionen, leichter Sfermionen oder einzelner Leptoquarks (Teilchen mit Lepton- und Baryonzahl, deren Existenz sich aus vielen Erweiterungen des Standardmodells ergibt) oder „Leptogluonen“. Linac-Ring-Collider werden meist nach den (existierenden oder geplanten) Maschinen, auf deren Technologie man sich bezieht und aus denen man sie sich zusammengesetzt denkt, benannt:

THERA (HERA+TESLA/LC) *THERA* wäre die Option gewesen, den (nicht realisierten) supraleitenden Elektronen-Linac mit integriertem Röntgenlaser *TESLA* (*TeV-Energy Superconducting Linear Accelerator*) oder einen anderen Linac tangential an den HERA-Ring zu bauen und damit höhere Elektronen-Energien zu erreichen [Kat01]. Bei einer Schwerpunktsenergie von 1 bis 1,6 TeV wären Luminositäten im Bereich von $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ möglich gewesen. TESLA-Konzepte und -Technologien flossen maßgeblich in das XFEL-Projekt (Freie-Elektronen-Laser) und das derzeitige ILC-Projekt ein.

LR-LHeC (LHC+TESLA/(I)LC) Falls das CERN die Standortfrage des ILC für sich entscheiden sollte, besteht die Option, den Linac tangential an den LHC-Ring zu bauen, um zusätzliche Varianten hochenergetischer Teilchenkollisionen (Proton-Elektron und Proton-Positron) zur Verfügung zu haben. Falls nicht oder falls sich das komplette ILC-Projekt als nicht finanzierbar herausstellt, könnte zumindest ein „halber Linac“ den LHC zu einer weiteren Variante eines LHeC, einem *Linac-Ring-LHeC*, ergänzen. Luminositäten von $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ und Schwerpunktsenergien von 3,7 ($E_e = 0.5 \text{ TeV}$) bis 5,3 TeV ($E_e = 1 \text{ TeV}$) oder von $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ bei 1,4 TeV sind realistisch.

QCD Explorer; LHC+CLIC Primär als Werkzeug zur Untersuchung der Protonstruktur gedacht, könnte auch ein Linac moderaterer Energie (50 bis 100 GeV) und Kosten den LHC ergänzen [Sch04] und insbesondere die Untersuchung der Protonstruktur von HERA fortsetzen. Als Linac kommt insbesondere eine angepasste Variante des CLIC infrage (s. o.; das CLIC-Design ist mit dem LHC nicht ganz so kompatibel wie der ILC). Luminositäten von $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ sind möglich.



2.4.6 Varianten

Als Varianten der im vorherigen Abschnitt beschriebenen Collider sind die im Folgenden genannten Maschinen im Einsatz oder in Planung:

Ionen-Collider Anstelle der Protonen kann ein Speicherring auch mit Ionen gefüllt werden. Die bisher beschriebenen Merkmale von Proton-Collidern treffen umso extremer auf Ionen-Collider zu: hohe kinetische Energie des Gesamtsystems, komplexe Wechselwirkungen bei Kollision, verschwindende Synchrotronstrahlung. Ionenmaschinen eignen sich je nach Energie zur Untersuchung von Kernkräften und/oder anderen QCD-Phänomenen.

Myon-Collider Myonen könnten in Zukunft anstelle von Elektronen in Speicherringen zur Kollision gebracht werden, da sie im gleichen Ring bei gleicher Energie aufgrund ihrer 206-mal größeren Masse eine um 1,8 Milliarden reduzierte Synchrotronstrahlung emittieren. Die Higgs-Produktion in $\mu^+\mu^-$ -Collidern wäre – bei gleicher Luminosität – ebenfalls aufgrund der Masse um einen Faktor 40.000 größer als in e^+e^- -Maschinen. Ihre mittlere Lebensdauer von 2,2 Mikrosekunden beschränkt natürlich die Luminosität eines Strahls aus Myonen stark.²

Utopien Den Phantasien und Ambitionen der Beschleunigerphysiker sind keine Grenzen gesetzt, weder was Konzepte noch was Abmessungen ihrer Maschinen betrifft. Ohne Beschreibung seien hier genannt: VLHC, ELOISATRON, LSC, FERMITRON.

2.5 Photon-Proton-Collider

2.5.1 Elektron-Photon-Konversion

Die Wechselwirkung von Photonen mit Elektronen eröffnet – bisher nur theoretisch – die Möglichkeit, reelle Photonen im GeV-Bereich zu erzeugen und diese anschließend mit hochenergetischen Protonen (aber auch Elektronen, anderen Photonen) zu kollidieren. Denkbar ist, am Ende eines Elektron-Linacs einen oder mehrere Laserstrahlen in kleinem Winkel auf den Elektronenstrahl zu richten. Auf die relativ niederenergetischen („ruhenden“) Laserphotonen treffen die GeV-Elektronen (Abb. 2.1), streuen sie (inverse Comptonstreuung bzw. Compton-Rückstreuung) und übertragen kinetische Energien von der Größenordnung ihrer eigenen Energie (bis zu 83%, vgl. Abb. 2.4 und [Bri97]). Die Konversionseffizienz ist hoch, wohl weil die Photonendichte des Laserfeldes viel höher ist als die Elektronendichte [Tel09]; für Schätzungen wird sie oft gleich 1 gesetzt [Bri97]. Ein Elektronenspeicherring eignet sich aufgrund des flachen Strahlprofils für die hier beschriebene Prozedur nicht [Cif95, Sul99, Kat01]. Die Luminosität des hochenergetischen Photonenstrahls ist bei niedrigen Energien verhältnismäßig schwach von der relativen Helizität von Laserphotonen und Elektronen sowie – aufgrund der Winkelverteilung beim Streuprozess – vom Abstand

²pers. Anm.: Die nächststabilen geladenen Teilchen sind die Mesonen *Pion* (π^\pm) und *Kaon* (K^\pm). Eine Untersuchung ihrer hadronischen Strukturen – insbesondere im Vergleich zum Proton – wäre sicher sehr aufschlussreich. Leider ist die Lebensdauer beider Mesonen um einen weiteren Faktor 100 kleiner als die des Myons. Zumindest die Pionstruktur kann über die Streuung an virtuellen Pionen in Lepton-Proton-Collidern vermessen werden (z. B. Phys. Lett. B 338 (1994) 363-368).

z zwischen Konversions- und Kollisionspunkt abhängig (Abb. 2.2). Je höher die Energie des Elektronenstrahls ist, desto schneller nimmt die Luminosität mit zunehmendem z ab. Andere Arten der Konversion, beispielsweise über Elektron-Bremsstrahlung in Materie, führen nicht zu vergleichbar „sauberen“ Photonenstrahlen.

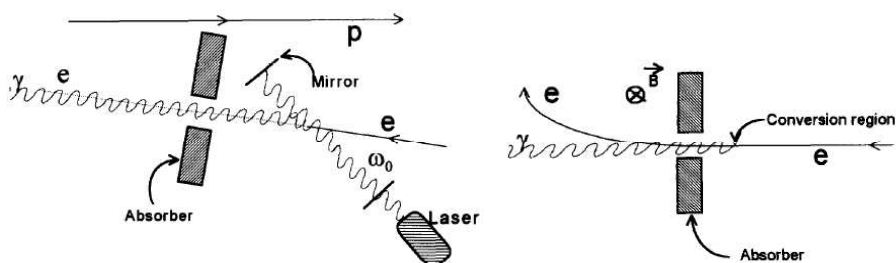


Abbildung 2.1: Prinzipskizze der Elektron-Photon-Konversion mit anschließender Filterung der Elektronen aus dem Strahl. Angedeutet ist eine anschließende Photon-Proton-Kollision. Ansicht von oben/unten (links) und seitlich (rechts). [Cif95]

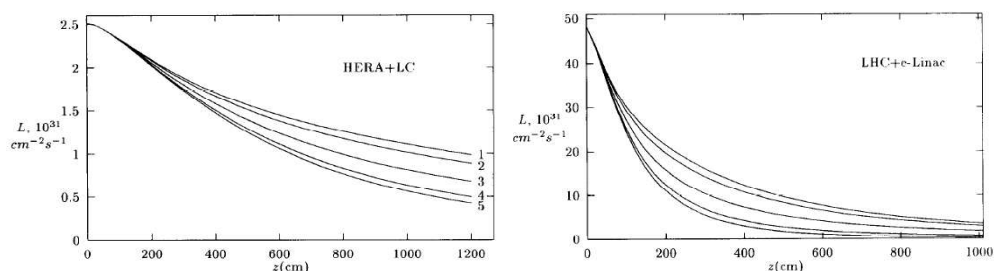


Abbildung 2.2: Die Luminosität eines rückgestreuten Photonenstrahls in Abhängigkeit vom Abstand zum Konversionspunkt (horizontale Achse) und relativer Helizität (v. o. n. u.: $\lambda_e \lambda_0 = -1; -0.7; \pm 0; +0.7; +1$) am Beispiel von HERA+LC (links) und LHC+Linac (rechts). [Cif95]

Der statistische Charakter der Konversion bewirkt auch eine energetische und räumliche Verteilung der konvertierten Photonen – sie haben ein charakteristisches Spektrum (Abb. 2.3) und der Strahl weitet sich auf. Hierin unterscheiden sie sich auch von den (virtuellen) Weizsäcker-Williams-Photonen, die in ep-Collidern mit den Protonen reagieren, verglichen mit den Valenzquarks vorzugsweise niederenergetisch sind [Bri97] und deren Polarisation nicht kontrollierbar ist. Höchstenergetische Photonen werden vor allem bei entgegengesetzten Helizitäten erzeugt und sind besonders bei großem z noch präsent (z. B. Abb. 9 aus [Cif95]). Sie propagieren vorwiegend in Richtung des Elektronenstrahls (Abb. 2.4).

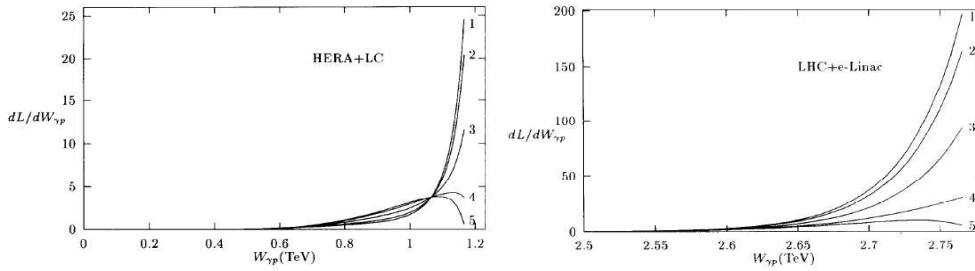


Abbildung 2.3: Exemplarische Spektren der konvertierten Photonen, aufgetragen über die invariante γp -Masse bei $z = 6m$ und Helizitäten wie in Abb. 2.2, am Beispiel von HERA+LC (links) und LHC+Linac (rechts). Die Einheit der differentiellen Luminosität ist $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$. [Cif95]

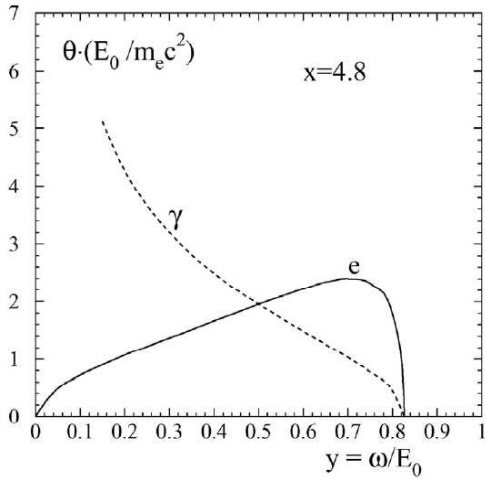


Abbildung 2.4: Die Korrelation zwischen Energie (Abszisse; relativ zur Elektronen-Energie E_0) und Streuwinkel (Ordinate) der konvertierten Photonen (gestrichelte Linie), wobei die Energie der Laserphotonen auf $\omega_0 = \frac{1,2m_e^2 c^4}{E_0}$ gesetzt wurde ($x = 4,8$). [Tel09]

Der nächste Schritt besteht in dem Filtern der Elektronen aus dem Strahl (Abb. 2.1, rechts). Dies ist dann erforderlich, wenn der potentielle Untergrund der Elektron-Kollisionen und das Signal der Photon-Kollisionen die gleiche Größenordnung haben, was aber nicht bei jedem Reaktionspartner und jeder Konfiguration des Elektronenstrahls der Fall ist. Das Filtern lässt sich am einfachsten durch einen starken Magneten bewerkstelligen: die Elektronen werden im Feld abgelenkt, die Photonen nicht. Der Magnet darf nicht zu lang sein, da sich, wie oben besprochen, der Photonenstrahl zwischen Filter- und Kollisionspunkt aufweitert und damit die Luminosität verringert wird. Er darf aber auch nicht zu stark sein, damit die bei der Ablenkung der Elektronen erzeugte Synchrotronstrahlung nicht zu stark wird.

Die bisherigen Überlegungen treffen auf die realistischen Photon-Photon-, Photon-Elektron- und Photon-Proton-Kollisionen zu. Im Folgenden wird nur die Möglichkeit der Photon-Proton-Kollision eingehender betrachtet.



2.5.2 LR-LHeC mit γ -Option: „LH γ C“

Um die bei der Filterung entstehende Synchrotronstrahlung und die abgelenkten Elektronen nicht in den Detektor (letztere auch nicht in die Fokussierungsmagneten des Protonenstrahls) gelangen und diesen zerstören zu lassen, sollte zwischen beiden – zumindest in der Ablenkebene – sogar ein geeigneter Schild (Absorber) installiert werden; möglicherweise kann er aber auch zwischen den Polschuhen des Magneten Platz finden. Damit läge der Abstand z in der Größenordnung von fünfzehn Metern. Desweiteren kann – mit einem zusätzlichen Verlust an Luminosität – die Kollision in einem bestimmten Winkel (bis etwa 3 Grad wie in Abb. 2.5) statt frontal erfolgen, womit zumindest die Elektronen aus dem Protonring herausgehalten würden. Alternativ zu dem Elektronenschild könnte der gefilterte Elektronenstrahl in einem bestimmten Winkel außen am Detektor vorbeigelenkt werden, dies ginge aber wieder nur mit einem starken Ablenkmagneten und einer zusätzlichen von Ablenkwinkel und Detektorradius abhängigen Wegstrecke. Die Skizze eines gesamten *Linac-Ring-LHeC-artigen Colliders mit γ -Option*, im Folgenden „LH γ C“ genannt, ist in Abb. 2.6 zu sehen (Anordnung spiegelverkehrt zu Abb. 2.5).

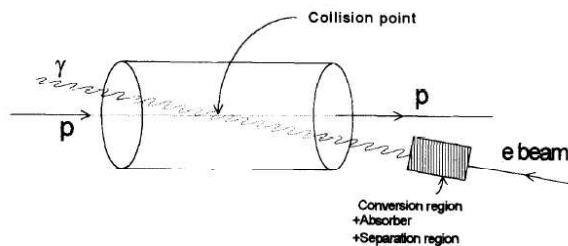


Abbildung 2.5: Der Wechselwirkungsbereich eines γp -Colliders. Protonen und konvertierte Photonen treffen in einem kleinen Winkel („Crab Crossing“) aufeinander. [Cif95]

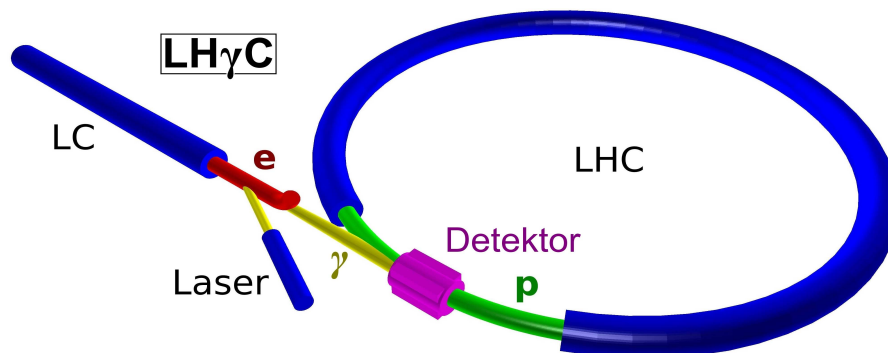


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung eines LH γ C. Eingezeichnet sind die Beschleunigerstrukturen von LHC und LC sowie der Laser (dunkelblau), die Protonen im Speicherring („p“; grün), die niederenergetische Laser- sowie hochenergetische Compton-Photonen („ γ “; gelb), sowie die Elektronen vom LC („e“; rot). Die Elektronen werden nach der Elektron-Photon-Konversion aus dem gemeinsamen Strahl extrahiert (hier: nach oben). Ebenfalls eingezeichnet ist ein Detektor (lila; s. Kapitel 3), der um den Wechselwirkungspunkt herumgebaut ist.

Die zusätzliche Möglichkeit, Protonen aus dem Speicherring zu extrahieren, um den Kollisionspunkt außerhalb des Ringes zu haben, ist wegen der geringen erreichbaren Luminosität nicht sinnvoll. [Cif95]

Diese Art Collider bringt also aufgrund der gewollten Erzeugung reller Photonen einige Designprobleme mit sich, die in anderen Beschleunigern bisher nicht auftraten. Einige sind aus Überlegungen zu γe - und $\gamma\gamma$ -Collidern bekannt, der Umgang mit hochenergetischen Elektronen, Photonen *und* Protonen auf kleinstem Raum ist aber neu. Je nachdem, welche Ergebnisse man sich von derartigen Maschinen erhofft und welche Kosten zu erwarten sind – vor allem im Vergleich mit RR-LeHC und ILC –, können Ressourcen zur Lösung dieser Probleme bereitgestellt werden.

THERA-Design Ernsthaft diskutiert wurde das Konzept der Photon-Proton-Kollision erstmalig für das THERA-Design. Bei einer Energie der Protonen von 920 GeV und der Elektronen von 300 bis 500 GeV wurden Luminositäten von $2,5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ als realistisch angesehen. [Kat01]

LHeC-Design Nachdem das TESLA-Konzept zugunsten von ILC und XFEL aufgegeben wurde (s. *THERA*) und HERA 2007 abgeschaltet wurde, bleibt als einzige realistische Option für Photon-Proton-Kollisionen das LHeC-Design „LHC+LC“. Typische maximale Luminositäten und Spitzenenergien für dieses Konzept wurden um 1995 mit $5 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ und 2,8 TeV angenommen. [Cif95] Neuere Überlegungen (2007) gehen nur noch von $10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ bei einer Energie des Elektronenstrahls von 60 GeV aus.

Kosten eines LHeC/LH γ C In einer aktuellen Präsentation [Zim09] (Folie 10) wurden die Kosten eines 30-GeV-LHC+Linac-Colliders mit 150 Millionen Euro (US-Dollar) beziffert. Der Linac hat hierbei die *Energy-Recovery*-Option, d. h. die Elektronen werden nach der Kollision über zwei halbkreisförmige sowie eine gerade Laufstrecke wieder dem Linac zugeführt („Rennbahn-Design“). Es ist denkbar, dass, bei einem genügend großen Abstand zwischen Kollisionspunkt und Bogenstrecke, der umlaufende Elektronenstrahl am Kollisionspunkt ein rundes Profil haben kann, sodass die Elektron-Photon-Konversion möglich ist. Die Filterung der Elektronen muss außerdem – falls überhaupt möglich – sehr präzise sein, damit der extrahierte Strahl zurückgewonnen und wieder dem Linac zugeführt werden kann. Die Maschine könnte dann kontinuierlich betrieben werden, was die Luminosität um einen Faktor von bis zu 50 steigern würde.

Als Abschätzung nach oben kann jedenfalls für einen LH γ C mit Detektor ein Preis von 650 Millionen Euro angegeben werden. Der Detektor dürfte allerdings weit weniger als die hier einberechneten 500 Millionen des ILC-Detektors kosten (ZEUS kostete umgerechnet nur 75 Millionen Euro). Sicherlich ist der LH γ C also viel preiswerter als der ILC, könnte vielleicht sogar weniger als die Aufrüstung des LHC (inkl. ATLAS und CMS) kosten.

Neben der Kostenfrage spielen bei der Planung von Beschleunigeranlagen auch die anvisierten Bauzeiten eine wichtige Rolle. Über den ILC werden diesbezüglich noch keine Angaben gemacht, ebensowenig für einen LHeC. Die LHC-Aufrüstung zum sLHC ist für den Zeitraum 2013 bis 2018 geplant. Bei der Diskussion über die Bauzeiten sollte man sich aber ins Gedächtnis rufen, dass diese in der Regel länger dauern als ursprünglich geplant.



3 Teilchendetektoren am Beispiel von ZEUS

Teilchendetektoren [Kle05, Ber06] an Collidern, auch einfach „Experimente“ genannt, dienen dem Zweck, die bei einer Kollision entstehenden Teilchen möglichst eindeutig (nach Spezies, Ursprungsort, Energie, Flugrichtung) und vollständig nachzuweisen, damit der jeweilige Prozess möglichst gut nachvollzogen werden kann. Für den Nachweis von Teilchen gilt dasselbe wie für die Beschleunigung: er muss letztendlich über die elektromagnetische Wechselwirkung (Ladungsfluss, Aussendung von Licht) erfolgen. Detektoren bestehen typischerweise aus mehreren ineinanderliegenden Komponenten, welche einen möglichst hohen Raumwinkelbereich überdecken und von denen jede eine oder mehrere der genannten Aufgaben erfüllt.

Detektoren werden den physikalischen Bedingungen des Colliders und den erwarteten Teilchenreaktionen entsprechend entworfen und gebaut. Bei energetisch asymmetrischen Maschinen beispielsweise erwartet man mehr und höherenergetische Teilchen aus der Richtung des energiereicheren Strahls und baut am gegenüberliegenden Ende entsprechend genauere, dickere und leistungsfähigere Komponenten. Wie bei dem Lepton-Hadron-Collider HERA wären an einem $LH\gamma C$ die kollidierenden Strahlen hinsichtlich Teilcheninhalt und Energie asymmetrisch. Die Kollision aus reellem Photon und Proton ist den Lepton-Proton-Kollisionen in HERA sogar sehr ähnlich, da dort die Wechselwirkung durch virtuelle Photonen (bzw. Z^0) vermittelt wurde.

Die beiden Universaldetektoren von HERA können also als Orientierung für Detektoren an einem $LH\gamma C$ dienen; so wurde etwa die ZEUS-Software für die Erzeugung der Event-Displays in Abschnitt 5.5 verwendet. Unter der Annahme, dass die Photonen eine Energie von 30 GeV (wie die Leptonen bei HERA), die Protonen aber eine Energie von 7 TeV tragen sollen, müsste die Geometrie der Detektoren möglicherweise dem stärkeren Boost in Protonrichtung angepasst werden. An einem $LH\gamma C$ wäre – im Gegensatz zu HERA – die Größe des Detektors aufgrund der Divergenz des Photonenstrahls stark begrenzt; die in Abschnitt 2.5.2 genannten Überlegungen gingen von einem maximalen Abstand Konversionspunkt–Interaktionspunkt von 15 Metern (in Protonrichtung) aus, da die Abmessung des ZEUS-Detektors in dieser Richtung 11 Meter betrug, er also noch 4 Meter Platz für die Filterung der Elektronen lassen würde. Im Folgenden wird der Aufbau von Universal- d. h. Mehrzweck-Teilchendetektoren etwas detaillierter am Beispiel von ZEUS beschrieben (Abb. 3.1) [ZEU93].

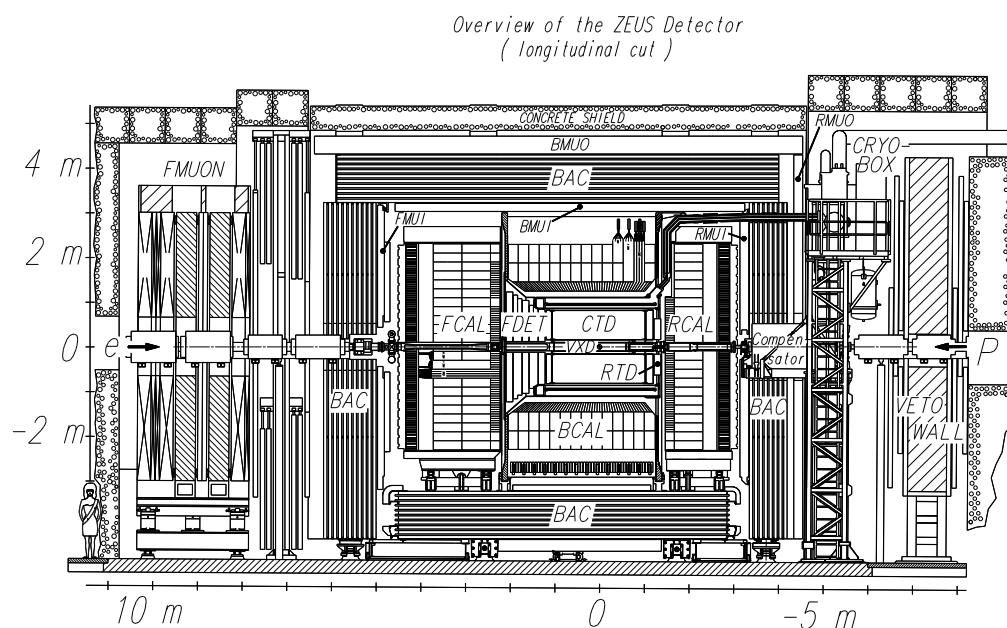


Abbildung 3.1: Schnitt durch den ZEUS-Detektor entlang der Ebene, die von Strahlachse und Lotrichtung aufgespannt wurde (z - y -Ebene). Die Blickrichtung ist vom Inneren des HERA-Rings nach außen. Das energiereichere Proton flog von rechts nach links (Vorwärtsrichtung, positive z -Richtung), also waren die Detektorkomponenten am linken Ende (FMUON, FCAL usw.) dicker. Zur genaueren Beschreibung siehe Text.

3.1 Vertexdetektor

Vertexdetektoren umschließen das Strahlrohr unmittelbar am Wechselwirkungspunkt (Vertex) und zeichnen sich durch eine hohe Ortsauflösung aus, womit es möglich ist, zu bestimmen, welche Teilchen aus der primären Reaktion stammen und welche aus sekundären Zerfallsprozessen kurzlebiger Teilchen (die zerfallenden Teilchen haben sich im Allgemeinen vom Reaktionsort – dem *primären Vertex* – wegbewegt) oder aus anderen Strahl-Strahl-Interaktionen. Zusätzlich liefern sie natürlich Punkte der Trajektorien geladener Teilchen, wodurch deren Impulse genauer als nur mithilfe von Spurkammer und Kalorimetern bestimmbar sind (s. dort).

Der ursprüngliche Vertexdetektor von ZEUS (VXD) war eine hochpräzise zylindrische Driftkammer aus 120 Zellen mit je 12 sensiblen Drähten. An seiner Stelle wurde 2001 (HERA-II) zwecks Bestimmung verschobener Vertices (Hinweise auf den Zerfall schwerer Quarks, vor allem Beauty-Nachweis) der Silizium-Mikrovertexdetektor MVD eingesetzt. [Haa05] Der MVD bestand aus einer 60 cm langen zentralen Driftkammer (*Barrel MVD*: BMVD) und einer 42 cm langen Vorwärtskammer (FMVD).

3.2 Spurkammer

Die Spurkammer schließt sich direkt an den Vertexdetektor an. Eine starke Spule außerhalb der Spurkammer erzeugt in deren Innerem ein Magnetfeld, sodass geladene Teilchen auf gekrümmte Bahnen gezwungen werden. Aus dieser Krümmung kann die Ladung und Masse vieler Teilchen und damit ihr Typ ermittelt werden. Die Spurkammer muss keine so hohe Ortsauflösung wie der Vertexdetektor haben, sollte aber möglichst groß sein, damit die Spurradien z. B. über die *Sagitta* bestimmt werden können. Eine hohe Ortsauflösung verringert den Messfehler der Krümmung.

Auch bei ZEUS schloss sich dem Vertexdetektor der Zentrale Spurdetektor (CTD) an, eine 240 cm lange zylindrische Vieldrahtkammer mit einem äußeren Radius von 85 cm. Um auch die Spuren von Teilchen, welche in kleinem Winkel zur Strahlachse ausliefen, effektiv erfassen zu können, wurden an die Enden des CTD ebene Driftkammern angebaut (FTD und RTD in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung). Diese beiden, gemeinsam mit den dazwischenliegenden Driftkammern des TRD (*transition radiation detector*), wurden als Vorwärtsdetektor FDET zusammengefasst. Der TRD wurde 2000 durch den *Straw-Tube Tracker* (STT) ersetzt.

3.3 Spule

Die Platzierung der schon angesprochenen Magnetspule beeinflusst auch die Kalorimetrie (s. u.): Eine Spule zwischen Spurkammer und Kalorimetern ist zwar kleiner und damit energiesparend und preiswerter, stellt aber eine Materialkonzentration dar, wodurch Teilchen Energie deponieren ohne dass diese bestimmbar ist. Eine Spule außerhalb der Kalorimeter stört nicht, ist aber teurer in Bau und Unterhalt.

Am ZEUS-Experiment folgte die supraleitende Magnetspule (Solenoid; Temperatur: 4,5 K) unmittelbar auf die Spurkammern. Sie war 280 cm lang, hatte einen inneren Radius von 86 cm und erzeugte ein Magnetfeld von bis zu 1,8 Tesla. Eine zweite, kompakte Spule (Compensator) wurde am hinteren Ende des Detektors um das Strahlrohr gebaut und kompensierte durch ihr Feld von 5 Tesla den Einfluss des Solenoiden auf die Strahldynamik. Die Kühlung der supraleitenden Spulen erfolgte über die *Cryogenic Feed Box* (CRYO BOX), in welcher das 5-K-Helium, das vom Kühlsystem des Protonspeicherringes von HERA abgezweigt wurde, um weitere 0,55 K gekühlt und anschließend um die Spulen geleitet wurde.

3.4 Elektromagnetisches Kalorimeter

Insbesondere bei ungeladenen Teilchen oder solchen mit so hoher Geschwindigkeit, dass die Krümmung der Bahn nicht gemessen werden kann, bietet sich eine Bestimmung der (kinetischen) Energie an, was in den Kalorimetern geschieht. Die Kalorimeter werden außerhalb von Vertexdetektor und Spurkammer installiert und bestehen schichtweise aus Materialien mit verschieden hoher Dichte sowie Energiedektoren. Ihre Ortsauflösung ist eher gering, aber notwendig. Elektronen, Positronen und Photonen bilden schon in relativ dünnem Material elektromagnetische Schauer durch Kollision mit den Hüllenelektronen aus (Ionisation/Photoeffekt; aber auch Bremsstrahlung, Paarerzeugung, Comptoneffekt). Die

durch diese Schauer erzeugten Lichtblitze oder freigesetzten Ladungen werden mit Photodetektoren bzw. über elektrische Ströme gemessen und sind ungefähr proportional zur deponierten (abgegebenen) Energie. Hadronen und Myonen haben ein zu geringes Ladung-Masse-Verhältnis um hier signifikant abgebremst zu werden.

3.5 Hadronisches Kalorimeter

Im nun folgenden hadronischen Kalorimeter kollidieren Mesonen und Baryonen, d. h. primär über die Starke Wechselwirkung interagierende Teilchen, inelastisch mit den Atomkernen des dichteren Materials und erzeugen dabei sekundäre, tertiäre, usw. Hadronen – hadronische Schauer oder Kaskaden –, bis ihre kinetische Energie aufgebraucht ist. Die geladenen Schauerteilchen setzen Elektronen des Materials durch Stöße frei; die Menge der dabei erzeugten freien Ladungsträger und Photonen steht in einer definierten Abhängigkeit zur von den ursprünglichen Hadronen deponierten Energie und wird z. B. in Szintillatorschichten, die sich zwischen den dichten Lagen befinden, bestimmt. Durch Aufsummieren der Energie eines solchen hadronischen Schauers kann die Energie des aus der Reaktion auslaufenden Hadrons (und damit des an der Reaktion beteiligten Quarks) bestimmt werden.

Die hochauflösenden ZEUS-Kalorimeter (CAL), longitudinal in elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter (EMC bzw. HAC) unterteilt, bestanden aus Schichten aus angereichertem Uran-238 – gleichermaßen auf Elektronen und Hadronen ansprechend („kompensierendes Kalorimeter“) –, zwischen denen sich Plastiksintillatoren befanden; das Szintillationslicht wurde von Photomultipliern aufgefangen. Das Verhältnis der Absorptionslängen in Vorwärts- (*forward, F*-), Zentral- (*barrel, B*-) und Rückwärts- (*rear, R*-) Richtung betrug 7 : 5 : 4. Die Kalorimeter deckten 99,8 % des Raumwinkels in der vorderen und 99,5 % in der hinteren Hemisphäre ab – nur die Umgebung des Strahlrohrs kann nicht abgedeckt werden. Für den Nachweis von Elektronen in hadronischen Jets wurden bei drei Strahlungslängen (und bei sechs im FCAL) Hadron-Elektron-Trenner (HES) – Streifendetektoren aus Siliziumdioden – eingebaut. Die Elektronen konnten über ihre andere Schauerform (schmäler, früherer Anfangspunkt) vom hadronischen Jet unterschieden werden; insbesondere wurden die HES dort positioniert, wo Elektronenschauer ihre maximale Intensität ausbildeten. Die hierauf folgenden Eisenkomponenten, welche als Joch für die Spule dienten, waren gleichzeitig Absorberschichten für das *Backing Calorimeter* (BAC), in welchem die Energien von Teilchen gemessen wurden, die nicht schon im CAL hadronische Schauer gebildet hatten.

3.6 Myondetektor

Außerhalb der Kalorimeter und der Spule umschließt ein dicker, instrumentierter Eisenmantel den Detektor. In ihm werden die letzten Reaktionsprodukte nachgewiesen: die Myonen, die aufgrund ihrer speziellen Eigenschaften (nicht der Starken Wechselwirkung unterliegend und geringes Ladung-Masse-Verhältnis) die Kalorimeter ohne viel Energieverlust durchdringen konnten.

Bei HERA war die Detektion der Myonen besonders wichtig, da deren Kinematik Auskunft über interessante, v. A. HERA-spezifische Phänomene (Produktion schwerer Quarks, eventuell Leptoquarks, mit anschließendem Zerfall in leichte Quarks und Elektronen/Myonen) liefern sollte. Aufgrund der ungleichen Strahlenergien bewegten sich solche Myonen vorzugsweise in Vorwärtsrichtung vom Wechselwirkungspunkt weg („in Vorwärtsrichtung geboostet“), sodass es im ZEUS-Experiment sinnvoll war, dass der in dieser Richtung liegende Myondetektor FMUON einen möglichst großen, d. h. bis nahe an das Strahlrohr reichenden, Raumwinkel überdeckte. Damit konnte eine von den Messungen in CTD und FTD unabhängige Bestimmung der Myonimpulse erfolgen.

Die anderen, zentral und rückwärts austretenden Myonen wurden in den entsprechenden Sektoren des Myondetektors nachgewiesen (BMUON, RMUON). Der Vergleich der hier gemessenen Impulse mit denen im CTD hilft beispielsweise, die Myonen aus Zerfällen schwerer Quarks vom Untergrund zu unterscheiden.

Außerdem wurde bei den Myondetektoren im ZEUS-Experiment je nach Position relativ zu den Backing-Kalorimetern zwischen inneren (FMUI, BMUI, RMUI) und äußeren (FMUO, BMUO, RMUO) unterschieden.

3.7 Veto Wall und Betonschild

Die eiserne *Veto Wall* des ZEUS-Detektors diente dazu, Teilchen, die sich außerhalb des Strahlrohres mit dem Protonenstrahl mitbewegten (Halo), sowie z. B. kosmische Strahlung nicht in den Detektor gelangen zu lassen. Zwei Szintillatorhodoskope dienten dazu, von äußeren Teilchen dennoch verursachte Reaktionen zu filtern. Der gesamte Detektor wurde außerdem mit einem Betonschild verkleidet, um den Strahlungstransfer zwischen seinem Inneren und seinem Äußeren zu minimieren.

3.8 FNC

Das Vorwärts-Neutronkalorimeter (FNC) befand sich in exakter Richtung des Protonenstrahls („stromabwärts“) 105 Meter vom ZEUS-Detektor entfernt, in geringem Abstand zum Strahlrohr. Die Idee dahinter war, die Streuung von Elektronen und virtuellen Photonen an virtuellen Pionen (π^+) messbar zu machen. Das FNC wurde zweimal durch eine verbesserte Version ausgetauscht.

3.9 Indirekter Nachweis der Neutrinos

Neutrinos sind die einzigen bekannten Teilchen, die in Collider-Detektoren grundsätzlich nicht nachweisbar sind. Sie können aber zum Teil über fehlende Energie (*missing energy*)

und fehlenden Transversalimpuls (*missing* p_T) rekonstruiert werden: fehlende Viererimpulse sind Kandidaten für die auslaufenden Neutrinos, die in der Reaktion vorkommen. Das LSP, falls es existiert und in der Kollision erzeugt wird, ist im Detektor ebenfalls nicht nachweisbar. Seine Rekonstruktion kann nur ebenso wie die des Neutrinos erfolgen.

3.10 ZEUS-Koordinaten

Die Benutzung des folgenden Koordinatensystems innerhalb von Teilchendetektoren (H1, ZEUS; BELLE, BaBar; CMS, ATLAS; LEP, DELPHI) hat sich eingebürgert: Als Origo wird der nominelle Wechselwirkungspunkt festgelegt, die y -Achse zeigt nach oben. Die z -Achse zeigt in Richtung des höherenergetischen Strahls (am *Stanford Large Detector* zeigte sie in Flugrichtung der Positronen), bei symmetrischen Speicherringen zeigt die x -Achse nach innen; durch die Rechtshändigkeit des Koordinatensystems ist damit die jeweils andere Achse festgelegt. Da einerseits die Polarisation von Teilchen(strahlen) immer bezüglich der Bewegung entlang einer z -Achse angegeben wird, andererseits mit der z -Achse meist „die“ Symmetrieachse bezeichnet wird und sowohl Detektor als auch „die Physik“ symmetrisch zur Strahlachse sein sollten, ist dies eine sinnvolle Wahl. Die Umrechnung in Kugelkoordinaten erfolgt in üblicher Weise. Damit ist der Detektor symmetrisch im Azimutwinkel ϕ , und der Polarwinkel θ auslaufender Teilchen ist bei asymmetrischen Maschinen eher klein. Bei HERA liefen die Protonen – von oben gesehen – gegen den Uhrzeigersinn, sodass bei ZEUS und H1 sowohl die z -Achse in Protonrichtung als auch die x -Achse Richtung Zentrum von HERA zeigten.

Die Viererimpulse auslaufender Teilchen werden als Funktionen der leicht zugänglichen Größen Energie E , Transversalimpuls p_T , Pseudorapidität η und Azimutwinkel ϕ angegeben:

$$p^\mu = \begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E \\ p_T \cdot \cos(\phi) \\ p_T \cdot \sin(\phi) \\ p_T \cdot \sinh(\eta) \end{pmatrix}$$

Wegen $p = p_T \cdot \cosh(\eta)$ ist $p_\mu p^\mu = E^2 - p^2 = m^2$, wie es sein soll. Aus dem Vergleich mit dem Impuls in Kugelkoordinaten ergibt sich zwischen Pseudorapidität und Polarwinkel die Beziehung

$$\tanh(\eta) = \cos(\theta) . \tag{3.1}$$

Dies ist äquivalent zu der häufiger verwendeten Formel $\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)$.

Die *Rapidität* y eines Teilchen ist in der experimentellen Teilchenphysik über die longitudinale Geschwindigkeitskomponente definiert:

$$\tanh(y) = \frac{v_L}{c} \equiv \frac{p_L}{E}$$

Im ultrarelativistischen Falle ($p \rightarrow E$ bzw. $m \rightarrow 0$) ist $\frac{p_L}{E} = \frac{p_L}{p} \equiv \cos(\theta)$ und damit

$$y_{ur} = \eta_{ur} . \tag{3.2}$$



4 Simulation von Teilchenkollisionen

Um herauszufinden, ob bestimmte Signaturen im Detektor auch Prozessen entsprechen, welche von der aktuellen Theorie erklärt werden können, werden Kollisionen anhand des theoretischen Modells am Computer simuliert. Je mehr die Simulationen den real beobachteten Phänomenen entsprechen, desto besser wird die Natur (Kollision und Detektor) offenbar verstanden. Die meisten Prozesse, die über Partonlevel-Interaktionen hinausgehen (Partonen: Gluonen und Quarks, also elementare Hadronbestandteile), insbesondere QCD-Phänomene, lassen sich nicht analytisch lösen, sondern nur numerisch simulieren. Da die Quantenmechanik außerdem probabilistisch ist, sind Simulationsprogramme in der Teilchenphysik grundsätzlich mit Zufallsgeneratoren ausgestattet. Um beispielsweise den Wirkungsquerschnitt einer bestimmten Kollision zu berechnen, werden die einlaufenden Teilchenströme als zufällige Verteilungen einzelner Teilchen betrachtet, und ebenso wird jede Reaktion anhand ihrer theoretisch vorhergesagten Wahrscheinlichkeit „ausgewürfelt“. Der Gesamtwirkungsquerschnitt ist dann statt des Integrals einer Wahrscheinlichkeitsverteilung die Summe von Zufallswerten, welche dieser Verteilung entsprechen. Da diese Strategie als Monte-Carlo-Simulation bezeichnet wird, werden die Simulationsprogramme auch als *Monte-Carlo-Generatoren* bezeichnet.

Doch nicht nur die Reaktion selbst, sondern auch der Effekt, den die auslaufenden Teilchen im Detektor verursachen, sollte simuliert werden, damit von der realen Messung des Verhaltens der Detektorkomponenten auf die Reaktion rückgeschlossen werden kann.

Für diese Arbeit wurden die folgenden Simulationsprogramme verwendet (Referenzen in den jeweiligen Abschnitten): MadGraph für die Partonlevel-Prozesse, PYTHIA für die Hadronebene sowie Folgezerfälle und MOZART/FUNNEL für die Detektorsimulation. Außerdem wurde FORMOZA verwendet, um die Ausgabe von PYTHIA im ADAMO-Format (von FUNNEL lesbar) zu erzwingen. Da MadGraph, PYTHIA und FORMOZA aktiv genutzt wurden, werden sie in den folgenden Abschnitten kurz beschrieben. Nähere Details zur Verwendung können dem Anhang (Kapitel 7) entnommen werden.

4.1 MadGraph

MadGraph/MadEvent (MadGraph) [MG07] ist eine freie Software, mit deren Hilfe Wahrscheinlichkeitsamplituden und damit Wirkungsquerschnitte von *Tree-Level*-Teilchenprozessen, d. h. Kollisionen mit Vielteilchen-Endzuständen ohne innere Schleifen, berechnet werden können. Sie wurde erstmalig Anfang 1994 in Veröffentlichungen zitiert ([Ste94, Hag94]) und zeichnet sich gegenüber konkurrierenden Programmen vor allem dadurch aus, dass der Benutzer Sorte, Anfangs- und Endzustände der reagierenden Teilchen sowie die maximale QCD- und QED-Ordnung der Reaktion völlig frei bestimmen kann. MadGraph generiert die passenden Feynman-Graphen sowie einen FORTRAN-Code, welcher mithilfe von existierenden Routinen (HELAS – *Helicity Amplitude Subroutines for Feynman Diagram Evaluations*) den Wirkungsquerschnitt berechnet.

In den vergangenen fünfzehn Jahren wurden diese wesentlichen Merkmale beibehalten, das Software-Paket aber kontinuierlich um verschiedene Tools (MadWeight, MadDipole, Monte-Carlo-Interfaces, Detektorsimulation) erweitert. Es ist auch möglich, MadGraph direkt über das Internet¹ laufen zu lassen.

Die MadGraph-Ausgabe enthält alle zum eingegebenen Prozess passenden Feynman-Graphen, detaillierte Angaben zum Wirkungsquerschnitt sowie Vierervektoren der auslaufenden Teilchen, welche beispielsweise in PYTHIA eingespeist werden können.

Nach Angaben von Fabio Maltoni, einem der führenden Entwickler von MadGraph, steht die Portierung der Software auf C++ unmittelbar vor ihrem Abschluss. Diese neue Version soll auch in der Lage sein, Wirkungsquerschnitte von Prozessen mit Loops zu berechnen.

4.2 PYTHIA

PYTHIA ist ein Simulationsprogramm für hochenergetische Teilchenkollisionen („Event-Generator“) und anschließende Folgezerfälle [PYT01]. Seine Vorläufer reichen bis in das Jahr 1978 zurück, als an der Universität Lund das Programm JETSET entwickelt wurde. PYTHIA ist darauf ausgelegt, möglichst viele Arten von Kollisionen über einen möglichst großen Energiebereich mit hoher Präzision zu simulieren. Ein Schwerpunkt liegt dabei auf QCD-Interaktionen, also Reaktionen, die über die Starke Wechselwirkung vermittelt werden, wie beispielsweise Proton-Proton-Kollisionen: Aufgrund der Größe der Starken Kopplungskonstanten (nahe 1) und der komplizierten Wechselwirkung der masselosen Gluonen (die 95 % der Ruheenergie des Protons ausmachen) sind QCD-Prozesse nur sehr schwer zu berechnen (meist nur NLO, selten höher) und die Anwendung der Störungstheorie ist nur noch eingeschränkt sinnvoll. Es müssen also Modellannahmen, beispielsweise über die Protonstruktur oder die Quarkmassen, getroffen werden. Auf Grundlage dieser Modelle können mit Programmen wie PYTHIA Kollisionen simuliert und mit experimentellen Daten verglichen werden. PYTHIA kann über eine große Zahl Parameter bzw. Schalter (*switches*) gesteuert werden, um die gewünschten Modelle auszuwählen und zu modifizieren.

Im Gegensatz zu MadGraph, das, wie erwähnt, nur Ereignisse auf der Ebene von Feynman-Diagrammen (Partonlevel-Prozesse, *hard processes*, beispielsweise $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow b\bar{b}$) produziert, liefert PYTHIA die volle Event-Simulation, berücksichtigt also insbesondere Partonverteilungen (gemeint sind alle geladenen Fermionen, Photonen und Gluonen), Gluon- oder Photon-Abstrahlung der Anfangs- und Endzustände (z. B. $e^+ \rightarrow e^+\gamma^*$), Fragmentation und Folgezerfälle (z. B. $B^- \rightarrow \bar{D}^0 \tau^- \bar{\nu}_\tau$) und Reste der kollidierenden Strahlteilchen (Protonreste, aber auch Elektronen nach Emission von virtuellen Photonen). Ein Vergleich der Resultate von MadGraph \otimes PYTHIA und PYTHIA allein kann helfen, die Vertrauenswürdigkeit der Resultate beider Simulationen einzuschätzen.

Genauer zum Umgang mit PYTHIA findet sich in Abschnitt 7.2 dieser Arbeit.

¹auf den Webservern der beteiligten Institute:

Universität catholique de Louvain, Louvain-la-Neuve (Belgien): <http://madgraph.phys.ucl.ac.be>
University of Illinois, Urbana-Champaign (USA): <http://madgraph.hep.uiuc.edu>
Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Rom (Italien): <http://madgraph.roma2.infn.it>



4.3 FORMOZA

Das Standardinterface, mit dem bei ZEUS Monte-Carlo-Generatoren und Detektorsimulation verknüpft wurden, ist AMADEUS, früher als ZDIS bekannt.² Die ZDIS-Version 4.01 wurde unter dem Namen FORMOZA³ von Yury Golubkov angepasst, um eine größere Benutzerfreundlichkeit bei der Verbindung eines eigenen Generators mit der ZEUS-Detektorsimulation herzustellen. Durch das Austauschen einiger Zeilen im Programmcode des Generators und das Einbinden der FORMOZA-Bibliotheken wird erreicht, dass die generatorinternen Daten im ADAMO-Format abgespeichert werden. Histogramme, die sonst von MC-Generatoren wie PYTHIA ausgegeben werden, können mit dieser Modifikation leider nicht mehr erzeugt werden. Ein paar technische Informationen zum Programm können Abschnitt 7.3 sowie der angegebenen FORMOZA-Homepage entnommen werden.

Die erzeugten Ereignisse im ADAMO-Format können gemäß ZEUS-Standardprozeduren via FUNNEL zu Detektorsimulationen ergänzt werden. Nach Umrechnung in das ZEVIS-ROOT-Format können die Ereignisse im ZEUS-Event-Display (ZEVIS⁴: *ZEUS Event Visualisation*) dargestellt oder nach Umrechnung in andere Formate anderweitig aufbereitet werden.

²http://www-zeus.desy.de/components/funnel/MONTE_CARLO/index.html

³<http://www.desy.de/~golubkov/Formoza/formoza/doc/index.html>

⁴<http://www-zeus.desy.de/~zevis/>



5 Higgs-Charm- und Higgs-Beauty-Kopplungen

Falls am LHC ein bisher unbekanntes, farb- und elektrisch neutrales Spin-0-Teilchen gefunden wird, müssen seine Eigenschaften und Kopplungen genau bestimmt werden, um festzustellen, ob es sich dabei um das Standardmodell-Higgs, ein MSSM-Higgs oder ein anderes Teilchen handelt. Insbesondere der Frage, ob seine Kopplung an die bekannten Teilchen ausnahmslos proportional zu deren Masse ist (SM-Higgs) oder nicht (z. B. MSSM-Higgs), kommt dabei besondere Bedeutung zu: in Modellen mit zwei Higgs-Dubletts beispielsweise würde das leichteste Higgs-Teilchen mit unterschiedlicher Proportionalität an up- und down-artige Fermionen koppeln. Neben der starken Kopplung eines Higgs-Bosons an das schwere Top-Quark (up-artig) muss also mindestens auch diejenige an das zweitschwerste Quark, das Beauty-Quark (down-artig), quantitativ bestimmt werden. Interessant wäre ferner herauszufinden, ob sich die Kopplungsstärke an das (up-artige) Charm-Quark tatsächlich um den Faktor $(m_c/m_t)^2$ von derjenigen an das Top-Quark unterscheidet. Es müssten also in mittlerer Zukunft Collider und Detektoren geplant und gebaut werden, mit deren Hilfe sich diese Kopplungen präzise messen lassen. In diesem Kapitel werden existierende und sich in Planung befindliche Maschinen hinsichtlich der Messbarkeit von Higgs-Beauty- und Higgs-Charm-Kopplung beurteilt. Die Messung der Higgs-Kopplung in assoziierter Produktion mit Charm- und Beauty-Quarks nach Photon-Gluon-Fusion in einem $LH\gamma C$ mit adäquatem Detektor wird im Detail analysiert und mit eigenen Simulationen quantitativ untermauert.

5.1 Erwartungen an LHC, sLHC und ILC

5.1.1 LHC

5.1.1.1 SM-Higgs

Die LHC-Experimente ATLAS und CMS [ATL99, CMS06] sind u. A. darauf ausgelegt, das Standardmodell-Higgs-Boson durch seine Zerfallskanäle nachzuweisen (Abb. 5.1). Aufgrund der Erhaltungssätze für Leptonzahl, elektrische Ladung usw. zerfällt ein ungeladenes Higgs-Boson in Teilchen-Antiteilchen-Paare. Da die Kopplungen der Teilchen an das Higgs proportional zu ihrer Masse sind, zerfällt dieses auch bevorzugt in das schwerste Teilchen mit einer Masse von höchstens der halben Higgs-Masse¹: Unter einer Masse von 135 GeV würde das Higgs primär in $b\bar{b}$ -Paare zerfallen, darüber je nach Masse zu 40 bis 98 Prozent in W^+W^- -Paare und zu 2 bis 20 Prozent in Z^0 -Paare. Erst ab einer Higgs-Masse größer als der doppelten Top-Masse wäre auch dieser Zerfallskanal bedeutsam (bis 20 %). Über

¹unter Berücksichtigung der zwischenzeitlichen Entstehung virtueller Teilchen – Teilchen, für die die relativistische Masse-Energie-Impuls-Beziehung nicht gilt – können sich auch schwerere Paare bilden.

sog. *Top-Loops*, also Schleifen virtueller Top-Quarks, kann das Higgs-Boson auch in zwei (rele) Photonen zerfallen; ein analoger Prozess wäre so primär für die Erzeugung eines Higgs-Bosons durch Gluon-Gluon-Fusion verantwortlich (vgl. Abb. 1.8).

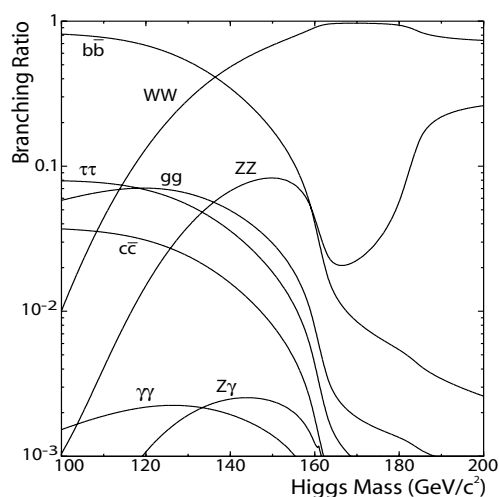


Abbildung 5.1: Die Zerfallswahrscheinlichkeiten des SM-Higgs-Bosons in Abhängigkeit von seiner Masse, aufgetragen über einen Bereich von 100 bis 200 GeV (CDF-Kollaboration: www-cdf.fnal.gov).

In der Praxis viel entscheidender als die Frage nach den dominanten Zerfällen des Higgs sind jedoch die dominanten *nachweisbaren* Zerfälle, so bilden beispielsweise die aus den Protonresten gebildeten Hadronen einen so gewaltigen Untergrund im Detektor (QCD-Untergrund), dass das Filtern und Rekonstruieren von b- oder gar c-Quark-Signalen auf Higgs-Signaturen (fast) vergeblich ist (vgl. [Han09] und Feynman-Diagramme darin). Die Bestimmung der Higgs-Masse (und anderer Eigenschaften des Bosons) aus diesen Ereignissen wäre nicht sehr genau. Unter den nachweisbaren Zerfällen ist der Prozess $H \rightarrow \gamma\gamma$ besonders wichtig: Die Photonen sind stabil und können im elektromagnetischen Kalorimeter von neutralen Pionen unterschieden und nachgewiesen werden. Aus ihren Viererimpulsen kann dann bei entsprechend guter Orts- und Energieauflösung direkt die Higgs-Masse bestimmt werden. Auch der Zerfall des Higgs über ein Z-Paar in vier geladene Leptonen (e, μ) kann nach entsprechenden Schnitten rekonstruiert werden. Andere mögliche Nachweiskanäle für große Higgs-Massen sind der Zerfall in zwei schwere Leptonen und zwei Neutrinos (fehlender Viererimpuls) oder zwei Jets, sowie über ein reelles W^+W^- -Paar in ein geladenes Lepton, ein Neutrino und zwei Jets.

Nachweisbare assoziierte Higgs-Produktion (d. h. Higgs-Erzeugung an einer virtuellen Linie) wird nur mit einem Top-Antitop-Paar sowie mit W- oder Z-Boson erwartet. Selbst die Higgs-Beauty-Kopplung beim Higgs-Zerfall wird höchstens dann als nachweisbar angesehen, wenn das Boson in einem der assoziierten Prozesse entstanden ist (detailliert beschrieben beispielsweise in [Ben06]).

Verglichen mit dem LHC hätte der LHeC einen reduzierten QCD-Untergrund, sodass beispielsweise ein durch Fusion von Vektorbosonen entstandenes Higgs nachweisbar in ein b-Paar zerfallen und somit die Kopplung – mit größerem Aufwand – bestimmt werden könnte [Han09].

5.1.1.2 MSSM- h^0

Neben der Frage, wie gut messbar die Kopplungen des Standardmodell-Higgs-Bosons wären, interessieren auch die Kopplungen der Higgs-Bosonen in anderen möglichen Teilchenphysik-Modellen, insbesondere dem Minimal Supersymmetrischen Standardmodell, in welchem fünf verschiedene Higgs-Bosonen existieren (siehe Abschnitt 1.9). Der Nachweis des leichtesten Higgs-Bosons im MSSM, h^0 , wird meist in Abhängigkeit der Parameter m_A und $\tan(\beta)$ diskutiert; $\tan(\beta)$ ist hierbei das Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der beiden Higgs-Dubletts: eines koppelt nur an up-, eines nur an down-artige Fermionen.² Die Masse m_A des CP-ungeraden Higgs-Bosons wird zur Zeit im Bereich von 400 bis 1500 GeV angesetzt [All02], $\tan(\beta)$ zwischen 5 und 50. Die Masse des h^0 erwartet man nicht mehr unter 110 GeV, was eher hohe Werte von $\tan(\beta)$ impliziert.

Die Yukawa-Kopplungen des (leichtesten) Higgs-Bosons an die Fermionen werden im MSSM modifiziert ([Bin06], Tab. 5.3):

$$\lambda_{hUU} = \frac{gm_U}{2m_W} \cdot \frac{\cos(\alpha)}{\sin(\beta)}$$

$$\lambda_{hDD} = \frac{gm_D}{2m_W} \cdot \frac{\sin(\alpha)}{\cos(\beta)}$$

Hierbei ist α , der Mischungswinkel zwischen h^0 und H^0 , aber in führender Ordnung von den anderen Parametern (m_A , β) abhängig. Für große Werte von $\tan(\beta)$, also β nahe 90° , ist $1/\cos^2(\beta)$ sehr klein, die Kopplungen der down-artigen Quarks und der geladenen Leptonen an das h^0 sind also im Vergleich zum SM-Higgs erhöht. Damit ist auch das Verzweigungsverhältnis $h^0 \rightarrow D\bar{D}$ größer als im Standardmodell [CMS06].

Auf den Wirkungsquerschnitt selbst trifft das nur bedingt zu. Bei $m_A \geq 400$ GeV ist $\sin(\alpha)/\cos(\beta) \approx 1$ (vgl. [Kun92], S. 16); der Nachweis von $h^0 \rightarrow b\bar{b}$ oder gar assoziierter $h^0 b\bar{b}$ -Produktion ohne triggernde Teilchen (W , t) wird bei CMS und ATLAS nicht erwartet.

5.1.2 sLHC

Die Motivation für das Upgrade des LHC besteht vor allem darin, schwerere Teilchen nachweisen zu können [Tri08], zum Beispiel neue Eichbosonen, MSSM-Higgs-Bosonen oder SUSY-Teilchen, und die Parameter des SM genauer zu bestimmen. Die Messgenauigkeit der Higgs-Kopplung an Fermionen und Bosonen kann etwas erhöht werden, jedoch wird die Präzision des ILC (Prozentbereich) wohl nicht erreicht. Der gut sichtbare, aber am LHC zu seltene Prozess $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ wäre am sLHC wohl so häufig, dass die Higgs-Myon-Kopplung auf 20 % genau bestimmbar wäre.

5.1.3 ILC

Im Falle der Existenz mehrerer Higgs-Teilchen, insbesondere in SUSY-Modellen, kann es vorkommen, dass am LHC kein oder nur das leichteste Boson gefunden und nur unvollständig vermessen werden kann [ILC07]. Dies läge zum Teil an den Eigenschaften der Zerfallsprodukte (z. B. Neutralinos), zum Teil aber auch am großen QCD-Untergrund der

²per Definition: $1 \lesssim \tan(\beta) \lesssim \frac{m_t}{m_b}$

Hadron-Kollision (z. B. der schwierige Nachweis von $H_1 \rightarrow A_1 A_1 \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ im NMSSM, dem „Nächstminimal Supersymmetrischen Standardmodell“).

Am ILC wäre der QCD-Untergrund gegenüber dem LHC drastisch reduziert; außerdem kann der Einfluss der Schwachen Kraft durch Polarisation der Leptonen kontrolliert werden. Higgs-Bosonen würden am ILC vornehmlich in dem Prozess $e^-e^+ \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$ (engl. *Higgs-strahlung*; bei niedrigeren Energien) und durch Fusion der Vektorbosonen WW, ZZ (bei hohen Energien) erzeugt. Mehrere zehntausend dieser Ereignisse werden erwartet und würden ein detailliertes Studium der Eigenschaften des Higgs-Bosons erlauben, insbesondere der Zerfallswahrscheinlichkeiten und damit auch der Kopplungen $b\bar{b}H, c\bar{c}H$ und $\tau^-\tau^+H$. Im Falle supersymmetrischer Physik können am ILC alle Higgs-Bosonen mit Massen kleiner als der Schwerpunktsenergie nachgewiesen werden.

Der ILC könnte außerdem als γe - und $\gamma\gamma$ -Collider betrieben werden (Photonkonversion wie am $LH\gamma C$), um weitere Eigenschaften des Higgs-Bosons zu studieren und insbesondere die Higgs-Beauty-Kopplung genau zu vermessen.

Der Baupreis des ILC würde sich grob geschätzt auf 5 Milliarden Euro (bzw. US-Dollar) belaufen, zusätzlich 2 Milliarden für die Infrastruktur in der Umgebung des ILC und eine halbe Milliarde für den ILC-Detektor. Er wäre damit fast doppelt so teuer wie der LHC (4 Mrd. Euro inkl. Detektoren, aber ohne Infrastruktur und Tunnel) und ist nicht zuletzt aus diesem Grund als internationales Projekt angelegt³.

5.2 Assoziierte Higgs-b/c-Ereignisse am $LH\gamma C$

Im Gegensatz zum LHC könnte an einem Photon-Proton-Collider (Abschn. 2.5) die Kopplung des Higgs an schwere Quarks Q (Charm, Beauty) auch durch assoziierte Produktion in Photon-Gluon-Fusion nachgewiesen werden (Abb. 5.2, rechts). (Eine vergleichbare Reaktion ist die assoziierte Z -b/c-Produktion bei HERA, welche auch als Vorbild für die Überlegungen in dieser Arbeit diene, siehe Abschnitt 5.5.) Verantwortlich dafür wäre der Prozess

$$\gamma g \rightarrow Q \bar{Q} H. \quad (5.1)$$

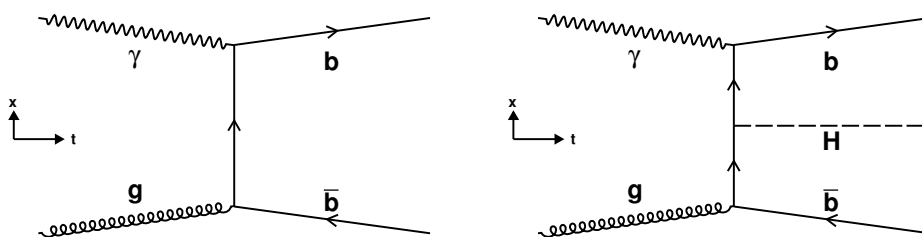


Abbildung 5.2: Feynman-Diagramme für Quarkpaar-Produktion (links) und assoziierte Higgs-Quarkpaar-Produktion (rechts) durch Photon-Gluon-Fusion am Beispiel des Beauty-Quarks.

³Der gesamte Etat des Bundesministeriums für Bildung und Forschung betrug 2008 etwa 9,4 Mrd. Euro, entspricht also grob den ILC-Kosten. (<http://www.bundesfinanzministerium.de>)

Hierbei wird angenommen, dass das Photon reell ist und z. B. durch inverse Comptonstreuung an einem hochenergetischen Elektron eine Energie im unteren bis mittleren GeV-Bereich hat. Das Gluon entstamme einem höchstenergetischen Proton, man denke dabei an ein 7-TeV-Proton des LHC. Da im Gegensatz zum LHC nur einer der beiden Reaktionspartner ein Hadron ist, ist der QCD-Untergrund im Allgemeinen geringer als dort; damit könnten am LH γ C Ereignisse beobachtet werden, die am LHC durch diesen Untergrund unbeobachtbar sind (vgl. Abschnitt 2.3.2). Am ILC würden keine Hadronen kollidieren, damit wäre dort der QCD-Untergrund relativ zum LH γ C geringer. Verglichen mit den virtuellen Photonen bei Elektron-Proton-Streuung [Ber06] am LHeC tragen die reellen LH γ C-Photonen einen im Mittel höheren Bruchteil der Energie des Elektrons.

Der Prozess 5.1 kann etwa durch Beobachtung des Jets mindestens eines der beiden Quarks im zentralen Detektor nachgewiesen werden, wenn das Higgs-Boson gleichzeitig über zwei W-Bosonen (eines virtuell, eines reell) in zwei leichte geladene Leptonen (e^\pm, μ^\pm), die detektierbar sind, und die entsprechenden (nicht nachweisbaren) Neutrinos zerfällt (Abb. 5.3 links). Dieser Prozess wird im Folgenden „Signalprozess“ genannt:

$$\gamma g \rightarrow Q \bar{Q} H \quad (5.2a)$$

$$\hookrightarrow W^+ \quad W^- \quad (5.2b)$$

$$\hookrightarrow l^+ \nu \quad \hookrightarrow l^- \bar{\nu} \quad (5.2c)$$

Ob tatsächlich ein Quarkjet im zentralen Detektor erwartet werden kann, ist zu überprüfen (Abschnitt 5.5). Quarkjets aus dem Zerfall der W-Bosonen dürften – wegen des QCD-Untergrunds – im Allgemeinen nicht klar zuzuordnen sein, also sind sie keine guten Indikatoren für den Prozess Gl. 5.1; die Jets der assoziiert produzierten Quarks sollten sich durch ihren hohen Transversalimpuls hervorheben.

Die Bestimmung der Identität der Jets (b-Tagging) kann über die Analyse der Sekundärvertices des Prozesses erfolgen: Beauty- und Charm-Quarks (bzw. die aus ihnen gebildeten Hadronen) haben eine charakteristische Zerfallszeit, welche aufgrund der Fluggeschwindigkeit einer Zerfallslänge (im makroskopischen Bereich) entspricht. Da das Beauty-Quark langsamer als das Charm-Quark zerfällt (die CKM-Matrix ist in erster Näherung diagonal, somit ist $b \rightarrow W^- c$ gegenüber $c \rightarrow W^+ s$ unterdrückt), ist seine Zerfallslänge im Allgemeinen größer. Die genaue Beobachtung der Sekundärvertices (anhand der Rekonstruktion von hadronischen und leptonischen Teilchenspuren) sowie der Zerfallslängen – insbesondere der des schneller zerfallenden Charm-Quarks – ist aber in der Praxis recht mühsam.

Als wichtigster Untergrundprozess muss aufgrund der analogen Topologie die assoziierte direkte Produktion eines W-Paares angesehen werden (Abb. 5.3 rechts), wobei die W-Bosonen – wie beim Signalprozess – in Elektronen/Myonen und Neutrinos zerfallen. Zwischen beiden Prozessen kann, bei genügend großer Statistik, nur die räumliche Verteilung der Jets und Leptonen unterscheiden. (Im Falle ausreichend großer Ereigniszahlen wäre das genauer zu untersuchen.) Bei weniger Ereignissen kann – über die theoretische Vorhersage des Verhältnisses der Wirkungsquerschnitte – die Zahl der Higgs-Ereignisse durch b-Tagging gemessen werden. Der Vergleich dieser Zahl mit den theoretisch erwarteten Higgs-Events lässt dann eine quantitative Bestimmung der Higgs-Quark-Kopplung zu.

Der Prozess

$$\gamma p \rightarrow W W + \text{jet}(s), \quad (5.3)$$

wobei ein Quark des Protons reagiert und die W-Bosonen in Elektronen oder Myonen zerfallen, hat einen vergleichbaren Wirkungsquerschnitt und führt unter Umständen ebenfalls zu zwei Leptonen und einem Jet. Dieser Jet ist jedoch mit einem η von etwa 4 sehr stark in Vorwärtsrichtung geboostet, also vom Signal und dem o. g. Untergrund unterscheidbar (siehe Abschnitt 5.5).

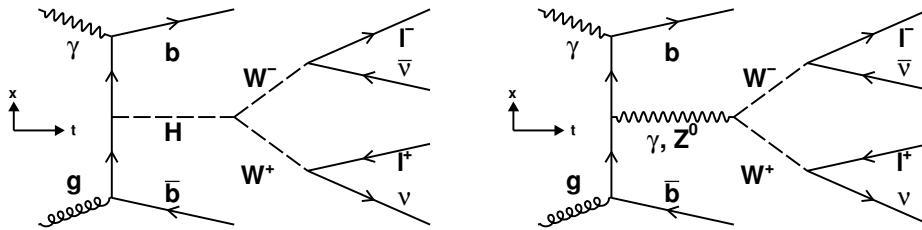


Abbildung 5.3: Links: Nachweiskanal der assoziierten Higgs-Beauty-Kopplung ($l = e^-, \mu^-$), siehe Text und Gl. 5.2. Rechts: Wichtigster Untergrundprozess.

Bei den folgenden Ergebnissen dieser Arbeit wird, soweit nicht anders vermerkt, von einem Standardmodell-Higgs-Boson (Masse: 140 GeV) ausgegangen. Es wurden die in Kapitel 4 genannten Programme verwendet (MadGraph für Partonlevel-Simulation; PYTHIA/PYTHIGGS für Hadronlevel-Prozesse, Folgezerfälle und Histogramme; FORMOZA für Konvertierung). Das einlaufende Photon habe eine Energie von 30 GeV, entsprechend einer Schwerpunktsenergie des Photon-Proton-Systems von knapp 920 GeV. Um die Anzahl und Klarheit der detektierbaren Ereignisse zu ermitteln, sind folgende Größen zu bestimmen:

- Wirkungsquerschnitt des Signalprozesses. Als erste Abschätzung ist die Abhängigkeit des Signal-Gesamtwirkungsquerschnitts von der Schwerpunktsenergie sinnvoll.
- Wirkungsquerschnitt der Untergrundprozesse. Die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von der Higgs-Masse – sowie im MSSM von den Parametern m_A und $\tan(\beta)$ – ist ebenfalls zu untersuchen.
- Nachweis(barkeit) der Reaktionsprodukte. Hier spielt sowohl das Verhältnis zwischen Signal- und Untergrundprozess als auch die generelle Nachweisbarkeit des Einzelprozesses eine Rolle.
- optimale Energie der Photonen. Je nach Abhängigkeit von Signal und Signal-Untergrund-Verhältnis kann eine Photonenenergie gefunden werden, bei der das Experiment am sinnvollsten durchzuführen ist. Eventuell können Energiebereiche ausgeschlossen werden.
- Luminosität des Colliders. Selbst bei einem klaren Signal und bei einer Photonenenergie, die einen hohen Wirkungsquerschnitt garantiert, kann dieser dennoch so niedrig sein, dass mit einer realistischen Luminosität und Betriebsdauer nicht genügend Ereignisse erzeugt werden können.

5.3 Wirkungsquerschnitte

Die Wirkungsquerschnitte der assoziierten Higgs-Charm- und Higgs-Beauty-Produktion (Gl. 5.1) in führender Ordnung sind in den Abbildungen 5.4 und 5.5 gegeben. Erwartungsgemäß sind die Werte bei hohen Photonenergien und niedrigen Higgs-Massen größer: In beiden Fällen steht den Quarks aufgrund der zusätzlich verfügbaren kinetischen Energie mehr Phasenraum zur Verfügung. Die Higgs-Kopplung an das Beauty-Quark ist wegen dessen höherer Masse etwa um einen Faktor 9 größer als die an das Charm-Quark ($m_b^2/m_c^2 \approx 9$). Dafür koppelt das Charm viermal so stark an das Photon wie das Beauty-Quark ($Q_b^2/Q_c^2 = 0,25$). Weiterhin steht dem Charm-Quark aufgrund seiner niedrigeren Masse mehr Phasenraum zur Verfügung – sein Impulsvektor kann mehr Werte annehmen –, sodass die Reaktion kinematisch bevorzugt wird. Offenbar kompensieren sich die Effekte bei beiden Quarks ungefähr: die Produktionswirkungsquerschnitte sind im betrachteten Energie- bzw. Massenbereich etwa gleich groß.

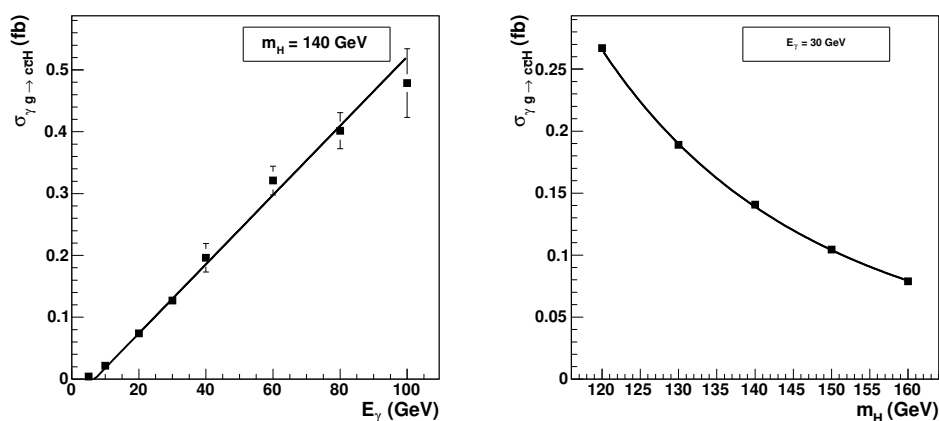


Abbildung 5.4: Produktionswirkungsquerschnitt der assoziierten Higgs-Charm-Produktion (Gl. 5.1) in Abhängigkeit von der Photonenergie (links) und der Higgs-Masse (rechts). Um den jeweiligen Trend hervorzuheben, wurden links die Datenpunkte ab 20 GeV linear gefittet, rechts wurde eine Potenzfunktion ($\alpha \cdot m_H^\beta$ mit $\beta < 0$) durch die Daten gelegt.

Die in den Abbildungen angegebenen Fehler sind, als unmittelbare Folge der Monte-Carlo-Technik, rein statistischer Natur. Angaben über theoretische Fehler ließen sich aus MadGraph nicht gewinnen. Da alle Berechnungen in führender Ordnung durchgeführt wurden, sollte dies die größte Abweichung zum experimentellen Ergebnis (mit einem Faktor von bis zu 2 oder 3) beinhalten.

Außerdem sind die Wirkungsquerschnitte im betrachteten Bereich nur recht schwach von der Photonenergie (etwa linear) und der Higgs-Masse (etwa $\propto m_H^{-4}$) abhängig. Größenordnungsmäßig gilt für 30-GeV-Photonen und ein 140-GeV-Higgs: $\sigma_{\gamma g \rightarrow Q \bar{Q} H} \approx 0,1$ fb.

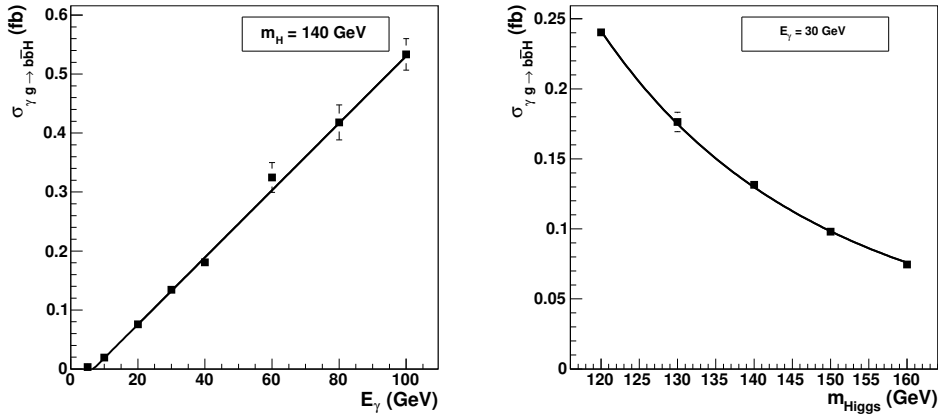


Abbildung 5.5: Produktionswirkungsquerschnitt der assoziierten Higgs-Beauty-Produktion (Gl. 5.1) in Abhängigkeit von der Photonenergie (links) und der Higgs-Masse (rechts). Die Kurven sind analog zu Abb. 5.4.

Qualitativ verhalten sich die Wirkungsquerschnitte von Signalprozess (Gl. 5.2) und dem oben beschriebenen Untergrundprozess ebenso (Abb. 5.6 und 5.7); die Werte der Signalprozesse liegen nur bei etwa einem Attobarn (10^{-18} b), ungefähr bei 0,7 % der Produktionswirkungsquerschnitte. Dieser Anteil entspricht von der Größenordnung her der Wahrscheinlichkeit der Zerfallskaskade des Higgs über ein WW^* -Paar in ein Elektron/Myon und ein Positron/Antimyon mit den entsprechenden Neutrinos.

Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte zwischen Signal und Untergrund („Signal-Rausch-Verhältnis“) ist bei Charm und Beauty recht unterschiedlich (Abb. 5.8). Beim Beauty-Quark ist das Verhältnis etwa 2:1, beim Charm etwa 1:10. Hierbei wurde, wie schon gesagt, nur der dominante Untergrundprozess betrachtet, die Wirkungsquerschnitte der anderen Prozesse (Kopplung des Photons/Z an eine der äußeren Quarklinien) sind aber um mindestens eine Größenordnung geringer. Die Abhängigkeit von der Photonenergie hat aber bei Charm und Beauty denselben Verlauf: eine niedrige Energie führt zu einem deutlicheren Signal. Diese Tatsache lässt sich folgendermaßen erklären: Das einlaufende Photon, welches eine feste Energie E_γ trägt, kollidiert mit einem der Gluonen im Photon. Um ein reelles Higgs zu erzeugen (die Masse/Energie der c- und b-Quarks sei hier vernachlässigt), muss das Gluon mindestens die Energie $m_H^2/(4E_\gamma)$ tragen. Zu der Erzeugung eines reellen W-Paares können aber nur alle Gluonen mit einer Energie größer oder gleich m_W^2/E_γ beitragen. Wir setzen voraus, dass $m_H = 140$ GeV $<$ $2m_W = 160$ GeV. Fällt nun die energetische Verteilung der Gluonen in diesem Bereich steil ab (steiler als exponentiell), so nimmt das Verhältnis zwischen den Gluonen mit einer bestimmten Energie zu den Gluonen mit einer Energie *größer* als einem bestimmten Wert mit zunehmender Energie zu – mit zunehmender Photonenergie nimmt dieses Signal-Rausch-Verhältnis also ab. Die den jeweiligen Produktionsschwellen entsprechenden Energien des Photons sind in den Abbildungen 5.6 und 5.7 erkennbar: sie entsprechen ungefähr den Endpunkten der linearen Fits.

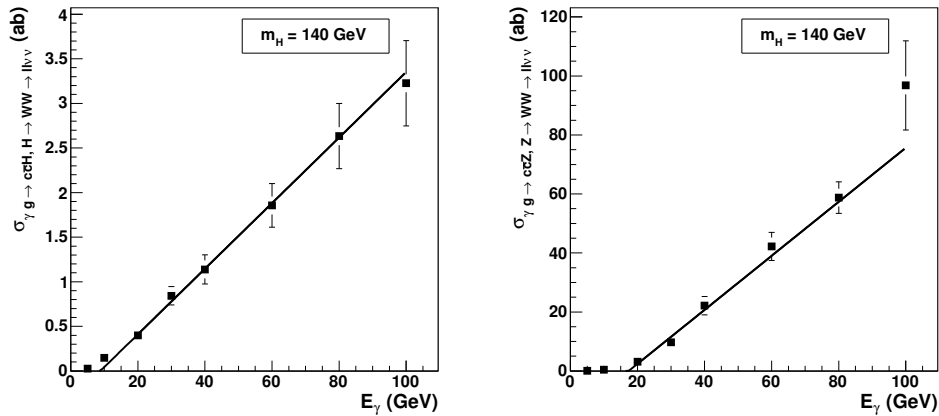


Abbildung 5.6: Wirkungsquerschnitt des assoziierten Higgs-Charmsignals (Gl. 5.2) in Abhängigkeit von der Photonenergie (links) und des Untergrundes (rechts). Die linearen Trends sind analog zu Abb. 5.4, links. Erkennbar ist, dass die Signal-Wirkungsquerschnitte dem linearen Trend folgen, während der Untergrund stärker als linear wächst. Die Schnittpunkte der linearen Fits der Signal-Wirkungsquerschnitte mit den x-Achsen liegen bei niedrigeren Werten von E_γ als die des jeweiligen Untergrundes.

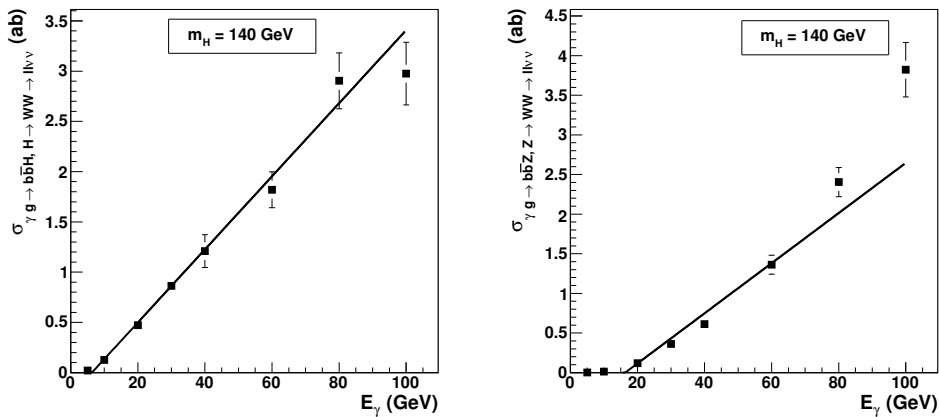


Abbildung 5.7: Wirkungsquerschnitt des assoziierten Higgs-Beauty-Signals (Gl. 5.2) in Abhängigkeit von der Photonenergie (links) und des Untergrundes (rechts). Die linearen Trends sind analog zu Abb. 5.6, links.

Der Untergrund der Charm-Produktion sollte wegen der weiteren Photon-Kopplung viermal so groß wie der Beauty-Untergrund sein, also, relativ zum jeweiligen Higgs-Signal, um einen Faktor $16/9$ größer. Tatsächlich liegt das Signal-Untergrund-Verhältnis aber um einen weiteren Faktor 16 darüber. Dies muss mit der Quarkmasse zusammenhängen, da Mad-Graph bei einem „ b_c “, einem Beauty-Quark mit der Masse des Charm, die erwarteten Ver-

hältnisse der Wirkungsquerschnitte $\frac{\sigma_c}{\sigma_{bc}}$ (etwa 4 bei einem und 16 bei zwei QED-Vertices) ausbildet: Dem leichteren Charm-Paar steht beim Untergrundprozess mehr Phasenraum zur Verfügung als dem Beauty-Paar, während beim Signalprozess das schwere Higgs-Boson die Kinematik gegenüber den Quarks dominiert.

Das ungünstige Signal-Untergrund-Verhältnis beim Charm wird es selbst bei großer Ereigniszahl (d. h. guter Statistik) sehr schwierig machen, die Higgs-Ereignisse vom Untergrund zu trennen. Was die assoziierte Beauty-Higgs-Produktion betrifft (Signal : Untergrund = 2 : 1), könnte die Trennung aufgrund der unterschiedlichen Spins von Higgs und Photon bei entsprechend großer Statistik über die Kinematik erfolgen.

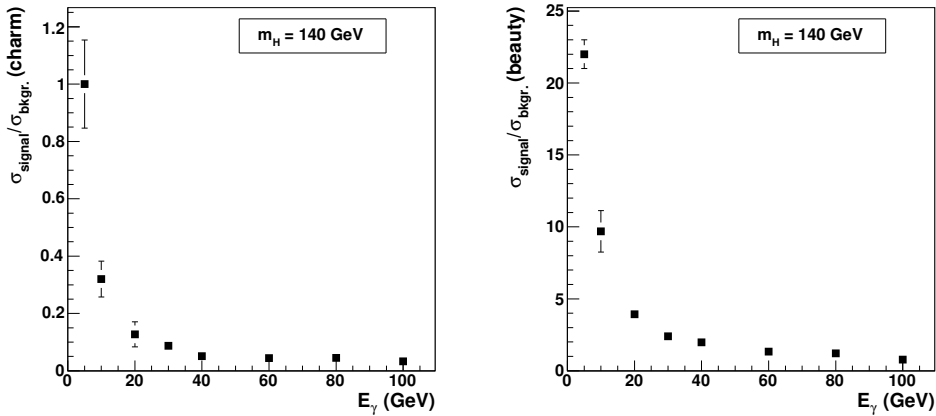


Abbildung 5.8: Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von Signal- und Untergrundprozess bei assoziierter Higgs-Charm- (links) und Higgs-Beauty-Kopplung (rechts) in Abhängigkeit von der Energie des einlaufenden Photons.

5.4 MSSM-Higgs-Boson am LH γ C

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma g \rightarrow b\bar{b}h^0}$ (am LH γ C bei 30 GeV \otimes 7 TeV sowie 100 GeV \otimes 7 TeV) wurde auch für die zehn *Snowmass Points*⁴, spezielle Punkte im MSSM-Parameterraum, welche typische SUSY-Szenarien repräsentieren, berechnet und mit dem Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma g \rightarrow b\bar{b}H}$ des Standardmodells verglichen. Es stellte sich heraus, dass der Wirkungsquerschnitt bei fast allen Snowmass-Punkten – bis auf 1a und 7 bei niedriger Photonenenergie – *unter* dem des Standardmodells liegt (Tab 5.1). Damit darf am LH γ C kein (wesentlich) besserer Nachweis von MSSM-Higgs-Bosonen im Vergleich zu SM-Higgs-Bosonen erwartet werden. Die größte Ausnahme SPS-1a hat die Parameter $m_A = 394$ GeV und $\tan(\beta) = 10$, der Wirkungsquerschnitt ist aber nicht signifikant höher.

⁴<http://www.ippp.dur.ac.uk/~georg/sps>; [All02]



Modell	WQS ($E_\gamma = 30$ GeV)	WQS ($E_\gamma = 100$ GeV)
SM	132 ab	543 ab
MSSM: SPS-1a	188 ab	477 ab
MSSM: SPS-1b	89 ab	323 ab
MSSM: SPS-2	94 ab	345 ab
MSSM: SPS-3	106 ab	378 ab
MSSM: SPS-4	92 ab	330 ab
MSSM: SPS-5	106 ab	384 ab
MSSM: SPS-6	122 ab	433 ab
MSSM: SPS-7	136 ab	484 ab
MSSM: SPS-8	110 ab	397 ab
MSSM: SPS-9	108 ab	396 ab

Tabelle 5.1: Vergleich der mit MadGraph berechneten Wirkungsquerschnitte des Prozesses $\gamma p \rightarrow b\bar{b}h^0$ (bzw. $\gamma p \rightarrow b\bar{b}H$) im Standardmodell und den zehn Snowmass-Punkten.

5.5 Kinematik

In diesem Abschnitt wird die in Abschnitt 5.2 gestellte Frage nach der Kinematik der auslaufenden Quarks und Leptonen beantwortet. Die Vermutung – und Hauptmotivation für die vorliegende Studie – ist, dass die Kinematik der assoziierten Heavy-Quark-Higgs-Produktion im Wesentlichen der der assoziierten Heavy-Quark-Z-Produktion in HERA entspricht (wenn die HERA-Luminosität ausgereicht hätte), nämlich dass die Charm- und Beauty-Jets sowie die Leptonspuren im Detektor des LH γ C dort zu finden sind, wo sie bei entsprechender Ereignisrate auch im ZEUS-Detektor gefunden worden wären: mindestens ein Jet im zentralen Detektor und die Leptonen im Vorwärtskalorimeter. In diesem Abschnitt wird die Diskussion auf die Kinematik der Teilchen bei Beauty-Produktion beschränkt, da sie sich einerseits nicht relevant von der bei Charm-Produktion unterscheidet und andererseits schon gezeigt wurde, dass der Charm-Untergrund sowieso keine Event-Detektion zuzulassen scheint. Daneben ist das *c*-Tagging schwerer als das *b*-Tagging (siehe Abschnitt 5.2), sollte also zusätzlich zu weniger klaren Ereignissen führen.

In Abbildung 5.9 ist die Verteilung der Pseudorapidität der Beauty-Quarks zu sehen. Man kann deutlich zwischen dem niederenergetischen Quark (i. A. das vom Photon-Vertex) und dem höherenergetischen (vom Gluon-Vertex) unterscheiden: das erstere befindet sich mit sehr großer Wahrscheinlichkeit im zentralen Detektor ($\eta \approx 0$, damit ist nach Gl. 3.1 $\theta \approx 90^\circ$) und kann somit in einem zentralen Mikrovertexdetektor (vgl. Abschnitt 3.1) eindeutig nachgewiesen und identifiziert werden, das andere hat einen starken Boost in Vorwärtsrichtung ($\eta \approx 3$, somit $\theta \approx 6^\circ$). Der Jet des niederenergetischen Quarks sollte, da dieses aus der primären Reaktion stammt, trotzdem noch deutlich mehr Energie tragen als typische Untergrundphänomene.

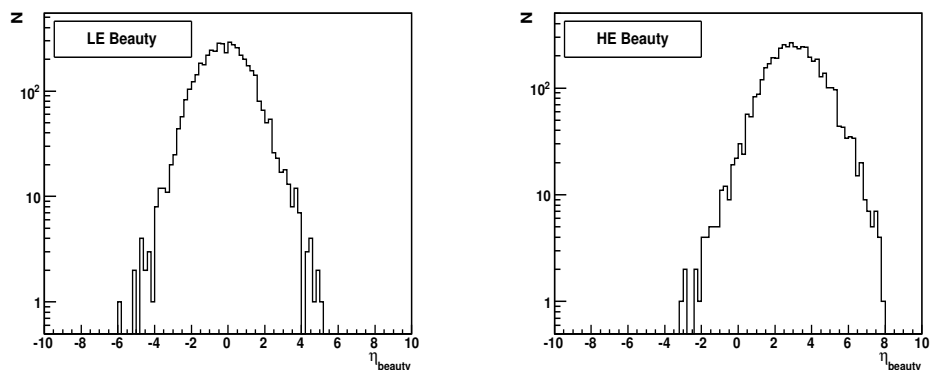


Abbildung 5.9: Pseudorapiditäten der energieärmeren (links) und energiereicheren (rechts) Beauty-Quarks bei ihrer Entstehung in Higgs-assoziiierter Produktion. Erstere sind vorwiegend zentral im Detektor zu finden – man beachte die logarithmische Skala! – letztere in Vorwärtsrichtung. In beiden Fällen ist η ungefähr gaußverteilt (parabolisch in logarithmischer Darstellung).

Abbildung 5.10 zeigt die Rapiditäten der W-Bosonen, in die das Higgs zerfallen ist, sowie von deren nachweisbaren Zerfallsprodukten (e, μ). Die geladenen Leptonen würden wohl hauptsächlich in moderater Vorwärtsrichtung zu finden sein, nämlich bei Rapiditäten zwischen 0 und 3 (entsprechend $6^\circ \lesssim \theta \lesssim 90^\circ$) – durchaus im detektierbaren Bereich des Standarddetektors eines Colliders. Es ist also festzuhalten, dass die in Abschnitt 5.2 genannten Strahlparameter (30-GeV-Photon trifft auf 7-TeV-Proton) geeignet sind, die aus einer assoziierten bbH -Produktion auslaufenden Teilchen nachzuweisen.

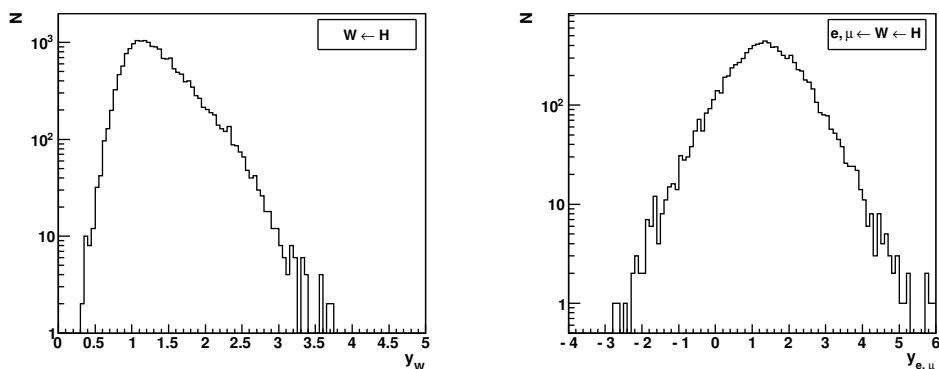


Abbildung 5.10: Rapiditätsverteilung der W-Bosonen, in die das Higgs zerfallen ist (links) sowie von deren nachweisbaren Zerfallsprodukten Elektron und Myon (rechts). Besonders bei letzteren ist aufgrund ihrer geringen Ruhemasse $y \approx \eta$ (Gleichung 3.2), woraus der im Text genannte erwartete Streuwinkel resultiert.

Auf den folgenden Abbildungen 5.11 bis 5.13 ist ein typisches $LH\gamma C$ -Higgs-Ereignis im ZEUS-Detektor mithilfe von ZEVIS (siehe Abschnitt 4.3) dargestellt. Die von MadGraph simulierten auslaufenden Teilchen haben die in Tab. 5.2 angegebenen Viererimpulse. Die Abbildungen 5.11 und 5.13 zeigen die tatsächlichen Teilchenspuren („MC-Tracks“), während in Abb. 5.12 die von der Detektorsoftware rekonstruierten Spuren („Tracks“) angezeigt werden. Die kinematischen Größen der rekonstruierten Spuren sind in Tab. 5.2 in Kursivschrift angegeben.

Abbildung 5.13 zeigt eine Vergrößerung des Bereichs um den Wechselwirkungspunkt von Abbildung 5.11, d. h. einen Zoom in den Mikrovertexdetektor. Dieses Ereignis hat aufgrund der deutlichen Zerfälle des einen b-Quarks (im B^0 -Meson) ein gewisses Potential dafür, dass die Sekundärvertices dieses Jets von der Auslesesoftware erkannt und damit tatsächlich einem b-Quark zugeordnet werden können (b-Tagging, Abschn. 5.2).

Teilchen	p_x/GeV	p_y/GeV	p_z/GeV	E/GeV	p_T/GeV	η	θ	ϕ
e^+	1,2	12,2	- 4,1	13,0	12,3	0,33	$-71,5^\circ$	$84,4^\circ$
ν_e				<i>12,3</i>	<i>11,7</i>			
μ^-	1,6	-25,4	79,5	83,5	39,8	0,44	$65,6^\circ$	30°
$\bar{\nu}_\mu$					<i>32,2</i>	<i>0,45</i>	<i>64,9^\circ</i>	<i>29,7^\circ</i>
$\bar{\nu}_\mu$	-29,4	-15,4	54,7	64,0				
b	- 2,8	4,6	100,4	100,7				
\bar{b}	- 5,0	4,2	6,8	10,5	6,5	0,91	$43,8^\circ$	140°
					<i>5,8</i>	<i>0,74</i>	<i>51,1^\circ</i>	<i>144^\circ</i>

Tabelle 5.2: Viererimpulse der auslaufenden Teilchen eines typischen Ereignisses vom Typ Gl. 5.2. Für die geladenen Leptonen und das zentrale b-Quark sind die Detektorkoordinaten mit angegeben. Kursiv geschrieben sind – soweit verfügbar – die kinematischen Variablen der rekonstruierten Spuren von Elektron, Myon und Quarkjet. Sie stimmen gut mit den simulierten („wahren“) Richtungen und Beträgen überein.

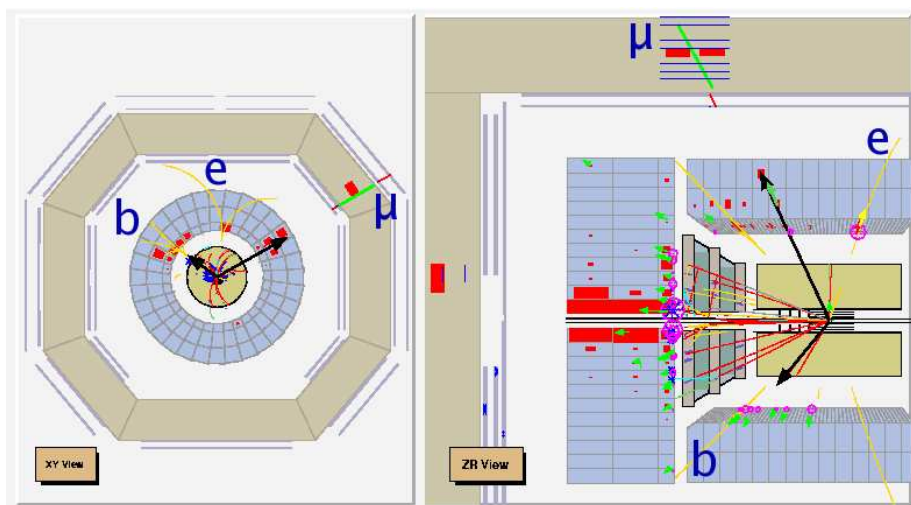


Abbildung 5.11: Display eines Monte-Carlo-Events (Gl. 5.2) im ZEUS-Detektor (Ausschnitte). Für die Seitenansicht (*ZR view*) wurde der Detektor entlang $\phi_{min} = -60^\circ$ und $\phi_{max} = 120^\circ$ in eine „obere“ und eine „untere“ Hälfte zerschnitten. ($\phi = 0^\circ$ ist Richtung HERA, also auf dem linken Bild nach rechts.) Beschriftet sind die Spuren von Myon („ μ “) und Elektron („ e “) sowie der (Anti-) b-Jet („ b “). Der zweite b-Jet sowie der Protonrest verursachen die hadronischen Signale in Vorwärtsrichtung in der Nähe des Strahlrohrs (Energiedeposition in den Kalorimetersegmenten).

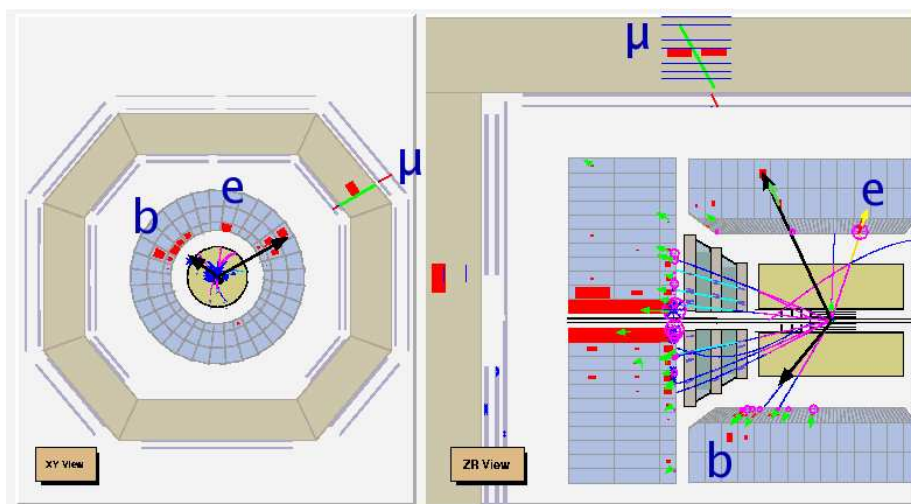


Abbildung 5.12: Detektorsimulation desselben Events. Statt der simulierten („tatsächlichen“) Teilchenspuren werden hier die rekonstruierten Trajektorien angezeigt; die genaue Identität des jeweiligen Teilchens ist nur in wenigen Fällen bestimmbar.

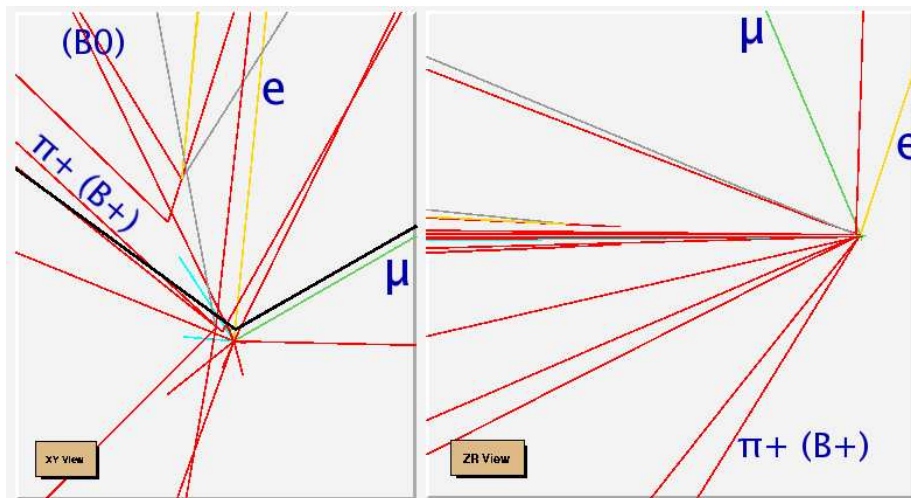


Abbildung 5.13: MC-Spuren in der Nähe des Wechselwirkungspunktes. Der linke Ausschnitt hat etwa die Abmessungen $1,3 \text{ mm} \times 2,0 \text{ mm}$, der rechte ungefähr $24 \text{ mm} \times 24 \text{ mm}$. Beschriftet sind auch hier das aus dem primären Vertex auslaufende Myon und Elektron sowie ein hochenergetisches Pion, welches aus dem Zerfall eines B^+ -Mesons stammt und damit ein wesentlicher Teil des rekonstruierbaren b-Jets ist. Die Folgezerfälle des anderen b-Quarks (bzw. des B^0 -Mesons) sind auf der linken Seite zwischen dem Wechselwirkungspunkt und der Markierung „(B0)“ zu finden.



6 Zusammenfassung und Ausblick

Um die Unannehmlichkeiten bei der wichtigen Messung der Higgs-b/c-Kopplungen (QCD-Untergrund am LHC/sLHC, Kosten und Bauzeit am ILC, geringe Energie des reagierenden Photons relativ zu der des Elektrons am LHeC) umgehen zu können, wurde die assoziierte Higgs-b/c-Produktion in Photon-Proton-Kollisionen als Signalprozess vorgeschlagen. Konkrete Ziele dieser Studie waren erstens, die topologische Nachweisbarkeit der Kopplung in diesen Prozessen festzustellen, sowie zweitens herauszufinden, ob genügend Ereignisse produziert werden können. Beide Ziele konnten erreicht werden:

Die Einzelereignisse der assoziierten Higgs-Charm- und Higgs-Beauty-Produktion in Kollisionen von Photonen mit Protonen sind kinematisch gut nachzuweisen; bei der Charm-Erzeugung ist allerdings der Untergrund zu dominant, um die Signalereignisse erkennen zu können. Im Falle der assoziierten Beauty-Produktion und besonders bei kleinen Schwerpunktsenergien ist das Signal-Untergrund-Verhältnis ausreichend groß, somit stellt sich hier die Frage, ob eine genügend große Ereigniszahl erwartet werden kann, um anhand statistischer Methoden Signal und Untergrund trennen zu können: Das Produkt aus der an einem $LH\gamma C$ erwarteten Luminosität (s. S. 37) und dem erwarteten Wirkungsquerschnitt der Signalprozesse (s. S. 56) ergibt im Standardmodell die Ereignisrate

$$\dot{N} = \sigma \cdot L = 10^{-18} \text{ b} \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} = 10^{-12} \text{ s}^{-1} .$$

Multipliziert mit einer realistischen jährlichen Betriebsdauer der Maschine von 10^7 s ergibt sich die Zahl der pro Betriebsjahr detektierbaren Ereignisse von

$$N_{1 \text{ Jahr, min}} \sim 10^{-5} .$$

Dies ist leider um Größenordnungen davon entfernt, im Detektor sichtbar zu sein, insofern ist es für das Studium der assoziierten Higgs-b/c-Produktion unerheblich, bei welcher Energie die Maschine betrieben wird und wie groß die Higgs-Masse tatsächlich ist. Auch genauere Berechnungen des Wirkungsquerschnitts (Einbeziehen höherer Ordnungen etc.) werden an der o. g. Tatsache qualitativ nichts ändern: Unter der Annahme, dass der $LH\gamma C$ im Energy-Recovery-Modus betrieben werden kann (s. o.; Luminositätsfaktor 50), die höheren Korrekturen den Wirkungsquerschnitt verdoppeln, die Maschine zehn Jahre lang Daten sammelt und unter Vernachlässigung des Untergrundes bei 100 GeV betrieben wird (Wirkungsquerschnittsfaktor 5), die Higgs-Masse bei 120 GeV liegt (Faktor 2) sowie technische Innovationen die Luminosität um einen weiteren Faktor 10 erhöhen, ergibt sich lediglich:

$$N_{10 \text{ Jahre, max}} \sim 1$$

Dieser sehr optimistische Wert reicht noch immer bei weitem nicht aus, um eine vernünftige Statistik zu erhalten. Die Gesamtzahl an Higgs-assozierten Heavy-Flavor-Ereignissen

(Reaktion 5.1) – egal ob detektierbar oder nicht – würde sich in diesem Falle auch nur im Bereich von 200 befinden. Es ist fraglich, ob die technologische Beschränkung auf niedrigere Photonenenergie zu einer so wesentlich höheren Luminosität führen kann, sodass der niedrigere Wirkungsquerschnitt überkompensiert wird und so mit einer viel höheren Ereignisrate zu rechnen ist.

Auch unter der Annahme supersymmetrischer Physik bzw. mehrerer Higgs-Dubletts, unter der typische MSSM-Szenarien repräsentativ betrachtet wurden, scheint der Wirkungsquerschnitt der assoziierten Higgs-Quark-Produktion nicht signifikant höher zu sein, was aber nicht ausschließt, dass das in speziellen Modellen und Szenarien dennoch der Fall sein kann.



7 Anhang

7.1 MadGraph

Für die vorliegende Arbeit wurden das MadWeight-Paket, Version 2.5.0 (inklusive MadGraph/MadEvent-Version 4.4.30) und das PYTHIA/PGS-Paket, Version 2.1.3 benutzt. Ersteres muss lediglich heruntergeladen, extrahiert und mit *makefile* installiert werden, letzteres nur extrahiert. Als FORTRAN-Compiler diente g77 (GCC).

Im Folgenden wird beschrieben, auf welche Weise die verwendeten Wirkungsquerschnitte und Vierervektoren mithilfe von MadGraph gewonnen wurden.

7.1.1 Physikalisches Modell

Der Benutzer kann bestimmen, welches physikalische Teilchenmodell MadGraph dem zu berechnenden Prozess zugrundelegen soll. Als Unterordner des Verzeichnisses `Models/` findet er (oder sie) vorgegebene Modelle, beispielsweise:

- `sm/`: Standardmodell mit diagonalen CKM-Matrix
- `smckm/`: Standardmodell mit allen CKM-Einträgen
- `mssm/`: Minimal Supersymmetrisches Standardmodell

Die Eigenschaften eines jeden Modells sind durch Teilcheninhalt, Kopplungen und Kopplungsstärken bestimmt. Prinzipiell setzt MadGraph dem Benutzer bei der Eingabe dieser Parameter keine Grenzen; der Code selbst basiert nur auf den Annahmen der Quantenfeldtheorie. Folgende Dateien sind von hoher Relevanz:

- `particles.dat`: In dieser Datei wird der Teilcheninhalt des Modells festgelegt. Hier werden grundlegende (Antiteilchen, Spin, Farbladung) und weniger grundlegende Eigenschaften (Linientyp und Beschriftung in Feynman-Diagrammen) definiert.
- `interactions.dat`: Diese Datei listet alle erlaubten Wechselwirkungen sowie – zumindest symbolisch – ihre jeweilige Stärke auf. Dies entspricht also genau den im vorliegenden Modell erlaubten Feynman-Diagrammen.
- `param_card.dat`: Hier werden die freien Parameter des Modells (Kopplungskonstanten, Massen, CKM-Einträge) sowie Zerfallsbreiten und -wahrscheinlichkeiten aufgelistet, sofern sie nicht auf Null gesetzt werden (z. B. Massen von Charm-Quark und leichteren Teilchen). Da nicht alle Parameter unabhängig voneinander sind, sollten die auf den Homepages verfügbaren *Calculators* benutzt werden, welche konsistente `param_card.dat`-Dateien erstellen.
- `couplings.f`, `coupl.inc`: Die individuellen Kopplungsstärken (z. B. c_Z) werden aus den Kopplungskonstanten berechnet.

In dieser Arbeit wurde als Standardmodell eine Variante des `smckm` benutzt. Für zehn Werte der Higgs-Masse im Bereich von 150 GeV bis 200 GeV wurden `param_card.dat`-Dateien erstellt. Da im `smckm` das Charm-Quark masselos ist, also nicht an das Higgs-Boson koppelt, musste diese Kopplung anschließend in `interactions.dat` hinzugefügt werden:

```
# FFS (Yukawa)
...
c   c   h GHCHA QED
...
```

Ihre Stärke wird in `couplings.f` aus der Yukawa-Kopplung (`param_card.dat`) berechnet, sofern in `particles.dat` dem Charm-Quark Masse (`CMASS`) zugewiesen wird:

```
# Quarks
...
c       c~       F       S       CMASS ZERO       T       c       4
...
```

Um die assoziierte Produktion in MSSM-Szenarien zu untersuchen, wurde das Modell `mssm/` benutzt. Sein umfangreicher Parametersatz in `param_card.dat` ist auf den *Snowmass Points and Slopes benchmark point 1a* voreingestellt; die Parameter der anderen neun Punkte können aber über die *MadGraph-Calculators* abgerufen werden.

7.1.2 Betrachteter Prozess

Nach Festlegung des Modells kann nun der Prozess selbst definiert werden. Dies geschieht in der Datei/Kontrollkarte `[Template-Ordner]/Cards/proc_card.dat`.¹ Jeder Prozess wird durch einen Code-Block folgender Form beschrieben:

```
pe- > e-bb~h/z   @243 # First Process
QCD=2           # Max QCD couplings
QED=3           # Max QED couplings
end_coup        # End the couplings input
```

Die erste Zeile besteht, abgesehen von dem Kommentar hinter dem Rautenzeichen, aus bis zu fünf Elementen:

- Vor dem ersten „>“-Zeichen – einem angedeuteten Reaktionspfeil – stehen die beiden einlaufenden Teilchen; codiert nach der Festlegung in `particles.dat`. Das *Multiparticle* „p“ ist nur als einlaufendes Teilchen erlaubt und steht für Protonen und Antiprotonen. Der Unterschied zwischen Groß- und Kleinschreibung spielt keine Rolle; alle undefinierten Zeichen (Komma, unbekannte Zeichenfolgen) und Leerzeichen werden ignoriert.
- Nach dem „>“-Zeichen kann ein Zwischenzustand (bzw. s-Kanal) angegeben werden, der während des Prozesses existieren soll, auf den ein weiteres „>“ folgt.

¹Es empfiehlt sich, für jeden Collider mindestens einen eigenen Template-Ordner zu erstellen.



- Anschließend müssen die Reaktionsprodukte aufgelistet werden. Jeder hadronische Jet (nur im Ausgangszustand möglich) wird durch ein „j“ symbolisiert. Soll ein Teilchen weiter zerfallen, wird dieser Zerfall an seiner Stelle in Klammern notiert. Zum Beispiel kann die Reaktion $p + p \rightarrow g \rightarrow b + jet$ mit den Folgezerfällen $b \rightarrow c + W^-$ und $W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ durch folgenden Code beschrieben werden: `pp>g>j(b>(w->mu-vm~)c)`. (Vorsicht! Mit „j“ wird *jeder* QCD-Endzustand bezeichnet, also auch das, was im Detektor normalerweise als „Protonrest“ in der Nähe des Strahlrohrs zu finden ist. MadGraph bezieht sich außerdem auf Partonlevel-Reaktionen (bzw. exakte Feynman-Diagramme), weshalb nur solche Reaktionen erlaubt sind, bei denen alle in der Realität erhaltenen Quantenzahlen auch wirklich erhalten sind. Für Charm-Produktion in Elektron-Proton-Kollisionen beispielsweise ist

```
pe- > cc~
```

falsch, da die Leptonzahl nicht erhalten ist. In der Gleichung

```
pe- > cc~e-
```

können nur die Gluonen des Protons berücksichtigt werden, da sonst die Baryonzahl verletzt ist. Physikalisch am bedeutsamsten ist jedoch die Reaktion

```
pe- > cc~e-j
```

in der auch die Quarks des Protons gezählt werden. Der Jet/Protonrest – und damit das einlaufende Teilchen – kann auch ein Gluon sein.)

- Sollen Teilchensorten völlig von der Reaktion ausgeschlossen werden, wird nach der Reaktion ein „/“ gesetzt und dahinter werden die auszuschließenden Teilchen aufgelistet. Ein „\$“ mit anschließenden Teilchencodes verbietet diese Teilchen in s-Kanälen (d. h. virtuellen Zwischenzuständen).
- Dann folgen das „@“-Zeichen und die Prozessnummer. Prozessnummern müssen weder aufeinanderfolgend noch geordnet vergeben werden – es sind eher *Label* als *Zahlen*. Trotzdem sollten kleine Zahlen gewählt und keine mehr als einmal vergeben werden. Die Nummern sind hauptsächlich intern von Bedeutung, doch werden sie beispielsweise in den `.lhe`-Dateien (s. u.) abgespeichert.

In den folgenden beiden Zeilen wird die maximale Zahl an QCD- bzw. QED-Vertices angegeben, wobei „QED“ alle Kopplungen von Photon, Z, W und Higgs einschließt. Da keine Prozesse mit Loops berücksichtigt werden, ist, bei fester Zahl ausgehender Teilchen, die Anzahl der berücksichtigten Teilreaktionen (bzw. Feynman-Diagramme) automatisch nach oben begrenzt. Die Voreinstellung „99“ bedeutet also in der Praxis „alle Tree-Level-Prozesse“.

Es hat sich als effizient herausgestellt, alle zu einem bestimmten Collider gehörenden, funktionierenden Prozesse in derselben `proc_card.dat`-Datei zu speichern und bei Bedarf ein- oder auszukommentieren. So kann auch leicht geprüft werden, ob jede Prozessnummer nur einmal auftaucht.

Weiter unten in der Datei, deutlich beschriftet, wird auch das zu verwendende Modell festgelegt, indem der Name des entsprechenden Unterordners von `Models/` angegeben wird. Schließlich können auch hier die *Multiparticles* definiert werden; Multiparticles gleichen Namens in `particles.dat` des entsprechenden `Models/`-Ordnern werden ersetzt.

7.1.3 Collider-Parameter

Die Datei `[Template-Ordner]/Cards/run_card.dat`, die hauptsächlich die Eigenschaften von Beschleuniger (Strahlparameter) und Detektor (Cuts) enthält, muss im Allgemeinen auch modifiziert werden. Die in dieser Datei veränderbaren Parameter sind großzügig kommentiert. Im Abschnitt „Collider type and energy“ kann die Art der Partondichteverteilung den in der Datei `proc_card.dat` definierten einlaufenden Teilchen angepasst werden ($\# = 1, 2$):

```
-1 = lpp# ! Antiprotonen
 0 = lpp# ! (reelle) Photonen, Leptonen
+1 = lpp# ! Protonen
+2 = lpp# ! virtuelle Photonen
```

Bei Photonen ist die Unterscheidung zwischen den beiden sinnvollen Optionen „0“ und „2“ wichtig. „2“ bezieht sich ausschließlich auf Photonen, die bei tiefinelastischer Streuung zwischen einem Proton und einem Elektron/Positron/Proton/Antiproton ausgetauscht werden. Ein einfacher Test, z. B. die $W\nu_e$ -Produktion in einer Elektron-Photon-Kollision oder Paarproduktionen in Photon-Photon-Collidern zeigt auch, dass die Wirkungsquerschnitte nur bei „0“ für Photonen die richtige Größenordnung haben, während bei „2“ der Wirkungsquerschnitt häufig um mindestens sechs Zehnerpotenzen zu klein ist (siehe auch Tab. 7.1).

Bei den Cuts ist zu beachten, dass etwa bei der oben diskutierten Reaktion $pe \rightarrow cc^{\sim}e-j$ ein angewandter Schnitt auf die Jets u. U. auch auf den Protonrest j wirkt. Ein pauschal auf alle Jets angewandter η -Schnitt wird also alle Ereignisse filtern, bei denen das aus dem Proton stammende Teilchen nur wenig abgelenkt wird – Ereignisse, die möglicherweise 99,9 % des Wirkungsquerschnitts ausmachen. Andererseits sind die Cuts bei Reaktionen wie etwa der Abstrahlung massoloser Bosonen (g, γ) physikalisch notwendig.

7.1.4 Ausführung und Ausgabe von MadGraph

MadGraph wird über die Shell mithilfe der Befehle `newprocess` und `generate_events` ausgeführt:

```
.../MG_ME_MW_V2.5.0/[Template-Ordner] $ ./bin/newprocess
...
.../MG_ME_MW_V2.5.0/[Template-Ordner] $ ./bin/generate_events
Enter 1 for parallel 0 for serial run
0
Enter run name
[Run-Name]
```

In [Template-Ordner]/HTML/crossx.html wird nach erfolgreichem Durchlauf des Programms der Gesamtwirkungsquerschnitt der Reaktion(en) ausgegeben. Über *Main Page* → *process information* (bzw. *info.html*) können die entsprechenden Feynman-Graphen abgerufen werden. Detaillierte Angaben zum Wirkungsquerschnitt (statistische Fehler; Beiträge der einzelnen Diagramme) sind über die Datei /SubProcesses/[Run-Name]_results.html (entspricht dem Link *results*) verfügbar.

Die generierten Events sowie die „Banner“ – aus den Kontrollkarten und anderen wichtigen Daten bestehende Textdateien, anhand derer sich der Run eindeutig wiederholen lässt – finden sich im Ordner *Events/*. Die Event-Dateien werden als *.lhe.gz, also komprimierte Dateien, abgespeichert und beinhalten am Dateianfang denselben Text wie die Banner. Die Events selbst, d. h. Strahlparameter, Event-Gewichte, Prozessnummern (z. B. die „243“ von oben), Identitäten, Vierervektoren und Helizitäten ein- und auslaufender Teilchen, Zerfallsketten und andere Größen sind im Les-Houches-Format [Boo01, Alw06] codiert, können also – beispielsweise von PYTHIA – relativ problemlos eingelesen werden (vergleiche z. B. [Alw07], Abschnitt 7.2, und [PYT01]). Die Event-Dateien enthalten aber noch keine Hadronisation (oder Stringfragmentation) und keine Zerfälle der bei der Reaktion entstandenen Teilchen, lassen sich also nicht direkt in Detektorsimulationssoftware einlesen.

MadGraph beinhaltet ein Paket, *pythia_pgs*, welches automatisch sowohl volle Event- als auch Detektorsimulation leistet (PYTHIA bzw. PGS – „*Pretty Good Simulator*“). Es ist aber einerseits nicht klar, ob PYTHIA in diesem Zusammenhang mit der Nichtstandard-Kollision eines reellen Photons mit einem Proton umgehen kann, und andererseits ist bekannt, dass die ZEUS-Simulationssoftware, die einem LHeC-Detektor wohl eher entspricht, nur bei Lepton-Proton-Kollisionen korrekt funktionieren kann. Damit bietet es sich an, die Parton-Level-Events der Photon-Gluon-Fusion mit MadGraph zu erzeugen und die erzeugten .lhe-Dateien als Teilprozesse einer Elektron-Proton-Kollision in PYTHIA einzulesen.

7.1.5 Verifikation der MadGraph-Ergebnisse

In Tabelle 7.1 sind einige von MadGraph berechnete Tree-Level-Wirkungsquerschnitte im Vergleich mit tatsächlichen Messwerten oder anderen theoretischen Vorhersagen aufgelistet, insbesondere von Photon- und Proton-Kollisionen. Die Ergebnisse stimmen gut überein, die von mir mit MadGraph gewonnene Größenordnung der Ergebnisse sollte also vertrauenswürdig sein.

Prozess	MadGraph	Referenzwert	Quelle
$e^-p \rightarrow e^-b\bar{b}j$ ($\sqrt{s} = 938$ GeV; p_T)	$7,3 \pm 1,0$ nb	~ 10 nb	arXiv:0811.0894
$e^+p \rightarrow \bar{\nu}_e c$ (150 GeV \otimes 7 TeV)	67 pb	50..60 pb	O. Behnke (mdl.)
$\gamma e^- \rightarrow \nu_e W^-$ ($\sqrt{s} = 150$ GeV)	11 pb	8..9 pb	arXiv:0909.0419
$\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ ($\sqrt{s} = 300$ GeV)	75 pb	80 pb	arXiv:0909.0419
$p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ ($\sqrt{s} = 1,96$ TeV)	5,7 pb	$8,18^{+0,98}_{-0,87}$ pb	arXiv:0907.2684

Tabelle 7.1: Vergleich der mit MadGraph berechneten Wirkungsquerschnitte verschiedener Prozesse und gefundene experimentelle Werte oder theoretische Vorhersagen.

7.2 PYTHIA, „PYTHIGGS“

Die verwendete Version 6.2.2.1 von PYTHIA wurde noch in FORTRAN [Weh86, Alt89] geschrieben² und besteht aus über 62000 Zeilen Programmcode (über 2 MB Text); die neuesten Versionen (8.x) sind schon in C++ implementiert, werden aber vom Autorenteam noch nicht als genauso „ausgereift“ (*mature*) wie Version 6.4 angesehen.³

Da FORTRAN zum Zeitpunkt der Entwicklung von PYTHIA noch keine objektorientierte Programmiersprache war, ist auch PYTHIA (lediglich) prozedural aufgebaut. Einige Elemente der – schon im Vergleich mit PASCAL – archaisch wirkenden FORTRAN-Syntax (festes Zeilenformat, begrenzter Zeichenvorrat, maximale Variablenlänge von 6 Zeichen, GOTO-Anweisungen) finden sich damit auch im PYTHIA-Code wieder. Neben der restriktiven FORTRAN-Syntax ist es für den PYTHIA-Anfänger eine große Herausforderung, die (physikalische) Bedeutung der unzähligen Variablen und Funktionen zu verstehen; hier hilft natürlich vor allem das PYTHIA-Handbuch [PYT01] weiter. Viele der PYTHIA-Bezeichnungen waren schon vorher Konvention oder wurden – nicht zuletzt aufgrund der großen Bedeutung des Programms – in den Les-Houches-Standard aufgenommen [Boo01], somit kann die Kenntnis der PYTHIA-Variablen dazu beitragen, sich in den Codes anderer Programme schnell zurechtzufinden. So bedeutet beispielsweise `ICOLUP(2,1)=503`: „Teilchen Nr. 1 trägt Antifarbe 503“. Dass es um Farbladungen geht (*Antifarbe* wegen der 2), ist für das geübte Auge nicht nur aus dem Bestandteil „COL“, sondern auch aus der Konstanten „500 plus kleine natürliche Zahl“ ersichtlich.

Der offene Quelltext von PYTHIA und anderer Software hat – neben der Nachvollziehbarkeit der Berechnungen – den Vorteil, dass das Programm beliebig für spezielle Anwendungen abänderbar ist. Insbesondere kann PYTHIA an das Format der einzulesenden und auszugebenden Dateien angepasst werden.

7.2.1 Genereller Programmablauf von PYTHIA; PYTHIAFMNR

Die für diese Arbeit gewählte Methode, PYTHIA anzuwenden, basiert im Prinzip auf dem Code `PYTHIAFMNR.f`. Er ist integraler Bestandteil eines Interfaces [Gei07] zwischen den Programmen FMNR und PYTHIA. FMNR bezeichnet hierbei die Implementierung der NLO-Berechnungen von Frixione, Mangano, Nason und Ridolfi zur Photoproduktion schwerer Quarks [Fri93]. Dieser Code produziert Events (`.out`-Dateien) in Form von Vierervektoren der austretenden Partonen, also einem Quark, einem Antiquark, manchmal noch einem Gluon und eventuell weiterer Teilchen. Der Code von PYTHIAFMNR wird nun gemäß `buildPYTHIA` kompiliert und in den PYTHIA-Code (in Form von Bibliotheken vorliegend) integriert, sodass eine ausführbare Datei entsteht.

²„[PYTHIA 6.4.0.9] is in FORTRAN 77, so not understood by young people“ – Torbjörn Sjöstrand: PYTHIA 8 Status Report (Präsentation), MCnet open meeting, CERN, 10.1.2007

³<http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>



PYTHIAFMNR besteht logisch aus einer Hauptroutine und den Subroutinen UPINIT und UPEVNT, welche durch die Befehle `CALL PYINIT('USER', ' ', ' ', ' ', ODO)` bzw. `CALL PYEVNT` indirekt aufgerufen werden. PYTHIAFMNR leistet folgende Aktionen:

- Festlegen, anhand welcher Modelle PYTHIA QCD-Berechnungen durchführen soll.
- Erstellen und Füllen von Histogrammen unter Verwendung von Detektorkoordinaten und unter Berücksichtigung von Cuts.
- in UPINIT: Festlegen der Arten und Energien der Strahlteilchen (HERA-Setup) und der auftretenden Events.
- Festlegen der Identität der auslaufenden Quarks (Charm oder Bottom).
- in UPEVNT: Einlesen der Events. Da das Format der FMNR-.out-Dateien vom internen PYTHIA- (bzw. Les-Houches-) Standard stark abweicht, müssen einige Angaben wie einlaufende Teilchen (Photon, Gluon) und Farbcodes ergänzt werden. Gleichverteilung der Events bzgl. ϕ – die in FMNR erzeugten Ereignisse sind in die yz -Ebene gedreht.
- Aufrufen der PYTHIA-Routinen zur Eventgeneration.
- Ausgabe der Histogramme als HBOOKs (*.hbk; PAW-Format, FORTRAN). Diese können mit `h2root` in ROOT-Dateien (C++) umgewandelt werden.

7.2.2 PYTHIGGS

Für die vorliegende Arbeit empfahl sich der PYTHIAFMNR-Code als Ausgangspunkt. Im Wesentlichen wurden folgende Veränderungen vorgenommen:

- Anpassung der Modellparameter an HERA-Physik und ZEUS-Standards. Wird einer der Parameter `MSTP(52)`, `MSTP(54)` oder `MSTP(56)` auf 2 gesetzt, so ist der PYTHIA-Code unbedingt anzupassen: Die Routinen `PDFSET`, `STRUCTM` und `STRUCTP` müssen deaktiviert werden! (Siehe dazu [PYT01], Abschnitt 9.3.)
- Neuauswahl der Histogramme nach dem Kriterium, welche kinematischen Variablen welcher Teilchen in den Prozessen $\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}H$ interessant sind.
- Neufestlegen der Arten und Energien der Strahlteilchen (in UPINIT): Prinzipiell wäre dies $\gamma(20..140 \text{ GeV})$ und $p(7 \text{ TeV})$, was direkt aus der `.lhe`-Datei ausgelesen werden kann. Damit die ZEUS-Software die erzeugten Ereignisse aber – zumindest grundsätzlich – verarbeiten kann, ist es notwendig, statt des einlaufenden Photons ein Elektron (oder Positron) mit höherer Energie (z. B. Faktor 1,2) anzugeben. Dies ist analog zu der Vorgehensweise in PYTHIAFMNR und hat auf die Verarbeitung des Events keinen Einfluss, wenn von der bloßen Existenz des zusätzlich auslaufenden Leptons abgesehen wird. Mehrere zusätzliche Angaben, die in PYTHIAFMNR als Default-Einstellungen übernommen wurden, z. B. Partondichteverteilungen, können aus der Les-Houches-Datei ausgelesen werden. Siehe hierzu auch Abschnitt 7.4.

- Das Einlesen der Events ist aufgrund des gemeinsamen Les-Houches-Formates viel stringenter (und vollständiger). Der Eventtyp (Identitäten der ein- und auslaufenden Teilchen) kann ebenfalls von den in MadGraph getroffenen und in der Datei gespeicherten Einstellungen übernommen werden: er kann mit der Prozessnummer identifiziert werden.

Im Endeffekt hat der veränderte Code, bis auf einige praktische Befehlssequenzen im Hauptprogramm, kaum noch Gemeinsamkeiten mit PYTHIAFMNR. Seine Grundstruktur, die Subroutinen, die COMMON-Blöcke etc. entsprechen voll dem Beispiel aus [PYT01], Abschnitt 9.9.3, ergeben sich also schon aus den Anforderungen von PYTHIA. Damit verdient der Code m. E. einen eigenen Namen, ich entschied mich für „PYTHIGGS“ als Zusammensetzung aus „PYTHIA“, „Heavy Quark“ und „Higgs-Boson“.

Die von dem angepassten buildPYTHIA-Shell-Script erzeugte ausführbare Datei leistet nun die volle Event-Simulation um die in der .lhe-Datei gespeicherten Partonlevel-Ereignisse. Das Programm kann auch Histogramme wie die in den Abb. 5.9 und 5.10 füllen.

An dieser Stelle möchte ich betonen, dass der PYTHIGGS-Code so geschrieben wurde, dass keine über den Inhalt der .lhe-Datei hinausgehenden Annahmen getroffen werden. Er sollte also unabhängig von der konkreten Teilchenkollision und insbesondere für Kollisionen aus Protonen, Elektronen/Positronen und Photonen bei beliebigen Energien und mit beliebigen Reaktionsprodukten im Rahmen der PYTHIA-Definitionsbereiche korrekt funktionieren. Damit stellt er, in Kombination mit MadGraph, ein nützliches Werkzeug für die Analyse von Nichtstandard-Kollisionen dar. Die bevorstehende Veröffentlichung bzw. Ausreifung der C++-Versionen von MadGraph und PYTHIA wird den Zeitraum der Nützlichkeit des Codes allerdings begrenzen.

7.3 FORMOZA

Um die von MadGraph und PYTHIA generierten Events darstellbar zu machen, müssen sie von einer Detektorsoftware verarbeitet werden, welche die Antwort der Detektorkomponenten auf die sie durchdringenden Teilchenströme simuliert. Obwohl das ZEUS-Experiment für andere Strahlenergien optimiert ist als es ein LHeC-/LH γ C-Detektor sein müsste, sollte die für ZEUS geschriebene Software aufgrund der ähnlichen physikalischen Zielsetzung (Multifunktionsdetektor an einem semihadronischen Collider) geeignet sein, einen repräsentativen Eindruck vom Aussehen der durch Gleichung 5.2 beschriebenen Events zu erhalten.

Als Interface zwischen der Ausgabe des Generators und der Eingabe in die Detektorsimulation kann – wie es Shuangshi Fang bei PYTHIAFMNR getan hat – das Programm FORMOZA⁴ von Yury Golubkov dienen. Dazu muss der eigene Code, z. B. durch bestimmte Präprozessor-Befehle, angepasst werden. Er wird dann gemeinsam mit dem FORMOZA-Code in die ausführbare Datei (PYTHIAFMNR, PYTHIGGS) integriert, woraufhin die eigentlich PYTHIA-internen Daten in eine für die ZEUS-Software (MOZART/FUNNEL) lesbare Datei geschrieben werden. Falls der PYTHIA-Code abgewandelt wurde (z. B. Subroutinen deaktiviert werden mussten), muss das Programm neu kompiliert werden; dies geschieht am besten dadurch, dass der Quellcode in `scr/general/` kopiert wird.

⁴<http://www.desy.de/~golubkov/Formoza/formoza/doc/index.html>



Damit die in den ZEUS-Simulationen kollidierenden Teilchenstrahlen aus den richtigen Richtungen kommen, ist es notwendig, dass in MadGraph Strahl 1 dem Protonenstrahl und Strahl 2 dem Elektronen-/Positronenstrahl zugeordnet wird. Bei falscher Zuordnung kann die Software u. U. fehlerfrei laufen, der Protonrest erscheint dann aber logischerweise in den hinteren Kalorimetern (stromaufwärts).

Durch FORMOZA wurde keine Bibliothek für das verwendete Betriebssystem *Scientific Linux 4* bereitgestellt, sodass diese extra kompiliert wurde.

In Abbildung 7.1 ist das Zusammenspiel der für diese Arbeit benutzten Programme dargestellt. Im Prinzip kann fast alles durch eine einzige Routine (Shell-Script) gesteuert werden, mehr dazu im nächsten Abschnitt.

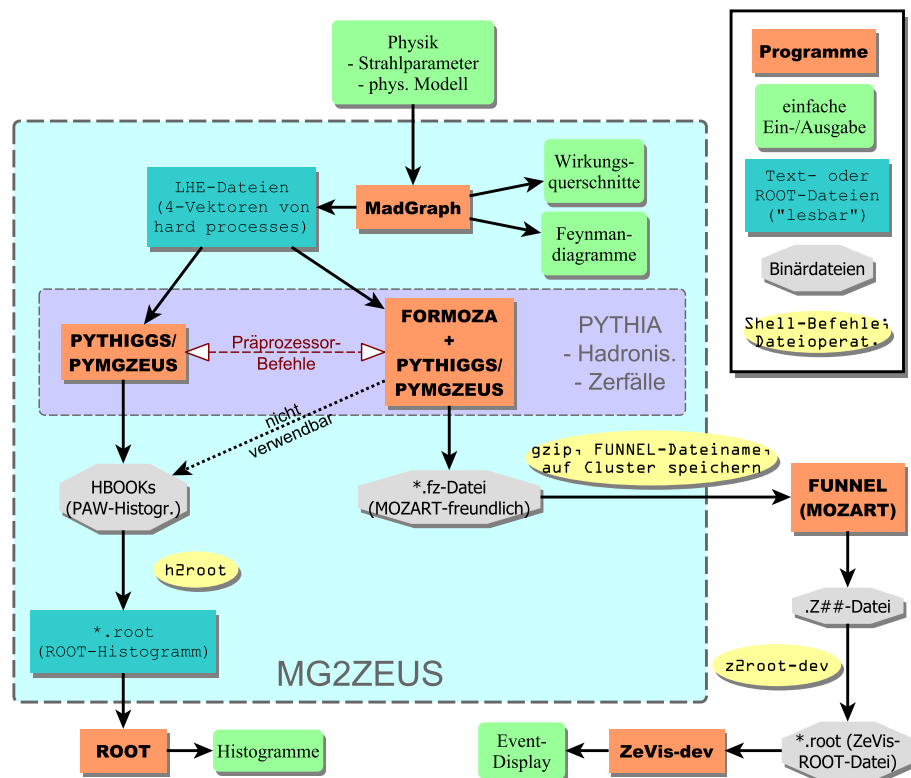


Abbildung 7.1: Flussgrafik der benutzten Software von der Eingabe der physikalischen Parameter der Kollision (des Prozesses) bis zur Ausgabe als Histogramme bzw. als Detektor-Simulation. Alle in dem mit „MG2ZEUS“ gekennzeichneten Feld stehenden Operationen können automatisch – z. B. durch ein Shell-Script – ausgeführt werden.

7.4 ZEUS-spezifische Anwendung der Software

Die Kombination von MadGraph mit PYTHIGGS und FORMOZA kann natürlich auch verwendet werden, um HERA-Prozesse, also e-p-Kollisionen, zu simulieren, so etwa den Untergrund

$$e^\pm p \rightarrow e^\pm b \bar{b} c \bar{c} X \quad (7.1)$$

zu Instanton-Prozessen, wobei „X“ den Protonrest bezeichnet. Instantonen sind virtuelle QCD-Zwischenzustände (Vakuum-Tunnelprozesse), welche die Chiralität verletzen (dies ist aufgrund der nichtverschwindenden Quarkmasse möglich) und in Quark-Antiquark-Paare zerfallen (siehe [Bot08, Bot11] und Referenzen darin). Der bequeme, aber nicht allzu häufige Instanton-Nachweis über den Zerfall der schweren Quarkpaare ($b\bar{b}$, $c\bar{c}$) in Myonen hat den o. g. Untergrund. Da alle Programme und Dateien so ausgelegt sind, dass sie prozessunabhängig funktionieren, ist die Vorgehensweise analog zu den Abschnitten 7.1, 7.2 und 7.3.

Das (ZEUS-spezifische) Zusammenspiel der genannten Software, inklusive Installation und effizienter Dateiverwaltung, kann durch mein Shell-Script

```
runMG2ZEUS [Collider-Name] [Prozess-Name]
```

gesteuert werden (s. Abb. 7.1). Beide Namen sollten mit Buchstaben anfangen. Indem das Script alle (für die meisten Zwecke) relevanten Dateien nacheinander öffnet und anschließend ausführt, leitet es den Benutzer durch die Programmkette von der Definition des (exotischen) HERA-Prozesses bis zur Erstellung der ROOT-Histogramme und der Datei für FUNNEL.

HERA-Kollisionen sollten in MadGraphs `proc_card.dat` wie folgt definiert werden (vgl. Abschnitt 7.1, insbesondere 7.1.2), wobei „...“ jeweils für die den gewünschten Reaktionsprodukten entsprechenden Parameter steht:

```
# Begin PROCESS # This is TAG. Do not modify this line
pe>e+...      @100 # no proton remnant; probably not dominant process
QCD=...       # Max QCD couplings
QED=...       # Max QED couplings
end_coup      # End the couplings input

pe>e+j...     @101 # proton remnant; probably dominant process
QCD=...       # Max QCD couplings
QED=...       # Max QED couplings
end_coup      # End the couplings input

pe>e+jj...    @102 # one additional jet; complicated but not dominant (?)
QCD=...       # Max QCD couplings
QED=...       # Max QED couplings
end_coup      # End the couplings input
done          # this tells MG there are no more procs
# End PROCESS # This is TAG. Do not modify this line
```

Aus Gründen der Kompatibilität mit der ZEUS-Detektorsoftware bietet es sich – wie oben angedeutet – an, Strahl 1 als Protonen-/Hadronenstrahl und Strahl 2 als Leptonen-/Photo-

nenstrahl festzulegen. In `run_card.dat` müssen die GeV-Energien ganzzahlig sein, dementsprechend lauten die Strahleinstellungen hier:

```

1      = lpp1   ! beam 1 type (0=NO PDF)
0      = lpp2   ! beam 2 type (0=NO PDF)
920    = ebeam1 ! beam 1 energy in GeV
28     = ebeam2 ! beam 2 energy in GeV

```

Weiterhin kann bei Bedarf die Polarisation des Leptonenstrahls eingestellt werden. Um der Unterscheidung bei HERA (d. h. H1 und ZEUS) zwischen den *heavy flavors* Charm und Beauty einerseits und den *light flavors* Up, Down und Strange andererseits gerecht zu werden, können in `run_card.dat` die Cuts angepasst werden: Mit der Einstellung

```
3 = maxjetflavor
```

können auf die Charm-Quarks dieselben kinematischen Schnitte wie auf die Beauty-Quarks angewandt werden und damit andere als auf die leichten Quarks. Dies erlaubt beispielsweise, in der Reaktion

```
pe->e-jcc~
```

den als Protonrest angesehenen Jet von vornherein anders zu behandeln als die Charm-Jets, sofern Proton und j-Jet nur aus u-, d- und s-Quarks bestehen dürfen (in `proc_card.dat`):

```

# Begin MULTIPARTICLES # This is TAG. Do not modify this line
P uu~dd~ss~g
J uu~dd~ss~g
# End MULTIPARTICLES # This is TAG. Do not modify this line

```

Da sich die Cuts auf Partonlevel-Prozesse beziehen, sollte beachtet werden, dass ohne kinematische Schnitte die Wirkungsquerschnitte einiger Prozesse – wie etwa Gluonabstrahlung auslaufender Quarks – divergieren können.

MadGraph wird, wie schon im letzten Abschnitt beschrieben, über die Shell mithilfe der Befehle `newprocess` und `generate_events` ausgeführt:

```

./MadGraph/[Collider-Name] $ ./bin/newprocess
...
./MadGraph/[Collider-Name] $ ./bin/generate_events 0 [Run-Name]

```

In `[Collider-Name]/HTML/crossx.html` wird nach erfolgreichem Programmdurchlauf der Gesamtwirkungsquerschnitt der Reaktion(en) ausgegeben. Über *Main Page* → *process information* (bzw. `info.html`) können die entsprechenden Feynman-Graphen abgerufen werden. Detaillierte Angaben zum Wirkungsquerschnitt (statistische Fehler; Beiträge der einzelnen Diagramme) sind über die Datei `/SubProcesses/[Run-Name]_results.html` (entspricht dem Link *results*) verfügbar.

Die generierten Events sowie die „Banner“ – aus den Kontrollkarten und anderen wichtigen Daten bestehende Textdateien, anhand derer sich der Run eindeutig wiederholen lässt – finden sich im Ordner `Events/`. Die Event-Dateien werden als `*.lhe.gz`, also komprimierte

Dateien, abgespeichert und beinhalten am Dateianfang denselben Text wie die Banner. Die Events selbst, d. h. Strahlparameter, Event-Gewichte, Prozessnummern (z. B. die „100“ bis „102“ von oben), Identitäten, Vierervektoren und Helizitäten ein- und auslaufender Teilchen, Zerfallsketten und andere Größen sind im Les-Houches-Format [Boo01, Alw06] codiert, können also von PYTHIA relativ problemlos eingelesen werden (vergleiche z. B. [Alw07], Abschnitt 7.2, und [PYT01]).

Die Einleseroutine von PYTHIA (PYTHIAFMNR, PYTHIGGS bzw. PYMGZEUS) besteht logisch aus einer Hauptroutine und den Subroutinen UPINIT und UPEVNT, welche durch die Befehle CALL PYINIT('USER', ' ', ' ', ' ', 0D0) bzw. CALL PYEVNT indirekt aufgerufen werden. Den PYMGZEUS-Code habe ich großzügig kommentiert. Er leistet folgende Aktionen:

- Festlegen, anhand welcher Modelle PYTHIA QCD-Berechnungen durchführen soll. Näheres zu den Bedeutungen der Schalter (MSTP u. A.) findet sich im PYTHIA-Handbuch [PYT01]. Die Schalter sind so gewählt, dass für möglichst viele Prozesse möglichst sinnvolle und mit den MadGraph-Events konsistente Ergebnisse geliefert werden, wobei der Schwerpunkt allerdings auf HERA-Kollisionen liegt. Dies bedeutet aber umgekehrt, dass nicht für jeden Prozess die besten Parameter gewählt sind.
- Erstellen und Füllen von Histogrammen (CALL HBOOK1(...) bzw. CALL HF1(...)) unter Berücksichtigung von Cuts. Je nachdem, welche kinematischen Variablen welcher Teilchen relevant sind, müssen die entsprechenden Stellen im Code angepasst werden.
- in UPINIT: Festlegen der Arten und Energien der einlaufenden Teilchen (in UPINIT), was prinzipiell direkt aus der .lhe-Datei ausgelesen werden kann. Damit die ZEUS-Software die erzeugten Ereignisse aber – zumindest grundsätzlich – verarbeiten kann, ist es notwendig, statt einlaufender Photonen Elektronen (oder Positronen) mit höherer Energie (z. B. Faktor 1,2) anzugeben. Dies hat auf die Verarbeitung des Events keinen Einfluss, wenn von der bloßen Existenz des zusätzlich auslaufenden Leptons abgesehen wird. Mehrere zusätzliche Angaben werden aus der Les-Houches-Datei ausgelesen.
- ebenfalls in UPINIT: Festlegen der *user process numbers*. In MG2ZEUS/PYMGZEUS ist folgende Konvention getroffen worden:
 - 1 bis 99: besetzte Einträge im LPRUP-Array
 - 1001 bis 1099: LPRUP-Werte (zur Vereinfachung: 1000 + LPRUP-Eintrag)
 - ab 100: Prozessnummern (MGTAG) aus LHE-Datei
 - ab 1100: IDPRUP (1000 + MGTAG)
- in UPEVNT: Einlesen der Events.
- Aufrufen der PYTHIA-Routinen zur Eventgeneration. Mehrere Zeilen sinnvoller Status-Ausgabe stehen zum Ein-/Auskommentieren zur Verfügung.
- Ausgabe der Histogramme als ROOT-Datei (MG2ZEUS konvertiert die HBOOKs automatisch).

Das Script `buildPYMGZEUSrun` entspricht `buildPYTHIA` von `PYTHIAFMNR`, ruft die ausführbare Datei aber nach Kompilierung auf.

Nachdem die Histogramme erstellt und in `ROOT`-Dateien umgewandelt sind, werden die `FORMOZA`-Dateien `makefile` und `user.make` zur Bearbeitung geöffnet; anschließend werden die `makefiles` ausgeführt – die ausführbare `formoza_PYMGZEUS.exe` wird erstellt. Das `MG2ZEUS`-Script öffnet nun das Script `PYMGZEUS_run`, welches nach Bearbeitung das erstellte Programm ausführt. Zum Schluss werden die wichtigen Dateien des Prozesses im Ordner

```
./[Collider-Name] [Prozess-Name]/
```

gespeichert:

- `*.banner`: MadGraphs Banner der LHE-Datei. Die Datei selbst findet sich unter `./MadGraph/[Collider-Name]/Events/ ...`
`... [Prozess-Name]_unweighted_events.lhe.gz`.
- `*.root`: Histogramme nach Definition in `PYMGZEUS`.
- `RenameThisFileForSubmissionToFunnel`: selbsterklärend. Die Datei ist schon komprimiert; ihr Name muss nur noch dem *Painless Funnel Filename Maker*⁵ entsprechend umbenannt werden.

Das Script ist weitgehend fehlerfrei und verhält sich relativ tolerant gegenüber Eingaben des Benutzers. Trotzdem ist es zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht ausgereift und kann (und will) dem Benutzer natürlich nicht die volle Kontrolle über `MadGraph`, `PYTHIA` und `FORMOZA` geben. Eine ausgereifte Version inklusive englischsprachiger Dokumentation ist in Arbeit.

⁵<http://www-zeus.desy.de/components/funnel/cgi-bin/formmaker.cgi>

7.5 Abbildungen auf Englisch

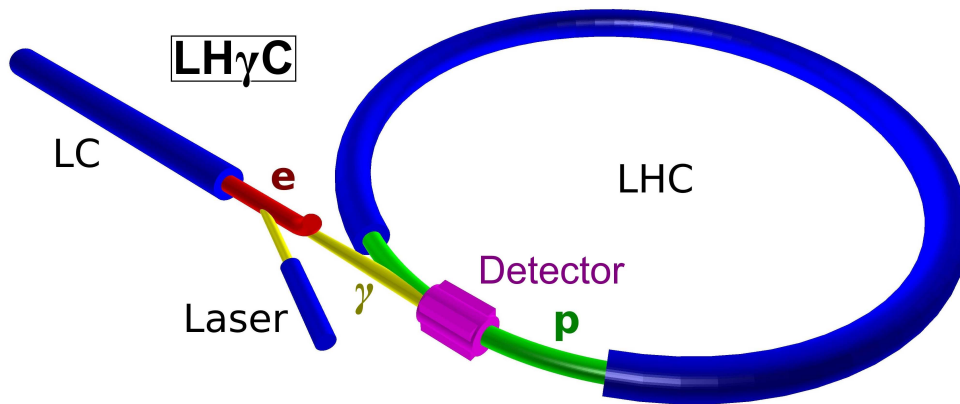


Abbildung 7.2: Selbe Abbildung wie 2.6, aber auf Englisch.

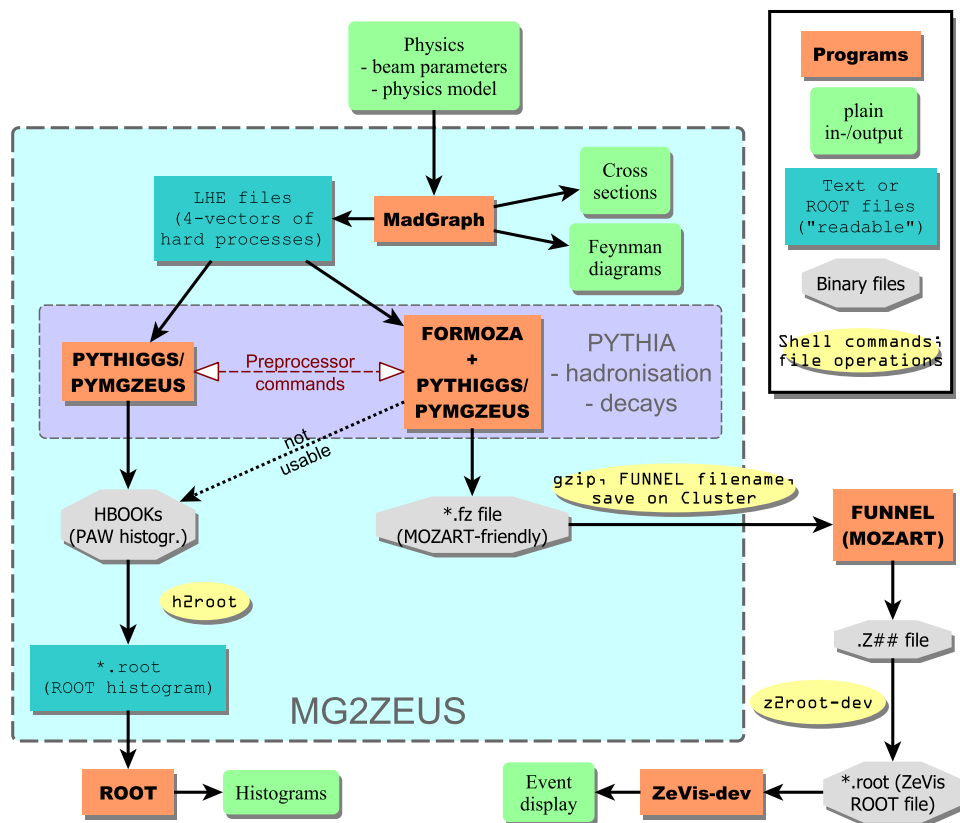


Abbildung 7.3: Selbe Abbildung wie 7.1, aber auf Englisch.

8 Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich mich bei den Personen bedanken, die einen Anteil am Gelingen dieser Arbeit tragen. Dies sind wohl hauptsächlich folgende Dozenten, Übungsleiter und Tutoren an den Universitäten Potsdam und Hamburg, deren fachliche und pädagogische Fähigkeiten mein Wissen über Physik sowie andere in diese Arbeit einfließende Kenntnisse mehrten: Prof. Dr. Dieter Neher, Prof. Dr. Arkadi Pikovski, Prof. Dr. Martin Wilkens, PD Dr. Chandrashekar Devchand, PD Dr. Achim Feldmeier, Dr. Sabine Riemann, Dr. Harry Weigt, Dipl.-Phys. Jonathan F. Donges, Dipl.-Phys. Timo Felbinger; Prof. Dr. Caren Hagner, Prof. Dr. Jörg Rossbach, Dipl.-Phys. Christopher Behrens.

Weiterhin sind das die Personen, die in meiner Kindheit und Jugend meine Fähigkeiten in Mathematik und den Naturwissenschaften gefördert haben: Dr. Marlen Fritzsche, Dr. Horst Wendland, Andreas Klee; Dr. Ilona Siehr, Christine Domhardt, Björn Mai, Sirkka Schütz und Marianne Taubert.

Diese Arbeit wäre nicht ohne die kontinuierliche geistige und materielle Unterstützung meiner Familie Marlies Franck, Susanne Balkowski und Lydia Franck, möglich gewesen. Ihr habt auch das Umfeld geschaffen, in dem ich lesen, lernen, entdecken und nachdenken konnte. Die Besuche bei Susanne, Ben und Luise Balkowski waren während des letzten Jahres – ich weiß, sie hätten häufiger sein können – immer eine schöne Abwechslung. Meiner Mama möchte ich auch für das akribische Korrekturlesen danken, sowie allen anderen, die es mir angeboten haben.

Ich danke auch meinen Kollegen Dipl.-Phys. Danny Bot und Dipl.-Phys. Sven Schubert, die mir unzählige Male mit Rat und Tat zur Seite standen, wenn es darum ging, FORTRAN, C++, ROOT, L^AT_EX, Linux (insb. die Shell) oder die ZEUS-Umgebung zu zähmen: ohne euch wäre ich im Software-Sumpf untergegangen. Die Arbeitsatmosphäre war auch immer sehr offen und freundschaftlich, und auch euch danke ich sehr für euer Korrekturlesen. Danny konnte mir Padawan ☺ in fachlichen Fragen immer kompetent weiterhelfen und ist als Metasuchmaschine einfach unschlagbar. Sven hat auch besondere Details des Layouts maßgeblich beeinflusst – an dieser Stelle noch einmal herzlichen Dank an Łukasz Panek! Ein Dankeschön auch an Iris Kerkhoff für die Einweisungen in die ZEUS-Bürotechnik sowie Herrn Eberhard Wunsch für den Flachbildschirm. I'd also like to thank PhD students Lena Bachynska, Misha Lisovyı (дуже дякую вам!) und Philipp Roloff for their useful tips during our meetings; thanks to Misha also for testing MG2ZEUS. And большое спасибо resp. 謝謝 to Prof. Yury Golubkov and Dr. Shuangshi Fang for their support concerning FORMOZA/PYTHIAFMNR, dziękuję Janusz Malka for the help with FUNNEL, and many thanks to Prof. Tim Stelzer and Prof. Fabio Maltoni (grazie!) for the invention and the development of MadGraph and kindly answering to all of my questions.

(b.w.)

Danke auch an PD Dr. Olaf Behnke für den Kontakt zur LHeC-Gruppe und seine offene Begeisterung für meine Event-Displays. Desweiteren danke ich Prof. Dr. Peter Schleper für seine spontane Bereitschaft, als Zweitgutachter für diese Arbeit zur Verfügung zu stehen, sowie seine motivierende Vorlesung über die Physik jenseits des Standardmodells. Schließlich gebührt mein Dank auch PD Dr. Achim Geiser, der mir dieses sehr interessante Diplomthema anvertraut hat, meine Fähigkeiten und Möglichkeiten oft früher erkannt hat als ich, mir beim Debuggen (sowohl im Code als auch in diesem Text) half, und trotz unzähliger weiterer Verpflichtungen immer ein offenes Ohr für meine Software- und anderen Probleme, Fragen, Korrektur- und Kritikwünsche hatte.

Kontakt: joachim.franck@desy.de

Abbildungsverzeichnis

1.1	Blue Band Plot	9
1.2	Notation für Propagatoren in Feynman-Diagrammen	10
1.3	Fermion-Vektorboson-Kopplungen	11
1.4	Drei- und Vier-Vektorboson-Kopplungen	11
1.5	Yukawa-Kopplungen	12
1.6	Higgs-Boson-Kopplungen	12
1.7	Higgs-Selbstkopplung	12
1.8	ggH-Kopplung via Top-Loop	13
1.9	Higgs-Potential (schematisch)	19
2.1	Elektron-Photon-Konversion	34
2.2	Abstands- und Helizitätsabhängigkeit der Photon-Luminosität	34
2.3	Spektrum der konvertierten Photonen	35
2.4	Energie-Winkel-Korrelation konvertierter Photonen	35
2.5	Wechselwirkungsbereich eines γp -Colliders	36
2.6	LH γ C: Skizze	36
3.1	ZEUS-Detektor	40
5.1	Zerfallswahrscheinlichkeiten des SM-Higgs-Bosons	50
5.2	Feynman-Diagramme: bb- und bbH-Produktion	52
5.3	Feynman-Diagramme: bbH-Produktion – Nachweiskanal und Untergrund	54
5.4	Produktions-WQS der assoziierten Higgs-Charm-Produktion	55
5.5	Produktions-WQS der assoziierten Higgs-Beauty-Produktion	56
5.6	Higgs-Charm-Produktion: Signal und Untergrund	57
5.7	Higgs-Beauty-Produktion: Signal und Untergrund	57
5.8	Signal-Untergund-Verhältnis bei ccH- und bbH-Produktion	58
5.9	Pseudorapiditäten der b-Quarks bei bbH-Produktion	60
5.10	Rapidität der W-Bosonen und Leptonen nach bbH-Produktion	60
5.11	Event im ZEUS-Detektor I	62
5.12	Event im ZEUS-Detektor II	62
5.13	Event im ZEUS-Detektor III	63
7.1	Flussgrafik der benutzten Software	75
7.2	LH γ C: Skizze (englisch)	80
7.3	Flussgrafik der benutzten Software (engl.)	80

Tabellenverzeichnis

1.1	Fermionen: Einteilung und Masse	8
1.2	Bosonen: Einteilung und Masse	8
1.3	Hyperladung der Fermionen	14
1.4	Isospin der Fermionen	15
1.5	Elektrische Ladung der Fermionen	17
5.1	Vergleich Wirkungsquerschnitte SM, MSSM	59
5.2	Viererimpulse eines typischen Ereignisses	61
7.1	Wirkungsquerschnitte mit MadGraph	71



Literaturverzeichnis

- [Ait07] Ian Aitchison: *Supersymmetry in Particle Physics – An Elementary Introduction*. Cambridge University Press; 2007.
- [Aka09] A. N. Akay, H. Karadeniz, S. Sultansoy: *Review of Linac-Ring Type Collider Proposals*. arXiv:0911.3314v2 [physics.acc-ph]; 2009.
- [Aks07] H. Aksakal et al.: *Conversion efficiency and luminosity for gamma-proton colliders based on the LHC-CLIC or LHC-ILC QCD explorer scheme*. Nucl. Instr. and Meth. A **576** (2007), S. 287–293. doi:10.1016/j.nima.2007.03.019
- [All02] B. C. Allanach et al.: *The Snowmass Points and Slopes: Benchmarks for SUSY Searches*. arXiv:hep-ph/0202233v1; 2002.
- [Alt89] F. Altenhofer: *PRO FORTRAN 77*. Heim Verlag; 1989.
- [Alw06] Johan Alwall et al.: *A standard format for Les Houches Event Files*. arXiv:hep-ph/0609017v1; 2006.
- [Alw07] Johan Alwall et al.: *MadEvent Minimal User Guide*; 1.3.2007. URL: <http://cp3wks05.fynu.ucl.ac.be/Manual/Manual-March-2007.pdf> (13.7.2010).
- [ATL99] ATLAS Collaboration: *ATLAS Detector and Physics Performance: Technical Design Report II*; ATLASTDR 14, CERN/LHCC 99-14, 25.5.1999. URL: <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/TDR/access.html> (14.7.2010).
- [ATL06] ATLAS High Luminosity Upgrade Steering Group: *Cost estimate for an ATLAS upgrade for a high luminosity LHC (SLHC)*. ATLAS Upgrade Document No. 2, 2006. URL: http://atlas.kek.jp/LHCupgrade/costupgrade_v20.pdf (13.7.2010).
- [Bae08] John C. Baez, Javier P. Muniain: *Gauge fields, knots and gravity*. Series on Knots and Everything 4; Singapore World Scientific; 2008.
- [Ben06] D. Benedetti et al.: *Search for $H \rightarrow b\bar{b}$ in association with a $t\bar{t}$ pair at CMS*. CMS NOTE 2006/119, CERN, 12.6.2006. URL: http://cdsweb.cern.ch/record/973119/files/NOTE2006_119.pdf (14.7.2010).
- [Ber06] Christoph Berger: *Elementarteilchenphysik*. Springer; 2006.

- [Bil06] S. M. Bilenky: *Neutrino masses, mixing and oscillations*. Prog. Part. Nucl. Phys. **57** (2006), S. 61–67. doi:10.1016/j.pnpnp.2005.10.001
- [Bin06] Pierre Binétruy: *Supersymmetry – Theory, Experiment, and Cosmology*. Oxford University Press; 2006.
- [Bjo98] James D. Bjorken, Sidney D. Drell: *Relativistische Quantenmechanik*. Spektrum Akademischer Verlag GmbH; 1998.
- [Boo01] E. Boos et al.: *Generic User Process Interface for Event Generators*. arXiv:hep-ph/0109068v1; 2001.
- [Bot08] Danny Bot: *Untersuchung der Nachweisbarkeit von QCD-Instantonen mit schweren Quarks in $e^\pm p$ -Kollisionen bei HERA*. DESY-THESIS-2008-014, DESY, 2008.
- [Bot11] Danny Bot: *Measurement of beauty production from multimueon events at HERA/ZEUS*. Dissertation in Vorbereitung, DESY.
- [Bri97] R. Brinkmann et al.: *Linac-Ring Type Colliders: Fourth Way To TeV Scale*. arXiv:physics/9712023v1 [physics.acc-ph]; 1997.
- [Cif95] A. K. Çiftçi et al.: *Main Parameters of TeV energy γp colliders*. Nucl. Instr. and Meth. A **365** (1995), S. 317–328. doi:10.1016/0168-9002(95)00674-5
- [CMS06] The CMS Collaboration: *CMS Physics Technical Design Report, Volume II: Physics Performance*. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **34** (2007) S. 995–1579. doi:10.1088/0954-3899/34/6/S01
- [CMS07] J. Nash (Editor): *CMS – Expressions of Interest in the SLHC*; CERN/LHCC 2007-014, LHCC-G-131, 15.3.2007. URL: <http://cmsdoc.cern.ch/cms/archives/07/LHCC/slhc-eoi-final.pdf> (13.7.2010).
- [Din07] Michael Dine: *Supersymmetry and String Theory – Beyond the Standard Model*. Cambridge University Press; 2007.
- [Fog06] G. L. Fogli et al.: *Global analysis of three-flavor neutrino masses and mixings*. Prog. Part. Nucl. Phys. **57** (2006), S. 742–795. doi:10.1016/j.pnpnp.2005.08.002
- [Fri93] Stefano Frixione et al.: *Heavy-Quark Correlations in Photon-Hadron Collisions*. arXiv:hep-ph/9306337v1; 1993.
- [Gam96] Rodolfo Gambini, Jorge Pullin: *Loops, Knots, Gauge Theories and Quantum Gravity*. Cambridge University Press; 1996.
- [Gei07] Achim Geiser, A. E. Nuncio Quiroz: *The FMNR \otimes Pythia interface for Heavy Quark production at HERA*. arXiv:0707.1632v1 [hep-ph]; 2007.
- [Gre87] Michael B. Green, John H. Schwarz, Edward Witten. *Superstring theory*. Cambridge University Press; 1987.

- [Haa05] Tobias Haas: *The ZEUS microvertex detector*. Nucl. Instr. and Meth. A **549** (2005), S. 37–43. doi:10.1016/j.nima.2005.04.022
- [Hag94] K. Hagiwara, M. Tanaka, T. Stelzer: *Single top production at LEP 200*. Phys. Lett. B **325** (1994), S. 521–525. doi:10.1016/0370-2693(94)90050-7
- [Han09] Tao Han, Bruce Mellado: *Higgs Boson Searches and the $Hb\bar{b}$ Coupling at the LHeC*. arXiv:0909.2460v1 [hep-ph]; 2009.
- [ILC07] ILC Research Directorate: *International Linear Collider: Reference Design Report*; August 2007. Website: www.linearcollider.org, (14.7.2010).
- [Kat01] U. Katz et al.: *Physics and Experimentation at a Linear Electron-Positron Collider, Volume 4: The THERA Book. Electron-Proton Scattering at $\sqrt{s} \sim 1$ TeV* DESY 01-123F vol. 4; DESY-LC-REV-2001-062, DESY, Dezember 2001. URL: <http://www.ifh.de/thera/tbook/tbook.pdf> (14.7.2010).
- [Kle05] Konrad Kleinknecht: *Detektoren für Teilchenstrahlung*. B. G. Teubner; 2005.
- [Kun92] Z. Kunszt, F. Zwirner: *Testing the Higgs sector of the minimal supersymmetric standard model at large hadron colliders*. Nucl. Phys. B **385** (1992), S. 3–75. doi:10.1016/0550-3213(92)90094-R
- [Lan97] Lew D. Landau, Ewgeni M. Lifschitz: *Lehrbuch der theoretischen Physik, Bd. 2: Klassische Feldtheorie*. Verlag Harri Deutsch; 1997.
- [LEP09] LEP Electroweak Working Group: *Blue Band Plot*; 15.8.2009. URL: <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/plots/summer2009> (13.7.2010).
- [MG07] Johan Alwall et al.: *MadGraph/MadEvent v4: The New Web Generation*; arXiv:hep-ph/0706.2334v1; 2007.
- [New09] Paul Newman: *Deep Inelastic Scattering at the TeV Energy Scale and the LHeC Project*. arXiv:0902.2292v2 [hep-ex]; 2009.
- [PDG08] C. Amsler et al. (Particle Data Group): *Particle Physics Booklet*. Phys. Lett. B **667** (2008), S. 1–6. doi:10.1016/j.physletb.2008.07.018 PDG Homepage
- [PYT01] Torbjörn Sjöstrand, Leif Lönnblad, Stephen Mrenna: *PYTHIA 6.2 Physics and Manual*. arXiv:hep-ph/0108264v1; 2001.
- [Ros92] Jörg Rossbach, Peter Schmüser: *Basic Course on Accelerator Optics*. DESY-M-93-02, DESY, 1993. Siehe auch: <http://adweb.desy.de/~rossbach/uni/Cern.pdf> (14.7.2010).
- [Sch04] D. Schulte, F. Zimmermann: *QCD explorer based on LHC and CLIC-1*. CERN-AB-2004-079; CLIC Note 608, CERN, Juli 2004. URL: <http://www.ep.ph.bham.ac.uk/exp/LHeC//qcd-explorer.pdf> (14.7.2010).
- [Ste94] T. Stelzer, W. F. Long: *Automatic Generation of Tree Level Helicity Amplitudes*. arXiv:hep-ph/9401258v1; 1994.

- [Sul99] Saleh Sultansoy: *The post-HERA era: brief review of future lepton-hadron and photon-hadron colliders*. arXiv:hep-ph/9911417v2; 1999.
- [Tel09] Valery Telnov. *Photon collider technology overview (Slides)*. Photon2009, DESY, 11.5.2009. Präsentation auf indico.desy.de verfügbar. Siehe auch: arXiv:0908.3136v1 [physics.acc-ph]; 2009.
- [Tri08] Alessia Tricomi: *SLHC: The LHC luminosity upgrade*. Nucl. Instr. and Meth. A **596** (2008), S. 43–47. doi:10.1016/j.nima.2008.07.118
- [Weh86] Harald Wehnes: *FORTRAN 77*. Carl Hanser Verlag; 1986.
- [ZEU93] Uwe Holm (Editor): *ZEUS Status Report*; Februar 1993. URL: <http://www-zeus.desy.de/bluebook/bluebook.html> (13.7.2010).
- [Zim09] Frank Zimmermann, CERN, BE-ABP: *Ring-Linac LHeC* 2nd CERN-ECFA-NuPECC Workshop on the LHeC, Divonne, 1 September 2009. Präsentation auf <http://ab-abp-clic-qcde.web.cern.ch> (27.7.2010)