

Bestimmung der fehlenden transversalen
Energie auf der ersten Triggerstufe beim
ATLAS-Experiment und Optimierung
der Triggerselektion von
supersymmetrischen Ereignissen.

Dissertation
zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“
am Fachbereich Physik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

Stefan Rieke
geboren in Ibbenbüren

Mainz, Oktober 2009

Abstract

The standard model (SM) of particle physics is a theory, describing three out of four fundamental forces. The prediction of the standard model are in good agreement with the results of measurement of the experiments at the CERN, the Fermi lab and other research establishments. Still, not all open questions of the particle physics could be answered with this model. For example, it is not possible to implement the fourth fundamental force, the gravity, into the SM. Another example are candidates for the dark matter, which couldn't be described by the standard model, but cosmological experiments show that the contribution of the dark matter is about 25% of the universe. The supersymmetry, which introduces a symmetry between fermions and bosons, is regarded as one of the most promising solutions for these open questions. In this theory, each new particle so-called supersymmetric particles is related to one particle in the standard model. If supersymmetry is realized in nature, one possible model of this symmetry is the mSUGRA model with R-parity conservation. In this model the lightest supersymmetric particle (LSP) is neutral and stable, so that it cannot be measured directly in the detector but indirectly over the missing transversal energy \cancel{E}_T .

The search for new physics with the ATLAS experiments will start at the beginning of 2010 at the pp -accelerator LHC (providing pp -collision at $\sqrt{s} = 7 - 10$ TeV at the startup phase) at a luminosity of $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Because of the high data rate due to the 10^8 readout channels of the ATLAS detector and a bunchcrossing rate of 40 MHz a trigger system is needed to reduce the data rate for storing. The choice of parameter for the trigger system is a compromise between the available bandwidth for the trigger rate and the selection efficiency for the physics events, because events with new physics are only in one of 10^8 events expected. To fulfill the given requirements, a trigger system with three levels of data reduction is needed. The highest data reduction will take place on the first trigger level (Level-1 trigger).

Within the scope of this work, an important contribution to the understanding of the property of the \cancel{E}_T calculation is achieved for the Level-1 trigger. Furthermore new methods are presented to evaluate the \cancel{E}_T -efficiency for standard model process and possible mSUGRA scenarios from recorded data.

A maximum trigger rate of 100 Hz at a luminosity of $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ was specified for the optimization of the \cancel{E}_T -trigger. For the trigger optimization, several simulation programs are used and for some of these programs dedicated software development is needed. It will be shown, that the discovery potential (for a signal significance of at least 5σ) is increased by combination of a \cancel{E}_T -threshold with lepton and/or jet trigger threshold opposite the existing ATLAS-trigger menu on the Level-1 trigger up to 66%.

Kurzdarstellung

Das Standardmodell der Teilchenphysik, das drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen beschreibt, stimmt bisher sehr gut mit den Messergebnissen der Experimente am CERN, dem Fermilab und anderen Forschungseinrichtungen überein. Allerdings können im Rahmen dieses Modells nicht alle Fragen der Teilchenphysik beantwortet werden. So lässt sich z.B. die vierte fundamentale Kraft, die Gravitation, nicht in das Standardmodell einbauen. Darüber hinaus hat das Standardmodell auch keinen Kandidaten für dunkle Materie, die nach kosmologischen Messungen etwa 25 % unseres Universum ausmacht. Als eine der vielversprechendsten Lösungen für diese offenen Fragen wird die Supersymmetrie angesehen, die eine Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen einführt. Aus diesem Modell ergeben sich sogenannte supersymmetrische Teilchen, denen jeweils ein Standardmodell-Teilchen als Partner zugeordnet sind. Ein mögliches Modell dieser Symmetrie ist das R-Paritätserhaltende mSUGRA-Modell, falls Supersymmetrie in der Natur realisiert ist. In diesem Modell ist das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP) neutral und schwach wechselwirkend, sodass es nicht direkt im Detektor nachgewiesen werden kann, sondern indirekt über die vom LSP fortgetragene Energie, die fehlende transversale Energie \cancel{E}_T , nachgewiesen werden muss.

Das ATLAS-Experiment wird 2010 mit Hilfe des pp -Beschleunigers LHC mit einer Schwerpunktenenergie von $\sqrt{s} = 7 - 10 \text{ TeV}$ mit einer Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ mit der Suche nach neuer Physik starten. Durch die sehr hohe Datenrate, resultierend aus den etwa 10^8 Auslesekanälen des ATLAS-Detektors bei einer Bunch-crossingrate von 40 MHz, wird ein Triggersystem benötigt, um die zu speichernde Datenmenge zu reduzieren. Dabei muss ein Kompromiss zwischen der verfügbaren Triggerrate und einer sehr hohen Triggereffizienz für die interessanten Ereignisse geschlossen werden, da etwa nur jedes 10^8 -te Ereignisse für die Suche nach neuer Physik interessant ist. Zur Erfüllung der Anforderungen an das Triggersystem wird im Experiment ein dreistufiges System verwendet, bei dem auf der ersten Triggerstufe mit Abstand die höchste Datenreduktion stattfindet.

Im Rahmen dieser Arbeit ist zum einen ein wesentlicher Beitrag zum grundlegenden Verständnis der Eigenschaft der fehlenden transversalen Energie auf der ersten Triggerstufe geleistet worden. Zum anderen werden Methoden vorgestellt, mit denen es möglich ist, die \cancel{E}_T -Triggereffizienz für Standardmodellprozesse und mögliche mSUGRA-Szenarien aus Daten zu bestimmen. Bei der Optimierung der \cancel{E}_T -Triggerschwellen für die erste Triggerstufe ist die Triggerrate bei einer Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ auf 100 Hz festgelegt worden. Für die Triggeroptimierung wurden verschiedene Simulationen benötigt, bei denen eigene Entwicklungsarbeit eingeflossen ist. Mit Hilfe dieser Simulationen und den entwickelten Optimierungsalgorithmen wird gezeigt, dass trotz der niedrigen Triggerrate das Entdeckungspotential (für eine Signifikanz von mindestens 5σ) durch Kombinationen der \cancel{E}_T -Schwelle mit Lepton bzw. Jet-Triggerschwellen gegenüber dem bestehenden ATLAS-Triggermenü auf der ersten Triggerstufe um bis zu 66 % erhöht wird.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Theoretische Grundlagen	3
1.1 Das Standardmodell der Elementarteilchen	3
1.1.1 Die starke Wechselwirkung	4
1.1.2 Die elektroschwache Wechselwirkung	5
1.1.3 Der Higgs-Mechanismus	6
1.2 Neue Physik: Theorien jenseits des Standardmodells	8
1.2.1 Probleme und offene Fragen des Standardmodells	8
1.2.2 Supersymmetrie (SUSY)	9
1.3 Phänomenologie in Proton-Proton-Kollisionen	15
1.3.1 Partonmodell	15
1.3.2 Produktions-Mechanismen für supersymmetrische Teilchen	18
1.3.3 Zerfälle von supersymmetrischen Teilchen	19
1.3.4 Definition der vektoriellen transversalen Energiesumme \cancel{E}_T	21
1.3.5 Definition der effektiven Masse M_{eff}	21
1.3.6 Ereignistopologien von supersymmetrischen Endzuständen	21
2 Das ATLAS-Experiment am LHC	23
2.1 Der Large-Hadron-Collider: LHC	23
2.1.1 Der Einfluss der LHC-Parameter auf die experimentelle Umgebung	25
2.2 Der ATLAS-Detektor	26
2.2.1 Das innere Detektorsystem	27
2.2.2 Die Kalorimeter	28
2.2.3 Das Myon-Spektrometer	32
2.3 Der ATLAS-Trigger und die Datenerfassung	33
2.3.1 Die erste Triggerstufe	35
2.3.2 Die höheren Triggerstufen	38
2.3.3 Das Datennahmesystem	39
2.3.4 Das Triggermenü	39
2.3.5 Die Randbedingungen für die Wahl der Triggerschwellen	40
3 Der ATLAS-Kalorimetertrigger	43
3.1 Die Eingangssignale des Kalorimetertrigger-Systems	43
3.1.1 Der Signalpfad vom TILE-Kalorimeter zum Triggersystem	44
3.1.2 Der Signalpfad vom LAr-Kalorimeter zum Triggersystem	44
3.2 Die Kalorimetertrigger-Algorithmen	45
3.2.1 Der Elektron/Photon-Algorithmus	45
3.2.2 Der hadronische τ -Algorithmus	47
3.2.3 Der Jet-Algorithmus	48
3.2.4 Der skalare transversale Energiesummen- und der transversale Jet-Energiesummen-Algorithmus	49

3.2.5	Der fehlende transversale vektorielle Energiesummen-Algorithmus	49
3.3	Die Prozessorsysteme des Kalorimetertriggers	50
3.3.1	Der Pre-Prozessor (PPr)	50
3.3.2	Der Cluster-Prozessor (CP)	54
3.3.3	Der Jet/Energiesummen-Prozessor (JEP)	54
4	Simulations- und Rekonstruktionsmethoden	59
4.1	Physiksimulation	59
4.1.1	Standardmodellprozesse	60
4.1.2	mSUGRA-Modell	61
4.1.3	Simulation von kosmischer Höhenstrahlung und Maschinenuntergrund	62
4.2	Detektorsimulation	62
4.2.1	Detaillierte Simulation	63
4.2.2	Schnelle Kalorimetersimulation (FastCaloSim)	63
4.2.3	Schnelle Simulation (ATLFAST)	64
4.3	Triggersimulation	65
4.3.1	Kalorimetertriggersimulation	65
4.4	Rekonstruktionsmethoden	66
4.4.1	Jet-, Elektron/Photon- und Myon-Rekonstruktionsalgorithmen	66
4.4.2	Rekonstruktionsmethoden für die fehlende transversale Energie	68
5	Eigenschaften der \cancel{E}_T-Messung auf der ersten Triggerstufe	71
5.1	\cancel{E}_T -Spektren verschiedener Prozesse	72
5.2	Eigenschaften der \cancel{E}_T -Bestimmung auf der ersten Triggerstufe	74
5.2.1	Einfluss der Saturierungseffekte auf der ersten Triggerstufe	75
5.2.2	Die Energieskala auf der ersten Triggerstufe	76
5.2.3	Die \cancel{E}_T -Auflösung auf der ersten Triggerstufe	77
5.3	Inklusive \cancel{E}_T -Triggereffizienz	84
5.3.1	Studie des Zerfallprozesses $W \rightarrow \mu\nu$	86
5.3.2	Studie des Zerfallprozesses $W \rightarrow e\nu$	86
5.3.3	Studie von $W \rightarrow \tau\nu$ -Ereignissen	89
5.3.4	Studie von semileptonischen $t\bar{t}$ -Ereignissen	90
5.3.5	Inklusiver Trigger für SUSY-Signaturen	91
5.4	Inklusive \cancel{E}_T -Triggerraten	92
5.5	Kombinierte \cancel{E}_T -Triggerraten	94
5.6	Berechnung von exklusiven \cancel{E}_T -Effizienzen	95
5.6.1	Kombination der \cancel{E}_T - und Myon-Signatur	95
5.6.2	Kombination der \cancel{E}_T - und Elektron/Jet/Tau-Signatur	97
5.6.3	Triggerrate vs. Signaleffizienz	98
5.7	Kapitelzusammenfassung	99
6	Effizienzbestimmung des $\cancel{E}_T^{\text{LVL1}}$-Kalorimetertriggers	101
6.1	Methoden zur Bestimmung der Effizienz	101
6.1.1	Zwei-Lepton-Methode ($\mu^+\mu^-$, e^+e^-)	102
6.1.2	Ein-Elektron-Methode	106
6.2	Übertragbarkeit der Triggereffizienzen von $Z \rightarrow l^+l^-$ -Zerfällen	109
6.2.1	Extrapolation auf $W \rightarrow \mu\nu$ -Ereignisse	109
6.2.2	Extrapolation auf $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse	109
6.2.3	Extrapolation auf semileptonische $t\bar{t}$ -Ereignisse	111
6.2.4	Extrapolation auf SUSY-Ereignisse	114

6.3	Kapitelzusammenfassung	117
7	Güte der vereinfachten Simulationen	119
7.1	Verwendete Methoden zum Vergleich der schnellen Simulationen mit der detaillierten Simulation	119
7.2	Vergleich von ATLFast mit der detaillierten Simulation	121
7.3	Anpassung der Kalorimetertriggersimulation für FastCaloSim	131
7.3.1	Die Parameter der Kalorimetertriggersimulation	131
7.3.2	Bestimmung der Parameter der Kalorimetertriggersimulation	132
7.4	Kapitelzusammenfassung	141
8	Triggeroptimierung für das mSUGRA-Modell	143
8.1	Der verwendete mSUGRA-Parameterraum	144
8.2	Ereignis-Selektionskriterien	144
8.3	Verwendete Untergrundprozesse aus dem Standardmodell	147
8.4	Algorithmen zur Optimierung der exklusiven \cancel{E}_T -Triggersignatur	149
8.5	Ergebnisse der Optimierungsalgorithmen für die SUSY-Szenarien	153
8.5.1	Triggereffizienzen	154
8.5.2	Signifikanzen	157
8.6	Triggermenüvorschlag zur Suche nach neuer Physik	158
8.6.1	Vorstellung eines bestehenden Triggermenüs bei ATLAS	160
8.6.2	Triggermenüvorschlag	163
8.7	Kapitelzusammenfassung	168
	Zusammenfassung und Ausblick	168
A	Ergänzende Informationen zur \cancel{E}_T-Auflösung	I
A.1	Statistischer Zusammenhang von $\sigma(E_{x,y})$ und ΣE_T	I
A.2	Modifizierte \cancel{E}_T -Auflösung	I
B	Ergänzende Informationen zu den QCD-Ereignissen und den Simulations-Methoden	III
C	Auflistung aller Ergebnisse der \cancel{E}_T-Triggeroptimierung	V
	Abbildungsverzeichnis	XVII
	Tabellenverzeichnis	XXIII
	Lebenslauf	XXVII

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Philipp von Jolly wollte Max Planck im 19.ten Jahrhundert mit der Aussage, dass „in dieser Wissenschaft schon fast alles erforscht sei, und es gelte, nur noch einige unbedeutende Lücken zu schließen“ von einem Studium der Physik abraten. Zum Glück ließ sich dieser nicht davon abhalten, ein Physikstudium zu beginnen und konnte somit bedeutende Beiträge zur Naturwissenschaft liefern.

Am Anfang des 20. Jahrhunderts gelang es Rutherford zum ersten Mal, einen experimentellen Einblick in den atomaren Aufbau der Materie zu erlangen.

Seitdem hat sich in der Physik ein vollständig neuer Forschungszweig eröffnet, die Teilchenphysik. Um neue und tiefere Erkenntnisse über den Aufbau der Materie und deren Grundbausteine zu erhalten, mussten zunächst neue Geräte und Methoden entwickelt werden, wie z.B. der erste Teilchenbeschleuniger von Robert J. Van de Graaff vor etwa 70 Jahren.

Nach heutigem Wissen besteht die Materie aus fundamentalen Fermionen, Teilchen mit halbzahligem Spin, die sich in Leptonen und Quarks unterteilen. Mit Bosonen als Austauschteilchen werden zwischen den Fermionen die vier Wechselwirkungen (gravitative, elektromagnetische, schwache und starke) vermittelt. Im Standardmodell (SM) der Elementarteilchenphysik werden die Eigenschaften der Fermionen und Bosonen, sowie die Kräfte zwischen den einzelnen Bausteinen der Materie beschrieben.

Die Vorhersagen des Standardmodells stimmen bisher sehr gut mit den Messergebnissen der Experimente am CERN, dem Fermilab und anderen Forschungseinrichtungen überein. Leider enthält das Modell eine Vielzahl von Parametern, deren Größen gemessen werden müssen und nicht berechnet werden können. Außerdem können im Rahmen dieses Modells nicht alle Fragen der Teilchenphysik beantwortet werden. So lässt sich z.B. die vierte fundamentale Kraft, die Gravitation, nicht in das Standardmodell einbauen. Ebensovienig liefert das Standardmodell eine Erklärung dafür, dass die Higgs-Masse an der elektroschwachen Skala liegt. Darüber hinaus hat das Standardmodell auch keinen Kandidaten für dunkle Materie, die nach kosmologischen Messungen etwa 25 % unseres Universums ausmacht.

Die Supersymmetrie ist eine vielversprechende Lösung für diese offenen Fragen. Sie führt eine Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen ein. Aufgrund dieser Symmetrie wird eine Vielzahl neuer Teilchen, sogenannter supersymmetrischer Teilchen, postuliert. Bei R-Paritätserhaltenden Modellen ist das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP) neutral und schwach wechselwirkend, sodass es nicht direkt im Detektor nachgewiesen werden kann, sondern nur indirekt über die vom LSP fortgetragene Energie, die fehlende transversale Energie E_T . Der experimentelle Nachweis dieser neuen Teilchen wäre eine Bestätigung für die Richtigkeit der Supersymmetrie.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist das Verständnis der Eigenschaften der ersten Triggerstufe im Hinblick auf die Bestimmung der fehlenden transversalen Energie. Außerdem werden

Einleitung

die Parameter des Kalorimetertriggers zur Selektion von möglichen supersymmetrischen Ereignissen unter Berücksichtigung der fehlenden transversalen Energie optimiert.

Im Rahmen dieser Arbeit erfolgt zunächst eine Einführung in das Standardmodell und die supersymmetrische Theorie, anschließend eine Kurzdarstellung des Detektors sowie des Triggersystems.

Die fehlende transversale Energie ist für eine Vielzahl von SUSY-Szenarien eine wichtige Signatur zur Selektion eben solcher Ereignisse. Die höchste Datenreduktion findet beim ATLAS-Triggersystem auf der ersten Triggerstufe statt. Daher wird zunächst das Leistungsvermögen bzw. die Eigenschaften der fehlenden transversalen Energie \cancel{E}_T für die erste Triggerstufe anhand von SM-Prozessen analysiert. Da für die Bestimmung der Signalereignisse die Triggereffizienz eine wichtige Größe ist, werden im Kapitel 6 Methoden auf Basis von Monte-Carlo-Simulationen vorgestellt, mit denen die \cancel{E}_T -Triggereffizienzen anhand vollständig rekonstruierter SM-Zerfälle bestimmt werden können.

Zur Bestimmung des Entdeckungspotentials für SUSY-Ereignisse werden Parameter-Anpassungen und Programm-Modifikationen von bestehenden Simulationen benötigt. Diese werden im Kapitel 7 diskutiert. Mit den Ergebnissen aus diesem Kapitel wird anschließend eine Optimierung der Parameter für die erste Triggerstufe, mit Fokus auf die \cancel{E}_T -Signatur, durchgeführt. Dabei wird zum einen die Triggereffizienz für bis zu 580 mögliche SUSY-Szenarien und zum anderen der Bereich in der Parameterebene der fundamentalen Massenparameter für eine mögliche Entdeckung erhöht. Auf Basis dieser Ergebnisse wird abschließend ein Triggermenü vorgestellt, das die Triggerraten im moderaten Bereich hält, damit dieses Menü für Luminositäten von bis zu $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ angewendet werden kann.

1 Theoretische Grundlagen

Der Stand des heutigen Wissens über die fundamentalen Grundbausteine der Materie und ihre Wechselwirkungen ist im Standardmodell der Elementarteilchen dargestellt. Die fundamentalen Bausteine des Standardmodells sind Fermionen mit Spin $1/2$ und Bosonen mit ganzzahligem Spin. Die Fermionen sind weiter in zwei grundlegende Klassen aufgeteilt, die Leptonen und Quarks. Die Wechselwirkung der Fermionen wird durch den Austausch von Bosonen beschrieben. Im Standardmodell werden drei Wechselwirkungen definiert, die mit Hilfe von Eichfeldtheorien beschrieben werden. Die Stärke der jeweiligen Wechselwirkung wird durch eine zugeordnete Kopplungskonstante wiedergegeben. Durch die Postulierung des Higgs-Mechanismus wird die zugrundeliegende Symmetrie im Standardmodell gebrochen. Damit werden die Massen der Bosonen erzeugt. Durch die Einführung des Higgs-Mechanismus wird ein weiteres Teilchen, das Higgs-Boson, vorhergesagt.

Nicht alle Phänomene können durch das etablierte Standardmodell erklärt werden. Neben dem Standardmodell gibt es weitere Modelle, welche die Gravitation als vierte Kraft mit einbeziehen. Als Beispiel sei hier die Supersymmetrie (SUSY) genannt, die zudem neue Teilchen, sogenannte SUSY-Teilchen, postuliert.

In diesem Kapitel werden zunächst die Bausteine des Standardmodells sowie die zugrundeliegenden Wechselwirkungen vorgestellt. Im Anschluss wird der Higgs-Mechanismus dargestellt. Es folgt eine Diskussion zu einigen offenen Fragen und Problemen des Standardmodells und eine mögliche Theorie zur Lösung dieser Probleme: die Supersymmetrie. Abschließend werden einige für diese Arbeit wichtige Aspekte des Partonmodells, sowie typische Endzustände von supersymmetrischen Zerfallsdekaden für einige SUSY-Modelle diskutiert.

1.1 Das Standardmodell der Elementarteilchen

Die fundamentalen Bausteine der Materie sind punktförmige Fermionen mit Spin $1/2$. Die Kräfte zwischen den Fermionen werden durch Austauschteilchen bzw. Kraftteilchen, auch Bosonen genannt, vermittelt und sind in drei fundamentale Kräfte aufgeteilt: die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung. Die Gravitation kann nicht durch das Standardmodell beschrieben werden. Die Wechselwirkungen werden durch die Quantenfeldtheorie, eine Eichfeldtheorie, beschrieben. Im Rahmen der Eichfeldtheorie ist eine wesentliche Forderung die lokale Eichinvarianz. Diese Eichinvarianz wird durch die zugrundeliegende Symmetriegruppe $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ [68] erfüllt. Durch den Higgs-Mechanismus wird, wie in Abschnitt 1.1.3 vorgestellt, die Symmetriegruppe jedoch spontan zu $SU(3)_C \times U(1)_{em}$ gebrochen.

Im Standardmodell lassen sich Fermionen in zwei Klassen unterteilen, die Leptonen und Quarks. Wie in Tabelle 1.1 zu sehen ist, werden die Leptonen und Quarks durch

die Quantenzahlen für die elektrische Ladung, den Isospin und die Hyperladung klassifiziert. An der schwachen Wechselwirkung nehmen nur linkshändige Fermionen, die sich als Isospindublett mit dem schwachen Isospin $|\vec{T}| = 1/2$ darstellen lassen, teil. Die rechtshändigen Fermionen sind Singulettzustände mit $T_3 = 0$. Zu jedem Teilchen im Standardmodell existiert ein Antiteilchen, welches die gleiche Masse besitzt, jedoch negative additive Quantenzahlen (Leptonzahl, Baryonzahl, Ladung) aufweist. Die Bosonen mit den entsprechenden Massen sowie der zugehörigen Ladung und dem dazugehörigen Wechselwirkungsfeld sind in Tabelle 1.2 aufgelistet.

	Teilchen			Q/e	$ \vec{T} $	T_3	Y
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	0	1/2	1/2	-1
	e_R	ν_R	τ_R	-1	1/2	-1/2	-1
				-1	0	0	-2
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	2/3	1/2	1/2	1/3
	u_R	c_R	t_R	-1/3	1/2	-1/2	1/3
	d_R	s_R	b_R	2/3	0	0	4/3
				-1/3	0	0	-2/3

Tabelle 1.1: Auflistung der Fermionen des Standardmodells mit den Quantenzahlen für die elektrische Ladung, den schwachen Isospin und der Hyperladung.

Kraftteilchen	Feld	Wechselwirkung	Masse [GeV/c ²]	Ladung
Photon γ	A_μ	elektromagn.	0	0
Z-Boson Z^0	Z_μ	elektroschwache	91,19	0
W-Boson W^\pm	W_μ^\pm	schwache	80,42	± 1
Gluon g	G_μ^a	stark	0	0

Tabelle 1.2: Bosonen des Standardmodells mit den zugehörigen Feldern, Ladungen und Massen.

Die Existenz und die meisten Eigenschaften der Fermionen sowie der Eichbosonen sind detailliert experimentell bestimmt worden. Eine ausführliche Übersicht dieser Eigenschaften ist in [80] zu finden.

In den folgenden drei Abschnitten werden die Wechselwirkungen des Standardmodells, sowie der Higgs-Mechanismus vorgestellt.

1.1.1 Die starke Wechselwirkung

Ausschließlich die Quarks unterliegen der starken Wechselwirkung, die die Bildung von Hadronen, wie z.B. den Nukleonen im Atom, bedingt. Die starke Wechselwirkung wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) [45, 62] beschrieben, der die Symmetriegruppe $SU(3)_C$ zugrunde liegt, wobei der Index C für Farbe steht. Somit wird in der Theorie eine neue Ladung, die Farbladung, eingeführt, welche durch ein Farbtuplett beschrieben wird. Die Beschreibung der Dynamik im Standardmodell wird durch die Lagrangedichte

dargestellt, die invariant unter der Eichtransformation sein muss. Für die QCD lautet diese:

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \bar{q}\gamma_\mu D^\mu q - \mathbf{G}_{\mu\nu}^a \mathbf{G}_a^{\mu\nu}, \quad (1.1)$$

mit der kovarianten Ableitung

$$D_\mu = i\partial_\mu - g_s \mathbf{T}^a \cdot \mathbf{G}_\mu^a \quad (1.2)$$

und der Feldstärke

$$\mathbf{G}_{\mu\nu}^a = \partial_\mu \mathbf{G}_\nu^a - \partial_\nu \mathbf{G}_\mu^a - g_s f_{abc} \mathbf{G}_\mu^b \cdot \mathbf{G}_\nu^c. \quad (1.3)$$

In den obigen Gleichungen bezeichnet g_s die Kopplungsstärke und f_{abc} ($a, b, c = 1, 2, 3$) die Strukturkonstanten der starken Wechselwirkung. Die Selbstkopplung der Gluonen geht aus der Gleichung 1.1 hervor und ist eine Folge der nicht-abelschen Struktur der Eichgruppe. Das führt dazu, dass die starke Kopplungskonstante $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ eine Energieabhängigkeit besitzt [46]. Daher nimmt der Wert von α_s zu höheren Energien ab. Das bedeutet, dass für größere Abstände zweier wechselwirkender Quarks die starke Kopplungskonstante zunimmt. Dies wird auch als „confinement“ bezeichnet und gibt zugleich die Begründung, warum keine freien Quarks beobachtet werden können, sondern nur farbneutrale Zusammenschlüsse wie Mesonen ($q\bar{q}$) oder Baryonen (qqq). Des Weiteren führt dies zu masselosen Gluonen und zu einer Reichweiteneinschränkung der starken Wechselwirkung auf $\sim 2,5$ fm.

Eine weitere Eigenschaft der starken Kopplungskonstante ist, dass die Stärke der Kopplung für kleine Abstände asymptotisch gegen 0 geht. In der Theorie kann für diesen Bereich ein störungstheoretischer Ansatz zur Beschreibung der Wechselwirkung verwendet werden. Der Bereich für große Abstände hingegen wird durch phänomenologische Modelle oder effektive Theorien erschlossen.

1.1.2 Die elektroschwache Wechselwirkung

Die elektroschwache Eichgruppe ergibt sich aus dem Produkt der beiden Symmetriegruppen $SU(2)_L$ und $U(1)_Y$ [79, 68, 43]. Für die elektromagnetische Gruppe $SU(2)$ gibt es drei Generatoren T_W^a . Für die schwache Hyperladung $U(1)_Y$ existiert der Generator Y_W . Die Zuordnung dieser Größen zu den Fermionen ist in Tabelle 1.1 gezeigt.

Die Verbindung zwischen dem schwachen Isospin T_3 und der Ladung Q geschieht über die Hyperladung Y mit Hilfe der Gell-Mann-Nishijima-Relation: $Q/e = Y/2 + T_3$.

Die entsprechende Lagrangedichte \mathcal{L}_{EW} lässt sich wie folgt schreiben:

$$\mathcal{L}_{\text{EW}} = \bar{\Psi}(x)\gamma_\mu D^\mu \Psi(x) - \frac{1}{4}[\mathbf{W}_{\mu\nu}(x)\mathbf{W}^{\mu\nu}(x) + B_{\mu\nu}(x)B^{\mu\nu}(x)], \quad (1.4)$$

wobei die kovariante Ableitung D_μ verwendet wird mit

$$D_\mu = i\partial_\mu - g\mathbf{T} \cdot \mathbf{W}_\mu(x) + g'Y \cdot B_\mu(x) \quad (1.5)$$

1 Theoretische Grundlagen

und den Feldstärketensoren

$$\mathbf{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathbf{W}_\nu - \partial_\nu \mathbf{W}_\mu - \mathbf{W}_\mu \times \mathbf{W}_\nu \quad (1.6)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (1.7)$$

Dabei beschreibt $\Psi(x)$ den Dirac-Spinor der Leptonen, außerdem gilt $\bar{\Psi} = \Psi^\dagger \gamma^0$. Der Ort des Teilchens wird durch den Vierervektor x angegeben. Aus der Bedingung der Invarianz ergeben sich drei Vektorfelder \mathbf{W}_μ^i ($i = 1, 2, 3$), die ein Isospintriplett bilden und mit der Kopplungsstärke g an den schwachen Isospin koppeln. Außerdem bildet sich ein Vektorfeld B_μ , das mit g' an die Hyperladung koppelt. Die Fermionfelder werden mit Ψ bezeichnet.

Aus den definierten Feldern in den Gleichungen 1.6, 1.7 ergeben sich die vier physikalischen Felder für die Bosonen:

$$A_\mu = B_\mu \cos \Theta_W + W_\mu^3 \sin \Theta_W \quad (1.8)$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin \Theta_W + W_\mu^3 \cos \Theta_W \quad (1.9)$$

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2) \quad (1.10)$$

Es ist zu sehen, dass die Felder für das Photon und das Z-Boson aus den Gruppen $SU(2)_L$ und $U(1)$ durch die Komponenten W_μ^3 und B_μ erzeugt werden. Der Grad der Mischung wird durch den 1961 von Weinberg eingeführten Winkel Θ_W vorgegeben.

Die Kopplungsstärken g und g' hängen folgendermaßen zusammen:

$$g \sin \Theta_W = g' \cos \Theta_W = e, \quad (1.11)$$

wobei e die elektromagnetische Kopplungsstärke ist. Wie aus der Gleichung (1.5) für die kovariante Ableitung ersichtlich ist, nehmen die rechtshändigen Fermionen nicht an der schwachen Wechselwirkung teil, da diese aufgrund des schwachen Isospins von $T_3 = 0$ nicht an die Vektorfelder W_μ^\pm koppeln.

Durch die hier vorgestellte Eichinvarianz und die daraus folgende Symmetrie lassen sich die Massen der W- und Z-Bosonen nicht erklären. Um dies zu erreichen, wird die Symmetrie explizit gebrochen. Der Mechanismus dazu wird im folgenden Abschnitt diskutiert.

1.1.3 Der Higgs-Mechanismus

Experimentelle Ergebnisse zeigen, dass die Bosonen der elektroschwachen Wechselwirkung bis auf das Photon nicht masselos sind. Dies widerspricht der Aussage der Eichtheorie der schwachen Wechselwirkung, da durch eine explizite Einführung eines Massenterms der Form $\frac{M^2}{2} W_\mu W^\mu$ in die Lagrangedichte \mathcal{L}_{EW} die Eichinvarianz verletzt wird. Eine mögliche Lösung für dieses Problem bietet der Higgs-Mechanismus [48]. Dabei wird ein sogenanntes Higgs-Potential mit einem entarteten Grundzustand zur Lagrangedichte addiert. Aufgrund der Entartung kommt es zu einer spontanen Symmetriebrechung. Die Lagrangedichte \mathcal{L}_{EW} wird um den zusätzlichen Beitrag erweitert, der die Eichinvarianz erhält:

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D_\mu \Phi(x))^\dagger (D^\mu \Phi(x)) - V(\Phi(x)). \quad (1.12)$$

Das skalare zweikomponentige Feld $\Phi(x)$ ist definiert als:

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \Phi^+(x) \\ \Phi^0(x) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi_1(x) + i\Phi_2(x) \\ \Phi_3(x) + i\Phi_4(x) \end{pmatrix}. \quad (1.13)$$

Das Higgs-Potential $V(\Phi)$ ist gegeben durch:

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda_H (\Phi^\dagger \Phi)^2. \quad (1.14)$$

Dabei wird die Higgs-Masse M_H durch $-\mu^2 = M_H^2$ beschrieben und die Higgs-Kopplungskonstante mit λ_H . Für $\mu^2 < 0$ und $\lambda_H > 0$ ist der Grundzustand des Higgs-Potentials entartet, vgl. Abbildung 1.1.

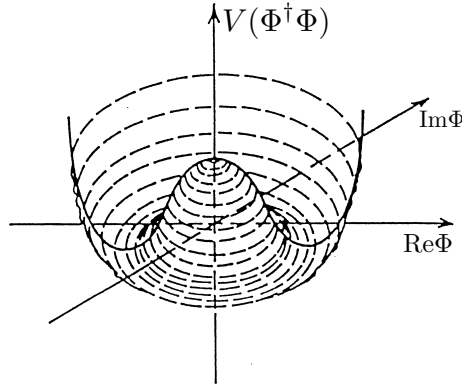


Abbildung 1.1: Das Higgs-Potential eines skalaren Felds Φ [47].

Das Minimum des Higgs-Potentials $|\langle \Phi \rangle| = \sqrt{-\lambda_H \frac{\mu^2}{2}}$ wird Vakuumerwartungswert v genannt. Durch eine Entwicklung der Lagrangedichte $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$ um diesen Erwartungswert erhält man das komplexe skalare Feld

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \quad (1.15)$$

wobei $H(x)$ das Higgs-Feld ist. Durch eine explizite Wahl des Higgsfelds wird die zugrundeliegende Eichsymmetrie des Potentials zerstört. Dies wird als spontane Symmetriebrechung bezeichnet. Das Photon bleibt masselos, da Φ invariant unter Transformation der Untergruppe $U(1)_{\text{em}}$ ist. Der Generator dieser Gruppe $U(1)_{\text{em}}$ ist der Ladungsoperator Q .

Die Massenterme in der Lagrangedichte sind durch die Form $\frac{1}{2} M^2 \Psi(x)^\dagger \Psi(x)$ gegeben.

Für die Eichbosonen sehen die Massenterme dann wie folgt aus:

$$M_W^2 = \frac{1}{4} v^2 g^2, \quad M_Z^2 = \frac{1}{4} v^2 (g^2 + g'^2), \quad M_\gamma^2 = 0 \quad (1.16)$$

Der Zusammenhang zwischen W- und Z-Masse ist somit durch die Relation

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos \Theta_W \quad (1.17)$$

gegeben und stimmt mit den experimentellen Beobachtungen [80] überein. Die Einführung eines komplexen skalaren Higgs-Dubletts in die Theorie der schwachen Wechselwirkung liefert vier Freiheitsgrade. Drei von diesen werden für die Eichbosonen W^+ , W^- sowie das Z^0 benötigt. Der verbleibende Freiheitsgrad wird nicht für das masselose Photon benötigt. Daher wird ein weiteres physikalisches Teilchen, das Higgs-Boson postuliert.

Im Gegensatz zu den Massentermen der Eichbosonen, die direkt aus dem Higgs-Mechanismus hervorgehen, sind für die Fermionen zusätzliche Wechselwirkungsterme zwischen Fermionen und dem Higgs-Dublett notwendig. Die Massenerzeugung für die Fermionen wird durch eine sogenannte Yukawa-Kopplung beschrieben, wobei auch hier die Existenz eines endlichen Vakuumerwartungswerts v wesentlich ist. Dabei ist die Kopplungsstärke proportional zur Masse des jeweiligen Fermions.

1.2 Neue Physik: Theorien jenseits des Standardmodells

Die bis heute in den zugänglichen Energiebereichen vorhandenen experimentellen Resultate stimmen mit dem Standardmodell überein. Trotzdem bleiben einige Fragen und Probleme offen, die im nächsten Abschnitt angesprochen werden. Im darauffolgenden Abschnitt wird eine mögliche Theorie vorgestellt, die viele der Schwächen des Standardmodells behebt.

1.2.1 Probleme und offene Fragen des Standardmodells

In der Kosmologie ist durch die Beobachtung der Rotationsgeschwindigkeit von Sternen in Galaxien und der Bewegungsgeschwindigkeiten von Galaxien innerhalb von Galaxienclustern klar, dass die Energiedichte der baryonischen Materie nicht ausreicht, um diese Dynamik zu beschreiben. In Abbildung 1.2(a) ist die Zusammensetzung der im Universum zur Erklärung der beobachteten kinematischen Verhältnisse benötigten Energiedichte dargestellt. Mit Hilfe von SUSY können weitere 20 % der Energiedichte durch die sogenannte dunkle Materie beschrieben werden. Kandidaten für die dunkle Materie sind die leichtesten supersymmetrischen Teilchen (LSP¹). Es ist jedoch bis heute noch nicht verstanden, woraus der größte Teil der Energiedichte besteht. Dieser Anteil wird die dunkle Energie genannt.

Eine weitere Schwäche des Standardmodells ist, dass nur drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen beschrieben werden. Spätestens aber auf der Planck-Skala ($M_P \sim 1,2 \times 10^{19} \text{ GeV}/c^2$) versagt das Standardmodell, da dann die Stärke der Gravitation nicht mehr zu vernachlässigen ist. Somit ist das Standardmodell eine Niederenergie-theorie.

Als offene Frage kann auch gesehen werden, warum so viele freie Parameter in der Theorie des Standardmodells existieren. Da sind zum einen die Massen der Fermionen, die Kopplungskonstanten, die Higgs-Masse, der schwache Mischungswinkel Θ_W , die CKM-Matrixelemente² und zum anderen die Anzahl der Fermion-Generationen.

¹engl.: Lightest Supersymmetric Particle

²CKM: Cabibbo–Kobayashi–Maskawa

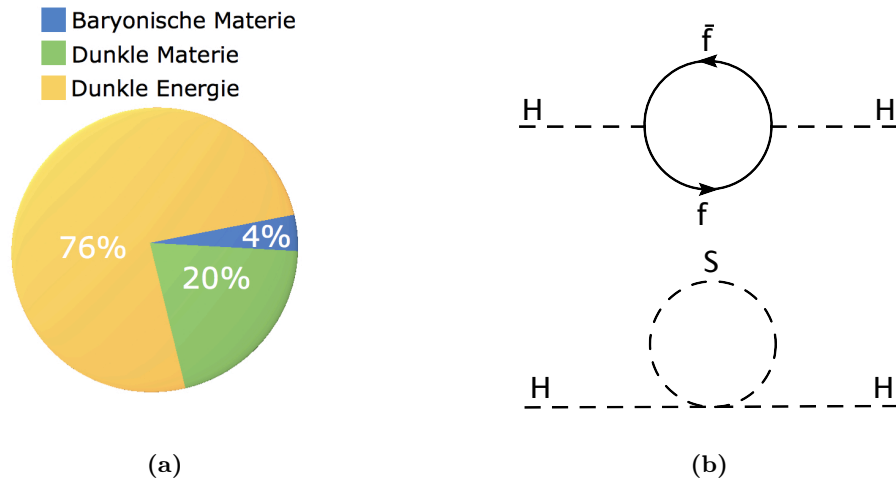


Abbildung 1.2: (a) Zusammensetzung der Materie im Universum anhand der experimentellen Daten des WMAP-Experiments [67]. (b) Fermionisches (oben) und bosonisches (unten) 1-Schleifen-Diagramm zur Strahlungskorrektur für das Higgs-Boson.

Des Weiteren liefert das Standardmodell keine Erklärung dafür, warum die Planck-Skala und die elektroschwache Skala 17 Größenordnungen voneinander entfernt sind ($M_P/M_W \approx 10^{17}$). Eine weitere Schwäche des Standardmodells ist das „Finetuning“-Problem. Hierbei handelt es sich um die unnatürlich großen Strahlungskorrekturen zur Higgs-Masse, die quadratisch divergent sind. Die relevanten Feynman-Graphen für diese Korrekturen sind in Abbildung 1.2(b) dargestellt und sind von der Ordnung $\mathcal{O}(\Lambda^2)$. Der Parameter Λ gibt an, bis zu welcher Energieskala die verwendete Theorie, hier das Standardmodell, gültig ist. Wenn das Standardmodell Gültigkeit bis hinauf zur Planck-Skala ($\Lambda \sim M_P$) hat, dann liefern die Selbstenergiendiagramme des Higgs-Bosons eine Masse von der Größenordnung $\mathcal{O}(M_P)$. Durch die Fermionen-Schleifen könnten die Selbstenergiebeiträge kompensiert werden, sodass die Masse des Higgs-Bosons im Bereich von $\mathcal{O}(10^2 \text{ GeV}/c^2)$ liegt. Dies bedarf jedoch einer Feineinstellung mit einer Präzision von 10^{-34} .

1.2.2 Supersymmetrie (SUSY)

Eine sehr attraktive Theorie, die einige der Probleme und offenen Fragen aus Abschnitt 1.2.1 lösen kann, ist die Supersymmetrie. Diese Theorie postuliert eine Symmetrie zwischen Bosonen und Fermionen.

Eine der bestechenden Eigenschaften der Theorie ist die Beschreibung der dunklen Materie mit Hilfe des leichtesten SUSY-Teilchens. Des Weiteren hebt die Theorie die quadratischen Divergenzen der Strahlungskorrekturen für die Masse des Higgs (Abschnitt 1.1.3) durch die Einführung von supersymmetrischen Partnern für Fermionen und Bosonen auf.

Bei exakter Symmetrie haben die neuen SUSY-Teilchen, den Spin ausgenommen, die gleichen Quantenzahlen und Massen wie ihre Partner im Standardmodell. Durch diese Symmetrie kompensieren sich die quadratischen Divergenzen in den Strahlungskorrekturen, da die Boson- und die Fermion-Schleifen mit unterschiedlichen Vorzeichen dazu

1 Theoretische Grundlagen

beitragen. Dieses Argument zur Stabilisierung der Masse des Higgs-Bosons verliert jedoch sein Gewicht, wenn bei nicht exakter Symmetrie die Massendifferenz zwischen den Standardmodell- und den SUSY-Teilchen zu groß wird. Deshalb werden SUSY-Teilchen mit Massen unterhalb von $1 \text{ TeV}/c^2$ bevorzugt postuliert.

In einer vereinheitlichten Theorie (GUT³) sollten die Kopplungskonstanten bei der gegebenen Energieskala (GUT-Skala) den selben Wert annehmen [56]. Hierbei wird die Symmetriegruppe des Standardmodells in die Struktur einer höheren Symmetriegruppe wie z.B. $SU(5)$ eingebettet. Die Theorie liefert auch eine Vorhersage für die Energie-skalenabhängigkeit der Kopplungskonstanten. Wie in Abbildung 1.3 zu sehen ist, treffen sich die Kopplungskonstanten im Standardmodell (gestrichelte Linien) nicht in einem Punkt [56], wobei die drei Kopplungskonstanten (α_1, α_2 und α_3 (durchgezogene Linien)) auf der GUT-Skala ($M_{GUT} \approx 10^{16} \text{ GeV}/c^2$) das tun. Dies wird erreicht durch die Postulierung neuer Teilchen in der supersymmetrischen Theorie.

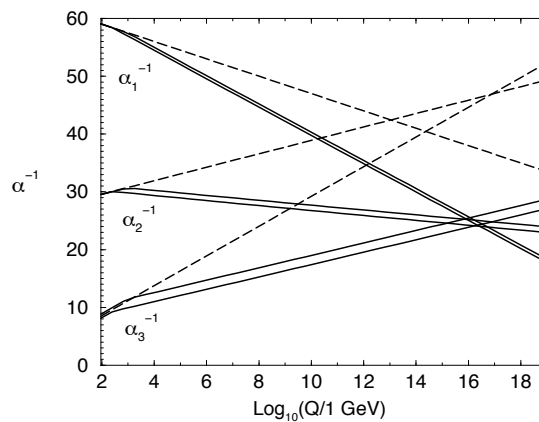


Abbildung 1.3: Abhängigkeit der drei inversen Kopplungskonstanten als Funktion der Massenskala im Standardmodell (gestrichelte Linien) und in einem SUSY-Modell (durchgezogene Linien) [56].

Schließlich ist es mit Hilfe von SUSY möglich, die Gravitation in die Theorie mit einzu-beziehen. Die SUSY-Theorie fordert für die lokale Eichinvarianz ein Spin $3/2$ -Feld. Dieses Teilchen wird Gravitino genannt und ist das Partnerteilchen des Graviton mit Spin 2.

Die theoretische Grundlage der SUSY

Zur Beschreibung der Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen wird ein Operator Q benötigt, der ausschließlich eine Änderung der Spin-Quantenzahl um eine halbe Einheit ($Q|S\rangle \sim |S \pm 1/2\rangle$) bewirkt:

$$Q|Fermion\rangle \sim |Boson\rangle \quad (1.18)$$

$$Q|Boson\rangle \sim |Fermion\rangle \quad (1.19)$$

Durch die Invarianz des Spin-Operators Q folgt, dass im Standardmodell für jeden fermionischen Freiheitsgrad ein bosonischer existiert und umgekehrt. Dies hat weiter zur Folge, dass sich die Anzahl der Teilchenfelder verdoppelt.

³engl.: Grand Unified Theory

Da der SUSY-Operator Q ausschließlich einen halbzahligen Spin transportiert, muss der Operator antikommutativ sein. Dies schränkt die Symmetrie in einer relativistischen Feldtheorie stark ein. Die Antikommutator- und Kommutatorrelationen für den Operator Q lassen sich somit in folgender Form schreiben [56]:

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} = 2(\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\beta}} P_\mu \quad (1.20)$$

$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = \{\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} = 0 \quad (1.21)$$

$$[Q_\alpha, P_\mu] = [\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, P_\mu] = 0 \quad (1.22)$$

Die Spinorindizes α, β bzw. $\dot{\alpha}, \dot{\beta}$ können die Werte 1 und 2 annehmen. Mit den Pauli-Matrizen σ^i gilt $\sigma^\mu = (\mathbf{1}, \sigma^i)$, P_μ ist der Translationsoperator. Durch Gleichung 1.22 ist gegeben, dass bei exakter Symmetrie die SUSY-Teilchen die gleiche Masse wie die Teilchen des Standardmodells besitzen, da der (Masse)²-Operator P^2 mit Q und \bar{Q} kommutiert.

Um auf der Basis dieser SUSY-Algebra eine supersymmetrische Theorie zu konstruieren, werden alle Teilchenfelder zu Superfeldern zusammengefasst. Dabei werden zwei Arten von Feldern unterschieden:

- Chirale oder skalare Superfelder: Diese bestehen aus einem komplexen Skalarfeld und einem 2-dimensionalen Majorana-Fermionfeld.
- Masselose vektorielle Superfelder: Diese Felder enthalten ebenfalls ein Majorana-Fermion-Feld und ein masseloses Eichfeld.

Es ist erforderlich, ein weiteres Higgs-Dublett einzuführen, da die Lagrangedichte mit einem komplex konjugierten Higgs-Feld nicht invariant unter SUSY-Transformation ist. Andererseits wird das zweite Higgs-Feld für die Renormierbarkeit benötigt, damit keine Anomalien auftreten [56].

Die exakte Symmetrie muss gebrochen sein, da sonst schon mindestens eines der SUSY-Teilchen, wie z.B. das Selekttron, entdeckt worden wäre. Um die Symmetrie zu brechen, muss die Lagrangedichte explizit einen symmetrieverletzenden Term beinhalten.

Mit Hilfe der R -Parität, welche eine multiplikative Quantenzahl ist, wird zwischen Standardmodell-Teilchen ($R = +1$) und SUSY-Teilchen ($R = -1$) unterschieden. Die Vorschrift zur Berechnung der R -Parität lautet:

$$R = (-1)^{3(B-L)+2S}, \quad (1.23)$$

wobei B für die Baryonzahl und L für die Leptonzahl steht und der Spin mit S bezeichnet ist. Durch die R -Paritätserhaltung wird implizit gefordert, dass an jedem Vertex nur eine gerade Anzahl von SUSY-Teilchen anknüpft. Daraus folgt:

- SUSY-Teilchen werden immer nur paarweise erzeugt.
- Ein SUSY-Teilchen zerfällt immer in eine ungerade Anzahl von SUSY-Teilchen.
- Das LSP ist stabil.

Unter der Annahme, dass zu Beginn des Universums neben den Teilchen des Standardmodells auch deren supersymmetrische Partner erzeugt worden sind, kann man schließen, dass das LSP elektrisch neutral und farbneutral sein muss. Es gibt auch SUSY-Theorien, bei der die R -Parität nicht erhalten ist. In dieser Arbeit wird jedoch immer die R -Paritätserhaltung vorausgesetzt.

Teilcheninhalt des MSSM

Unter dem MSSM versteht man ein minimales SUSY-Modell, das durch Hinzunahme eines Minimums an neuen Teilchenfeldern zu den im Standardmodell bestehenden gekennzeichnet ist. Weiterhin wird angenommen, dass das Graviton im MSSM keine Rolle spielt. Im Folgenden wird kurz die Methode zur Symmetrie-Brechung vorgestellt.

R -Parität = +1			R -Parität = -1				
Teilchen	Symbol	Spin	Teilchen	Symbol	Spin		
Lepton	l	$\frac{1}{2}$	Slepton	\tilde{l}_L, \tilde{l}_R	0		
Neutrino	ν	$\frac{1}{2}$	Sneutrino	$\tilde{\nu}$	0		
Quark	q	$\frac{1}{2}$	Squark	\tilde{q}_L, \tilde{q}_R	0		
Gluon	g	1	Gluino	\tilde{g}	$\frac{1}{2}$	} Neutralino \tilde{N}_i^0 $s = \frac{1}{2}$ Chargino \tilde{C}_i^\pm $s = \frac{1}{2}$	
Photon	γ	1	Photino	$\tilde{\gamma}$	$\frac{1}{2}$		
Z-Boson	Z	1	Zino	\tilde{Z}	$\frac{1}{2}$		
W-Boson	W^\pm	1	Wino	\tilde{W}^\pm	$\frac{1}{2}$		
Higgs	H^0, H^\pm h^0, A^0	0 0	Higgsino	$\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^+$ $\tilde{H}_1^-, \tilde{H}_2^0$	$\frac{1}{2}$ $\frac{1}{2}$		

Tabelle 1.3: Übersicht der SUSY-Teilchen im MSSM zusammen mit den Standardmodell-Teilchen. Die Charginos und Neutralinos sind Mischungen aus den Eichbosonfeldern.

Die in Tabelle 1.3 aufgeführten Namen der SUSY-Teilchen orientieren sich an deren Teilchen im Standardmodell, wobei den Fermionen ein „S“ vorangestellt wird. Die Bosonen in der supersymmetrischen Theorie bekommen ein „ino“ angehängt. Das Zino, Photino, die Winos und das Gluino werden zusammen Gauginos genannt. Die Neutralinos und Charginos auf der rechten Seite der Tabelle sind Mischzustände aus den Gauginos und den beiden Higgsino-Doublets. Die Neutralinos repräsentieren die ungeladenen Massezustände, von denen es insgesamt vier gibt. Von den Charginos gibt es genau zwei geladene Mischzustände. In der Notation werden die SUSY-Teilchen durch eine Tilde über dem Standardmodellpartner gekennzeichnet. Wie im Vorfeld dargestellt, werden Standardmodellteilchen und deren SUSY-Partner in einem Superfeld zusammengefasst. Fermionen und Higgs-Bosonen mit den zugeordneten SUSY-Partnerteilchen werden durch skalare Superfelder repräsentiert, wohingegen die Eichbosonen durch vektorielle Superfelder dargestellt werden.

Die Lagrangedichte $\mathcal{L}_{\text{MSSM}}$ wird durch eine Erweiterung der eichinvarianten Lagrangedichte $\mathcal{L}_{\text{Eich}}$ aus dem Standardmodell erzeugt, in der alle kinetischen Terme sowie die Eichwechselwirkungsfelder und die Selbstwechselwirkungsfelder enthalten sind. In \mathcal{L}_W befinden sich alle zusätzlichen Terme, die notwendig sind, um die Eichinvarianz und die Eigenschaften der SUSY in der Lagrangedichte zu erhalten. Die Dichte beinhaltet auch die Selbstwechselwirkung der chiralen Superfelder, das Superpotential W . Dieses Superpotential setzt sich aus zwei Teilen zusammen, dem R -paritätserhaltenden (W_{RPC}) Teil und dem R -paritätverletzenden (W_{RPV}) Teil. Letzterer ist im MSSM strikt auf Null gesetzt. Die Brechung der Symmetrie ist im Term $\mathcal{L}_{\text{Soft}}$ enthalten. Somit lässt sich die

Lagrangedichte $\mathcal{L}_{\text{MSSM}}$ in der Form

$$\mathcal{L}_{\text{MSSM}} = \mathcal{L}_{\text{Eich}} + \mathcal{L}_W + \mathcal{L}_{\text{Soft}} \quad (1.24)$$

darstellen. In der allgemeinsten Form des Terms $\mathcal{L}_{\text{Soft}}$ werden über 100 neue Parameter eingeführt. Durch Einschränkungen, die aus experimentellen Daten abgeleitet sind, wird die Anzahl der freien Parameter erheblich reduziert [56].

Das MSSM im Rahmen der GUT-Theorie

Die sehr große Anzahl von Parametern im MSSM kann weiter reduziert werden, indem das MSSM als Niederenergiegrenzfall einer GUT angesehen wird.

Um in einem SUSY-Modell die Zusammenführung der Kopplungskonstanten an der GUT-Skala zu erreichen, wird eine gemeinsame Gauginomasse auf der GUT-Skala angenommen

$$m_{1/2} := M_1(M_{\text{GUT}}) = M_2(M_{\text{GUT}}) = M_3(M_{\text{GUT}}). \quad (1.25)$$

In der Gleichung geben die Parameter M_1, M_2 und M_3 die Werte für die Massen des Binos und der Winos an. Die fermionische Masse wird durch $m_{1/2}$ dargestellt. Die Gauginomassen lassen sich bei der elektroschwachen Skala mit Hilfe der Renormierungsgruppengleichungen bestimmen. Zusätzlich kann eine gemeinsame trilineare Kopplungskonstante A_0 und eine gemeinsame skalare Masse M_0 auf der GUT-Skala angenommen werden. Damit verbleiben fünf freie Parameter: $M_2, m_0, m_{1/2}, \tan\beta$ und A_0 . Durch $\tan\beta$ wird das Verhältnis der beiden Vakuumerwartungswerte der beiden Higgs-Dubletts angegeben [56].

Das minimale Supergravitationsmodell

Der Ursprung der symmetriebrechenden Terme in $\mathcal{L}_{\text{Soft}}$ ist nicht explizit festgelegt, sondern hängt von einer übergeordneten Theorie ab. Dabei wird in einem nicht zugänglichen Sektor die Symmetrie in der Theorie gebrochen. Dieser Sektor koppelt nur schwach mit sogenannten Messenger-Teilchen an den zugänglichen Bereich. Theorien, bei denen die Kopplung bzw. Wechselwirkung größtenteils gravitativ erfolgt, werden „Gravity Mediated SUSY Breaking“ (GraMSB) genannt.

Als Supergravitation wird eine Theorie genannt, bei der ein Spin $3/2$ -Teilchen (das Gravitino) und ein Spin 2 Teilchen (das Graviton) eingeführt werden. Das Gravitino erhält seine Masse durch Absorption eines Goldstinos. Der Mechanismus ist ähnlich wie der des Standardmodells, bei dem die Eichbosonen ein Goldstone-Boson absorbieren und dadurch ihre Masse erhalten.

Durch die Forderung, dass auf der GUT-Skala die skalaren Massen gleich sein sollen, bekommt das Higgs-Potential ein nichttriviales Minimum in einer minimalen Supergravitationstheorie (mSUGRA). Somit ist auch die elektroschwache Symmetrie auf der Skala nicht gebrochen. Der Betrag des Higgsparameters (μ), jedoch nicht sein Vorzeichen, kann durch die Forderung festgelegt werden, dass das Higgs-Potential nur durch Strahlungskorrekturen auf der elektroschwachen Skala sein entsprechendes Minimum erhalten soll. Damit gibt es fünf freie Parameter in einem mSUGRA-Modell: $m_0, m_{1/2}, \tan\beta, A_0$ und $\text{sgn}(\mu)$

Status der Suche nach Supersymmetrie

Viele Versuche, wie z.B. die Experimente am Tevatron oder die ehemaligen LEP-Experimente, suchen nach Evidenz für SUSY. Bis heute konnte kein direkter oder indirekter Nachweis für SUSY-Teilchen erbracht werden. Somit können aus den genommenen Daten nur Ausschlussgrenzen für bestimmte SUSY-Modelle abgeleitet werden.

Im Folgenden werden einige Resultate, die im Zusammenhang mit dieser Arbeit hilfreich sind, vorgestellt. Eine ausführliche Liste der derzeit existierenden Limits auf die Masse der SUSY-Teilchen ist in [80] zu finden.

Die LEP-Experimente ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL haben in einer gemeinsamen Messung eine untere Grenze für das LSP im mSUGRA-Modell mit R -Paritätserhaltung in Abhängigkeit von $\tan\beta$ ergeben. In Abbildung 1.4(a) ist abzulesen, dass für große $\tan\beta$ bei 95 % C.L. mit einer Top-Masse von $M_{Top} \geq 175 \text{ GeV}/c^2$ die mSUGRA-Modelle mit $M_{LSP} < 47 \text{ GeV}/c^2$ ausgeschlossen sind. In Abbildung 1.4(b) sind die ausgeschlossenen Bereiche in der Parameterebene $m_{1/2}, m_0$, basierend auf den LEP-Daten, für $\tan\beta = 10, \mu > 0$ und $A_0 = 0$ dargestellt.

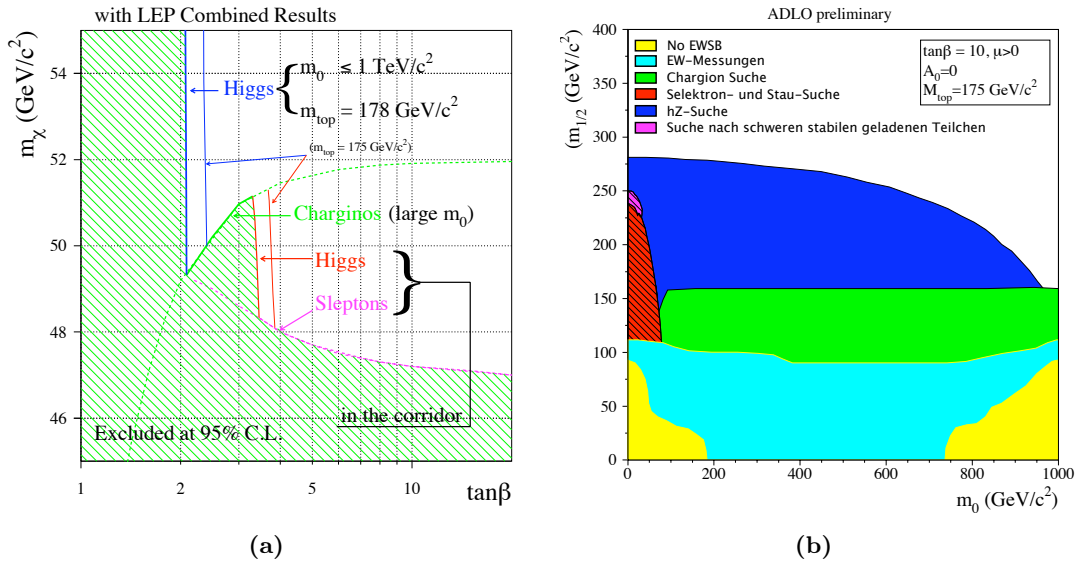


Abbildung 1.4: Ergebnisse der Interpretation der LEP-Daten im mSUGRA-Modell (a) Durch verschiedene Suchen in der Parameterebene $m_{1/2}, m_0$ ausgeschlossener Bereich [51] (b) Untere Grenze für die Masse des LSP in Abhängigkeit von $\tan\beta$ [50]

Die durch die DØ Kollaboration [37] ermittelten Ausschlussgrenzen für die Squark- und Gluinomassen sind in Abbildung 1.5(a) gezeigt. Die Ausschlussgrenzen sind bei 95 % C.L. für die mSUGRA Parameter $\tan\beta = 3, \mu < 0$ und $A_0 = 0$ angegeben. Die schwarz-weiß schraffierte Fläche gibt den verbotenen mSUGRA-Parameterraum an. Dargestellt sind die Ausschlussbereiche, die durch die LEP-Experimente, sowie weitere Experimente am CERN und am Tevatron, bestimmt sind. Das Ergebnis in der Parameterebene $m_{1/2}, m_0$ ist in Abbildung 1.5(b) ersichtlich.

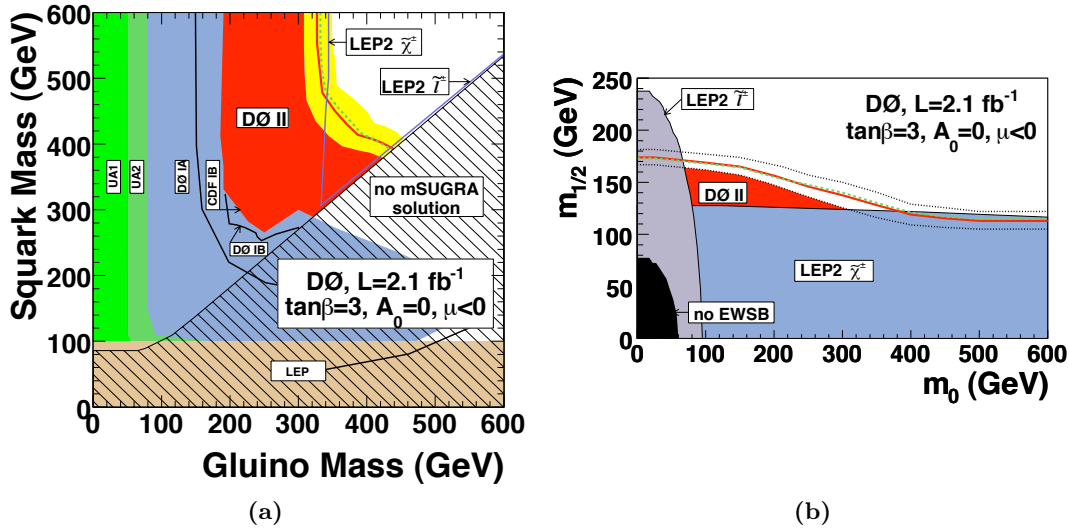


Abbildung 1.5: Ergebnisse der Interpretation der $D\bar{O}$ -Daten im $mSUGRA$ -Modell [37] (a) für die Parameterebene der Squark- und Gluinomassen. (b) für die Parameterebene $m_{1/2}, m_0$

1.3 Phänomenologie in Proton-Proton-Kollisionen

In diesem Kapitel werden die für diese Arbeit interessanten physikalischen Phänomene in pp -Kollisionen vorgestellt. Zunächst werden das Partonmodell und einige grundlegende Begriffe eingeführt. Im Anschluss werden die Produktionsmechanismen für SUSY-Teilchen sowie die für diese Arbeit wichtigen SUSY-Endzustände vorgestellt.

1.3.1 Partonmodell

Das Partonmodell ist eine Theorie, die für Nukleon-Nukleon-Kollisionen bei hohen Energien verwendet wird. Im Modell wird ein Nukleon als ein zusammengesetztes System aus punktförmigen Konstituenten verstanden. Diese sind die drei Valenz-Quarks, die im statischen Quark-Modell das Nukleon bilden, die See-Quarks und die Gluonen. Die See-Quarks sind virtuelle Quark-Antiquark-Paare, die aus Vakuumfluktuationen resultieren.

Die Konstituenten werden als Partonen bezeichnet und tragen einen Bruchteil x ($0 \leq x \leq 1$) des Gesamtimpulses des Nukleons. Das bedeutet jedoch, dass den Partonen in der Wechselwirkung nicht die gesamte Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14$ TeV, sondern lediglich der Anteil $\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_1 x_2 s}$ zur Verfügung steht. Die Impulsanteile für die beiden Partonen in der Wechselwirkung sind mit x_1 und x_2 bezeichnet. In Abbildung 1.6 ist schematisch eine pp -Wechselwirkung dargestellt.

Für das Verständnis des pp -Produktionswirkungsquerschnitts sind die Kenntnis der Impulsverteilungen der Partonen innerhalb des Protons und die Wahrscheinlichkeit für die möglichen Streuprozesse relevant. Wird in einem Streuprozess ein Quark erzeugt,

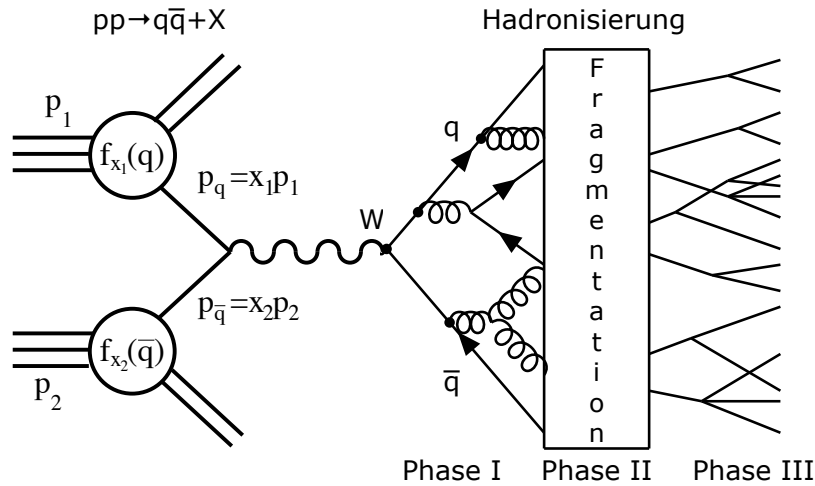


Abbildung 1.6: Schematische Darstellung einer \$pp\$-Wechselwirkung \$pp \rightarrow q^+q^-X\$ auf der linken Seite und des Hadronisierungsprozesses für die erzeugten Quarks auf der rechten Seite.

so ist die Kenntnis des Hadronisierungsprozesses eine weitere Information, um in der Rekonstruktion die Energie für das hadronisierten Quarks zu bestimmen.

Strukturfunktionen

Die Impulsverteilungen der Partonen innerhalb des Nukleons werden durch Parton-Dichtefunktionen (PDF) \$f_q(x)\$ beschrieben. Mit \$f_q(x)dx\$ wird dabei die Wahrscheinlichkeit definiert, dass ein Quark \$q\$ im Proton mit einem relativen Impuls \$x\$ zwischen \$x\$ und \$x + dx\$ zu finden ist. Diese Funktionen müssen aus den Daten des Experiments extrahiert werden, da sie nicht störungstheoretisch zugänglich sind. In der Summe müssen alle Partonen in einem Proton genau den Protonimpuls tragen:

$$\sum_q \int_0^1 x f_q(x) dx = 1 \quad (1.26)$$

Um im Allgemeinen solche Prozesse zu simulieren, ist es notwendig, die PDFs zu parametrisieren. Dies wird z.B. von den Kollaborationen CTEQ⁴ und MRST⁵ durchgeführt.

Für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts in harten Streuprozessen haben die PDFs eine zentrale Bedeutung, wie aus der folgenden Gleichung ersichtlich ist:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \int dx_1 \int dx_2 f_q(x_1) f_{q'}(x_2) \frac{d\hat{\sigma}}{dQ^2}. \quad (1.27)$$

Dabei ist der Wirkungsquerschnitt (WQ) \$\hat{\sigma}\$ des zu betrachtenden Subprozesses des harten Streuprozesses, wobei \$Q^2\$ der Impulsübertrag bei der Schwerpunktenergie \$\sigma\$ ist. In Abbildung 1.6 ist dies der Prozess: \$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q} + X\$.

⁴Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD

⁵A.D. Martina, R.G. Roberts, W.J. Stirling and R.S. Thorne

Die Strukturfunktionen in der einfachsten Form sind:

$$F_2(x) = x \sum_q [f_q(x) + f_{\bar{q}}(x)] Q_q^2 \quad (1.28)$$

$$F_3(x) = 0 \quad (1.29)$$

Die Gleichung 1.29 folgt aus der Callan-Gross-Relation [24]. Diese Relation ist nur gültig, wenn die Partonen des Protons Fermionen sind. Ansonsten wäre $F_1(x) = 0$ und damit $F_2(x) = 0$ aufgrund der Relation

$$F_2(x) = 2xF_1(x). \quad (1.30)$$

Werden auch die Gluonen innerhalb eines Protons berücksichtigt, müssen zusätzliche Beiträge zu den Strukturfunktionen addiert werden. Die so gewonnenen Strukturfunktionen sind dann nicht mehr nur eine Funktion von x , sondern auch vom Impulsübertrag Q^2 . Die Q^2 -Abhängigkeit der Strukturfunktionen der Quarks $q_i(x, Q^2)$ und der Gluonen $g_i(x, Q^2)$ wird durch die DGLAP-Gleichung⁶ [3, 44] beschrieben.

Die Matrixelement-Methode kann zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts in der niedrigsten Ordnung verwendet werden. Das Matrixelement \mathcal{M}_{fi} gibt die Wahrscheinlichkeitsamplitude für einen bestimmten Streuprozess an, die durch Feynman-Diagramme dargestellt werden können. Der Zusammenhang zwischen dem Anfangs- und dem Endzustand für einen bestimmten Streuprozess mit \mathcal{M}_{fi} ist:

$$\langle f|S|i\rangle = \langle f|i\rangle + i(2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_i - p_f) \mathcal{M}_{fi}. \quad (1.31)$$

Der Anfangszustand ist durch $|i\rangle$ und der Endzustand durch $\langle f|$ gegeben. S ist die Streumatrix (S-Matrix), p_i, p_f sind die Vierer-Impulse der eingehenden und ausgehenden Teilchen. Die δ -Funktion ist notwendig für die Impulserhaltung. Der differentielle Wirkungsquerschnitt in erster Ordnung ist gegeben durch

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dQ^2} \approx |\mathcal{M}_{fi}|^2. \quad (1.32)$$

In höheren Ordnungen wird die Berechnung der Matrixelemente mit Hilfe der Feynmann-Diagramme sehr komplex. Daher wird z.B. die Partonschauer-Methode verwendet, die im nächsten Abschnitt vorgestellt wird.

Partonschauer, Fragmentation und Hadronisierung

Der Hadronisierungsprozess beschreibt den Übergang von farbgeladenen Quarks zu farbneutralen Hadronen. Dieser Prozess lässt sich in drei Phasen gliedern, die in Abbildung 1.6 schematisch dargestellt sind.

Wie im vorigen Abschnitt gezeigt wurde, eignet sich die Matrixelement-Methode zur Berechnung der Partonschauer (Phase I in Abbildung 1.6) nur in der niedrigsten Ordnung von α_s . Für höhere Ordnungen in α_s hat sich die Partonschauer-Methode bewährt. In dieser Methode werden Abstrahlungen vom Quark oder Gluon berücksichtigt. Dabei werden Annahmen über die Wahrscheinlichkeit gemacht, unter der z.B. ein Quark mit

⁶Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli und Parisi

1 Theoretische Grundlagen

dem Impuls x ein Gluon abstrahlt und anschließend den Impuls y besitzt ($q \rightarrow qg$). Weitere Beiträge, die berücksichtigt werden müssen, sind: $g \rightarrow q\bar{q}$, $g \rightarrow gg$. Die Wahrscheinlichkeiten für diese Abstrahlungen sind durch die sogenannten Splitting-Funktionen [45] gegeben.

In der zweiten Phase, der Fragmentation, werden die farbgeladenen Quarks zu Quark-Antiquark-Paaren zusammengefasst, die dann über die starke Wechselwirkung in farbneutrale Hadronen fragmentieren. Aufgrund des geringen Impulsübertrags kann kein störungstheoretischer Ansatz verwendet werden. Zur Beschreibung der Fragmentation werden deshalb phänomenologische Modelle genutzt. Eine Möglichkeit besteht darin, mit Hilfe der Fragmentationsfunktionen $D_p^h(z)$ die Wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit des Impulsanteils z anzugeben, mit der ein Quark-Antiquark-Paar (p) zu einem Hadron h fragmentiert.

Das wohl erfolgreichste dieser Modelle ist das *Lund-String-Modell* [59]. Dieses Modell wird in den Monte-Carlo-Generatoren⁷, die in dieser Arbeit verwendet werden, benutzt.

In der letzten Phase zerfallen die farbneutralen Hadronen in langlebigere Teilchen, wie z.B. Elektronen und Photonen.

Jet-Definition

Die Vielzahl der erzeugten farbneutralen Hadronen bei der Hadronisierung der Quarks bildet ein Bündel von Teilchen entlang des Impulses vom erzeugten Parton im pp -Streuprozess. Dieser gerichtete Teilchenstrahl wird „Jet“ genannt.

Parton-Rest der Protonen

Zusätzliche Aktivität im Ereignis entsteht durch die Reste der wechselwirkenden Protonen. Diese Detektorwechselwirkung wird auch als „Underlying Event“ bezeichnet. Mit dem CDF-Experiment⁸ wurde zum ersten Mal die Struktur der Underlying Events in $p\bar{p}$ -Kollisionen untersucht [27]. Die Studie zeigt, dass die zusätzliche Aktivität in den Ereignissen durch die Partonrest-Wechselwirkung nur im Ansatz verstanden ist. Dies führt zu größeren systematischen Unsicherheiten.

1.3.2 Produktions-Mechanismen für supersymmetrische Teilchen

Am LHC mit einer Schwerpunktenenergie von $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ dominiert die Squark- und Gluino-Produktion durch die Gluon-Fusion oder Quark-Gluon-Fusion, wobei dieses nur gilt, wenn die Squark- und Gluinomassen unterhalb von $1 \text{ TeV}/c^2$ liegen. Mit einem geringeren Produktionswirkungsquerschnitt können auch Charginos und Neutralinos produziert werden [56]. Die assoziierte Produktion von Charginos und Neutralinos mit einem Gluino bzw. Squark ist möglich. Jedoch ist der Wirkungsquerschnitt für solche Produktionen um einiges geringer als für die zuletzt genannten Produktionsmechanismen [56].

⁷Monte-Carlo: MC

⁸The Collider Detector at Fermilab

Das mögliche Entdeckungspotential für mSUGRA ist sowohl abhängig von dem erwarteten Wirkungsquerschnitt für SUSY-Teilchenproduktion, als auch von den Signaturen in den Endzuständen (1.3.6) und von dem erwarteten Untergrund aus Standardmodellprozessen. Für die Suche nach SUSY-Teilchen bei ATLAS werden die Parameterwerte $\tan(\beta) = 10$ sowie $A_0 = 0$ favorisiert. Der damit erwartete Wirkungsquerschnitt für SUSY-Teilchenproduktion aus pp -Kollisionen bei $\sqrt{s} = 14$ TeV liegt am LHC zwischen $4 \cdot 10^{-4}$ pb und $4000 \cdot 10^{-4}$ pb. Die Werte für die Produktionswirkungsquerschnitte sind mit den Programmen ISASUGRA und PYTHIA (siehe Kapitel 4.1) generiert. In Abbildung 1.7 ist zu sehen, dass die Produktionswirkungsquerschnitte für ansteigende Werte von m_0 und $m_{1/2}$ kontinuierlich abfallen. Als Beispiel zum Vergleich der Produktionswirkungsquerschnitte aus den möglichen SUSY-Szenarien mit Prozessen aus dem Standardmodell ist hier die $t\bar{t}$ -Produktion in pp -Kollisionen am LHC mit $\sigma_{t\bar{t}} = 794$ pb bis 873 pb [49] aufgeführt.

Für den Fall, dass sich die Physik jenseits des Standardmodells durch das mSUGRA-Modell beschreiben lässt, ist für ein verwirklichtes Modell mit hohen Massenparametern relativ zu einem SUSY-Modell mit niedrigen Werten für m_0 und $m_{1/2}$ eine höhere Anzahl von aufgezeichneten Ereignissen für eine Entdeckung notwendig.

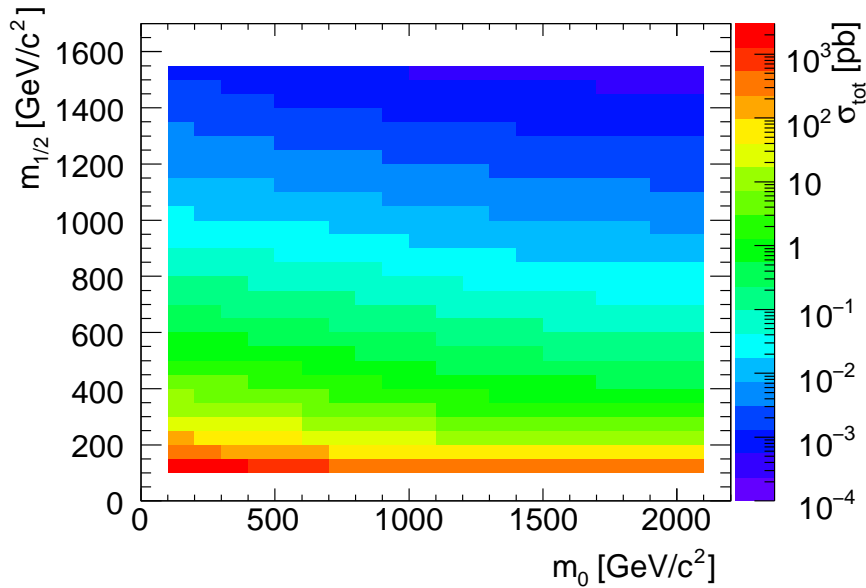


Abbildung 1.7: Der inklusive Produktionswirkungsquerschnitt in pp -Kollisionen bei $\sqrt{s} = 14$ TeV als Funktion von m_0 und $m_{1/2}$ für $\tan \beta = 10$, $A_0 = 0$ und $\mu > 0$.

1.3.3 Zerfälle von supersymmetrischen Teilchen

Bei der folgenden Aufführung von Zerfallsprozessen wird vorausgesetzt, dass die Zerfälle über Kaskaden in das LSP sowie in Teilchen des Standardmodells zerfallen. Das gleiche gilt für Zerfälle von Charginos und Neutralinos [56].

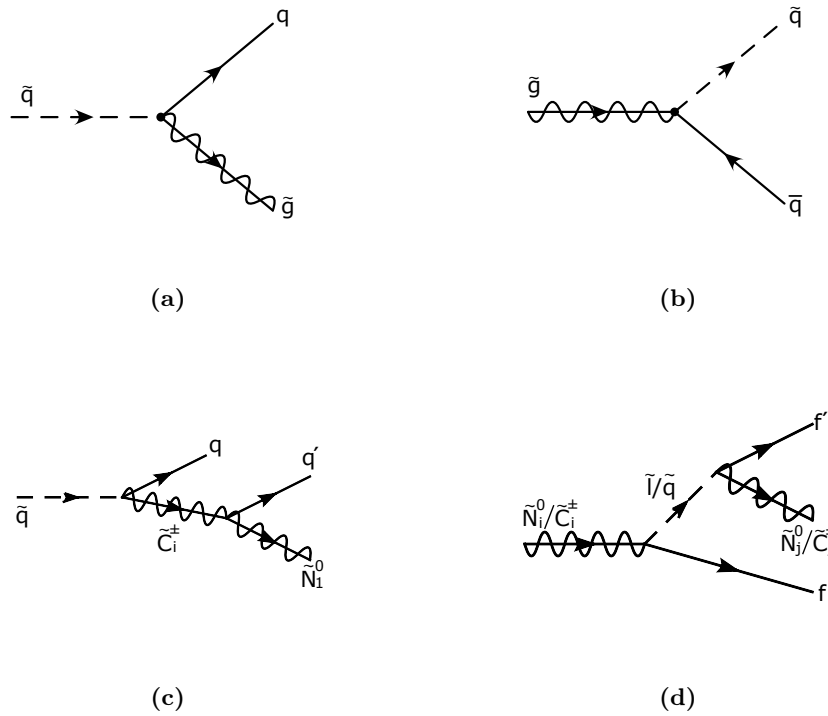


Abbildung 1.8: Feynman-Graphen für Zerfälle von Squarks, Gluinios, Neutralinos und Charginos. (a) $\tilde{q} \rightarrow \tilde{g}q$. (b) $\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}\bar{q}$. (c) $\tilde{q} \rightarrow q\bar{q}'\tilde{N}_i$. (d) $\tilde{N}_i/\tilde{C}_i \rightarrow f f'\tilde{N}_j/\tilde{C}_j$.

Squark-Zerfall

Wenn der Zerfall $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{g}$ (Abbildung 1.8(a)) möglich ist, ist dieser zugleich der dominierende Zerfallskanal. Ansonsten zerfallen die Squarks über $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{N}_i$ oder $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{C}_i$. Für rechtshändige Squarks dominiert der Zerfall $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{N}_1$ aufgrund des hohen Bino-Anteils im Neutralino. Die linkshändigen Squarks zerfallen bevorzugt in schwerere Neutralino- und Chargino-Zustände, was zu sehr langen Zerfallsketten führt.

Gluino-Zerfall

Der dominierende Zweikörperzerfall ist $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}$ (Abbildung 1.8(b)). Hierbei werden die Zerfälle in \tilde{t} und \tilde{b} -Squarks bevorzugt, da diese häufig die leichtesten Squarks sind [56]. Wenn alle Squarkmassen größer als die der Gluinomassen sind, zerfällt das Gluino über virtuelle $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}'\tilde{N}_i$ und $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}'\tilde{C}_i$.

Zerfall von Charginos und Neutralinos: Wenn die Sleptonen und Squarks gegenüber den Charginos und Neutralinos leicht genug sind, zerfallen die \tilde{C}_i und \tilde{N}_i bevorzugt in Lepton und Slepton oder Quark und Squark. Dies ist für \tilde{C}_1 und \tilde{N}_2 nicht möglich. Diese zerfallen wie folgt: $\tilde{N}_i \rightarrow f f'\tilde{N}_j$, $\tilde{N}_i \rightarrow f f'\tilde{C}_j$, $\tilde{C}_i \rightarrow f f'\tilde{N}_j$ und $\tilde{C}_i \rightarrow f f'\tilde{C}_j$ (Abbildung 1.8(c)).

1.3.4 Definition der vektoriellen transversalen Energiesumme \cancel{E}_T

Partonen tragen nur einen Bruchteil x des Protonimpulses, sodass es nicht möglich ist, über die Impulserhaltung den fehlenden Energiefluss vollständig zu bestimmen. Da aber die Protonen am Beschleuniger keinen wesentlichen transversalen Impuls haben, kann über die Erhaltung $\vec{p}_T = \sum_{i=1}^{\text{Teilchen}} \vec{p}_{T,i} = 0$ die fehlende transversale Energie \cancel{E}_T definiert werden. Im idealen Detektor ist der Betrag der vektoriellen transversalen Energiesumme der nachweisbaren Teilchen gleich dem der nicht nachweisbaren Teilchen. Die erste Definition der fehlenden transversalen Energiesumme basiert auf den rekonstruierten Objekten im Detektor und lautet:

$$\cancel{E}_T = \sqrt{\left(\sum_{i=0}^N E_{x,i}\right)^2 + \left(\sum_{i=0}^N E_{y,i}\right)^2} \quad (1.33)$$

Dabei ist N die Anzahl der erzeugten und rekonstruierten Teilchen in einer pp -Kollision und $E_{x,i}/E_{y,i}$ die Projektion der Energie E_i für jedes rekonstruierte Teilchen oder Jet im Ereignis auf die x - und y -Achsen des verwendeten Koordinatensystems.

1.3.5 Definition der effektiven Masse M_{eff}

Die effektive Masse M_{eff} ist ein Maß für die Aktivität in einem Ereignis. Sie ist definiert als

$$M_{eff} = \sum_{i=1}^4 p_T^{Jet,i} + \sum_{i=1}^4 p_T^{Lepton,i} + \cancel{E}_T, \quad (1.34)$$

wobei die Summen aus den vier Jets mit dem höchsten transversalen Impuls innerhalb von $|\eta| < 2,5$ und aus alle identifizierten Leptonen gebildet werden. Die M_{eff} -Größe ist hilfreich bei der Unterdrückung von Standardmodellprozessen bei der Suche nach SUSY-Ereignissen. Zudem gibt es eine sehr starke Korrelation zwischen dem Mittelwert der M_{eff} -Verteilung von selektierten supersymmetrischen Ereignissen und der Masse der paarweise erzeugten SUSY-Teilchen in der pp -Kollision [78]. Daher kann diese Größe zur Abschätzung der Massenskala von SUSY-Ereignissen herangezogen werden.

1.3.6 Ereignistopologien von supersymmetrischen Endzuständen

Für die Suche nach SUSY-Signaturen wird für eine Entdeckung zunächst nach Endzuständen von SUSY-Zerfällen gesucht, die sich sehr deutlich von Standardmodellprozessen unterscheiden. Typischerweise wird im ATLAS-Experiment nach hochenergetischen Multijet- bzw. Multilepton-Ereignissen gesucht. Zudem wird nach Ereignissen mit hohen, fehlenden transversalen Energiewerten im Vergleich zu den Prozessen des Standardmodells gesucht. Im Folgenden werden einige der wichtigsten Ereignistopologien von supersymmetrischen Endzuständen vorgestellt.

Signaturen mit \cancel{E}_T im Endzustand

Prozesse aus dem Standardmodell erzeugen eine \cancel{E}_T -Signatur durch ein oder mehrere Neutrinos im Endzustand. In R -paritätserhaltenen SUSY-Szenarien wird \cancel{E}_T im wesentlichen durch das LSP erzeugt, das überhaupt nicht oder nur über schwache Streuprozesse mit dem Detektor wechselwirkt.

Signaturen mit \cancel{E}_T und Multijet-Endzuständen

Wie in den Abschnitten über Gluino- und Squark-Zerfälle vorgestellt wurde, zerfallen die SUSY-Teilchen in Quarks, die je nach Parameterwahl des mSUGRA-Modells hochenergetisch sein können. Die Multiplizität und Energie dieser Quarks ist im Mittel wesentlich höher als in Prozessen des Standardmodells. Da die Squark- und Gluinoproduktion in pp -Kollision ein dominanter Produktionskanal für SUSY-Ereignisse ist, ist dies sogleich auch eine der wichtigsten Signaturen bei der Suche nach SUSY-Teilchen. Ein Beispiel für ein SUSY-Multijet-Ereignis ist in Abbildung 1.9(a) gezeigt. Bei diesem Feynman-Diagramm zerfallen die produzierten Gluinos in zwei Squarks und zwei Quarks. Die Squarks wiederum zerfallen in zwei Quarks und zwei LSPs.

Signaturen mit \cancel{E}_T und Multilepton-Endzuständen

Komplementär zu den Multijet-Endzuständen kann das Squark auch in ein Chargino und ein LSP zerfallen. Das Chargino zerfällt weiter in ein Lepton und ein LSP. Der Fall, in dem beide Squarks in Charginos zerfallen, ist in Abbildung 1.9(b) zu sehen.

Liegen die Gluino und Squarkmassen oberhalb von $1 \text{ TeV}/c^2$, ist die Produktion von Charginos und Neutralinos durch W - und Z -Bosonen dominant. Dies trifft für eine große skalare Massen m_0 zu. Die Charginos und Neutralinos zerfallen dann überwiegend über die W - und Z -Bosonen, wie in Abbildung 1.9(c) dargestellt.

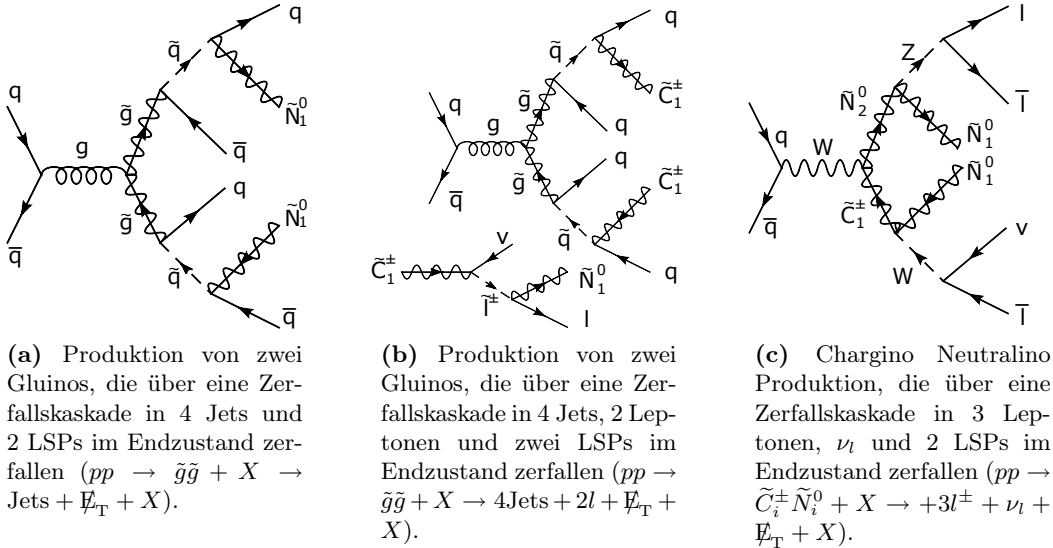


Abbildung 1.9: Mögliche Produktions- und Zerfallsketten für Squarks, Gluinos, Neutralinos und Charginos in pp -Kollisionen bei $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ [56].

2 Das ATLAS-Experiment am LHC

In diesem Kapitel wird eine physikalische Motivation für die Entwicklung des ATLAS-Experiments¹ und den Bau des LHC² gegeben. Im Anschluss werden die einzelnen Detektorsysteme des Experiments diskutiert. Bei der Vorstellung der Detektorkomponenten wird in Bezug auf die Studien und Resultate in dieser Arbeit der Fokus auf das Kalorimetersystem von ATLAS gelegt. Abschließend wird das Datennahmesystem bei ATLAS vorgestellt.

2.1 Der Large-Hadron-Collider: LHC

Eine Möglichkeit zur Klärung der offenen Fragen im Standardmodell (Kapitel 1) besteht darin, die Schwerpunktennergien bei der Teilchenkollision sowie die Luminosität gegenüber den bestehenden Teilchenbeschleunigern deutlich zu erhöhen.

Mit Hilfe des Proton-Proton-Teilchenbeschleunigers und -Speicherrings LHC [28, 29, 30] am CERN³ in Genf soll in Proton-Proton-Kollisionen eine Schwerpunktennergie von $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ erzeugt werden. Die Design-Luminosität des LHC beträgt $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Es wird erwartet, dass die ersten Proton-Proton-Kollisionen im LHC-Speicherring im Jahr 2010 stattfinden werden.

Die Luminosität \mathcal{L} ist ein Maß für die Intensität der Kollisionen und wird in $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ angegeben. Aus der Luminosität und dem Produktionswirkungsquerschnitt σ lässt sich die Ereignisrate R wie folgt bestimmen:

$$R = \mathcal{L} \cdot \sigma \quad (2.1)$$

Für den Wirkungsquerschnitt wird die Einheit barn⁴ verwendet.

Zur Studie von Teilchen mit sehr niedrigen Produktionswirkungsquerschnitten ist somit eine hohe Luminosität \mathcal{L} erforderlich. Die Luminosität lässt sich durch den Zusammenhang

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 \cdot N_2 \cdot N_b \cdot f_{\text{rev}}}{A_{\text{eff}}} \quad (2.2)$$

beschreiben. Im LHC werden die Protonen in Pakete zusammengefasst. Dabei sind N_1 und N_2 die Anzahl der Protonen pro Paket. Die Anzahl der Protonpakete, die sich gleichzeitig im Speicherring befinden können, ist mit N_b angegeben. Die Größe f_{rev} entspricht

¹A Toroidal LHC Apparatus

²engl.: Large-Hadron-Collider

³Europäisches Forschungszentrum für Teilchenphysik in der Schweiz, franz.: Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

⁴1barn = 1b = $1 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2 = 1 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$

der Umlauffrequenz und ist durch $f_{\text{rev}} = v/U$ gegeben, wobei v die Umlaufgeschwindigkeit der Teilchen und U der Umfang des Speicherrings ist. Der letzte Parameter zur Bestimmung der Luminosität ist die effektive Reaktionsfläche $A_{\text{eff}} = 4\pi\sigma_x\sigma_y$ [28].

Im Speicherring werden zwei gegenläufige Protonstrahlen mit je 7 TeV Protonenergie gespeichert. Die Protonen werden im SPS⁵, dem Vorbeschleuniger des LHC, auf 450 GeV vorbeschleunigt. Jeder der Protonstrahlen besteht aus 7,5 cm langen Protonpaketen die einen zeitlichen Abstand von 25 ns zueinander haben, womit eine Proton-Proton-Kollisionsrate von 40 MHz an den Wechselwirkungspunkten erreicht wird. Die aufgeführten Parameter sind, ergänzt durch einige weitere Parameter des LHC, in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Für Schwerionenkollisionen ist ein weiterer Betriebsmodus mit einer Schwerpunktennergie von 5,5 TeV bei einer Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{27} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ geplant.

Um das Forschungspotential des LHC bestmöglich auszuschöpfen, gibt es vier Wechselwirkungszone (siehe Abbildung 2.1). In zwei dieser Zonen befinden sich die Mehrzweck-Experimente ATLAS und CMS⁶ [31]. Das Hauptziel der beiden Experimente ist die Suche nach dem Higgs-Boson und neuen physikalischen Phänomenen bis zu einer Energieskala von mehreren TeV sowie die Verbesserung des Verständnisses des Standardmodells.

Für Messungen und Studien innerhalb des b-Quark-Systems ist LHCb⁷ [52] entwickelt worden. Speziell zur Erforschung der Physik bei Schwerionenkollisionen ist der Detektor ALICE⁸ [2] konzipiert.

Parameter	Wert
Protonenergie nach der Vorbeschleunigung	450 GeV
Protonenergie	7 TeV
Umfang des LHC	26,7 km
Luminosität \mathcal{L}	$10^{34} \text{1/cm}^2\text{s}$
Pakete pro Strahl	2808
Paketabstand	24,95 ns
Protonen pro Paket	$1,15 \times 10^{11}$
Paketlänge	7,55 cm
Strahlkreuzungswinkel am Wechselwirkungspunkt	142,5 μrad
Strahldurchmesser am Wechselwirkungspunkt	16,7 μm
Protonstrahlenstrom	0,58 A
Gespeicherte Energie	362 MJ
Energieverlust pro Umlauf	$6,71 \times 10^3 \text{ eV}$
Halbwertszeit der Luminosität	10 h

Tabelle 2.1: Auszug aus der Liste der Parameter für den LHC und des SPS (Vorbeschleuniger) [28].

⁵Super Proton Synchroton

⁶The Compact Muon Solenoid Experiment

⁷The Large Hadron Collider beauty Experiment

⁸A Large Ion Collider Experiment at CERN LHC

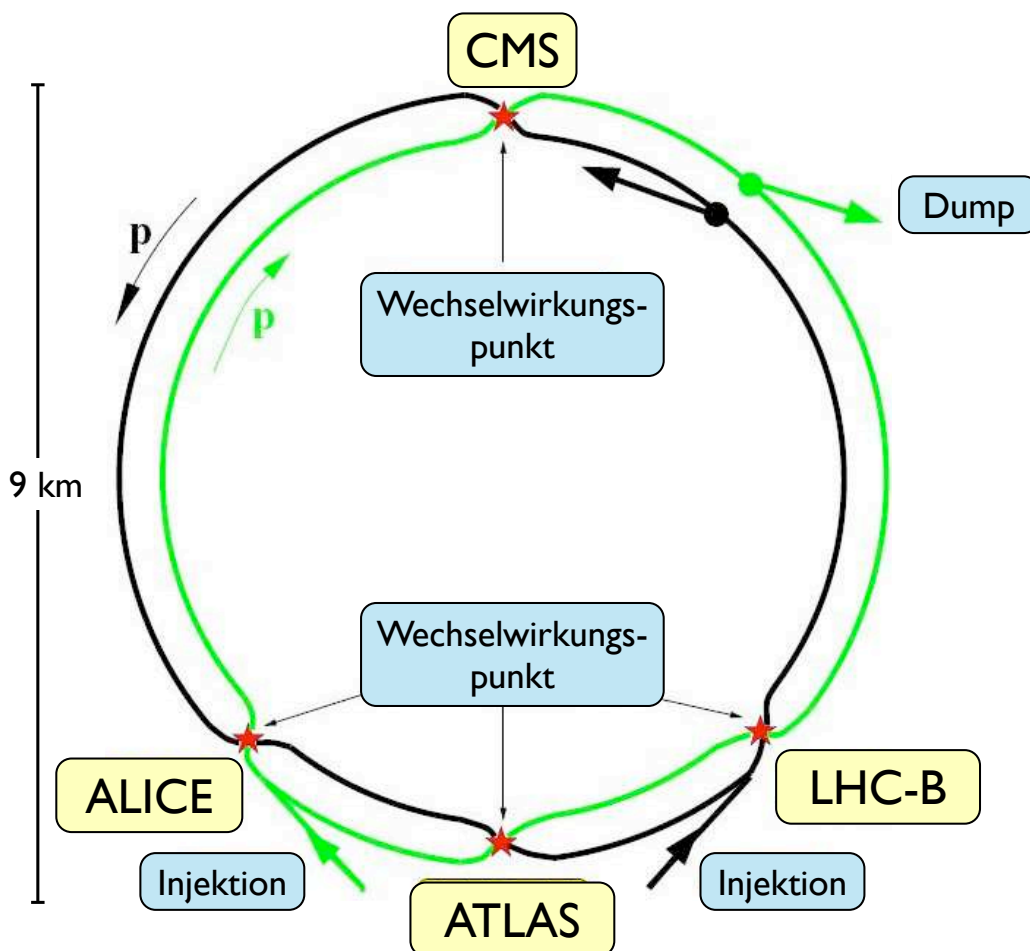


Abbildung 2.1: Schematische Übersicht des LHC-Speicherrings [53] und die Anordnung der Experimente am Speicherring. Die Wechselwirkungspunkte sind mit roten Sternen markiert. Jeder Protonstrahl kann kontrolliert das System verlassen (Dump). Die vorbeschleunigten Protonpakete vom SPS werden an den Injektionspunkten eingespeist.

2.1.1 Der Einfluss der LHC-Parameter auf die experimentelle Umgebung

Bei einem Bunchcrossing⁹ können mehrere pp -Kollisionen stattfinden. Je höher die mittlere Anzahl von pp -Kollisionen pro Bunchcrossing ist, desto komplizierter wird die präzise Rekonstruktion der interessanten Objekte. Dabei ist die mittlere Anzahl der überlagerten Ereignisse pro Bunchcrossing abhängig von der gegebenen Luminosität und von der verwendeten Parameterkonfiguration der Maschine. Die vorgegebene Luminosität kann, wie in Gleichung 2.2 gezeigt, durch verschiedene Sätze von N_b und A_{eff} erreicht werden. Damit variiert auch die mittlere Anzahl von pp -Kollision pro Bunchcrossing. In

⁹Ein Bunch beinhaltet etwa 1×10^{11} Protonen

der ersten Phase des Betriebs des LHC ist eine Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{32} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ geplant, in der eine mittlere Anzahl von pp -Kollisionen mit 3,9 bzw. 7,1 Kollisionen, sowie bei Design-Luminosität $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ von 23 pp -Kollisionen pro Bunchcrossing erwartet [54] wird. In den Wechselwirkungspunkten, in denen sich die vier Experimente befinden, wird zusätzlich zu den überlagerten pp -Kollisionen pro Bunchcrossing noch Strahluntergrund durch die Maschine erzeugt. Dieser entsteht durch die Wechselwirkung der Protonpakete mit Restgas in der Strahlröhre und des Protonstrahlhalos mit den Kollimatoren in jedem Wechselwirkungsbereich.

2.2 Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor ist für die Untersuchung des gesamten Massenbereichs für die Produktion neuer Teilchen am LHC konzipiert [71]. Das Design des Detektors wurde mit einer ausführlichen Monte-Carlo-Simulation durch Studien von vielen interessanten Physikprozessen, für die man sensitiv sein will, untersucht und optimiert, darunter auch Higgs-Zerfälle sowie verschiedene Modelle für neue Physik.

In diesem Kapitel wird eine Übersicht über die wesentlichen Komponenten des Detektors gegeben. Aufgrund des Schwerpunkts im Rahmen dieser Arbeit wird der Fokus auf das Kalorimetersystem gelegt. Zur Verwirklichung des geplanten Physikprogramms sind die wichtigsten Anforderungen an das ATLAS-Detektorsystem:

- Ein exzellentes Spur- und Vertex-Rekonstruktionssystem sehr nahe am Wechselwirkungspunkt zur Vermessung des Impulses von geladenen Teilchen und zur Identifikation von b -Quarks und τ -Leptonen.
- Ein Kalorimetersystem mit einer sehr guten Energieauflösung und großer Raumwinkelabdeckung, zum Nachweis und zur Vermessung von Elektronen, Photonen sowie hadronischen Schauern in einem großen Energiebereich von einigen GeV bis hin zu einigen TeV
- Ein hermetisches Kalorimetersystem für die Jetenergiebestimmung und zur Rekonstruktion fehlender transversaler Energie.
- Ein schnelles und flexibles mehrstufiges Triggersystem für die effiziente Selektion der physikalischen Prozesse sowie zur Unterdrückung der QCD-Untergrundprozesse.

Im ATLAS-Experiment wird nicht nur das gewohnte kartesische Koordinatensystem, sondern auch ein krummliniges Koordinatensystem verwendet. Deshalb werden hier die für den ATLAS-Detektor üblichen Koordinatenvariablen erklärt.

Die Strahlröhre definiert die z -Achse, die x - y -Ebene steht senkrecht auf der Strahlröhre. Die positive x -Achse ist definiert als die Richtung vom Wechselwirkungspunkt zum Mittelpunkt des LHC-Speicherringes, wobei die positive y -Achse nach oben zeigt. Die A-Seite (Genf) des Detektors liegt auf der positiven z -Achse und die C-Seite (Jura) des Detektors auf der negativen z -Achse. Des Weiteren ist ϕ der Azimutwinkel in der x - y -Ebene und η die Pseudorapidität

$$\eta = -\ln \left[\tan \frac{\Theta}{2} \right], \quad (2.3)$$

wobei Θ der Winkel zwischen dem Teilchen und der z -Achse ist. Der transversale Impuls p_T und die transversale Energie E_T sind in der x - y -Ebene definiert. Der Abstand ΔR in der η - ϕ -Ebene ist durch

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (2.4)$$

gegeben.

Eine schematische Darstellung des ATLAS-Detektors, der ein Gesamtgewicht von 7000 t, eine Länge von 44 m und eine Höhe von 25 m besitzt, ist in Abbildung 2.2 zu sehen. Der Detektor ist als Zwiebelshalen-Detektor konzipiert und besitzt eine Raumwinkelabdeckung in der Pseudorapidität von $|\eta| \leq 4,9$. Diese Einschränkung ergibt sich im Wesentlichen durch die Protonstrahlröhre.

Das Spursystem befindet sich im Innersten des Detektors und ist somit am dichtesten am pp -Kollisionspunkt. Zwischen dem Kalorimeter und dem Spursystem befindet sich der Solenoid-Magnet. Im Anschluss an das Kalorimeter befinden sich der Toroid-Magnet und das Myonsystem.

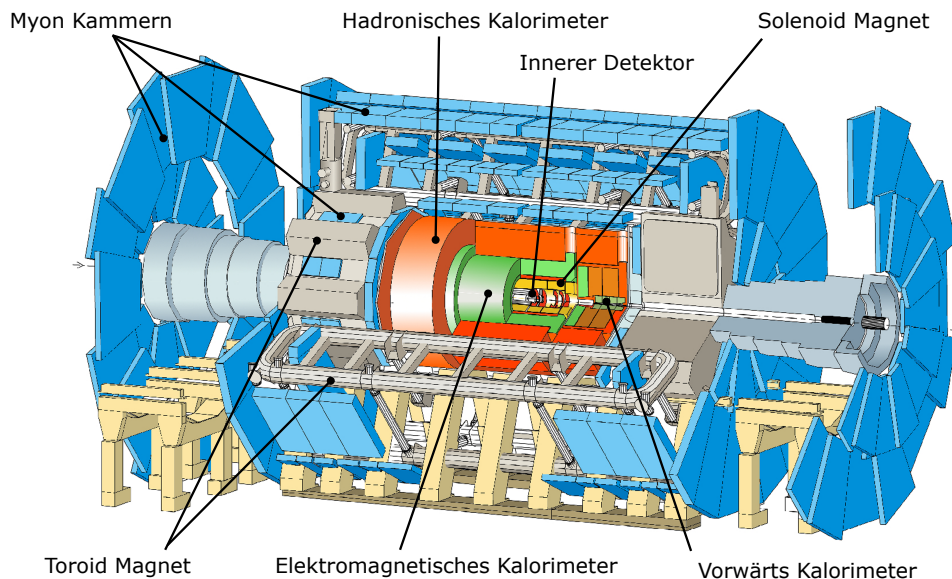


Abbildung 2.2: Der ATLAS-Detektor im Schnittmodell [72]. Im Innersten befindet sich das Spursystem, das aus drei Subdetektorkomponenten besteht. Das Spursystem ist umgeben vom elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter, das wiederum vom Toroid-Magneten umgeben ist. Die äußerste Lage ist das Myonsystem.

2.2.1 Das innere Detektorsystem

Das Spursystem (ID¹⁰) [11] [12] besteht aus drei Detektorkomponenten, die zur Spurfindung, Impulsmessung und Bestimmung des Zerfallsvertex verwendet werden. Der Akzeptanzbereich des Spursystems reicht bis zu einem Wert von $|\eta| = 2,5$ und ist in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt. Der zentrale Bereich des Spursystems besteht aus

¹⁰engl.: Inner Detector

mehreren zylindrisch angeordneten Ebenen. In der Endkappe des Spursystems sind die Nachweisflächen in konzentrischen Scheiben senkrecht zur Strahlachse angeordnet.

Das innerste Detektorsystem besteht aus einem Pixeldetektor mit etwa 8×10^6 Auslesekanälen, der von einem hochgranularen SCT¹¹ umgeben ist. Den Abschluss bildet der TRT¹², der aus Driftröhren besteht, die in einem Radiatormaterial aus Polyethylen-schaum eingebettet sind.

Das Spursystem wird von einem Solenoid-Magneten mit einem Durchmesser von 1,25 m umgeben [4]. Der Magnet besteht aus supraleitenden Spulen, die im pp -Kollisionspunkt ein Magnetfeld von 2 Tesla erzeugen (siehe Abbildung 2.2).

2.2.2 Die Kalorimeter

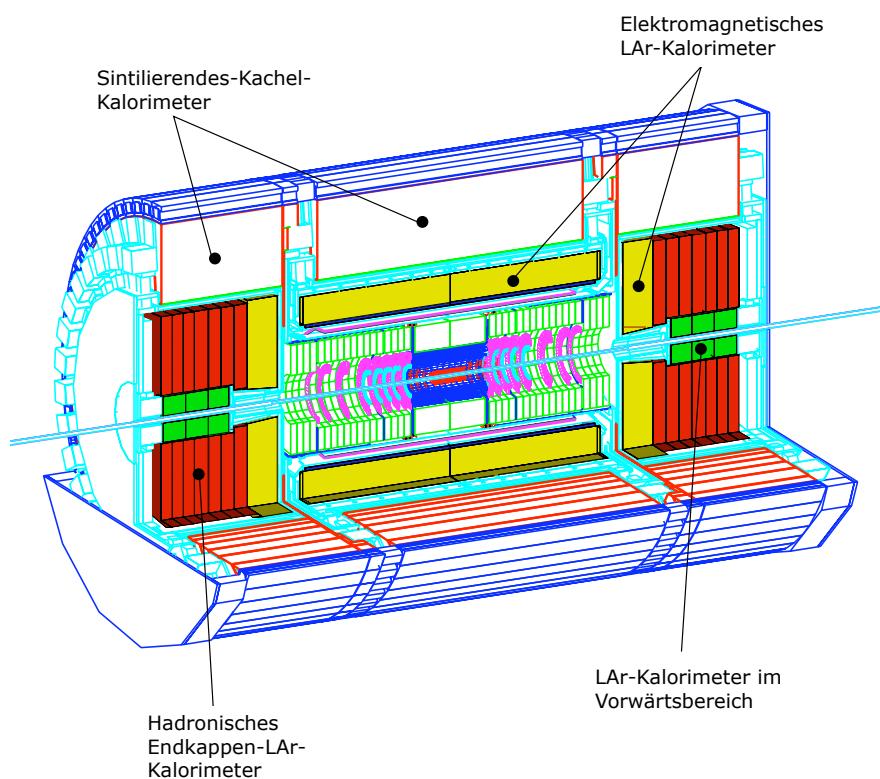


Abbildung 2.3: Das ATLAS-Kalorimetersystem im Schnittmodell [72]. Das System besteht aus zwei Technologien: dem LAr-Kalorimeter und dem Tile-Kalorimeter, welches das LAr-Kalorimeter in ϕ vollständig umschließt.

Zur Energiebestimmung der Elektronen und Photonen wird ein elektromagnetisches Kalorimeter verwendet. Für Jets und hadronisch zerfallende τ -Leptonen wird zusätzlich ein nicht kompensierendes hadronisches Kalorimeter verwendet. Die angestrebten Energieauflösungen des ATLAS-Experiments sind [5, 72]:

¹¹Siliziumstreifendetektor, engl.: **S**emi-**C**onductor **T**racker

¹²Übergangsstrahlungsdetektor, engl.: **T**ransition **R**adiation **T**racker

$$\begin{aligned}\frac{\Delta E}{E} &= \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0,7\% && \text{für die elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen,} \\ \frac{\Delta E}{E} &= \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% && \text{für die hadronischen Jets mit } |\eta| < 3, \\ \frac{\Delta E}{E} &= \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\% && \text{für die hadronischen Jets mit } 3 < |\eta| < 5,\end{aligned}$$

wobei die Energie E in GeV angegeben ist. Im Folgenden werden die verschiedenen Kalorimeter vorgestellt.

Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)

Das ECAL ist ein Sandwich-Kalorimeter mit stahlmantelten Bleischichten zum Aufschauern der Teilchen und flüssigem Argon (LAr¹³) als aktives Nachweismedium. Die Ausleseelektroden bestehen aus Kapton mit Akkordeongeometrie [6]. Diese Geometrie soll einen möglichst lückenlosen Energienachweis in azimuthaler Richtung gewährleisten. Im Zentralbereich beträgt die Schichtdicke für das flüssige Argon konstant 2,1 mm. Die Bleischichtdicke beträgt 1,5 mm für $|\eta| < 0,8$ und verstärkt sich mit drei Abstufungen bis zu einer Schichtdicke von 2,2 mm in den Endkappenbereichen.

Das ECAL ist unterteilt in einen Zentralbereich ($|\eta| < 1,475$) und zwei Endkappen ($1,375 < |\eta| < 3,2$). Der Zentralbereich besteht aus zwei identischen Hälften, die bei $\eta = 0$ durch einen Spalt von 6 mm separiert sind. Das ECAL im Zentralbereich befindet sich zusammen mit dem Solenoid-Magneten in einem zylinderförmigen Kryostaten, der das innere Spursystem umschließt. Der Kryostat hat eine Länge von 6,8 m und einen äußeren Radius von 2,25 m. Die Endkappen des ECAL bestehen aus zwei konzentrischen Rädern, welche die Bereiche $1,375 < |\eta| < 2,5$ und $2,5 < |\eta| < 3,2$ abdecken.

In longitudinaler Richtung ist das ECAL im gesamten $|\eta|$ -Bereich in drei Ebenen unterteilt. Die Granularität der Kalorimeterzellen variiert in Abhängigkeit der Ebenen und des η -Bereichs im ECAL. In Abbildung 2.4 ist ein Ausschnitt des ECAL mit den drei Ebenen zu sehen.

Die Größe einer Zelle ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) variiert von $0,0025 \times 0,0025$ bis hin zu $0,1 \times 0,1$ in der η - ϕ -Ebene, wobei die Tiefe einer Zelle mit der Dicke der entsprechenden Kalorimeterlage übereinstimmt.

Die gesamte Dicke des ECAL, ausgedrückt in Strahlungslängen X_0 , beträgt im Zentralbereich mehr als $24 X_0$ und im Endkappenbereich mehr als $26 X_0$.

Das Vorschauerkalorimeter

Aufgrund des Materials vor dem ECAL, wie z.B. der Kryostatwand und des supraleitenden Solenoid-Magnetens, wird das Vorschauerkalorimeter benötigt, um den Energieverlust von Teilchen, die vor dem ECAL aufschauern, zu messen und so die Energieauflösung des ECAL zu verbessern. Die aktive Schicht des Kalorimeters besteht aus flüssigem Argon und ist im Zentralbereich 11 mm und im Endkappenbereich 5 mm dick.

¹³engl.: Liquid Argon

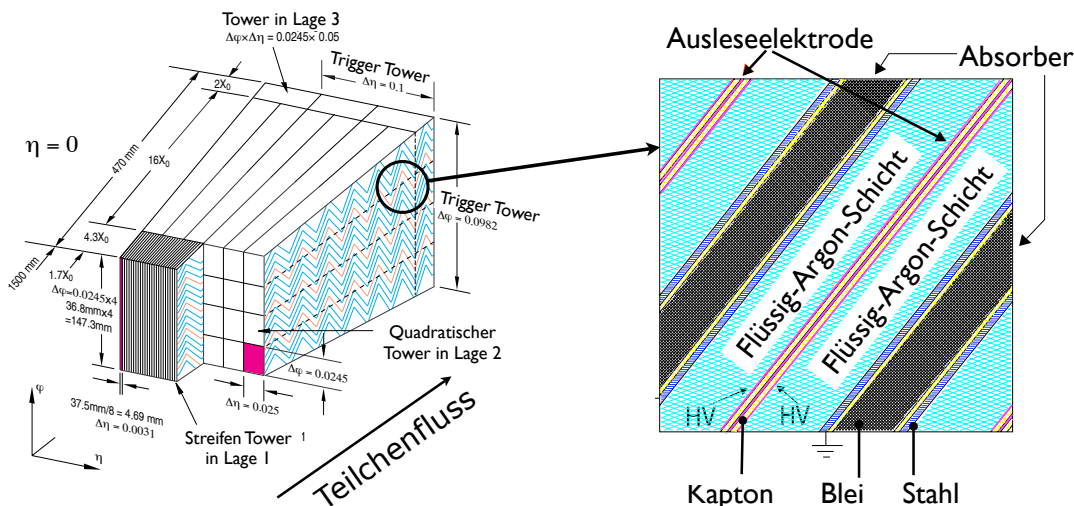


Abbildung 2.4: (a) Schematische Darstellung der Akkordeonstruktur des elektromagnetischen Kalorimeters [6].

Das Vorschauerkalorimeter wird direkt hinter der Kryostatwand installiert, noch vor dem eigentlichen ECAL. Der Bereich zwischen dem Zentralbereich und dem Endkappenbereich ($|\eta| = 1,4$) wird durch Szintillatoren abgedeckt.

Das hadronische Kalorimeter (HCAL)

Das HCAL ist ein Schichtkalorimeter, welches Stahl als Absorbermaterial und szintillierende Kacheln als Nachweismedium verwendet[7]. Die Kacheln sind längs der Schauerentwicklung angeordnet und stehen somit senkrecht zur Strahlachse (z -Achse). Die periodische Struktur verläuft entlang der z -Achse, wobei abwechselnd 14 mm Stahl und 3 mm starke szintillierende Kacheln verwendet werden. Die periodische Struktur ist zudem versetzt übereinander gestapelt. In dem Kalorimeter werden beide Seiten der szintillierenden Kachel durch Wellenlängenschieber ausgelesen, die in zwei separate Photomultiplier geführt werden. Eine schematische Darstellung des Kalorimeters ist in Abbildung 2.5(a) gezeigt.

Das hadronische Kalorimeter erstreckt sich bis $|\eta| \leq 1,7$. Es besteht aus zwei Segmenten, dem zentralen Kalorimeter bis zu einem Bereich von $|\eta| \leq 1,0$ und dem äußeren Kalorimeter im Bereich von $0,8 < |\eta| \leq 1,7$. Das Kalorimeter hat einen inneren Radius von 2,28 m und einen äußeren Radius von 4,32 m. In Azimutrichtung ist das HCAL in 64 Segmente unterteilt. Zudem ist es in drei Ebenen mit 1,4, 4,0 und 1,8 Wechselwirkungslängen bei $\eta = 0$ aufgeteilt. Die Granularität der Auslesezellen in der η - ϕ -Ebene ist etwa $\Delta\eta = 0,1 \times \Delta\phi = 0,1$ und $\Delta\eta = 0,2 \times \Delta\phi = 0,2$ (in der äußeren Ebene) gegeben. An der η -Position von 0 besteht ein schmaler Spalt von 6 mm.

Das hadronische Endkappen-Kalorimeter (HEC¹⁴) [6] ist ein LAr-Kalorimeter und erstreckt sich von $|\eta| = 0,8$ bis $|\eta| = 3,2$. Die Funktionsweise des HEC und der Aufbau

¹⁴hadronische Endkappen-Kalorimeter, engl.: **H**adronic **E**nd cap **C**alorimeter

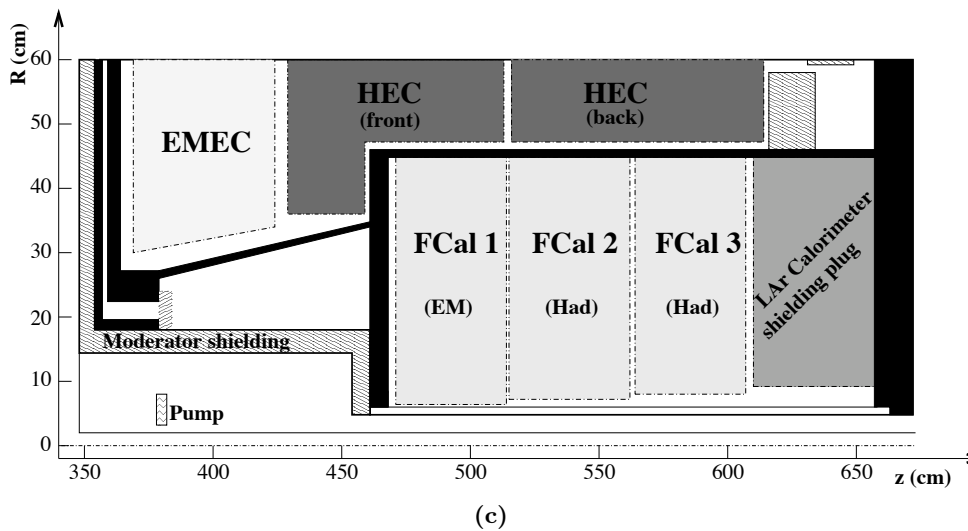
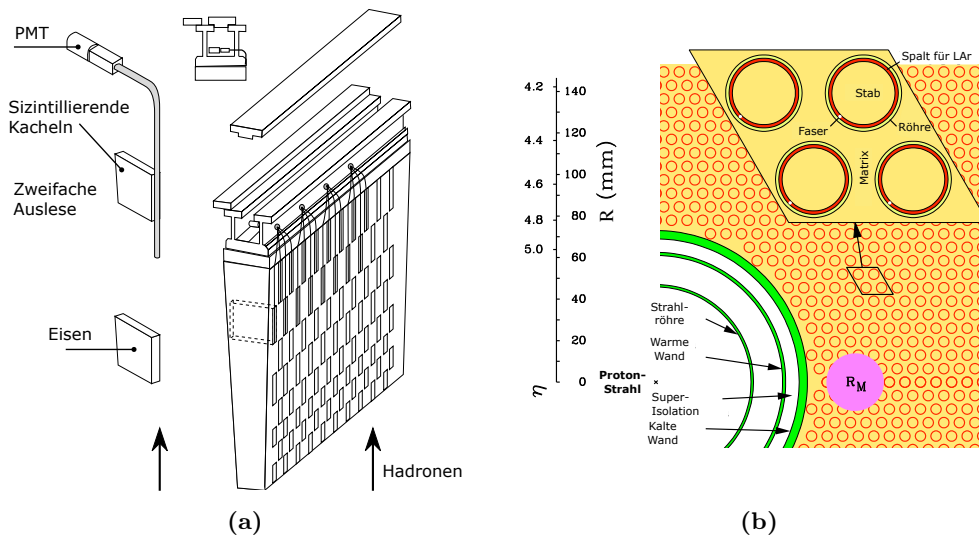


Abbildung 2.5: Schematische Darstellungen: (a) eines Segments des szintillierenden Kachelkalorimeters (TILE-Kalorimeter) [5] (b) des Vorwärts-Kalorimeters [6] (c) der drei FCal-Module, die zusammen mit dem elektromagnetischen und hadronischen Endkappen-Kalorimeter im Endkappenkryostat untergebracht sind.

entspricht dem des ECAL. Das HEC befinden sich zusammen mit dem Endkappen-ECAL im Endkappen-Kryostaten (siehe Abbildung 2.5(c)). Entlang der z -Achse ist das HEC in zwei Segmente unterteilt, in das innere und äußere Rad. Der äußere Radius der Räder beträgt 2,03 m. Als Absorbermaterial wird Kupfer verwendet. Die Schichtdicke mißt im inneren Rad 25 mm und im äußeren 50 mm. Die LAr-Schichtdicke beträgt bei beiden Rädern 8,5 mm. Charakteristisch für die longitudinale Ausdehnung eines hadronischen Schauers ist die hadronische Absorptionslänge λ . Das hadronische Kalorimeter hat ohne die Trägerstruktur eine Tiefe von 10λ .

Vorwärts-Kalorimeter

Das Vorwärts-Kalorimeter (FCAL) ist die Komponente des Kalorimeters, die sich bei einem inneren Radius von 72 mm am dichtesten an der Strahlröhre befindet und deshalb bei einer maximalen Länge von 1,5 m in z -Richtung sehr kompakt gebaut sein muss. Unterteilt in drei gleichlange Segmente über einen Bereich von $3,2 < |\eta| \leq 4,9$ erstreckt sich das FCAL .

Zusammen mit dem elektromagnetischen und dem hadronischen Endkappen-Kalorimeter befindet das sich FCAL im Endkappen-Kryostaten, wie in Abbildung 2.5(c) zu sehen.

Das FCAL muss sehr kompakt aufgebaut sein, um in longitudinaler Richtung eine Tiefe von mindestens 9 Wechselwirkungslängen zu haben. Das erste Segment ist das elektromagnetische FCAL, welches als Absorptionsmaterial Kupfer verwendet. Die äußeren beiden Segmente sind die hadronischen FCAL-Komponenten, bei denen Wolfram als Absorptionsmaterial dient. Die Ausleseröhren befinden sich in einer Absorbermatrix entlang der Strahlröhre (siehe Abbildung 2.5(b)). Innerhalb der Röhren sind stabförmige Elektroden mit kleinerem Radius eingebracht. Im Zwischenraum der Elektrode und der Ausleseröhre befindet sich LAr als aktives Nachweismedium. Der Abstand zwischen der Elektrode und der Ausleseröhre wird durch die Verwendung von polyimidummantelten Quartz-Fasern im Zwischenraum erreicht.

2.2.3 Das Myon-Spektrometer

Zum Nachweis von hochenergetischen Myonen und deren sehr präziser Impulsmessung wird ein supraleitendes Toroid-Magnetsystem [8, 9] zusammen mit einem Myonsystem [10] verwendet. Dieses System bildet den äußeren Teil des ATLAS-Detektors.

Das Myonsystem

Eine Skizze des Myonsystems ist in Abbildung 2.6 zu sehen. Es deckt einen Bereich von $0 \leq |\eta| \leq 2,7$ ab und besteht im Zentralbereich aus insgesamt drei zylindrischen Ebenen entlang der Strahlachse. Im Endkappenbereich des Detektors sind die Myonkammern in konzentrischen Scheiben um die Strahlachse angeordnet. Im Myonsystem werden insgesamt vier verschiedene Detektor-Technologien verwendet.

Es werden spezielle Myontriggerkammern verwendet um der hohen Auslesegeschwindigkeit der ersten Triggerstufe von 40 MHz gerecht zu werden. Mit diesen Kammern sind im Vergleich zu den Myonkammern mit langsamerer Auslese keine so exakte Ortsauflösung möglich. Für die erste Triggerstufe werden zwei verschiedene Myontriggerkammertechnologien verwendet. Im Zentralbereich kommen Kammern vom Typ RPC¹⁵ und in den beiden Endkappenbereichen Kammern mit TGC¹⁶-Technologie zur Anwendung.

¹⁵engl.: Resistor plate chamber

¹⁶engl.: Thin gap chamber

Das Toroid-Magnetsystem

Um eine Impulsauflösung von 10 % bei einem Myonimpuls von 1 TeV/c zu erreichen, wird zusätzlich ein supraleitendes Toroid-Magnetsystem verwendet, das aus jeweils acht supraleitenden Luftspulen im Zentralbereich und in den beiden Endkappenbereichen besteht. Das damit erzeugte magnetische Feld im Zentralbereich liegt bei 0,2 – 2,5 Tesla und in den Endkappenbereichen bei 0,2 – 3,5 Tesla.

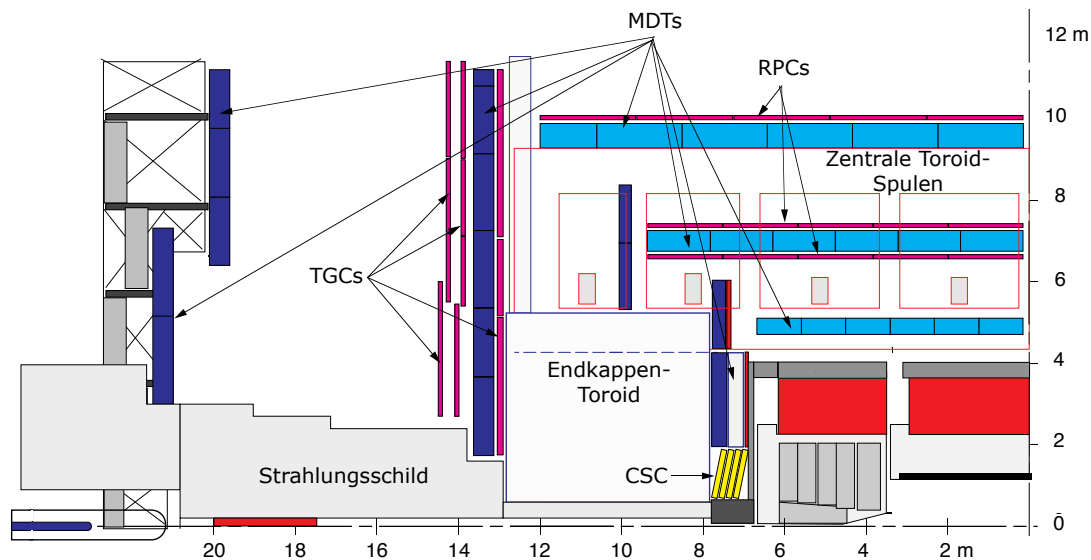


Abbildung 2.6: Schematische Skizze des Myon-Spektrometers für einen Quadranten im ATLAS-Detektor [10]. Dargestellt sind die Anordnungen der verschiedenen Myonkammertechnologien. Für das Myontriggersystem werden die Kammern vom Typ RPC und TGC verwendet. Für die Präzisionsauslese kommen Myonkammern vom Typ CSC und MDT zur Anwendung.

2.3 Der ATLAS-Trigger und die Datenerfassung

Die vom ATLAS-Detektor erzeugte Datenmenge beträgt in etwa 60 Tera-Byte (TB) pro Sekunde. Es ist nicht möglich, diese Datenmenge in Echtzeit zu speichern. Des Weiteren enthält nicht jede harte Wechselwirkung ein physikalisch rekonstruierbares und für die Studien mit dem ATLAS-Detektor interessantes Ereignis. Die Herausforderung an das ATLAS-Trigger- und Datennahmesystem (TDAQ¹⁷) ist es, in Echtzeit die physikalisch nicht relevanten Ereignisse zu unterdrücken und gleichzeitig die interessanten Ereignisse mit einer sehr hohen Effizienz herauszufiltern.

Die Abbildung 2.7 verdeutlicht die physikalische Herausforderung, die an das ATLAS-TDAQ gestellt wird. Bei dem Vergleich des totalen Proton-Proton-Wirkungsquerschnitts mit dem Produktionswirkungsquerschnitt eines Higgs-Bosons bei einer Masse von $150 \text{ GeV}/c^2$, zeigt sich, dass in 10^9 Ereignissen nur etwa ein erzeugtes Higgs erwartet

¹⁷engl.: Trigger Data Acquisition System

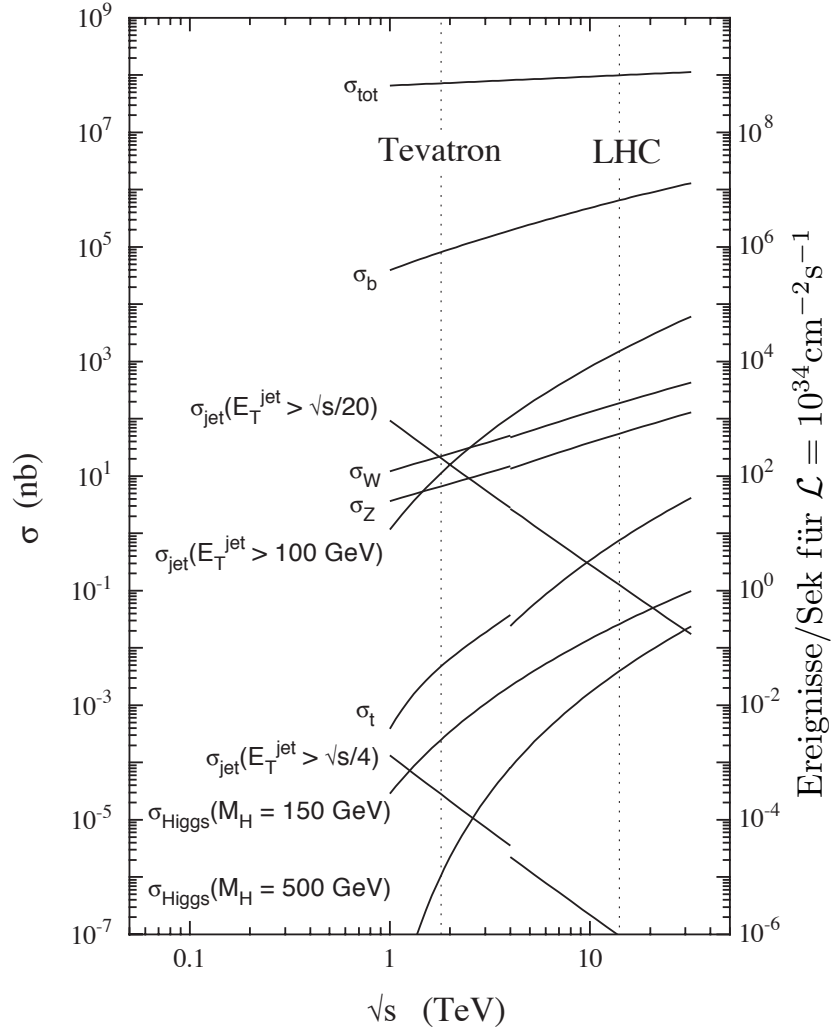


Abbildung 2.7: Produktionswirkungsquerschnitte und Raten ($\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) für verschiedene Prozesse in Proton-(Anti)Proton-Kollisionen in Abhängigkeit der Schwerpunktenenergie [19].

wird. Zur Orientierung sind durch zwei vertikal gepunktete Linien in der Abbildung die Schwerpunktenenergie des Tevatrons mit $\sqrt{s} = 1,96 \text{ TeV}$ und des LHC mit $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ hervorgehoben. Das Tevatron ist ein Proton-Antiproton Teilchenbeschleuniger am FNAL¹⁸ mit der momentan höchsten Schwerpunktenenergie.

Zur Filterung und Bearbeitung der Datenmengen vom Detektor wird ein dreistufiges Triggersystem verwendet, das die Datenrate schrittweise von $\sim 60 \text{ TB/s}$ auf 260 MB/s reduziert. Wie in der Abbildung 2.8 gezeigt ist, kann das Datennahmesystem in zwei wesentliche Komponenten unterteilt werden:

- **Das Datennahmesystem** ist zuständig für die Auslese der Detektorkanäle und das Bereitstellen von Teildaten für die drei Triggerstufen sowie das Abspeichern der selektierten Ereignisse auf Massenspeichern.

¹⁸Fermi National Accelerator Laboratory

- **Das Triggersystem** ist zuständig für die Ereignisselektion und Filterung zur Reduktion der Raten um einen Faktor von mehreren Hundert.

Eine Übersicht über die drei Triggerstufen und die dabei verwendeten Hardware- und Software-Technologien wird in den nächsten Unterkapiteln vorgestellt. Im Anschluss folgt eine Übersicht des Datennahmesystems.

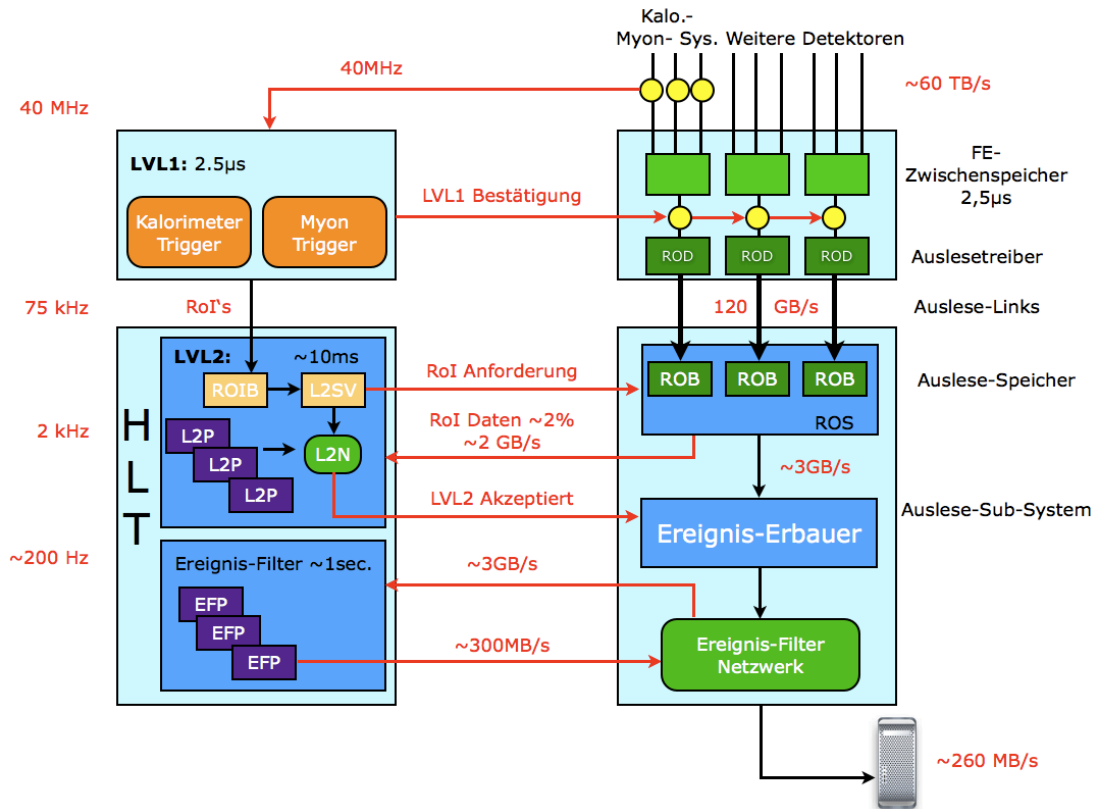


Abbildung 2.8: Blockdiagramm des Trigger- und Datennahmesystems des ATLAS-Experiments. Auf der linken Seite der Abbildung ist das dreistufige Triggersystem dargestellt. Die rechte Seite zeigt den Datenfluss der Detektorauslese bis zur Abspeicherung

2.3.1 Die erste Triggerstufe

Die erste Selektions- und Filterungsstufe reduziert die Ereignisrate von 40 MHz auf etwa 75 kHz. Signaturen von interessanten physikalischen Ereignissen können sowohl Leptonen oder Jets mit hoher transversaler Energie als auch fehlende transversale Energie in einem Ereignis sein.

In der ersten Triggerstufe werden sehr einfach gehaltene und sehr schnelle Algorithmen zur Klassifizierung von Teilchen wie Myonen, Elektronen, Photonen, hadronischen τ 's und hadronisierten Quarks verwendet. Außerdem wird eine erste Berechnung der skalaren und vektoriellen Energiesumme durchgeführt. Die Triggerentscheidungen auf der ersten Triggerstufe basieren ausschließlich auf den Informationen des Kalorimeters und des Myonsystems. Es werden also keine Informationen aus dem inneren Spursystem für die erste Triggerstufe verwendet.

Die erste Triggerstufe [20] besteht aus einer Vielzahl hoch optimierter digitaler Prozessoren. Die Prozessoren sind in drei Komponenten eingeteilt, den Myontrigger, den Kalorimetertrigger und den zentralen Triggerprozessor (CTP¹⁹). Das Zusammenspiel der Komponenten der ersten Triggerstufe ist im Blockdiagramm 2.9 dargestellt.

Eine kritische Größe auf der ersten Triggerstufe ist die Verarbeitungszeit von maximal $2\ \mu\text{s}$, dies entspricht 80 Bunchcrossings und ist durch die Größe der schnellen Zwischenspeicher vorgegeben. Diese sind in der Ausleseelektronik direkt am Detektor platziert. Die Aufteilung der zur Verfügung stehenden Zeit ist im Blockdiagramm 2.10 dargestellt. Ein Großteil der verfügbaren Zeit wird für die Signallaufzeiten in den Kabeln vom Detektor zur ersten Triggerstufe aufgebracht.

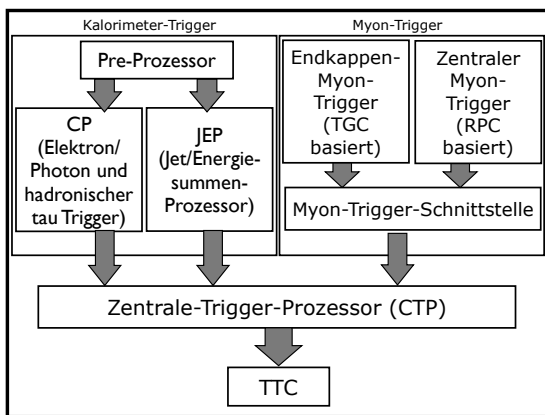


Abbildung 2.9: Blockdiagramm der ersten Triggerstufe [20].

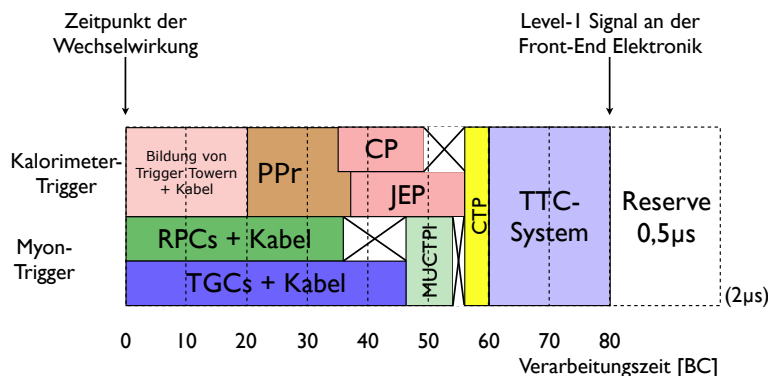


Abbildung 2.10: Gesamte zur Verfügung stehende Verarbeitungszeit sowie die benötigte Zeit pro Prozessorsystem innerhalb der ersten Triggerstufe.

Der Kalorimetertrigger

Der Kalorimetertrigger besteht aus drei Prozessorsystemen, dem Pre-Prozessor (PPr) dem Cluster-Prozessor (CP) und dem Jet/Energiesummenprozessor (JEP).

¹⁹engl.: Central Trigger Processor

Der PPr wandelt die von der Elektronik direkt am Detektor (FE-Elektronik) vorkommenden analogen Kalorimetersignale in digitale Signale um. Diese werden an den CP und den JEP weitergegeben, die dann mit den in programmierbarer Logik implementierten Algorithmen nach lokalen Energiedepositionen suchen und mit den vorgegebenen Schwellenwerten vergleichen. Die gefundenen Signaturen werden den CTP weitergeleitet, der aufgrund der ermittelten Signaturen eine Triggerentscheidung fällt. Wird ein Ereignis akzeptiert, werden die η - und ϕ -Koordinaten der gefundenen Signaturen an die zweite Triggerstufe weitergeleitet.

Die analoge Vorkommung der 200.000 Kalorimeterzellen wird innerhalb der FE-Elektronik²⁰ vorgenommen. Die Vorkommung ist notwendig, um die Verarbeitung der Kalorimeter-Informationen zu jedem Bunchcrossing zu gewährleisten.

Eine detaillierte Beschreibung des Kalorimetertriggers, der für die Studien in dieser Arbeit sehr wichtig ist, wird im Kapitel 3 gegeben.

Der Myontrigger

Wie in Abbildung 2.11(a) zu sehen ist, besteht der Myontrigger aus einem zentralen Myontrigger, der einen Bereich von $|\eta| < 1,05$ abdeckt und einem Endkappen-Myontrigger für den Bereich $1,05 \geq |\eta| < 2,4$. Die gefundenen Signaturen des Myontriggers für den Zentralbereich und den Endkappenbereich werden zur zentralen Myontriggerprozessor-Schnittstelle (MUCTPI) gesendet. Der MUCTPI vergleicht die Myon-Signaturen und berechnet zu jeder vorgegebenen Triggerschwellen die totalen Anzahl der zugehörigen Myonspuren. Das Ergebnis wird dann zum CTP weitergeleitet.

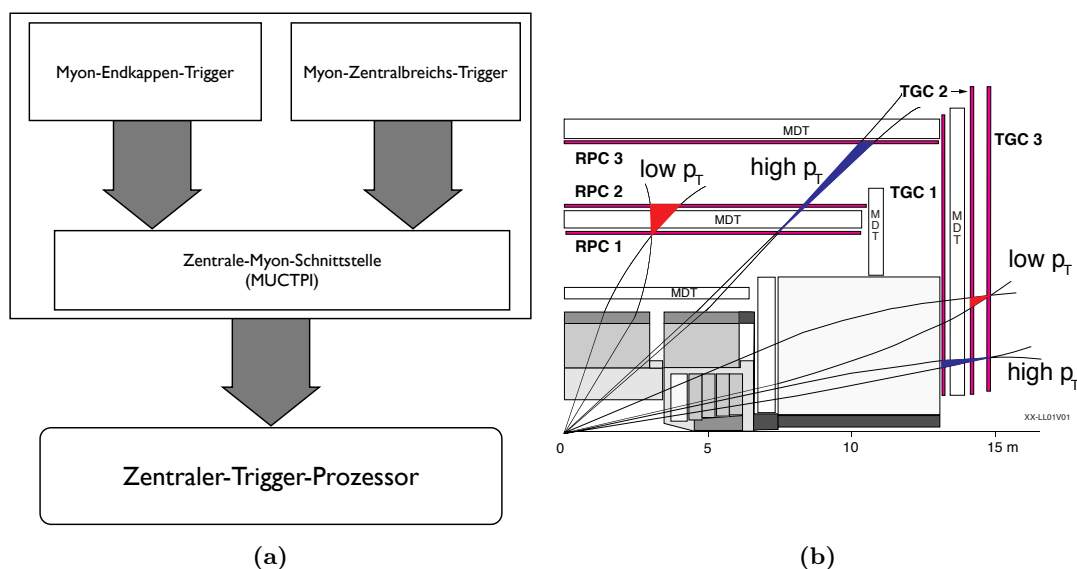


Abbildung 2.11: (a) Blockdiagramm des Myontriggers auf der ersten Triggerstufe. (b) Schematische Darstellung der Erkennung von hoch- und niederenergetischen Myonen mit den Myontriggerkammern.

²⁰Front end

Der Myonimpuls wird durch die transversale Ablenkung der Myonen im toroidalen Magnetfeld senkrecht zur Strahlachse und durch Koinzidenzbildung von Treffern in den verschiedenen Lagen des Myonsystems bestimmt. Mit dem System können Myonen mit einem transversalen Impuls von $6 - 35 \text{ GeV}/c$ als Triggersignatur verwendet werden.

Der Myontrigger stellt insgesamt sechs programmierbare Triggerschwellen zur Verfügung. Davon sind drei Schwellen für den Bereich von $6 - 9 \text{ GeV}/c$ (*low p_T*) und drei für den transversalen Impulsbereich von $9 - 35 \text{ GeV}/c$ (*high p_T*) vorhanden. Im Gegensatz zum *high p_T* -Bereich werden zur Bestimmung des transversalen Impulses im *low p_T* -Bereich nur die zwei innersten Myontriggerkammerebenen verwendet.

Zur Unterdrückung von nicht-relevanten Myonen, die nicht aus der Proton-Protonpaketkollision kommen, wie z.B. kosmische Myonen und/oder Myonen aus dem Halo des Protonstrahls oder elektronisches Rauschen, müssen mindestens drei von vier Ebenen im *low p_T* -Bereich und vier von sechs Ebenen im *high p_T* -Bereich angesprochen haben.

Der Zentrale Trigger-Prozessor (CTP)

Die Aufgabe des CTP ist es, aus den Informationen der Triggerbedingung des Kalorimeters und der Myonkammern zu prüfen, ob das Ereignis verworfen wird oder nicht. Wird das Ereignis akzeptiert, sendet der CTP ein entsprechendes Signal an den Kalorimeter und den Myontrigger sowie an die zweite Triggerstufe.

Eine Triggerbedingung beinhaltet die vordefinierten transversalen Energieschwellenwerte für z.B. ein Myon, Elektron, einen Jet oder die transversale Energiesumme, die überschritten werden muss, sowie die minimale Multiplizität für die jeweilige Signatur. Die Überprüfung wird anhand einer Liste, der sogenannten Triggerliste, vorgenommen, die 256 logische Verknüpfungen von Triggerbedingungen enthält. Solch eine logische Verknüpfung wird Triggerelement bezeichnet. Zusätzlich enthält jedes Triggerelement einen Skalierungsfaktor, der angibt, in wie vielen Ereignissen das Triggerelement erfüllt sein muss, bevor dieses zu einer positiven Triggerentscheidung beiträgt.

Technisch wird die Triggerliste und die Auswertung der Triggerelemente über eine programmierbare Wahrheitstabelle realisiert. Diese Methode ist ein sehr zeiteffizientes Verfahren und bietet gleichzeitig eine sehr hohe Flexibilität.

2.3.2 Die höheren Triggerstufen

Die höheren Triggerstufen (HLT²¹) [19] bestehen aus insgesamt zwei Triggerstufen, der zweiten Triggerstufe und dem Ereignisfilter. Die beiden Triggerstufen basieren auf einem vernetzten Computersystem mit zusammen etwa 3000 Einheiten. Die auf dem HLT verwendeten Algorithmen können auch in der Simulation verwendet werden. Durch dieses Konzept ist es möglich, die Trigger-Effizienzen für den HLT exakt zu bestimmen.

Im Folgenden wird eine kurze Übersicht über die zweite Triggerstufe und den EF gegeben.

²¹engl.: **High-Level-Trigger**

Die zweite Triggerstufe

Die Aufgabe der zweiten Triggerstufe ist es, die Ereignisrate von 75 kHz auf 2 kHz zu reduzieren. Die dafür erforderlichen schärferen Triggerentscheidungen basieren zum einen auf der vollen Detektorgranularität des Kalorimeters, zum anderen auf zusätzlichen Informationen des inneren Spursystems. Für die Triggerentscheidungen auf der zweiten Triggerstufe werden Algorithmen auf Softwarebasis verwendet, die genau die Bereiche untersuchen, die von der ersten Triggerstufe als interessante Bereiche (RoI²²) markiert sind. Die Algorithmen sind so ausgelegt, dass die RoI eines Ereignisses im Mittel nach ~ 40 ms vollständig analysiert sind.

Ereignisfilter

Die dritte und letzte Stufe des Triggersystems ist der Ereignisfilter, der die Ereignisrate nochmals um einen Faktor von 10 auf 200 Hz reduziert. Im Gegensatz zur zweiten Triggerstufe wird in der letzten Triggerstufe das gesamte Ereignis analysiert. Die verwendeten Software-Algorithmen sind wesentlich komplexer als in der zweiten Triggerstufe und benötigen daher wesentlich mehr Zeit. Die Ereignisse auf dem EF müssen jeweils innerhalb von maximal 4s analysiert werden. Bei einer positiven Triggerentscheidung wird das Ereignis vom Datennahmesystem abgespeichert.

2.3.3 Das Datennahmesystem

Wie in Abbildung 2.8 zu sehen ist, erstreckt sich das Datennahmesystem (DAQ²³) von der Ausleseelektronik bis hin zur Abspeicherung der Daten, wobei das Massenspeichersystem nicht Bestandteil der DAQ ist. Die DAQ sorgt für die Bereitstellung der Daten für die Triggerstufen sowie deren Zwischenspeicherung.

Die erste Zwischenspeicherung der Daten geschieht in der Ausleseelektronik des Detektors. Bei einer positiven Triggerentscheidung der ersten Triggerstufe werden zusätzliche Informationen von der ersten Triggerstufe zu dem Datenstrom hinzugefügt und zum Zwischenspeichersystem der zweiten Triggerstufe (ROS²⁴), zu den ROB²⁵, weitergereicht. Im Anschluss daran folgt der „Event-Builder“. Seine Aufgabe besteht darin, aus dem ROS alle Information zu einem akzeptierten Ereignis zusammenzuführen und dem EF zur Verfügung zu stellen. Die vom EF akzeptierten Ereignisse werden abschließend an die letzte Zwischenspeicherebene gesendet, von wo aus die Daten auf die Massenspeicher geschrieben werden.

2.3.4 Das Triggermenü

Das Triggermenü wird zur Konfiguration des ATLAS-Triggersystems verwendet. Das Menü beinhaltet eine Liste von Triggerelementen zur Ereignisselektion. Die Triggerelemente wiederum bestehen aus einem Skalierungsfaktor und einer oder mehrerer logisch verknüpfter Triggerbedingungen. Auf der ersten Triggerstufe bestehen die Triggerbedingungen aus einem transversalen Triggerschwellenwert und einer Multiplizität. Zu

²²engl.: **R**egion of **I**nterest

²³engl.: **D**ata **A**cquisition

²⁴engl.: **R**ead **O**ut **S**ystem

²⁵engl.: **R**ead **O**ut **B**uffer

beachten ist jedoch, dass die Anzahl von unterschiedlichen Triggerschwellen auf der ersten Triggerstufe durch die Elektronik begrenzt ist. Für die zweite Triggerstufe und den Ereignisfilter besteht die Bedingung aus einer Sequenz von Algorithmen [19, 38] sowie einem Skalierungsfaktor. Der Skalierungsfaktor gibt die Häufigkeit der Ereignisse an, die das jeweilige Triggerelement erfüllen muss, bis ein solches Ereignis vom Trigger akzeptiert wird. Zur Veranschaulichung ist eine schematische Darstellung zur Struktur des Triggermenüs in Abbildung 2.12 abgebildet.

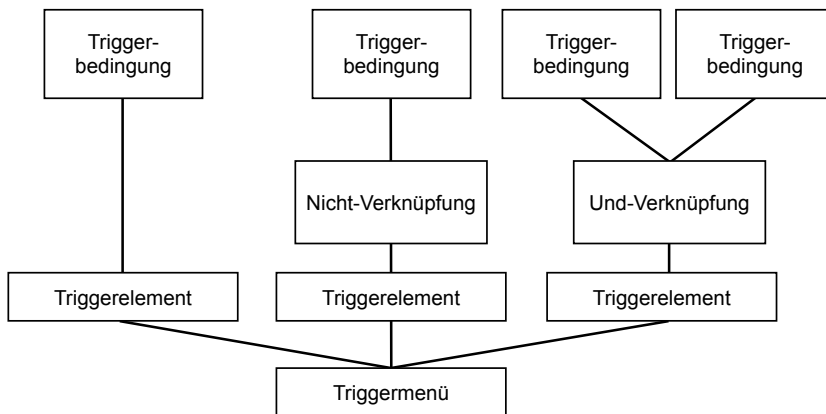


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung der Struktur des Triggermenüs.

2.3.5 Die Randbedingungen für die Wahl der Triggerschwellen

Das TDAQ-System ist optimal konfiguriert, wenn das Signal/Untergrund-Verhältnis in den abgespeicherten Daten sehr hoch ist, wobei das Signal abhängig von dem betrachteten Physikprozess ist. Das Verhältnis ist ein wichtiges Kriterium für die Optimierung der Parameter des TDAQ-Systems (siehe Kapitel 8). Daneben gibt es weitere Aspekte, die bei der Optimierung der Parameter und Triggerschwellen für das TDAQ-System beachtet werden müssen.

Die Bestimmung der Triggereffizienzen für eine gegebene Triggerschwelle, z.B. für eine Elektronsignatur oder einer \cancel{E}_T -Signatur, ist aufwendig und nicht trivial. Bei gegebener Signatur und Triggerschwelle ist die Triggerrate auf der ersten Triggerstufe abhängig von der Luminosität. Die Triggerschwellen für die verschiedenen Bedingungen müssen daher so gewählt werden, dass die erwarteten Raten auch bei höheren Luminositäten verwendet werden können, möglicherweise jedoch mit einem anderen Skalierungsfaktor. Hierbei muss beachtet werden, dass der Produktionswirkungsquerschnitt für neue Physik klein ist. Für Triggerbedingungen, die speziell auf die Suche nach neuer Physik, wie z.B. der Suche nach SUSY-Teilchen, ausgelegt sind, sollten daher die Skalierungsfaktoren eins sein.

Bei einer Kombination von verschiedenen Triggerbedingungen muss weiterhin beachtet werden, dass Korrelationen zwischen den verwendeten Triggerbedingungen bestehen und somit die Bestimmung der Triggereffizienz für den kombinierten Trigger schwieriger und komplexer ist als für eine einzige Triggerbedingung. Somit sollte die Anzahl der verwendeten Triggerbedingungen für einen kombinierten Trigger nach Möglichkeit minimal gehalten werden.

Die höhere Anzahl von überlagerten Ereignissen pro Bunchcrossing bei gleicher Luminosität erhöht möglicherweise die Triggerrate für eine gegebene Triggerbedingung. In dieser Arbeit wird aus technischen Gründen die Variation der überlagerten Ereignisse bei gleicher Luminosität nicht weiter untersucht und muss daher als weitere systematische Unsicherheit zur ermittelten Triggerrate betrachtet werden. Dabei wird angenommen, dass diese Unsicherheit geringer ist als die Unsicherheiten aufgrund des theoretisch berechneten Produktionswirkungsquerschnitts für die harten Streuprozesse in pp -Kollisionen.

3 Der ATLAS-Kalorimetertrigger

Wie in Kapitel 2.3.1 dargestellt, ist der ATLAS-Kalorimetertrigger eine von drei wesentlichen Komponenten der ersten Triggerstufe. In diesem Kapitel wird beschrieben, wie der Kalorimetertrigger aufgebaut ist und wie die implementierten Algorithmen für die Triggersignaturen im Kalorimetertrigger funktionieren.

Zu Beginn werden die Eingangssignale des Kalorimetertriggers vorgestellt. Im Anschluss wird das Kalorimetertrigger-System, sowie dessen Algorithmen beschrieben. Dabei liegt der Fokus auf dem Algorithmus und dessen Implementierung zur Bestimmung der vektoriellen transversalen Energiesumme. Diese ist zugleich die Energieskala, die mit einem kalibrierten Triggersystem realisiert werden soll.

3.1 Die Eingangssignale des Kalorimetertrigger-Systems

Um die Ereignisse in Echtzeit im Kalorimetertrigger zu analysieren, muss die Granularität der Kalorimeterinformationen zu sogenannten „Trigger-Towern“ (TT) reduziert werden. Dazu werden die Kalorimeterzellen über alle Lagen separat für das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter analog summiert. Dies wird in der Ausleseelektronik direkt am Detektor (FEB¹) vorgenommen. In den FEB werden auch die gemessenen Energiewerte in transversale Energiewerte pro TT konvertiert. Die Größe der elektromagnetischen und hadronischen TT in der η - ϕ -Ebene variiert als Funktion von η und ist in Abbildung 3.1 veranschaulicht.

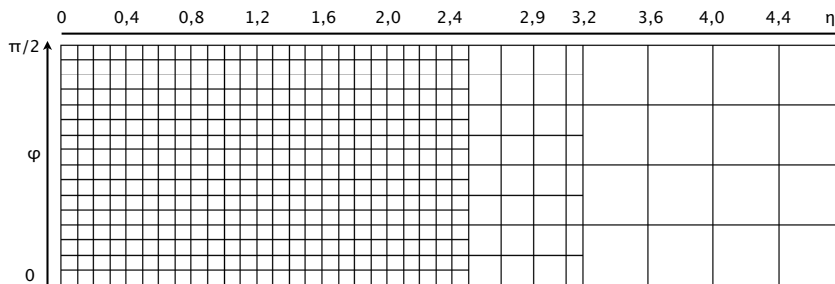


Abbildung 3.1: Das η - und ϕ -Koordinatensystem der Eingangsinformationen des Kalorimetertriggers für einen Quadranten des Kalorimeters [20]. Die elektromagnetischen und hadronischen „Trigger-Tower“ (TT) bestehen aus bis zu 62 analog aufsummierten Kalorimeterzellen.

Für den Filter, der bei der Zuordnung der TT-Energien zur korrekten Bunchcrossing-Identifikation (BCID) verwendet wird, ist die Form der analogen Signal der FEB wichtig.

¹engl.: **F**ront **E**nd **B**oard

Deshalb werden in den folgenden beiden Abschnitten die Signale der Ausleseelektronik der verwendeten Kalorimetertypen vorgestellt.

3.1.1 Der Signalpfad vom TILE-Kalorimeter zum Triggersystem

Die Zellen des TILE-Kalorimeters und deren Zuordnung zu einem hadronischen TT für einen Quadranten sind in Abbildung 3.2 dargestellt.

Der grün markierte Bereich aus Abbildung 3.2 muss in einem weiteren Schritt aufsummiert werden, da kein Austausch von PMT²-Signalen zwischen dem inneren und äußeren TILE-Kalorimeter in der Ausleseelektronik besteht.

Damit die gleiche Methode zur Digitalisierung der analogen TT-Werte des TILE-Kalorimeters im Pre-Prozessor verwendet werden kann, werden die schnellen rauscharmen und unipolaren Photomultiplier-Signale umgeformt, sodass das Signal eine Breite von 50 ns bei halber Signalhöhe hat.

Beispielhaft ist ein analoges TT-Signal vom TILE-Kalorimeter in Abbildung 3.3(a) dargestellt. Außerdem sind die Abtastpunkte (blau) des FADC im Pre-Prozessor (siehe 3.3.1) eingetragen.

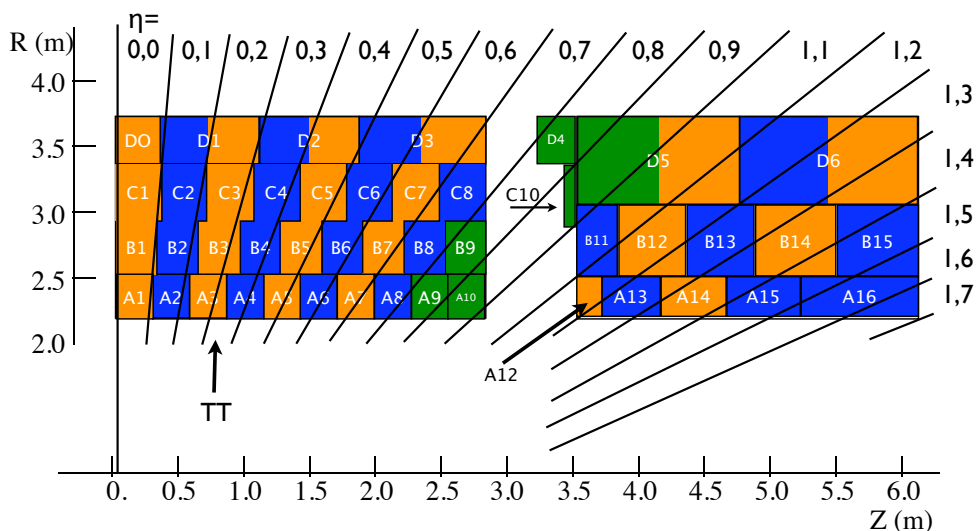


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung eines Quadranten des TILE-Kalorimeters. Die Zuordnung der einzelnen Kalorimetersegmente zu einem TT ist farblich gekennzeichnet.

3.1.2 Der Signalpfad vom LAr-Kalorimeter zum Triggersystem

Für die elektromagnetischen TT müssen bis zu 60 Zellen addiert werden. Im hadronischen Endkappen-Kalorimeter werden drei von vier Zellen pro TT aufsummiert, da die vierte Lage ein unzureichendes Signal/Rausch-Verhältnis besitzt. Im Vorwärtsbereich werden für jeden TT vier Zellen zusammengefasst.

²Sekundärelektronenvervielfacher, engl.: **PhotoMultiplier Tube**

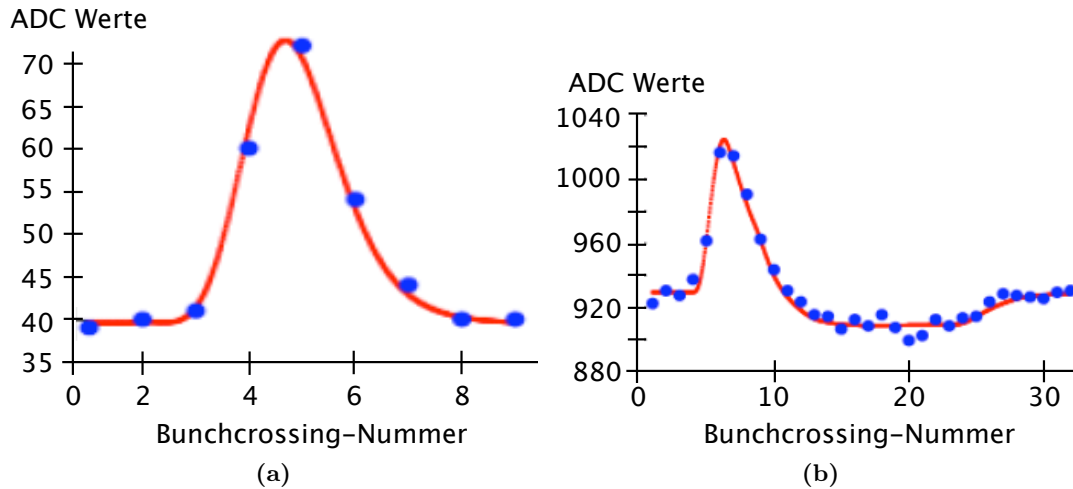


Abbildung 3.3: (a) Gemessenes TILE-Kalorimetersignal aus der Visualisierungssoftware ATLANTIS von ATLAS. (b) Gemessenes LAr-Kalorimetersignal aus der Visualisierungssoftware ATLANTIS von ATLAS.

Der Signalpfad sowie die Vorsummierung innerhalb der Ausleseelektronik sind in Abbildung 3.4 für einen elektromagnetischen TT gezeigt. In der Signalumformungsstufe werden vier Zellen vorsummiert und über einen speziellen Signalausgang für die erste Triggerstufe zur Lagen-Summierungsplatine weitergereicht. Nach der Aufsummierung der verschiedenen Kalorimeterlagen (siehe Abschnitt 2.2.2), wird das bipolare analoge Signal zur letzten Stufe geleitet. Für das FCAL und das elektromagnetische Kalorimeter werden in der letzten Stufe die Energien in transversale Energien konvertiert und anschließend summiert. Das resultierende analoge Signal, das eine Breite von etwa 200 ns besitzt, ist exemplarisch für einen TT in Abbildung 3.3(b) dargestellt.

Für die hadronischen TT besteht die letzte Stufe nur aus der Treiberelektronik. Die Konvertierung der Energie zu transversaler Energie erfolgt unmittelbar vor dem Eingang des Pre-Prozessors.

3.2 Die Kalorimetertrigger-Algorithmen

Die Aufgabe des Kalorimetertriggers ist es, Signaturen zu suchen, die aus physikalisch interessanten Ereignissen resultieren und rekonstruierbar sind. Dazu gehört die Elektron/Photon- sowie die Jet-Signatur. Diese können durch lokale Energiedepositionen im Kalorimeter gefunden werden. Außerdem wird für die Suche nach neuer Physik die vektorielle und skalare Energiesumme als Signatur benötigt.

3.2.1 Der Elektron/Photon-Algorithmus

Mit Hilfe des Elektronen/Photon-Algorithmus sollen Elektronen/Photonen-Kandidaten mit Hilfe der Kalorimeterinformationen identifiziert werden. Die Klassifizierung wird

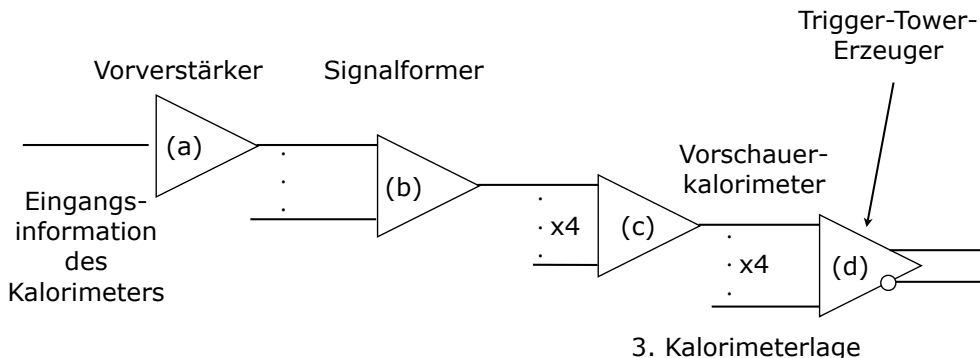


Abbildung 3.4: Übersicht des Signalpfads zur Erzeugung der analogen TT-Summen bis zum Pre-Prozessor für das Vorwärts- und das elektromagnetische Kalorimeter.

anhand des Isolationskriteriums sowie der deponierten transversalen Energie vorgenommen. Eine weitere Aufgabe dieses Algorithmus ist die Bereitstellung der Multiplizität der erfüllten Kriterien für den zentralen Trigger-Prozessor und die Bestimmung der η - ϕ -Koordinaten der lokalisierten Energie-depositionen für die zweite Triggerstufe.

Der Algorithmus erfüllt zwei weitere wichtige Kriterien. Zum einen eine hohe Triggereffizienz für Elektronen/Photonen mit $E_T \geq 10$ GeV auch für komplexe Ereignistopologien und zum anderen eine hohe Unterdrückung des Untergrunds, der hauptsächlich durch hochenergetische Jets aus QCD-Ereignissen resultiert. Für die Unterdrückung des Untergrunds ist eine gute Unterscheidung zwischen elektromagnetischen Schauern und hochenergetischen Jets notwendig. Als Eingangsinformationen für den Algorithmus werden die elektromagnetischen und hadronischen Trigger-Tower ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$) mit $\eta \leq 2,5$ verwendet.

Der verwendete Algorithmus für die Identifizierung der Elektronen/Photonen-Kandidaten ist in Abbildung 3.5 veranschaulicht. Er basiert auf einem „Fenster“ von 4×4 elektromagnetischen und hadronischen Trigger-Towern. Zur Identifizierung von lokalen E_T -Maxima werden 2×2 elektromagnetische TT (RoI) verwendet. Zum Vergleich der gemessenen Energie mit der vorgegebenen Energieschwelle wird die Energiesumme mit der höchsten Energie aus zwei nebeneinanderliegenden TT innerhalb des RoI verwendet. Zur Bestimmung der Isolation dienen die 12 TT, die die vier elektromagnetischen TT des RoI umschließen. Zusätzlich werden die 16 hadronischen TT, die hinter den verwendeten 16 elektromagnetischen Trigger-Towern liegen, verwendet.

Das Fenster wird mit einer Schrittweite von einem Trigger-Tower über den zur Verfügung stehenden η - ϕ -Bereich bewegt. Ein möglicher Elektron/Photon-Kandidat ist identifiziert, wenn alle nachfolgenden vier Kriterien erfüllt sind.

1. Der RoI muss ein lokales E_T Maximum haben (siehe folgender Absatz).
2. Die berechnete Energie aus zwei Trigger-Towern muss größer oder gleich der vorgegebenen Triggerschwelle sein.
3. Die transversale Energie innerhalb des Isolationsrings muss kleiner als das Isolationskriterium für die elektromagnetischen Trigger-Tower sein.

4. Die transversale Energie der 16 hadronischen Trigger-Tower muss kleiner sein als die Triggerschwelle für das hadronische Isolationskriterium.

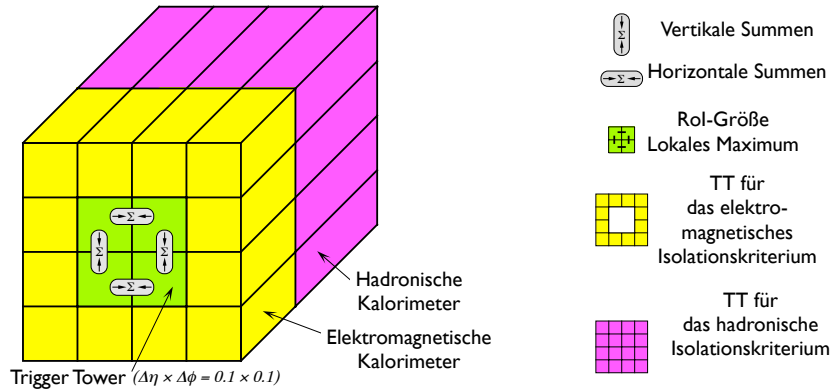


Abbildung 3.5: Verwendete Größen für den Elektron/Photon- und hadronischen τ -Algorithmus [20]

Um eine mögliche Überlagerung von zwei oder mehr gefundenen RoI-Bereichen zu vermeiden, wird das „De-Clustering“-Verfahren verwendet. Dabei muss die Energiesumme aus den vier elektromagnetischen Trigger-Towern des RoI mindestens größer oder gleich der Energiesumme der benachbarten RoI sein, wie in Abbildung 3.6 gezeigt ist.

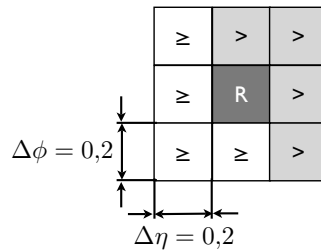


Abbildung 3.6: Bedingung zur Suche eines lokalen Maximums R für die Jet- und Elektron/Photon-Algorithmen auf der ersten Triggerstufe. R ist der physikalisch interessante Bereich (RoI), der eine Größe von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$ besitzt. R ist ein lokales Maximum, wenn die deponierte Energie innerhalb des RoI größer (markiert mit $>$) oder mindestens gleich der Energie im jeweils benachbarten $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$ -Cluster ist.

3.2.2 Der hadronische τ -Algorithmus

Um hadronisch zerfallende τ -Kandidaten oder andere hochenergetische hadronische Zerfälle zu identifizieren, wird der hadronische τ -Algorithmus verwendet. Der Algorithmus entspricht im Wesentlichen dem des Elektron/Photon-Algorithmus, wobei für die Bestimmung eines lokalen Energiemaximums die Energiesumme aus den vier elektromagnetischen und hadronischen Trigger-Towern verwendet wird. Für den Vergleich der transversalen Energie mit der vorgegebenen Triggerschwelle werden zu den beiden elektromagnetischen Trigger-Towern (siehe Elektron/Photon-Algorithmus) zusätzlich die vier hadronischen Trigger-Tower innerhalb des RoI addiert. Der τ -Algorithmus besitzt zwei

Isolationskriterien. Das Isolationskriterium für die elektromagnetischen Trigger-Tower ist identisch mit dem des Elektron/Photon-Algorithmus. Für das hadronische Kriterium werden ausschließlich die 12 hadronischen Trigger-Tower um den RoI verwendet. Der τ -Kandidat wird akzeptiert, wenn der RoI ein lokales Maximum (siehe Elektron/Photon-Algorithmus) ist, die berechnete Energie aus den sechs Trigger-Towern größer oder gleich der Triggerschwelle ist und sich die berechnete Energie für die Isolationskriterien unterhalb der Energie der vorgegebenen Triggerschwellen für die Isolation befindet.

3.2.3 Der Jet-Algorithmus

Die Jet-Produktion ist der dominierende Prozess im harten Streuprozess bei pp -Kollisionen am LHC. Die Aufgabe des Jet-Algorithmus ist die Identifizierung von Jets anhand der transversalen Energie E_T innerhalb eines vorgegebenen Energieclusters und die Bestimmung der Jet-Multiplizität im Ereignis.

Der verwendete Algorithmus für die Identifizierung der Jet-Kandidaten ist in Abbildung 3.7 veranschaulicht.

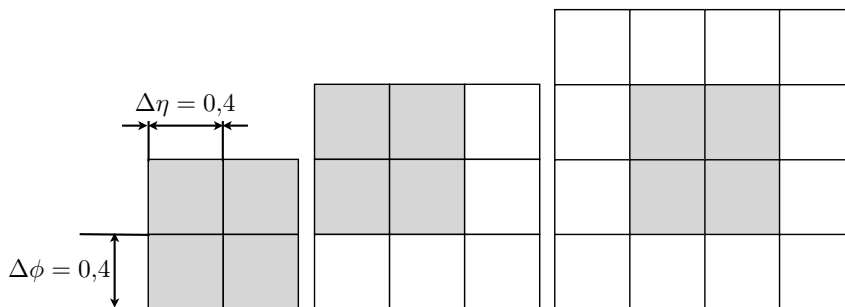


Abbildung 3.7: Die drei möglichen Fenstergrößen 2×2 , 3×3 oder 4×4 des Jet-Algorithmus im Kalorimetertrigger. Bei der kleinsten und der größten Fenstergröße ist die RoI Position zentriert. Für die 3×3 Fenstergröße gibt es vier mögliche RoI Positionen.

Der Jet-Algorithmus wird auf die Jetelemente des JEP³ angewendet. Die Jetelemente sind Summen von bis zu vier elektromagnetischen und vier hadronischen Trigger-Towern und haben im Bereich bis $|\eta| \leq 3,1$ eine Größe von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$. Für $|\eta| > 3,2$ ist die Jetelementgröße $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,4 \times 0,4$ und für $3,1 < |\eta| \leq 3,2$ ist die Größe $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,2$.

Im Gegensatz zu dem Elektron/Photon- und dem τ -Algorithmus besitzt der Jet-Algorithmus eine variable Fenstergröße von 2×2 , 3×3 oder 4×4 Jetelementen. Zur Auffindung von lokalen Energiemaxima wird das gewählte Fenster mit einer Schrittweite von einem Jetelement über den gesamten η - ϕ -Bereich des Kalorimeters verschoben. In jedem Schritt wird die Energie innerhalb des Fensters ermittelt und mit den vorgegebenen Triggerschwellen verglichen. Die Bedingung für ein lokales Energiemaximum ist in Abbildung 3.6 gegeben, wobei in diesem Fall der RoI eine Größe in $\eta \times \phi$ von 4×4 Trigger-Towern hat. Der maximal einstellbare transversale Energiewert für eine

³Jet/Energiesummen-Prozessor

Jet-Triggerschwelle ist 1023 GeV. Dieser Wert ist auch gleichzeitig der Sättigungswert, falls einer der verwendeten TT des Jet-Fensters einen Energiewert von $E_T = 512$ GeV erreicht hat.

Die Bedingung für ein Maximum, die gleichzeitig auch die Überlappung zwischen den RoIs verhindert, ist in Abbildung 3.6 grafisch dargestellt und in Abschnitt 3.2.1 erklärt. Für den Jet-Algorithmus ist die RoI-Größe jedoch $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,4 \times 0,4$. Die Platzierung der RoIs innerhalb der Fenstergrößen ist in Abbildung 3.7 zu sehen. Im Falle des 3×3 Jet-Fensters gibt es für die Platzierung der RoI eine 4-fache Ambiguität.

3.2.4 Der skalare transversale Energiesummen- und der transversale Jet-Energiesummen-Algorithmus

Die vorangegangenen Algorithmen sind auf bekannte Signaturen ausgelegt, bzw. stellen die Kombination der Signaturen auf bekannte Ereignisstrukturen dar. Um bei der Suche nach neuer Physik offen zu sein für neue unbekannte Ereignisstrukturen, ist der skalare transversale Energiesummen-Algorithmus konzipiert worden. Ergänzend kommt der Jet-Energiesummen-Algorithmus (ΣE_T) hinzu, der ausschließlich auf lokalisierten Jet-Energien beruht. Basierend auf den Jetelementen berechnet der ΣE_T -Algorithmus die skalare transversale Energiesumme im Kalorimeter. Innerhalb des Summationszweigs wird ein nicht verlustfreies Kompressionsverfahren angewendet (siehe Abschnitt 3.3.3).

Der Jet- ΣE_T -Algorithmus ist eine weitere elegante und effiziente Möglichkeit, eine skalare transversale Energie des Kalorimetersystems auf Basis der durch den Jet-Trigger gefundenen Jet- E_T -Werte abzuschätzen. Bei der Abschätzung der Energiesumme werden die Triggerschwellenwerte, sowie die Multiplizitäten m_{Z_i/V_i} für den Vorwärtsbereich (V_i) mit $|\eta| > 3,2$ und für den Zentralbereich (Z_i) separat behandelt. Die Berechnung des Jet- ΣE_T -Werts wird durch die Formel

$$\Sigma E_{T,Jet} = \Sigma_{i=1}^8 F_{Z_i} m_{Z_i} + \Sigma_{i=1}^4 F_{V_i} m_{V_i} \quad (3.1)$$

beschrieben. Wenn ein Jet mehrere Triggerschwellen anspricht, wird die Jet-Energiesumme $\Sigma E_{T,Jet}$ durch die Faktoren F_{Z_i} und F_{V_i} korrigiert.

3.2.5 Der fehlende transversale vektorielle Energiesummen-Algorithmus

Die Gleichung 1.33 für die fehlende transversale vektorielle Energiesumme wird für die Rekonstruktion auf die deponierte Energie E_i pro Kalorimeterzelle/Trigger-Tower umgeschrieben. Daraus ergibt sich, dass die Berechnung des \cancel{E}_T -Werts unabhängig von der Rekonstruierbarkeit der erzeugten Teilchen in der pp -Kollision ist. Die Definition lautet

$$\cancel{E}_T = \sqrt{\left(\sum_{i=0}^{N_{Zellen}} E_{x,i} \right)^2 + \left(\sum_{i=0}^{N_{Zellen}} E_{y,i} \right)^2}, \quad (3.2)$$

wobei $E_{x,i}$ und $E_{y,i}$ die Projektionen der gemessenen deponierten Energie pro Kalorimeterzelle E_i auf die x - und y -Achse sind. Diese Definition wird verwendet zur Bestimmung

der fehlenden transversalen Energie auf der ersten Triggerstufe. Auf der Rekonstruktionsebene werden zu $\sum E_{x,i}$ und $\sum E_{y,i}$ noch die Projektionen E_x und E_y der Energie des rekonstruierten Myons berücksichtigt.

Außerdem wird in dieser Arbeit die transversale Energiesumme ΣE_T benötigt, die wie folgt definiert ist

$$\Sigma E_T = \sum_{i=0}^{N_{Zellen}} \sqrt{E_{x,i}^2 + E_{y,i}^2}. \quad (3.3)$$

Um die berechneten \cancel{E}_T -Werte zwischen der Triggerstufe und der Offline-Rekonstruktion vergleichen zu können, wird im Rahmen dieser Arbeit die vektorielle transversale Energie ausschließlich mit Hilfe der Kalorimeterinformationen berechnet. Innerhalb der Kollaboration wird die vektorielle transversale Energiesumme auch als fehlende transversale Energie bezeichnet. Daher werden beide Begriffe in dieser Arbeit synonym verwendet.

Die Berechnung der fehlenden transversalen Energiesumme \cancel{E}_T basiert ebenso wie der Algorithmus für die skalare Energiesumme auf den Jetelementen. Die transversalen Energiewerte der Jetelemente werden am Anfang des Summationszweigs für die vektorielle transversale Energiesumme in $E_{x,y}$ -Werte zerlegt. Da nicht genug Zeit für die Berechnung der Größe $\cancel{E}_T = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$ innerhalb des Kalorimetertriggers zur Verfügung steht, erfolgt der Vergleich der fehlenden transversalen Energiesumme mit den acht Triggerschwellen über die quadratischen Werte der \cancel{E}_T -Triggerschwellen innerhalb einer LUT⁴. Die detaillierte Beschreibung des vektoriellen Energiesummenpfads wird in 3.3.3 gegeben.

3.3 Die Prozessorsysteme des Kalorimetertriggers

Die im vorigen Kapitel beschriebenen Algorithmen für den Elektron/Photon-Trigger und für den hadronischen τ -Trigger sind im Cluster-Prozessor (CP) implementiert. Der Jet-Trigger sowie die Energiesummen-Algorithmen (ΣE_T , $\Sigma E_{T,Jet}$) sind im Jet/Energiesummen-Prozessor (JEP) lokalisiert. Beide Prozessoren basieren auf digitalen Energieinformationen, die vom Pre-Prozessor (PPr) zur Verfügung gestellt werden. Eine schematische Skizze des Prozessorsystems vom Kalorimetertrigger ist in der Abbildung 3.8 dargestellt. Die RoI Informationen aus den implementierten Algorithmen der Prozessoren und die zusätzlichen Daten von den drei Prozessorsystemen für den DAQ-Pfad werden zentral über eine Treiberstufe (ROD⁵) zur zweiten Triggerstufe sowie zum Datennahmesystem geschickt, wenn das Ereignis vom zentralen Trigger-Prozessor akzeptiert wird.

3.3.1 Der Pre-Prozessor (PPr)

Die Aufgabe des PPr ist es, die analogen Eingangssignale in digitale Signale zu konvertieren und an das CP- und das JEP-System weiterzuleiten. Der Cluster-Prozessor bekommt die digitalen Energieinformationen bis zu einem Bereich von $|\eta| \leq 2,5$. Für den Jet/Energiesummen-Prozessor wird die Granularität der digitalen Trigger-Tower-Energien durch eine weitere Summierung auf $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$ reduziert.

⁴Wertetabelle, engl.: Look up table

⁵engl.: Read Out Driver

3.3 Die Prozessorsysteme des Kalorimetertriggers

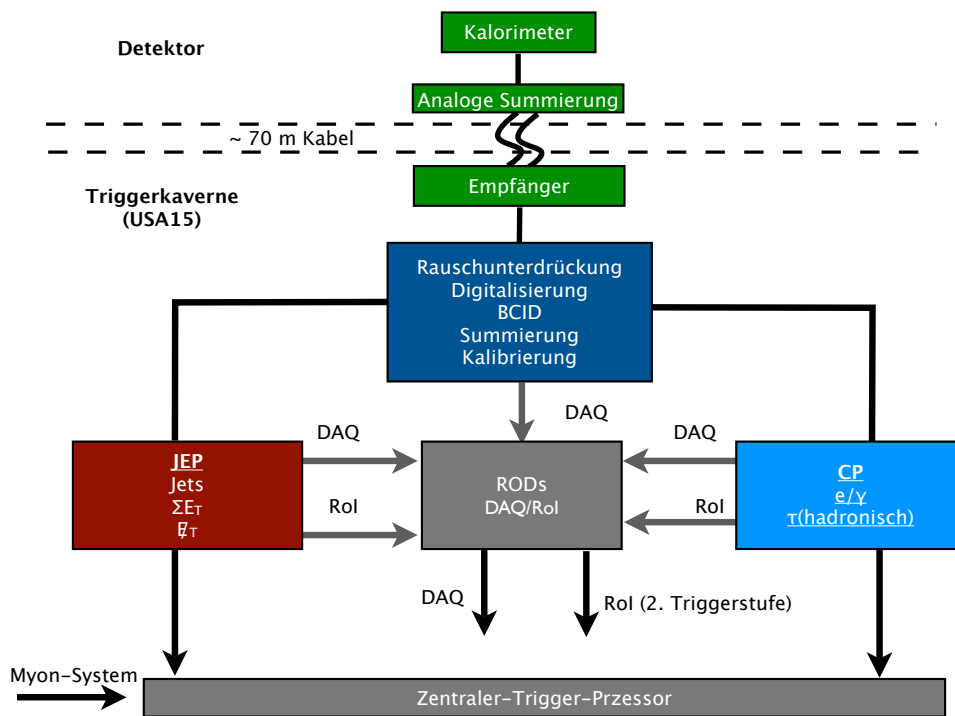


Abbildung 3.8: Schematische Übersicht der Prozessorsysteme innerhalb des Kalorimetertriggers sowie die Auslese- und Treiber-Einheiten (ROD) zur Weiterleitung der Daten an die zweite Triggerstufe und das Datennahmesystem.

Im Blockdiagramm 3.9 ist der Signalpfad für ein Trigger-Tower-Signal abgebildet. Für die Methoden zur Korrektur der schnellen Simulationen im Kapitel 7 werden im Folgenden die dafür wichtigsten Schritte in der Signalverarbeitung beschrieben.

Die einzelnen Schritte im Signalpfad des PPr sind:

- A:** Die verschiedenen analogen Trigger-Tower-Eingangssignale der Kalorimeter werden durch einen programmierbaren Spannungssockel in den Verarbeitungsbereich eines schnellen Analogen-Digital-Wandler (FADC) verschoben. Zur Erzeugung der externen Bunchcrossing-Identifikation (BCID) wird ein Komparator verwendet, der das Eingangssignal mit einem programmierbaren Schwellenwert vergleicht. Die Programmierung der Schwellen erfolgt über ein 8 Bit-Datenwort, das durch einen Digital-Analog-Wandler in einen Spannungswert konvertiert wird.
- B:** Die analogen Eingangssignale werden mit Hilfe eines FADC in ein 10 Bit-Datenwort konvertiert. Die Kopplung des analogen Signals an die 40 MHz Taktfrequenz des Triggersystems erfolgt über eine Verzögerungsschaltung. Signalverzögerungen von bis zu 25 ns sind möglich.
- C:** Durch Unterschiede in den Kabellängen oder Verzögerungen in der analogen Elektronik vor dem PPr können Laufzeitunterschiede der einzelnen Signale untereinander auftreten. Zur Synchronisation werden deshalb die Signale an dieser Position zwischengespeichert.

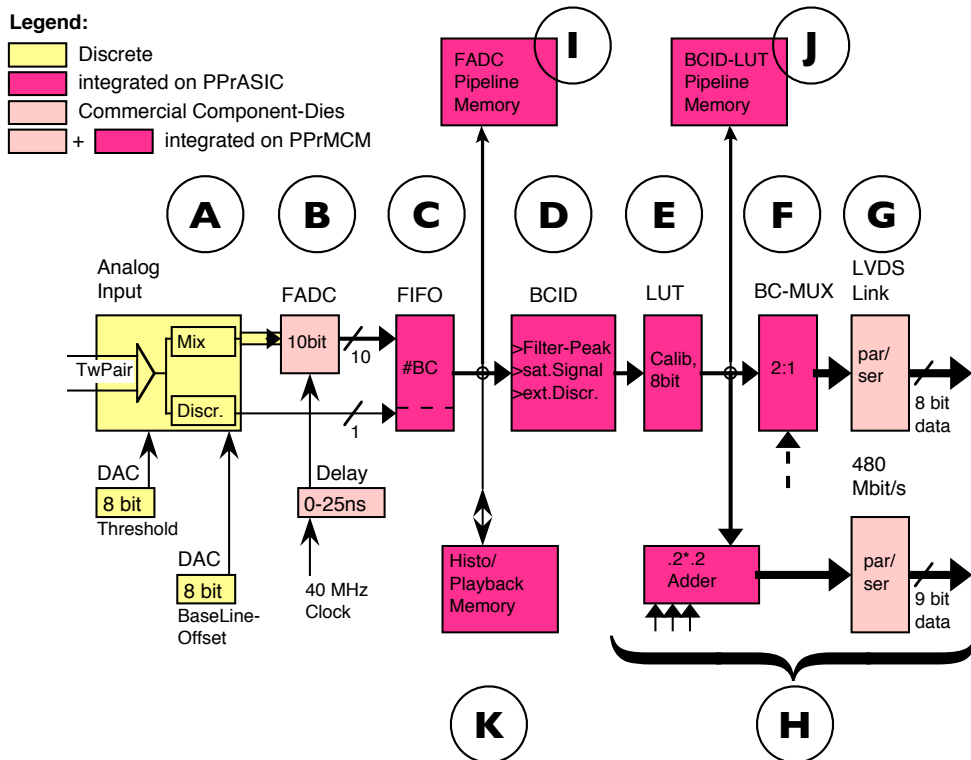


Abbildung 3.9: Blockschaltbild des Echtzeit-Datenpfads [76] im PPr. Die Zuordnung der einzelnen Schritte zu verschiedenen Komponenten auf dem PPM sind farblich markiert und detailliert in [76, 77, 1] beschrieben.

- D:** Die Identifikation der korrekten BCID sowie die Signalformung mit dem FIR⁶-Filter werden im Abschnitt 3.3.1 diskutiert.
- E:** Zur Reduzierung der 10 Bit-Energieinformation auf 8 Bit sowie zur Korrektur der Energieskala der TT wird eine LUT verwendet.
- F:** Beim Bunchcrossing-Multiplexing-Verfahren wird die Bandbreite pro Kabel zum CP erhöht, indem über das Kabel die Signale von zwei verschiedenen TT übertragen werden. Dies ist durch eine Bedingung in der BCID-Logik möglich, die verhindert, dass die Energiewerte eines TT in zwei aufeinanderfolgenden Ereignisse die BCID-Logik passieren können. Zur Kodierung der Zugehörigkeit der TT zum jeweiligen Bunchcrossing werden zwei extra Bits benötigt.
- G:** Die Daten werden vom PPM seriell mit 480 MBit/s zum CP gesendet.
- H:** Eine Aufsummierung von bis zu vier hadronischen bzw. elektromagnetischen TT zu hadronischen bzw. elektromagnetischen Jetelementen der Größe $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$ findet statt. Die Bitbreite eines Jetelements beträgt 9 Bit und wird seriell mit 480 MBit/s zum JEP gesendet.
- I:** An diesem Punkt werden die FADC-Werte zwischengespeichert. Die FADC-Werte können bei einer positiven Entscheidung zum DAQ-Pfad hinzugefügt werden.
- J:** Um die Energiewerte der Trigger-Tower bei einer positiven Triggerentscheidung in

⁶Filter mit endlicher Impulsantwort, engl.: **F**inite-**I**mpulse **R**esponse

den DAQ-Pfad schreiben zu können, müssen diese nach der LUT zwischengespeichert werden.

K: Diese Stufe stellt eine Möglichkeit zur Echtzeit-Datenüberwachung im PPr dar. Zum Test des Kalorimetertrigger-Systems können hier simulierte Daten in das System eingespeist werden.

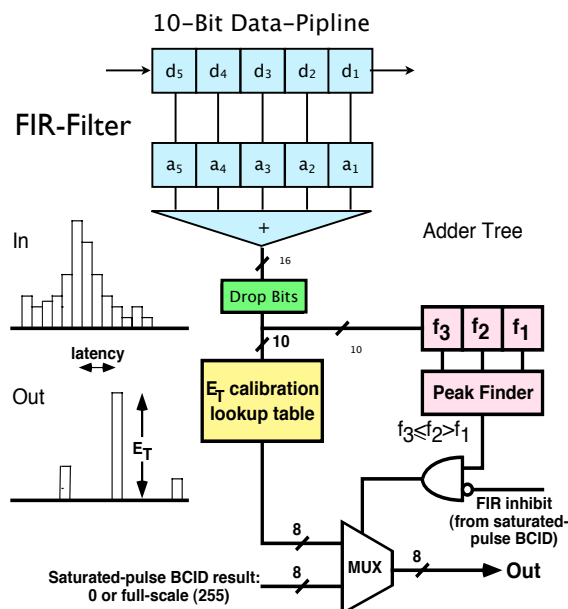


Abbildung 3.10: Blockdiagramm zur Veranschaulichung des Algorithmus für die BCID. Die Darstellung ist eine korrigierte Variante aus [1]. Die farbig dargestellten Gruppen sind: FIR-Filter, die Stufe zur Reduzierung der Bits (Drop Bits), der Peak-Finder sowie die LUT.

Bunchcrossing-Identifikation (BCID)

Die Zuordnung der transversalen Energie aus den TT zum korrekten Bunchcrossing ist notwendig, weil die Informationen über die transversalen Energien durch die Auslese der Kalorimeterzellen über mehr als ein Bunchcrossing verteilt sind. Die Bestimmung der transversalen Energie und die BCID erfolgt in mehreren Schritten, wie in Abbildung 3.10 schematisch dargestellt ist.

Der FIR-Filter entfaltet zunächst die Energieinformation f aus den digitalisierten Signalformen d_i der Trigger-Tower durch die implementierte Funktion $f = \sum_{i=0}^5 a_i d_i$ [40]. Dabei ist a_i ein 4 Bit-Koeffizient. Die gewichteten Energiewerte werden anschließend zu einer 16 Bit-Zahl aufsummiert. Diese wird dann auf 10 Bit durch Verwerfen der niedrigsten Bits reduziert und zur LUT sowie zum Peak-Finder gesendet. Die Entfaltung der Energieinformationen mit dem FIR-Filter funktioniert ausschließlich bei nicht saturierten Energien der Trigger-Tower.

Für nicht saturierte Energien der Trigger-Tower wird mit dem Peak-Finder durch die

Bedingung: $f_3 \leq f_2 > f_1$ geprüft, ob die berechnete Energie des Trigger-Towers ein Maximum in Bezug zum vorangegangenen (f_1) bzw. nachfolgendem (f_3) Ereignis aufweist.

3.3.2 Der Cluster-Prozessor (CP)

Im CP sind die Algorithmen zur Identifikation der Elektronen/Photonen-Kandidaten sowie den hadronisch zerfallenden τ -Kandidaten implementiert, wie in Abschnitt 3.2 beschrieben ist. Für die Algorithmen werden insgesamt 16 programmierbare Triggerschwellen bereitgestellt, wobei jedem Algorithmus mindestens vier Triggerschwellen zugeordnet sind. Der maximal darstellbare Wert für die Multiplizität pro Triggerschwelle beträgt 7 (3 Bits).

Jede der vier Einheiten deckt einen Quadranten des Kalorimeters bis $|\eta| \leq 2,5$ ab. Damit der Algorithmus zur Minimierung der Überlappung von RoI funktioniert, müssen zusätzlich Informationen zwischen den CPM innerhalb einer CP-Einheit sowie aus denen der benachbarten ϕ -Quadranten dupliziert werden.

3.3.3 Der Jet/Energiesummen-Prozessor (JEP)

Der Jet-Trigger-Algorithmus für den Zentral- und den Vorwärtsbereich sowie die Algorithmen zur Bestimmung der skalaren und vektoriellen Energie (siehe Abschnitt 3.2) sind im JEP-System implementiert. Die Anzahl der Triggerschwellen sowie der maximal mögliche Triggerschwellenwert für die Algorithmen sind in der Tabelle 3.1 zusammengefasst. Die Implementierung des Jet- ΣE_T -Algorithmus ist noch nicht abgeschlossen. Studien aus [58] zeigen, dass Jet- ΣE_T -Energien bis etwa 1 TeV erwartet werden.

Triggerschwellenart	Anzahl	Maximaler Schwellenwert [GeV]	$ \eta $ -Bereich
Jet	8	1023	0-3,2
Vorwärts-Jets	4	1023	3,2-4,9
Jet- ΣE_T	4	4095	Global
ΣE_T	4	4095	Global
\cancel{E}_T	8	512	Global

Tabelle 3.1: Übersicht der vom JEP zur Verfügung gestellten Triggersignaturen mit den maximal einstellbaren transversalen Energien in GeV sowie die Anzahl der programmierbaren Triggerschwellen.

Organisation des JEP

Die Algorithmen sind insgesamt über 32 Jet/Energiesummen-Module (JEM) und vier sogenannte „Common-Merger-Module“ (CMM) in zwei JEP-Einheiten verteilt, wobei jede der JEP-Einheiten zwei gegenüberliegende Quadranten abdeckt, damit das Vorzeichen von $E_{x,y}$ für jedes JEM in einem Quadranten gleich ist. Die schematische Anordnung der JEM innerhalb einer JEP-Einheit ist in Abbildung 3.11 dargestellt. Zur Steuerung und Synchronisation innerhalb der JEP-Einheiten gibt es zusätzlich ein Zeit- und Kontrollmodul (TCM) und eine CPU pro JEP-Einheit. Aus der Abbildung ist weiter ersichtlich,

welche Information jeweils eines der CMM in einer JEP-Einheit bearbeitet und zusammenfasst.

Das rechte CMM in einer JEP-Einheit hat die Aufgabe, die Informationen über die berechneten Jet-Signaturen von jedem Jet/Energiesummen-Modul zu sammeln und zu bündeln. Das CMM auf der linken Seite einer JEP-Einheit sammelt die Information bzgl. der vektoriellen und skalaren Energien und berechnet die Größen: E_x, E_y, E_T .

In einer der beiden Jet/Energiesummen-Prozessor-Einheiten befinden sich die sogenannten System-CMM. Diese haben zum einen die Aufgabe, die lokalen Informationen innerhalb der eigenen JEP-Einheit zu bündeln bzw. eine Energiesumme von den 16 JEM zu erzeugen, zum anderen die Informationen aus den beiden JEP-Einheiten zusammenzuführen. Für den vektoriellen und skalaren Energiesummenzweig übernehmen die System-CMM zudem den Vergleich mit den vorgegeben Triggerschwellen. Die Berechnung der transversalen Jet-Energiesumme $\text{Jet-}\Sigma E_T$ wird vom System-CMM für den Jet-Algorithmus bewerkstelligt.

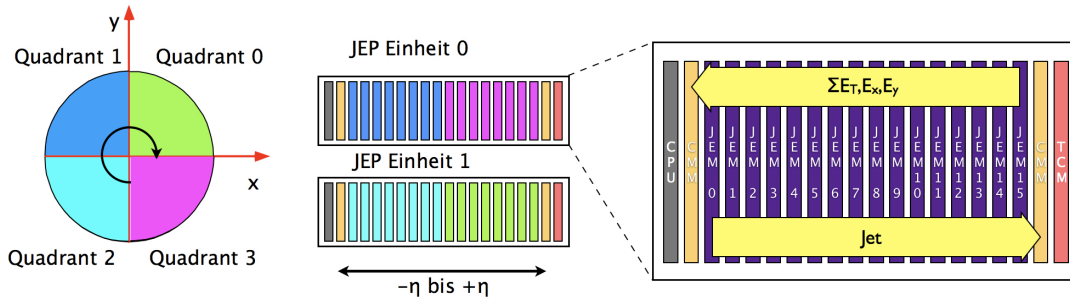


Abbildung 3.11: Organisation der Quadranten des Kalorimeters innerhalb des Jet/Energiesummen-Prozessors (JEP). Außerdem ist die Anordnung der Module und der Informationsfluss zwischen dem Jet/Energiesummen-Modul und dem Common-Merger-Module (CMM) innerhalb einer JEP-Einheit dargestellt.

Der Energiesummen-Prozessor

Im Folgenden wird der Datenpfad zur Bestimmung der vektoriellen Energiesumme beschrieben. Eine genauere Beschreibung für die Implementierung der skalaren Energiesumme ist in [64] zu finden.

In Abbildung 3.12 ist aufgezeigt, dass pro JEM eine Fläche von $\Delta\eta = 0,8$ und $\Delta\phi = \pi/2$ in der η - ϕ -Ebene⁷ des Kalorimeters abgedeckt wird. Dies ist der Kernbereich, der in rot dargestellt ist und aus 32 internen Jetelementen besteht. Ein internes Jetelement ist die Summe aus den hadronischen und elektromagnetischen Jetelementen des PPr mit der gleichen η - ϕ -Koordinate. Für den Jet-Algorithmus müssen Energieinformationen von benachbarten Trigger-Towern dupliziert werden. Dazu werden die Bereiche in hellblau ausschließlich vom PPr, die in grün innerhalb des JEMs und die in hellblau und grün jeweils von PPr und JEM dupliziert. Die vom JEM duplizierten η - und ϕ -Bereiche (grün) werden erst nach der Bildung der internen Jetelemente von 10 Bit-Breite erzeugt.

⁷Die Breite der Trigger-Tower in ϕ ist nicht exakt 0,1, sondern $1/32$ von π .

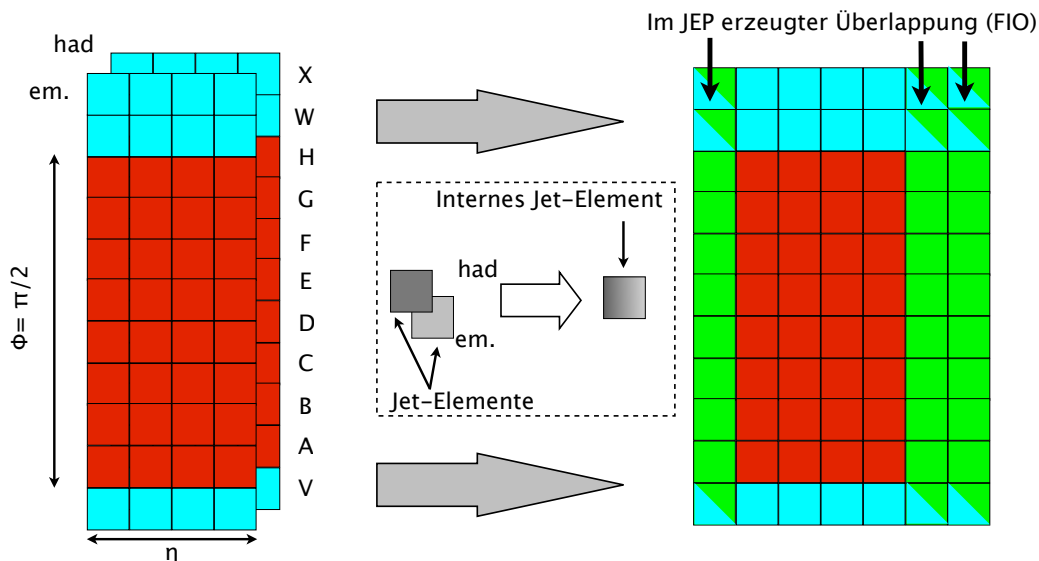


Abbildung 3.12: Abdeckung in der η - ϕ -Ebene des Kalorimeters für ein JEM. Die duplizierten η - ϕ -Bereiche sind farbig hervorgehoben. In blau dargestellt sind die vom PPr duplizierten TT/Jetelemente und in grün die innerhalb des JEP duplizierten Jetelemente.

Wie in Abbildung 3.13 gezeigt, müssen die internen Jetelemente in einem ersten Schritt eine vorgegebene Energieschwelle überschreiten. Die Energieschwellen können separat für den skalaren bzw. vektoriellen Energiesummenpfad eingestellt werden. Im Anschluss wird für die vektorielle Energiesumme die transversale Energie in $E_{x,y}$ -Werte zu einer 12 Bit-Breite reduziert. Dies entspricht einer Genauigkeit von 0,25 GeV. Im nächsten Schritt wird die Summe über die 32 Kernelemente für $E_{x,y}$ gebildet. Anschließend wird die Granularität von $E_{x,y}$ wieder auf 12 Bit reduziert. Durch die hohe Anzahl der auszutauschenden internen Jetelemente zwischen den Nachbarmodulen über die Bus-Platine, werden diese Summen durch eine Komprimierung auf 8 Bit (Quad-Lineares Komprimierungsverfahren) reduziert.

Beim Quad-Linearen Komprimierungsverfahren wird der 12 Bit-Eingangswert I auf einen 8 Bit-Wert reduziert. Der 8 Bit-Wert ist in zwei Bereiche zerlegt. Die oberen zwei Bits dienen als Mantisse m und die unteren 6 Bits als Numeros n . Das Kodierungsschema lässt sich am besten mit Hilfe der Tabelle 3.2 darstellen. Zur Rückrechnung der gespeicherten Information wird n mit dem Skalierungsfaktor multipliziert, der durch die Skalierungsbits kodiert ist.

Bei der $E_{x,y}$ -Summierung im CMM werden innerhalb einer JEP-Einheit die 16 Summen von $E_{x,y}$ im CMM jeweils zu einer 14 Bit-Größe zusammengefasst. Die beiden Komponenten $E_{x,y}$ stehen nach der letzten Summierungsstufe im System-CMM als 15 Bit-Größe, inklusive des Vorzeichens, zur Verfügung.

Der Vergleich der Triggerschwelle mit dem berechneten \cancel{E}_T -Wert erfolgt anhand der quadrierten \cancel{E}_T -Werte. Deshalb muss das Vorzeichen von $E_{x,y}$ nicht weiter berücksichtigt werden. Außerdem werden die 14 Bit-Werte durch Abschneiden der höchstwertigsten Bits auf ein neun Bit-Wert reduziert. Der Vergleich selbst wird mittels einer LUT vorgenommen, die eine zusammengesetzte 12 Bit-Eingangsinformation aus $E_{x,y}$ verwendet.

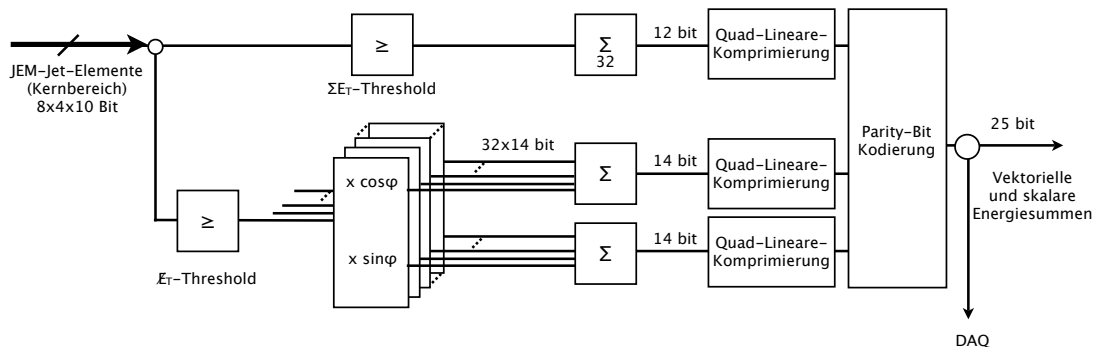


Abbildung 3.13: Blockdiagramm des Datenpfads für die vektorielle und skalare Energiesummenberechnung auf dem JEM [64].

Wertebereich	Skalierungsfaktor (s)	Skalierungsbits
0-63	1	00
64-255	4	01
256-1023	16	10
1024-4095	64	11

Tabelle 3.2: Dargestellt sind die vier Wertebereiche mit dem jeweiligen Skalierungsfaktor für das Quad-Lineare Komprimierungsverfahren, sowie die Werte für die Mantisse (Skalierungsbits). Der repräsentierte Wert I in diesem Kodierungsschema ist durch $I = s \times n$ gegeben. Dabei ist n die niederwertigen 6 Bits des Datenwerts.

Der Algorithmus zur Erzeugung des 12Bit-Datenwerts sowie die Kodierung der LUT-Elemente ist grafisch in 3.14 dargestellt und liest sich wie folgt:

- 1.) Finde das höchstwertigste Bit n mit dem Wert 1 im Maximum von $E_{x,y}$.
- 2.) Selektiere den Bereich von n bis $n - 6$ in E_x und E_y und setze diese zu einem 12 Bit-Datenwert zusammen.
- 3.) Adressiere das LUT-Element und extrahiere einen 8 Bit-Wert aus den 32 Bit-LUT-Elementen in Abhängigkeit des selektierten Wertebereichs.

Ist eines der Jetelemente vom PPr und/oder eines der internen Jetelemente saturiert, nimmt $E_{x,y}$ auf dem entsprechenden JEM den Saturierungswert von 4095 GeV an, welcher nach der Quad-Linearen Kodierung einem Wert von 4032 GeV entspricht. Im CMM werden diese saturierten Werte durch ein Überlaufbit markiert. Die Überläufe, die in weiteren Summationschritten in den CMM auftreten können, werden ebenfalls markiert. Das Überlaufbit wird zum einen in den DAQ-Pfad geschrieben und zum anderen über

3 Der ATLAS-Kalorimetertrigger

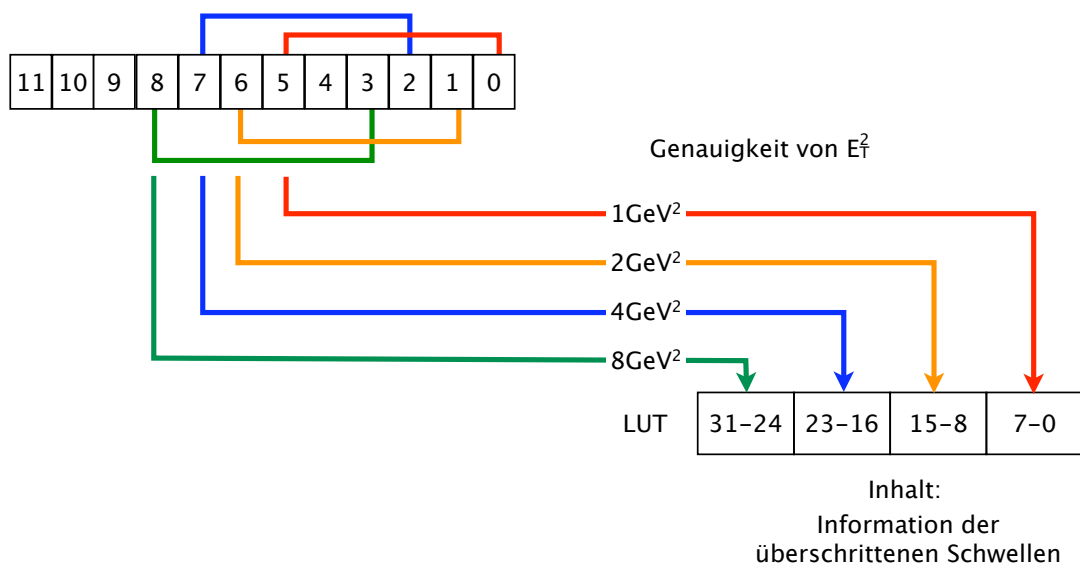


Abbildung 3.14: Implementierung der E_T -Triggerschwellenberechnung [23]. Die LUT-Elemente werden in Abhängigkeit der gesetzten E_T -Schwellenwerte berechnet und während der Konfiguration des JEPs geladen. Jeder der 8 Bit-Werte innerhalb eines LUT-Elements enthält die vollständige E_T -Triggerinformation für den zentralen Trigger-Prozessor.

die RoI an die zweite Triggerstufe weitergeleitet. Es wird jedoch für die Berechnungen auf den CMM nicht verwendet.

4 Simulations- und Rekonstruktionsmethoden

Die Simulation ist ein essentielles Hilfsmittel, um die Daten verstehen zu können, die mit dem ATLAS-Detektor genommen werden. Zusätzlich bieten Simulationen die einzige Möglichkeit, vor der Datennahme mit dem ATLAS-Detektor die Leistungsfähigkeit des Experiments zu studieren.

Die Generatoren und Rekonstruktionsalgorithmen sind bei ATLAS in einem Programmgerüst namens Athena integriert [39]. Die Simulation eines vollständigen Ereignisses in Athena gliedert sich in einige wesentliche Schritte. Im ersten Schritt wird das Physik-Ereignis mit Hilfe eines oder mehrerer Ereignisgeneratoren simuliert. Im nächsten Schritt wird sowohl die Detektorantwort für die im Detektor nachweisbaren Teilchen simuliert als auch die Signalverarbeitung in der Ausleseelektronik. Dabei hängt die Simulationszeit pro Ereignis sehr stark von der Detailtreue der Detektorsimulation ab. Einige der Detektorsimulationsprogramme werden in diesem Kapitel vorgestellt. In einem weiteren Schritt werden Leptonen- oder Jet-Kandidaten mit Hilfe von Algorithmen rekonstruiert. Die dafür verwendeten Algorithmen sind die gleichen, die später für Datenereignisse verwendet werden. Somit ist es im Vorfeld der Datennahme möglich, die Rekonstruktionsalgorithmen im Detail zu studieren.

Im letzten Schritt können die rekonstruierten Objekte mit den generierten Teilchen aus dem Ereignisgenerator verglichen werden. Als Synonym für Ereignisse, die mit Hilfe von Monte-Carlo-Generatoren erzeugt werden, wird die Abkürzung MC verwendet. Im Folgenden werden die wesentlichen Schritte der Simulation und die Aspekte der Rekonstruktion vorgestellt, die für das Verständnis der Resultate der Simulationsstudien in dieser Arbeit notwendig sind.

4.1 Physiksimulation

Die Generierung der Physikprozesse geschieht mit Hilfe von Ereignisgeneratoren. Die benötigten MC-Datensätze, die im Rahmen dieser Studie verwendet werden, sind offizielle MC-Produktionen innerhalb der ATLAS-Kollaboration. Dieses gilt nicht für die benötigten 580 mSUGRA-Szenarien, aus Kapitel 8. Insgesamt wurden fünf verschiedene Generatoren, welche teilweise in Kombination angewendet wurden, wie in den nächsten beiden Unterkapiteln beschrieben wird, verwendet. Die Wahl des Generators bzw. der Generatorkombination ist nicht immer eindeutig und wurde in der ATLAS-Kollaboration festgelegt. Die Wirkungsquerschnitte sind, wenn nicht anders beschrieben, mit Hilfe des jeweilig verwendeten Generators bestimmt worden.

In allen generierten Prozessen wird die Protonrest-Wechselwirkung simuliert. Die Parametrisierung dieser Wechselwirkung ist jedoch in den Generatoren verschieden. Der Einfluss der Parametrisierung der Protonrest-Wechselwirkung auf die fehlende transversale Energie wird in Kapitel 5.2.3 diskutiert.

4.1.1 Standardmodellprozesse

Die harten Streuprozesse sind QCD-Basiert und wurden mit dem PYTHIA-Generator (Version 6.323) erzeugt [66]. Die dafür verwendeten harten Streuprozesse in einer pp -Kollision sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Im Folgenden werden diese Ereignisse QCD-Ereignisse genannt. Aufgrund des stark abfallenden Wirkungsquerschnitts für die hochenergetischen Jets im harten Streuprozess sind die Ereignisse in verschiedene Jet-Energieintervalle unterteilt [80]. Mit Hilfe dieser Maßnahme wird die Anzahl der benötigten QCD-Ereignisse deutlich reduziert. Die QCD-Ereignisse sowie die verwendete Unterteilung sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Die Grenzen des transversalen Jet-Energiebereichs pro MC-Datensatz sind aufgrund von technischen Gegebenheiten im PYTHIA-Generator keine harte Grenze. Zudem gibt es eine weitere Klasse von QCD-Ereignissen, die nur eine untere Grenze auf die generierte transversale Jet-Energie von 3,2 GeV besitzt. Diese Ereignisse werden Minimum-Bias-Ereignisse (MB) genannt. Mit dem PYTHIA-Generator wurden außerdem pp -Kollisionen simuliert, bei denen ein W - oder Z -Boson erzeugt wird, das weiter zerfällt. Dabei werden nur die Zerfälle simuliert, bei denen die Bosonen in Leptonen zerfallen, da nur diese im ATLAS-Detektor von QCD-Ereignissen unterschieden werden können. Zusätzlich wird gefordert, dass mindestens ein Lepton aus dem Zerfall des W -Bosons bzw. des Z -Bosons einen Impuls von $p_T \geq 10 \text{ GeV}/c$, $|\eta| < 2,7$ hat.

Prozess
$f + f' \rightarrow f + f'$
$f + \bar{f} \rightarrow f' + \bar{f}'$
$q + \bar{q} \rightarrow g + g$
$f + g \rightarrow f + g$
$g + g \rightarrow f + \bar{f}$
$g + g \rightarrow g + g$

Tabelle 4.1: Berücksichtigte harte Streuprozesse für QCD-Ereignisse. In den aufgelisteten Prozessen werden die Fermionen/Antifermionen mit f/\bar{f} , Quarks/Antiquarks mit q/\bar{q} und Gluonen mit g gekennzeichnet.

Für die Zwei-Bosonen-Prozesse (WW , ZZ , WZ) wird eine Generatorkombination aus MC@NLO (Version 3.3.1) und Herwig (Version 6.510) verwendet [41, 36].

Für die Studien werden außerdem Ereignisse mit W -Boson-Reaktionen verwendet, bei denen zum W -Boson eine vorgegebene Anzahl n von Jets erzeugt wird. Die Anzahl der Jets im harten Streuprozess ist $n = 0, 1, 2, 3$. Dabei werden die Jets aus der Partonrest-Wechselwirkung nicht berücksichtigt. Für den Fall $n = 2$ sind z.B. folgende Prozesse zur Erzeugung des W -Bosons möglich: $gg \rightarrow Wq\bar{q}'$, $q\bar{q} \rightarrow Wq\bar{q}'$. Für die Generierung dieser MC-Datensätze wird die Generatorkombination aus Alpgen (Version 2.06) und Herwig verwendet [55].

Für die Triggerstudien zur fehlenden transversalen Energie mit hohen ΣE_T -Werten, werden Ereignisse verwendet, bei denen zwei t -Quarks in der pp -Kollision erzeugt werden. Für die \cancel{E}_T -Studien sind besonders die semileptonischen $t\bar{t}$ -Ereignisse von Interesse, da die Neutrinos aus den W -Boson-Zerfällen zur \cancel{E}_T -Signatur beitragen. Die $t\bar{t}$ -Zerfälle, bei denen mindestens eines der beiden W -Bosonen aus dem t -Quark-Zerfall leptonisch zerfällt, werden als semileptonische $t\bar{t}$ -Ereignisse bezeichnet. Die Ereignisse

mit $t\bar{t}$ -Reaktionen sind mit der Generatorkombination MC@NLO und Herwig erzeugt worden. Die Wirkungsquerschnitte für die beiden $t\bar{t}$ -Datensätze sind aus dem ATLAS-Artikel [17] entnommen. Die für die vorliegenden Studien generierten Standardmodellprozesse sind in Tabelle 4.3 mit den zugehörigen Wirkungsquerschnitten, den verwendeten Generatoren sowie der Anzahl der Ereignisse zusammengefasst.

MC-Datensatz (Abk.)	$E_{T,Jet}^{\text{Off}}$ -Intervall [GeV]	σ [mb]	Ereignisse
J0	8-17	17,6	287450
J1	17-35	1,378	257460
J2	35-70	$9,33 \times 10^{-2}$	272000
J3	70-140	$5,88 \times 10^{-3}$	217000
J4	140-280	$3,08 \times 10^{-4}$	231000
J5	280-560	$1,25 \times 10^{-5}$	25000
J6	560-1120	$3,6 \times 10^{-7}$	46500
Minimum Bias		65	408500

Tabelle 4.2: Die mittels des PYTHIA-Generators generierten QCD-Ereignisse mit dem entsprechenden Wirkungsquerschnitt und der Anzahl der Ereignisse.

Prozess	MC-Generator	$\sigma \times \text{BR}$	Ereignisse
$W \rightarrow e\nu$	PYTHIA	17440 pb	90500
$W \rightarrow \mu\nu$	PYTHIA	17440 pb	53000
$W \rightarrow \tau\nu$	PYTHIA	17170 pb	45750
$Z \rightarrow e^+e^-$	PYTHIA	1747,04 pb	205250
$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	PYTHIA	1826,34 pb	96500
$W \rightarrow l\nu_l + 0\text{Jet}$	AlpGen + Herwig	46230 pb	13500
$W \rightarrow l\nu_l + 1\text{Jet}$	AlpGen + Herwig	9004,5 pb	19250
$W \rightarrow l\nu_l + 2\text{Jet}$	AlpGen + Herwig	2849,7 pb	6000
$W \rightarrow l\nu_l + 3\text{Jet}$	AlpGen + Herwig	824,55 pb	4000
WW	MC@NLO + Herwig	24,5 pb	45000
ZZ	MC@NLO + Herwig	2,1 pb	46300
WZ	MC@NLO + Herwig	7,8 pb	45150
$t\bar{t}$ (mindestens ein leptoni- scher W -Zerfall)	MC@NLO + Herwig	461 pb	217000
$t\bar{t}$ (ausschließlich hadroni- sche W -Zerfälle)	MC@NLO + Herwig	369 pb	95500

Tabelle 4.3: Simulierte Standardmodellprozesse mit den entsprechenden Generatoren und der Anzahl der generierten Ereignisse.

4.1.2 mSUGRA-Modell

Die mSUGRA-Ereignisse werden mit Hilfe der MC-Generatorkombination Isajet (7.79) und PYTHIA generiert [61]. Isajet wird ausschließlich dafür verwendet, die Eigenschaften der SUSY-Teilchen für die vorgegebenen mSUGRA-Parameter zu bestimmen. Zur

Simulation der pp -Kollisionen werden die erzeugten Teilcheneigenschaften aus Isajet an PYTHIA weitergereicht.

Für die Studien in dieser Arbeit sind drei mSUGRA-Szenarien mit der detaillierten Detektorsimulation generiert worden. Diese SUSY-MC-Datensätze werden für die Studien in den Kapiteln 5 bis 7 verwendet. Die mSUGRA-Parameter (Kapitel 1.2.2) sowie die Kurzbezeichnung der drei mSUGRA-Szenarien sind in Tabelle 4.4 aufgelistet.

Für die Triggeroptimierung im mSUGRA-Parameterraum sind in der $m_0 - m_{1/2}$ -Ebene in den Intervallen $m_0 \in [100, 1500] \text{ GeV}/c^2$ und $m_{1/2} \in [100, 2000] \text{ GeV}/c^2$ insgesamt 580 Punkte mit $\tan \beta = 10$ generiert worden. Jeder Punkt in der Massenebene setzt sich aus 10.000 Ereignissen zusammen.

MC-Datensatz	$m_0 \text{ GeV}/c^2$	$m_{1/2} \text{ GeV}/c^2$	A_0	$\tan \beta$	$\text{sign}(\mu)$	$\sigma \text{ [pb]}$	Ereignisse
SU1	70	350	0	10	+	7,43	29500
SU2	3550	300	0	10	+	4,86	45200
SU3	100	300	-300	6	+	18,59	50250

Tabelle 4.4: Mit der detaillierten Detektorsimulation generierte mSUGRA-Szenarien mit den SUSY-Parametern und dem aus der Simulation ermittelten Wirkungsquerschnitt sowie der Anzahl der generierten SUSY-Ereignisse.

4.1.3 Simulation von kosmischer Höhenstrahlung und Maschinenuntergrund

Studien bezüglich der erwarteten Raten und Energiespektren von Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung im ATLAS-Experiment sowie Untersuchungen zur Auswirkung von Maschinenuntergrund auf die Triggerrate und zusätzlichen Aktivität im Kalorimeter wurden in anderen Studien untersucht [22, 60]. Für diese Arbeit konnte auf diese Ergebnisse nicht zurückgegriffen werden, da die Integration der Resultate aus den genannten Arbeiten in die verwendeten Simulationen noch nicht durchgeführt wurde.

4.2 Detektorsimulation

Nach der Simulation einer Proton-Proton-Kollision mit Hilfe von Ereignisgeneratoren werden im nächsten Schritt die geometrische Akzeptanz und die Detektorantwort nachgebildet. Für die Simulation der Detektorantwort werden drei verschiedene Ansätze verwendet. Der erste Ansatz ist die sogenannte detaillierte Detektorsimulation, in der jeder einzelne Auslesekanal bzw. jede Auslezelle separat simuliert wird. Die detaillierte Simulation benötigt etwa 10-15 Minuten pro Ereignis.

Wird z.B. für Studien zum Signaluntergrund eine aussagekräftige Statistik in einer kurzen Zeitspanne benötigt, sind schnellere Simulationen notwendig. Innerhalb der ATLAS-Kollaboration existieren zwei solcher Simulationen. Die parametrisierte Detektorsimulation, auch FastCaloSim genannt, benötigt etwa 10 Sekunden zur Simulation eines Ereignisses und ist somit deutlich schneller als die detaillierte Simulation. Die Zeitersparnis

pro Ereignis wird durch Näherungen und Annahmen bzgl. des Kalorimeters gewonnen (siehe Abschnitt 4.2.2). Eine weitere Möglichkeit, die Simulationszeit pro Ereignis weiter zu reduzieren, bietet das Programm ATLFAST, welches die Detektorsimulation und die Rekonstruktion vereinigt. Die mittlere Simulationszeit pro Ereignis liegt hier unter 1 ms. Das Programm ATLFAST wird in Abschnitt 4.2.3 vorgestellt. Für die Studien in Kapitel 8 werden beide schnellen Simulationen benötigt, weil zu dem Zeitpunkt der Studien das Myonsystem noch nicht in der FastCaloSim implementiert wurde. Außerdem kann der Elektrontrigger nicht mit ATLFAST beschrieben werden.

4.2.1 Detaillierte Simulation

Die beste Nachbildung der Detektorantwort und der geometrischen Akzeptanz des Detektors ist die detaillierte Simulation, die mit dem Programmpaket GEANT4 [42] erzeugt wird. Dabei wird jede einzelne Zelle, die Akkordeonstruktur des elektromagnetischen Kalorimeters sowie die Trägerstruktur des Detektors berücksichtigt. Die Simulation der Ausleseelektronik wird im anschließenden Digitalisierungsschritt durchgeführt. In dieser Stufe wird unter anderem der Signalpfad zur Bildung der analogen TT-Summen nachgebildet.

4.2.2 Schnelle Kalorimetersimulation (FastCaloSim)

Das Ziel der FastCaloSim ist die Vereinfachung der Kalorimetersimulation unter Beibehaltung der Granularität der Kalorimeterzellen, da die Kalorimetersimulation, neben der Simulation des inneren Detektorsystems, die meiste Zeit der Simulation beansprucht. Durch die Parametrisierung des Kalorimeters wird die Simulationszeit pro Ereignis auf unter 10 Sekunden reduziert. Dabei werden allerdings weder das innere Detektorsystem noch das Myonsystem simuliert. In FastCaloSim wird die laterale und die Schauerentwicklung in jeder Kalorimeterlage in Abhängigkeit der generierten Teilchen parametrisiert. Dabei sind die wesentlichen Punkte:

1. Es wird die mittlere Schauerausbreitung in Abhängigkeit der Energie, der η -Koordinate sowie der Kalorimeterlage simuliert. Außerdem wird zwischen hadronischer und elektromagnetischer Schauerentwicklung unterschieden.
2. Nur unkorrelierte Fluktuationen in einem Schauer, wie elektronisches Rauschen und die Energieauflösung pro Kalorimeterzelle, werden berücksichtigt.
3. Pro Kalorimeterlage wird ein Teilchenschauer mit zwei Parametern für die totale Energiedeposition und für die laterale Ausbreitung beschrieben.
4. Der Unterschied in der Simulation zwischen einem Elektron und einem Photon ist unter der Annahme zu vernachlässigen, dass für das Elektron die breiteren Elektronschauer und die leicht unterschiedliche Energiedeposition im Kalorimeter im Vergleich zum Photon nachträglich korrigiert werden können. Somit werden ausschließlich Photonen zur Parametrisierung der Elektron- und Photonschauer verwendet.
5. Die hadronischen Schauer werden dominiert durch geladene Pionen. Es ist deshalb ausreichend, die hadronischen Schauer mit der Pion-Detektorantwort zu parametrisieren.

6. Die Energiedeposition von Myonen im Kalorimeter kann in erster Näherung ignoriert werden und wird in dieser Simulation derzeit nicht weiter berücksichtigt.

Die Qualität der Parametrisierung ist in einem noch nicht veröffentlichten ATLAS-Dokument beschrieben [26]. Die Detektorantwort des Kalorimetertriggers der ersten Triggerstufe zusammen mit der FastCaloSim im Vergleich zur detaillierten Simulation ist in Kapitel 7 beschrieben.

4.2.3 Schnelle Simulation (ATLFAST)

Die schnelle Simulation wird durch das Programmpaket ATLFAST (Version 6.0.2) [63, 25] realisiert. Dabei werden die Detektorsimulation und die anschließenden Rekonstruktionsalgorithmen in einem Schritt vereinigt. Zur Reduzierung der benötigten Simulationszeit wird in ATLFAST eine starke Vereinfachung des Detektors verwendet. Die Vereinfachung besteht aus der Zusammenführung des elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeters und der Annahme, dass das Magnetfeld innerhalb des Detektors als homogen und konstant angenommen werden kann. Zusätzlich ist die Detektorantwort des Kalorimeters unabhängig vom Ort. Das Kalorimeter besitzt in der $\eta \times \phi$ -Ebene quadratische Zellen (ATLFAST-Zellen). Für eine Pseudorapidität von $|\eta| > 3,2$ haben die Zellen eine Größe von $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$, für $|\eta| \leq 3,2$ gilt $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$. Zudem wird angenommen, dass der primäre Vertex im Ursprung des Detektors liegt.

Die schnelle Simulation ist eine objektbasierte Simulation. Das bedeutet, dass die Energien der stabilen Teilchen vom Ereignisgenerator in Abhängigkeit vom transversalen Impuls p_T und der Pseudorapidität η mit einer Gaussverteilung gefaltet werden.

Als Objekte werden isolierte Elektronen und Photonen, isolierte und nicht isolierte Myonen sowie Jets unterschieden. Die fehlende transversale Energie \cancel{E}_T ist die vektorielle Summe der Objektimpulse in ATLFAST.

Die Objekt-Algorithmen für die Leptonen, Photonen und Jets basieren auf den erzeugten ATLFAST-Zellen. Der Algorithmus für die fehlende transversale Energie beruht auf dem Ergebnis der Objekt-Algorithmen. Im Folgenden werden die Algorithmen für die ATLFAST-Zellen sowie für die Physikobjekte vorgestellt.

1.) **Zelle:**

In diesem ersten Schritt wird das Kalorimeter-Zellenraster simuliert. Nachdem alle Teilchenenergien im Zellenraster deponiert sind, werden die ATLFAST-Zellen mit Energien unter 1,5 GeV verworfen.

2.) **Leptonen/Photonen:**

Es werden nur Leptonen und Photonen bis $|\eta| < 2,5$ simuliert. Dabei wird die longitudinale Schaulausbreitung der Leptonen und Photonen nicht berücksichtigt. Diese gelten als isoliert, wenn innerhalb eines Radius von $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < 0,4$ weniger als 10 GeV transversale Energie in den umliegenden ATLFAST-Zellen gefunden wird. Myonen, die das Isolationskriterium nicht erfüllen, werden als nicht isoliert markiert und weiterverwendet, wohingegen nicht isolierte Elektronen und Photonen nicht als eigenständige Objekte weiterbehandelt werden. Wenn nach der Energieverschmierung das Lepton bzw. Photon nicht mindestens einen transversalen Impuls von $p_T \geq 5 \text{ GeV}/c$ besitzt, werden diese Objekte verworfen.

3.) **Jets:**

Der Jet-Algorithmus wird nach dem Lepton/Photon-Algorithmus angewendet. Alle ATLFAST-Zellen-Cluster¹, die keinem Elektron oder Photon zugeordnet werden können, werden als Jets behandelt. Bei der Jet-Energie werden auch die nicht isolierten Myonen berücksichtigt. Für die Jet-Energiebestimmung wird eine Art „Cone“-Algorithmus angewendet [65, 21]. Dieser Algorithmus fasst alle Kalorimeterzellen zu einem Jet zusammen, deren Trajektorien vom Wechselwirkungspunkt aus innerhalb eines definierten Abstands liegen. Der Öffnungsradius² des Algorithmus beträgt $R_{Cone} = 0,4$. Die Mindestenergie vor und nach der Verschmierung muss größer sein als 10 GeV. Zur Identifizierung von Jets, die aus b -, c - oder leichten Quarks bzw. aus einem τ -Lepton stammen, werden zusätzliche Informationen vom generierten Teilchen mit der höchsten Energie im Jet verwendet.

4.) **Fehlende transversale Energie:**

Die fehlende transversale Energie wird anhand der erzeugten Objekte berechnet. Zusätzlich werden Energien der ATLFAST-Zellen-Cluster verwendet, aus denen kein Objekt rekonstruiert werden konnte. Die Energie der Zellen wird vor der vektoriellen Summierung mit der Energieauflösung für Jets gefaltet.

Wie gut die ATLFAST-Simulation die vollständige Detektorsimulation mit den Rekonstruktionsalgorithmen nachbildet, wird in Kapitel 7 gezeigt und diskutiert.

4.3 Triggersimulation

Im ATLAS-Triggerkonzept ist die zweite und dritte Triggerstufe mit Hilfe von Software-Algorithmen gelöst. Die selben Software-Algorithmen können auch in der Simulation verwendet werden. Da die Algorithmen in der ersten Triggerstufe in programmierbare Logikbausteine implementiert sind, ist für diese Stufe eine separate Simulation erstellt worden. Diese kann sowohl für die detaillierte Simulation als auch für FastCaloSim verwendet werden. Um diese Triggersimulation zusammen mit FastCaloSim zu verwenden, sind zusätzliche Algorithmen innerhalb des Signalpfades des Pre-Prozessors notwendig. Im folgenden Unterkapitel werden die zusätzlich notwendigen Algorithmen in der Pre-Prozessor-Simulation beschrieben. Im Rahmen dieser Arbeit ist daher eine separate Version der BCID-Simulation hinzugefügt worden.

4.3.1 Kalorimetertriggersimulation

Die Kalorimetertriggersimulation ist bis auf die Modulebene der einzelnen Prozessoren genau nachgebildet. Deshalb wird im folgenden ausschließlich auf die Unterschiede im Signalpfad des Pre-Prozessors eingegangen.

In Abbildung 4.1 ist auf der linken Seite schematisch die implementierte Wandlung der analogen in digitale Signale sowie die BCID im Pre-Prozessor gezeigt. Auf der rechten Seite ist die implementierte Variante in der Triggersimulation zu sehen. Die zusätzlich notwendigen Algorithmen sind anhand von beschrifteten, schwarz umrahmten Boxen ohne Füllfarbe markiert. Die Simulation der etwa 7.200 Trigger-Tower wird in der

¹Ein ATLFAST-Zellen-Cluster ist ein Zusammenschluss von mehreren dicht beieinander liegenden ATLFAST-Zellen mit Energieeinträgen.

²Der Öffnungsradius ist eigentlich ein Öffnungswinkel, wird aber innerhalb der Kollaboration als Radius bezeichnet.

FastCaloSim durch den Pseudo-TT-Algorithmus ersetzt. Der Begriff „Pseudo“ wurde gewählt, weil ausschließlich ein Delta-Puls über 1 BC³ generiert werden kann. In der detaillierten Simulation wird allerdings eine Signalform erwartet, die sich über 7 BC erstreckt. Der Pseudo-Trigger-Tower-Algorithmus summiert die entsprechenden Zellenenergien aus der Präzisionsauslese (siehe Abschnitt 3.1) jedes einzelnen Trigger-Towers. In einem weiteren Schritt wird eine Rauschsimulation auf die Energiewerte angewendet und zur Simulation des FADC weitergereicht. Aufgrund des Delta-Puls, muss die BCID-Effizienz durch einen weiteren Algorithmus korrigiert werden. Dieser Algorithmus besteht aus einer Wahrscheinlichkeits-Matrix für die hadronischen und elektromagnetischen Trigger-Tower. Die Matrix-Elemente sind eine Funktion von η und der Energie innerhalb des Trigger-Towers.

4.4 Rekonstruktionsmethoden

Zur Analyse der Ereignisse müssen zunächst Objekte wie Elektronen, Jets und Myonen in einem Ereignis sowie globale Eigenschaften des Ereignisses, wie die skalare transversale Energiesumme (ΣE_T) und die fehlende transversale Energiesumme \cancel{E}_T , rekonstruiert werden. Im Folgenden werden die Rekonstruktionsalgorithmen für Jets, Elektronen und Myonen sowie für die fehlende transversale Energiesumme beschrieben.

4.4.1 Jet-, Elektron/Photon- und Myon-Rekonstruktionsalgorithmen

Jets

Mit Hilfe der Jet-Algorithmen soll die Energie der hadronisierten Quarks bzw. Partonen aus der Proton-Proton-Kollision rekonstruiert werden. Für die Studien in dieser Arbeit wird dazu der Cone-Algorithmus verwendet.

Der Algorithmus benutzt als Eingangsinformationen „Kalorimeter-Tower“. Ein Kalorimeter-Tower ist die Summe aller Kalorimeterzellen, die vom Ursprung des Koordinatensystems gesehen auf einer Geraden liegen. Als Ausgangspunkt für den Cone-Algorithmus wird ein Kalorimeter-Tower mit mindestens 1 GeV transversaler Energie benötigt. In dieser Arbeit wird ein Radius R von 0,4 gewählt. Die Jet-Algorithmen in „Athena“ beinhalten keine Qualitätsschnitte auf das Verhältnis der hadronischen zur elektromagnetischen Energie. Deshalb können auch Elektronen als Jets identifiziert werden. Eine ausführliche Beschreibung von Jet-Algorithmen bei ATLAS ist in [15] zu finden.

Elektronen

Wie Jets werden Elektronen durch Zusammenfassung von mehreren Kalorimeterzellen rekonstruiert. Für die Cluster-Größe werden 3×7 Zellen ($\eta \times \phi$) verwendet [16]. Zudem wird für ein Elektron genau eine Spur aus dem inneren Detektorsystem gefordert, wodurch eine Rekonstruktion von Elektronen bis $|\eta| \leq 2,5$ möglich ist. Außerdem wird die Schauerform des elektromagnetischen Clusters in longitudinaler und lateraler Richtung analysiert. Auf der Rekonstruktionsebene existieren verschiedene Qualitätskriterien für

³Bunchcrossing

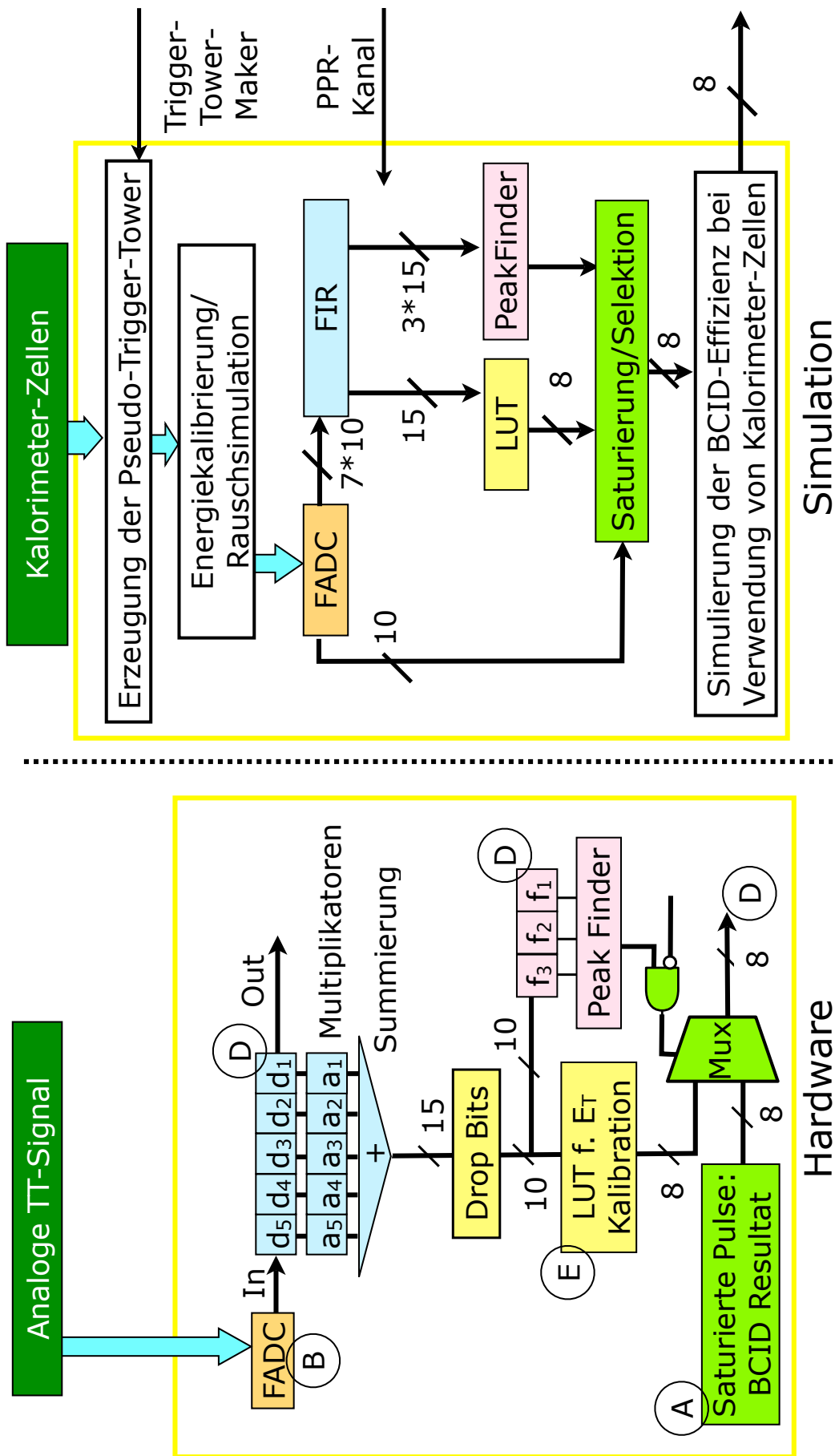


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Signalpfads für die Wandlung der analogen und digitalen Signale sowie der BCID innerhalb des Pre-Prozessors. Die Markierungen in den Kreisen geben an, welche Komponenten für den Vergleich aus den vollständigen Signalpfaden aus Kapitel 3.9 verwendet wurden.

die rekonstruierten Elektronen. Die in dieser Arbeit verwendeten rekonstruierten Elektronen müssen das Kriterium „tight“ erfüllen. Unter anderem muss dafür mindestens eine Spur aus dem Spursystem dem elektromagnetischen Cluster zugeordnet werden. Der Abstand in der η - ϕ -Ebene zwischen dem elektromagnetischen Cluster und der Spur muss dabei $\Delta\eta < 0,005$ und $\Delta\phi < 0,02$ erfüllen. Für die isolierten Elektronen werden stärkere Schnitte auf Basis der Informationen des TRT im Spursystem angewendet.

Myonen

Die in einer Proton-Proton-Kollision erzeugten Myonen können durch eine Spur im inneren Detektorsystem und den Spurpunkten im Myon-Spektrometer identifiziert werden. Durch den Energieverlust der Myonen in Materie wird zusätzliche Energie im Kalorimeter deponiert. Dadurch kann der transversale Impuls und die Richtung des Myons mit Hilfe von bis zu drei Subdetektoren (ID, Kalorimeter und Myonsystem) rekonstruiert werden. Zur Messung der Richtung und des transversalen Impulses werden primär die Hochpräzisions-Myonkammern des Myonsystems nach dem Toroidmagneten verwendet. Mit dem Myonspektrometer können Myonen bis $|\eta| \leq 2,7$ rekonstruiert werden. In dieser Arbeit werden mit Hilfe des „Staco“-Algorithmus rekonstruierte Myonen verwendet. Der „Staco“-Algorithmus nutzt statistische Methoden, um Informationen aus dem Spursystem und Myonsystem zu kombinieren und verwendet somit keine Kalorimeterinformationen [14].

4.4.2 Rekonstruktionsmethoden für die fehlende transversale Energie

Zur Offline-Berechnung der fehlenden transversalen Energie \cancel{E}_T werden die Kalorimeterzellenergien verwendet⁴. Der Berechnung liegt die \cancel{E}_T -Definition aus Abschnitt 1.3.4 zugrunde. Für die Projektion der Kalorimeterzellenergie auf die x - und y -Achsen in der transversalen Ebene, die senkrecht auf der Strahlachse steht, wird unabhängig von der tatsächlichen z -Koordinate der pp -Kollision immer der Ursprung des Koordinatensystems des Detektors verwendet. Durch die Verwendung der Kalorimeterzellen werden indirekt auch die generierten Teilchen in die Berechnung einbezogen, die nicht rekonstruierbar sind. Andererseits werden die Energiebeiträge durch das Rauschen im Kalorimeter berücksichtigt. Bei dem verwendeten \cancel{E}_T -Algorithmus wird angenommen, dass das Rauschen im gesamten Kalorimeter statistisch gleichverteilt ist und daher im Mittel keinen Beitrag zur Größe der fehlenden transversalen Energie liefert. Um zu berücksichtigen, dass sowohl Jets als auch Elektronen eine höhere Energie besitzen können als die anhand der Kalorimeterzellenenergie gemessene, wird die fehlende transversale Energie auf der Offline-Ebene mit Hilfe der rekonstruierten Elektronen und Jets korrigiert. Zudem werden aufgrund der nicht instrumentierten Bereiche im Detektor Korrekturen auf die fehlende transversale Energie angewendet.

Exemplarisch ist in Abbildung 4.2 die Abweichung der berechneten Energieprojektionen (E_x, E_y) und der auf der ersten Triggerstufe berechneten E_x, E_y -Werte zu dem generierten Werten von E_x, E_y gezeigt. Mit den beiden Größen E_x, E_y lässt sich die fehlende

⁴Im Unterschied zum Kalorimetertrigger stehen auf der Offline-Ebene zur Berechnung der fehlenden transversalen Energie \cancel{E}_T auch die Informationen des Myonsystems zur Verfügung. Das Myonsystem wird für die \cancel{E}_T -Offline-Berechnung in den Kapiteln 5 und 6 aufgrund der Vergleichbarkeit zwischen den \cancel{E}_T -Werten vom Kalorimetertrigger und der Offline-Rekonstruktion nicht verwendet.

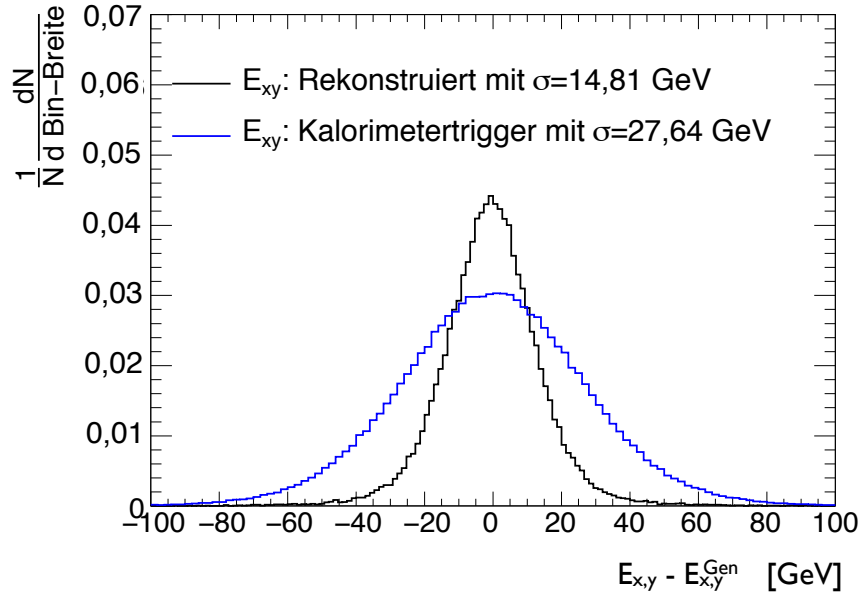


Abbildung 4.2: Vergleich der Abweichungen zwischen der generierten fehlenden transversalen Energie und der offline-rekonstruierten fehlenden transversalen Energie, bzw. der berechneten fehlenden transversalen Energie auf der ersten Triggerstufe. Für den Vergleich sind Ereignisse der Art $t\bar{t} \rightarrow l\nu b j j b$ verwendet worden.

transversale Energie E_T wie folgt berechnen

$$E_T = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}. \quad (4.1)$$

Für den Vergleich wurden Ereignisse mit $t\bar{t}$ -Zerfällen verwendet. In der Abbildung ist zu erkennen, dass für die $t\bar{t}$ -Ereignisse die Auflösung auf der Rekonstruktionsebene durch die höhere Granularität und die zusätzlich möglichen Korrekturen im Vergleich zur ersten Triggerstufe um etwa einen Faktor zwei besser ist.

5 Eigenschaften der \cancel{E}_T -Messung auf der ersten Triggerstufe

Quellen für fehlende transversale Energien \cancel{E}_T sind die im Standardmodell beschriebenen Neutrinos und die vorhergesagten leichtesten supersymmetrischen Teilchen (LSP), wenn R-Paritätserhaltende SUSY verwirklicht ist. Unterschiede in der Elektron- bzw. Jet-Energieskala täuschen ebenso fehlende transversale Energie vor. Elektronisches Rauschen und das Ansprechverhalten des Detektors sowie Strahlungsuntergrund der Maschine können auch zu fehlender transversaler Energie beitragen.

Aufgabe der ersten Triggerstufe ist es, die Ereignisrate der Detektorauslese von 40 MHz auf maximal 100 kHz für alle verwendeten Triggersignaturen zu reduzieren.

Aufgrund der sehr geringen zur Verfügung stehenden Zeit von maximal 450 ns (siehe Abbildung 2.10 in Kapitel 2.3.1), wird im Vergleich zum \cancel{E}_T -Offline-Rekonstruktionsalgorithmus auf der ersten Triggerstufe ein wesentlich einfacherer \cancel{E}_T -Algorithmus verwendet.

Mit Hilfe der aufgenommenen Daten kann die Bestimmung der fehlenden transversalen Energie in der Offline-Rekonstruktion durch Korrekturen stetig verbessert werden. Dies ist jedoch nur bedingt möglich und geschieht ausschließlich durch die Anpassung der hadronischen und elektromagnetischen Energieskala der Trigger-Tower.

Für das Verständnis der \cancel{E}_T -Messung bei gegebener elektromagnetischer und hadronischer Energieskala der Trigger-Tower werden die folgenden Eigenschaften der \cancel{E}_T -Messung untersucht:

- Die **Energieskala** gibt das Verhältnis zwischen dem berechneten \cancel{E}_T -Wert auf der ersten Triggerstufe und dem offline rekonstruierten \cancel{E}_T -Wert an. Die Energieskala hat den größten Einfluss auf die Triggereffizienzen und somit auf die Bestimmung der \cancel{E}_T -Triggerschwellen. Zudem ist die \cancel{E}_T -Energieskala aufgrund der Elektron- und Jet-Energieskala abhängig von der Topologie des Ereignisses.
- Die **Auflösung** ist die Genauigkeit, mit der die Berechnung von \cancel{E}_T auf der ersten Triggerstufe und in der Rekonstruktionsebene übereinstimmt und hängt von ΣE_T ab. Die Auflösung ist bezüglich der Triggereffizienzen der zweitwichtigste Faktor.
- **Effizienz:** Nicht jedes Ereignis, das in einer Proton-Proton-Kollision erzeugt wird und die Triggerbedingung erfüllt, wird durch den Trigger akzeptiert. Die Effizienz ist eine Faltung der Auflösung mit der Energieskala. Methoden zur Bestimmung der \cancel{E}_T -Triggereffizienz aus Daten werden anhand von MC-Studien verifiziert.
- **Triggerraten:** Die Elektronik beschränkt die maximale Triggerrate. Die Höhe der \cancel{E}_T -Triggerrate hängt von der Wahl der \cancel{E}_T -Schwellen ab und ist somit der limitierende Faktor für die minimale, nicht skalierte \cancel{E}_T -Triggerschwelle.

Im ersten Abschnitt wird exemplarisch für verschiedene Zerfallsprozesse aus dem Standardmodell und für mögliche SUSY-Szenarien das \cancel{E}_T -Spektrum vorgestellt. Im Anschluss werden die wichtigsten Eigenschaften des \cancel{E}_T -Algorithmus auf der ersten Triggerstufe diskutiert.

5.1 \cancel{E}_T -Spektren verschiedener Prozesse

Die \cancel{E}_T -Verteilung in verschiedenen Standardmodellprozessen und in möglichen SUSY-Szenarien, für die der \cancel{E}_T -Trigger angewendet werden kann, wird anhand der offline rekonstruierten \cancel{E}_T -Spektren untersucht. Zunächst werden \cancel{E}_T -Spektren von Ereignissen untersucht, die einen harten Streuprozess in der Proton-Proton-Kollision aufweisen. Diese Ereignisse haben im Vergleich zu Ereignissen mit $pp \rightarrow W + X \rightarrow l\bar{\nu}_l + X$ einen sehr hohen Produktionswirkungsquerschnitt von etwa 65 mb. Bei der Berechnung der Offline Rekonstruierten \cancel{E}_T -Werte in dieser Arbeit werden ausschließlich Kalorimeterinformationen verwendet, um die Vergleichbarkeit mit den \cancel{E}_T -Werten auf dem Kalorimetertrigger zu gewährleisten.

Die Hauptursache für fehlende transversale Energie in den QCD-Ereignissen ist eine Fehlmessung der Jet-Energie. Dies ist unter anderem durch die relative Auflösung der Jet-Energie von $\sigma(E)/\sqrt{E} = (50)\%/\sqrt{E}$ bis $\sigma(E)/\sqrt{E} = (100)\%/\sqrt{E}$ bedingt.

Ein Ausschnitt des \cancel{E}_T -Spektrums für die generierten QCD- und die MB¹-Ereignisse ist in Abbildung 5.1 gezeigt. Die Zahl der Ereignisse ist für jedes Jet-Energieintervall auf 1 normiert. Die QCD-Ereignisse für die verschiedenen Jet-Energieintervalle sind relativ zu den MB-Ereignissen gewichtet. Die verwendeten Gewichtungsfaktoren sind in Anhang B.1 wiedergegeben.

Das resultierende \cancel{E}_T -Spektrum ist eine Kombination aus den QCD-Ereignissen der verschiedenen Jet-Energieintervalle und den MB-Ereignissen. Das resultierende zusammengesetzte \cancel{E}_T -Spektrum für verschiedene Jet-Energieintervalle ist in Abbildung 5.2 zu sehen. Für niedrige \cancel{E}_T -Werte bis 50 GeV dominieren die MB-Ereignisse, während für hohe \cancel{E}_T -Werte die Verteilung ausschließlich durch die QCD-Ereignisse aus den verschiedenen Jet-Energieintervallen dominiert wird. In den QCD-Ereignissen wird auch die Partonrest-Wechselwirkung simuliert. Die hohen \cancel{E}_T -Werte korrespondieren mit QCD-Ereignissen mit hohen Jet-Energien.

Die $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ -Spektren einiger Standardmodellprozesse sowie möglicher SUSY-Szenarien sind entsprechend ihrer Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse ($\sigma_{pp} \times \text{BR}$) in den Abbildungen 5.3(a)-(d) relativ zum dargestellten QCD- \cancel{E}_T -Spektrum gewichtet. Damit ist ersichtlich, dass das resultierende $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ -Spektrum für \cancel{E}_T -Werte mit $\cancel{E}_T < 200$ GeV hauptsächlich aus QCD-Ereignissen besteht.

Der Beitrag von $W \rightarrow e\nu$ -Ereignissen ist für $\cancel{E}_T < 100$ GeV etwa um vier bis sechs Größenordnungen niedriger als für das QCD-Spektrum (5.3(a)). Für die semileptonischen $t\bar{t}$ -Ereignisse (5.3(b)) ist der Beitrag für $\cancel{E}_T > 300$ GeV in der gleichen Größenordnung wie für QCD-Ereignisse.

¹MB: Minimum-Bias (siehe Abschnitt 4.1).

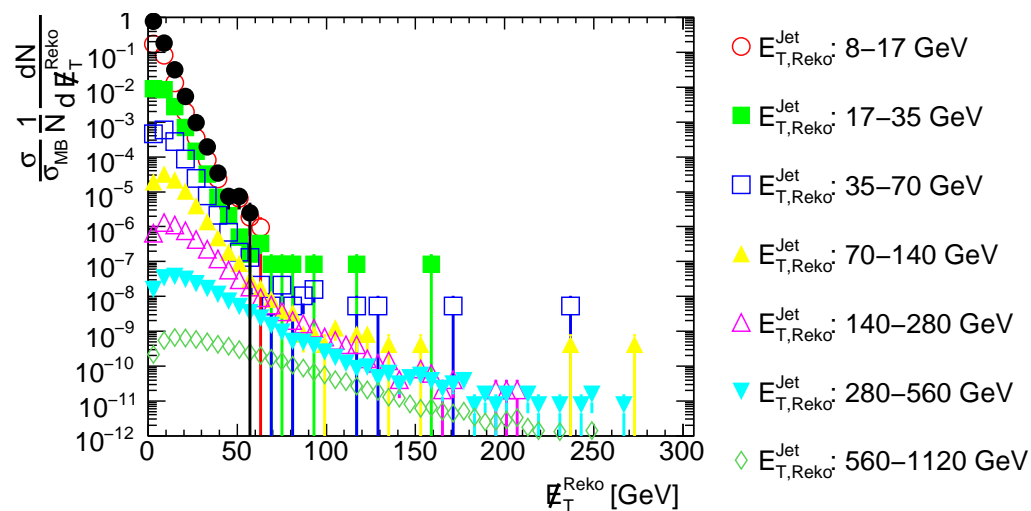


Abbildung 5.1: Offline rekonstruierte \cancel{E}_T -Spektren für QCD-Ereignisse mit verschiedenen Jet-Energieintervallen.

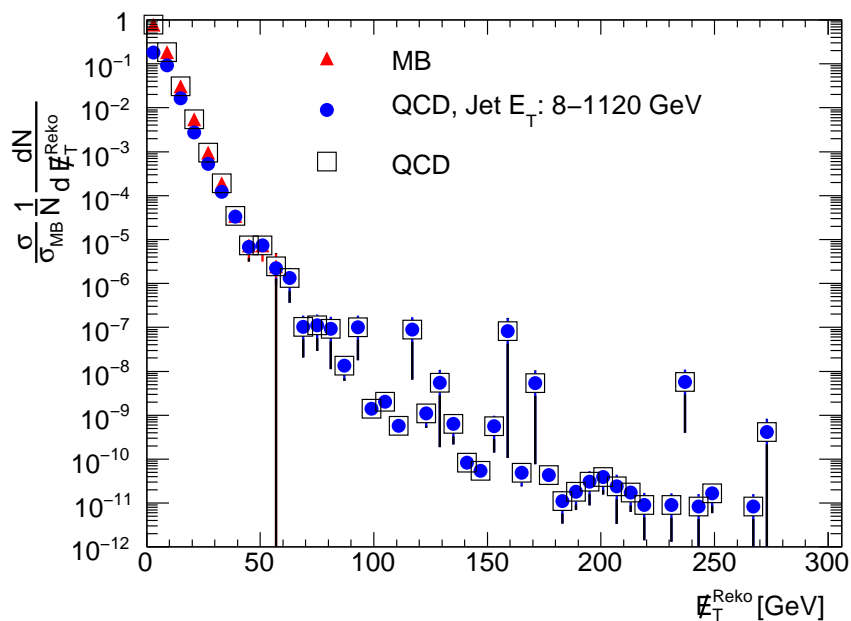


Abbildung 5.2: Das zusammengesetzte \cancel{E}_T -Spektrum aus den MB-Ereignissen und den QCD-Ereignissen in verschiedenen Jet-Energieintervallen in der Offline-Rekonstruktion als Funktion von \cancel{E}_T . Zum Vergleich sind die \cancel{E}_T -Spektren der QCD- und MB-Ereignisse eingezeichnet.

5 Eigenschaften der \cancel{E}_T -Messung auf der ersten Triggerstufe

Die SUSY-Szenarien SU1 und SU3², die in Abbildung 5.3(c) gezeigt sind, haben im Mittel ein härteres \cancel{E}_T -Spektrum als QCD-Ereignisse. Deshalb dominiert der Beitrag für diese Szenarien das \cancel{E}_T -Spektrum ab etwa 300 GeV.

Das SU2-Szenario, wie in Abbildung 5.3(d) gezeigt, kann im Gegensatz zu den SUSY-Szenarien in 5.3(c) nur schwer durch eine inklusive \cancel{E}_T -Triggersignatur auf der ersten Triggerstufe (\cancel{E}_T) erfasst werden, da für kleine \cancel{E}_T -Werte bis etwa 250 GeV die QCD-Ereignisse dominieren. Dieser Sachverhalt wird ausführlicher in Abschnitt 5.4 diskutiert.

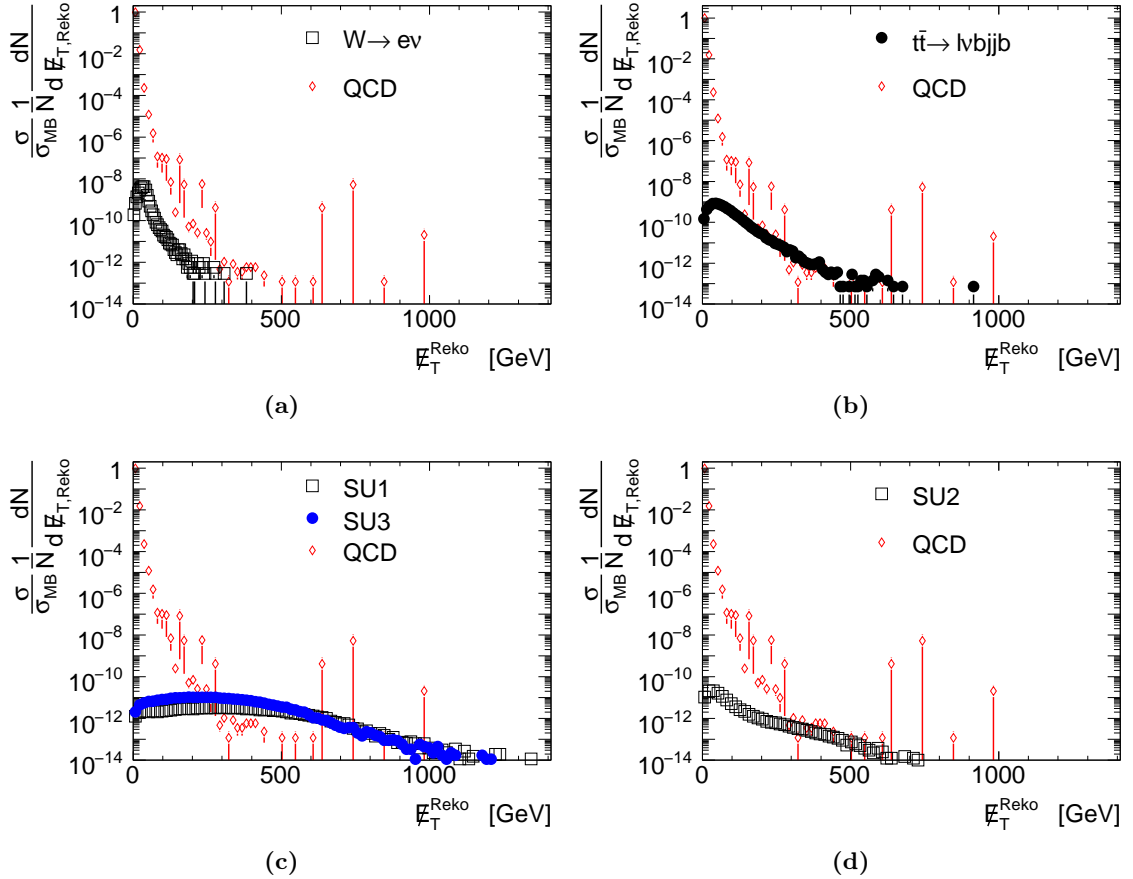


Abbildung 5.3: Gegenüberstellung von offline rekonstruierten \cancel{E}_T -Spektren. (a-b) Vergleich von QCD-Ereignissen mit $W \rightarrow e\nu$ und semileptonischen $t\bar{t}$ -Ereignissen. (c-d) Vergleich von QCD-Ereignissen mit verschiedenen supersymmetrischen Szenarien.

5.2 Eigenschaften der \cancel{E}_T -Bestimmung auf der ersten Triggerstufe

Im vorigen Abschnitt wurde gezeigt, wie vielfältig das \cancel{E}_T -Spektrum für verschiedene Prozesse aus dem Standardmodell bzw. aus möglichen SUSY-Szenarien sein kann. In

²Die festgelegten Parameter der Punkte SU1-3 sind in Tabelle 4.4 aufgelistet.

diesem Unterkapitel werden das Sättigungsverhalten, die Energieskala und die Auflösung des \cancel{E}_T -Algorithmus auf der ersten Triggerstufe vorgestellt. Im Folgenden werden „Kalorimetertrigger“ und erste „Triggerstufe“ synonym verwendet.

Die Berechnung von \cancel{E}_T auf der ersten Triggerstufe basiert auf den Trigger-Towern, wobei der elektronische Signalpfad zur Erzeugung der analogen Summen aus bis zu 60 Kalorimeterzellen besteht und nach der ersten Vorverstärkerstufe verschieden zu dem der Präzisionsauslese für die Offline-Rekonstruktionsalgorithmen (siehe Abschnitt 4.4) ist.

Der maximal darstellbare Energiebereich ist 0 GeV bis 256 GeV. Die Zwischenergebnisse des \cancel{E}_T -Algorithmus auf der ersten Triggerstufe sind auf 14 Bit limitiert (siehe Kapitel 3.3.3) und die maximale Präzision zur Bestimmung von \cancel{E}_T ist 1 GeV. In der Offline-Rekonstruktion sind diese Beschränkungen nicht vorhanden.

Das rekonstruierte \cancel{E}_T -Spektrum der QCD-Ereignisse für den Kalorimetertrigger ist in Abbildung 5.4 gezeigt. Es ist nach der Methode bestimmt worden, die in Abschnitt 5.1 beschrieben ist. Das \cancel{E}_T -Spektrum der ersten Triggerstufe ist im Vergleich zum offline rekonstruierten \cancel{E}_T -Spektrum zu niedrigeren \cancel{E}_T -Werten verschoben. Dies resultiert aus der oben genannten Auflösung der Digitalisierung der Trigger-Tower-Energiewerte.

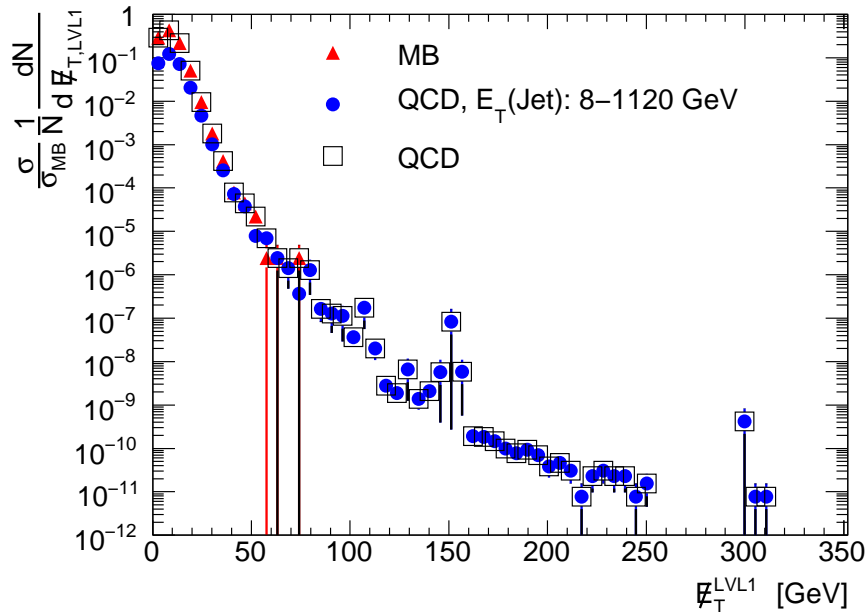


Abbildung 5.4: \cancel{E}_T -Spektrum auf der ersten Triggerstufe für die harten $2 \rightarrow 2$ Streuprozesse. Diese sind zusammengesetzt aus QCD-Ereignissen mit verschiedenen Jet-Energieintervallen und MB-Ereignissen.

5.2.1 Einfluss der Sättigungseffekte auf der ersten Triggerstufe

Ereignisse mit mindestens einem saturierten Trigger-Tower-Energiewert im Kalorimetertrigger werden bei ATLAS immer aufgezeichnet. Dies hat direkten Einfluss auf die Triggerrate.

Der rekonstruierte \cancel{E}_T -Wert auf der ersten Triggerstufe ist saturiert, wenn eines der Jet-Elemente vom Pre-Prozessor (siehe Abschnitt 3.3.1) saturiert ist oder bei einem der beiden Werte E_x bzw. E_y ($E_{x,y}$) im \cancel{E}_T -Algorithmus während der Berechnung das Überlauf-Bit gesetzt wird. Der maximal darstellbare Wert von $E_{x,y}$ ist auf den Modulen des Jet-Energiesummen-Prozessors $E_{x,y} = 4095$ GeV und auf dem CMM $E_{x,y} = 16383$ GeV (siehe Kapitel 3.3.3).

Das Saturierungsverhalten wird mit Hilfe von QCD-Ereignissen untersucht. Da die Energiewerte der Trigger-Tower bei $E_T \geq 255$ GeV saturieren, wird erwartet, dass Ereignisse mit saturierten Trigger-Tower-Energiewerten bei QCD-Ereignissen mit dem Jet-Energieintervall ab $E_T > 140$ GeV auftreten. Die Studien ergeben, dass für solche Ereignisse im Mittel $2,3 \times 10^{-4}$ saturierte Energiewerte der Trigger-Tower pro Ereignisse vorkommen. Für das nächst höhere Jet-Energieintervall ist die Anzahl der saturierten Trigger-Tower-Energiewerte um eine Größenordnung niedriger. In etwa jedem 90sten Ereignis tritt ein Überlauf im \cancel{E}_T -Algorithmus für QCD-Ereignisse ab dem Jet-Energieintervall von E_T von 140 bis 280 GeV auf. Diese Ereignisse werden auch vom Trigger selektiert. Das Resultat dieser Untersuchung ist in Tabelle 5.1 dargestellt. In der ersten Spalte der Tabelle sind Jet-Energieintervalle der verwendeten QCD-Ereignisse angegeben. Die zweite Spalte gibt die Wahrscheinlichkeiten für Ereignisse mit saturierten Trigger-Tower-Energiewerten an. Eine weitere Spalte zeigt die Wahrscheinlichkeiten für Ereignisse, bei denen ein Überlauf innerhalb des \cancel{E}_T -Algorithmus auftritt. Die Ergebnisse zeigen, dass unabhängig von der gewählten \cancel{E}_T -Triggerschwelle durch den \cancel{E}_T -Kalorimetertrigger eine minimale \cancel{E}_T -Triggerrate induziert wird.

Diese induzierte Triggerrate liegt bei einer Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ bei etwa 0,1 Hz. Im Vergleich zur Triggerbandbreite von 100 kHz ist diese induzierte Triggerrate vernachlässigbar. Eine Überlagerung von mehreren Ereignissen innerhalb eines Bunchcrossings sollte die induzierte Triggerrate erhöhen. Dieses konnte zum Zeitpunkt dieser Arbeit nicht mit dem Athena-Programm simuliert werden.

	Wahrscheinlichkeit der Saturierung des \cancel{E}_T -Werts für		
	Trigger-Tower	\cancel{E}_T -Algorithmus	Total
$E_{T,Jet}^{\text{Off}}: 70\text{-}140$ GeV	$2,3 \times 10^{-5}$	0,0	$2,3 \times 10^{-5}$
$E_{T,Jet}^{\text{Off}}: 140\text{-}280$ GeV	$2,3 \times 10^{-4}$	$7,4 \times 10^{-5}$	$3,1 \times 10^{-4}$
$E_{T,Jet}^{\text{Off}}: 280\text{-}560$ GeV	0,034	0,011	0,042
$E_{T,Jet}^{\text{Off}}: 560\text{-}1120$ GeV	0,48	0,12	0,6

Tabelle 5.1: Übersicht der Anzahl der QCD-Ereignisse pro Jet-Energieintervall mit saturierten Trigger-Tower-Energiewerten. Die Spalten geben jeweils die Wahrscheinlichkeit für Ereignisse mit Saturierung an. Die Saturierung wird entweder durch die Trigger-Tower oder durch einen Überlauf von $E_{x,y}$ im Algorithmus erzeugt. Die dritte Spalte fasst die Wahrscheinlichkeit für beide Effekte zusammen.

5.2.2 Die Energieskala auf der ersten Triggerstufe

Die Kenntnis der Abhängigkeit der \cancel{E}_T -Skala vom physikalischen Prozess sowie der Abhängigkeit von dem offline rekonstruierten \cancel{E}_T -Wert sind für die Bestimmung der Triggereffizienz aus den aufgezeichneten Daten wichtig.

Die relative \cancel{E}_T -Energieskala wird definiert als

$$L(\cancel{E}_T, \cancel{E}_T^{\text{Reko}}) = \frac{\cancel{E}_T - \cancel{E}_T^{\text{Reko}}}{\cancel{E}_T^{\text{Reko}}}. \quad (5.1)$$

Für die in Kapitel 6 vorgestellten Untersuchungen ist es sinnvoller, die Energieskala relativ zum offline rekonstruierten \cancel{E}_T -Wert zu definieren. Da $\cancel{E}_T > 0$ gilt, beträgt der Wert für die $L(\cancel{E}_T, \cancel{E}_T^{\text{Reko}})$ mindestens -1 . Der Mittelwert der L-Verteilung wird als \cancel{E}_T -Wert für die Energieskala verwendet.

Die relative Energieskala L als Funktion von $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ ist in Abbildung 5.5 für die QCD-Ereignisse dargestellt.

Für die $W \rightarrow e\nu$ und $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse oder die semileptonischen $t\bar{t}$ -Ereignisse aus dem Standardmodell sowie für drei mögliche SUSY-Szenarien ist die Energieskala in Abbildung 5.6 gezeigt. Die Abhängigkeit der relativen Energieskala L vom physikalisch betrachteten Prozess ist in beiden Abbildungen ersichtlich. Für niedrige $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ -Werte ist dies auf das elektronische Rauschen und die angewendete Rauschunterdrückung in den Kalorimeterzellen zurückzuführen (siehe Abschnitte 3.1). Studien mit einem „leeren“ Kalorimeter, also ohne Simulation einer pp -Kollision, zeigen, dass im Mittel 35 Trigger-Tower im Kalorimeter aufgrund des Rauschens in der Kalorimeterzelle und der Ausleselektronik ansprechen. Dadurch wird im Mittel ein \cancel{E}_T -Wert von 6,5 GeV erzeugt. Auf der Rekonstruktionsebene wird für die Bestimmung von $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ ein symmetrischer Rauschschnitt (siehe auch [18]) bei der Offline-Rekonstruktion auf die Kalorimeterzellen angewendet, wodurch der Beitrag im Mittel auf $\cancel{E}_T^{\text{Reko}} = 350$ MeV reduziert wird. Dadurch ist der Mittelwert von $(\cancel{E}_T - \cancel{E}_T^{\text{Reko}})/\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ bei niedrigen $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ -Werten zu hohen positiven Werten verschoben.

Für hohe $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ -Werte konvergiert der Mittelwert der \cancel{E}_T -Energieskala für die QCD-Ereignisse gegen $-0,14$. Für die QCD-Ereignisintervallen mit $E_{T, \text{Jet}} \leq 37$ GeV ist aufgrund der geringen Statistik für höhere \cancel{E}_T -Werte keine Aussage möglich. In Abbildung 5.6 konvergiert der Mittelwert der \cancel{E}_T -Energieskala für die SUSY-Szenarien und die $W \rightarrow e\nu$, $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ und semileptonische $t\bar{t}$ -Ereignisse ebenfalls gegen einen Wert von etwa $-0,14$. Im Gegensatz zu den Standardmodellprozessen mit $W \rightarrow e\nu$, $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ und den semileptonischen $t\bar{t}$ -Zerfällen beschreiben die SU1- und SU3-Szenarien aufgrund der schlechteren Auflösung im Vergleich zu den Standardmodellprozessen und dem SU2-Szenario nicht die Verformung in der \cancel{E}_T -Energieskala für Werte kleiner als 150 GeV.

Daraus folgt, dass bei gegebener \cancel{E}_T -Triggerschwelle die Effizienzen für die verschiedenen Physikprozesse und SUSY-Szenarien unterschiedlich sind. Dabei ist die Differenz in der Effizienz zwischen den verschiedenen Prozessen eine Funktion der \cancel{E}_T -Triggerschwelle auf der ersten Triggerstufe. Dies wird in den folgenden Unterkapiteln eingehender betrachtet.

5.2.3 Die \cancel{E}_T -Auflösung auf der ersten Triggerstufe

Die Auflösung ist eine weitere wichtige Größe, die Einfluss auf die Triggereffizienz hat. Sie bestimmt im Wesentlichen die Breite des Anstiegs im Übergang vom ineffizienten zum effizienten Bereich. Im Anhang A.1 ist gezeigt, dass die \cancel{E}_T -Auflösung und somit $\sigma_{E_{x,y}}$ eine Funktion von ΣE_T ist. Für die Auflösung gilt

$$\sigma_{E_{x,y}} = \alpha \sqrt{\Sigma E_T}. \quad (5.2)$$

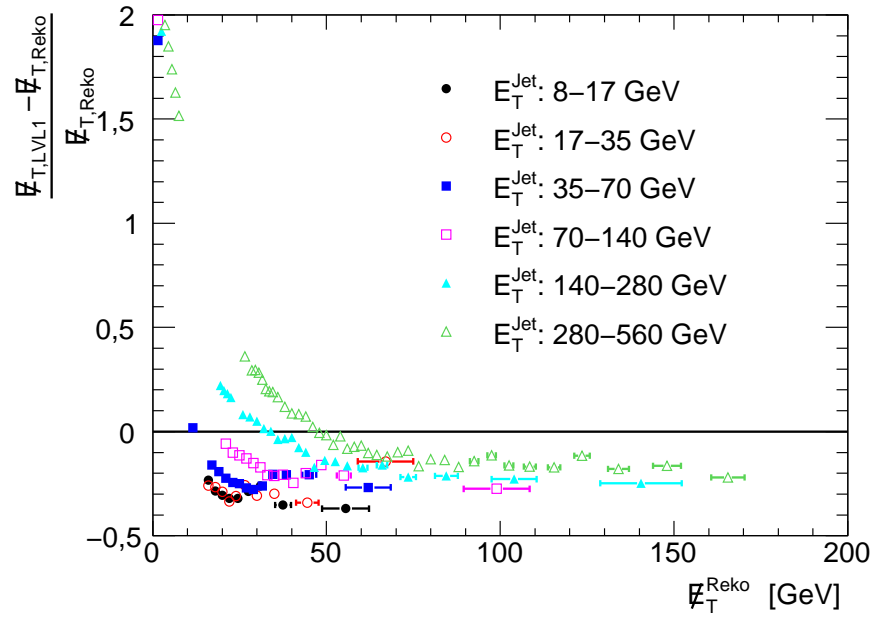


Abbildung 5.5: Dargestellt ist die Linearität der \cancel{E}_T -Energieskala für die erste Triggerstufe als Funktion des offline rekonstruierten \cancel{E}_T -Wert für verschiedene QCD-Ereignisintervalle.

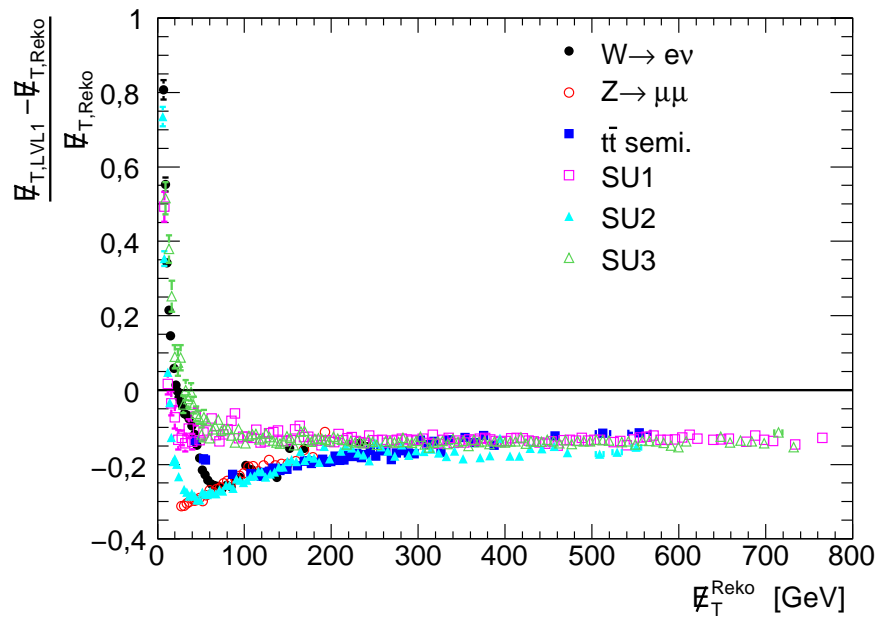


Abbildung 5.6: Dargestellt ist die Linearität der \cancel{E}_T -Energieskala für die erste Triggerstufe als Funktion vom offline rekonstruierten \cancel{E}_T -Wert für Zerfälle von $W \rightarrow e\nu$, $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, semileptonische $t\bar{t}$ - und für drei mögliche SUSY-Szenarien.

Für die Suche und Entdeckung von neuer Physik ist es wichtig, die Triggereffizienz für ein mögliches SUSY-Szenario durch Extrapolation der Triggereffizienzen von bekannten Standardmodellprozessen zu bestimmen. Neben der Energieskala muss dafür auch die Auflösung als Funktion der skalaren transversalen Energiesumme (ΣE_T) eine gleiche bzw. zumindestens eine vergleichbare Abhängigkeit aufweisen. Dabei wird die Auflösung durch die $E_{x,y}$ -Komponenten der fehlenden transversalen Energie bestimmt. Die Auflösung auf der ersten Triggerstufe wird relativ zum berechneten \cancel{E}_T -Wert auf der Rekonstruktionsebene bestimmt.

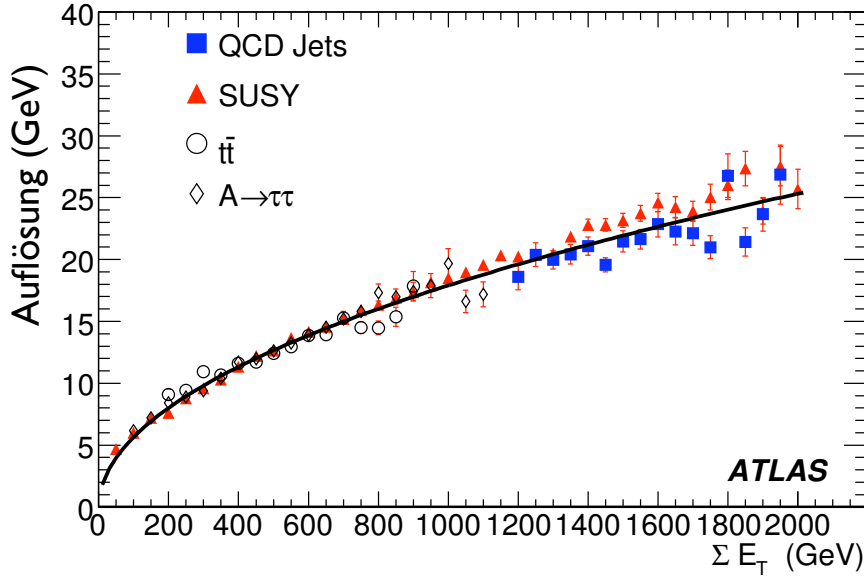


Abbildung 5.7: Die Auflösung für das offline rekonstruierte \cancel{E}_T als Funktion von ΣE_T [18]. Die \cancel{E}_T -Auflösung ist für QCD-Ereignisse, ein mögliches SUSY-Szenario und $t\bar{t}$ -Ereignisse dargestellt. Außerdem ist die \cancel{E}_T -Auflösung für das pseudoskalare Higgs-Boson A mit der Masse $m_A = 800 \text{ GeV}/c^2$ und dem Zerfall $A \rightarrow \tau\tau$ gezeigt. Die angepasste Funktion entspricht der Funktion: $\sigma/\sqrt{\Sigma E_T} = 0,57 \sqrt{\text{GeV}}$.

Die im Experiment erreichbare \cancel{E}_T -Auflösung in der Offline-Rekonstruktion ist in Abbildung 5.7 gezeigt [18]. Die erreichbare \cancel{E}_T -Auflösung ist auch in der Offline-Rekonstruktion abhängig vom betrachteten Standardmodellprozess und variiert zwischen $\alpha = 0,53 \sqrt{\text{GeV}}$ und $\alpha = 0,57 \sqrt{\text{GeV}}$. Die Abbildung zeigt, dass es möglich ist, die \cancel{E}_T -Auflösung in der Offline-Rekonstruktion von Standardmodellprozessen auf SUSY-Szenarien zu extrapolieren. Im Folgenden wird die Möglichkeit untersucht, ob auf der ersten Triggerstufe die \cancel{E}_T -Auflösung von Standardmodellprozessen zu möglichen SUSY-Szenarien extrapoliert werden kann.

Die \cancel{E}_T -Auflösung auf der ersten Triggerstufe wird, im Gegensatz zur üblichen Definition, relativ zur \cancel{E}_T -Auflösung der Offline-Rekonstruktion bestimmt. Mit dieser Definition können die vorgestellten Ergebnisse zu den Methoden der Bestimmung von Triggereffizienzen in Kapitel 6 leichter interpretiert werden. Für die Bestimmung von $E_{x,y}$ werden alle 7164 Trigger-Tower pro Ereignis verwendet. Deshalb sollte das Auflösungsspektrum aufgrund des Zentralen Grenzwertsatzes für ein ΣE_T -Bin einer Normalverteilung folgen. Dies ist exemplarisch für die QCD-Ereignisse des Jet-Energieintervalls

5 Eigenschaften der \cancel{E}_T -Messung auf der ersten Triggerstufe

von 140 GeV bis 280 GeV gezeigt (siehe Abbildung 5.8(a)). Das ΣE_T -Intervall ist dabei 359 GeV bis 360 GeV. Für $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse ist dies in Abbildung 5.8(b) für das ΣE_T -Intervall 168-176 GeV gezeigt. Die ΣE_T -Intervalle sind jeweils so gewählt, dass mindestens 10000 Ereignisse pro ΣE_T -Bin zur Verfügung stehen. Die Abbildungen machen deutlich, dass die Verteilungen innerhalb von 2σ mit Hilfe von Gaussverteilungen beschrieben werden können. Dabei ist der Parameter σ die Breite der Gaussverteilung.

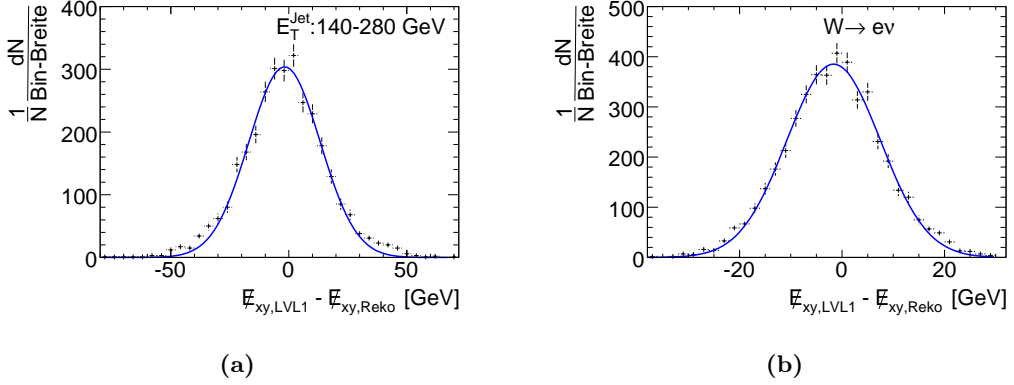


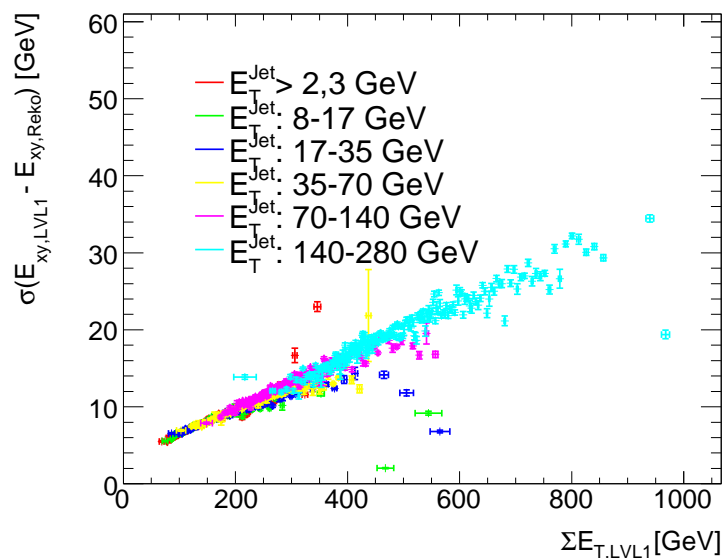
Abbildung 5.8: Anpassung einer Gaussverteilung an das Auflösungspektrum für einen exemplarischen ΣE_T -Bereich. (a) QCD-Ereignisse für das Jet-Energieintervall 140 GeV bis 280 GeV und das ΣE_T -Intervall von 359 – 360 GeV. (b) Für $W \rightarrow e\nu$ -Zerfälle mit einer transversalen Energiesumme im Bereich von 168 GeV bis 176 GeV.

Damit bei der Anpassung der Gaussverteilungen an die \cancel{E}_T -Auflösung kein Bias aufgrund der Ausläufer entsteht, wird der Mittelwert \bar{x} und der Wert σ aus dem jeweiligen Histogramm abgeschätzt. Anschließend werden diese Werte als Startwerte für die Anpassung verwendet und eine Gaussverteilung im Bereich von $[2 \cdot \sigma_{E_{x,y}} - \bar{x}, 2 \cdot \sigma_{E_{x,y}} + \bar{x}]$ an die Datenpunkte angepasst. Da die Energieskalen der Triggerstufe und der Offline-Rekonstruktion unterschiedlich sind, gibt es einen Versatz zu der \cancel{E}_T -Auflösungsfunktion in Gleichung (5.2). Der Versatz ist abhängig vom Physikprozess und beträgt zwischen 83 GeV und 136 GeV. Mit Hilfe einer vereinfachten MC-Studie wurde festgestellt, dass die \cancel{E}_T -Auflösung sensitiv auf den Versatz ist (siehe Anhang A.2). Die Funktion zur Anpassung der Auflösungen lautet somit

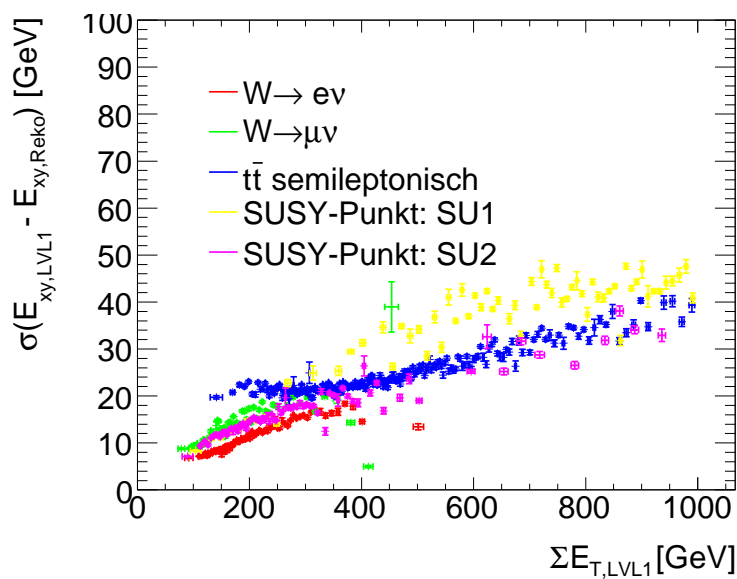
$$\sigma_{E_{x,y}} = \alpha \sqrt{\Sigma E_T} + \beta, \quad (5.3)$$

wobei β den Versatz in der Energieskala der skalaren transversalen Energiesumme ΣE_T vom Kalorimetertrigger zur Offline-Rekonstruktion beschreibt.

Die \cancel{E}_T -Auflösung für QCD-Ereignisse mit verschiedenen Jet-Energieintervallen ist in Abbildung 5.9(a) gezeigt. Für $W \rightarrow e\nu$, $W \rightarrow \mu\nu$ und $t\bar{t}$ -Ereignisse sowie für zwei SUSY-Szenarien ist die Auflösung als Funktion von ΣE_T in Abbildung 5.9(b) dargestellt. Der schmale Versatz in der Auflösung der QCD-Ereignisintervalle resultiert durch die schlechtere absolute Energieauflösung der Jets bei höherer Energie. Durch die Überlagerung der verschiedenen QCD-Ereignisse sowie der gewählten Skala wird der Eindruck



(a)



(b)

Abbildung 5.9: Darstellung der \cancel{E}_T -Auflösung als Funktion von ΣE_T für (a) QCD-Ereignisse und (b) $W \rightarrow e\nu$, und $t\bar{t}$ -Ereignissen und zwei SUSY-Szenarien.

5 Eigenschaften der \cancel{E}_T -Messung auf der ersten Triggerstufe

erweckt, dass die \cancel{E}_T -Auflösung eher einen linearen Zusammenhang besitzt. Dieses trifft aber nicht zu.

Die Auflösung als Funktion des ΣE_T -Kalorimetertriggers zeigt, dass für QCD-Ereignisse der gleiche funktionale Zusammenhang gilt wie für $W \rightarrow l\nu_l$ und $Z \rightarrow l^+l^-$ -Zerfälle. Dies ist in Abbildung 5.9(a) für die QCD-Ereignisse dargestellt.

Für SUSY-Szenarien erhält man generell eine andere \cancel{E}_T -Auflösung als für QCD-Ereignisse. Diese ist aufgrund der verschiedenen Energieskalen auf der ersten Triggerstufe für Jet- und Lepton-Objekte in Kombination mit den im Mittel höheren transversalen Energiewerten pro Jet bzw. Lepton zurückzuführen.

Im SU2-Szenario sind die Massen der Charginos und Neutralinos nur wenig größer als das LSP. Die \tilde{C}_i/\tilde{N}_i -Paarproduktion ist der dominante Produktionsmechanismus in diesem Szenario und die Massen der Charginos und Neutralinos kleiner als die der Squarks und Gluinos. Damit ist der Hauptteil der SU2-Ereignisse bei niedrigen ΣE_T -Werten angesiedelt. Im SU1-Szenario ist die \tilde{q}/\tilde{q} - und die \tilde{g}/\tilde{g} -Paarproduktion dominant, die zu hochenergetischen Multijet-Endzuständen führt. Da die Jets im SU1- und SU3-Szenario im Mittel höhere transversale Energien im Vergleich zu denen der $t\bar{t}$ -Ereignissen haben, ist die absolute Energiefehlmessung höher. Daraus folgt eine schlechtere \cancel{E}_T -Auflösung für diese SUSY-Szenarien.

Das Ergebnis für die Anpassung der Auflösung als Funktion von ΣE_T ist für $W \rightarrow e\nu$ und $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Zerfälle sowie für SUSY-Szenarien in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

MC	$\alpha \pm \Delta\alpha[\sqrt{GeV}]$	$\beta \pm \Delta\beta[GeV]$
$W \rightarrow e\nu$	$1,25 \pm 0,01$	$92,0 \pm 2,6$
$W \rightarrow \mu\nu$	$1,16 \pm 0,01$	$53,8 \pm 3,4$
$W \rightarrow \tau\nu$	$1,19 \pm 0,01$	$64,1 \pm 3,3$
$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	$1,18 \pm 0,01$	$54,2 \pm 3,0$
SU1	$1,6 \pm 0,01$	$50,4 \pm 2,1$
SU2	$1,23 \pm 0,04$	$16,0 \pm 11,0$
SU3	$1,6 \pm 0,01$	$50,4 \pm 2,1$

Tabelle 5.2: Die angepassten Parameter α und β für die \cancel{E}_T -Auflösung als Funktion von ΣE_T für verschiedene Standardmodellprozesse und drei mögliche SUSY-Szenarien.

In der Offline-Rekonstruktion ist jedoch die \cancel{E}_T -Auflösung als Funktion der ΣE_T -Werte für supersymmetrische Szenarien und QCD-Ereignissen vergleichbar. Die Auflösung als Funktion der ΣE_T -Werte auf der ersten Triggerstufe für die SUSY-Szenarien mit hochenergetischen Multijet-Endzuständen ist mit der resultierenden Auflösung der QCD-Ereignisse nicht vergleichbar. Dieses wird auf die angepasste Energieskala der Jets zurückgeführt. Es wird erwartet, dass bei einer verbesserten Jet-Energieskala die \cancel{E}_T -Auflösungen für die verschiedenen Ereignisklassen und Szenarien besser übereinstimmen.

Auswirkung der Wahl des MC-Generators auf die Auflösung

Die erwartete Auflösung als Funktion von ΣE_T für die betrachteten Prozesse basiert darauf, dass die Beschreibung des Detektorverhaltens verstanden ist und die Physikprozesse in der pp -Kollision durch die MC-Generatoren korrekt beschrieben werden.

Im Vorfeld und während des Aufbaus des Detektors sind Testmessungen mit den Kalorimeterkomponenten durchgeführt worden. Dadurch ist die Energiedeposition der geladenen Teilchen im Kalorimeter und die Akzeptanz im gesamten Kalorimeter bekannt.

Auf der MC-Generatorbasis können Unterschiede in der Schauerentwicklung für die hadronisierten Quarks und in der Partonrest-Wechselwirkung Einfluss auf die Auflösung haben. Deshalb wird im Folgenden die Unsicherheit durch die MC-Generatoren exemplarisch im Standardmodellprozess von $W \rightarrow l\nu_l$ mit der Generatorkombination AlpGen und Herwig sowie dem PYTHIA-Generator untersucht.

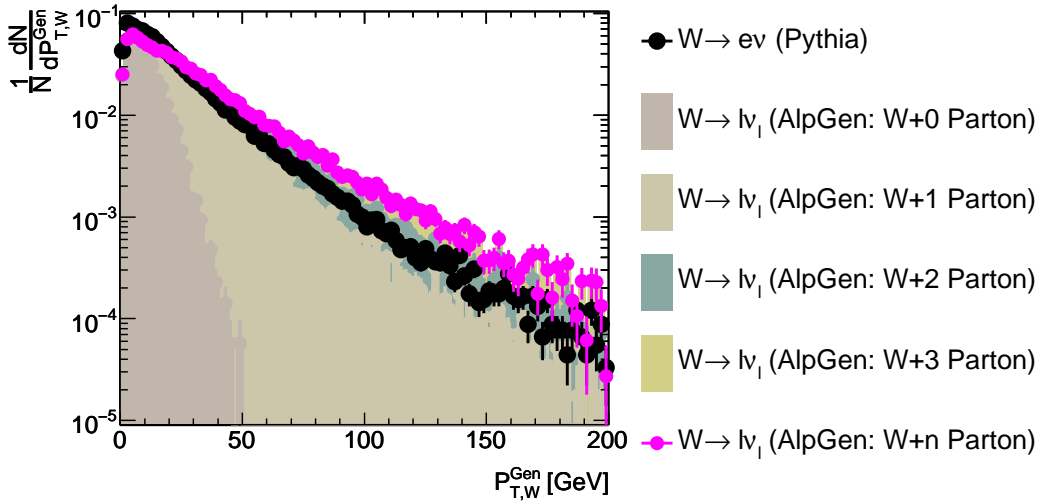


Abbildung 5.10: Vergleich des vom PYTHIA-Generator generierten p_T -Spektrums für W -Bosonen mit dem der Generatorkombination AlpGen und Herwig.

Im $W \rightarrow e\nu$ -Zerfall ist der transversale Impuls des W -Bosons interessant, da dieser durch einen Jet in der Gegenrichtung ausgeglichen wird. Die p_T -Spektren des W -Bosons für beide Generatoren sind in Abbildung 5.10 dargestellt. In der Abbildung ist zu sehen, dass das p_T -Spektrum des PYTHIA-Generators gegenüber dem der Generatorkombination AlpGen und Herwig deutlich abweicht ist.

Im Mittel werden durch den PYTHIA-Generator etwa zwei mal weniger Jets pro Ereignis generiert als durch die Generatorkombination aus AlpGen und Herwig. Deshalb ist das ΣE_T -Spektrum der generierten ΣE_T -Werte für diese Generatorkombination erkennbar zu höheren Werten verschoben als für den PYTHIA-Generator, wie in Abbildung 5.11 dargestellt ist.

Der Vergleich der Auflösung für die $W \rightarrow l\nu_l$ -Ereignisse zwischen den beiden Generatoren ist in Abbildung 5.12 gegeben. An beide \cancel{E}_T -Auflösungen für die $W \rightarrow l\nu_l$ -Ereignisse ist die Funktion aus Gleichung 5.3 angepasst. Als relative Auflösung ergibt

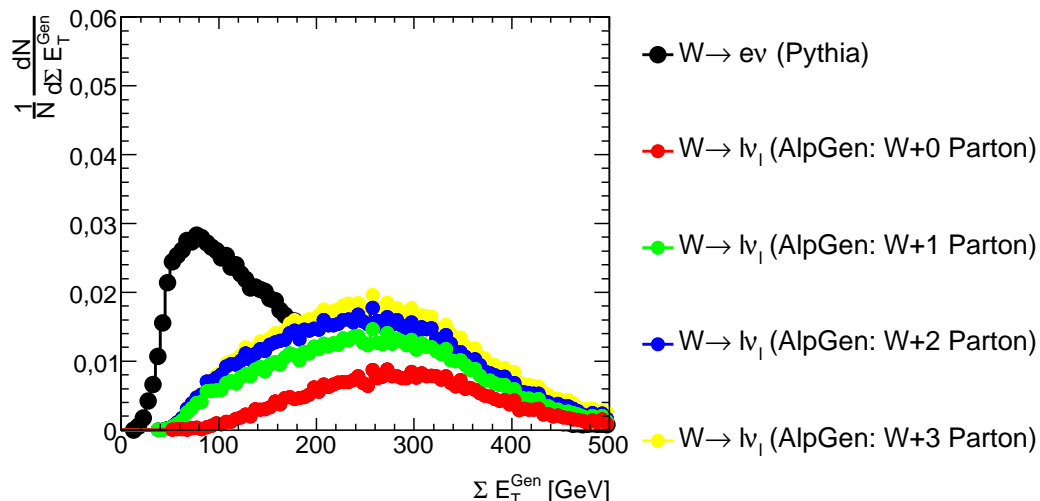


Abbildung 5.11: Vergleich der generierten skalaren transversalen Energiesumme im Kalorimeter aus PYTHIA-Ereignissen und der Generatorkombination Alpgen und Herwig.

sich für Ereignisse, die mit dem PYTHIA-Generator erzeugt sind, ein Wert von $\alpha = (0,9 \pm 0,1) \sqrt{\text{GeV}}$ und $\beta = (0,0 \pm 0,1) \text{ GeV}$. Im Vergleich dazu ist $\alpha = (0,75 \pm 0,2) \sqrt{\text{GeV}}$ und $\beta = (73,9 \pm 1,2) \text{ GeV}$ für Ereignisse, die mit dem AlpGen-Generator erzeugt sind. Als Resultat folgt, dass die Abweichung der \cancel{E}_T -Auflösung zwischen beiden Generatorkombinationen etwa 20 % beträgt und Vergleichbarkeit abnimmt sind. Diese Diskrepanz sowie der deutliche Unterschied in den angepassten Parametern zu denen aus Tabelle 5.2 konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht eindeutig geklärt werden. Mögliche Erklärungsansätze könnten Unterschiede in den verwendeten Energieskalen auf der ersten Triggerstufe bzw. in der Offline-Rekonstruktion sein sowie eine unterschiedliche Parametrisierung des Rauschverhaltens des Kalorimeters in den Simulationen.

5.3 Inklusive \cancel{E}_T -Triggereffizienz

Für die Berechnung von Verzweigungsverhältnissen und für die Bestimmung der Produktions-Wirkungsquerschnitte der betrachteten Physikprozesse ist die Kenntnis des Verhaltens der \cancel{E}_T -Effizienz in Abhängigkeit des offline rekonstruierten \cancel{E}_T -Werte für verschiedene Triggerschwellen unerlässlich. Die Effizienz ist eine Faltung der \cancel{E}_T -Skala mit der $E_{x,y}$ -Auflösung, die in den vorherigen Abschnitten diskutiert wurde und hängt von der Topologie des jeweiligen physikalischen Prozesses ab.

Als Triggereffizienz bezeichnet man das Verhältnis der Zahl der Ereignisse, die den Trigger passieren, zur Gesamtanzahl. Die Effizienz pro Intervall i der offline rekonstruierten $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ ist gegeben durch

$$\varepsilon = \frac{N_{i,\text{Trigger}}}{N_{i,\text{Gesamt}}}. \quad (5.4)$$

Der inklusive \cancel{E}_T -Trigger, bei dem ausschließlich die \cancel{E}_T -Messung verwendet wird, ist die

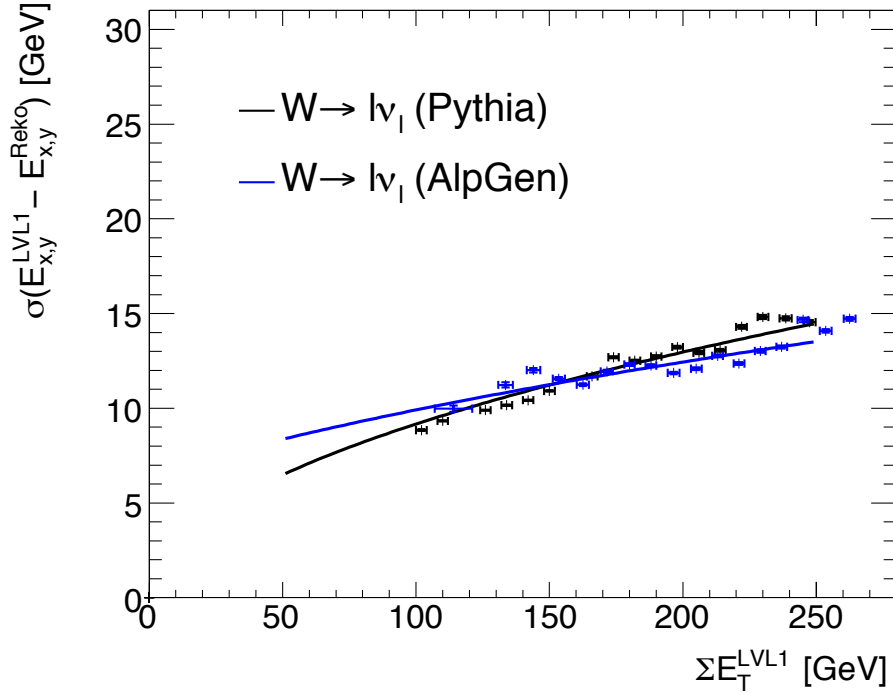


Abbildung 5.12: \cancel{E}_T -Auflösung in Abhängigkeit der ΣE_T -Werte für $W \rightarrow l\nu_l$ -Zerfälle und verschiedenen MC-Generatoren.

einfachste Implementierung eines \cancel{E}_T -Triggers. Dieser Trigger ist der Ausgangspunkt für diese und die folgenden Studien.

Im Folgenden werden zunächst die inklusiven und im Anschluss die exklusiven \cancel{E}_T -Triggereffizienzen untersucht. Der Fokus liegt dabei auf dem $W \rightarrow l\nu_l$ -Zerfallsprozess, der zur Messung der W -Boson-Paarerzeugung benötigt wird und auch als Teil der Zerfallskette im Top-Quark-Zerfall und beim Higgs-Zerfall auftritt. Im Anschluss der Diskussion der Ereignisse mit $W \rightarrow l\nu_l$ wird kurz auf weitere Standardmodellprozesse und auf SUSY-Signaturen eingegangen.

Zunächst wird die Parametrisierung der \cancel{E}_T -Triggereffizienz beschrieben. Für $E_{x,y} \gg \sigma_{E_{xy}}^2$ ist die Energieskala $(\cancel{E}_T - \cancel{E}_T^{\text{Reko}})/\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ gaußverteilt (siehe Abschnitt 5.2.2). In diesem Fall kann die Triggereffizienz durch eine sogenannte „Fehlerfunktion“ erf beschrieben werden. Eine vereinfachte Form davon lautet

$$\text{erf}(x) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\mu-x}{\sigma}\right) - 1}, \quad (5.5)$$

wobei μ den \cancel{E}_T -Wert bei einer Effizienz von 50 % angibt und σ die Breite des Anstiegs der Triggereffizienz von 10 % auf 90 % ist. In Abbildung 5.13(a) ist die \cancel{E}_T -Triggereffizienz mit $\mu = 40$ GeV und $\sigma = 20$ GeV skizziert. Für $E_{x,y} < \sigma_{E_{xy}}$ lässt sich die Effizienz des \cancel{E}_T -Triggers nicht durch $\text{erf}(x)$ beschreiben. Der Mittelwert μ sowie die Breite σ

5 Eigenschaften der \cancel{E}_T -Messung auf der ersten Triggerstufe

werden in diesem Fall durch Ablesen bzw. durch Abtasten des Triggereffizienzverlaufs vom niedrigsten bis zum höchsten $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ -Wert ermittelt.

5.3.1 Studie des Zerfallprozesses $W \rightarrow \mu\nu$

Myonen deponieren nur durch Ionisation Energie im Kalorimeter. Daher ist der mittlere Energieverlust von 2 GeV bis 3 GeV vergleichsweise gering. In Abschnitt 5.2.3 ist gezeigt, dass die \cancel{E}_T -Auflösung größer ist als der Energieverlust der Myonen im Kalorimeter. Damit ist der im Kalorimetertrigger bestimmte \cancel{E}_T -Wert für den Zerfall von $W \rightarrow \mu\nu$ in erster Näherung gleich dem transversalen Impuls des W -Bosons. Daher ist die Richtung des Jets in der transversalen Ebene entgegengesetzt der fehlenden transversalen Energie. Daraus folgt, dass der μ -Wert der Triggereffizienz ausschließlich von der Jet-Energieskala abhängt.

Durch die in Abbildung 5.14 gezeigten Unterschiede der Jet-Energieskala des Kalorimetertriggers und der Offline-Rekonstruktion sind die Effizienzkurven zu höheren \cancel{E}_T -Werten verschoben. Die Verschiebung der \cancel{E}_T -Triggereffizienzkurve im Vergleich zu einer idealen Effizienzkurve aufgrund der bekannten Jet-Energieskala kann für $W \rightarrow \mu\nu$ berechnet werden. Dazu ist die Kenntnis der Jet-Energieskala auf der ersten Triggerstufe und der Offline-Rekonstruktion notwendig (siehe Kapitel 7.2). Die Jet-Energieskala des Triggers ist

$$E_T(E_T^{\text{Gen}}) = 0,89E^{\text{Gen}_T} - 3,81 \text{ GeV} \quad (5.6)$$

und für die Offline-Rekonstruktion wird $E_T = 0,89E_T^{\text{Gen}}$ verwendet. Beide Energieskalen sind nicht von η abhängig. Für die Berechnung wird angenommen, dass die Jetrichtung und die Richtung der fehlenden transversalen Energie in der transversalen Ebene entgegengesetzt gerichtet sind. Damit kann für die Berechnung die Jet-Energie gleich dem bestimmten \cancel{E}_T -Wert gesetzt werden. Der Zusammenhang zwischen dem \cancel{E}_T -Wert auf der ersten Stufe und der Offline-Rekonstruktion ist somit

$$\cancel{E}_T^{\text{LVL1}}(\cancel{E}_T^{\text{Reko}}) = 0,89 \cdot \frac{\cancel{E}_T^{\text{Reko}} - b^{\text{Off}}}{x} - 3,81 \text{ GeV} \quad (5.7)$$

Für drei mögliche Triggerschwellen ist das Resultat in Tabelle 5.3 gegeben.

Für die Triggereffizienzkurve mit $\cancel{E}_T = 20 \text{ GeV}$ ist das Resultat des Vergleichs grafisch in Abbildung 5.13(b) gezeigt.

Die Breite σ der Triggereffizienzkurve lässt sich mit Hilfe der bekannten Jet-Energieskala und der Jet-Energieauflösung auf der ersten Triggerstufe nicht bestimmen, da sich die Breite nicht ausschließlich aus den Größen zur Messung der Jet-Energie zusammensetzt.

5.3.2 Studie des Zerfallprozesses $W \rightarrow e\nu$

Wie im vorigen Abschnitt für den Zerfall $W \rightarrow \mu\nu$ gezeigt, verschiebt die nicht ideale Jet-Energieskala die Effizienzkurve. Durch das Elektron im Zerfall $W \rightarrow e\nu$ ist im Gegensatz zum Myon ein Objekt beteiligt, das Energie durch Schauerbildung im Kalorimeter deponiert.

\cancel{E}_T -Triggerschwelle [GeV]	μ [GeV]	Triggereffizienzverlauf σ [GeV]
20	27 ± 3	$29,3 \pm 0,3$
30	38 ± 4	$42,5 \pm 0,3$
40	49 ± 6	$54,6 \pm 0,4$

Tabelle 5.3: Verschiebung der \cancel{E}_T -Triggereffizienz gegenüber einer idealen Effizienzkurve. In der ersten Spalte ist die verwendete Triggerschwelle angegeben. In den Spalten zwei und drei sind die Werte für die berechneten Parameter μ und σ gezeigt.

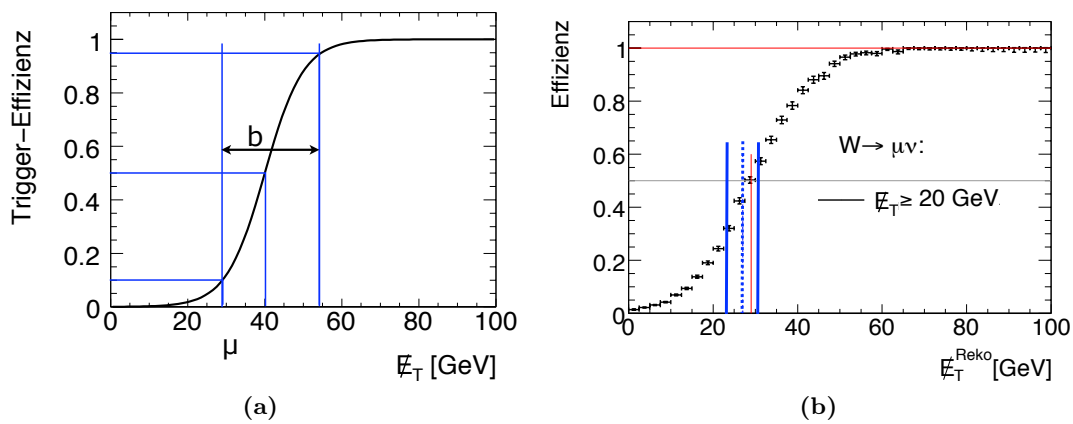


Abbildung 5.13: (a) Darstellung einer idealen Triggereffizienzkurve mit den Parametern μ und b aus Gleichung 5.5. (b) \cancel{E}_T -Triggereffizienz als Funktion des auf der Offline-Rekonstruktion berechneten \cancel{E}_T -Werts.

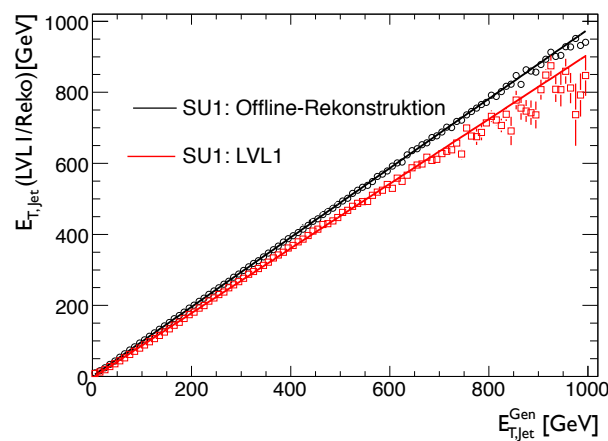


Abbildung 5.14: Vergleich der Jet-Energieskala der ersten Triggerstufe mit der Offline-Rekonstruktion.

Die Studien zeigen, dass in den verwendeten MC-Ereignissen die elektromagnetische Energieskala auf der ersten Triggerstufe relativ zur Offline-Rekonstruktion um 4% zu höheren Energien verschoben ist.

Im Vergleich zur hadronischen Energieskala stimmt die elektromagnetische Energieskala des Kalorimetertriggers mit der der Offline-Rekonstruktion besser überein. Allerdings existiert in den Übergangsbereichen zwischen dem Zentral- und dem Endkappenbereich eine Abweichung von mehr als 4%. Die Anzahl der Ereignisse, bei denen sich das Elektron im Übergangsbereich befindet, ist im Vergleich zu der der Gesamtereignisse vernachlässigbar.

In Abbildung 5.15 ist die Triggereffizienz als Funktion des offline rekonstruierten \cancel{E}_T -Werts für \cancel{E}_T -Triggerschwellen von 20 GeV, 30 GeV und 40 GeV abgebildet. Zudem ist zu sehen, dass die Triggereffizienz bei $\cancel{E}_T = 0$ GeV noch ungefähr 20% beträgt. Dies liegt an der Auflösung von $125\%/\sqrt{\Sigma E_T}$ bei $\Sigma E_T = 157 \pm 93$ GeV für $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse.

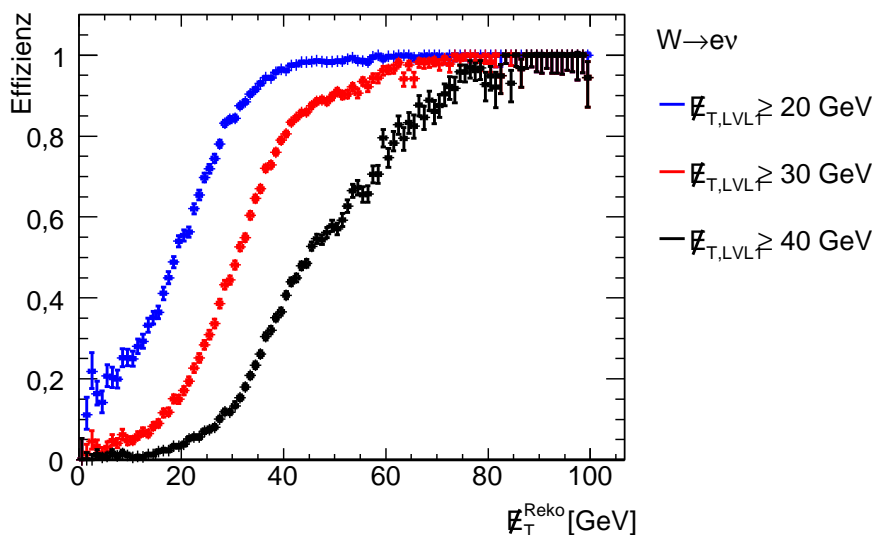


Abbildung 5.15: Triggereffizienzkurve für $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse als Funktion des offline rekonstruierten \cancel{E}_T -Werts für drei verschiedene Triggerschwellen.

Die Struktur in der Effizienzkurve für verschiedene Triggerschwellen wird im Folgenden diskutiert. Das unterschiedliche Verhalten der Triggereffizienzkurven für die verschiedenen \cancel{E}_T -Triggerschwellen ist auf die Eigenschaften der elektromagnetischen und hadronischen Energieskala auf der ersten Triggerstufe zurückzuführen.

Wie in Kapitel 7.3 dargestellt wird, sind die Jet-Energien im Kalorimetertrigger relativ zur Offline-Rekonstruktion zu niedrig bestimmt. Außerdem zeigt sich, dass die Elektronenergieskala im Vergleich zur Offline-Rekonstruktion etwa 4% zu hoch bestimmt ist. Deshalb wird die Substruktur in den \cancel{E}_T -Triggereffizienzen, die am deutlichsten bei $\cancel{E}_T = 40$ GeV auftritt, auf die Eigenschaften der hadronischen und elektromagnetischen Energieskala auf der ersten Triggerstufe zurückgeführt.

Zur Deutung der Substruktur in den Triggereffizienzen wird zunächst der Winkel ϕ in der x - y -Ebene definiert, wie in Abbildung 5.16 dargestellt. In der Abbildung ist der Winkel zwischen der Flugbahn des Neutrinos und des W -Bosons im Laborsystem definiert. In Abbildung 5.16(a) bewegt sich das Neutrino in der transversalen Ebene in

entgegengesetzter Richtung zum Jet, der den Transversalimpuls des W -Bosons ausgleicht. In Abbildung 5.16(b) bewegt sich das Neutrino in der transversalen Ebene in Richtung des Jets. Damit das Neutrino in transversaler Richtung sehr hohe Energie ($E_T > 40$ GeV) aus dem Detektor trägt, muss die Bewegungsrichtung des Neutrinos in der Bewegungsrichtung des zerfallenden W -Bosons liegen. Folglich hat das Elektron bei hohen \cancel{E}_T -Werten im Mittel kleine p_T -Werte und entsprechend bei kleinen \cancel{E}_T -Werten einen hohen p_T -Wert. Weiterhin muss sich das Elektron in Richtung des zerfallenen W -Bosons bewegen, um die Effizienzkurve zu niedrigeren \cancel{E}_T -Werten zu verschieben.

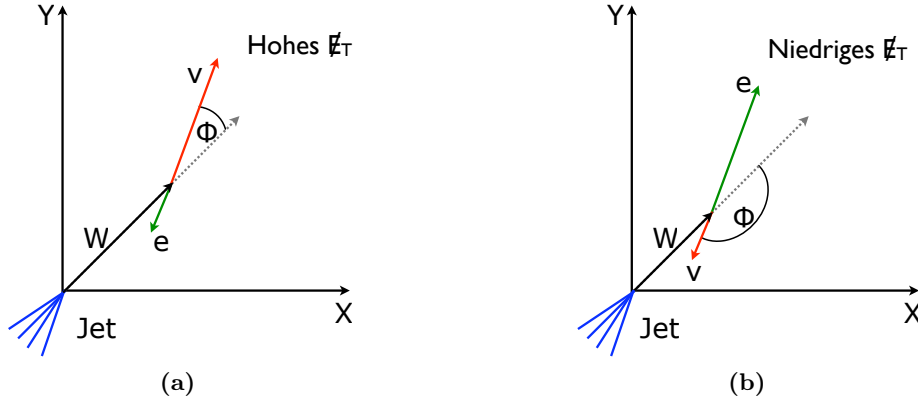


Abbildung 5.16: Mögliche Zerfallstopologie von $W \rightarrow e\nu$ -Ereignissen. Das W -Boson ist durch einen schwarzen Pfeil dargestellt. Das Elektron des $W \rightarrow e\nu$ -Zerfalls ist grün und das Neutrino ist rot dargestellt. Der Transversalimpuls des W -Bosons wird durch den Jet ausgeglichen. (a) Ein möglicher $W \rightarrow e\nu$ -Zerfall mit hohem \cancel{E}_T -Wert. (b) $W \rightarrow e\nu$ -Zerfall mit niedrigem \cancel{E}_T -Wert.

Zur Untermauerung der Schlussfolgerung, dass das Strukturproblem in der Triggereffizienz darauf zurückzuführen ist, dass die Elektron- und Jetenergiskala unterschiedlich sind, werden zunächst die Ereignisse in zwei Klassen unterteilt. Die erste Klasse von Ereignissen erfüllt die Bedingung $\cos \phi \leq 0$ und für die zweite Klasse gilt $\cos \phi > 0$. Die Triggereffizienzen für die beiden Klassen sind exemplarisch in Abbildung 5.17 gezeigt.

Die Abbildung belegt, dass die Triggereffizienzkurven für die beiden Ereignisklassen relativ zueinander in entgegengesetzte Richtungen verschoben sind. Die Triggereffizienzkurve für alle Ereignisse ist eine Zusammensetzung der Triggereffizienzkurven der beiden Klassen. Der resultierende Verlauf kann somit als ein gewichtetes Mittel aus den beiden Effizienzkurven betrachtet werden. Der Gewichtungsfaktor ist dabei die Ereignisanzahl pro Effizienzkurve und Bin.

5.3.3 Studie von $W \rightarrow \tau\nu$ -Ereignissen

Das Verzweigungsverhältnis für die Zerfälle $\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau$ und $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$ beträgt jeweils etwa 18 %. Bei niedrigen \cancel{E}_T -Triggerschwellen wird aufgrund des zusätzlichen Neutrinos im τ -Zerfall die Verschiebung der \cancel{E}_T -Triggereffizienzkurve wie beim $W \rightarrow \mu\nu$ -Zerfall zum Teil kompensiert. Anhand der Ergebnisse aus den Betrachtungen des $\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau$ -Zerfalls ließe sich schließen, dass die \cancel{E}_T -Triggereffizienzkurve wie beim $W \rightarrow e\nu$ -Zerfall

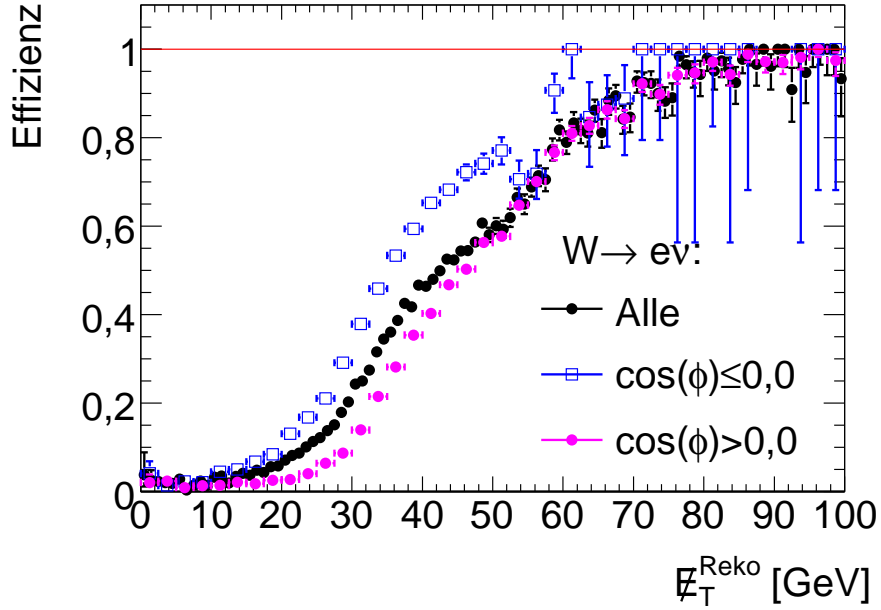


Abbildung 5.17: Funktionaler Verlauf der Triggereffizienzkurve für $\cancel{E}_T = 40$ GeV für $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse.

eine Substruktur im Triggereffizienzverlauf ausbildet, aber durch das zusätzliche Neutrino in diesem Zerfall ist die Substruktur nicht sichtbar. Für hohe Triggerschwellen $\cancel{E}_T \geq 40$ GeV ist der Effizienzverlauf der verschiedenen W -Bosonzerfälle gleich. Die \cancel{E}_T -Triggereffizienzverläufe für die hadronischen τ -Zerfälle entsprechen denen der $W \rightarrow \mu\nu$ -Zerfälle.

5.3.4 Studie von semileptonischen $t\bar{t}$ -Ereignissen

Für die Bestimmung der Triggereffizienzen aus Daten wird, wie im nächsten Kapitel gezeigt, von einem vollständig rekonstruierbaren Zerfall ausgegangen und von dort auf weitere Prozesse mit \cancel{E}_T -Signatur extrapoliert. Ein nächster Schritt ist die Überprüfung der Triggereffizienzen bei gegebener Triggerschwelle. Verglichen werden die Triggereffizienzkurven aus $W \rightarrow l\nu_l$ -Ereignissen mit semileptonischen $t\bar{t}$ -Ereignissen. In Abschnitt 5.2.3 ist gezeigt, dass die Auflösung der semileptonischen $t\bar{t}$ -Ereignisse und $W \rightarrow l\nu_l$ -Ereignisse mit einem Zerfall von $W \rightarrow l\nu_l$ nicht übereinstimmt. Die Abweichung ist exemplarisch für die Prozesse $t\bar{t} \rightarrow bjje\nu_e$ und $t\bar{t} \rightarrow bj j\mu\nu_\mu$ sowie dem $W \rightarrow e\nu$ -Zerfall bei einer Triggerschwelle von $\cancel{E}_T \geq 40$ GeV in Abbildung 5.18(a) gezeigt.

Wie erwartet ist der Effizienzanstieg für $t\bar{t}$ -Zerfälle flacher im Vergleich zu $W \rightarrow e\nu$ - und $W \rightarrow \mu\nu$ -Zerfällen. Dies liegt an der höheren transversalen Energiesumme (ΣE_T) in $t\bar{t}$ -Ereignissen, die etwa 350 GeV beträgt und somit etwa um den Faktor drei höher ist als für $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse. Damit ist auch die \cancel{E}_T -Auflösung für $t\bar{t}$ -Ereignisse schlechter. Durch die schlechte \cancel{E}_T -Auflösung in den $t\bar{t}$ -Ereignissen fällt die Triggereffizienz für offline rekonstruierte \cancel{E}_T -Werte um 0 GeV nicht auf 0 % ab. Wie in Abbildung 5.18(a) gezeigt, liegt die Triggereffizienz für Ereignisse mit $t\bar{t} \rightarrow bjje\nu_e$ bei einem offline rekonstruierten \cancel{E}_T -Wert um 0 GeV bei 20 %. Für $t\bar{t} \rightarrow bj j\mu\nu_\mu$ -Ereignisse ist die

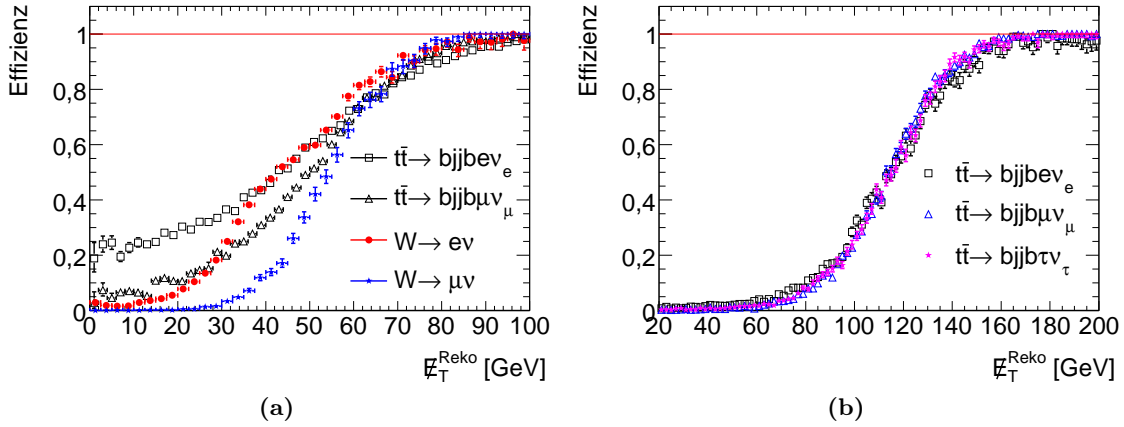


Abbildung 5.18: (a) Vergleich der Triggereffizienzkurven für $W \rightarrow e\nu$ -, $W \rightarrow \mu\nu$ -, $t\bar{t} \rightarrow bjje\nu_e$ - und $t\bar{t} \rightarrow bj\mu\nu_\mu$ -Ereignisse. Für alle Effizienzen gilt: $\cancel{E}_T \geq 40$ GeV. (b) Triggereffizienzkurven für eine Triggerschwelle von $\cancel{E}_T = 90$ GeV für die Prozesse $t\bar{t} \rightarrow bjje\nu_e$, $t\bar{t} \rightarrow bj\mu\nu_\mu$ und $t\bar{t} \rightarrow bj\tau\nu_\tau$.

Triggereffizienz bei niedrigen offline rekonstruierten \cancel{E}_T -Werten nicht 0, jedoch deutlich niedriger als für $t\bar{t} \rightarrow bjje\nu_e$ -Ereignisse.

Bei hohem offline rekonstruierten \cancel{E}_T -Wert hat das Elektron aus den $W \rightarrow e\nu$ -Ereignissen im Vergleich zum Neutrino einen vernachlässigbar kleinen Transversalimpuls (siehe Abschnitt 5.3.2). Darum ist der Unterschied in den Triggereffizienzen für die verschiedenen Endzustände der semileptonischen $t\bar{t}$ -Ereignisse bei höheren Triggerschwellen vernachlässigbar klein. Dies ist in Abbildung 5.18(b) für $t\bar{t} \rightarrow bjje\nu_e$ -, $t\bar{t} \rightarrow bj\mu\nu_\mu$ - oder $t\bar{t} \rightarrow bj\tau\nu_\tau$ -Ereignisse für $\cancel{E}_T \geq 90$ GeV verdeutlicht.

Außerdem ist aufgrund der Jet-Energieskala auf der ersten Triggerstufe der Wert für μ wie erwartet relativ zur idealen Triggereffizienzkurve zu höheren $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ -Werten verschoben.

Als Resultat folgt, dass der Verlauf der Effizienzkurve für die $t\bar{t}$ -Ereignisse wesentlich flacher ist als für $W \rightarrow l\nu_l$ -Zerfälle. Die Triggereffizienzen aus den $W \rightarrow l\nu_l$ -Ereignissen können mit den bekannten Abweichungen in der Energieskala nicht korrekt auf $t\bar{t}$ -Ereignisse übertragen werden, weil die \cancel{E}_T -Auflösung von ΣE_T abhängt und diese in den $t\bar{t}$ -Ereignissen höher ist als in den $W \rightarrow l\nu_l$ -Ereignissen.

5.3.5 Inklusiver Trigger für SUSY-Signaturen

Wie bereits in Abbildung 5.6 gezeigt, ist die relative \cancel{E}_T -Skala im Kalorimetertrigger bei rekonstruierten Werten von $\cancel{E}_T < 150$ GeV eine Funktion des offline rekonstruierten \cancel{E}_T -Werts und auch abhängig vom physikalischen Prozess. Außerdem ist die Auflösung für SUSY-Szenarien mit Multijet-Endzuständen (z.B. SU1, SU3) deutlich schlechter bei hohen ΣE_T -Werten als in Standardmodellprozessen (siehe Abbildung: 5.9(b)). Dadurch ist eine Extrapolation der Effizienzkurve bei gegebener Triggerschwelle nicht möglich.

In Abbildung 5.9(b) und in Tabelle 5.2 ist erkennbar, dass die \cancel{E}_T -Auflösung als Funktion von ΣE_T für das SU2-Szenario mit Standardmodellprozessen vergleichbar ist, jedoch nicht für SUSY-Szenarien, in denen bevorzugt Ereignisse mit Multijet-Endzuständen

erzeugt werden. Der Mittelwert des ΣE_T -Spektrums ist für das SU2-Szenario um etwa einen Faktor drei höher als für $W \rightarrow \mu\nu$ -Ereignisse. Im SUSY-Szenario tragen jedoch hauptsächlich die Multilepton-Endzustände zu den niedrigen \cancel{E}_T -Werten bei, die auch im ΣE_T -Spektrum dominant bei niedrigen ΣE_T -Werte sind. Dadurch ist der \cancel{E}_T -Triggereffizienzverlauf bei gegebener \cancel{E}_T -Triggerschwelle zwischen dem SU2-Szenario und den $W \rightarrow \mu\nu$ -Ereignissen vergleichbar. Dies ist in Abbildung 5.19 für zwei exemplarisch gewählte Triggerschwellen grafisch gezeigt. In Tabelle 5.4 sind die Parameter μ und b für die Anpassung der Gleichung 5.5 an die Triggereffizienzkurven in beiden Abbildungen aus 5.19 angegeben. Der Parameter μ in der Tabelle zeigt eine gute Übereinstimmung für beide Triggerschwellenwerte zwischen den $W \rightarrow \mu\nu$ -Ereignissen und dem SU2-Szenario, jedoch ist die Breite σ in aus den $W \rightarrow \mu\nu$ -Ereignissen um 20% geringer. Eine detaillierte Diskussion zur Extrapolation der \cancel{E}_T -Triggereffizienzen wird in Kapitel 6 behandelt.

Typ	Triggerschwelle [GeV]	μ [GeV]	σ [GeV]
$W \rightarrow \mu\nu$	40	$54,6 \pm 0,4$	$6,3 \pm 0,1$
SU2	40	$54,6 \pm 0,4$	$8,9 \pm 0,2$
$W \rightarrow \mu\nu$	80	$102,7 \pm 0,8$	$8,9 \pm 0,3$
SU2	80	$102,7 \pm 0,7$	$11,1 \pm 0,3$

Tabelle 5.4: Die Parameter μ und σ zur Parametrisierung der Triggereffizienzverläufe in Abbildung 5.19(a)-(b) für die $W \rightarrow \mu\nu$ -Ereignisse und das SU2-Szenario.

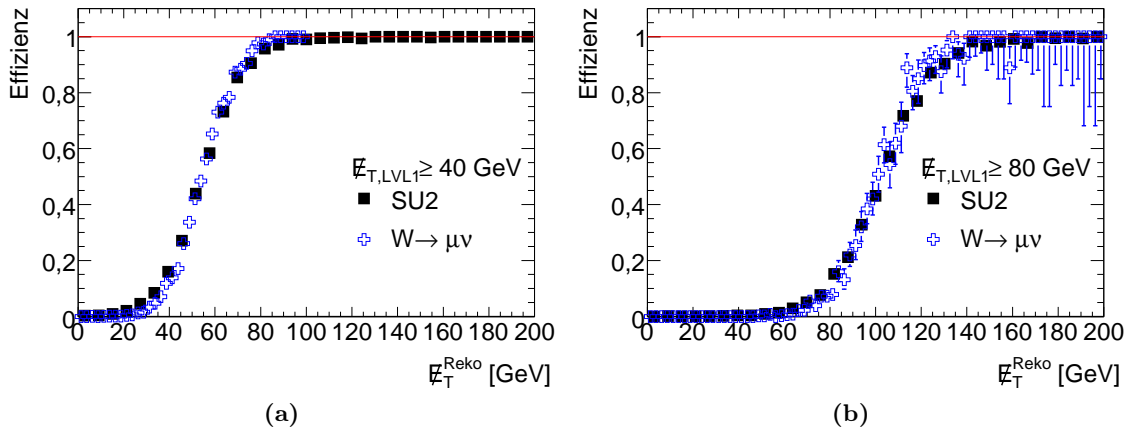


Abbildung 5.19: Vergleich der Triggereffizienzkurven für das SU2-Szenario und $W \rightarrow \mu\nu$ -Ereignisse. (a) Für $\cancel{E}_T = 40$ GeV. (b) Für $\cancel{E}_T = 80$ GeV.

5.4 Inklusive \cancel{E}_T -Triggerraten

Die Trigger-Bandbreite der ersten Triggerstufe hat ein Limit von 100 kHz. Die Verteilung der Bandbreite auf die verschiedenen Triggersignaturen ist entscheidend für die Entdeckung des Higgs-Teilchens und für die Suche nach neuer Physik, wie z.B. SUSY. Die zu erwartende Triggerrate für die \cancel{E}_T -Triggersignatur ist von der Wahl der Triggerschwelle

und der Luminosität der Proton-Proton-Wechselwirkung am Wechselwirkungspunkt abhängig. Die Berechnung der Triggerraten bei bekannten Wirkungsquerschnitten und gegebener Luminosität ist in Kapitel 2 definiert. Bei den hier vorgestellten Triggerraten wird durchgehend eine Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ angenommen³. Bei der Extrapolation der Triggerraten zu höheren Luminositäten werden die überlagerten Ereignisse pro Bunchcrossing nicht mitberücksichtigt.

Die erwarteten \cancel{E}_T -Triggerraten werden mit Hilfe der QCD-Ereignisse abgeschätzt, da diese Ereignisse den mit Abstand größten Beitrag zur Triggerrate auf der ersten Triggerstufe liefern.

Zunächst wird die Methode zur Bestimmung der Triggerraten für die QCD-Ereignisse dargelegt. Wie in Abschnitt 5.1 diskutiert, ist der QCD-Datensatz in verschiedene Jet-Energieintervalle unterteilt. Zudem gibt es einen Datensatz ohne Unterteilung, den MB-Datensatz (siehe Abschnitt 4.1.1). Zuerst wird für jedes Intervall die Triggerrate als Funktion der \cancel{E}_T -Triggerschwelle berechnet. Anschließend werden die Raten für jede Triggerschwelle addiert. Beim Vergleich der berechneten Triggerraten aus den beiden QCD-Datensätzen zeigt sich, dass für $\cancel{E}_T \leq 65 \text{ GeV}$ die Raten aus dem MB-Datensatz höher sind als diejenigen aus den QCD-Ereignissen. Daher werden für $\cancel{E}_T \leq 65 \text{ GeV}$ die Triggerraten des MB-Datensatzes verwendet und für höhere \cancel{E}_T -Werte die aus den QCD-Ereignissen. Die resultierenden \cancel{E}_T -Triggerraten für die QCD-Ereignisse für eine Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ sind in Abbildung 5.20 dargestellt. Zum Vergleich ist der erwartete Beitrag des Standardmodellprozesses $W \rightarrow e\nu$ eingezeichnet, der einen Wirkungsquerschnitt von 17,9 nb besitzt und über den gesamten Bereich um mindestens 3 Größenordnungen geringer ist.

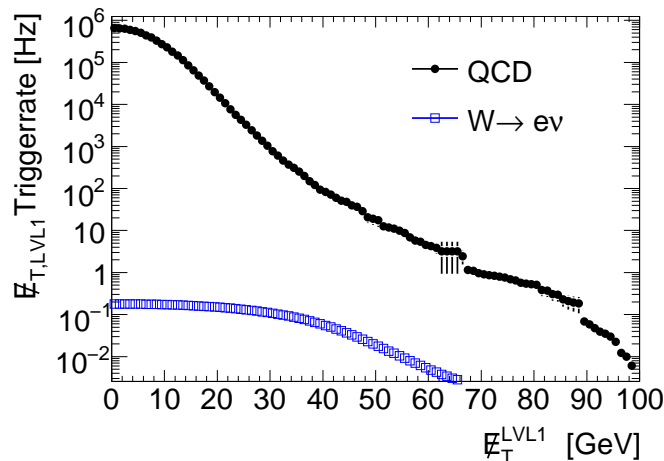


Abbildung 5.20: Inclusive \cancel{E}_T -Triggerraten für Ereignisse aus harten Streuprozessen in pp -Kollisionen als Funktion der \cancel{E}_T -Triggerschwelle. Zudem ist der Beitrag aus $W \rightarrow e\nu$ -Zerfällen zur \cancel{E}_T -Triggerrate dargestellt. Die Triggerraten wurden für eine Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ bestimmt.

Im Triggerratenverlauf in Abbildung 5.20 sind bei etwa $\cancel{E}_T = 65 \text{ GeV}$, $\cancel{E}_T = 88 \text{ GeV}$ und bei $\cancel{E}_T = 96 \text{ GeV}$ Stufen zu erkennen. Die erste Stufe resultiert aus dem Übergang des MB-Datensatzes zu den verwendeten QCD-Ereignissen. Die weiteren Stufen ergeben

³Das ist die LHC-Luminosität, wie sie am Anfang der Experimentierphase erwartet wird.

sich, durch die starke Abnahme der Ereigniszahlen für höhere Triggerschwellen im Jet-Energieintervall. Um die Bildung von Stufen in der Triggerratenbestimmung klein zu halten, werden in jedem Intervall die Bins der \cancel{E}_T -Triggerrschwellen auf 0 gesetzt, die weniger als zwei Einträge pro Bin haben.

In Tabelle 5.5 sind für eine Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ die minimalen \cancel{E}_T -Triggerschwellen für drei verschiedene \cancel{E}_T -Triggerraten bestimmt. Soll die \cancel{E}_T -Triggerrate bei einer Erhöhung der Luminosität konstant bleiben, muss die \cancel{E}_T -Triggerschwelle stark nach oben korrigiert werden. Die minimale \cancel{E}_T -Triggerschwelle in der ersten Zeile der Tabelle ist ohne Skalierungsfaktor nicht für die Design-Luminosität anwendbar, da mit dieser Schwelle die gesamte zur Verfügung stehende Bandbreite auf der ersten Triggerstufe belegt würde. Eine mögliche inklusive \cancel{E}_T -Triggerschwelle, die auch für die Design-Luminosität anwendbar ist, wäre z.B. die Triggerschwelle in der letzten Zeile der Tabelle mit $\cancel{E}_T = 90 \text{ GeV}$.

Triggerrate [Hz]	\cancel{E}_T -Triggerschwelle [GeV]
100	39
10	53
0,9	90

Tabelle 5.5: Auflistung von drei inklusiven \cancel{E}_T -Triggerschwellen bei Vorgabe der maximalen Triggerrate auf der ersten Triggerstufe für eine Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Unsicherheiten, die nicht in Abbildung 5.20 berücksichtigt sind, sind zum einen Myonen aus der kosmische Höhenstrahlung sowie Myonen aus der Wechselwirkung der Protonstrahlhalos mit den Kollimatoren vor dem Experiment. Bei höheren Luminositäten als $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ muss auch die Überlagerung von mehreren pp -Kollisionen in einem Bunchcrossing beachtet werden.

Bei Anwendung der niedrigsten \cancel{E}_T -Triggerschwelle auf $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse passieren nur 10% der Ereignisse den inklusiven \cancel{E}_T -Trigger. Um 50% der $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse mit der ersten Triggerschwelle zu triggern, müsste \cancel{E}_T etwa 34 GeV betragen. Dies hätte eine Triggerrate von 300 Hz zufolge und wäre damit um einen Faktor drei höher, als die geplante Triggerrate für die Triggeroptimierung in Kapitel 8. Damit ist dieser inklusive \cancel{E}_T -Trigger ohne Skalierungsfaktor für die $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse nicht anwendbar. Eine Möglichkeit, das Problem der zu hohen Triggerraten bei sehr niedrigen inklusiven \cancel{E}_T -Triggerschwellen zu beheben und trotzdem sehr effizient die Signalereignisse zu triggern, bieten die exklusiven \cancel{E}_T -Trigger.

5.5 Kombinierte \cancel{E}_T -Triggerraten

Zur Reduktion der hohen \cancel{E}_T -Triggerraten bei niedrigen \cancel{E}_T -Triggerschwellen und bei gleichbleibender Triggereffizienz des betrachteten Physikprozesses wird ausgenutzt, dass mehr als nur eine Signatur im Zerfallsprozess vorhanden ist. Als mögliche zusätzliche Signatur kann z.B. für den $W \rightarrow e\nu$ -Zerfall das Elektron dienen. Wie effizient die Triggerrate reduziert werden kann, ist exemplarisch für die kombinierten Triggersignaturen $\cancel{E}_T + \text{Elektron}$, $\cancel{E}_T + \text{Jet}$ und $\cancel{E}_T + \tau$ in Abbildung 5.21(a) gezeigt. Die Reduktion der

\cancel{E}_T -Triggerrate für die exklusive Triggersignatur \cancel{E}_T mit einem isoliertem Elektron sowie $\cancel{E}_T + \mu$ ist exemplarisch in Abbildung 5.21(b) dargestellt. Beide Abbildungen zeigen die Triggerrate als Funktion der \cancel{E}_T -Triggerschwelle für die exklusive \cancel{E}_T -Triggersignatur. Im Folgenden wird kombinierter Trigger bzw. exklusiver Trigger synonym verwendet.

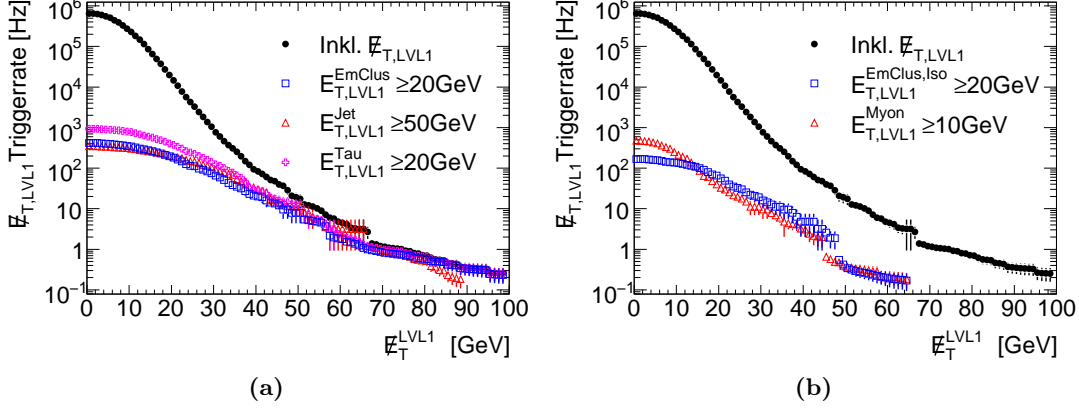


Abbildung 5.21: Exklusive \cancel{E}_T -Triggerrate als Funktion der \cancel{E}_T -Triggerschwelle für eine Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{31} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. (a) Triggerkombination $\cancel{E}_T + \text{Elektron}$, $\cancel{E}_T + \text{Jet}$ und $\cancel{E}_T + \tau$. (b) Triggerkombinationen $\cancel{E}_T + \text{isoliertes Elektron}$ und $\cancel{E}_T + \mu$.

Für $\cancel{E}_T \geq 65 \text{ GeV}$ ist die Reduzierung der Rate gegenüber dem inklusiven \cancel{E}_T -Trigger vernachlässigbar. Dies gilt für alle Kombinationen von $\cancel{E}_T + \text{Elektron}$, $\cancel{E}_T + \text{Jet}$ und $\cancel{E}_T + \tau$. Die Reduzierung der Triggerrate ist für die exklusive Signaturkombination von \cancel{E}_T mit einem isolierten Elektron sowie für \cancel{E}_T und μ am stärksten und besitzt bei $\cancel{E}_T \geq 65 \text{ GeV}$ im Gegensatz zu den exklusiven Triggersignaturen in Abbildung 5.21(a) noch ein hohes Reduktionspotential. Bei den Triggerraten für $\cancel{E}_T + \mu$ ist die Triggerrate mit einem Unsicherheitsfaktor aufgrund der nicht genau vorhersagbaren Wirkungsquerschnitte für $b\bar{b}$ -Produktion [80] behaftet.

5.6 Berechnung von exklusiven \cancel{E}_T -Effizienzen

Durch die Anwendung von exklusiven \cancel{E}_T -Triggersignaturen kann das Verhältnis von Triggerrate zu Signaleffizienz, wie z.B. für das SU1- und SU2-Szenario im vorherigen Abschnitt gezeigt ist, verbessert werden. Durch den exklusiven \cancel{E}_T -Trigger, außer für die Triggersignatur für $\cancel{E}_T + \mu$, wird neben der Erhöhung der Signaleffizienz eine Anreicherung von Signalereignissen mit höherer skalarer transversaler Energiesumme ΣE_T im Kalorimeter bewirkt. Anhand der in Abschnitt 5.3 diskutierten Prozesse wird die Auswirkung der exklusiven \cancel{E}_T -Trigger auf die Triggereffizienz untersucht.

5.6.1 Kombination der \cancel{E}_T - und Myon-Signatur

Die exklusive Triggerkombination $\cancel{E}_T + \mu$ ist die einzige, bei der keine Anreicherung von Ereignissen mit erhöhter Energiedeposition im Kalorimeter auftritt. Der Energieverlust der Myonen im Kalorimeter kann im Vergleich zur gesamten im Kalorimeter deponierten

Energie vernachlässigt werden, da Myonen im Mittel etwa nur 2 GeV bis 3 GeV Energie im Kalorimeter deponieren.

Bei den exklusiven Triggern muss die Offline-Rekonstruktion geändert werden. Die Änderung der Offline-Rekonstruktionsselektion von \cancel{E}_T auf $\cancel{E}_T + \mu$, bei gleicher inklusiver \cancel{E}_T -Triggerschwelle von $\cancel{E}_T = 50$ GeV zeigten die Abbildungen 5.22(a) für semileptonischen $t\bar{t}$ -Ereignisse und Abbildung 5.22(b) für das SU2-Szenario. In der Selektion wird zusätzlich ein Myon mit $E_T > 4$ GeV gefordert. Diese zusätzliche Forderung in der Rekonstruktion erzeugt ein schmaleres Anstiegsverhalten in der exklusiven \cancel{E}_T -Triggereffizienz. In Abbildung 5.22(b) ist innerhalb der Fehler keine Veränderung der Triggereffizienzkurve bei Forderung von mindestens einem Myon in der Rekonstruktion zu erkennen. Dies liegt daran, dass die Zerfälle im SU2-Szenario dominant in Multilepton-Endzustände enden (siehe Abschnitt 1.3.2). Im nächsten Schritt wird untersucht, in wie weit der exklusive Trigger mit der Signaturkombination von $\cancel{E}_T + \mu$ das Anstiegsverhalten gegenüber dem inklusiven \cancel{E}_T -Trigger mit mindestens einem rekonstruierten Myon verändert. Die Effizienz der ersten Triggerstufe für das Myonsystem ist ausführlich in [75] dokumentiert. Unter anderem aufgrund der geringeren $|\eta|$ -Bereichsabdeckung des Myon-Triggersystems im Vergleich zum vollständigen Myonsystem ist die Myon-Triggereffizienz kleiner als 100 %. Die Effizienz des Myon-Triggersystems ist im Zentralbereich ($|\eta| \leq 1,05$) mit etwa 98 % am höchsten. Für den Endkappen-Bereich ($1,05 < |\eta| < 2,4$) beträgt die Effizienz etwa 85 %.

Die Auswirkung der geringeren Effizienz des Myon-Triggers ist exemplarisch anhand von semileptonischen $t\bar{t}$ -Ereignissen in der Abbildung 5.23(a) verdeutlicht. In der Offline-Rekonstruktion ist immer mindestens ein Myon mit $E_T \geq 20$ GeV gefordert. Das daraus resultierende Effizienz-Plateau hängt von der $dN_\mu/d\eta$ -Verteilung des Prozesses ab. Für das SU2-Szenario liegt z.B. das Effizienz-Plateau bei etwa 80 %, wohingegen es für semileptonische $t\bar{t}$ -Ereignisse bei etwa ~ 90 % liegt. Zum Vergleich der exklusiven \cancel{E}_T -Triggereffizienzen sind außerdem die inklusiven \cancel{E}_T -Triggereffizienzen in Abbildung 5.23 eingezeichnet. Das Effizienz-Plateau bei hohen $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ -Werten ist eine Faltung aus den oben erwähnten zwei verschiedenen Myon-Triggereffizienzen. Dies ist in Abbildung 5.23(a) zu erkennen.

Trotz der geringeren Effizienz des Myon-Triggers kann mit Hilfe der Triggersignatur $\cancel{E}_T + \mu$ im Vergleich zum inklusiven \cancel{E}_T eine Steigerung von bis zu 10 % der Triggereffizienz erreicht werden. Dabei sind die Triggerschwellen so gewählt, dass die Triggerrate für den inklusiven und exklusiven \cancel{E}_T -Trigger bei $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 100 Hz beträgt.

Obige Ausführungen sind in Tabelle 5.6 dargestellt. Für den Vergleich wird in jedem Ereignis mindestens ein rekonstruierbares Myon mit $E_T \geq 3,0$ GeV gefordert.

Ereignisklassen	$N_{Exkl.}/N_{Inkl.}$
semileptonische $t\bar{t}$	$1,07 \pm 0,2$
SU2	$1,10 \pm 0,2$

Tabelle 5.6: Relative Effizienzsteigerung für einen exemplarisch gewählten $(\cancel{E}_T + \mu)$ -Trigger, das mindestens ein rekonstruierbares Myon $E_T \geq 3,0$ GeV enthält, gegenüber einem inklusiven \cancel{E}_T -Trigger, für eine \cancel{E}_T -Triggerrate von 100 Hz. Die inklusive \cancel{E}_T -Triggerschwelle ist $\cancel{E}_T = 39$ GeV, die exklusive $(\cancel{E}_T + \mu)$ -Triggerschwellen sind $\cancel{E}_T = 15$ GeV und $E_T^\mu = 10$ GeV.

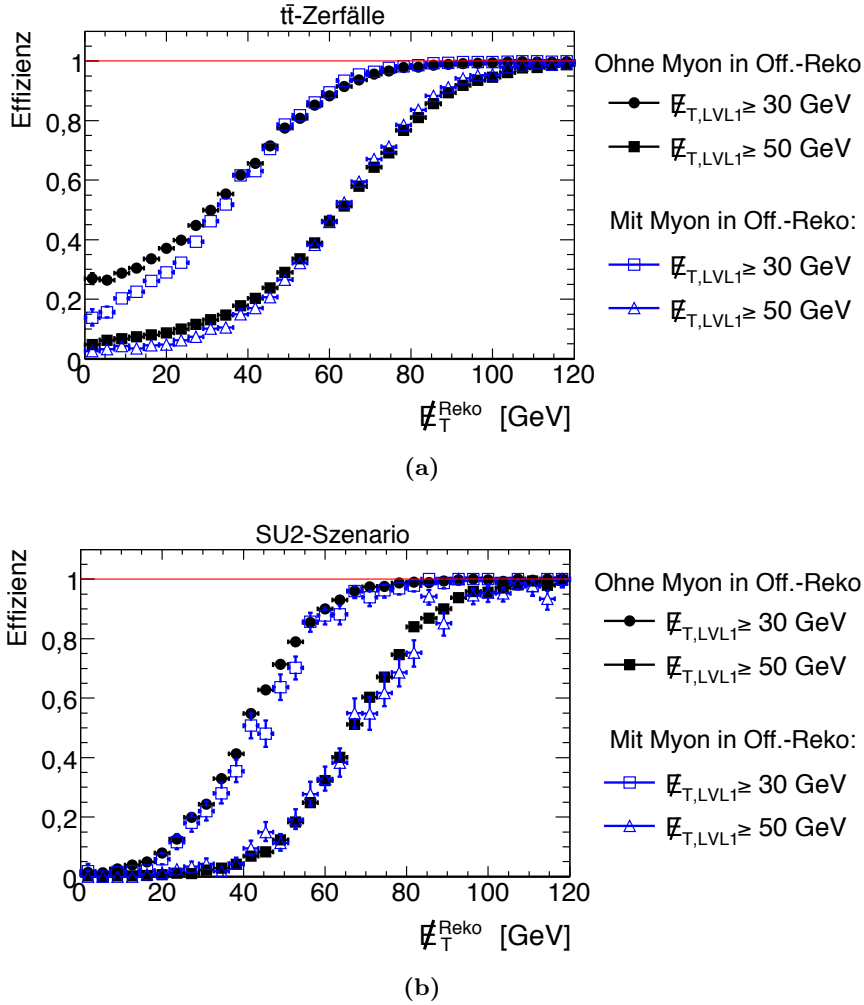


Abbildung 5.22: (a) Vergleich der \cancel{E}_T -Triggereffizienzkurve als Funktion von $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$, mit Myon-Selektion und ohne Myon-Selektion. (b) Vergleich der Verhältnisse der Effizienzen für inklusiven \cancel{E}_T -Trigger mit und ohne Myon-Selektion als Funktion von $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$, für verschiedene \cancel{E}_T -Werte und Myon- E_T -Werte.

Es wird festgehalten, dass das Triggereffizienz-Plateau für den exklusiven Trigger mit der Signaturkombination von $\cancel{E}_T + \mu$ nicht 100 % erreicht und die Höhe des Effizienzwerts für das Triggereffizienz-Plateau von der Kinematik des betrachteten Zerfallsprozesses abhängt. Das Ergebnis zeigt, dass eine Steigerung der Signaleffizienz von bis zu 10 % für den $(\cancel{E}_T + \mu)$ -Trigger gegenüber dem inklusiven \cancel{E}_T -Trigger erreicht wird.

5.6.2 Kombination der \cancel{E}_T - und Elektron/Jet/Tau-Signatur

Wie in Abschnitt 5.5 diskutiert, ist die Triggerkombination von \cancel{E}_T mit lokalen Kalorimeter-Signaturen wie Elektron/Photon, hadronischen Tau-Zerfällen oder Jets geeignet, die \cancel{E}_T -Triggerrate bei gleichzeitiger Steigerung der Signaleffizienz zu reduzieren. Prinzipiell wird durch diese Triggerkombinationen eine Anreicherung von Ereignissen mit höherer im Kalorimeter deponierter Energie bewirkt. Die \cancel{E}_T -Auflösung wird, wie in Abschnitt 5.2.3 diskutiert und in Abbildung 5.9(b) gezeigt ist, zu größeren ΣE_T

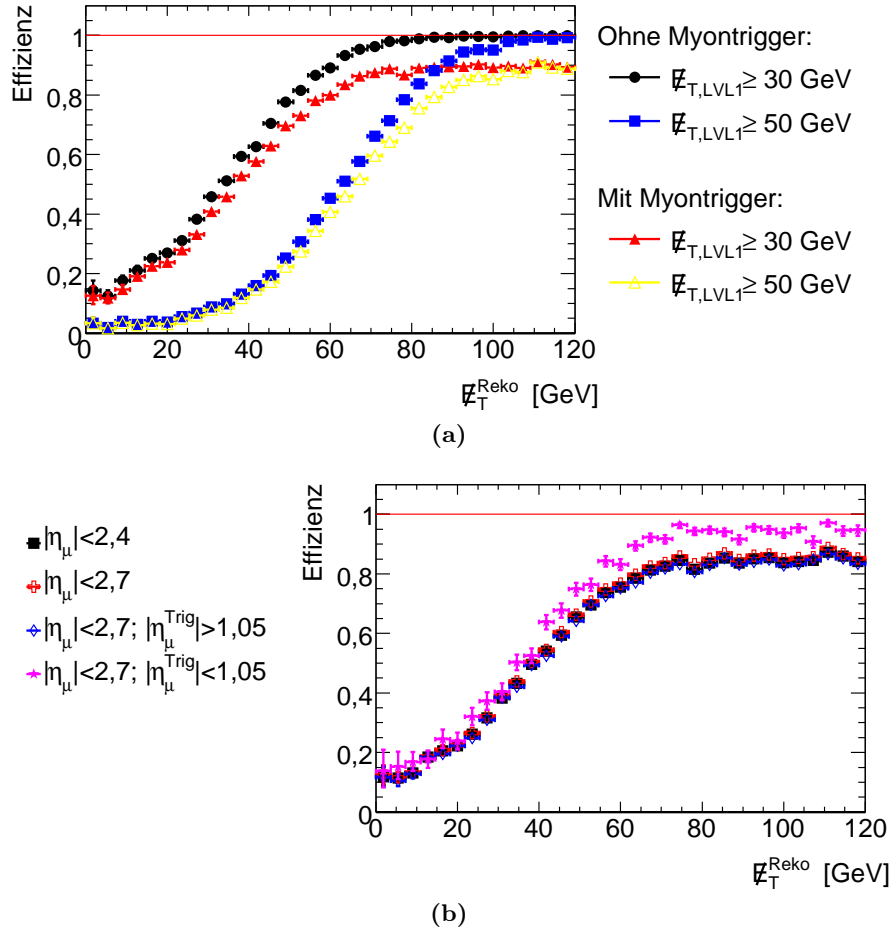


Abbildung 5.23: (a) Gegenüberstellung des inklusiven und exklusiven ($\cancel{E}_T + \mu$)-Triggers für verschiedene \cancel{E}_T -Werte und Myon E_T -Werte. (b) Effizienzkurven für verschiedenen η -Bereiche des offline rekonstruierte Myons.

schlechter. Dadurch wird auch der \cancel{E}_T -Triggereffizienzverlauf abgeflacht. Die zusätzliche Forderung eines Elektrons/Photons, Jets oder Tau-Objekts zur \cancel{E}_T -Signatur auf der Rekonstruktionsebene führt ebenfalls zu einer Abflachung des Triggereffizienzverlaufs. Durch Anwendung der exklusiven \cancel{E}_T -Triggersignatur auf die durch die Rekonstruktion selektierten Ereignisse wird eine zusätzliche Anreicherung von Ereignissen mit höherem ΣE_T im Kalorimeter bewirkt. Durch die Anreicherung erhöht sich die Breite σ des Triggereffizienzanstiegs beim SU3-Szenario um einen Faktor zwei im Vergleich zum inklusiven \cancel{E}_T -Trigger. Für die Triggersignatur von $\cancel{E}_T + \text{Elektron}$ beim SU2-Szenario liegt die Erhöhung von b bei einem Faktor von maximal 1,2.

5.6.3 Triggerrate vs. Signaleffizienz

Im Unterkapitel 5.4 ist diskutiert worden, dass mit Hilfe eines exklusiven \cancel{E}_T -Triggers die Triggerrate im Vergleich zur inklusiven \cancel{E}_T -Triggerrate reduziert werden kann, bei gleichbleibender Signaleffizienz für den betrachteten Zerfallsprozess. Außerdem kann für einen exklusiven Trigger die resultierende Triggereffizienz gegenüber dem inklusiven Trigger durch eine geeignete Wahl der Schwellen verbessert werden. Zur Demonstrati-

on der Stärken eines exklusiven \cancel{E}_T -Trigger, gegenüber einem inklusiven Triggers, ist in Abbildung 5.24 für zwei SUSY-Szenarien (SU1 und SU2) das Verhältnis der Triggerraten zur Signaleffizienz als Funktion der Effizienz dargestellt. Die \cancel{E}_T -Triggerschwellen sind in 1 GeV-Schritten bis $\cancel{E}_T = 100$ GeV variiert worden. Für die exklusiven \cancel{E}_T -Kombinationen werden zusätzlich die $E_{T,Jet}$ - und die $E_{T,Ele}$ -Schwellen in 1 GeV Schritten bis zu $E_T = 50$ GeV variiert, wobei zur jeweiligen Triggerrate die entsprechende Triggerkombination mit der besten Signalsignifikanz dargestellt wird.

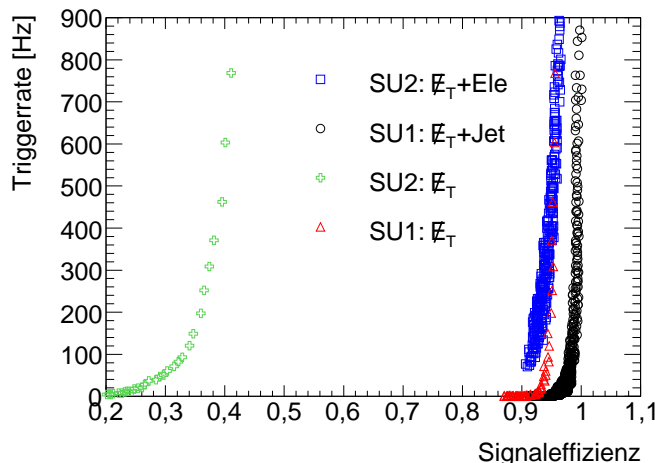


Abbildung 5.24: Die Triggerrate als Funktion der maximal erreichten Signaleffizienz für exklusive und inklusive \cancel{E}_T -Trigger für die SU1- und SU2-Szenarien als Funktion der Signaleffizienz.

Zur Verdeutlichung der Reduktionsstärke bei gleichzeitiger Steigerung der Effizienz für die Standardmodellprozesse sind in Tabelle 5.7 für exklusive \cancel{E}_T -Triggerkombinationen die möglichen Fälle aufgezeigt, die die Rate auf 100 Hz bei $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ reduzieren. Die in der Tabelle angegebenen exklusiven \cancel{E}_T -Trigger sind möglicherweise nicht die optimale Kombination zur Selektion der Prozesse, da die Rekonstruierbarkeit der getriggerten Ereignisse nicht mitberücksichtigt ist. Weiterhin ist angegeben, welche exklusiven \cancel{E}_T -Triggersignaturen auf welchen Standardmodellprozess angewendet wurden und um wieviel die Signaleffizienz gegenüber dem inklusiven \cancel{E}_T -Trigger bei einer Rate von 100 Hz steigt. Die Steigerung wird durch das Verhältnis $N_{Exkl.}/N_{Inkl.}$ angegeben. Dabei gibt $N_{Exkl.}$ an, wieviele Ereignisse mit Hilfe der angegebenen exklusiven Triggersignatur selektiert werden und $N_{Inkl.}$ gibt die Anzahl der selektierten Ereignisse für den inklusiven Trigger an.

Als Resultat folgt, dass mit Hilfe der exklusiven \cancel{E}_T -Triggersignaturen eine deutliche Steigerung der Signalereignisse im Vergleich zum inklusiven \cancel{E}_T -Trigger erreicht wird. Für $N_{Exkl.}/N_{Inkl.}$ wird, abhängig vom Prozess, ein Wert von bis zu 3,77 erreicht. Dabei wird die Triggerrate konstant auf 100 Hz gehalten.

5.7 Kapitelzusammenfassung

In diesem Kapitel wurden zunächst die wichtigsten Eigenschaften der \cancel{E}_T -Signatur auf der ersten Triggerstufe vorgestellt und diskutiert: Die Energieskala, die Auflösung, die Effizienz und die Triggerrate.

5 Eigenschaften der \cancel{E}_T -Messung auf der ersten Triggerstufe

Kombination	Triggerschwellen		Standardmodell- Prozess	$N_{Exkl.}/N_{Inkl.}$
	\cancel{E}_T [GeV]	[GeV]		
\cancel{E}_T + Elektron	26	20	$W \rightarrow e\nu$	$1,85 \pm 0,1$
\cancel{E}_T + isol. Elektron	–	20	$W \rightarrow e\nu$	$2,2 \pm 0,1$
\cancel{E}_T + Jet	27	50	$t\bar{t} \rightarrow jjbb\nu$	$1,1 \pm 0,1$
\cancel{E}_T + τ	30	25	$W \rightarrow \tau\nu$	$1,3 \pm 0,1$
\cancel{E}_T + μ	15	10	$W \rightarrow \mu\nu$	$3,8 \pm 0,1$

Tabelle 5.7: Auflistung der aufgelisteten exklusiven \cancel{E}_T -Triggerkombinationen auf der ersten Triggerstufe. Die resultierende Triggerrate auf der ersten Triggerstufe beträgt 100 Hz bei $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{31} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Die Triggerschwelle für einen inklusiven \cancel{E}_T -Trigger bei 100 Hz ist $\cancel{E}_T = 39 \text{GeV}$. Die angegebenen Fehler sind pessimistisch abgeschätzt worden.

Dabei ergaben die Studien, dass die \cancel{E}_T -Auflösung eine Funktion der transversalen Energiesumme im Kalorimeter ist. Zudem ist die \cancel{E}_T -Auflösung für die SUSY-Szenarien aufgrund der Jetenergie-Auflösung auf der ersten Triggerstufe schlechter als für die Standardmodellprozesse. Des Weiteren ist festgestellt worden, dass die \cancel{E}_T -Triggereffizienzen eine Substruktur besitzen können, die für $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse bei einer Triggerschwelle von $\cancel{E}_T = 40 \text{GeV}$ deutlich sichtbar ist. Somit ist die Triggereffizienz generell topologieabhängig. Im Anschluss an die Diskussion der Effizienz für verschiedene Standardmodellprozesse und SUSY-Szenarien lag der Fokus auf die erwartete Triggerrate bei gegebener Luminosität. Es wurde diskutiert, wie die Triggerrate durch exklusive \cancel{E}_T -Trigger gegenüber den inklusiven Triggern reduziert, und gleichzeitig die Signaleffizienz für einen betrachteten Prozess erhöht wird.

6 Effizienzbestimmung des $\cancel{E}_T^{\text{LVL1}}$ -Kalorimetertriggers

Das Ansprechverhalten des gesamten Detektors hat Einfluss auf die \cancel{E}_T -Signatur. Daraus folgt, dass die Triggereffizienz für diese Signatur nicht mit den gleichen Methoden wie z.B. für Jets oder Elektronen bestimmt werden kann. Das Ziel ist es, mit Hilfe der \cancel{E}_T -Triggereffizienz den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\cancel{E}_T$ zu korrigieren. Dieser Schritt muss für jedes beobachtete Ereignis ($dN/d\cancel{E}_T$) mit einer bestimmten \cancel{E}_T -Selektion in der Offline-Rekonstruktion durchgeführt werden.

In diesem Kapitel werden Methoden vorgestellt und diskutiert, die zur Bestimmung der \cancel{E}_T -Triggereffizienzen angewendet werden können. Diese Methoden basieren auf der Rekonstruktion von lokalen Objekten, wie z.B. Elektronen und Myonen. Mit Hilfe der rekonstruierten Objekte wird eine Stichprobe generiert, mit der sich die \cancel{E}_T -Triggereffizienz bestimmen lässt. Nach der Vorstellung von möglichen Methoden zur Bestimmung der Triggereffizienzen anhand von Pseudo-Daten wird untersucht, wie die bestimmten Effizienzen auf andere SM-Prozesse mit Neutrinos im Endzustand oder auf SUSY-Szenarien übertragen werden können.

Soweit nicht anders erwähnt, wird die rekonstruierte fehlende transversale Energie ausschließlich anhand der Kalorimeterzellen-Information bestimmt. Für den Kalorimetertrigger bzw. für die erste Triggerstufe wird die Kurzform Trigger verwendet.

6.1 Methoden zur Bestimmung der Effizienz

Die Definition für die \cancel{E}_T -Triggereffizienz ist in Kapitel 5.3 gegeben. Für die Bestimmung der Triggereffizienz werden SM-Prozesse benötigt, die vollständig rekonstruierbar sind. Ereignisse mit einem Zerfall von $Z \rightarrow l^+l^-$ erfüllen das obige Kriterium und geben die Möglichkeit einer Überprüfung der \cancel{E}_T -Effizienz mit zwei unterschiedlichen Subdetektoren. Hierbei werden nur Z -Zerfälle betrachtet, die in zwei Myonen oder ein Elektron-Positron-Paar zerfallen. Die verwendeten MC-Datensätze sind in Abschnitt 4.1.1 beschrieben. Die Methoden zur Extrahierung der $\cancel{E}_T^{\text{LVL1}}$ -Triggereffizienz lassen sich in zwei Klassen unterteilen:

- Rekonstruktion des transversalen Impulses p_T^Z vom Z -Boson aus den beiden Leptonen. Diese Methode wird die Zwei-Lepton-Methode genannt.
- In der zweiten Methode wird aus einem vollständig rekonstruierten $Z \rightarrow e^+e^-$ -Zerfall die transversale Energie von einem der beiden Elektronen vom Energiefluss im Ereignis subtrahiert und als Vergleichswert verwendet. Diese Methode wird Ein-Elektron-Methode genannt.

Die vollständig rekonstruierten Z -Zerfälle werden jeweils über den Myon- oder den Elektrontrigger der ersten Triggerstufe selektiert. Bei genauer Betrachtung der Gleichung 6.1 für die Triggereffizienzen kürzen sich die Terme für den Myon/Elektrontrigger heraus,

6 Effizienzbestimmung des $\cancel{E}_T^{\text{LVL1}}$ -Kalorimetertriggers

sodass die $\cancel{E}_T^{\text{LVL1}}$ -Triggereffizienzen direkt aus den Triggereffizienzkurven für eine gegebene $\cancel{E}_T^{\text{LVL1}}$ -Triggerschwelle abgelesen werden können.

$$\varepsilon_{\mathcal{H}_T} = \frac{N_A}{N} \cdot \varepsilon_{L1, Ele} = \frac{N_A \cdot \varepsilon_{L1, Ele}}{N_{Gen} \cdot \varepsilon_{Reko} \cdot \varepsilon_{L1, Ele}} = \frac{N_A}{N_{Gen} \cdot \varepsilon_{Reko}} \quad (6.1)$$

Im Folgenden werden die Triggereffizienzen, die mit Hilfe der Methoden in diesem Abschnitt bestimmt werden, als Triggereffizienzen aus Pseudo-Daten bezeichnet. Triggereffizienzen, die mit MC-Informationen bestimmt werden, heißen Triggereffizienzen aus MC-Ereignissen.

6.1.1 Zwei-Lepton-Methode ($\mu^+\mu^-$, e^+e^-)

Bei der Zwei-Lepton-Methode ist der Ansatz, dass der transversale Impuls p_T^Z des Z -Bosons durch die beiden Leptonen aus dem Zerfall vollständig rekonstruiert wird. Der rekonstruierte Impuls p_T^Z wird dann als Vergleichsgröße für die \cancel{E}_T -Signatur herangezogen, nachdem die Energie der Elektronen aus dem Ereignis abgezogen wird.

Bei dem Vergleich der Werte des transversalen Impulses p_T^Z mit denen der transversalen fehlenden Energie $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ wird angenommen, dass der mittlere Energieverlust der beiden Myonen im Kalorimeter von 2-3 GeV gegenüber der \cancel{E}_T -Auflösung des Kalorimetertriggers vernachlässigt werden kann [57].

Triggereffizienzbestimmung mit dem Zerfall $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$

Für die \cancel{E}_T -Triggereffizienzbestimmung aus $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ wird verlangt, dass das Z -Boson durch zwei rekonstruierbare Myonen mit $p_T \geq 6 \text{ GeV}/c$ und unterschiedlichem Vorzeichen rekonstruiert wird. Zudem muss die invariante Masse $m_{\mu^+\mu^-}$ der beiden Myonen im Bereich von $70 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\mu^+\mu^-} \leq 110 \text{ GeV}/c^2$ liegen. Weiterhin muss das Ereignis durch den Myontrigger mit einer Triggerschwelle von $E_T \geq 6 \text{ GeV}$ selektiert werden.

Zur Bestimmung der \cancel{E}_T -Triggereffizienz wird zunächst gezeigt, dass der rekonstruierte transversale Impuls p_T^Z des Z -Bosons und die rekonstruierte fehlende transversale Energie $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ aus dem Ereignis übereinstimmen.

In Abbildung 6.1(a) ist der Vergleich des Impulsspektrums mit dem rekonstruierten \cancel{E}_T -Spektrum gezeigt. Das \cancel{E}_T -Spektrum ist aufgrund der \cancel{E}_T -Auflösung von $\sigma_{E_{x,y}}/\sqrt{\Sigma E_T} = 0,57 \sqrt{\Sigma E_T}$ und des nicht korrigierten Energieverlusts der Myonen im Kalorimeter weicher als das transversale Impulsspektrum des Z -Bosons. Der Impuls p_T^Z und die rekonstruierte \cancel{E}_T -Werte haben einen linearen Zusammenhang, wie in Abbildung 6.1(b) dargestellt ist. Dies wird durch die Anpassung einer linearen Funktion im Impulsbereich von $35 \text{ GeV}/c$ bis $150 \text{ GeV}/c$ hervorgehoben. Für kleinere Impulse des Z -Bosons wird ein Polynom 2. Grades gewählt, um den Einfluss der \cancel{E}_T -Auflösung bei niedrigen \cancel{E}_T -Werten zu berücksichtigen. Somit ist die Funktion

$$f^{Z \rightarrow \mu^+\mu^-}(p_T^Z) = \begin{cases} p_0 + p_1 \cdot p_T^Z & 35 \text{ GeV}/c \leq p_T^Z \leq 150 \text{ GeV}/c \\ p_0 + p_1 \cdot p_T^Z + p_2 \cdot (p_T^Z)^2 & 0 \text{ GeV}/c \leq p_T^Z \leq 35 \text{ GeV}/c \end{cases} \quad (6.2)$$

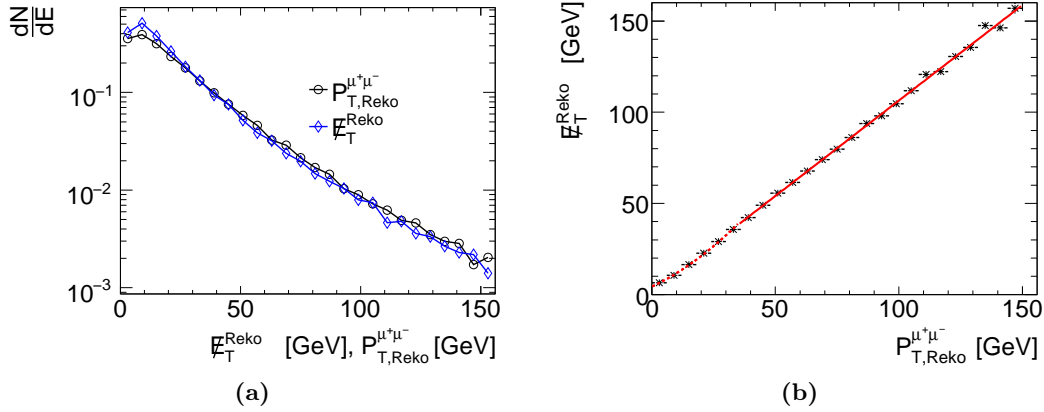


Abbildung 6.1: (a) Das transversale Impulsspektrum der beiden offline rekonstruierten Myonen p_T^Z , sowie das E_T^{Reko} -Spektrum vom Z -Bosons aus $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignissen. (b) Korrelation zwischen dem rekonstruierten transversalen Impuls des Z -Bosons p_T^Z und der transversalen fehlenden Energie in der Offline-Rekonstruktion E_T^{Reko} . Das Ergebnis der linearen Regression ist durch eine Linie eingezeichnet.

p_T^Z -Bereich GeV/c	Parameter		
	p_0 [GeV]	p_1 [c]	p_2 [c ² / GeV]
0-35	$4,32 \pm 0,08$	$0,64 \pm 0,01$	$0,009 \pm 0,001$
35-155	$1,72 \pm 0,35$	$1,047 \pm 0,006$	—

Tabelle 6.1: Werte der angepassten Parameter für Gleichung 6.2 an die Datenpunkte aus Abbildung 6.1(b).

an die Datenpunkte angepasst. Die Werte der Parameter sind in Tabelle 6.1 aufgelistet. Für kleine p_T^Z -Werte in Abbildung 6.1(b) konvergiert der E_T^{Reko} -Wert gegen 5 GeV. Wird berücksichtigt, dass das ΣE_T -Spektrum im Mittel etwa 100 GeV beträgt, (siehe Abbildung 5.11), ergibt sich ein Offset beim E_T^{Reko} -Wert, da die E_T -Auflösung bei dem gegebenen ΣE_T -Werte etwa 5,7 GeV beträgt. Dieser E_T -Wert stimmt innerhalb eines Fehlerbereichs σ mit dem der Anpassung überein. Somit kann die Abweichung bei kleinen p_T^Z -Werten durch die E_T -Auflösung erklärt werden.

Als nächstes werden die E_T -Triggereffizienzen verglichen. Zur Beschreibung der Effizienzkurve wird der Mittelwert μ und die Breite σ aus Abbildung 5.13 verwendet. In Abbildung 6.2(a) sind E_T -Effizienzen als Funktion der offline rekonstruierten fehlenden Energie E_T^{Reko} und des rekonstruierten transversalen Impulses des Z -Bosons p_T^Z exemplarisch für zwei Triggerschwellen von $E_T = 20$ GeV und $E_T = 50$ GeV gegenübergestellt. Dabei ist der transversale Impuls p_T^Z mit Hilfe von Gleichung 6.2 auf die äquivalenten E_T -Werte abgebildet worden.

Innerhalb der Fehler stimmen die gezeigten Triggereffizienzkurven für beide Triggerschwellen überein. In den Abbildungen 6.2(b) und 6.2(c) ist die Übereinstimmung der Parameter μ und σ zwischen den MC-Ereignissen und den Pseudo-Daten als Funktion der E_T -Triggerschwellen gezeigt. Die Abweichung des Mittelwerts μ der Triggereffizienz für die MC-Ereignisse und die Pseudo-Daten liegt unterhalb von 1%. Für den Parame-

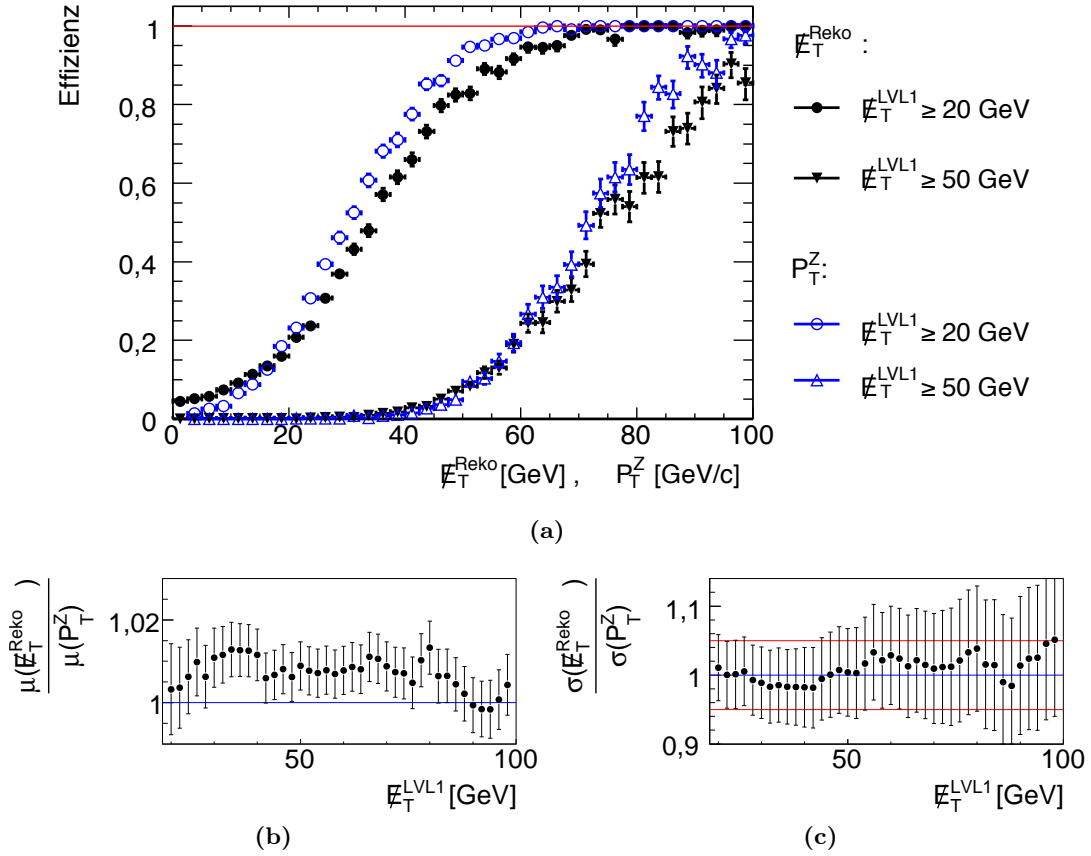


Abbildung 6.2: (a) Vergleich der \cancel{E}_T -Triggereffizienzen für Ereignisse mit $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Zerfällen mit und ohne Myonselektion in der Offline-Rekonstruktion. (b) Verhältnis des Mittelwerts μ der Effizienzkurve für $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse als Funktion der \cancel{E}_T -Triggerschwelle. (c) Verhältnis der Breite σ der Effizienzkurve für $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse als Funktion der \cancel{E}_T -Kalorimetertriggerschwelle.

ter σ beträgt die Abweichung für Triggerschwellen von $\cancel{E}_T \leq 50$ GeV weniger als 2% und für $\cancel{E}_T \leq 90$ GeV unterhalb von 5%.

Das Ergebnis zeigt, dass mit Hilfe von $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen die Triggereffizienz aus den Pseudo-Daten ermittelt werden kann.

Triggereffizienzbestimmung mit dem Zerfall von $Z \rightarrow e^+e^-$

Zur Verwendung des rekonstruierten transversalen Impulses des Z -Bosons aus dem Zerfall $Z \rightarrow e^+e^-$ zur Triggereffizienzbestimmung muss die fehlende transversale Energie \cancel{E}_T aus dem Ereignis sowohl in der Offline-Rekonstruktion wie auch auf der ersten Triggerstufe modifiziert werden. Die Methode zur Modifikation der \cancel{E}_T -Werte wird nach der Definition der verwendeten Offline-Selektionskriterien beschrieben.

Die Selektionskriterien für Ereignisse mit einem vollständig rekonstruierten $Z \rightarrow e^+e^-$ -Zerfall sind wie folgt:

- Beide offline rekonstruierten Elektronen müssen ein unterschiedliches Ladungsvorzeichen besitzen und das Qualitätskriterium „tight“ (siehe Abschnitt 4.4.1) erfüllen.
- Beide offline rekonstruierten Elektronen müssen jeweils einem durch den Kalorimetertrigger selektierten elektromagnetischen Cluster zugeordnet werden. Bei der Zuordnung darf der maximale Abstand in der $\eta \times \phi$ -Ebene den Wert von $\Delta R = 0,1$ nicht überschreiten.
- Einer der selektierten elektromagnetischen Cluster muss die Triggerschwelle von $E_T = 5 \text{ GeV}$ passieren.
- Die offline rekonstruierte invariante Masse $m_{e^+e^-}$ muss im Bereich von $70 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{e^+e^-} \leq 110 \text{ GeV}/c^2$ liegen.

Erfüllt ein Ereignis die obigen Selektionskriterien, wird im nächsten Schritt die transversale Energie der offline rekonstruierten Elektronen, bzw. der elektromagnetischen Cluster auf dem Kalorimetertrigger vektoriell von der fehlenden transversalen Energie subtrahiert.

Für eine korrekte Berechnung des modifizierten \cancel{E}_T -Werts auf dem Kalorimetertrigger müssten in der Simulation die Energiewerte für die Trigger-Tower, die die beiden elektromagnetischen Cluster bilden, auf Null gesetzt werden. Im Anschluss müsste die fehlende Energie anhand der Triggersimulation mit den modifizierten Energiewerten der Trigger-Tower bestimmt werden. Da die elektromagnetischen Cluster-Energien deutlich kleiner sind als die Saturierungswerte eines Trigger-Towers von 255 GeV und die zu modifizierenden Cluster-Energien deutlich geringer sind als der maximal darstellbare ΣE_T -Wert von $\Sigma E_T = 4095 \text{ GeV}$, werden in der Simulation die Energiewerte der beide elektromagnetischen Cluster ohne eine weitere Triggersimulation vektoriell von dem \cancel{E}_T -Wert des Triggers subtrahiert, um die benötigte Simulationszeit deutlich zu reduzieren.

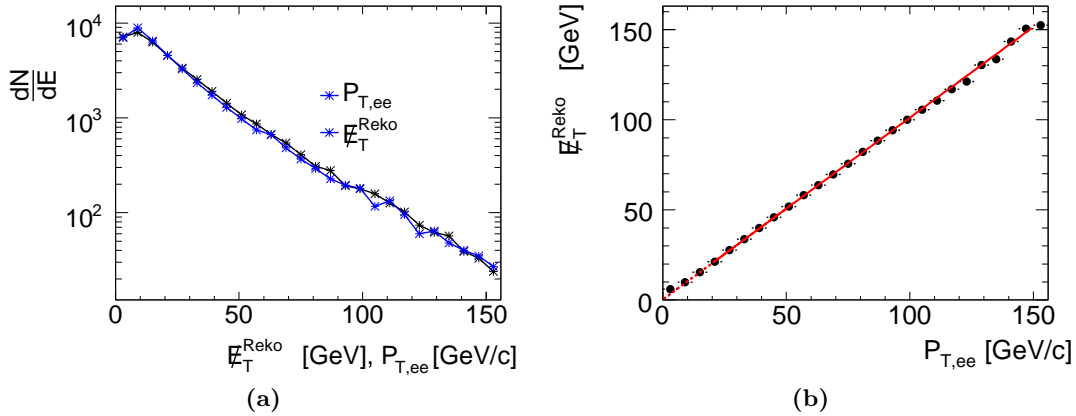


Abbildung 6.3: (a) Das rekonstruierte transversale Impulsspektrum der beiden Elektronen sowie die modifizierte fehlende transversale Energie $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ für Ereignisse mit einem vollständig rekonstruierten $Z \rightarrow e^+e^-$ -Zerfall. (b): Korrelation zwischen dem rekonstruierten transversalen Impuls des Z -Bosons und dem modifizierten \cancel{E}_T in der Offline-Rekonstruktion.

Der Vergleich des rekonstruierten p_T^Z -Spektrums für Ereignisse mit einem vollständig rekonstruierten $Z \rightarrow e^+e^-$ -Zerfall mit dem modifizierten \cancel{E}_T -Spektrum ist in Abbildung 6.3(a) gezeigt. Die Spektren zeigen eine Übereinstimmung im gesamten dargestellten

Energiebereich. Dies wird durch eine lineare Regression an die Korrelation zwischen dem modifizierten \cancel{E}_T in der Offline-Rekonstruktion und dem offline rekonstruierten Impuls p_T^Z in Abbildung 6.3(b) belegt. Die lineare Regression wurde im Bereich von $20 \text{ GeV}/c \leq p_{T,e^+e^-}^{\text{Off}} \leq 150 \text{ GeV}/c$ durchgeführt und ergibt:

$$f^{Z \rightarrow e^+e^-}(p_T^Z) = (1,004 \pm 0,003)c \cdot p_T^Z - (0,64 \pm 0,014) \text{ GeV} \quad (6.3)$$

Mit Hilfe dieser Gleichung lässt sich die lineare Beziehung zwischen dem Impuls p_T^Z und der fehlenden transversalen Energie $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ in Abbildung 6.3 beschreiben.

Vergleich der Triggereffizienzbestimmung von $Z \rightarrow e^+e^-$ und $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen

Die bestimmten Parameter μ und σ zur Beschreibung der \cancel{E}_T -Triggereffizienzen sollten bei gegebener Triggerschwelle für die Ereignisse mit mindestens einem $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ bzw. einem $Z \rightarrow e^+e^-$ -Zerfall gleich sein. Dies gilt jedoch nur, wenn jeweils die Energieskalen der elektromagnetischen Energie und der Myon-Energie relativ zur Offline-Rekonstruktion gleich sind. Aus Abbildung 6.4(b) ist ersichtlich, dass die elektromagnetische Energieskala im Gegensatz zur Myon-Energieskala im Mittel um 4% relativ zur Offline-Rekonstruktion zu höheren Energien verschoben ist. Als Folge daraus ist der Parameter μ für die $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse um etwa 4% relativ zu den $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen verschoben. In Abbildung 6.4(a) ist dieses exemplarisch für zwei \cancel{E}_T -Triggerschwellen dargestellt.

In den beiden Abbildungen 6.4(b) und 6.4(c) sind die Abweichungen zwischen den Triggereffizienzen aus den $Z \rightarrow e^+e^-$ - und $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Zerfällen als Funktion der \cancel{E}_T -Triggerschwelle dargestellt. In Abbildung 6.4(b) ist gezeigt, dass der Mittelwert für die $Z \rightarrow e^+e^-$ -Zerfälle zwischen 2,5% und 5,5% über den Mittelwert der $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse liegt.

In Abhängigkeit der \cancel{E}_T -Triggerschwelle ist der Parameter σ für die $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse etwa 5% höher als für die $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse, wie in Abbildung 6.4(c) zu sehen ist. Dies resultiert aus den Überlegungen zu den exklusiven \cancel{E}_T -Triggern in Unterkapitel 5.5 und wird durch die Simulation bestätigt.

Die Abweichung der elektromagnetischen Energieskalen auf der ersten Triggerstufe der Offline-Rekonstruktion hat einen direkten Einfluss auf die Verschiebung der \cancel{E}_T -Triggereffizienzen für $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse relativ zu $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse, somit existiert ein Werkzeug zur Überprüfung der Konsistenz der gemessenen \cancel{E}_T -Energieskala durch zwei verschiedene Subdetektorsysteme im ATLAS-Experiment.

6.1.2 Ein-Elektron-Methode

Zur Bestimmung der Triggereffizienz von $W \rightarrow e\nu$ -Zerfällen mit Hilfe von $Z \rightarrow e^+e^-$ -Zerfällen muss die Zwei-Lepton-Methode modifiziert werden. Dies ist aufgrund des Unterschiedes in der elektromagnetischen und hadronischen Energieskala auf dem Kalorimetertrigger notwendig, wie in Kapitel 5.3.1 dargestellt wurde. Bei der Ein-Elektron-Methode wird deshalb nicht die transversale Energie beider Elektronen vektoriell vom gemessenen Energiefluss abgezogen, sondern nur für eines der beiden Elektronen. Somit

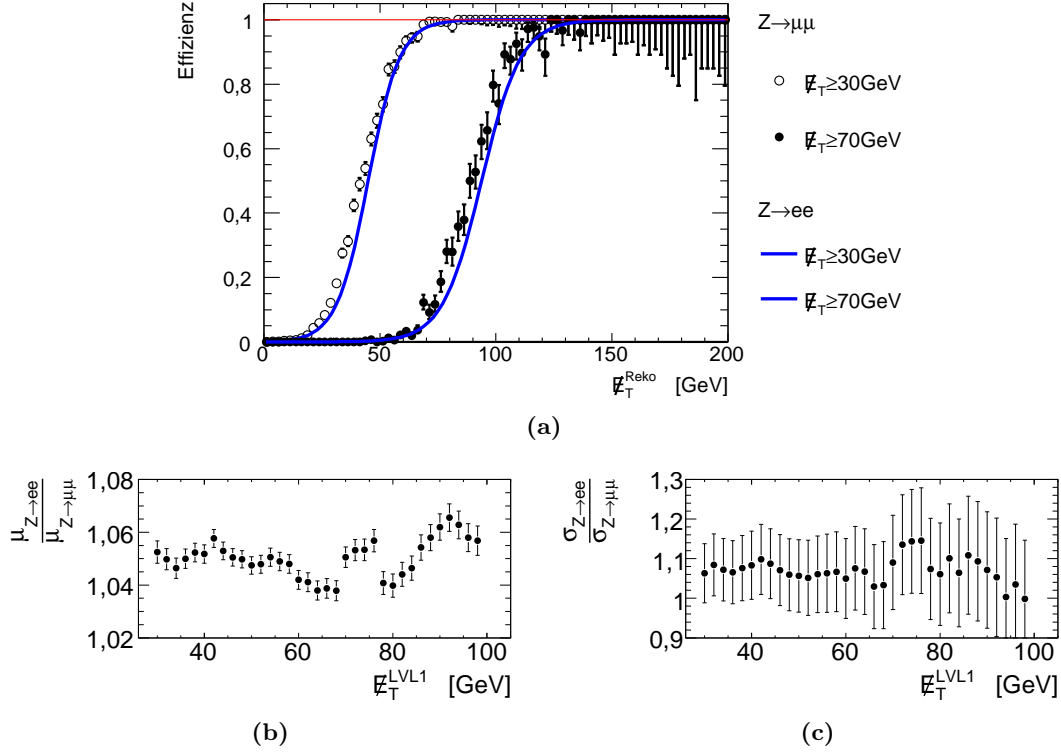


Abbildung 6.4: (a) $\cancel{E}_T^{\text{LVL1}}$ -Triggereffizienzkurve für zwei \cancel{E}_T -Triggerschwellen als Funktion der offline rekonstruierten \cancel{E}_T für $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse und für $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse. (b) Das Verhältnis der Mittelwerte μ von $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ mit $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignissen als Funktion der \cancel{E}_T -Triggerschwelle. (c) Das Verhältnis der Breite σ von $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ mit $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignissen als Funktion der \cancel{E}_T -Triggerschwelle.

kann jedes vollständig rekonstruierte Ereignis zweimal verwendet werden. Die Selektionskriterien für die $Z \rightarrow e^+e^-$ -Zerfälle entsprechen exakt den Kriterien in Abschnitt 6.1.1.

Bei einer unterschiedlich angepassten elektromagnetischen und hadronischen Energieskala hängen die Verschiebung und der Verlauf der Triggereffizienzkurve relativ zu einer idealen Triggereffizienzkurve von dem Verhältnis des transversalen Impulses des W -Bosons und des transversalen Impulses des Elektrons aus dem W -Zerfall ab. Deshalb muss der Masseunterschied zwischen dem W - und Z -Boson von etwa 13% korrigiert werden. Da der transversale Impuls des Z -Bosons nicht verändert wird, muss die transversale Energie des Elektrons, das nicht von dem gemessenen Energiefluss abgezogen wird, korrigiert werden. Der Algorithmus ist:

1. Korrektur der Masse des rekonstruierten Z -Bosons auf die Masse des W -Bosons und eine anschließende Neubestimmung des Boost-Vektors des Z -Bosons, wobei die Winkelkoordinaten η und ϕ des Impulses nicht verändert werden.
2. Neubestimmung der transversalen Energie der beiden Elektronen.
3. Bestimmung der transversalen Energieänderung der beiden Elektronen, jeweils für den Kalorimetertrigger und die Offline-Rekonstruktion.

4. Vektorielle Addition der ermittelten transversalen Energieänderung auf den gemessenen Energiefluss für das Elektron welches nicht vom Energiefluss subtrahiert wird. Diese wird bei dem Kalorimetertrigger sowie bei der Offline-Rekonstruktion durchgeführt.

Das modifizierte \cancel{E}_T -Spektrum, sowohl für den Trigger als auch für die Offline-Rekonstruktion, ist mit dem \cancel{E}_T -Spektrum aus $W \rightarrow e\nu$ -Ereignissen vergleichbar (siehe Anhang B).

Die Korrelation zwischen dem $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ -Wert und der transversalen Energie des subtrahierten Energieflusses ist in Abbildung 6.5 dargestellt. Eine lineare Regression im Bereich $20 \text{ GeV} \leq E_T \leq 120 \text{ GeV}$ ergibt:

$$f^{Z \rightarrow e(e)}(E_T) = (1,014 \pm 0,001) \cdot E_T - (1,26 \pm 0,07) \text{ GeV} \quad (6.4)$$

Der Bereich der transversale Energie des Elektrons mit $E_T \leq 20 \text{ GeV}$ ist nicht berücksichtigt, da in diesem Bereich der lineare Zusammenhang durch die \cancel{E}_T -Auflösung messbar beeinflusst wird. Ein Vergleich der Triggereffizienz aus der Ein-Elektron-Methode mit der Zwei-Lepton-Methode ist aufgrund der Argumentation zu Beginn des Unterkapitels und des Kapitels 5.3.1 nicht sinnvoll. Der Vergleich der resultierenden \cancel{E}_T -Triggereffizienz wird im nächsten Unterkapitel für die Übertragbarkeit der Triggereffizienz von $Z \rightarrow l^+l^-$ -Zerfällen auf weitere Zerfälle des Standardmodells sowie eines supersymmetrischen Modells vorgestellt.

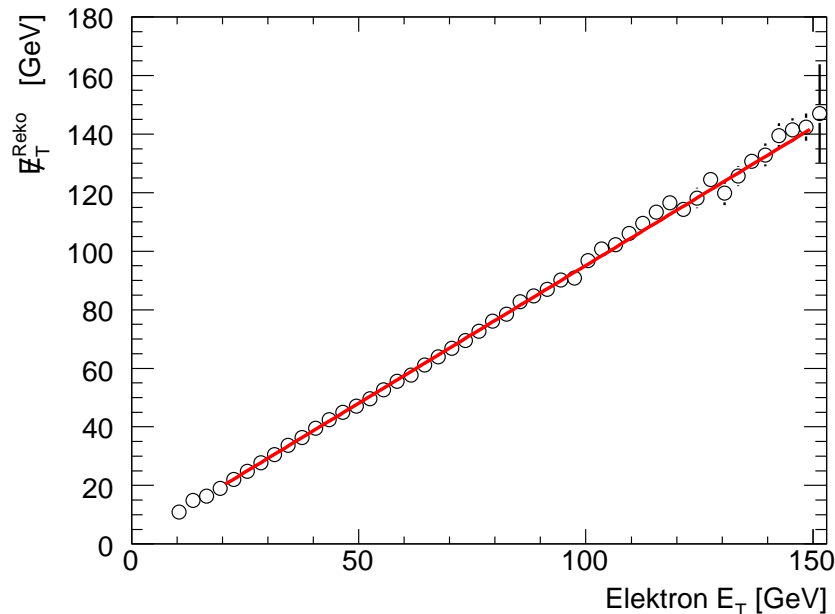


Abbildung 6.5: Korrelation zwischen der transversalen Elektron-Energie aus $Z \rightarrow e^+e^-$ -Zerfällen und den modifizierten \cancel{E}_T -Werten. Die rote Linie zeigt das Ergebnis der linearen Regression.

6.2 Übertragbarkeit der Triggereffizienzen von $Z \rightarrow l^+l^-$ -Zerfällen

Im vorangegangenen Abschnitt sind Methoden zur Bestimmung der \cancel{E}_T -Triggereffizienz diskutiert worden. Wie in Kapitel 5 gezeigt, kann der Triggereffizienzverlauf durch die Parameter μ und σ beschrieben werden. Eine Übertragbarkeit der Triggereffizienz ist gegeben, wenn die Parameter μ und σ der zu vergleichenden Zerfälle für die vorgegebene \cancel{E}_T -Triggerschwelle übereinstimmen. Weil die \cancel{E}_T -Auflösung eine Funktion von ΣE_T ist, kann eine Übertragbarkeit der \cancel{E}_T -Effizienzen nur für Prozesse sichergestellt werden, bei denen das ΣE_T -Spektrum mit dem von $Z \rightarrow l^+l^-$ -Zerfällen vergleichbar ist. In den nächsten Abschnitten wird auf diesen Punkt näher eingegangen.

6.2.1 Extrapolation auf $W \rightarrow \mu\nu$ -Ereignisse

Für die Extrapolation der \cancel{E}_T -Triggereffizienz werden Ereignisse mit vollständig rekonstruierten $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Zerfällen verwendet. Die Selektionskriterien sind identisch mit denen aus Abschnitt 6.1.1. Die Ereignisse mit $W \rightarrow \mu\nu$ -Zerfällen müssen die Myon-Triggerschwelle von $E_T \geq 6$ GeV passieren. Außerdem wird mindestens ein offline rekonstruiertes Myon mit $E_T \geq 6$ GeV gefordert. Die Effizienzen für die $W \rightarrow \mu\nu$ und die $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Zerfälle sollten vergleichbar sein, da der Energieverlust des zweiten Myons im Kalorimeter in der Regel zwischen 2 GeV und 3 GeV liegt und somit im Vergleich zur gesamten im Kalorimeter deponierten Energie vernachlässigbar ist. In Abbildung 6.6(a) ist die Übereinstimmung des Triggereffizienzverlaufs für zwei exemplarisch gewählte Triggerschwellen für $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ und $W \rightarrow \mu\nu$ -Ereignisse gezeigt. Dies bestätigt damit die Beobachtung und Ergebnisse aus 5.3. Die Breite des Effizienzverlaufs für $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse liegt bei 6 GeV bis 11 GeV mit einer Messgenauigkeit zwischen 5% und 12%. Der Fehler von 12% ist durch die limitierte Statistik bei hohen \cancel{E}_T -Triggerschwellen ($\cancel{E}_T \geq 40$ GeV) dominiert. Für den Mittelwert μ sind die Schwankungen auf maximal 1% des Mittelwerts beschränkt.

Die Übertragbarkeit der \cancel{E}_T -Effizienzen für \cancel{E}_T -Schwellen zwischen 20 GeV und 100 GeV ist mit einer Abweichung kleiner von 3% für μ und mit einer Abweichung von bis zu 5% auch für den Parameter σ für $\cancel{E}_T \leq 50$ GeV möglich. Die Vergleiche der Verhältnisse der Parameter μ und σ für die $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ und $W \rightarrow \mu\nu$ -Ereignisse sind in den Abbildungen 6.6(b) und 6.6(c) gezeigt.

Somit ist gezeigt, dass die \cancel{E}_T -Triggereffizienzen aus Ereignissen mit einem $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Zerfall auf Ereignisse mit einem $W \rightarrow \mu\nu$ Zerfall übertragbar sind.

6.2.2 Extrapolation auf $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse

Zur Extrapolation der Triggereffizienz auf $W \rightarrow e\nu$ -Zerfälle wird die Ein-Elektron-Methode verwendet. Die Selektion für die Ereignisse mit einem vollständig rekonstruierten $Z \rightarrow e^+e^-$ -Zerfall ist die gleiche wie die im Abschnitt 6.1.2 beschriebene. Die Ereignisse mit mindestens einem $W \rightarrow e\nu$ -Zerfall müssen den Elektrontrigger mit $E_T \geq 5$ GeV passieren. Zudem muss mindestens ein Elektron mit $E_T \geq 10$ GeV und dem Qualitätsschnitt „tight“ in der Offline-Rekonstruktion selektiert worden sein.

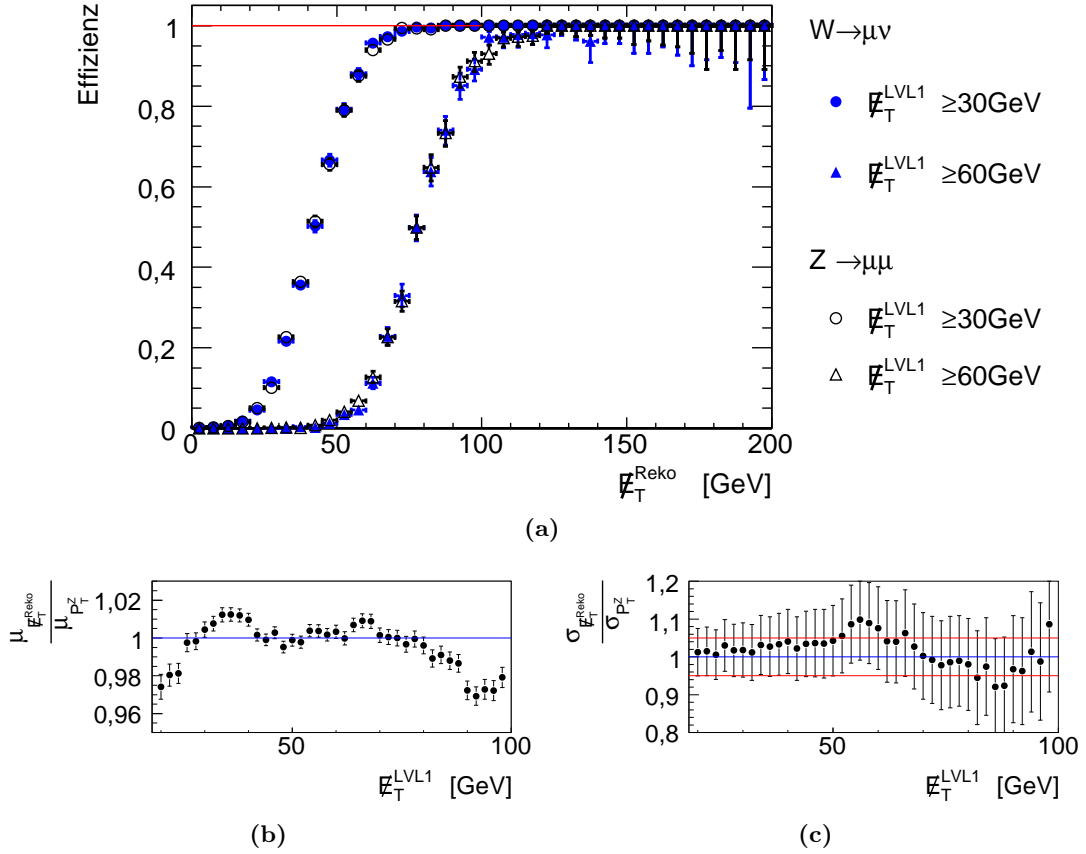


Abbildung 6.6: (a): Die Triggereffizienz als Funktion von $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ für die $W \rightarrow \mu\nu$ Ereignisse und für die $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse. (b): Das Verhältnis von $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ mit $W \rightarrow \mu\nu$ -Ereignissen für die Parameter σ (oben) und μ (unten) als Funktion von $\cancel{E}_T^{\text{LVL1}}$.

Durch die Ein-Elektron-Methode werden die Substrukturen der \cancel{E}_T -Triggereffizienz sichtbar gemacht. Dieses ist exemplarisch für zwei Triggerschwellen mit $\cancel{E}_T = 30$ GeV und $\cancel{E}_T = 40$ GeV in Abbildung 6.7(a) dargestellt. Aufgrund der Triggereffizienz von mindestens 20% für $\cancel{E}_T^{\text{Reko}} \leq 10$ GeV lässt sich der Parameter σ für die Schwelle $\cancel{E}_T = 30$ GeV nach der Definition von 5.13(a) nicht angeben. Für die Triggerschwelle $\cancel{E}_T = 40$ GeV ist der Parameter σ für die Ein-Elektron-Methode 11,6 GeV und für $W \rightarrow e\nu$ -Zerfälle 12,6 GeV. Die \cancel{E}_T -Effizienzen aus der Ein-Elektron-Methode und den $Z \rightarrow e^+e^-$ -Zerfällen scheinen auf den ersten Blick vergleichbar zu sein. Jedoch ist der Parameter σ für die Ein-Elektron-Methode systematisch um 10% bis 20% im Bereich 20 GeV bis 70 GeV für $\cancel{E}_T^{\text{LVL1}}$ -Wert höher als die $W \rightarrow e\nu$ -Zerfälle. In Abbildung 6.7(c) ist das Verhältnis der Parameter σ für die beiden Prozesse dargestellt. Die Abbildung zeigt auch, dass für \cancel{E}_T -Werte mit $\cancel{E}_T \leq 50$ GeV die Abweichungen für den Parameter σ nicht höher ist als 5%. Der Mittelwert μ wird mit einer Abweichung von weniger als 5% durch die $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse bestimmt. Dies ist in Abbildung 6.7(b) dargestellt.

Mit den $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignissen und der Ein-Elektron-Methode kann somit der Triggereffizienzverlauf für die $W \rightarrow e\nu$ -Zerfälle nicht beschrieben werden. Es kann jedoch der \cancel{E}_T -Wert in Abhängigkeit der \cancel{E}_T -Triggerschwellen ermittelt werden, ab dem eine Triggereffizienz von 100% für den $W \rightarrow e\nu$ -Zerfall gegeben ist.

6.2 Übertragbarkeit der Triggereffizienzen von $Z \rightarrow l^+l^-$ -Zerfällen

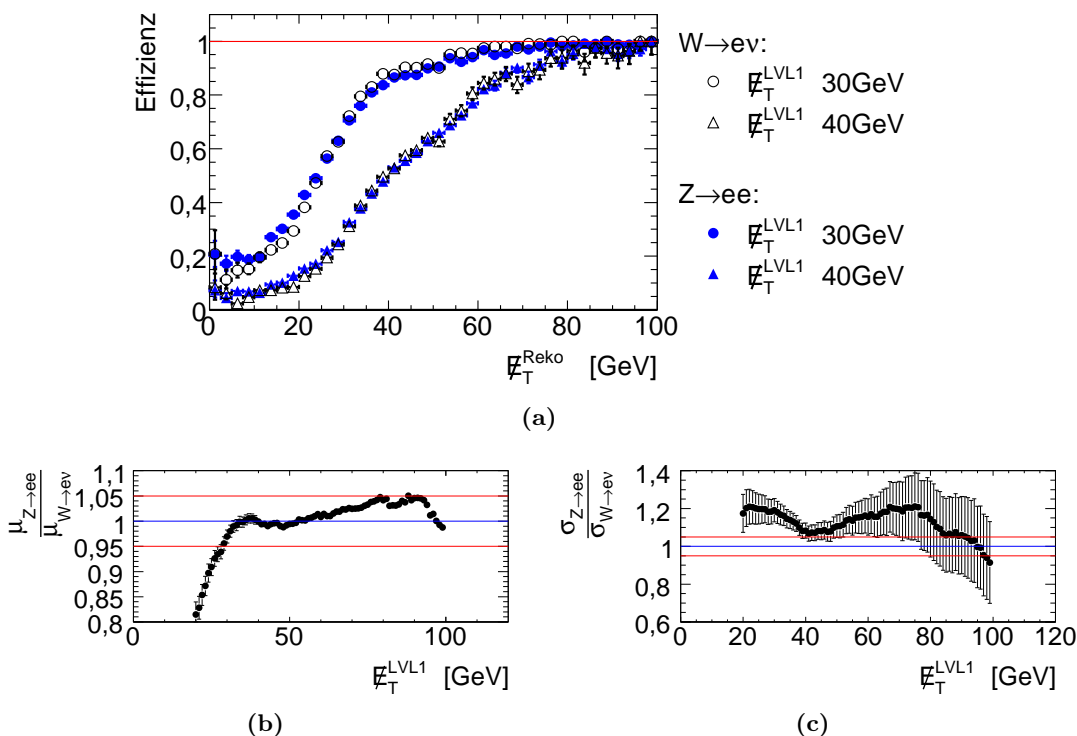


Abbildung 6.7: (a) Die Triggereffizienzkurve als Funktion von $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ für die $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse und für die $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse. Das Verhältnis von $Z \rightarrow e^+e^-$ mit $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse für die Parameter μ und σ ist in (b) und (c) dargestellt.

Der funktionale Zusammenhang zwischen der Triggerschwelle und den \cancel{E}_T -Werten, für die die Triggereffizienz 100 % beträgt, lautet:

$$f_{100}^{W \rightarrow e\nu}(\mu, \sigma) = \mu \cdot 1,1 + \sigma \cdot 6 \quad (6.5)$$

wobei der Mittelwert μ und die Breite σ wie in Abbildung 5.13 definiert sind. Mit Hilfe der Gleichung 6.5 lassen sich die \cancel{E}_T -Werte für eine Effizienz von 100 % im Bereich von $\cancel{E}_T \geq 10$ GeV und $\cancel{E}_T \leq 90$ GeV abschätzen, dabei beträgt die Abweichung des Effizienzwerts von 100 % maximal 0,2 %.

Die berechneten \cancel{E}_T -Werte für eine \cancel{E}_T -Triggereffizienz von 100 % als Funktion des Mittelwerts μ aus den $Z \rightarrow e^+e^-$ -Zerfällen ist in Abbildung 6.8(b) wiedergegeben. Wie bei den Triggereffizienzverläufen für den $W \rightarrow e\nu$ -Zerfall bilden sich in der Korrelation zwischen \cancel{E}_T -Triggerschwelle und $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ -Wert zwei Bereiche mit unterschiedlicher Steigung aus, die durch die Kinematik des $W \rightarrow e\nu$ -Zerfallsprozesses erklärt werden (siehe Abschnitt 5.3.2).

6.2.3 Extrapolation auf semileptonische $t\bar{t}$ -Ereignisse

Bei der Diskussion zur Übertragbarkeit der Triggereffizienzverläufe von $Z \rightarrow l^+l^-$ auf $W \rightarrow l\nu_l$ -Ereignisse ($l = e, \mu$) ist die Annahme eingegangen, dass der Unterschied im Spektrum der transversalen Energiesummen ΣE_T für die W - und Z -Zerfälle vernachlässigbar ist.

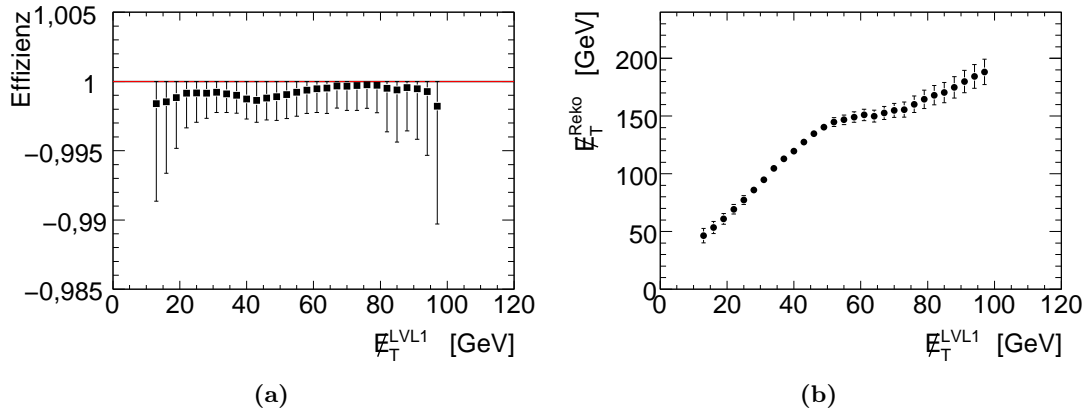


Abbildung 6.8: (a) Abweichung von 100 % Triggereffizienz als Funktion von \cancel{E}_T -Triggerschwelle. (b) Zusammenhang der berechneten \cancel{E}_T -Werte für 100 % Triggereffizienz als Funktion der \cancel{E}_T -Triggerschwelle.

Der Unterschied in den ΣE_T -Verteilungen von $Z \rightarrow l^+l^-$ ($\langle \Sigma E_T \rangle = 113$ GeV) und semileptonische $t\bar{t} \rightarrow bj\bar{j}l\nu_l$ ($\langle \Sigma E_T \rangle = 471$ GeV) ist jedoch nicht zu vernachlässigen. Außerdem ist die \cancel{E}_T -Auflösung von der transversalen Energiesumme abhängig (siehe Gleichung 5.2) und damit ist die Breite σ der \cancel{E}_T -Effizienzkurven für die $t\bar{t}$ -Zerfälle größer als für die $Z \rightarrow l^+l^-$ -Ereignisse. Zudem ist die \cancel{E}_T -Auflösung als Funktion der transversalen Energiesumme für $\Sigma E_T \leq 400$ GeV durch die Multijet-Endzustände der $t\bar{t}$ -Ereignisse nicht mit der \cancel{E}_T -Auflösung der $Z \rightarrow l^+l^-$ und $W \rightarrow l\nu_l$ -Ereignisse vergleichbar (siehe Abschnitt 5.2.3).

Die Breite σ der Triggereffizienzverläufe für die $t\bar{t}$ -Ereignisse kann nicht aus $Z \rightarrow l^+l^-$ -Zerfällen bestimmt werden. In Abbildung 6.9(a) ist die Triggereffizienz für semileptonische $t\bar{t} \rightarrow bj\bar{j}l\nu_l$ und $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse für zwei \cancel{E}_T -Schwellen dargestellt. Die verwendeten $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse erfüllen die Selektionskriterien aus Abschnitt 6.1.1. Die semileptonischen $t\bar{t}$ -Ereignisse müssen dem Myontrigger mit einer Triggerschwelle von $E_T = 6$ GeV genügen und es muss mindestens ein offline rekonstruiertes Myon mit $E_T \geq 6$ GeV im Ereignis existieren. Durch die niedrigere \cancel{E}_T -Auflösung für die $t\bar{t}$ -Ereignisse ist die Effizienz bei $\cancel{E}_T^{\text{Reko}} \approx 0$ GeV nicht 0. Damit ist der ermittelte Mittelwert μ für den parametrisierten Effizienzverlauf für niedrige \cancel{E}_T -Triggerschwellen bei den $t\bar{t}$ -Ereignissen gegenüber den $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Zerfällen verschoben. Abbildung 6.9(b) zeigt das Verhältnis der ermittelten Mittelwerte μ als Funktion der \cancel{E}_T -Triggerschwelle, für die $t\bar{t}$ - und $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Zerfälle. Die Abbildung zeigt, dass für Triggerschwellen mit $\cancel{E}_T \rightarrow 100$ GeV die Mittelwerte μ der Triggereffizienzen für beide Zerfallstopologien etwa gleich sind. Für Triggerschwellen mit $\cancel{E}_T \geq 50$ GeV sind die Unterschiede zwischen den Mittelwerten der $t\bar{t}$ - und den $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen unterhalb von 5%. Die Abweichungen für den Parameter σ betragen allerdings mindestens 20%, wie in Abbildung 6.9(c) dargestellt ist. Dabei ist zu erkennen, dass die ermittelte Breite σ für die $t\bar{t}$ -Ereignisse zwischen 11 GeV und 13 GeV und für die $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse bei 5 GeV bis 10 GeV liegt. Das zeigt, dass die \cancel{E}_T -Triggereffizienz für die $t\bar{t}$ -Ereignisse wie erwartet nicht aus den $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen extrapoliert werden kann. Dies gilt auch für die Betrachtung der Übertragbarkeit der \cancel{E}_T -Triggereffizienzen von $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse auf $t\bar{t}$ -Ereignisse.

Wie im Abschnitt 6.2.2 für die Extrapolation der Triggereffizienzen der $Z \rightarrow e^+e^-$ -

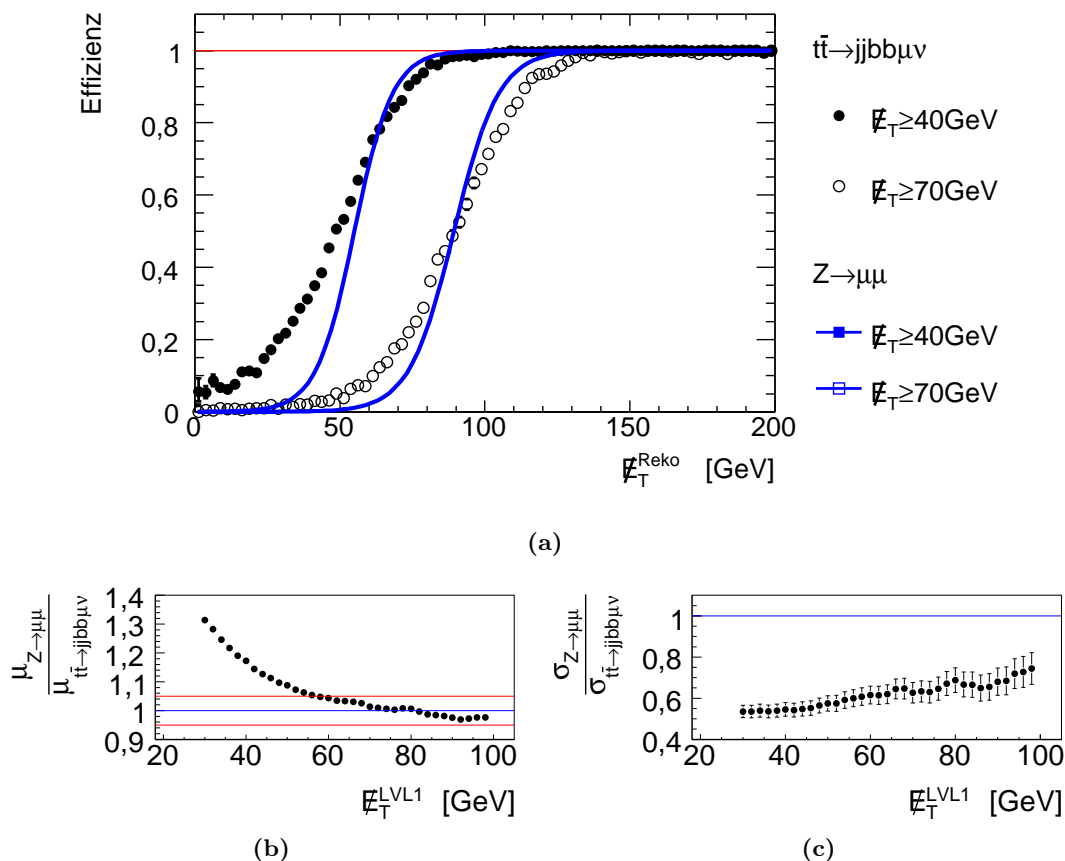


Abbildung 6.9: (a) Die Triggereffizienzkurve als Funktion von $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ für die $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse und für die $t\bar{t} \rightarrow bjj\mu\nu_\mu$ -Ereignisse. (b) Verhältnis des Mittelwerts μ von $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -mit $t\bar{t} \rightarrow bjj\mu\nu_\mu$ -Ereignissen als Funktion der \cancel{E}_T -Triggerschwelle. (c) Verhältnis der Breite σ von $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -mit $t\bar{t} \rightarrow bjj\mu\nu_\mu$ -Ereignissen als Funktion der \cancel{E}_T -Triggerschwelle.

Zerfälle auf die $W \rightarrow e\nu$ -Zerfälle gezeigt, kann eine Abschätzung des minimalen $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ -Werts als Funktion der \cancel{E}_T -Triggerschwelle angegeben werden, bei der die Effizienz 100 % beträgt.

Die Funktionen zur Berechnung sind

$$f_{100}^{t\bar{t} \rightarrow bjj\mu\nu_\mu}(\mu, \sigma) = \mu + \sigma \cdot 9, \quad (6.6)$$

$$f_{100}^{t\bar{t} \rightarrow bjj\nu_e}(\mu, \sigma) = \mu + \sigma \cdot 8 + 10 \text{ GeV}, \quad (6.7)$$

dabei ist der Mittelwert μ und die Breite σ zur Beschreibung der Triggereffizienz in Abbildung 5.13 beschrieben. Die Triggereffizienzen als Funktion der \cancel{E}_T -Triggerschwelle für die abgeschätzten $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ -Werte ist für $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse in Abbildung 6.10(b) und für $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse in Abbildung 6.10(c) dargestellt.

Die erreichte Triggereffizienz beider Z -Zerfallsarten liegt bei dieser Abschätzung bei maximal 0,2% unterhalb von 100%. Da der statistische Fehler in der gleichen Größenordnung liegt, werden die Parameter aus Gleichung 6.6 und 6.7 für weitere Simulationen benutzt. Die berechneten \cancel{E}_T -Werte für eine \cancel{E}_T -Triggereffizienz von 100% als Funktion

6 Effizienzbestimmung des $\cancel{E}_T^{\text{LVL1}}$ -Kalorimetertriggers

des Mittelwerts μ aus den $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -sowie den $Z \rightarrow e^+e^-$ -Zerfällen ist in Abbildung 6.10(a) wiedergegeben.

Aus der Abbildung ist außerdem ersichtlich, dass der Skalierungsfaktor zwischen den $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ -Werten und den \cancel{E}_T -Triggerschwellen etwa drei ist. Damit werden bei einer Triggerschwelle von $\cancel{E}_T = 30$ GeV etwa 90 % der Ereignisse verworfen.

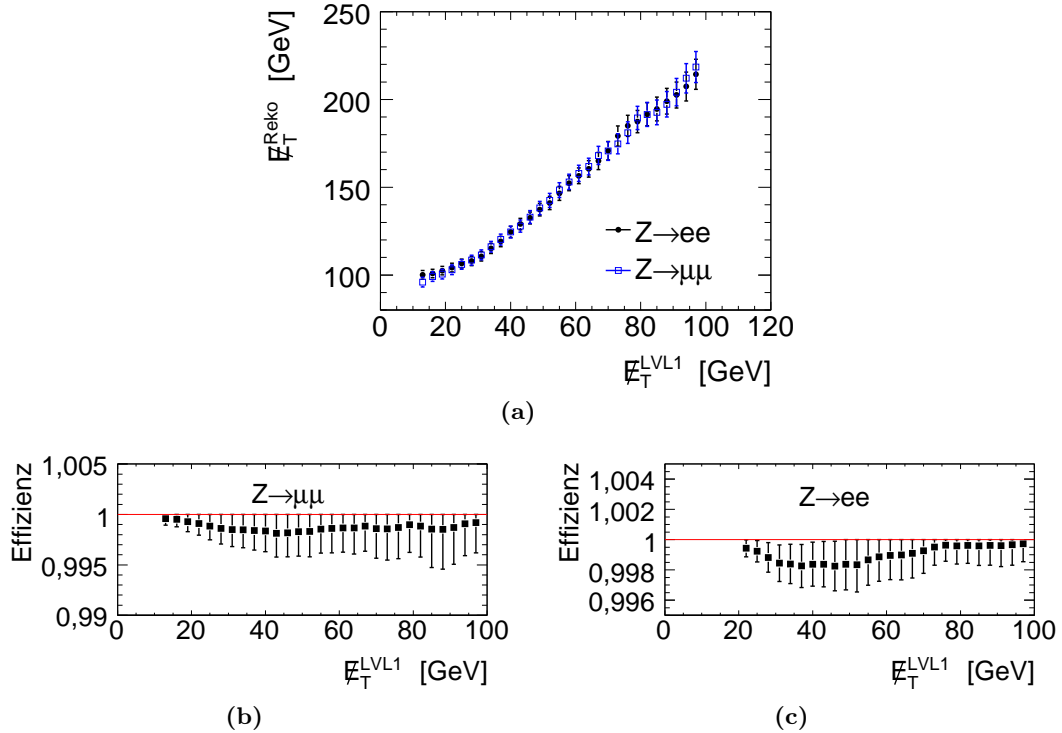


Abbildung 6.10: (a) $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ als Funktion der $\cancel{E}_T^{\text{LVL1}}$ -Triggerschwelle für $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse und $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse. Triggereffizienz als Funktion der $\cancel{E}_T^{\text{LVL1}}$ -Triggerschwelle für geschätzten $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ -Werte. Für die Gleichungen 6.6 ist die erreichte Triggereffizienz mit $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen in (b) dargestellt und die erreichte Effizienz für $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse nach Gleichung 6.7 ist in Abbildung (c) dargestellt.

Als Resultat wird festgehalten, dass der \cancel{E}_T -Triggereffizienzverlauf aus den $Z \rightarrow l^+l^-$ -Ereignissen nicht auf die semileptonischen $t\bar{t}$ -Ereignisse übertragbar ist. Wird allerdings akzeptiert, dass etwa 90 % der Ereignisse verworfen werden, können mit Hilfe der beiden Gleichungen aus 6.7 und 6.6 die minimalen $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ -Werte für eine Triggereffizienz von 100 % vorhergesagt werden.

6.2.4 Extrapolation auf SUSY-Ereignisse

Die transversalen Energiesummen-Spektren für SUSY-Szenarien mit Multijet-Endzuständen, wie z.B. das SU1- oder SU3-Szenario, weisen ein deutlich härteres Spektrum im Vergleich zu $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignissen auf. Zudem ist im Abschnitt 5.2.3 gezeigt, dass die \cancel{E}_T -Auflösung (siehe Gleichung 5.2) zwischen den SU1- und SU3-Szenarien mit der aus SM-Prozessen bzw. dem SU2-Szenario nicht vergleichbar ist. Daraus folgt, dass der \cancel{E}_T -Triggereffizienzverlauf aus den $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ - und den $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignissen nicht

auf das SU2-Szenario extrapoliert werden kann. Die Aussage wird durch die beiden Abbildungen 6.11(a) und 6.11(b) bestätigt. Für den Vergleich werden vollständig rekonstruierte $Z \rightarrow l^+l^-$ -Ereignisse verwendet, die die Trigger und Selektionskriterien aus dem Abschnitt 6.1.1 erfüllen. Die Ereignisse aus dem SU2-Szenario müssen für den Vergleich mit den $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen durch den Myontrigger mit $E_T = 6$ GeV selektiert sein und mindestens ein offline rekonstruiertes Myon mit $E_T \geq 6$ GeV enthalten. Für den Vergleich mit $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignissen müssen die SU2-Ereignisse die Elektrontriggerbedingung mit $E_T \geq 5$ GeV erfüllen und mindestens ein offline rekonstruiertes Elektron mit $E_T \geq 10$ GeV und dem Qualitätskriterium „tight“ enthalten.

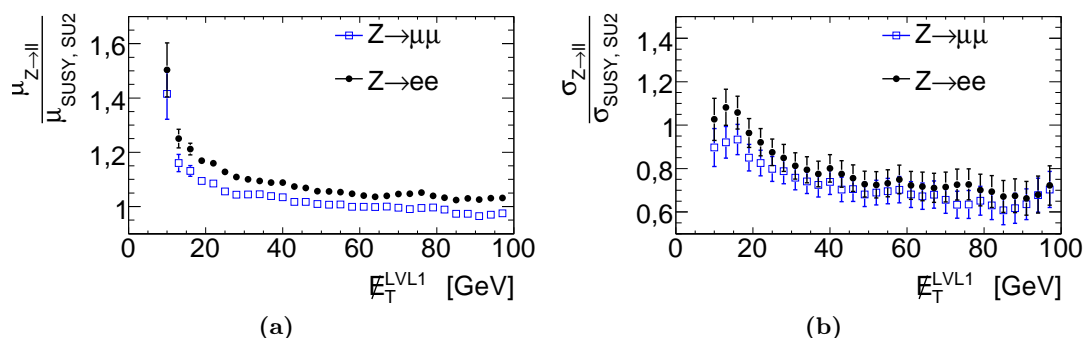


Abbildung 6.11: Verhältnis der Parameter μ (a) und σ (b) für Ereignisse mit einem $Z \rightarrow l^+l^-$ -Zerfall mit SU2-Ereignissen.

Für die $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse variieren die Werte für σ im Bereich von 6 GeV bis 11 GeV und für die SU2-Ereignisse zwischen 10 GeV und 15 GeV, wobei die E_T -Schwelle im Bereich von 20 GeV bis 100 GeV variiert wurde. Das Verhältnis der zwei Parameter σ als Funktion der E_T -Triggerschwelle ist in Abbildung 6.11(b) angegeben. Der Vergleich des Parameters σ bei $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ - und SU2-Ereignissen zeigt, dass die gemessene Breite des Effizienzanstiegs aus den $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen bis zu 40 % schmäler ist, wobei der Mittelwert μ für E_T -Triggerschwellen ab $E_T > 25$ GeV innerhalb von 5 % mit den SU2-Ereignissen übereinstimmt.

Für den Vergleich der $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse mit denen aus dem SU2-Szenario ergibt sich, dass für E_T -Triggerschwellen mit $E_T \leq 15$ GeV die Breite σ der $Z \rightarrow e^+e^-$ -Zerfälle größer ist als für das SU2-Szenario. Für höhere Triggerschwellen mit $E_T \leq 100$ GeV ist σ bis zu 35 % schmäler bei den Z -Zerfällen als für das SUSY-Szenario. Für den Mittelwert μ betragen die Abweichungen zwischen den Z -Zerfällen und den SU2-Szenarien mit dem Schwellenwert $E_T \geq 50$ GeV etwa 5 %, wie in Abbildung 6.11(a) zu sehen ist.

Wie in den vorherigen Abschnitten diskutiert wurde, lässt sich bei einer Vorgabe von E_T -Triggerschwellen der minimale E_T^{Reko} -Wert abschätzen, bei dem die Triggereffizienz 100 % beträgt. Die aus den Studien ermittelten Funktionen zur Berechnung des E_T -Werts sind für $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ - und $Z \rightarrow e^+e^-$ -Zerfälle:

$$f_{Z \rightarrow e^+e^-}^{\text{SUSY}(SU2)}(\mu, \sigma) = \mu \cdot 1,05 + \sigma \cdot 8 \quad (6.8)$$

$$f_{Z \rightarrow \mu^+\mu^-}^{\text{SUSY}(SU2)}(\mu, \sigma) = \mu \cdot 1,1 + \sigma \cdot 8 \quad (6.9)$$

6 Effizienzbestimmung des $\cancel{E}_T^{\text{LVL1}}$ -Kalorimetertriggers

Die Werte μ und σ werden aus der Messung und Parametrisierung der Triggereffizienzen aus den Pseudo-Daten für die $Z \rightarrow l^+l^-$ Ereignisse entnommen. Der funktionale Zusammenhang und die Zahlenwerte haben sich in den Studien als verwendbare Abschätzung erwiesen. Dass die Abschätzung der $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ -Werte sinnvoll ist, belegen die Abbildungen 6.12(b) und 6.12(c) in denen die Effizienz für den $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ -Wert als Funktion der \cancel{E}_T -Triggerschwelle gezeigt ist. Innerhalb der Messgenauigkeit von 0,1 % sind die ermittelten Triggereffizienzen für die SU2-Ereignisse aus den $Z \rightarrow l^+l^-$ Zerfällen mit 100 % verträglich.

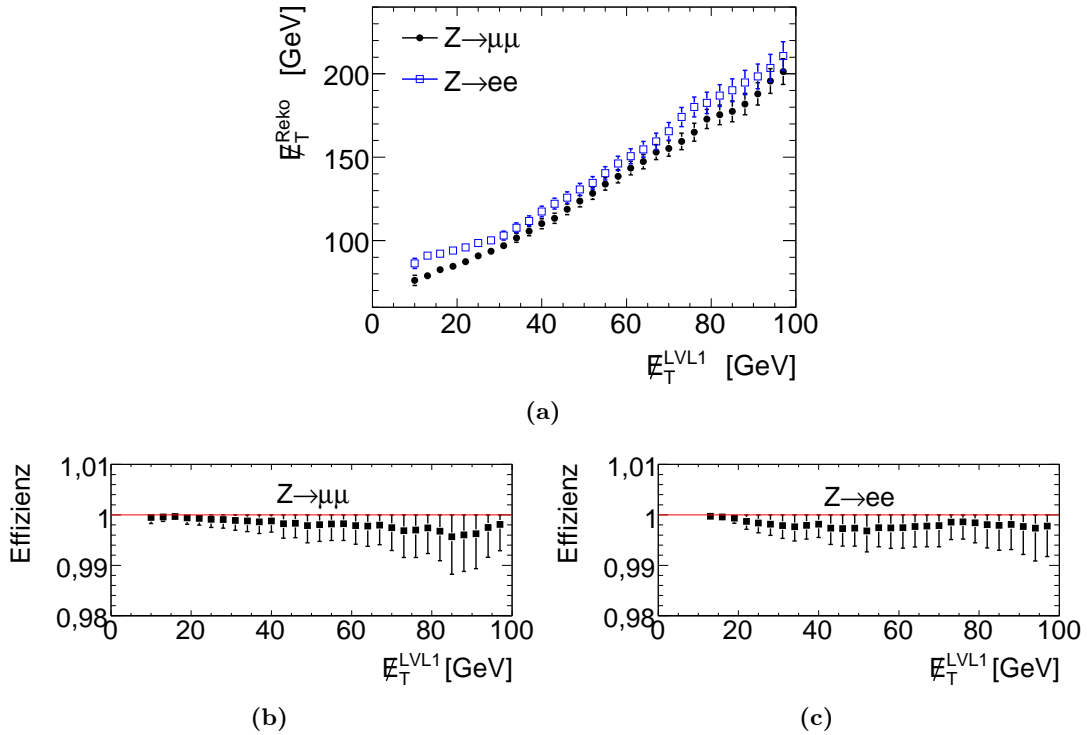


Abbildung 6.12: (a): $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ als Funktion von der $\cancel{E}_T^{\text{LVL1}}$ -Triggerschwelle. In geschlossenen schwarzen Kreisen für die $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse und in offenen blauen Quadraten für die $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse. Triggereffizienz für das SU2-Szenario als Funktion von $\cancel{E}_T^{\text{LVL1}}$ -Triggerschwelle für die abgeschätzten $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ -Werte aus (a) sind für $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse in (b) und in Abbildung (c) für $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse abgeschätzt.

Die berechneten \cancel{E}_T -Werte als Funktion der \cancel{E}_T -Triggerschwellen sind in Abbildung 6.12(a) dargestellt. In der Abbildung ist außerdem zu erkennen, dass die berechneten \cancel{E}_T -Werte für die $Z \rightarrow e^+e^-$ -Zerfälle höher sind als für die $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Zerfälle. In Abbildung 6.12(b) ist zu sehen, dass der kleinste bestimmte $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ -Wert 95 GeV ist. Dies bedeutet, dass ausschließlich für etwa 22 % der verwendeten SU2-Ereignisse die Triggereffizienz vorhergesagt werden kann.

Die Studien zur Übertragbarkeit der $\cancel{E}_T^{\text{LVL1}}$ -Effizienz aus $Z \rightarrow l^+l^-$ -Zerfällen auf das SU2-Szenario zeigt, dass die Triggereffizienzen aus den Z -Zerfällen nicht übertragbar sind. Es ist jedoch möglich, einen Zusammenhang zwischen der \cancel{E}_T -Triggerschwelle und dem $\cancel{E}_T^{\text{Reko}}$ -Wert für ca. 22 % der SU2-Ereignisse anzugeben.

6.3 Kapitelzusammenfassung

In diesem Kapitel sind Methoden zur Bestimmung der \cancel{E}_T -Triggereffizienz aus Daten erarbeitet worden, sowie ein Verfahren, die \cancel{E}_T -Effizienzen von einem Prozess auf andere Prozesse zu übertragen, obwohl die \cancel{E}_T -Triggereffizienz topologieabhängig ist. Da die Datennahme bei ATLAS noch nicht begonnen hat, mussten die Methoden anhand von MC-Simulationen erarbeitet werden. Daher ist es noch notwendig, die in diesem Kapitel vorgestellten Methoden und Ergebnisse anhand von Daten zu verifizieren.

Es wurden zwei Methoden, die Zwei-Lepton-Methode sowie die Ein-Elektron-Methode, zur Bestimmung der \cancel{E}_T -Triggereffizienz aus den Daten vorgestellt. Beide Methoden basieren darauf, dass die $Z \rightarrow l^+l^-$ -Zerfälle vollständig rekonstruiert werden, und der rekonstruierte transversale Impuls des Z -Bosons als Messgröße für \cancel{E}_T verwendet wird. Werden $Z \rightarrow e^+e^-$ betrachtet, wird bei der ersten Methode die transversale Energie der beiden Elektronen vom transversalen Energiefluss subtrahiert, während für die $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Zerfälle dieses nicht notwendig ist. Die Ein-Elektron-Methode ist speziell zur Bestimmung der \cancel{E}_T -Effizienz von $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse entwickelt worden. Bei dieser Methode wird nur die transversale Energie eines der beiden Elektronen aus dem $Z \rightarrow e^+e^-$ -Zerfall vom transversalen Energiefluss abgezogen. Mit Hilfe dieser Methode konnte die Substruktur in der Triggereffizienzen für die $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse nachgebildet werden. Die Breite des Triggereffizienzanstiegs kann jedoch (für $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse) nur bis auf 5 % bis 12 % reproduziert werden.

Aufgrund der Topologieabhängigkeit der Triggereffizienzen konnten die erwähnten Methoden nicht verwendet werden, um die Effizienzen für $t\bar{t}$ -Ereignisse oder SUSY-Szenarien zu bestimmen. Daher wurde für die Extrapolation der \cancel{E}_T -Triggereffizienzen aus $Z \rightarrow l^+l^-$ -Zerfällen ein Verfahren entwickelt, mit dem abhängig von der Triggerschwelle der kleinstmögliche offline rekonstruierte \cancel{E}_T -Wert ermittelt wird, für den die Triggereffizienz 100 % beträgt.

6 Effizienzbestimmung des E_T^{LVL1} -Kalorimetertriggers

7 Güte der vereinfachten Simulationen

Die detaillierte und vollständige Simulation eines Ereignisses mit Hilfe des Athena-Programms dauert etwa 10 bis 15 Minuten [69] [73]. Damit würde die CPU-Rechenzeit für die etwa $7 \cdot 10^6$ Ereignisse, die für die Triggerstudie in Kapitel 8 benötigt werden, ca. 7000 Tage betragen. Um trotzdem Studien mit hoher Ereigniszahl durchführen zu können, wurden bei ATLAS zwei weitere Simulationen entwickelt, die in Kapitel 4 vorgestellt wurden. Beiden Programmen (ATLFAST, FastCaloSim) liegt eine Vereinfachung der Detektorsimulation zugrunde. In der schnellsten Simulationsvariante (ATLFAST) wird neben dem Verhalten des Detektors auch das Verhalten der Offline-Rekonstruktionsalgorithmen für die Objekte im Detektor approximiert. Abweichungen im Ansprechverhalten zwischen diesen schnellen Simulationen und der detaillierten Simulation müssen allerdings korrigiert werden. Korrekturen in den schnellen Simulationen sind insbesondere für das Ansprechverhalten des elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeters sowie für die Offline-Rekonstruktionsalgorithmen notwendig. Bei der Anpassung liegt der Fokus auf den Signaturen und Objekten, die für die Optimierung der exklusiven \cancel{E}_T -Triggersignatur in Kapitel 8 vorausgesetzt werden. Für die Ereignisselektion in der Offline-Rekonstruktion werden isolierte Elektronen und isolierte Myonen benötigt. Zudem werden mindestens vier Jets und fehlende transversale Energie von $\cancel{E}_T \geq 30 \text{ GeV}$ pro Ereignis gefordert. Die Werte der Korrekturparameter für ATLFAST und FastCaloSim werden anhand von Standardmodellprozessen ermittelt und im Anschluss daran in den SUSY-Szenarien SU1, SU2 und SU3 überprüft. Die SUSY-Zerfallskaskaden im SU1/SU3-Szenario enden hauptsächlich in Multijet-Endzuständen und im SU2-Szenario dominiert die Multilepton-Endzustände. Die Anpassung der schnellen Simulationen an die detaillierte Simulation erfolgt ohne das innere Spursystem, da dieses in keiner der beiden schnellen Simulationen nachgebildet wird.

In den folgenden Abschnitten werden die verwendeten Methoden zur Bestimmung der Korrekturparameter und die Güte der Anpassung der beiden Simulationenwerkzeuge ATLFAST und FastCaloSim vorgestellt. Im Abschluss wird das Ansprechverhalten von den beiden schnellen Simulationen mit dem der detaillierten Simulation verglichen.

7.1 Verwendete Methoden zum Vergleich der schnellen Simulationen mit der detaillierten Simulation

Beide Simulationen, ATLFAST und FastCaloSim, werden bezüglich des Generatorniveaus der detaillierten Simulation verglichen. Der Vergleich der Simulationen ist also ein Vergleich der Abweichungen zum Generatorniveau. Dieses ist notwendig, da nur sehr verschiedene MC-Datensätze für die jeweiligen Simulation zur Verfügung standen. Beim Vergleich wird zunächst die Zuordnung der Objekte in der Rekonstruktion und der Objekte auf Generatorniveau durchgeführt. Dies geschieht über den Abstand $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ in der η - ϕ -Ebene. Die rekonstruierten und generierten Objekte

werden bis zu einem maximalen Abstand ΔR einander zugeordnet, der abhängig von der Art des Objekts ist. Die Ineffizienz bzw. die Fehlidentifizierung von Objekten durch die Offline-Rekonstruktion in der detaillierten Simulation ist abhängig von der Energie E_T des Objekts sowie des Winkels $|\eta|$ [74]. Die Anpassung der beiden schnellen Simulationen werden in Abschnitt 7.2 (ATLFAST) und 7.3 (FastCaloSim) soweit behandelt, wie dies für die Optimierungen in Kapitel 8 notwendig ist.

Zunächst wird die Methode zur Korrektur der Energieskala und im Anschluss die Methode zur Bestimmung der Energieauflösung vorgestellt. Die Korrektur der Energieskala wird als Funktion von E_T und $|\eta|$ aufgestellt. Die mittlere Abweichung wird mit

$$\mu(E_T^{\text{Gen}}, |\eta|) = \left\langle \frac{E_T^{\text{Gen}}(|\eta|) - E_T^{\text{Sim}}(|\eta|)}{E_T^{\text{Gen}}(|\eta|)} \right\rangle \quad (7.1)$$

berechnet. Dabei steht $E_T^{\text{Gen}}(|\eta|)$ für die transversale Energie auf Generatorniveau und $E_T^{\text{Sim}}(|\eta|)$ entsprechend für die transversale Energie in der Simulation.

Nach der Bestimmung von $\mu(E_T^{\text{Gen}}, |\eta|)$ wird der Korrekturparameter $k(E_T, |\eta|)$ bestimmt als:

$$k(E_T, |\eta|) = \frac{\mu'(E_T, |\eta|) + 1}{\mu''(E_T, |\eta|) + 1} \quad (7.2)$$

Der Mittelwert der Energieskala in der detaillierten Simulation ist durch $\mu'(E_T, |\eta|)$ und in FastCaloSim bzw. ATLFAST durch $\mu''(E_T, |\eta|)$ gegeben. Die Korrektur der transversalen Energie ist:

$$E_T'(|\eta|) = k(E_T, |\eta|) \cdot E_T(|\eta|) \quad (7.3)$$

$E_T(|\eta|)$ ist die ursprüngliche transversale Energie des Objekts in ATLFAST oder FastCaloSim.

Neben der transversalen Energieskala der verschiedenen Leptonen bzw. Jets muss auch die Energieauflösung der Objekte korrigiert werden. Dies ist nachträglich nur dann möglich, wenn die Energieauflösung in beiden schnellen Simulationen besser ist als in der detaillierten Simulation, da die Energien auf Generatorniveau später nicht mehr zur Verfügung stehen.

Im ersten Schritt wird für die Energien E^{Gen} der betrachteten Objekte eine Gaussverteilung an die Verteilung von $(E - E^{\text{Gen}})/E^{\text{Gen}}$ angepasst. Die Standardabweichung $\sigma(E^{\text{Gen}})$ der Gaussverteilung liefert die relative Energieauflösung als Funktion der generierten transversalen Energien E^{Gen} . An diese wird die Auflösungsfunktion

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (7.4)$$

angepasst.

Dabei spiegeln die Terme a/\sqrt{E} und b/E die statistischen Unsicherheiten bei der Elektron/Jet-Energiemessung sowie das Rauschen in der elektronischen Signalverarbeitung wieder. Für inaktive Detektorbereiche und Fehler in der Kalibrierung wird der Term c in der relativen Energieauflösung eingeführt. Im Anschluss daran wird für jede Energie die Differenz in der Auflösung der detaillierten Simulation und ATLFAST bzw. FastCaloSim mit Hilfe von

$$\sigma_{\text{Korr}}(E) = \sqrt{\sigma^2(E) - \sigma'^2(E)} \quad (7.5)$$

berechnet, dabei ist σ die Energieauflösung der detaillierten Simulation und σ' die für ATLFAST bzw. FastCaloSim.

7.2 Vergleich von ATLFAST mit der detaillierten Simulation

Bei der Anpassung des Simulationsverhaltens von ATLFAST an die detaillierte Simulation liegt der Fokus auf der Nachbildung der Energieskala und der Energieauflösung für isolierte Elektronen und Myonen bzw. Jets. Zudem wird das Verhalten des Myon-Triggersystems mit Hilfe von ATLFAST simuliert, da in FastCaloSim das Myon-Triggersystem für die Studien in dieser Arbeit noch nicht implementiert war. Des Weiteren wird die \cancel{E}_T -Auflösung als Funktion von ΣE_T korrigiert. Im Rahmen dieser Arbeit sind die notwendigen Korrekturen für die Energieskala, Energieauflösung und Selektions-effizienz in Hinblick auf die in Kapitel 8 verwendeten Selektionskriterien durchgeführt worden.

Korrektur der Elektron-Simulation

Für die Korrektur der Elektron-Simulation in ATLFAST wird der MC-Datensatz mit $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignissen verwendet. Die Anpassung wird danach mit Hilfe des SU2-Szenarios überprüft. In der detaillierten Simulation werden ausschließlich Elektronen verwendet, die in der Rekonstruktion das Qualitätskriterium „tight“ erfüllen (siehe Abschnitt 4.4.1) und zu denen ein generiertes Elektron mit $\Delta R \leq 0,05$ zugeordnet werden kann. In ATLFAST sind die simulierten Elektronen ausschließlich isolierte Elektronen. Das Isolationskriterium der Elektronen in ATLFAST entspricht der verwendeten Elektron-Selektion in der Offline-Rekonstruktion für die in Kapitel 8 vorgestellten Studien zur Optimierung des \cancel{E}_T -Triggers. Zunächst wird die Skala der transversalen Energie der Elektronen als Funktion von $|\eta|$ des generierten Elektronen angepasst. Das Resultat ist in Abbildung 7.1(a) für das SU2-Szenario gezeigt. Die Abweichungen zwischen der detaillierten Simulation und ATLFAST für $|\eta| < 1,4$ liegen unterhalb von 1%. Im Übergangsbereich vom Zentralbereich zum Endkappenbereich ($1,4 < |\eta| \leq 1,7$) und im Endkappenbereich ($|\eta| > 1,7$) betragen die Abweichungen bis zu 3%. Hauptsächlich wird die Abweichung in diesem $|\eta|$ -Bereich durch Elektronen mit $E_T < 20$ GeV hervorgerufen. Dies sind etwa 75% der simulierten Elektronen. Der Grund für die Abweichung liegt in der Näherung für den Übergang vom Zentralkalorimeter zum Endkappen-Kalorimeter in ATLFAST. Da die Materialverteilung vor dem Endkappen-Kalorimeter sehr komplex ist, lässt sich dies nicht optimal durch eine Korrektur bestimmen, die ausschließlich von $|\eta|$ abhängt. Wie anhand der Rekonstruktionseffizienzen in Tabelle 7.2 gezeigt wird, ist diese Korrektur für die Elektron-Energieskala jedoch ausreichend.

Die Energieauflösung der Elektronen als Funktion der generierten Elektronenergie ist in Abbildung 7.1(b) dargestellt. Eine Korrektur der Funktion aus Gleichung 7.4 an beide Verteilungen zeigt, dass die Elektronenergieauflösung von ATLFAST und der detaillierten Simulation innerhalb der Fehler übereinstimmen. Die Resultate der Anpassung für die Parameter a und b sind in Tabelle 7.1 aufgelistet, jedoch ist diese nicht sensitiv auf

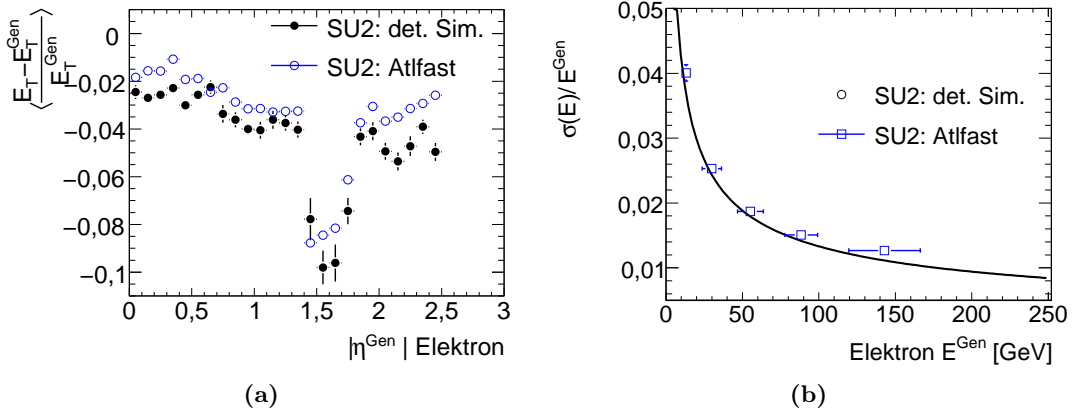


Abbildung 7.1: Das Resultat der Anpassung der Elektron-Simulation in der schnellen Simulation für das SUSY-Szenario SU2. (a) Die Elektron/Jetenergieskala als Funktion von $|\eta|$. (b) Elektronenergieauflösung als Funktion der generierten Elektronenergie.

den Parameter c , so dass $c = 0$ ist. Neben den Parametern a , b und c ist zusätzlich das Verhältnis χ^2/NDF ¹ angegeben, dass die Qualität der Anpassung der Funktion aus 7.4 an die Datenpunkte zeigt.

Simulation	a [%]	b [GeV]	χ^2/NDF
detailliert	$0,13 \pm 0,03$	$0,03 \pm 3,10$	1,8/4
ATLFAST	$0,10 \pm 0,05$	$0,47 \pm 0,30$	0,9/4

Tabelle 7.1: Resultat der Anpassung der Elektronenergieauflösung. Die erste Spalte gibt den Simulationstyp an. In der zweiten und dritten Spalte sind die ermittelten Parameter aus Gleichung 7.4 aufgeführt. Die letzte Spalte gibt Aufschluss über die Qualität der Anpassung der Energieauflösungsfunktion an die Messpunkte.

Die Rekonstruktionseffizienz der Elektronen ist ein weiteres wichtiges Kriterium, das zwischen ATLFAST und der detaillierten Simulation verglichen werden muss. Der Vergleich für die Rekonstruktionseffizienz der Elektronen ist exemplarisch für zwei transversale Energieschnitte ($E_T \geq 10$ GeV und $E_T \geq 20$ GeV) in Abbildung 7.2 gezeigt. Dort ist ein Vergleich der Rekonstruktionseffizienzen der Elektronen zwischen ATLFAST und der detaillierten Simulation für beide transversalen Energieschnitte zu sehen. Die gute Übereinstimmung spiegelt sich auch in den Parametern μ und σ aus der Anpassung der Fehlerfunktion an die Effizienzverläufe wieder. Das Resultat der Anpassung ist in Tabelle 7.2 dargestellt.

Bei der Rekonstruktion kann ein Photon, Tau oder Jet als isoliertes Elektron fehl-identifiziert werden. In ATLFAST ist dies nicht berücksichtigt. Dies hat einen direkten Einfluss auf die Selektionseffizienz für die SUSY-Ereignisse, wie in Tabelle 7.3 gezeigt wird. Drei verschiedene Szenarien für die Elektronselektion werden betrachtet. In einem Szenario wird exakt ein isoliertes Elektron verlangt, wobei kein weiteres Elektron mit

¹engl.: Number of degrees of freedom

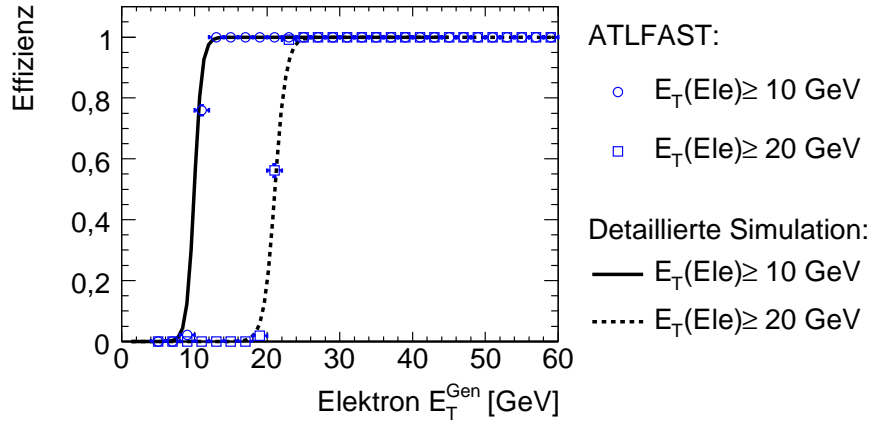


Abbildung 7.2: Vergleich der Elektron-Rekonstruktionseffizienzen von ATLFast mit der detaillierten Simulation für das SU2-Szenario für zwei transversale Elektronenergien.

Simulation	$E_T(\text{Elektron})$ [GeV]	μ [GeV]	σ [GeV]
detailliert	10	$10,0 \pm 0,6$	$0,5 \pm 0,3$
	20	$21,1 \pm 0,6$	$0,8 \pm 0,2$
ATLFast	10	$10,4 \pm 0,6$	$0,4 \pm 0,2$
	20	$20,8 \pm 0,1$	$0,5 \pm 0,1$

Tabelle 7.2: Resultat der Anpassung der Elektron-Rekonstruktionseffizienzen für ATLFast und die detaillierte Simulation. Die Parameter μ und σ beschreiben den Effizienzverlauf nach Gleichung 5.5.

$E_T < 20$ GeV im Ereignis vorhanden sein darf. In den beiden anderen Szenarien wird exakt ein Elektronpaar oder ein Positronpaar im Ereignis verlangt [32].

Wie nach der Diskussion der Energieskala zu erwarten ist, ist die Abweichung in jedem der drei SUSY-Szenarien am höchsten für die Elektronselektion mit $E_T > 20$ GeV. Jedoch trägt auch die Rekonstruktionseffizienz in der detaillierten Simulation zu dem Unterschied von bis zu einem Faktor zwei bei. Für die SU2 und SU3-Szenarien ist die Abweichung der Elektronselektionseffizienz unterhalb von 10%, dies ist für die Triggeroptimierungsstudien ausreichend. Im SU1-Szenario ist jedoch die relative Abweichung von ATLFast zur detaillierten Simulation für alle drei Elektronselektionen größer als 24%. Falls zusätzlich hochenergetische Jets gefordert werden, wird die Diskrepanz zwischen den beiden Simulationen deutlich geringer. Dies wird im Folgenden untersucht.

Korrektur der Jetsimulation in ATLFast an die detaillierte Simulation

Für die Korrektur der Jetsimulation wird das SU3-Szenario verwendet, um das Verhalten speziell für hochenergetische Jets aus den SUSY-Zerfallskaskaden bestimmen zu können. Durch ein bekanntes technisches Problem im Jet-Algorithmus in ATLFast ist die Jetmultiplizität für Ereignisse aus der ATLFast-Simulation zu hoch und die

Elektronselektion	Abweichung zur detaillierten Simulation [%]		
	SU1	SU2	SU3
$N_{Ele} = 2,$ $E_T \geq 10 \text{ GeV}, \text{ OS}^a$	$95,7 \pm 0,1$	$11,9 \pm 0,1$	$104,9 \pm 0,1$
$N_{Ele} \geq 1,$ $E_T \geq 20 \text{ GeV}$	$24,7 \pm 0,1$	$-7,0 \pm 0,1$	$6,3 \pm 0,1$
$N_{Ele} = 2,$ $E_T \geq 20 \text{ GeV}, \text{ SS}^b$	$62,7 \pm 0,1$	$5,1 \pm 0,1$	$-5,1 \pm 0,1$

^a engl. opposite sign

^b engl. same sign

Tabelle 7.3: Vergleich der relativen Abweichungen der Elektron-Rekonstruktionseffizienzen zwischen ATLFast und der detaillierten Simulation für drei SUSY-Szenarien. Die erste Spalte gibt die Art der Elektronselektion an. Die weiteren Spalten enthalten die Abweichungen der Effizienzen im Vergleich zur detaillierten Simulation.

relative Jetenergieskala im gesamten η -Bereich um etwa 30 % zu niedrig. Dieses Problem ist im ATLFast-Paket für die verwendete Athena-Version nicht behoben worden und muss daher nachträglich korrigiert werden. Die Ursache für die hohe Jetmultiplizität und die hohe Abweichung in der Jetenergieskala ist das fehlende Zusammenführen von sich überlappenden Energieclustern. Deshalb werden in einem ersten Schritt alle Energiecluster, die innerhalb des Abstandes $\Delta R = 0,2$ zum generierten Jet liegen, in ATLFast zusammengeführt.

Im Anschluss wird die Jetenergieskala in Abhängigkeit der transversalen Jetenergie sowie des η -Werts korrigiert. Die Jetenergieskala wird in vier Intervalle mit den Grenzen 50 GeV, 100 GeV, 400 GeV und 1 TeV aufgeteilt.

Das Resultat der Korrektur für die Jetenergieskala ist für das SUSY-Szenario SU3 in Abbildung 7.3(a) gezeigt. In dem Bereich, in dem die hadronische Energie des Jets vollständig durch das TILE-Kalorimeter ($|\eta| < 1,2$) bestimmt wird, ist die Jetenergieskala um maximal 0,2 % zur generierten Jetenergie zu hoch. Für die Jets mit $|\eta| \geq 1,5$ ist die Jetenergieskala zwischen 0,1 % und 0,5 % zu niedrig. Die Abweichungen in der Jetenergieskala zwischen der ATLFast und der detaillierten Simulation werden hauptsächlich durch Jets mit einer transversalen Energie von $E_T \leq 100 \text{ GeV}$ verursacht. Das entspricht etwa 60 % aller für die Korrektur der Jetenergieskala verwendeten Jets.

Die angepasste Jetenergieauflösung in ATLFast ist in Abbildung 7.3(b) für das Beispiel des SU3-Szenarios dargestellt. Die Werte a , b und c der Anpassung für die Jetenergieauflösung sind in Tabelle 7.4 für beide Simulationen angegeben. Die Parameterwerte für a liegen im Bereich der Jetenergieauflösung des ATLAS-Kalorimeters mit einer mittleren Jetenergieauflösung von 70 % (siehe Abschnitt 2.2.2) [18]. Eine weitere Anpassung ist nicht nötig, da die Werte für a innerhalb von 4 % übereinstimmen.

Im folgenden Schritt wird die Jet-Triggereffizienz in ATLFast diskutiert. Die Effizienz zeigt eine Verschiebung in ATLFast im Vergleich zur detaillierten Simulation, wie in Abbildung 7.4 zu sehen ist. Dies wird durch eine Korrektur der Fehlerfunktion (Gleichung 5.5) an die Kurven verifiziert. Die Resultate der Korrekturen sind in Tabelle 7.5

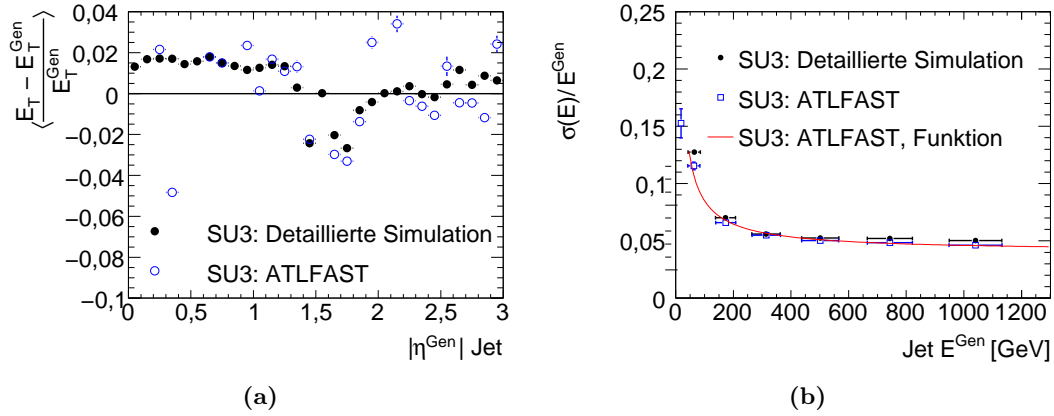


Abbildung 7.3: Das Resultat der Korrektur der Jetsimulation in ATLFEST für das SUSY-Szenario SU3. (a) Die Jetenergieskala als Funktion von $|\eta|$ des generierten Jets. (b) Jetenergieauflösung als Funktion der generierten Jetenergie.

Simulation	a [%]	b [GeV]	c
detailliert	$69,5 \pm 0,4$	$4,02 \pm 0,02$	$0,04 \pm 0,01$
ATLFEST	$66,2 \pm 0,4$	$3,50 \pm 0,02$	$0,04 \pm 0,01$

Tabelle 7.4: Vergleich der Jetenergieauflösung zwischen ATLFEST und der detaillierten Simulation.

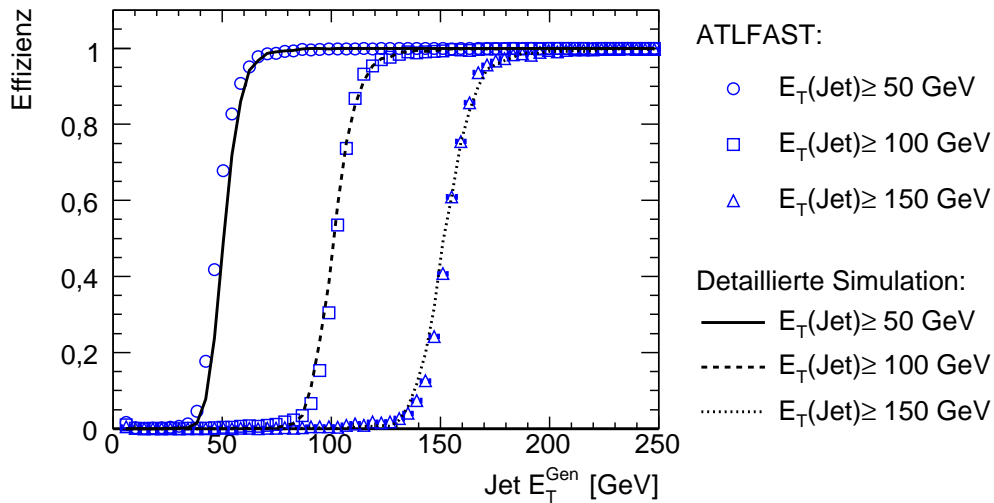


Abbildung 7.4: Vergleich der Jet-Rekonstruktionseffizienzen von ATLFEST mit der detaillierten Simulation für das SU3-Szenario für drei transversale Jetenergien.

gegenübergestellt.

Simulation	Jet-Energieschwelle [GeV]	μ [GeV]	σ [GeV]
detailliert	50	$52,9 \pm 0,3$	$4,9 \pm 0,1$
	100	$103,08 \pm 0,4$	$6,0 \pm 0,1$
	150	$154,2 \pm 0,4$	$7,8 \pm 0,1$
ATLFAST	50	$48,7 \pm 0,2$	$3,6 \pm 0,1$
	100	$102,5 \pm 0,3$	$4,9 \pm 0,1$
	150	$155,7 \pm 0,3$	$8,0 \pm 0,1$

Tabelle 7.5: Resultate der Korrektur der Jet-Rekonstruktionseffizienzen für ATLFAST und die detaillierte Simulation. Der Mittelwert μ und die Breite σ charakterisieren die Effizienzkurve nach Gleichung 5.5 aus Kapitel 5.3.

Die Verschiebung des Mittelwerts μ zwischen ATLFAST und der detaillierten Simulation ist, resultierend aus der Jet-Energieskala aus Abbildung 7.3(a), erwartet und beträgt bis zu 4 GeV. Weiterhin ist die Auflösung für die beiden niedrigsten Jetenergieschwellen in ATLFAST um etwa 1 GeV niedriger als die in der detaillierten Simulation. Im Rahmen dieser Studie ist außerdem festgestellt worden, dass für eine transversale Jetenergieschwelle von $E_T = 50$ GeV für generierte Jetenergien von $E_T < 20$ GeV Abweichungen von bis zu 2% auftreten. Dies führt bei der Studie zur Triggeroptimierung in ATLFAST zu systematischen Abweichungen im Vergleich zur detaillierten Simulation. Dieses Problems lässt sich durch die Kombination von zwei verschiedenen Jetenergieschwellen in den Triggerstudien lösen. Dies belegen die Ergebnisse des Vergleichs der Selektionskriterien für die rekonstruierten Jets zwischen beiden Simulationen in Tabelle 7.6.

Jetselektion	Abweichung zur detaillierten Simulation [%]		
	SU1	SU2	SU3
4Jet50 + 1Jet100	$-0,48 \pm 0,31$	$-0,49 \pm 0,25$	$-0,23 \pm 0,35$
3Jet100 + 1Jet150	$-0,45 \pm 0,32$	$-0,51 \pm 0,25$	$-0,23 \pm 0,35$
2Jet100 + 1Jet150	$-0,47 \pm 0,31$	$-0,51 \pm 0,25$	$-0,22 \pm 0,35$

Tabelle 7.6: Vergleich der Korrektur der relativen Jet-Rekonstruktionseffizienzen zwischen ATLFAST und der detaillierte Simulation. Das Symbol + in der Nomenklatur steht für eine logische „UND“-Verknüpfung. Die geforderte Jet-Energieschwelle steht hinter dem Begriff Jet und die Anzahl der geforderten Jets steht jeweils vor „Jet“.

In dieser Tabelle sind für gegebene Jetselektionen die relativen Abweichungen in der Selektionseffizienz zwischen ATLFAST und der detaillierten Simulation aufgelistet. Dabei bedeutet ein negatives Vorzeichen bei den angegebene Abweichungen, dass weniger Ereignisse in ATLFAST selektiert worden als in der detaillierten Simulation. Angegeben ist jeweils die Abweichung in ATLFAST zur detaillierten Simulation. Die berechneten Fehler sind zwischen den Jetselektionen korreliert, aber sehr gering. So ist die „maximale“ Abweichung für z.B. $-0,48\% \pm 0,31\%$ nur $-0,79\%$. Die gewählten Jetselektionen werden auch für die Selektionskriterien bei der Triggeroptimierung in Kapitel 8 verwendet.

Innerhalb der Messgenauigkeit stimmen die verwendeten Jetsektionen in der Rekonstruktion zwischen beiden Simulationen überein. Allerdings ist eine systematische Verschiebung zu einer geringeren Jetsektionseffizienz in ATLFAST im Vergleich zur detaillierten Simulation in der Studie festgestellt worden. Die Resultate in der Tabelle ergeben, dass die Korrektur der Jetsimulation in ATLFAST für die Triggeroptimierungsstudien in Kapitel 8 verwendet werden kann.

Der Vergleich der Selektionseffizienzen beider Simulationen bestätigt die Erwartung, dass die Korrektur der Jetenergieskala und der Auflösung hinreichend gut ist. Dies ist anhand von drei transversalen Jetenergien in Abbildung 7.4 grafisch dargestellt. Die verschiedenen Schnitte in den Jetenergien sind entsprechend der verwendeten Selektionskriterien für die Triggeroptimierung gewählt worden. Anhand der Resultate aus Tabelle 7.6 sind keine Korrekturen auf die Missidentifikation und Ineffizienz der Jet-Rekonstruktion in ATLFAST vorgenommen worden, da die Abweichung zur detaillierten Simulation für die weiteren Studien in Kapitel 8 nicht relevant sind.

Myonsimulation in ATLFAST

Die Nachbildung der Myon-Offline-Rekonstruktion in ATLFAST ist in guter Übereinstimmung mit der Myon-Rekonstruktion in der detaillierten Simulation und bedarf daher keiner Korrektur [25]. In ATLFAST wird jedoch die Fehlidentifizierung von Myonen nicht simuliert, womit eine Abweichung in der Myon-Rekonstruktionseffizienz im Vergleich zur detaillierten Simulation auftreten kann. Dies wird durch den Vergleich der verschiedenen SUSY-Szenarien für verschiedene Myon-Selektionen in Tabelle 7.7 bestätigt.

Myonselektion	Typ	Abweichung zur detaillierten Simulation [%]		
		SU1	SU2	SU3
$N_\mu = 2,$ $E_T \geq 10 \text{ GeV}, \text{OS}^a$	ATLFAST	$5,9 \pm 0,1$	$5,9 \pm 0,1$	$0,9 \pm 0,1$
$N_\mu \geq 1,$ $E_T \geq 20 \text{ GeV}$	ATLFAST	$2,8 \pm 0,1$	$2,8 \pm 0,1$	$-5,3 \pm 0,1$
$N_\mu = 2,$ $E_T \geq 20 \text{ GeV}, \text{SS}^b$	ATLFAST	$-25,5 \pm 0,1$	$-1,5 \pm 0,1$	$-25,5 \pm 0,1$

^a engl. opposite sign

^b engl. same sign

Tabelle 7.7: Vergleich der Abweichungen der Myon-Rekonstruktionseffizienzen zwischen ATLFAST und der detaillierten Simulation für drei SUSY-Szenarien. Die zweite Spalte gibt den Simulationstyp an. In der dritten bis vierten Spalte sind die ermittelten Selektionseffizienzen für ATLFAST und die detaillierte Simulation aufgeführt.

Implementierung einer einfachen Myontriggersimulation in ATLFAST

Die Untersuchung des Myontriggersystems ist nicht Bestandteil von FastCaloSim und wird deshalb mit ATLFAST vorgenommen. In der Myon-Triggersimulation muss die

Variation der maximalen Triggereffizienz ϵ_{max} von $|\eta|$ und des transversalen Impulses des Myons beachtet werden (siehe Abschnitt 5.6.1). Die $|\eta|$ -Abhängigkeit ist durch die beiden verschiedenen Technologien für die Myontriggerkammern gegeben. Für die sechs vorgegebenen Myon-Schwellen im Triggersystem wird für jedes $|\eta|$ -Intervall die Triggereffizienzkurve parametrisiert. Dazu wird die Effizienz als Funktion von $|\eta|$ skaliert.

Für jedes simulierte Myon wird mit Hilfe der parametrisierten Triggereffizienz entschieden, ob es den Myontrigger ausgelöst hat. Die Parameter sind aus [75] entnommen. Das Resultat des Vergleichs der in ATLFAST implementierten Myon-Triggersimulation mit der detaillierten Simulation ist in Tabelle 7.8 für drei SUSY-Szenarien gegeben.

Triggerschwelle [GeV]	Abweichungen zur detaillierten Simulation [%]		
	SU1	SU2	SU3
6	$-21 \pm 1,9$	$-12 \pm 1,1$	$-23 \pm 1,7$
8	$-17 \pm 1,6$	$-8 \pm 0,7$	$-18 \pm 1,4$
10	$-15 \pm 1,4$	$-7 \pm 0,6$	$-16 \pm 1,3$
11	$-9 \pm 0,8$	$-4 \pm 0,3$	$-9 \pm 0,7$
20	$-5 \pm 0,5$	$-1 \pm 0,1$	$-5 \pm 0,4$
40	$-3 \pm 0,3$	$-2 \pm 0,5$	$-2 \pm 0,2$

Tabelle 7.8: Vergleich der Triggereffizienzen für die einfache Myon-Triggersimulation in ATLFAST mit der Myon-Triggersimulation der detaillierten Simulation.

Aufgrund der fehlenden Simulation der Fehlidentifizierung von Myonen im Myon-Triggersystem sind die Effizienzen für die niedrigen p_T -Triggerschwellen (siehe Abschnitt 2.3.1) von 6 GeV bis 10 GeV zu niedrig, wie aus Tabelle 7.8 ersichtlich ist. Für die hohen E_T -Triggerschwellen von 11 GeV bis 40 GeV ist die Triggereffizienz ebenfalls systematisch zu niedrig. Die Abweichung kann nicht durch die Fehlidentifizierung von Myonen in der detaillierten Simulation erklärt werden [14]. Die Abweichungen liegen für die SUSY-Zerfallskaskaden, die hauptsächlich in Multilepton-Endzuständen enden, unterhalb von 4%. Für die \cancel{E}_T -Triggeroptimierung wird die Myon-Triggersimulation als ausreichend erachtet und somit für die weiteren Studien verwendet.

Anpassung der fehlenden transversalen Energie in ATLFAST an die detaillierte Simulation

Die fehlende transversale Energie wird in ATLFAST mit Hilfe der simulierten Elektronen, Photonen, Jets und Myonen berechnet. Wie in Abbildung 7.5 dargestellt ist, stimmen die Spektren für die fehlende transversale Energie zwischen beiden Simulationen innerhalb von 4% für den Mittelwert μ und die Breite σ im SU2-Szenario überein. Für das SU3-Szenario stimmen beide Parameter zwischen den Simulationen innerhalb von 6% überein. Die \cancel{E}_T -Energieskala wird in ATLFAST daher nicht korrigiert.

Wie in den Abbildungen 7.1(b) und 7.3(b) gezeigt ist, ist die Energieauflösung in der Elektronen/Photonen- und der Jetsimulation nach der Anpassung der Energieskala und der Energieauflösung in ATLFAST noch immer besser als im Vergleich zur detaillierten Simulation. Daher ist auch die Auflösung für die fehlende transversale Energie als

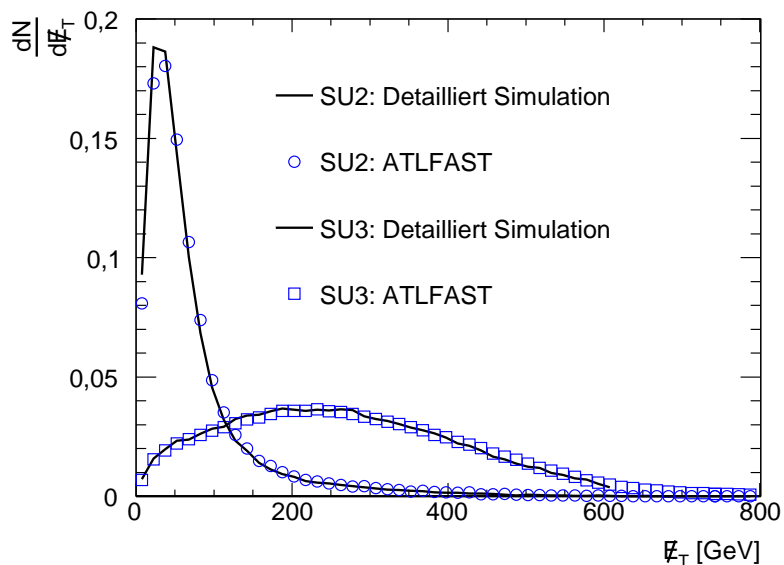


Abbildung 7.5: E_T -Spektrum von ATLFAST und der detaillierten Simulation für verschiedene SUSY-Szenarien.

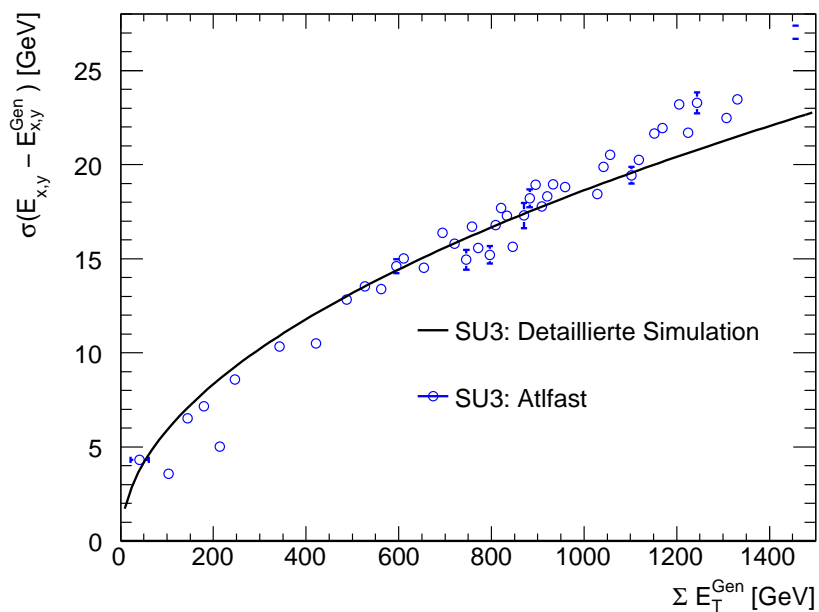


Abbildung 7.6: E_T -Auflösung von ATLFAST und der detaillierten Simulation für verschiedene SUSY-Szenarien als Funktion der skalaren transversalen Energiesumme.

Funktion von der generierten skalaren transversalen Energiesumme in der schnellen Simulation besser als in der detaillierten Simulation. Zur Korrektur der Energieauflösung der fehlenden transversalen Energie wird dieselbe Funktion verwendet, die auch zur Beschreibung der \cancel{E}_T -Auflösung verwendet wurde (siehe Gleichung 5.2). Die Korrekturen für die Auflösung sind mit Hilfe des SU1-Szenarios ermittelt worden. Das Resultat der Korrektur ist anhand des SU3-Szenarios in Abbildung 7.6 gezeigt. Durch die Korrektur ist die Energieauflösung $\sigma(E_{x,y})$ im SU3-Szenario etwas überschätzt. Die Abweichung für Auflösung zwischen ATLFast und der detaillierten Simulation beträgt etwa 2%. Im Vergleich zu den Unsicherheiten auf die tatsächlichen \cancel{E}_T -Werte aufgrund der Protonrest-Wechselwirkung, die mit einem Faktor von zwei abgeschätzt ist, ist das Ergebnis für die \cancel{E}_T -Auflösung akzeptabel [13].

Vergleich von kombinierten Rekonstruktionseffizienzen zwischen ATLFast und der detaillierten Simulation

In den vorigen Abschnitten ist separat die Qualität der Anpassung der Elektron-, Jet- und Myon-Objekte sowie der fehlenden transversalen Energie in ATLFast an die detaillierte Simulation diskutiert worden. Zusätzlich ist es wichtig zu wissen, wie genau die in der Offline-Rekonstruktion verwendeten Selektionseffizienzen für die Optimierungstudie in Kapitel 8 zwischen ATLFast und der detaillierten Simulation übereinstimmen. Deshalb wird mit Hilfe der drei SUSY-Szenarien SU1, SU2 und SU3 das resultierende Verhalten für die verwendeten Selektionskriterien in Kapitel 8 zwischen ATLFast und der detaillierten Simulation überprüft. Insgesamt werden für die Studien in der Offline-Rekonstruktion acht Selektionskriterien definiert. Diese werden in drei Klassen von Selektionen unterteilt. Die erste Klasse, mit dem Namen „SJet“ enthält alle Selektionskriterien, in denen ein Veto auf die rekonstruierten Leptonen angewendet wird. Die Klasse mit dem Namen „SLepton“ enthält die Selektionskriterien, in denen explizit mindestens ein rekonstruiertes Lepton gefordert wird. Die dritte Klasse beinhaltet alle acht verwendeten Selektionskriterien aus Kapitel 8 und wird „SAll“ genannt. Die mit Hilfe der Selektionskriterien erreichten Selektionseffizienzen aus ATLFast und aus der detaillierte Simulation sind in Tabelle 7.9 aufgelistet.

Selektionskriterium	Rekonstruktionseffizienz [%]					
	SU1		SU2		SU3	
	ATLFast	det.	ATLFast	det.	ATLFast	det.
SAll	46 ± 6,8	42 ± 6,5	5 ± 2,3	5 ± 2,2	46 ± 6,8	42 ± 6,5
SLepton	15 ± 3,9	18 ± 4,2	3 ± 1,8	4 ± 1,9	14 ± 3,8	15 ± 3,9
SJet	33 ± 5,8	24 ± 4,9	3 ± 1,7	1 ± 1,1	36 ± 6,0	26 ± 5,1

Tabelle 7.9: Gegenüberstellung der Selektionseffizienz für die in Kapitel 8 verwendeten Offline-Rekonstruktionskriterien zwischen ATLFast und der detaillierten Simulation. Dabei steht det. für die detaillierte Simulation

Anhand der Werte in der Tabelle ist ersichtlich, dass außer für die SJet-Selektion die Abweichung zwischen den beiden Simulationen maximal 4% ist. In den SJet-Selektionen wird zusätzlich gefordert, dass kein weiteres isoliertes Elektron oder Myon in dem Ereignis rekonstruiert wurde. Da jedoch in ATLFast die Fehlidentifizierung für alle simulierten Leptonen nicht simuliert ist, führt dies zu einer höheren Selektionseffizienz in

ATLFAST für Multijet-Ereignisse von bis zu 10%. Dies wird für die in Kapitel 8 vorgestellten Triggeroptimierungen als akzeptabel betrachtet, da die Unsicherheiten durch die Protonrestsimulation sowie die Überlagerung mehrerer Ereignisse in einem Bunch-crossing höher sind.

7.3 Anpassung der Kalorimetertriggersimulation für FastCaloSim

Die detaillierte Simulation des Kalorimeters benötigt sehr viel Rechenzeit. In FastCaloSim wird die benötigte Simulationszeit für das Kalorimeter durch einige Vereinfachungen und Annahmen deutlich reduziert (siehe Abschnitt 4.2). Die Kalorimetertriggersimulation muss angepasst werden, um mit der FastCaloSim das gleiche Ansprechverhalten wie das der detaillierten Simulation zu erreichen. Der verwendete Satz von Parametern in der Kalorimetertriggersimulation, sowie die Methoden zur Anpassung der Parameter werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt. Außerdem wird die Güte der Anpassung der Triggersimulation an FastCaloSim vorgestellt und diskutiert.

7.3.1 Die Parameter der Kalorimetertriggersimulation

Der Großteil der zur Verfügung stehenden Parameter der Kalorimetertriggersimulation beeinflusst den Digitalisierung-Algorithmus für die Energiewerte der Trigger-Tower und somit die Eingangsinformationen des Kalorimetertriggers. Weitere Parameter sind für die Konfiguration der LUT innerhalb der Pre-Prozessoren notwendig (siehe Abschnitte 3.3.1 und 4.2). Dabei handelt es sich um eine Zuordnung, in der die 10 Bit-Energiewerte auf 8 Bit-Werte reduziert werden.

Die Parameter, deren Anpassung in den folgenden Abschnitten diskutiert und vorgestellt werden, beziehen sich auf die sogenannten Pseudo-Trigger-Tower, die in Abschnitt 4.2.2 eingeführt und diskutiert wurden. Bei dem Pseudo-Trigger-Tower-Algorithmus werden die transversalen Energiewerte pro Trigger-Tower anhand der rekonstruierten Energien pro Kalorimeterzelle berechnet. Dabei wird vorausgesetzt, dass keine Rauschsimulationen auf den Kalorimeterzellen angewendet wurden. Im Folgenden werden die Begriffe Trigger-Tower und Pseudo-Trigger-Tower synonym verwendet.

Die Parameter zur Anpassung des Verhaltens der Trigger-Tower sind wie folgt:

1. Die Anpassung der Energieskala der elektromagnetischen und hadronischen Trigger-Tower wird in Abhängigkeit von $|\eta|$ der Trigger-Tower durchgeführt. Es werden insgesamt $2 \cdot 33 = 66$ Parameter für die Anpassung der Energieskala benötigt.
2. In FastCaloSim wird eine Rauschsimulation für die Trigger-Tower benötigt. Durch die verschiedenen Technologien im hadronischen und elektromagnetischen Kalorimeter sind diese Parameter verschieden für die jeweiligen elektromagnetischen und hadronischen Trigger-Tower. Durch die Konvertierung der Energien in transversale Energien innerhalb der Ausleseelektronik sowie die Variation der Größe der Kalorimeterzellen in Abhängigkeit von $|\eta|$ sind die Rauschparameter ebenfalls abhängig von $|\eta|$. Deshalb werden weitere 66 Parameter für die Rauschsimulation der Trigger-Tower verwendet.

3. Die Emulation der Bunchcrossing-Identifikation (BCID) (siehe Abschnitte 3.3.1 und 4.2) basiert auf den Energieinformationen aus mehreren Bunchcrossings. Diese stehen in FastCaloSim nicht zur Verfügung. Daher werden für die Simulation der der BCID-Effizienz 406 weitere Parameter benötigt.

7.3.2 Bestimmung der Parameter der Kalorimetertriggersimulation

Das Ziel der Anpassung der Parameter ist, die zur Verfügung stehenden Parameter so zu wählen, dass das jeweilige Ansprechverhalten des Triggers für Elektronen/Photonen, Jets und E_T in der Kalorimetertriggersimulation und in der detaillierten Simulation vergleichbar werden. Dabei wird ausschließlich das Ansprechverhalten der elektromagnetischen und hadronischen Trigger-Tower korrigiert und nicht die transversalen Energien bzw. die Energieauflösungen der Elektronen/Photonen bzw. Jets. Zur Bestimmung der in Abschnitt 7.3.1 vorgestellten Parameter werden Methoden verwendet, die zum einen einzelne Trigger-Tower-Energien und zum anderen die durch den Kalorimetertrigger gefundenen Signaturen wie Jets und elektromagnetische Cluster zwischen FastCaloSim und der detaillierten Simulation vergleichen. Die elektromagnetische und die hadronische Energieskala werden durch die Elektron/Photon- und Jet-Algorithmen in der ersten Triggerstufe bestimmt. Der Jet-Algorithmus in der ersten Triggerstufe unterscheidet nicht zwischen dem elektromagnetischen und hadronischen Energieanteil. Daher werden zuerst die Parameter für die elektromagnetische Energieskala bestimmt. Die Parameter für das Rauschverhalten der elektromagnetischen und hadronischen Trigger-Tower sowie die BCID-Effizienz basieren auf dem Vergleich der einzelnen Trigger-Tower-Energien in Abhängigkeit von $|\eta|$. Deshalb werden zuerst die Korrekturparameter der elektromagnetischen und hadronischen Energieskala bestimmt und im Anschluss daran die Parameter für das Rauschverhalten und die BCID-Effizienz.

Die elektromagnetische Energieskala der Trigger-Tower

Studien im technischen Designreport von ATLAS [20] haben gezeigt, dass die transversalen Energien der Elektronen/Photonen im wesentlichen innerhalb zweier Trigger-Tower deponiert werden. In den Elektron/Photon-Algorithmen des Cluster-Prozessors werden genau zwei elektromagnetische Trigger-Tower innerhalb der RoI² für die Elektron/Photon-Triggersignatur verwendet. Deshalb werden die elektromagnetischen Cluster des Elektron/Photon-Algorithmus zur Bestimmung der elektromagnetischen Energieskala verwendet. Mit dem Algorithmus des Cluster-Prozessors lässt sich die Energieskala der elektromagnetischen Trigger-Tower jedoch nur bis zu $|\eta| \leq 2,5$ bestimmen. Um den gesamten Bereich des Kalorimeters bis $|\eta| = 4,9$ abzudecken, wird für die Trigger-Tower mit $|\eta| > 2,5$ der Jet-Algorithmus des Jet/Energiesummen-Prozessors verwendet. Dabei wird das kleinste Fenster (2x2) des Jet-Algorithmus verwendet. Durch die Verwendung des Jet-Algorithmus werden jedoch achtmal so viele elektromagnetische Trigger-Tower zur Anpassung der elektromagnetischen Energieskala verwendet. Wie in Abschnitt 5.2.2 diskutiert wurde, sprechen im Mittel 35 Trigger-Tower pro Ereignis aufgrund des Rauschens im Kalorimeter und der Ausleselektronik an. Dies bedeutet, dass zusätzlich ca. 0,4 % der Trigger-Tower im Kalorimeter ansprechen, die eine transversale Energie von $E_T \geq 1$ GeV aufweisen. Die zusätzliche transversale hadronische Energie im Jet-Algorithmus beträgt etwa 0,5 GeV bis 1,8 GeV und kann vernachlässigt werden,

²engl.: **Region of Interest**

da die minimale transversale Energie der Elektronen auf dem Generatorniveau 10 GeV beträgt.

Wie im Abschnitt für die Korrektur des Simulationsverhaltens von ATLFast an die detaillierte Simulation dargestellt ist, wird auch in der Kalorimetertriggersimulation die Bestimmung der Energieskala der elektromagnetischen Trigger-Tower mit $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignissen durchgeführt. Zur Bestimmung der Korrekturparameter für die elektromagnetische Energieskala der Trigger-Tower wird die Methode aus Abschnitt 7.1 verwendet, jedoch wird nur ein E_T -Intervall verwendet. Somit gilt $\mu(E_T^{\text{Gen}}, |\eta|) = \mu(|\eta|)$ und $k(E_T(|\eta|), |\eta|) = k(|\eta|)$. Der Abstand zwischen dem elektromagnetischen Cluster und dem zugeordneten generierten Elektron muss die Bedingung $\Delta R \leq 0,2$ erfüllen.

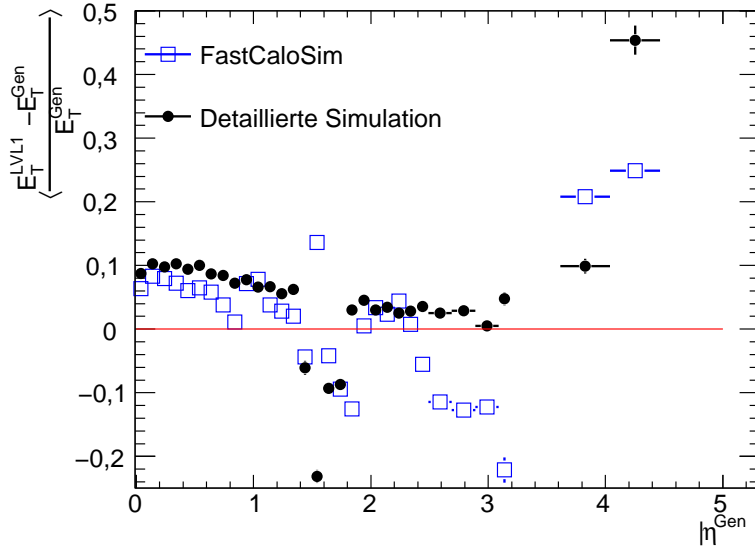


Abbildung 7.7: Resultat der Anpassung der Korrekturparameter $k(|\eta|)$ für die Energieskala der elektromagnetischen Trigger-Tower anhand von $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignissen. Es wird die mittlere Abweichung $\mu(|\eta|)$ der transversalen Energie des elektromagnetischen Clusters auf der ersten Triggerstufe mit dem generierten E_T^{Gen} des zugeordneten Elektrons verglichen.

Abbildung 7.7 zeigt, dass die bestimmte Energieskala der elektromagnetischen Trigger-Tower mit dem $Z \rightarrow e^+e^-$ -MC-Datensatz für mit $|\eta| < 3,2$ eine maximale Abweichung von 1 % haben.

Durch die Anpassung der BCID-Effizienz sowie des Rauschverhaltens der Trigger-Tower werden die Abweichungen jedoch höher. In Abbildung 7.7 ist ersichtlich, dass die größten Abweichungen im Endkappen-Kalorimeter zu verzeichnen sind. Für die Trigger-Tower im Bereich von $|\eta| \leq 1,2$ liegen die Abweichungen bei etwa 5 % im Vergleich zur detaillierten Simulation. Für den Endkappenbereich erhöht sich die Abweichung auf bis zu 20 %. Die hohe Diskrepanz der elektromagnetischen Energieskalen im Endkappen-Kalorimeter beruht im Wesentlichen auf der Simulation der BCID-Effizienzen. Die angepasste Rauschsimulation verändert nicht das Verhalten der elektromagnetischen Energieskala der Trigger-Tower, da die meisten Korrekturen deutlich unterhalb von 1 GeV pro Trigger-Tower liegen.

Ein Vergleich des Ansprechverhaltens von verschiedenen Kalorimetertriggersignaturen zwischen FastCaloSim und der detaillierten Simulation ist in Tabelle 7.10 für $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse und das SU2-Szenario gezeigt. Die elektromagnetischen Kalorimetertriggersignaturen sind dem Triggermenue von ATLAS entnommen, das für eine Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ entwickelt ist.

LVL1-Signatur	Abweichung zur detaillierten Simulation [%]	
	$Z \rightarrow e^+e^-$	SU2
1L1Em3	$0,2 \pm 0,1$	$1,4 \pm 0,1$
2L1Em3	$3,6 \pm 0,1$	$5,4 \pm 0,1$
1L1Em7	$0,3 \pm 0,1$	$3,4 \pm 0,1$
3L1Em7	$16,0 \pm 0,1$	$8,7 \pm 0,1$
1L1Em13Iso	$-1,3 \pm 0,1$	$17,8 \pm 0,1$
1L1Em18	$2,8 \pm 0,1$	$4,9 \pm 0,1$
1L1Em23Iso	$9,5 \pm 0,2$	$17,8 \pm 0,1$
1L1Em100	$-4,2 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,1$

Tabelle 7.10: Vergleich des Ansprechverhaltens des Kalorimetertriggers zwischen FastCaloSim und der detaillierten Simulation für einige exemplarisch gewählte elektromagnetische Triggersignaturen für $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse. Angegeben ist der relative Unterschiede für den jeweiligen Trigger.

Der Vergleich der Kalorimetertriggersignaturen in Tabelle 7.10 zeigt, dass mit Ausnahme der Signaturen 3L1Em7 und 1L1Em23Iso die Abweichungen für $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse innerhalb von 5% liegen. Der Schlüssel für die Abkürzungen der Signaturen ist wie folgt kodiert: *Multiplizität + Objekt + Energieschwelle + Isolationskriterium*. Das *Objekt* ist in der Tabelle immer ein Elektron. Das *Isolationskriterium* ist durch eine maximale Energieschwelle in den hadronischen Trigger-Towern oberhalb der elektromagnetischen Trigger-Tower der RoI und einer Schwelle für die maximale Energie um den RoI definiert. Festgelegt sind 4 GeV für den elektromagnetischen Isolationsring und 3 GeV für die Energie in den hadronischen Trigger-Towern oberhalb der RoI. Beim SU2-Szenario stimmt das Ansprechverhalten für die beispielhaft gewählten elektromagnetischen Signaturen ohne Isolationskriterium auf der ersten Triggerstufe innerhalb von etwa 5% überein.

Die elektromagnetischen Triggersignaturen mit Isolationskriterium haben eine im Mittel um 18% zu hohe Selektionseffizienz. Die hohe Diskrepanz in den Triggersignaturen für die isolierten elektromagnetischen Cluster ist auf das Fehlen des inneren Spursystems zurückzuführen. Durch das Fehlen des Spursystems in der Simulation ist weniger Material vor dem Kalorimeter, wodurch die Energieschauer der Elektronen/Photonen im Kalorimeter schmaler sind und somit im Mittel die Energie auf weniger Kalorimeterzellen verteilt ist. Im Vergleich zwischen FastCaloSim und der detaillierten Simulation werden dadurch mehr isolierte elektromagnetische Cluster in einem Ereignis lokalisiert. Dies kann durch die Hinzunahme des inneren Spursystems in die Simulation behoben werden. Diese Simulation ist aber erst in späteren Versionen von FastCaloSim verfügbar. Aufgrund der Unsicherheiten durch die theoretische Beschreibung der Proton-Rest-Wechselwirkung wird die Bestimmung der elektromagnetischen Skala in dieser Arbeit als akzeptabel angesehen. Die ermittelten Parameter der Energieskala der elektromagnetischen Trigger-Tower als Funktion von $|\eta|$ sind in Anhang B

aufgeführt.

Die hadronische Energieskala der Trigger-Tower

Die hadronische Energieskala der Trigger-Tower wird mit Hilfe des Jet-Algorithmus im Jet/Energiesummen-Prozessor bestimmt. Als Fenstergröße für den Jet-Algorithmus wird 4×4 gewählt, da die bisher bei ATLAS entwickelten Triggermenus für die erste Datennahmeperiode auf dieser Jet-Fenstergröße basieren. Bei der Anpassung der Energieskala der hadronischen Trigger-Tower wird angenommen, dass die Energieskala der elektromagnetischen Trigger-Tower vorher bestimmt wurde und somit die Abweichungen in der Jetenergieskala vollständig auf die nicht korrigierte Energieskala der hadronischen Trigger-Tower zurückzuführen ist.

Für die Anpassung der Korrekturparameter werden QCD-Ereignisse mit einer rekonstruierbaren transversalen Energie des führenden Jets im Bereich von 140 GeV bis 280 GeV verwendet. Die Trigger-Tower mit $|\eta| \geq 3,2$ können in der verwendeten Triggersimulation nicht angepasst werden. Für die insgesamt 64 Trigger-Tower wird die hadronische Energieskala auf den Wert 1 gesetzt.

Die Methode zur Anpassung der Parameter wurde in Abschnitt 7.1 beschrieben, wobei der maximale Abstand zwischen dem Jet auf dem Kalorimetertrigger und dem zugeordneten generierten Jet $\Delta R = 0,2$ beträgt.

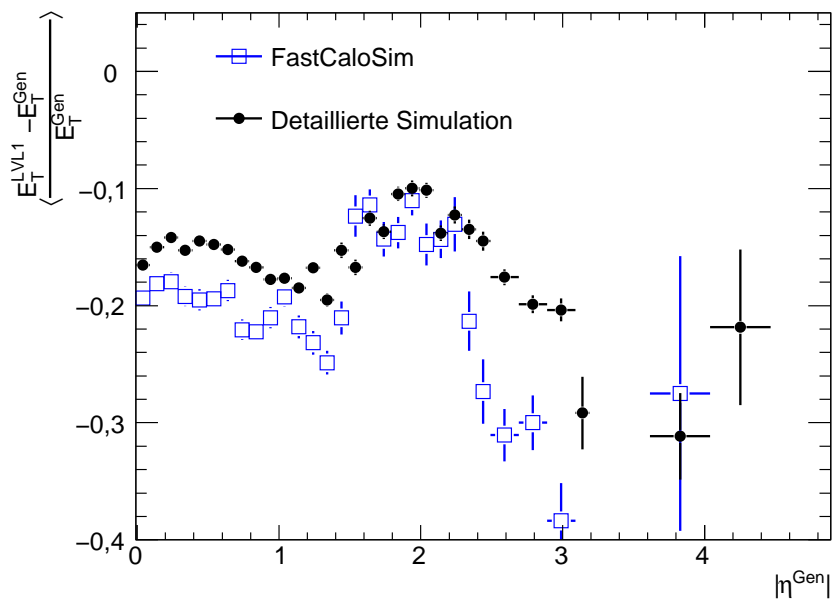


Abbildung 7.8: Resultat der Anpassung der Energieskala der hadronischen Trigger-Tower anhand des Jet-Algorithmus im Jet/Energiesummen-Prozessor für das SU1-Szenario.

Abbildung 7.8 zeigt, dass die hadronische Energieskala in der detaillierten Simulation für $|\eta| \leq 2,0$ systematisch um 2% bis 10% höher ist als in FastCaloSim. Für $|\eta| > 2,0$ beträgt die Abweichung bis zu 30%. Diese Abweichung ist durch das Fehlen des Spursystems und durch die zusätzliche Nachbildung der BCID-Effizienz bedingt. Da der Produktionswirkungsquerschnitt für Jets jedoch vom E_T des Jets und exponentiell von

$|\eta|$ abhängt, ist die Auswirkung auf Triggersignaturen, bei denen mindestens ein Jet die Triggerschwelle passieren muss, annehmbar. Dies wird in Tabelle 7.11 gezeigt, in der der Vergleich zwischen FastCaloSim und der detaillierten Simulation dargestellt ist. Der Schlüssel zur Abkürzung der verwendeten Triggersignaturen ist identisch mit dem für die Elektronsignatur aus Kapitel 7.3.2, wobei hier das Objekt ein Jet ist. Für den Vergleich wurden QCD-Ereignisse mit einer rekonstruierbaren Energie des führenden Jets im Bereich von 140 GeV bis 280 GeV sowie das SUSY-Szenario SU1 verwendet. Für beide Vergleiche ist zu erkennen, dass in der FastCaloSim generell weniger Ereignisse bei gegebenen Jet-Triggersignaturen selektiert werden, als in der detaillierten Simulation. Dies ist auf die systematisch zu niedrige hadronische Energieskala über den gesamten $|\eta|$ -Bereich zurückzuführen. Die Abweichungen sind für die genannten Jet-Signaturen kleiner als 10 %. Die Jet-Signaturen mit einer Multiplizität von vier zeigen jedoch eine deutlich höhere Abweichung, die z.B. beim SU1-Szenario bis zu 70 % beträgt. Dieses trifft allerdings nur für niedrige Jet-Triggerschwellen von $E_T = 18$ GeV bei einer hohen Multiplizität von vier zu. Triggerschwellen mit einer hohen Multiplizität und niedriger Triggerschwelle werden für die Triggeroptimierung in Kapitel 8 nicht verwendet.

LVL1-Signatur	Abweichung zur detaillierten Simulation [%]	
	QCD-Ereignisse mit $140 \text{ GeV} \leq E_{T,Jet}^{\text{Off}} \leq 280 \text{ GeV}$	SU1
1L1Jet5	$-0,0 \pm 0,5$	$-0,5 \pm 0,2$
4L1Jet10	$-19,9 \pm 10,0$	$10,9 \pm 6,4$
4L1Jet18	$-11,2 \pm 7,5$	$69,4 \pm 51,0$
3L1Jet23	$-6,0 \pm 2,9$	$27,9 \pm 16,0$
1L1Jet42	$-0,03 \pm 0,4$	$-5,2 \pm 1,9$
1L1Jet70	$-0,69 \pm 0,1$	$-6,4 \pm 2,4$
1L1Jet120	$-10,5 \pm 4,7$	$9,7 \pm 5,3$

Tabelle 7.11: Vergleich des Ansprechverhaltens des Kalorimetertriggers für Jet-Triggersignaturen zwischen FastCaloSim und der detaillierten Simulation für die QCD-Ereignisintervalle mit rekonstruierbarem E_T -Wert des führenden Jets im Bereich von 140 GeV bis 280 GeV.

Eine weitere Korrektur der Parameter für die Energieskala nach Hinzunahme der parametrisierten BCID-Effizienzen und des Rauschverhaltens wird nicht vorgenommen, da die Jet-Signaturen, die in dem Triggermenue für die erste Datennahmephase, die von der ATLAS-Kollaboration ausgearbeitet wurden, innerhalb von etwa 10 % für Jet-Signaturen mit mindestens einem lokalisiertem Energiedepositionsmaximum liegen. Für die in Kapitel 8 vorgestellte Triggeroptimierung werden ausschließlich Jet-Signaturen mit Jetenergien von $E_T \geq 50$ GeV verwendet. Daher sind die Abweichungen mit 5 % bis 7 % für Jets mit Energien bis zu $E_T = 70$ GeV akzeptabel. Das gleiche gilt für die Abweichung bei den Jets mit transversalen Energien von 120 GeV, die bis zu 10 % beträgt. Dieses kann akzeptiert werden, weil die Unsicherheit aufgrund von überlagerten Ereignissen innerhalb eines Bunchcrossing [13] deutlich höher sind. Deshalb wird die in Abbildung 7.8 gezeigte Abweichung der hadronischen Energieskala nicht weiter korrigiert. Die ermittelten Parameter für die hadronische Energieskala der Trigger-Tower sind grafisch in Anhang B.2a(b) dargestellt.

Methode zur Parametrisierung des Rauschverhaltens der Trigger-Tower

In diesem Abschnitt wird die Methode zur Anpassung des Rauschverhaltens der elektromagnetischen und hadronischen Trigger-Tower vorgestellt. Die Anpassung des Rauschverhaltens ist notwendig, damit die Spektren für ΣE_T und \cancel{E}_T der ersten Triggerstufe nachgebildet werden können. Die Studien bzgl. des Kalorimeters zeigen, dass im Mittel ca. 100 GeV im ΣE_T -Spektrum durch Rauschbeiträge der Trigger-Tower erzeugt werden. Wie in Kapitel 5.2.3 gezeigt, ist die \cancel{E}_T -Auflösung eine Funktion von ΣE_T . Deshalb ist es wichtig, das Rauschverhalten für die elektromagnetischen und hadronischen Trigger-Tower zu parametrisieren.

Wie in Kapitel 3.1 diskutiert, hängt das Rauschverhalten der Trigger-Tower von der verwendeten Kalorimeter-Technologie und der verwendeten Ausleseelektronik ab. Die Anzahl der verwendeten Kalorimeterzellen, die zu einem Trigger-Tower gebündelt werden, spielt dabei eine entscheidende Rolle. Das Rauschverhalten der Ausleseelektronik und des Summationszweigs zur Vorsummierung der Trigger-Tower-Signale ist durch Testmessungen gut bekannt und ist im Mittel unterhalb von 1 GeV. Aufgrund der Konvertierung der Energien E zu E_T fällt der Rauschbeitrag für größerem $|\eta|$ ab. Durch die große Anzahl von Rauschquellen innerhalb des Signalpfads wird aufgrund des zentralen Grenzwertsatzes eine Normalverteilung für das Rauschspektrum angenommen. Damit gibt es pro Trigger-Tower zwei Parameter, die das Rauschverhalten des Trigger-Towers beschreiben, den Mittelwert \bar{x} und die Breite σ_{Noise} der Normalverteilung. Die Energien innerhalb eines Trigger-Towers sind ausschließlich positiv, was dazu führt, dass der Mittelwert zu positiven \bar{x} -Werten verschoben ist, da negative Trigger-Tower-Energien auf 0 GeV gesetzt werden. Diese sind jedoch relativ zur erwarteten Breite der Normalverteilung vernachlässigbar und werden deshalb in der hier vorgestellten Parametrisierung nicht berücksichtigt.

Zur Parametrisierung des Rauschverhaltens der elektromagnetischen und hadronischen Trigger-Tower wurden 1.000 Ereignisse mit der detaillierten Detektorsimulation generiert, in denen keine Proton-Proton-Wechselwirkung, sondern ausschließlich das Rauschen des Detektors und der Ausleseelektronik simuliert wurde. Um das Rauschverhalten der Trigger-Tower bestimmen zu können, ist in der Simulation die Umrechnung von der digitalen Skala zur Energieskala von 1 GeV Auflösung auf 4 MeV für das niedrigste Bit geändert worden. Dies soll sicherstellen, dass das Rauschverhalten der Trigger-Tower nicht durch die Digitalisierung beeinflusst wird. Besonders wichtig ist dies für Trigger-Tower in der hadronischen Endkappe des Kalorimeters, bei dem der Rauschbeitrag $\sigma_{Noise} \sim 40$ MeV beträgt.

Zur Simulation des Rauschverhaltens der Trigger-Tower können die σ_{Noise} -Werte aus der detaillierten Simulation verwendet werden, weil in der FastCaloSim zur Berechnung der Trigger-Tower-Energiewerte die Kalorimeterzellen-Energien ohne Rauschsimulation verwendet werden.

Die berechneten Rauschparameter sind in Abbildung 7.9 für die elektromagnetischen und hadronischen Trigger-Tower als Funktion von $|\eta|$ dargestellt. Die Fläche der Ausleseelektrode in der Kalorimeterzelle nimmt mit höherem η -Wert ab. Durch die Verkleinerung der Fläche der Ausleseelektrode in der Kalorimeterzelle nimmt die Kapazität in der Kalorimeterzelle ab und somit nimmt das Rauschen zu. Deshalb ist für die elektromagnetischen und hadronischen Trigger-Tower, des LAr-Kalorimeters, eine Zunahme der Standardabweichung σ_{Noise} für höhere $|\eta|$ -Werte zu erkennen.

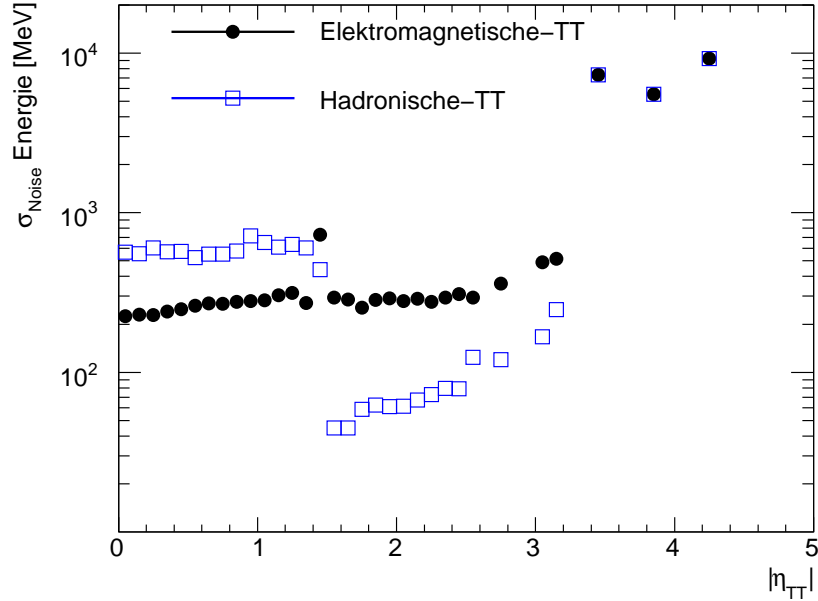


Abbildung 7.9: Die Auflösung σ_{Noise} als Funktion von $|\eta|$ für die Simulation des Rauschverhaltens der elektromagnetischen und hadronischen Pseudo-Trigger-Tower.

Durch die Platzierung der Vorverstärker in den Kryostaten wird der Rauschbeitrag der Ausleseelektronik deutlich reduziert. Dies ist für das hadronische Endkappen-Kalorimeter der Fall und ist in Abbildung 7.9 für $1,5 \leq |\eta| \leq 3,1$ zu sehen. Der Rauschbeitrag für die hadronischen und elektromagnetischen Trigger-Tower-Energien im Vorwärtsbereich ($|\eta| > 3,2$) ist deutlich höher gegenüber den Energien des LAr-Kalorimeters. Dieses ist bedingt durch die Bauweise der FCAL-Zellen gegenüber den Zentralen- und den Endkappen-LAr-Kalorimeterzellen (siehe Abschnitt 2.2.2). Da jedoch die transversalen Energien der Trigger-Tower im Kalorimetertrigger verwendet wurden, ist das Rauschen der Trigger-Tower im FCAL auf der ersten Triggerstufe vernachlässigbar.

Parametrisierung der Bunchcrossing-Identifikationseffizienz (BCID-Effizienz)

Die nachträgliche Implementierung der BCID-Effizienzen ist notwendig, da durch die Anpassung des Rauschverhaltens in der Triggersimulation ohne die Korrektur der BCID-Effizienz die skalare transversale Energiesumme ΣE_T systematisch zu hoch bestimmt wird. Dadurch wird die \cancel{E}_T -Auflösung nicht korrekt simuliert. Da für die BCID-Effizienzbestimmung die transversalen Energieinformationen aus fünf Bunchcrossings betrachtet werden, ist die BCID-Effizienz vom Typ des Zerfallsprozesses abhängig. Die Abhängigkeit der BCID-Effizienz vom Zerfallsprozess ist in Abbildung 7.10(a) dargestellt.

Zur Verdeutlichung der BCID-Effizienzabhängigkeit von E_T und dem Zerfallsprozess ist in der Abbildung die Schrittweite in der Digitalisierung von 1 GeV auf 250 MeV pro Bit reduziert worden. Der Ausreißer in der BCID-Effizienz bei 750 MeV in der Abbildung lässt sich wie folgt erklären. Abhängig von der Kalorimetertechnologie können nicht alle möglichen Werte innerhalb eines 1 GeV-Energieintervalls im Trigger-Tower angenommen werden. Zudem ist die BCID-Effizienz für die hadronischen Trigger-Tower niedriger als für die elektromagnetischen Trigger-Tower. Des Weiteren können die hadronischen

Trigger-Tower des TILE-Kalorimeters Energiewerte von 750 MeV nicht annehmen, was zu diesem Ausreißer in Abbildung 7.10(a) führt. Dieses ist auf den FIR-Filter sowie die interne Datenwortbreite im Pre-Prozessors zurückzuführen. Die BCID-Effizienz ist, wie in der Abbildung ersichtlich, abhängig von der Topologie des Ereignisses. Daher wird als Ausgangspunkt für die Parametrisierung der BCID-Effizienzen festgelegt, dass QCD-Ereignisse mit einer rekonstruierbaren transversalen Energie des führenden Jets zwischen 140 GeV und 280 GeV verwendet werden.

Die BCID-Effizienz wird als Funktion von E_T und $|\eta|$ des Trigger-Towers parametrisiert. Sie wird in E_T -Schritten von 1 GeV bis einschließlich 7 GeV durchgeführt. Exemplarisch ist die Parametrisierung für eine elektromagnetische und hadronische Trigger-Tower-Energie von $E_T = 1$ GeV als Funktion von $|\eta|$ in Abbildung 7.10(b) dargestellt. Die Simulation der parametrisierten BCID-Effizienz wird im Anschluss an die LUT vorgenommen (siehe Abschnitt 3.3.1). In der Abbildung ist der Übergang zwischen dem TILE-Kalorimeter und dem hadronischen LAr-Kalorimeter bei $|\eta| = 1,2$ zu sehen. Die Stufe in der Effizienz resultiert aus dem deutlichen geringeren Rauschen des hadronischen Endkappen-Kalorimeters, bei dem die Vorverstärker mit im Kryostaten untergebracht sind. Aufgrund des bekannten technischen Problems in der Simulation der hadronischen Trigger-Tower im FCAL werden die BCID-Effizienzen für diese Trigger-Tower nicht verwendet.

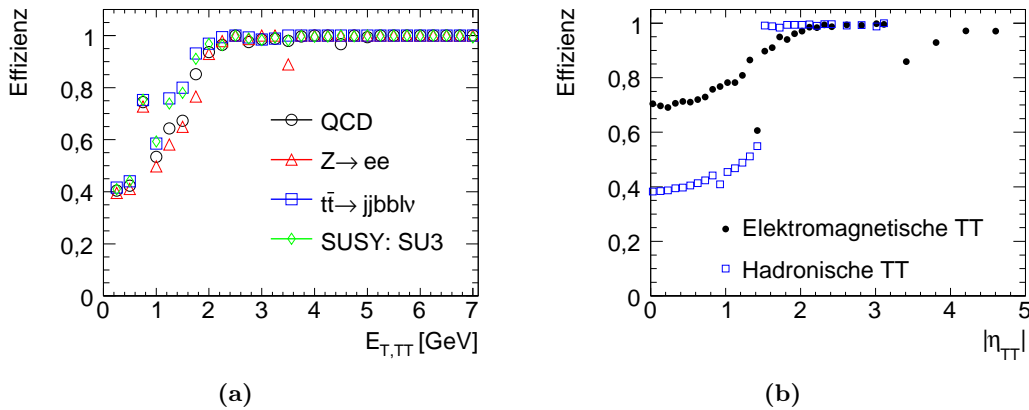


Abbildung 7.10: Darstellung der BCID-Effizienz für die Trigger-Tower in der Kalorimetersimulation. (a) Vergleich der BCID-Effizienz für drei verschiedene Physikprozesse im Standardmodell und dem SU3-Szenario als Funktion von E_T der Trigger-Tower. (b) $|\eta|$ -Abhängigkeit der BCID-Effizienz für Trigger-Tower mit $E_T = 1$ GeV für die QCD-Ereignisse mit einer rekonstruierbaren transversalen Jetenergie zwischen 140 GeV und 280 GeV, separat für ECAL und HCAL.

Vergleich des simulierten E_T -Spektrums zwischen FastCaloSim und der detaillierten Simulation

Durch den gewählten Ansatz der Parametrisierung der Kalorimetertriggersimulation in FastCaloSim muss die E_T -Berechnung nicht zusätzlich angepasst werden, da die verwendeten Trigger-Tower für alle Algorithmen die gleichen sind, wobei für den Jet/Energiesummen-Prozessor die Anzahl der Trigger-Tower weiter zusammengefasst werden, die

Energieskala wird dabei nicht verändert. Daher wird erwartet, dass die \cancel{E}_T -Triggersignatur für Ereignisse mit hohem hadronischen Energieanteil, wie z.B. bei QCD-Ereignissen oder SUSY-Szenarien mit Multijet-Endzuständen, um 2 % bis 10 % von der detaillierten Simulation abweicht. Dies wird durch die \cancel{E}_T -Spektren in Abbildungen 7.11 und 7.12 belegt. Die Übereinstimmung zwischen den beiden Simulationen ist besser als 98 % für die \cancel{E}_T -Spektren von $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignissen sowie für das SU2-Szenario, in dem die Zerfallskaskaden hauptsächlich in Multilepton-Endzuständen enden. Für die gewählten QCD-Ereignisse und das SU1-Szenario liegen die Abweichungen in den \cancel{E}_T -Spektren bei bis zu 10 %. Da die Unsicherheiten bezüglich des vernachlässigten Einflusses von überlagerten Ereignissen innerhalb eines Bunchcrossings höher liegen [13], wird die Abweichung von bis zu 10 % im \cancel{E}_T -Spektrum als akzeptabel betrachtet .

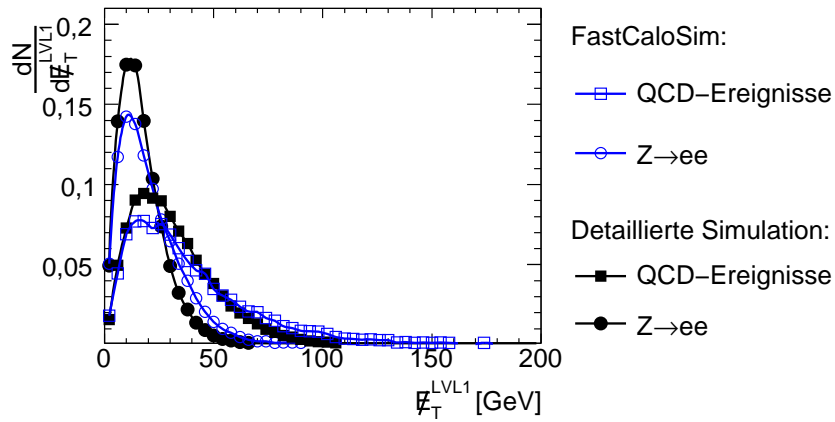


Abbildung 7.11: Vergleich des \cancel{E}_T -Spektrums zwischen *FastCaloSim* und der detaillierten Simulation für QCD-Ereignisse mit rekonstruierbarer transversaler Jet-energie zwischen 280 GeV und 560 GeV und $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse.

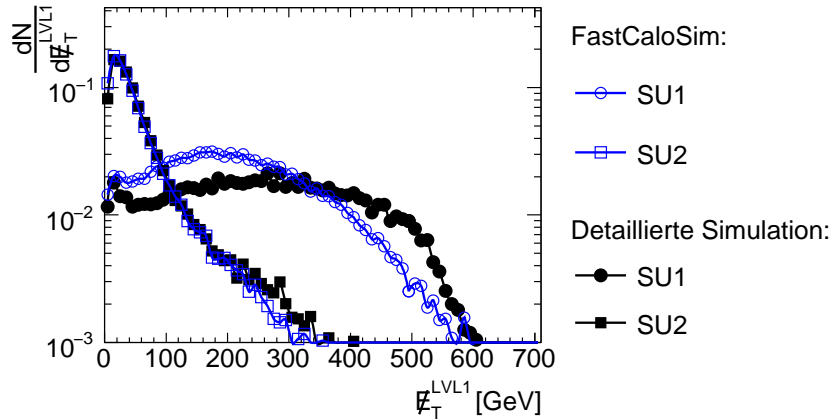


Abbildung 7.12: Vergleich des \cancel{E}_T -Spektrums zwischen *FastCaloSim* und der detaillierten Simulation für zwei SUSY-Szenarien.

7.4 Kapitelzusammenfassung

In der Einleitung dieses Kapitels wurde die Notwendigkeit für die Verwendung von schnellen Simulationen vertieft. Es folgte die Vorstellung der Methoden zum Vergleich der beiden schnellen Simulationen mit der detaillierten Simulation. Die Qualität der Anpassung wurde anhand von drei SUSY-Szenarien bestimmt, während die Parameteranpassung anhand von Standardmodellprozessen durchgeführt wurde. Damit ist die Anwendbarkeit der durchgeführten Korrekturen in einem weiten Energiebereich sichergestellt.

In der ersten Hälfte des Kapitels wurde die Anpassung für ATLFAST vorgestellt. Es konnte gezeigt werden, dass für die Selektionsklasse **SJet** die Abweichungen unterhalb von 10 % und für die **SLepton**-Selektion unterhalb von 4 % liegen.

Für FastCaloSim, die für die Response des ersten Kalorimetertriggers benötigt wird (siehe folgendes Kapitel), mussten mehr als 130 Parameter angepasst werden, davon 66 Parameter für die elektromagnetische und hadronische Energieskala der Trigger-Tower sowie weitere 66 Werte zur Korrektur des Rauschverhaltens der Trigger-Tower. Außerdem wurden die Parameter für die Trigger-Tower-Bunchcrossing-Identifikations-Effizienz angepasst. Die Qualität der Anpassung wurde anhand von typischen Elektron- und Jet-Triggern ermittelt. Dabei zeigte sich, dass die Abweichungen zwischen FastCaloSim und der detaillierten Simulation für die nicht isolierten Elektrontriggerschwellen unterhalb von 4 % liegt. Bei den isolierten Elektrontriggerschwellen wurde eine systematisch zu hohe Abweichung von etwa 18 % festgestellt. Für die verwendeten Jet-Trigger liegt die Abweichung zwischen beiden Simulationen unterhalb von 10 %. Für den inklusiven \cancel{E}_T -Trigger liegt die Abweichung je nach Schwellenwert zwischen 2 % und 10 %. Die aufgeführten Abweichungen konnten aufgrund der noch nicht vorhandenen Simulation des inneren Spurkammersystems nicht verbessert werden.

8 Triggeroptimierung für das mSUGRA-Modell

In dieser Studie wird angenommen, dass es neue Physik jenseits des Standardmodells gibt und diese mit Hilfe der SUSY-Theorie beschrieben werden kann. Weiterhin wird vermutet, dass das mSUGRA-Modell mit den Parametern $m_0, m_{1/2}, A_0, \tan\beta$ (siehe Abschnitt 1.2.2) das wahrscheinlichste Modell innerhalb der SUSY-Theorie ist.

Die Möglichkeit der Entdeckung von neuer Physik hängt neben der Luminosität der pp -Kollisionen, dem Detektorverständnis sowie der Rekonstruktion der aufgezeichneten Ereignisse entscheidend davon ab, welche Ereignisse den Trigger passieren und abgespeichert werden. Dem Ziel, neue Physik mit dem ATLAS-Detektor zu entdecken, schließt sich nahtlos an, diese auch schnellstmöglich durch Messungen zu verifizieren.

Wie in Abschnitt 1.2.2 dargestellt, enthält jedes mSUGRA-Ereignis mindestens ein leichtestes supersymmetrisches Teilchen (LSP) und kann daher über eine \cancel{E}_T -Signatur vom Trigger selektiert werden. In dieser Arbeit wird ausschließlich die \cancel{E}_T -Signatur der ersten Triggerstufe betrachtet, da auf der zweiten Triggerstufe kein \cancel{E}_T -Algorithmus existiert, der auf mehr Informationen basiert als der der ersten Triggerstufe. Des Weiteren wird der Event-Filter (siehe Kapitel 2.3.2) hier nicht berücksichtigt, da der implementierte \cancel{E}_T -Algorithmus dem Algorithmus auf der Rekonstruktionsebene entspricht.

Ein wesentlicher Parameter für den Trigger ist die Triggerrate. Aufgrund der Unsicherheiten in den erwarteten Triggerraten sollten zur Sicherheit nur etwa 40 % bis 50 % der Bandbreite belegt werden. Weiterhin muss die Bandbreite zwischen den verschiedenen Physikzielen bei ATLAS aufgeteilt werden, wie z.B. die Suche nach neuer Physik (SUSY, Higgs), Top-Physik, b-Physik sowie QCD-Präzisionsmessung. Zur Optimierung der Wahl der \cancel{E}_T -Triggersignaturen wird daher eine konstante Rate von 100 Hz bei einer Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ angesetzt. Prinzipiell steht eine maximale Triggerrate von 100 kHz zur Verfügung.

Die gewählte Luminosität ist ein Kompromiss zwischen der Kenntnis der \cancel{E}_T -Triggerraten als Funktion der \cancel{E}_T -Triggerschwelle für mehr als eine pp -Kollision im Bunchcrossing und der geplanten Design-Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Bei der Optimierung der \cancel{E}_T -Triggersignatur zur Maximierung der Signifikanz wird angenommen, dass nach einem Jahr etwa 1fb^{-1} Daten aufgezeichnet sind. Deshalb wird in den folgenden Studien die Anzahl der erwarteten Signal- und Untergrundereignisse an diese Datenmenge angepasst.

In dieser Arbeit sollen mit den erarbeiteten Kenntnissen der \cancel{E}_T -Signatur des Kalorimetertriggers die folgenden Fragen untersucht werden:

- Welche exklusive \cancel{E}_T -Triggerkombination ergibt eine bessere Triggereffizienz bzw. Signifikanz für mSUGRA-Ereignisse als ein inklusiver $\cancel{E}_T^{\text{LVL1}}$ -Trigger bei Vorgabe der maximalen Triggerrate?

- Wie viele exklusive \cancel{E}_T -Triggersignaturen auf der ersten Triggerstufe sind notwendig, damit für jeden betrachteten SUSY-Punkt die Triggereffizienz für die exklusiven \cancel{E}_T -Triggersignaturen höher ist als für die inklusive \cancel{E}_T -Triggersignatur?
- Welche Bereiche in der m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene des mSUGRA-Parameterraums werden am effizientesten von jedem einzelnen exklusiven \cancel{E}_T -Trigger abgedeckt? Gibt es Überschneidungen der Bereiche/Punkte zwischen den einzelnen \cancel{E}_T -Triggern?
- Um wieviel effizienter sind die inklusiven bzw. die exklusiven \cancel{E}_T -Trigger im Vergleich zu den sonstigen Triggersignaturen, die bei ATLAS für die Suche nach neuer Physik verwendet werden sollen [33]?
- Wie sieht eine mögliche Triggerliste auf Basis der optimierten \cancel{E}_T -Triggersignaturen für die Suche nach neuer Physik aus?

Für die Klärung der gestellten Fragen werden zunächst einige technische Aspekte zur Studie aufgeführt. Anschließend werden die auf der Rekonstruktionsebene verwendeten Selektionskriterien vorgestellt. Danach werden die in dieser Studie als Untergrund betrachteten Standardmodellprozesse vorgestellt. Im Anschluss folgt eine kurze Darstellung der Fehlerabschätzung. Die Optimierungsalgorithmen werden in Abschnitt 8.4 vorgestellt, an den sich dann der Abschnitt zur Diskussion der Resultate für die Triggeroptimierung anschließt.

8.1 Der verwendete mSUGRA-Parameterraum

Die mSUGRA-Ereignisse sind mit der Generatorkombination von Isajet und Herwig generiert worden, und der betrachtete mSUGRA-Parameterraum überstreckt die m_0 - $m_{1/2}$ Massenebene von $100 \text{ GeV}/c^2 \leq m_0 \leq 2000 \text{ GeV}/c^2$ und $100 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{1/2} \leq 1500 \text{ GeV}/c^2$. Dabei ist die Schrittweite für m_0 $100 \text{ GeV}/c^2$ und für $m_{1/2}$ $50 \text{ GeV}/c^2$. Für das Verhältnis des Vakuumerwartungswerts des Higgs-Bosons wird wie in den detaillierten SUSY-Szenarien SU1 und SU2 $\tan\beta = 10$ verwendet. Mit Hilfe dieses Parameters werden im Wesentlichen in der Theorie die Zerfalleigenschaften der $\tilde{t}_1, \tilde{t}_2, \tilde{b}_1, \tilde{b}_2, \tilde{\tau}_1$ und $\tilde{\tau}_2$ beeinflusst und damit die mittlere Anzahl der Leptonen im Endzustand. Die SUSY-Studien bei ATLAS verwenden Werte für $\tan\beta$ von 6, 10, 20, 40 und 50 [34]. Die trilineare Kopplungskonstante A_0 gibt die Mischung innerhalb der Sfermionen an. Auch hier wird der Wert aus den bekannten SUSY-Szenarien SU1 und SU2 mit $A_0 = 0$ verwendet. Außerdem wird $\mu = 1$ gesetzt. Für jedes der 580 mSUGRA-Szenarien sind 10000 Ereignisse generiert worden. Der Produktionswirkungsquerschnitt variiert um sieben Größenordnungen und liegt für die generierten mSUGRA-Szenarien zwischen 1×10^{-4} und 4000 pb. Dabei ist der Wirkungsquerschnitt bei den kleinsten Massewerten für m_0 und $m_{1/2}$ am größten und für die größten Massewerte am kleinsten, wie aus Abbildung 8.1 ersichtlich ist. Für die Simulation der Wirkungsquerschnitte wird der Generator Herwig verwendet, der die Berechnungen in führender Ordnung durchführt.

8.2 Ereignis-Selektionskriterien

In der ATLAS-Kollaboration sind verschiedene Offline-Selektionskriterien studiert worden. Diese werden in dieser Arbeit für die Optimierung der \cancel{E}_T -Triggersignatur zugrunde gelegt. Die verwendeten Selektionskriterien sind bis auf den transversalen Sphärizitätsschnitt für die Optimierung im Rahmen dieser Arbeit übernommen worden. Eine

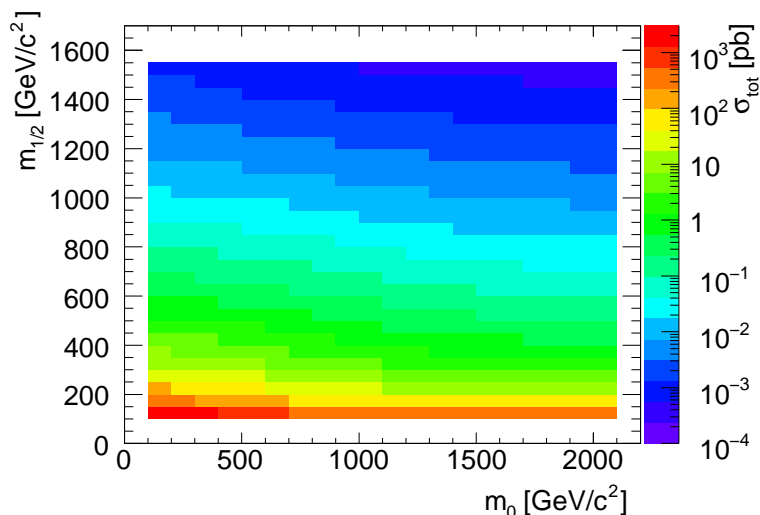


Abbildung 8.1: Der inklusive Wirkungsquerschnitt in pp -Kollisionen bei $\sqrt{s} = 14$ TeV für verschiedene $mSUGRA$ -Szenarien als Funktion von m_0 und $m_{1/2}$ für $\tan\beta = 10$, $A_0 = 0$ und $\mu = 1$.

vollständige Auflistung aller Selektionskriterien ist in Tabelle 8.1 und 8.2 aufgeführt. Eine detaillierte Beschreibung dazu kann in einem internen ATLAS-CSC-Artikel und im ATLAS-TDR¹ nachgelesen werden [33, 32].

Insgesamt werden acht Selektionskriterien definiert, die für die weiteren Studien in drei Klassen eingeteilt werden. Die erste Klasse umfasst alle acht Selektionskriterien und wird mit **SA11** bezeichnet. Die nächste Klasse **SJet** (siehe Tabelle 8.1) beinhaltet die Selektionskriterien mit einem Veto auf die Anzahl der rekonstruierten Leptonen. In der letzten Klasse **SLepton** (siehe Tabelle 8.2) sind alle Selektionskriterien enthalten, die mindestens ein Lepton fordern. Ein Ereignis ist durch eine der Selektionsklassen selektiert, wenn mindestens eine der Selektionen für die jeweilige Klasse angesprochen wird. Die erreichten Selektionseffizienzen für die generierten $mSUGRA$ -Szenarien sind für die drei Selektionsklassen **SA11**, **SJet**, **SLepton** in den Abbildungen 8.2(a) und 8.2(c) dargestellt. Die maximale Selektionseffizienz für **SLepton** liegt bei rund 29 %, für **SJet** bei etwa 42 % und für **SA11** bei bis zu 49 %. Der Vergleich der drei Selektionsklassen zeigt, dass etwa 54 % der selektierten Ereignisse sowohl durch die Selektionen von **SJet** sowie von **SLepton** akzeptiert werden.

¹engl. **Technical Design Report**

Selektionsname	Schnittkriterium
0 Lepton-Mode (4 Jets)	<ul style="list-style-type: none"> - 4 Jets mit $p_T > 50 \text{ GeV}/c$ und 1 Jet $p_T > 100 \text{ GeV}/c$ - $\cancel{E}_T \geq 100 \text{ GeV}$ und $\cancel{E}_T \geq 0,2 \cdot M_{eff}$ - $\delta\phi(\text{Jet}_{1-3} - \cancel{E}_T) > 0,2$ - $M_{eff} > 800 \text{ GeV}/c^2$ - Veto: Keine isolierten Elektronen oder Myonen
0 Lepton-Mode (3 Jets)	<ul style="list-style-type: none"> - 3 Jets mit $p_T > 100 \text{ GeV}/c$ und 1 Jet $p_T > 150 \text{ GeV}/c$ - $\cancel{E}_T \geq 100 \text{ GeV}$ und $\cancel{E}_T \geq 0,25 \cdot M_{eff}$ - $\delta\phi(\text{Jet}_{1-3} - \cancel{E}_T) > 0,2$; - $M_{eff} > 800 \text{ GeV}/c^2$ - Veto: Keine isolierten Elektronen oder Myonen
0 Lepton-Mode (2 Jets)	<ul style="list-style-type: none"> - 2 Jets mit $p_T > 100 \text{ GeV}/c$ und 1 Jet $p_T > 150 \text{ GeV}/c$ - $\cancel{E}_T \geq 100 \text{ GeV}$ und $\cancel{E}_T \geq 0,3 \cdot M_{eff}$ - $\delta\phi(\text{Jet}_{1-3} - \cancel{E}_T) > 0,2$ - $M_{eff} > 800 \text{ GeV}/c^2$ - Veto: Keine isolierten Elektronen oder Myonen

Tabelle 8.1: Übersicht der verwendeten *SJet*-Selektionskriterien in der Offline-Rekonstruktion [33] [32]. Die Größe M_{eff} ist in Kapitel 1.3.5 beschrieben.

Selektionsname	Selektionskriterium
1 Lepton-Mode	<ul style="list-style-type: none"> - Exakt ein isoliertes Lepton (e, μ, τ) mit $p_T \geq 20 \text{ GeV}/c$ mit $\eta < 2,5$ - Keine weitere Lepton mit $p_T \geq 10 \text{ GeV}/c$ - 4 Jets mit $p_T > 50 \text{ GeV}/c$ und 1 Jet $p_T > 100 \text{ GeV}/c$ - $\cancel{E}_T \geq 100 \text{ GeV}$ und $\cancel{E}_T \geq 0,2 \cdot M_{eff}$ - $M_{eff} > 800 \text{ GeV}/c^2$ - transversale Masse : $M_T > 100 \text{ GeV}/c^2$
2 Lepton-Mode (SS)	<ul style="list-style-type: none"> - Exakt zwei isolierte Leptonen mit gleichem Ladungsvorzeichen und $p_T \geq 20 \text{ GeV}/c$ mit $\eta < 2,5$ - 4 Jets mit $p_T > 50 \text{ GeV}/c$ und 1 Jet $p_T > 100 \text{ GeV}/c$ - $\cancel{E}_T \geq 100 \text{ GeV}$ und $\cancel{E}_T \geq 0,2 \cdot M_{eff}$
2 Lepton-Mode (OS)	<ul style="list-style-type: none"> - Exakt zwei isolierte Leptonen mit verschiedenem Ladungsvorzeichen und $p_T \geq 10 \text{ GeV}/c$ mit $\eta < 2,5$ - 4 Jets mit $p_T > 50 \text{ GeV}/c$ und 1 Jet $p_T > 100 \text{ GeV}/c$ - $\cancel{E}_T \geq 100 \text{ GeV}$ und $\cancel{E}_T \geq 0,2 \cdot M_{eff}$
<i>Fortsetzung der Tabelle auf der nächsten Seite</i>	

Selektionsname	Selektionskriterium
3 Lepton-Mode (\cancel{E}_T)	<ul style="list-style-type: none"> - Mindestens 3 isolierte Leptonen mit $p_T > 10 \text{ GeV}/c$ und $\eta < 2,5$ - Mindestens ein OSSF² zwei Lepton-Paar mit $M_{ll} > 20 \text{ GeV}/c^2$ - $\cancel{E}_T \geq 30 \text{ GeV}$ - $M_{ll} < M_Z - 10 \text{ GeV}/c^2$ für irgend ein OSSF zwei Lepton-Paar
3 Lepton-Mode (1 Jet)	<ul style="list-style-type: none"> - Mindestens 3 isolierte Leptonen mit $p_T > 10 \text{ GeV}/c$ und $\eta < 2,5$ - Jet $E_T \geq 200 \text{ GeV}$

Tabelle 8.2: Übersicht der verwendeten *SLepton*-Selektionskriterien in der Offline-Rekonstruktion [33] [32]. Die Größe M_{eff} ist in Kapitel 1.3.5 beschrieben.

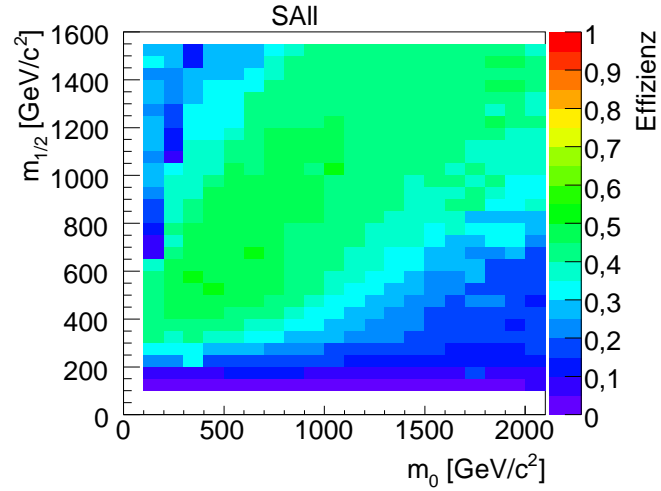
8.3 Verwendete Untergrundprozesse aus dem Standardmodell

Für die Optimierung der exklusiven \cancel{E}_T -Triggersignatur zum Erreichen des höchstmöglichen Entdeckungspotentials ist das Verhältnis $S/\sqrt{S+B}$ eine entscheidende Größe. Dieses Verhältnis kann verwendet werden, da die Wirkungsquerschnitte für die SUSY-Ereignisse klar vorhergesagt werden und somit keine Systematik eingeführt wird. Dabei gibt S die Anzahl der SUSY-Ereignisse an und B die Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse. Zur Abschätzung des Untergrunds werden Zerfälle aus dem Standardmodell verwendet, die einen SUSY-Endzustand vortäuschen könnten. Die verwendeten Standardmodellprozesse sind in Tabelle 8.3 aufgelistet und sind anhand der verwendeten Selektionskriterien ausgewählt worden. Dabei gibt die zweite bis vierte Spalte die Ereignisse an, die nicht von den Selektionskriterien auf der Rekonstruktionsebene unterdrückt werden. Die erwartete Anzahl der Ereignisse für den jeweiligen Prozess bei einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{\text{int}} = 1 \text{ fb}^{-1}$ ist in der fünften bis siebten Spalte angegeben. Die für die Normierung verwendeten Wirkungsquerschnitte sind in den Tabellen 4.2 und 4.3 angegeben.

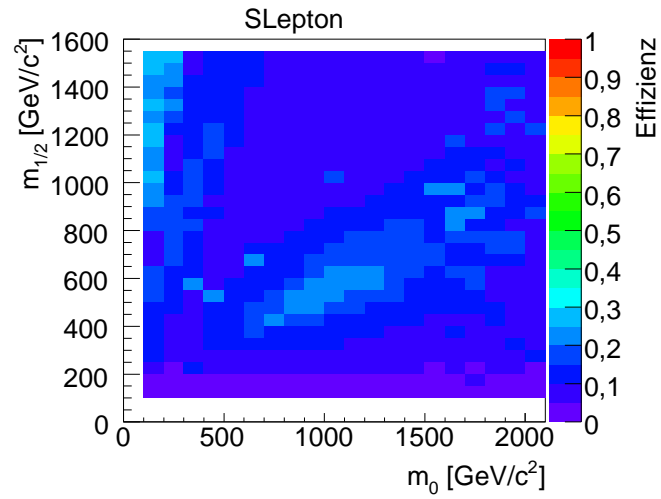
Methode zur Abschätzung des statistischen Fehlers auf die Untergrundereignisse

Zur Abschätzung des Entdeckungspotentials für die verschiedenen Prozesse ist es notwendig, die systematischen Unsicherheiten mitzuberechnen. Bei der Suche nach SUSY-Ereignissen wird nach sehr komplexen Endzuständen z.B. mit mehreren Jets oder Leptonen gesucht. In dieser Arbeit wird die systematische Unsicherheit bei einer integrierten Luminosität von 1 fb^{-1} wie folgt angenommen:

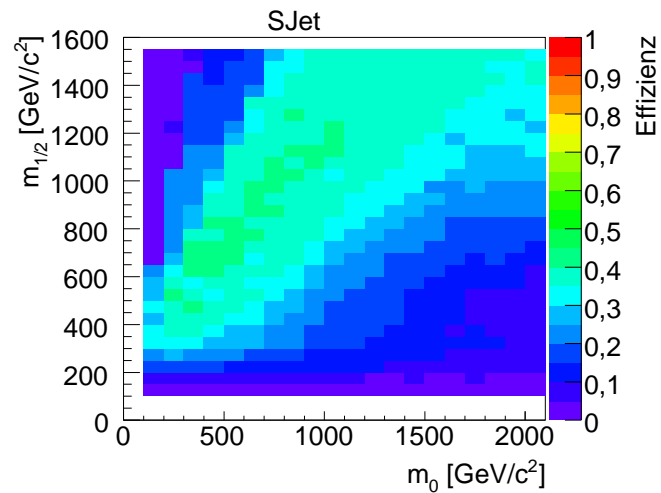
²engl. **O**pposite **S**ign **S**ame **F**lavor.



(a)



(b)



(c)

Abbildung 8.2: Vergleich der Effizienzen für die Rekonstruktionsselektionen aus den Tabellen 8.1 und 8.2. (a) Mindestens eine der Selektionskriterien aus *SAll* wurde erfüllt. (b) Ein Selektionskriterium aus der Klasse *SLepton*, wurde erfüllt. (c) Ein Selektionskriterium aus *SJet*, mit einem Veto auf die rekonstruierten Leptonen, wurde erfüllt.

Prozess	Selektion			Selektion, Normiert auf 1 fb^{-1}		
	SA11	SLepton	SJet	SA11	SLepton	SJet
$W \rightarrow l\nu$	20	18	2	5759	5379	385
$Z \rightarrow ll$	58	58	0	910	910	0
WW Zerfälle	41	35	7	22	19	4
ZZ Zerfälle	172	166	6	8	7	0
WZ Zerfälle	349	344	7	60	59	1
$t\bar{t} \rightarrow jjbb\nu/bl\nu b\nu$	6038	5854	454	12827	12436	964
$t\bar{t} \rightarrow jjbjjb$	36	36	0	139	139	0
QCD	73	71	2	69778	69279	507

Tabelle 8.3: Anzahl der Ereignisse für die verwendeten Untergrundprozesse nach Anwendung der Selektionskriterien. In den letzten drei Spalten ist die Anzahl der Ereignisse nach den Selektionskriterien auf eine integrierte Luminosität von 1 fb^{-1} normiert.

- Für QCD-Ereignisse wird eine Unsicherheit im Wirkungsquerschnitt von 50 % zugrunde gelegt [35][34].
- Die Unsicherheit im Wirkungsquerschnitt auf die Untergrundereignisse mit einem Zerfall von $t\bar{t}$, W/Z und W/Z -Paaren wird mit 20 % angesetzt [35][34].

Für die Berechnung der Signifikanz eines möglichen Signals müssen auch die systematischen Unsicherheiten des Untergrundes berücksichtigt werden. Diese wird im Folgenden kurz dargestellt. Zunächst wird die Wahrscheinlichkeit dafür berechnet, dass die Anzahl der Untergrundereignisse mindestens der beobachteten Ereignisse N_{Daten} entspricht. Dazu wird die Poisson-Verteilung, die die Verteilung der Untergrundereignisse angibt, mit einer Gaussverteilung für die systematische Unsicherheit der Anzahl der abgeschätzten Untergrundereignisse gefaltet und lautet

$$p = A \int_0^\infty db G(b; \mu_b; \sigma_b) \sum_{i=N_{\text{Daten}}}^\infty \frac{\exp^{-b} b^i}{i!}, \quad (8.1)$$

wobei $G(b; \mu_b; \sigma_b)$ die Gaussverteilung ist und A die Normierung:

$$A = \left[\int_0^\infty db G(b; \mu_b; \sigma_b) \sum_{i=0}^\infty \frac{\exp^{-b} b^i}{i!} \right]^{-1}. \quad (8.2)$$

Die Signifikanz wird dann bestimmt durch

$$Z_n = \sqrt{2} \text{erf}^{-1}(1 - 2p). \quad (8.3)$$

8.4 Algorithmen zur Optimierung der exklusiven \cancel{E}_T -Triggersignatur

Es ist wichtig die Signifikanz des Signals für die rekonstruierbaren SUSY-Endzustände zu maximieren, um eine schnelle Entdeckung von SUSY zu gewährleisten. Nach einer Entdeckung von neuer Physik ist es auch wichtig, eine hohe Anzahl von Ereignissen

für weitere Studien zu haben. Deshalb wird ebenfalls eine Optimierung für die exklusive \cancel{E}_T -Triggersignatur im Hinblick auf die maximale rekonstruierbare Ereignisanzahl benötigt.

Vor der Optimierung werden zunächst die erreichbaren Triggereffizienzen sowie die Signifikanzen in der m_0 - $m_{1/2}$ -Parameterebene für die vorgestellten Selektionskriterien SJet, SLepton, SA11 vorgestellt. Sie sollen als Basis für den Vergleich der Ergebnisse der Triggeroptimierung für die exklusiven \cancel{E}_T -Trigger dienen.

Die Vorgabe der Triggerrate sowie der Luminosität ergibt eine anwendbare inklusive \cancel{E}_T -Triggerschwelle von $\cancel{E}_T = 75$ GeV. Die resultierenden SUSY-Ereigniseffizienzen für diesen Trigger sind in Abbildung 8.3 für die SA11-Selektion sowie ohne Offline-Rekonstruktionsselektion wiedergegeben, wobei die Triggereffizienzen relativ zur Offline-Rekonstruktion angegeben sind. Dabei ist zu erkennen, dass die Bereiche mit höherer Effizienz, wie sie in Abschnitt 8.2 vorgestellt sind, bestehen bleiben. Für die SJet-Selektion liegt die Triggereffizienz nicht bei 100 %, sondern, aufgrund des Schnitts von $\cancel{E}_T = 100$ GeV in der Offline-Rekonstruktion, bei maximal 95 %. Dies ist auf die Jet-Energieskala auf dem Kalorimetertrigger zurückzuführen (siehe auch Abschnitt 5.3.2). Dadurch kann bei der vektoriellen Addition die rekonstruierte \cancel{E}_T -Energie auf dem Kalorimetertrigger unterhalb der der Offline-Rekonstruktion liegen. Die inklusiven \cancel{E}_T -Triggereffizienzen als Funktion der Offline-Rekonstruktion ist in Tabelle 8.4 wiedergegeben. Die Tabelle listet die minimale und maximale Effizienz je Selektionsklasse auf, die innerhalb der m_0 - $m_{1/2}$ -Parameterebene auftritt, sowie die gemittelte Effizienz über die 580 mSUGRA-Szenarien. Weiterhin ist der Tabelle zu entnehmen, dass die mittlere Effizienz zwischen 82,6 % und 84,6 % liegt. Die minimalen Effizienzwerte liegen zwischen 48,7 % und 53,6 % und somit beträgt die Variation der Effizienzwerte bis zu 42,5 %. Für die Suche nach neuer Physik ist diese hohe Variation ungünstig und muss mit Hilfe des exklusiven Triggers verringert werden. Durch ein besseres Verständnis der Offline-Rekonstruktions-Algorithmen können sich die Triggereffizienzen möglicherweise ändern. Daher ist es interessant, die Triggereffizienz für mögliche SUSY-Ereignisse ohne Offline-Rekonstruktionskriterien zu bestimmen. Die entsprechenden Effizienzen sind in der letzten Spalte von Tabelle 8.4 zusammengestellt. In diesem Fall sind, wie erwartet, die erreichten Triggereffizienzen im Vergleich zu den aufgelisteten Offline-Rekonstruktionen deutlich niedriger. Dieses resultiert daher, dass in 6 von 8 Offline-Selektionen ein Schnitt mit $\cancel{E}_T \geq 100$ GeV gefordert wird.

Berechnung	Offline-Rekonstruktionsselektionen			
	SA11	SLepton	SJet	—
ϵ_{max}	$93,4 \pm 0,6 \%$	$92,2 \pm 0,8 \%$	$94,7 \pm 0,6 \%$	$83,1 \pm 0,9 \%$
ϵ_{min}	$52,2 \pm 2,1 \%$	$48,7 \pm 3,5 \%$	$53,6 \pm 2,6 \%$	$12,2 \pm 0,9 \%$
$\bar{\epsilon}$	$83,7 \pm 0,1 \%$	$82,6 \pm 0,1 \%$	$84,6 \pm 0,1 \%$	$67,06 \pm 0,03 \%$

Tabelle 8.4: Vergleich der \cancel{E}_T -Triggereffizienzen für $\cancel{E}_T \geq 75$ GeV relativ zur Offline-Rekonstruktionsselektion, bzw. in der letzten Spalte ohne Rekonstruktionsselektion.

Am LHC wird erwartet, dass die \cancel{E}_T -Werte für SUSY-Endzustände mit hochenergetischen Jets höher sind als die Multilepton-Endzustände [56]. Dieses spiegelt sich den auch

8.4 Algorithmen zur Optimierung der exklusiven \cancel{E}_T -Triggersignatur

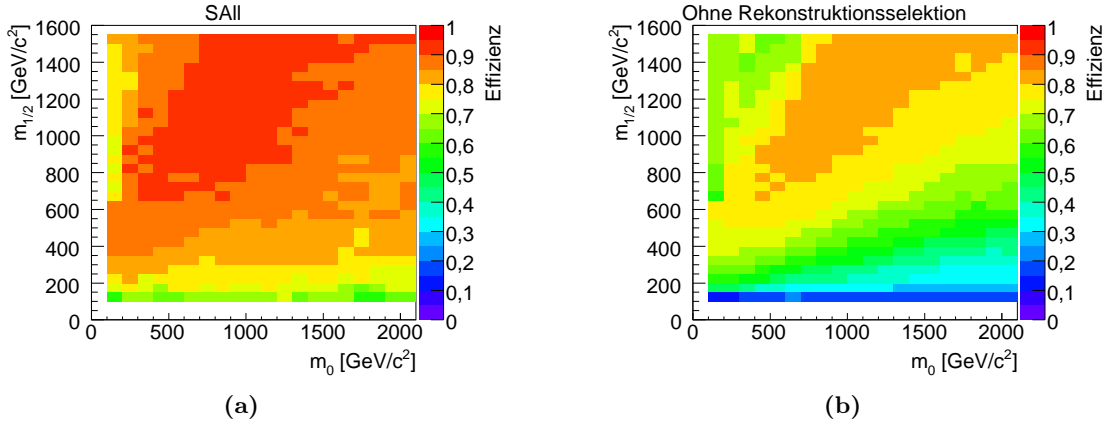


Abbildung 8.3: Inklusive \cancel{E}_T -Triggereffizienz in der Parameterebene $m_{1/2}, m_0$ (a) Für die *SAll*-Selektion. (b) Ohne Anwendung der Offline-Rekonstruktionsselektionskriterien.

in Abbildung 8.4 wieder, in der der Bereich für die Parameterebene $(m_0, m_{1/2})$ mit einer Signifikanz mindestens 5σ für den inklusiven Trigger dargestellt ist. Soweit es für die 5 mSUGRA-Parameter möglich ist, sollten auch für die Szenarien mit $m_0, m_{1/2} < 100 \text{ GeV}/c^2$ die Signifikanz jeweils oberhalb von 5σ liegen, dieses gilt sowohl für die hier vorgestellten inklusiven Trigger sowie für die folgenden Resultate der exklusiven Triggerkombinationen. Wie erwartet, ist der erschlossene Bereich für die *SJet*-Selektion am größten und für die *SLep*-Selektion am kleinsten. In Tabelle 8.5 ist die Anzahl der SUSY-Szenarien mit einer Signifikanz größer oder gleich 5σ aufgelistet.

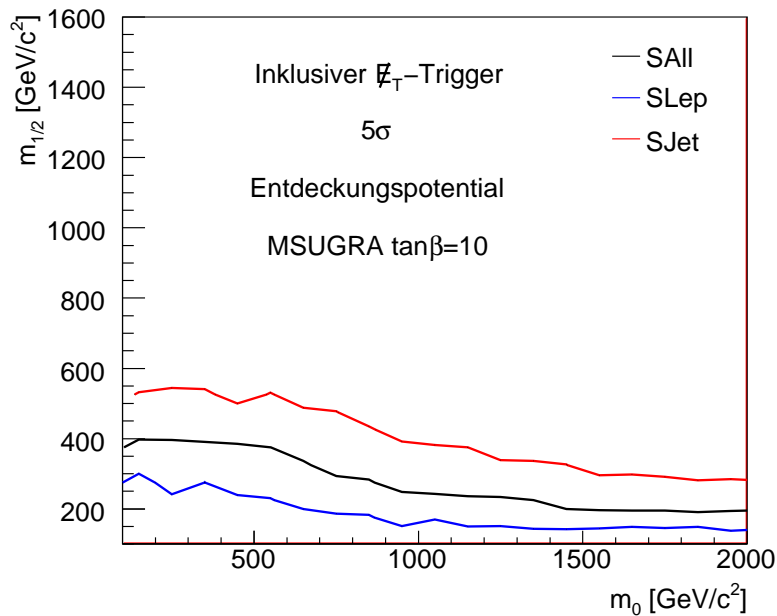


Abbildung 8.4: Der mit dem inklusiven \cancel{E}_T -Trigger aufgespannte Bereich, bei dem mindestens eine Signifikanz von 5σ erreicht wird. Das Entdeckungspotential ist als Funktion der skalaren und fermionischen Masse für mSUGRA-Szenarien mit $\tan\beta = 10$ und für verschiedene Offline-Selektionskriterien dargestellt.

Offline-Selektionen	Signalsignifikanz
SA11	70
SJet	121
SLepton	33

Tabelle 8.5: Anzahl der SUSY-Szenarien mit einer Signalsignifikanz von mindestens 5σ , für eine inklusiven \cancel{E}_T -Triggerschwelle mit 75 GeV relativ zu den drei Selektionsklassen. Die ermittelten Werte gelten für eine Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ bei der vorgegebenen Triggerrate von 100 Hz.

Die vorgestellten Ergebnisse dienen, zusammen mit anderen Vergleichswerten, als Basis, um das Optimierungspotential für die exklusiven \cancel{E}_T -Trigger aufzudecken. Im Folgenden werden die Funktionsweise der Algorithmen und die verwendeten Kriterien zur Triggeroptimierung vorgestellt.

Ermittlung der möglichen exklusiven \cancel{E}_T -Trigger als Funktion der Triggerrate

Für den Optimierungsalgorithmus ist neben der Vorgabe der Triggerrate und der Optimierungskriterien auch die Vorgabe der möglichen exklusiven \cancel{E}_T -Trigger notwendig. Ein exklusiver Trigger besteht dabei aus einem Wert für die \cancel{E}_T -Triggerschwelle und dem Triggerschwellenwert der zusätzlichen Triggersignatur, wie z.B. Elektron, Jet oder Myon. Da der Hauptbeitrag zur Triggerrate durch QCD-Ereignisse gegeben ist (siehe Abschnitt 5.4), werden die möglichen exklusiven \cancel{E}_T -Triggerkombinationen als Funktion der Triggerrate anhand der QCD-Ereignisse ermittelt.

Um für jede Triggerrate eine konstante Granularität der möglichen Triggerschwellen (Leptonen, Jets) zu erhalten, wird zu jeder vorgegebenen Triggerrate ein Polynom an die ermittelten Punkte für die \cancel{E}_T -Triggerschwellen als Funktion von \cancel{E}_T angepasst. Exemplarisch ist der funktionale Zusammenhang zwischen der Elektron-Triggerschwelle und dem \cancel{E}_T -Schwellenwert bei einer vorgegebenen Triggerrate von 100 Hz in Abbildung 8.5 gezeigt. In der Optimierung ist es somit bei gegebener Triggerrate möglich, mit Hilfe der ermittelten Polynome die \cancel{E}_T -Triggerschwelle mit einer Granularität von 1 GeV zu variieren. Bei der Triggeroptimierung werden die Triggerraten zwischen 1 Hz und 100 Hz in einer Schrittweite von 1 Hz variiert.

Die Optimierungskriterien und der verwendete Optimierungsalgorithmus

Zur Beantwortung der Fragen zu Anfang des Kapitels werden die Optimierungskriterien benötigt. Mit Hilfe der Optimierungsalgorithmen werden die \cancel{E}_T -Triggerkombinationen gesucht, die das jeweilige Kriterium erfüllen. Die Kriterien lauten wie folgt:

1. (O1) Finde die exklusive \cancel{E}_T -Triggersignatur, mit der die maximale Triggereffizienz für mindestens eines der 580 simulierten mSUGRA-Szenarien erreicht wird.
2. (O2) Maximum der minimalen Triggereffizienz aller Signaturen im Parameterraum $(m_0, m_{1/2})$.
3. (O3) Maximum der mittleren Effizienz, für jede Signatur über den Parameterraum $(m_0, m_{1/2})$

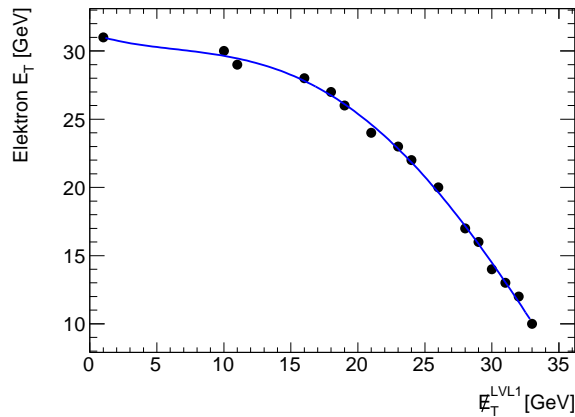


Abbildung 8.5: Elektronentriggerschwelle als Funktion des E_T -Schwellenwerts bei einer vorgegebenen Triggerrate von 100 Hz mit dem angepasstem Polynom.

4. (O_4) Maximale Anzahl der Szenarien mit einer Signifikanz von mindestens 5σ

Die optimalen exklusiven E_T -Triggersignaturen unter den gegebenen Bedingungen werden mit Hilfe eines Optimierungsalgorithmus gesucht, der als „Pseudocode“ in Abbildung 8.6 visualisiert ist.

Für jedes der 580 mSUGRA-Szenarien werden die Triggereffizienzen für jede der möglichen exklusiven Triggerkombinationen berechnet (siehe Zeilen 40ff im Pseudocode). Aus dieser Menge von Effizienzen lassen sich minimale, maximale und die über die 580 mSUGRA Szenarien gemittelte Effizienzen bestimmen (siehe Zeile 50 im Pseudocode).

Mit Hilfe der Kriterien (siehe Zeilen 60ff im Pseudocode) können die Triggerkombinationen gefunden werden, die die am Anfang des Kapitels aufgeworfenen Fragen beantworten. Das Optimierungskriterium für die Maximierung des Bereichs mit einer Signifikanz von größer oder gleich 5σ ist nicht im Pseudocode dargestellt.

8.5 Ergebnisse der Optimierungsalgorithmen für die SUSY-Szenarien

Es ist zwar prinzipiell möglich, die Optimierung mit komplexeren Triggersignaturen zur besseren Ausnutzung der verfügbaren Bandbreite zu verwenden, dadurch wird aber gleichzeitig eine Einschränkung in der Topologie des Ereignisses vorgenommen. Bei der Suche nach neuer Physik sollten die Einschränkungen an die Topologie der Ereignisse so klein wie möglich gehalten werden, um auf unerwartete Ereignistopologien sensitiv zu sein. Zudem ist die Bestimmung der Triggereffizienz für solche Signaturen aufwendig, und es werden, abhängig von der Komplexität der Signatur, mehrere einfachere Triggersignaturen benötigt, um die Effizienz und systematischen Fehler zu bestimmen. Daher werden für die Optimierung zusätzlich zu den exklusiven E_T -Triggern auch Kombinationen von exklusiven E_T -Triggern durchgeführt. Kombination bedeutet hierbei, das

```

1  gegeben:   $m_0=50,100,\dots,1500$ 
2            $m_{1/2}=100,200,\dots,2000$ 
3           Triggerrate  $f$ 
4           exklusiven Triggerkombinationen  $(E_{T,x}, \cancel{E}_T)_f$            // Mögliche Triggerkombinationen bei
                                                    // gegebener Triggerrate  $f$ 

10  for (i=0,1,\dots,n){           // Schleife über alle exklusiven  $\cancel{E}_T$ -
                                                    // Triggerkombinationen

20      for ( $m_0=50,\dots,1500$ ){           // Schleife über alle  $m_0$ -Werte

30          for ( $m_{1/2}=100,\dots,2000$ ){           // Schleife über alle  $m_{1/2}$ -Werte

40               $\epsilon_{i,m_0,m_{1/2}} = \text{TriggerEffizienz}(E_{T,x}, \cancel{E}_T)_f$            // Berechne Effizienzwert für jeden
                                                    // mSUGRA-Punkt

              }

          }

50      Bestimme  $\epsilon_{\max,i} \in \epsilon_{i,m_0,m_{1/2}}$ 
          Bestimme  $\epsilon_{\min,i} \in \epsilon_{i,m_0,m_{1/2}}$ 
          Bestimme  $\bar{\epsilon}_i$  aus  $\bar{\epsilon}_{i,m_0,m_{1/2}}$ 

60      Bestimme  $\epsilon_{\max,i} \in \epsilon_{\max,i}$            // Bestimme die Effizienzen für
65      Bestimme  $\epsilon_{\max,i} \in \epsilon_{\min,i}$            // drei verschiedene
70      Bestimme  $\bar{\epsilon}_{\max} \in \bar{\epsilon}_i$            // Optimierungskriterien

```

Abbildung 8.6: Pseudocode zur Visualisierung des Optimierungsalgorithmus. Exemplarisch gezeigt für die Optimierung eines exklusiven \cancel{E}_T -Triggers.

z.B. ein \cancel{E}_T + Elektron-Trigger sowie ein \cancel{E}_T + Jet-Trigger zur Optimierung verwendet werden. Ein Ereignis ist akzeptiert, wenn mindestens einer der beiden exklusiven Trigger angesprochen hat. In dem gegebenen Beispiel wird diese Kombinationen als 2-fach exklusive \cancel{E}_T -Triggerkombination bezeichnet. In die Optimierung sind 1-fach bis 4-fach exklusive Kombinationen einbezogen worden. In den folgenden Abbildungen wird für n -fach die Kurzschreibweise nX verwendet. Bei der Kombination muss beachtet werden, dass kein exklusiver \cancel{E}_T -Trigger mit der gleichen Lepton/Jet-Signatur mehrfach vorkommt, auch nicht durch Variation der Triggerschwelle. Allerdings sind Triggerkombinationen mit und ohne Isolationskriterium auf den gleichen Leptontyp erlaubt. Bei der Optimierung der mehrfach exklusiven Trigger wird für jeden exklusiven Trigger die Triggerrate in 10 Hz Schritten variiert. Dabei muss die Summe der Raten für die verwendeten Trigger 100 Hz ergeben. In der Optimierung ist die Mehrfachselektion durch die benutzten exklusiven Trigger bei den Triggerraten nicht berücksichtigt worden.

8.5.1 Triggereffizienzen

Die Optimierung für die exklusiven \cancel{E}_T -Triggerkombinationen ist in Tabelle 8.6 zusammengefasst. Beim Vergleich dieser Tabelle mit der Tabelle 8.4 für den inklusiven Trig-

ger ist klar erkennbar, dass mit Hilfe der exklusiven Trigger die Effizienzwerte für alle Optimierungskriterien in Kombination mit den Offline-Selektionen, die erreichten relativen Triggereffizienzen höhere Werte aufweisen. Weiterhin ist der Tabelle zu entnehmen, dass mit den vierfach exklusiven \cancel{E}_T -Triggerkombinationen in der Regel die besten Ergebnisse erreicht werden. Es fällt jedoch auf, dass relativ zu den offline selektierten Ereignissen mit keiner der Kombinationen eine Effizienz von 100 % erreicht wird. Der maximal erreichte Effizienzwert beträgt 98,5 % für die SJet-Selektion mit dem Kriterium O1. Abweichend davon werden die besten Effizienzwerte ohne Anwendung der Offline-Rekonstruktionskriterien mit Hilfe der einfach exklusiven Trigger erlangt. Diese Werte liegen jedoch nur in einem Punkt oberhalb der des inklusiven \cancel{E}_T -Triggers. Eine detaillierte Auflistung der Ergebnisse zur Triggeroptimierung ist in den Tabellen C.1 bis C.8 in Anhang C gegeben. Zudem fällt auf, dass für die Bedingung O2 (Maximierung des minimalen Effizienzwerts) das beste Ergebnis mit dem zweifach exklusiven \cancel{E}_T -Trigger erreicht wird und nicht wie erwartet mit den dreifach oder vierfachen exklusiven Triggern. Dieses rührt daher, dass durch die Aufteilung der vorgegeben Triggerbandbreite, die jeweiligen Triggerschwellen höher angesetzt werden müssen und somit SUSY-Ereignisse mit niedrigeren transversalen Energien von Leptonen oder Jets nicht selektiert werden können.

Für die Suche nach neuer Physik muss die Variation zwischen minimalen und maximalen erreichbaren Triggereffizienzwerten möglichst verschwinden, um in der m_0 - $m_{1/2}$ -Parameterebene nahezu überall ein gleich hohes Entdeckungspotential zu erhalten. Zur Lösung der genannten Aufgabenstellung wurde die Optimierungsbedingung O2 mit Erfolg verwendet. Im Vergleich zum inklusiven \cancel{E}_T -Trigger, konnte die Variation um etwa 12 % auf 30 % reduziert werden, was für die exklusiven \cancel{E}_T -Trigger spricht.

Wie ein Vergleich zwischen der maximal (O 1) erreichten und der mittleren Triggereffizienz (O 3) für die jeweilige Offline-Selektion in Tabelle 8.6 zeigt, ist der Unterschied zwischen den erreichten Effizienzwerten gering. Dieses spiegelt sich auch in den beiden Abbildungen 8.7(a) und 8.7(b) wieder, in denen für das Optimierungskriterium O1 und die Selektionen SA11 und SLepton die Effizienzwerte zu jedem SUSY-Szenario dargestellt sind.

Überraschend zeigen die optimierten Effizienzwerte ohne Offline-Selektion niedrigere Effizienzwerte als für den inklusiven Trigger, mit Ausnahme der maximal erreichbaren Triggereffizienz (O 1). Dieses liegt im Wesentlichen an dem zusätzlich geforderten Lepton für die Optimierungskriterien O2 und O3.

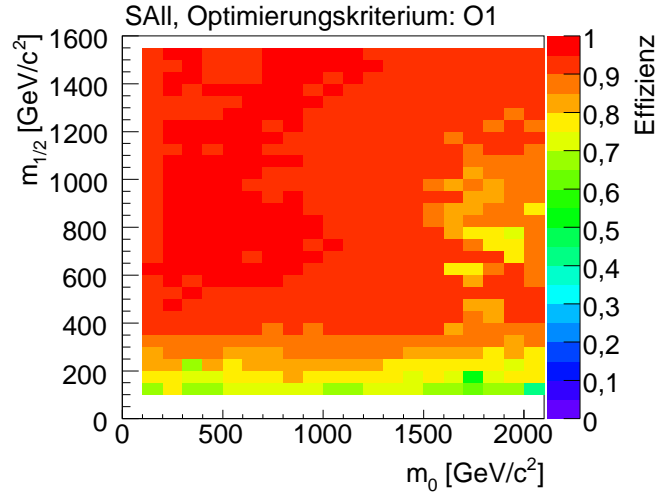
Trigger	Rate [Hz]	Offline-Selektion	Kriterium	Effizienz
$\cancel{E}_T \geq 50 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 39 \text{ GeV}$ $\cancel{E}_T \geq 20 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 207 \text{ GeV}$ $\cancel{E}_T \geq 44 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 18 \text{ GeV}$ $\cancel{E}_T \geq 47 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 207 \text{ GeV}$	20 10 10 70	SA11	O1	$97,1^{+2,9}_{-5,8} \%$
$\cancel{E}_T \geq 35 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 39 \text{ GeV}$ $\cancel{E}_T \geq 38 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 177 \text{ GeV}$	10 90	SA11	O2	$76,0 \pm 5,9 \%$
<i>Fortsetzung der Tabelle auf der nächsten Seite</i>				

Trigger	Rate [Hz]	Offline-Selektion	Kriterium	Effizienz
$\cancel{E}_T \geq 50 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 39 \text{ GeV}$	30	SA11	O3	$97,6^{+2,4}_{-6,9} \%$
$\cancel{E}_T \geq 20 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 207 \text{ GeV}$	20			
$\cancel{E}_T \geq 44 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 18 \text{ GeV}$	10			
$\cancel{E}_T \geq 47 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 202 \text{ GeV}$	40			
$\cancel{E}_T \geq 50 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 39 \text{ GeV}$	10	SLepton	O1	$97,6^{+2,4}_{-6,8} \%$
$\cancel{E}_T \geq 20 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 207 \text{ GeV}$	20			
$\cancel{E}_T \geq 44 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 18 \text{ GeV}$	30			
$\cancel{E}_T \geq 47 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 202 \text{ GeV}$	40			
$\cancel{E}_T \geq 51 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 35 \text{ GeV}$	10	SLepton	O2	$67,6 \pm 5,6 \%$
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 40 \text{ GeV}$	60			
$\cancel{E}_T \geq 47 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 202 \text{ GeV}$	30			
$\cancel{E}_T \geq 51 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 35 \text{ GeV}$	10	SLepton	O3	$94,53 \pm 0,02 \%$
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 40 \text{ GeV}$	80			
$\cancel{E}_T \geq 10 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 243 \text{ GeV}$	10			
$\cancel{E}_T \geq 50 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 39 \text{ GeV}$	10	SJet	O1	$98,5^{+1,5}_{-8,5} \%$
$\cancel{E}_T \geq 20 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 207 \text{ GeV}$	20			
$\cancel{E}_T \geq 44 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 18 \text{ GeV}$	30			
$\cancel{E}_T \geq 47 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 202 \text{ GeV}$	40			
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele} \geq 182 \text{ GeV}$	10	SJet	O2	$80,0 \pm 7,6 \%$
$\cancel{E}_T \geq 38 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 177 \text{ GeV}$	90			
$\cancel{E}_T \geq 10 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 255 \text{ GeV}$	10	SJet	O3	$94,44 \pm 0,02 \%$
$\cancel{E}_T \geq 35 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 39 \text{ GeV}$	10			
$\cancel{E}_T \geq 40 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 178 \text{ GeV}$	80			

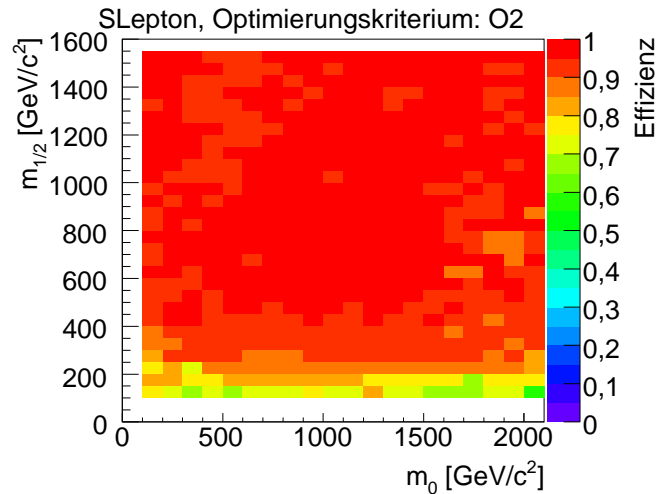
Tabelle 8.6: Resultat der Optimierung der exklusiven \cancel{E}_T -Triggerkombinationen für die verschiedenen Optimierungskriterien.

Trigger	Rate [Hz]	Offline-Selektion	Kriterium	Effizienz
$\cancel{E}_T \geq 39 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 132 \text{ GeV}$	100	—	O1	$84,6 \pm 1,0 \%$
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 40 \text{ GeV}$	100	—	O2	$7,7 \pm 1,0 \%$
$\cancel{E}_T \geq 39 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 132 \text{ GeV}$	100	—	O3	$65,3 \pm 0,03 \%$

Tabelle 8.7: Resultat für die Optimierung der exklusiven \cancel{E}_T -Triggerkombinationen für die verschiedenen Optimierungskriterien zur jeweiligen Offline-Rekonstruktionsselektion. Weiter ist die erwartete Triggerrate je exklusiven \cancel{E}_T -Trigger angegeben.



(a)



(b)

Abbildung 8.7: Optimierte Triggereffizienz relativ zur Offline-Selektion. (a) Für das Kriterium O1 und die Selektion SA11. (b) Für das Kriterium O2 und die Selektion SLepton.

8.5.2 Signifikanzen

Mit Hilfe des Optimierungskriterium O_4 kann der Bereich für das 5σ -Entdeckungspotential deutlich erweitert werden, wie in Abbildung 8.8(a) für die Offline-Selektion SA11 gezeigt ist. Die Ergebnisse der Maximierung des Entdeckungspotentials für die Selektionen SLepton und SJet sind in Abbildungen 8.4(b) und 8.4(c) gezeigt. Es lässt sich feststellen, dass nicht der vierfach exklusive \cancel{E}_T -Trigger das höchste Entdeckungspotential für die SUSY-Szenarien bietet, sondern der zweifach exklusive. Die Triggerkombinationen mit dem größten Entdeckungspotential für die betrachteten SUSY-Szenarien sind in Tabelle 8.8 zusammengefasst. Die Anzahl der SUSY-Szenarien, für die eine Entdeckung möglich ist, ist im Vergleich zum inklusiven Trigger für den exklusiven Trigger um 15% höher (siehe Tabelle 8.5), für die Selektionsklasse SA11. Für die Selektion SLepton beträgt die Erweiterung des Entdeckungsbereichs 84% und für SJet 54%. Ei-

ne detaillierte Auflistung der exklusiven \cancel{E}_T -Triggerkombinationen, für die der Bereich des 5σ -Entdeckungspotential maximiert wird, sind in Tabellen C.5-C.8 in Anhang C aufgeführt.

Trigger	Rate [Hz]	Offline-Selektion	$N_{Szenarien}$
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau(Iso)} \geq 97 \text{ GeV}$	90	SA11	108
$\cancel{E}_T \geq 32 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 290 \text{ GeV}$	10		
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 83 \text{ GeV}$	10	SLepton	61
$\cancel{E}_T \geq 38 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 177 \text{ GeV}$	90		
$\cancel{E}_T \geq 41 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele} \geq 92 \text{ GeV}$	80	SLepton	61
$\cancel{E}_T \geq 47 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau(Iso)} \geq 154 \text{ GeV}$	10		
$\cancel{E}_T \geq 54 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 255 \text{ GeV}$	10		
$\cancel{E}_T \geq 14 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele} \geq 139 \text{ GeV}$	50	SJet	140
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau(Iso)} \geq 118 \text{ GeV}$	50		

Tabelle 8.8: Die optimierten exklusiven \cancel{E}_T -Triggerkombinationen als Resultat der Maximierung des Entdeckungspotentials für die verwendeten SUSY-Szenarien als Funktion von m_0 und $m_{1/2}$. Zusätzlich ist in der letzten Spalte angegeben, wie viele SUSY-Szenarien oberhalb der 5σ -Signifikanzschwelle liegen.

8.6 Triggermenüvorschlag zur Suche nach neuer Physik

Nun wird auf Basis der Ergebnisse des vorangegangenen Unterkapitels ein mögliches Triggermenü (siehe Kaptitel 2.3.4) mit Fokus auf die \cancel{E}_T -Signatur abgeleitet. Zunächst werden Teile eines möglichen Triggermenüs vorgestellt, das innerhalb der ATLAS-Kollaboration für eine Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ entwickelt wurde. Dieses Menü ist unter anderem unter dem Aspekt der Suche nach neuer Physik definiert worden, jedoch wurde der Schwerpunkt nicht auf den \cancel{E}_T -Kalorimetertrigger gelegt. Im Anschluss wird ein Triggermenü auf Basis der Optimierungsergebnisse aus dem vorangegangenen Unterkapitel 8.5 vorgestellt und mit dem vom ATLAS-Experiment verglichen.

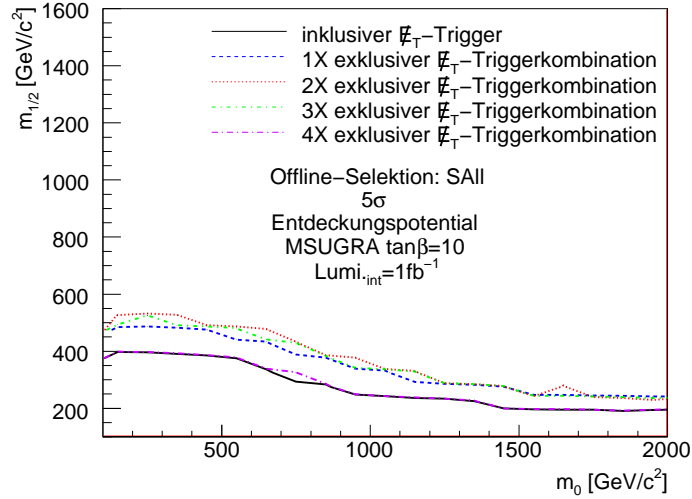
Im Folgenden wird eine abkürzende Schreibweise für die Triggerelemente/Triggerbedingungen eingeführt, wie sie im ATLAS-Experiment üblich sind [70]. Die Kurzschreibweise des Triggerelements ist wie folgt:

$$(\text{Triggerstufe})_{(\text{TrigBed}_1)} \cdots (\text{TrigBed}_n)_{(\text{Skalierungsfaktor})}$$

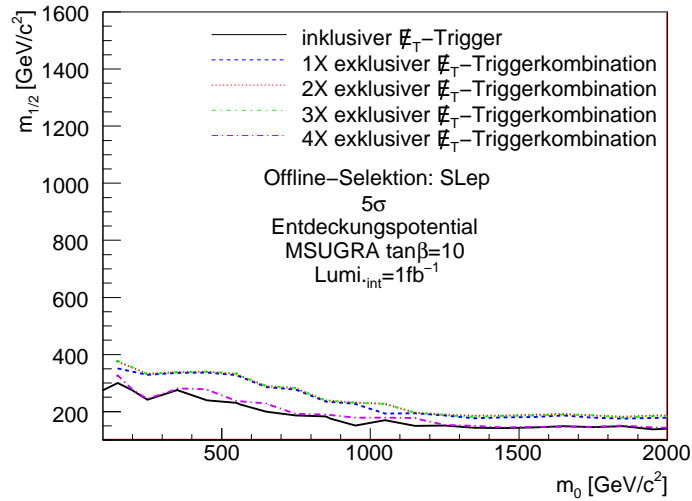
$$(\text{TrigBed}_i) = (\text{Multiplizität}) (\text{Objektkürzel}) (\text{Schwelle}) (\text{Isolation})$$

Die erste Triggerstufe ist hier immer mit L1 abgekürzt. Die Kürzel für die Objekte sind Elektron/Photon: EM, Tau: TAU, Myon: MU, Jet: J, \cancel{E}_T : XE. Für isolierte Elektronen und isolierte Taus folgt gegebenenfalls ein I nach dem Schwellenwert. Die Angabe der Multiplizität entfällt, wenn diese eins ist. Der Skalierungsfaktor wird nur angegeben, wenn dieser höher als eins ist. Dem Faktor wird ein PS vorangestellt. Ein inklusiver \cancel{E}_T -Trigger mit einer Triggerschwelle von 50 GeV lautet somit: L1_XE50. Ein exklusiver

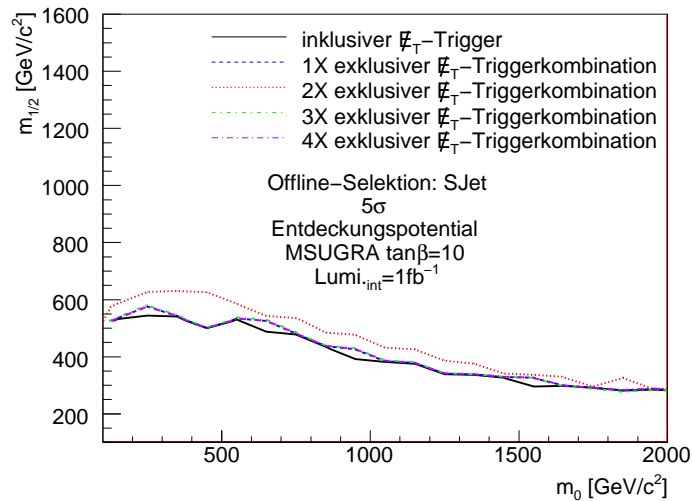
8.6 Triggermenüvorschlag zur Suche nach neuer Physik



(a)



(b)



(c)

Abbildung 8.8: Der Bereich in der m_0 - $m_{1/2}$ -Ebene, innerhalb dem eine Entdeckung mit 5σ möglich ist. (a) SAll (b) SLep (c) SJet. Die Berechnung beruht auf einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 1 \text{ fb}^{-1}$.

\cancel{E}_T -Trigger mit $\cancel{E}_T = 50$ GeV und einem isolierten Elektron von 20 GeV lautet somit L1_XE50_EM20I.

8.6.1 Vorstellung eines bestehenden Triggermenüs bei ATLAS

Die hier vorgestellten Teile des ATLAS-Triggermenüs sind dem Menü „FDR2_lumi1E33_13.0.40.4“ entnommen, wobei die Triggerelemente EM18, EM50, EM100, 2EM18, TAU40, MU10 und MU20 um die in der Tabelle angegebenen Skalierungsfaktoren ergänzt sind. Das Hauptaugenmerk lag dabei auf den Triggerelementen und Triggerbedingungen der ersten Triggerstufe. Dieser Ausschnitt des Menüs ist in Tabelle 8.9 aufgelistet. Um die resultierenden Effizienzen und Signifikanzen aus dem in der Tabelle vorgestellten Trigger mit den Ergebnissen aus den vorangegangenen Unterkapiteln zu vergleichen, werden die verschiedenen Trigger in sogenannte Triggerblöcke zusammengefasst.

Triggerblock	Triggerelemente
STNE	L1_4J35, L1_J35_PS5000, L1_J42_PS1000, L1_J70_PS150, L1_3J70, L1_J200, L1_J120_PS100, L1_TAU40, L1_2TAU25I, L1_EM18_PS100, L1_EM18I_PS100, L1_2EM18_PS100, L1_EM23I, L1_2EM23I, L1_EM50_PS10, L1_EM100_PS5, L1_2MU6_PS10, L1_2MU11, L1_MU10_PS1000, L1_MU20_PS100, L1_MU40, L1_TAU16I_4J23, L1_2TAU11I_EM23I, L1_TAU9I_EM13I, L1_TAU11I_MU20_PS100, L1_EM18I_4J23, L1_MU20_4J23, L1_MU10_EM13I
STEOnly	L1_XE20_PS30000, L1_XE25_PS3000, L1_XE30_PS300, L1_XE40_PS100, L1_XE50_PS20, L1_XE70_PS3, L1_XE80_PS2, L1_XE90
STELep	L1_EM18I_XE20, L1_EM18I_XE30, L1_TAU25I_XE40, L1_MU20_XE30
STEA11	STELep, STEOnly
STA11	STNE, STELep, STEOnly

Tabelle 8.9: Auszug und Zusammenfassung aus dem Triggerelementen der Triggerblöcke vom ATLAS-Triggermenü FDR2_lumi1E33_13.0.40.4.

Anhand dieser Triggerblöcke wird ermittelt, wie hoch die maximale, die minimale sowie die gemittelte Triggereffizienz ist. Zudem wird für die einzelnen Blöcke die Anzahl der

SUSY-Szenarien ermittelt, die mindestens ein Entdeckungspotential von 5σ aufweisen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 8.10 aufgelistet. Aus der Tabelle ist zu sehen, dass die Effizienzen, relativ zur den offline selektierten Ereignissen für die Trigger ohne die \cancel{E}_T -Signatur mindestens 96,8 % und zu größten Teil auch 100 % ist. Die Triggerblöcke mit der \cancel{E}_T -Signatur reichen jedoch nicht an die Effizienzwerte der Optimierung heran. Die hohen Effizienzwerte von bis zu 100 % sind das angestrebte Ziel, jedoch ist die dazu benötigte Triggerbandbreite etwa 52 kHz und belegt damit die Hälfte der verfügbaren Bandbreite. Zudem lässt sich dieser Triggerblock aufgrund der zu hohen Triggerbandbreite bei der Design-Luminosität von mehr als etwa 520 kHz nicht ohne eine Änderung verwenden. Durch eine Änderung der Trigger müsste jedoch wieder eine aufwendige und komplizierte Verifizierung stattfinden.

Für den Triggerblock **STEAll** ist die Triggerrate mit etwa 20 kHz deutlich niedriger als für **STNE**, jedoch sind die dafür verwendeten Trigger nicht so leistungsfähig wie die optimierten \cancel{E}_T -Trigger.

In Tabelle 8.10 ist zudem die Anzahl der SUSY-Szenarien angegeben, bei der in der Analyse eine Signifikanz von mindestens 5σ erreicht wird. Beim Vergleich dieser Werte zu denen der optimierten exklusiven \cancel{E}_T -Trigger ist zu erkennen, dass für die optimierten Trigger mehr SUSY-Szenarien oberhalb der Signifikanzschwelle liegen. Dieses resultiert vor allem daher, dass durch die niedrigen Triggerschwellen auch gleichzeitig mehr Untergrundereignisse in die Selektion einfließen und dadurch die Signifikanz sinkt. Grafisch ist das mögliche Entdeckungspotential für die Triggerblöcke **STAll** und **STEAll** bei einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 1 \text{ fb}^{-1}$ in Abbildung 8.9 dargestellt.

Triggerblock	Selektion	Effizienz [%]			$N_{Szenarien}$
		minimal (O2)	maximal (O1)	Mittelwert (O3)	
STAll	SJet	$99,73^{+0,27}_{-2,6}$	$100,0^{+0,0}_{-0,4}$	$99,98^{+0,01}_{-0,01}$	125
STEAll	SJet	$78,9 \pm 2,5$	$96,7 \pm 2,5$	$90,87 \pm 0,02$	125
STEOnly	SJet	$72,38 \pm 5,12$	$96,72 \pm 5,12$	$87,84 \pm 0,03$	127
STELep	SJet	$11,3 \pm 2,4$	$69,6 \pm 2,4$	$29,97 \pm 0,03$	125
STNE	SJet	$100,0^{+0,0}_{-2,6}$	$100,0^{+0,0}_{-2,63}$	$100^{+0,0}_{-0,01}$	125
STAll	SLepton	$97,14 \pm 0,46$	$100^{+0,0}_{-0,5}$	$99,75 \pm 0,01$	42
STEAll	SLepton	$75,79 \pm 3,93$	$98,19 \pm 3,93$	$93,35 \pm 0,02$	51
STEOnly	SLepton	$44,52 \pm 5,98$	$91,52 \pm 5,98$	$81,02 \pm 0,03$	51
STELep	SLepton	$66,67 \pm 5,71$	$98,18 \pm 5,71$	$88,46 \pm 0,03$	54
STNE	SLepton	$98,7 \pm 0,8$	$100,0^{+0,0}_{-2,9}$	$99,85 \pm 0,01$	42
STAll	SAll	$98,66 \pm 0,22$	$100,0^{+0,0}_{-0,22}$	$99,89 \pm 0,01$	71
STEAll	SAll	$78,9 \pm 2,7$	$97,3 \pm 2,7$	$91,43 \pm 0,02$	78
STEOnly	SAll	$57,45 \pm 6,72$	$92,85 \pm 6,72$	$85,11 \pm 0,01$	86
STELep	SAll	$24,43 \pm 1,35$	$91,93 \pm 1,35$	$46,48 \pm 0,03$	78
STNE	SAll	$96,8 \pm 1,8$	$100^{+0,0}_{-1,8}$	$99,7 \pm 0,01$	71

Fortsetzung der Tabelle auf der nächsten Seite

Triggerblock	Selektion	Effizienz [%]			$N_{\text{Szenarien}}$
		minimal (O2)	maximal (O1)	Mittelwert (O3)	
STAll	—	$27,13 \pm 0,8$	$99,99^{+0,01}_{-0,8}$	$92,34 \pm 0,01$	2
STEA11	—	$18,3 \pm 0,9$	$87,9 \pm 0,9$	$77,15 \pm 0,02$	4
STEOonly	—	$12,0 \pm 0,9$	$82,5 \pm 0,9$	$66,52 \pm 0,03$	4
STELep	—	$10,2 \pm 0,9$	$73,3 \pm 0,9$	$44,66 \pm 0,03$	24
STNE	—	$22,0 \pm 0,9$	$99,90^{+0,01}_{-0,88}$	$88,7 \pm 0,01$	2

Tabelle 8.10: Berechnete Triggereffizienzen und Signal-Signifikanzen für die Triggerblöcke aus Tabelle 8.9. In der Kopfzeile ist das korrespondierende Optimierungskriterium in Klammern angegeben.

Triggerblock	Triggerrate [kHz]
STAll	52,0
STEA11	19,62
STEOonly	0,59
STELep	19,14
STNE	38,1

Tabelle 8.11: Triggerrate für die Triggerblöcke aus Tabelle 8.9 bei einer Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

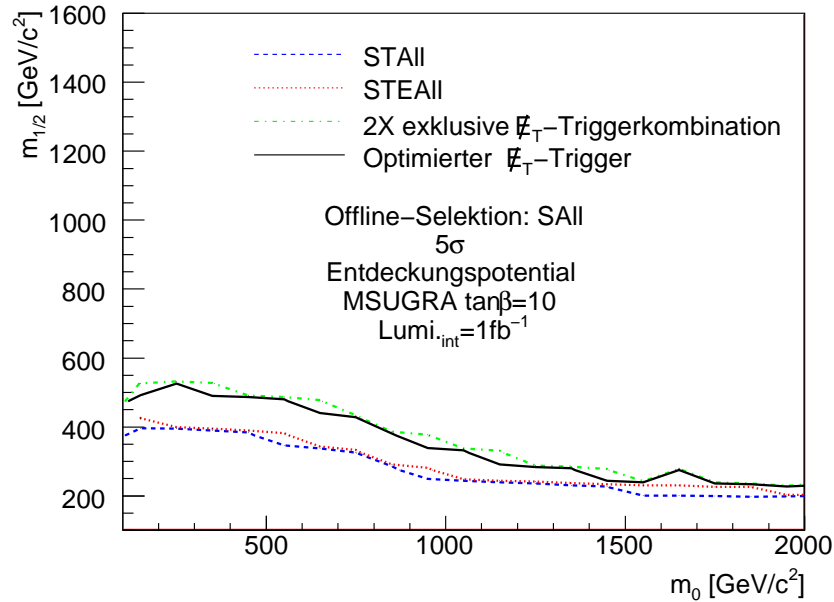


Abbildung 8.9: Das Entdeckungspotential für das in Tabelle 8.9 vorgestellte Triggermenü bei einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{\text{int}} = 1 \text{fb}^{-1}$ und für die Selektion SAll. Zum Vergleich ist die 2-fach exklusive \cancel{E}_T -Triggerkombination (siehe Abbildung 8.8) mit dem höchsten Entdeckungspotential eingezeichnet.

8.6.2 Triggermenüvorschlag

In den vorangegangenen zwei Unterkapiteln wurden die Ergebnisse für Triggereffizienzen und Signifikanzen der optimierten exklusiven \cancel{E}_T -Triggerkombination sowie einem ATLAS-Triggermenü bei einer Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ vorgestellt. Im vorigen Kapitel wurde gezeigt, dass die erreichbaren Triggereffizienzen für das ATLAS-Menü höher sind, jedoch die Anzahl der SUSY-Szenarien, die mindestens das Signifikanzniveau von 5σ haben, geringer ist. Zunächst wird eine Übersicht von Kriterien zur Erstellung des Triggermenüs gegeben:

- Die Anzahl der verfügbaren Triggerschwellen sind begrenzt.
- Die Trigger dürfen nicht mit Hilfe eines Skalierungsfaktors in der Rate reduziert werden.
- Der Trigger sollte die Topologie der Ereignisse nicht zu stark einschränken bzw. festlegen.
- Die Triggereffizienz sollte auch ohne Offline-Rekonstruktionselektion hoch sein, um Spielraum für verbesserte Selektionskriterien zu ermöglichen.
- Die Triggereffizienz und die Anzahl der SUSY-Szenarien mit einer Signifikanz oberhalb von 5σ sollte so hoch wie möglich sein.
- Die Triggerbandbreite für die \cancel{E}_T -Trigger soll nicht höher sein als 100 Hz bei einer Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Die genannten Punkte wurden schon ausführlich in den vorherigen Kapiteln diskutiert. Aufgrund der Limitierung der verfügbaren Triggerschwellen können die exklusiven \cancel{E}_T -Trigger aus den Tabellen 8.6 bis 8.8 nicht direkt übernommen werden.

Die 17 verschiedenen \cancel{E}_T -Schwellenwerte müssen auf maximal acht Werte reduziert werden (siehe Kapitel 3.2). Zwei Schwellenwerte sind jedoch schon reserviert, da zum einen eine sehr niedrige Schwelle als Kontrollkanal und Überwachung der \cancel{E}_T -Raten benötigt wird und zum anderen ein inklusiver \cancel{E}_T -Trigger zur Kontrolle der Triggerratenentwicklung mit einer Rate von 0,1 Hz bei $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ realisiert ist.

Die Anzahl der Jet-Schwellen aus dem ATLAS-Triggermenü und den optimierten exklusiven \cancel{E}_T -Trigger muss ebenfalls von 13 auf acht Schwellenwerte reduziert werden. Die verwendeten Schwellen aufgrund der Triggeroptimierungen (siehe Tabellen 8.6, 8.7 und 8.8) liegen hauptsächlich zwischen 202 GeV und 290 GeV. Nur eine Jet-Schwelle liegt bei 118 GeV. Die Anzahl der Elektron- und Tau-Triggerschwellen muss ebenfalls reduziert werden. In dem als Grundlage verwendeten ATLAS-Triggermenü sind fünf von acht Triggerschwellen vom Tau-Trigger belegt. Die Werte liegen alle unterhalb von 90 GeV. Daher müssen die sechs Triggerschwellen, die aus der Optimierung folgen, auf drei verschiedene Werte oberhalb von 90 GeV reduziert werden. Für die Elektron-Triggerschwellen gilt ähnliches. Beim Myontrigger besteht keine Möglichkeit die Triggerschwellen frei zu wählen, sie sind mit den Werten 6 GeV, 8 GeV, 10 GeV, 11 GeV, 20 GeV und 40 GeV vom Triggersystem vorgegeben.

Um alle benötigten \cancel{E}_T -Schwellen setzen zu können, werden die inklusiven \cancel{E}_T -Trigger, die unter anderem zur Selektion von $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse geplant waren L1_XE25_PS3000 und L1_XE30_PS300, aus dem ATLAS-Triggermenü gestrichen. Als Ersatz für die gestrichenen \cancel{E}_T -Schwellen können exklusive \cancel{E}_T -Trigger verwendet werden, bei denen z.B. die \cancel{E}_T -Schwelle auf 20 GeV abgesenkt ist.

Im ATLAS-Triggermenü sind unter anderem Triggerdefinitionen enthalten, die für Messungen zum Standardmodell, sowie zur Untersuchungen von Top-Quark-Zerfällen, aber auch für Studien zur b -Physik herangezogen werden. Außerdem werden sie für die Suche nach dem Higgs-Boson benötigt. Hierfür sind vorrangig Triggerschwellen mit Werten von $E_T \leq 40$ GeV für die Leptonen definiert. Damit sind vier Schwellen für den Elektron/Photon-Algorithmus belegt und weitere vier Schwellen für die Tau-Objekte.

Um die Triggereffizienzen bzw. Signalsignifikanz für mSUGRA-Szenarien zu erhöhen, ist es sinnvoll, das ATLAS-Triggermenü um die in Tabelle 8.12 aufgeführten Trigger zu ergänzen. In der Tabelle sind außerdem die abgeschätzten Triggerraten bei einer Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ angegeben.

Trigger	Rate [Hz]	Trigger	Rate [Hz]
L1_XE20_EM185	13	L1_XE80_MU40	18
L1_XE10_EM140	50	L1_XE70_MU40	40
L1_XE50_EM40I	17		
L1_XE50_EM35I	25		
L1_XE10_EM83I	14		
L1_XE40_EM90	86		
L1_XE50_TAU100I	35	L1_XE50_JET200	39
L1_XE40_TAU132	93	L1_XE10_JET250	33
L1_XE20_TAU205	31	L1_XE50_JET250	17
L1_XE10_TAU255	31	L1_XE30_JET290	13
		L1_XE40_JET180	86

Tabelle 8.12: Vorschlag der Triggerkombinationen zur Suche nach neuer Physik. Diese sind als Ergänzung zum ATLAS-Triggermenü anzusehen. Die abgeschätzten Triggerraten gelten für eine Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Anhand dieses Triggermenüs, das sich aus Tabelle 8.9 und 8.12 zusammensetzt, werden die exklusiven \cancel{E}_T -Trigger zur Suche nach neuer Physik zusammen gestellt. Aus Tabelle 8.6 und 8.8 ist ersichtlich, dass der einfache exklusive \cancel{E}_T -Trigger sowie einer der vierfachen exklusiven \cancel{E}_T -Trigger mehrere Kombinationen zwischen den verwendeten Optimierungsbedingungen und den Offline-Selektionen abdeckt. Somit kann die Anzahl der benötigten exklusiven \cancel{E}_T -Trigger reduziert werden, ohne die Ergebnisse aus der Optimierung zu verschlechtern. In Tabelle 8.13 sind die resultierenden exklusiven \cancel{E}_T -Trigger für die bestmögliche Effizienz, relativ zu den selektierten Ereignissen durch die Offline-Rekonstruktion, zusammengefasst. Zudem ist zu jeder Kombination die erwartete Triggerrate für eine Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ sowie die Effizienzwerte für die jeweilige Optimierungsbedingung angegeben. Zudem sind die Triggerraten in der Tabelle bzgl. der Mehrfachselektion durch die verwendeten exklusiven \cancel{E}_T -Triggerkombinationen korrigiert. Durch die begrenzte Anzahl von verfügbaren Triggerschwellen fallen die Effizienzwankungen mit einer Schwankungsbreite von bis zu 54 % bei weitem nicht so gering aus, wie im Abschnitt 8.5 vorgestellt wurde, aber sind immer noch deutlich geringer als beim inklusiven \cancel{E}_T -Trigger. Im Rückblick auf die Abbildungen 8.7(b) 8.7(b), kann dieses auch nicht durch Hinzunahme von weiteren exklusiven \cancel{E}_T -Trigger kompensiert werden. Werden jedoch Multijet-Trigger verwendet, kann auch hier die Effizienzwankung nahezu unterdrückt werden, wie in Tabelle 8.10 zu erkennen ist. Weiterhin ist der Tabelle zu entnehmen, dass einige Effizienzen hö-

her sind als durch die Optimierung in Abschnitt 8.5.1 erreicht wurde. Dieses resultiert daher, dass bei der Optimierung die Triggerraten mit einer Schrittweite von 10 Hz für die exklusiven Trigger variiert worden ist und somit nicht jede mögliche Kombination getestet wurde.

Trigger	Rate [Hz]	Selektion	Bedingung	Effizienz
L1_XE50_EM40I L1_XE20_TAU205 L1_XE70_MU40 L1_XE50_JET200	95	SA11	O1	$97,2^{+6,0}_{-2,8} \%$
L1_XE80_Mu40 L1_XE40_JET180	95	SA11	O2	$52,7 \pm 7,1 \%$
L1_XE50_EM40I L1_XE20_TAU205 L1_XE70_MU40 L1_XE50_JET200	95	SA11	O3	$90,4 \pm 0,1 \%$
L1_XE50_EM35I L1_XE20_TAU205 L1_XE70_MU40 L1_XE50_JET200	98	SLepton	O1	$98,6^{+1,4}_{-5,7} \%$
L1_XE50_EM35I L1_XE20_TAU205 L1_XE70_MU40 L1_XE50_JET200	98	SLepton	O2	$44,1 \pm 5,7 \%$
L1_XE50_EM35I L1_XE20_TAU205 L1_XE70_MU40 L1_XE10_JET250	99	SLepton	O3	$90,2 \pm 0,1 \%$
L1_XE10_EM180 L1_XE50_JET180	71	SJet	O1	$99,2^{+0,8}_{-9,0} \%$
L1_XE10_EM180 L1_XR40_JET180	71	SJet	O2	$71,4 \pm 9,0 \%$
L1_XE10_TAU255 L1_XE70_MU40 L1_XE40_JET180	111	SJet	O3	$94,2 \pm 0,1 \%$

Tabelle 8.13: Die resultierenden exklusiven und inklusiven \cancel{E}_T -Triggerkombinationen aus dem aufgestellten Triggermenüvorschlag in Tabelle 8.9 und 8.12. Die angegebenen Triggerraten sind bzgl. der Mehrfachselektion durch die verwendeten exklusiven \cancel{E}_T -Triggerkombinationen korrigiert.

Bei der Vorstellung der Triggereffizienzen für den inklusiven \cancel{E}_T -Trigger wurde diskutiert, dass möglicherweise die Offline-Rekonstruktionsselektion an neue Erfahrungen und Wissen angepasst werden muss. Daher ist es von Interesse, die Triggereffizienz auch ohne

Selektionskriterien zu optimieren. Das Ergebnis dieser Optimierungen ist in Tabelle 8.14 aufgeführt.

Trigger	Rate [Hz]	Bedingung	Effizienz
L1_XE40_TAU132	93	$O1$	$84,2 \pm 0,9\%$
L1_XE80	117	$O2$	$11,3 \pm 0,9\%$
L1_XE40_TAU132	93	$O3$	$63,6 \pm 0,1\%$

Tabelle 8.14: Die exklusiven und inklusiven \cancel{E}_T -Triggerkombinationen, für die die Effizienzen der Optimierungskriterien maximiert werden konnten. Die verwendeten Trigger sind aus den Tabelle 8.9 und 8.12 abgeleitet.

Die Zusammenstellung der exklusiven Trigger für die die maximale Anzahl der SUSY-Szenarien mit einer Signifikanz oberhalb von 5σ erreicht wird, sind in Tabelle 8.15 aufgelistet. Mit Hilfe dieser Kombinationen lässt sich der Bereich mit einem Entdeckungspotential von mindestens 5σ je nach Offline-Selektion um bis zu 66 % gegenüber dem anfangs vorgestelltem ATLAS-Triggermenü erhöhen. Grafisch ist dieses für die verschiedenen Offline-Selektionen in den Abbildungen 8.10, 8.11 und 8.12 dargestellt. In den Abbildungen ist gut zu erkennen, dass mit den vorgeschlagenen exklusiven Triggern, nahezu der gleiche Bereich für eine mögliche Entdeckung in den verwendeten mSUGRA-Szenarien abgedeckt wird. Dabei wird teilweise eine deutlich geringere Triggerbandbreite benötigt als für die optimierten Trigger in Tabelle 8.8.

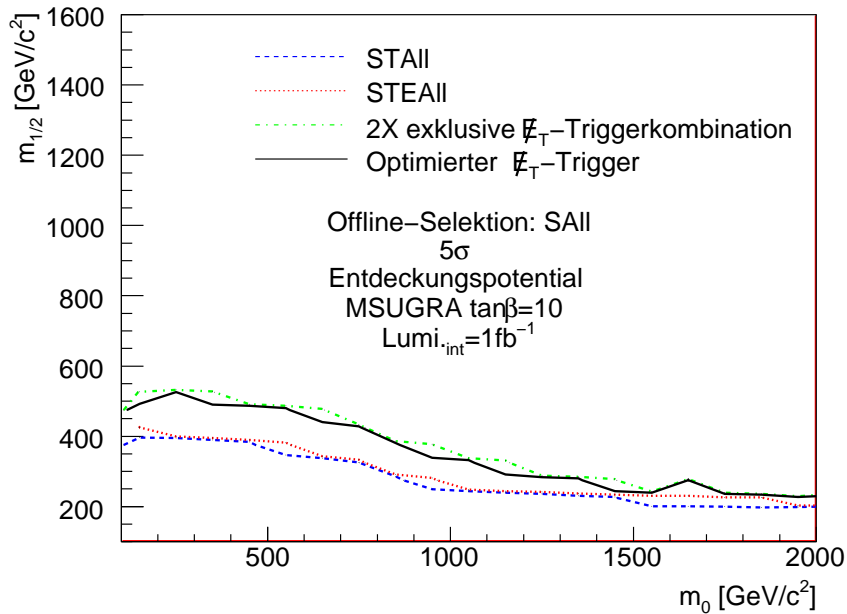


Abbildung 8.10: Das Entdeckungspotential für das in Tabelle 8.15 vorgestellte Triggermenü bei einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 1 \text{ fb}^{-1}$ und für die Selektion SAll. Zum Vergleich ist die exklusive \cancel{E}_T -Triggerkombination mit dem höchsten Entdeckungspotential aus Abbildung 8.8(a) eingezeichnet.

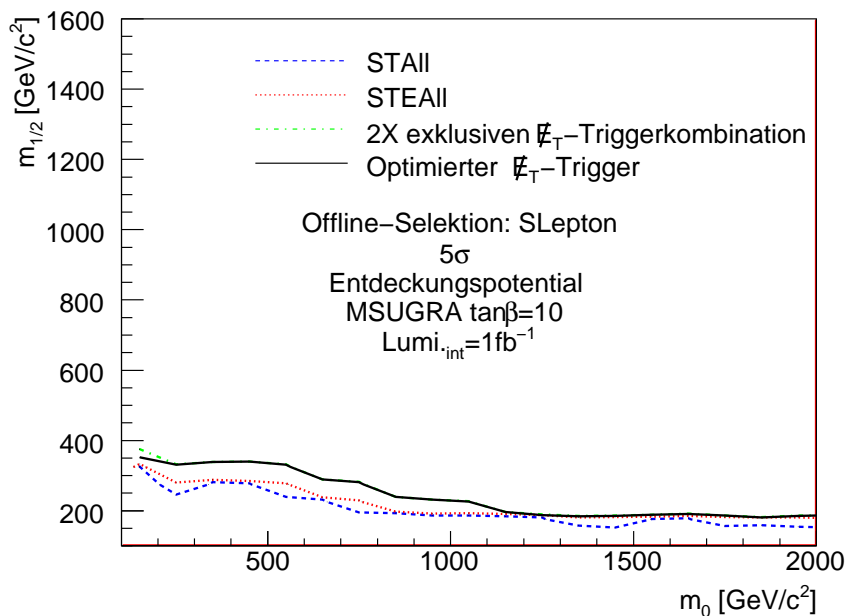


Abbildung 8.11: Das Entdeckungspotential für das in Tabelle 8.15 vorgestellte Triggermenü bei einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 1 \text{ fb}^{-1}$ und für die Selektion $SLepton$. Zum Vergleich ist die exklusive E_T -Triggerkombination mit dem höchsten Entdeckungspotential aus Abbildung 8.8(b) eingezeichnet.

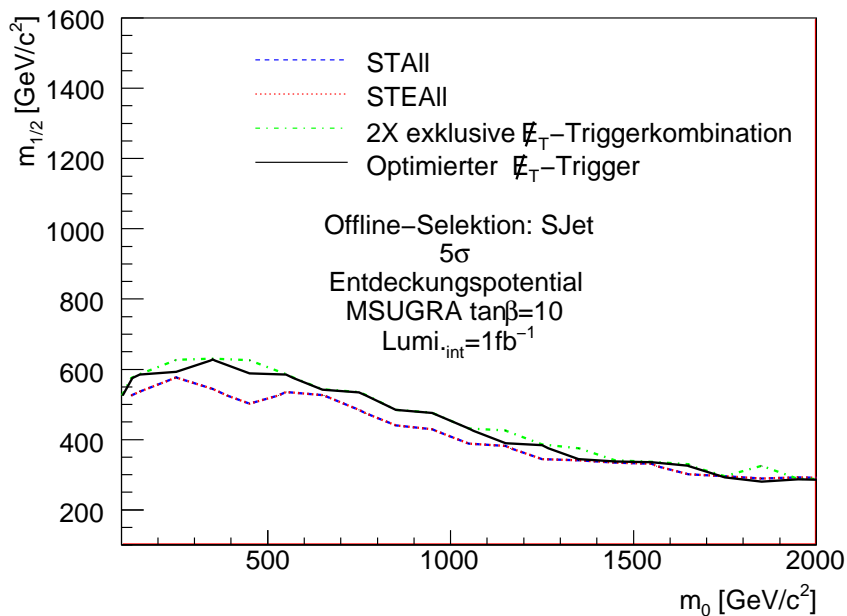


Abbildung 8.12: Das Entdeckungspotential für das in Tabelle 8.15 vorgestellte Triggermenü bei einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 1 \text{ fb}^{-1}$ und für die Selektion $SJet$. Zum Vergleich ist die exklusive E_T -Triggerkombination mit dem höchsten Entdeckungspotential aus Abbildung 8.8(c) eingezeichnet.

Trigger	Rate [Hz]	Selektion	$N_{\text{Szenarien}}$
L1_XE10_EM140 L1_XE30_JET290	54	SA11	118
L1_XE10_EM83I L1_XE40_JET180	100	SLepton	75
L1_XE10_EM140 L1_XE30_JET290	54	SJet	145

Tabelle 8.15: Resultat der Maximierung des Entdeckungspotentials für die verwendeten SUSY-Szenarien als Funktion von m_0 und $m_{1/2}$. Zusätzlich ist in der letzten Spalte angegeben, wie viele SUSY-Szenarien oberhalb der 5σ Signifikanzschwelle liegen.

8.7 Kapitelzusammenfassung

Anhand der Optimierung des exklusiven \cancel{E}_T -Triggers konnte gezeigt werden, dass der \cancel{E}_T -Trigger ein wichtiges Instrument für die Suche nach neuer Physik ist. Dies gilt besonders bei SUSY-Modellen, in denen das LSP neutral und schwach wechselwirkend ist und somit nicht direkt im Detektor nachgewiesen werden kann. Der Vorteil bei der Verwendung des exklusiven \cancel{E}_T -Triggers gegenüber hochenergetischer Multijet-/Multilepton-Trigger konnte anhand des verwendeten ATLAS-Triggermenüs deutlich hervorgehoben werden. Mit Hilfe der optimierten Trigger konnte ein um 72% größerer Bereich in der Parameterebene $m_{1/2}, m_0$ für die Signalsignifikanzen von größer oder gleich 5σ im Vergleich zum erschlossenen Bereich des ATLAS-Triggermenüs erreicht werden. Zusätzlich wird durch die Festlegung der exklusiven \cancel{E}_T -Trigger nur eine minimale Anforderung an die Topologie der SUSY-Ereignisse gestellt. Dadurch besteht eine zusätzliche Sensitivität für unerwartete neue Physik. Außerdem nehmen die optimierten Trigger nur etwa 100 Hz der Triggerbandbreite in Anspruch, wohingegen das verwendete ATLAS-Menü fast die volle Triggerbandbreite von 100 kHz benötigt. Bei dem Vergleich der erreichten Triggereffizienzen liegen die Werte der optimierten exklusiven \cancel{E}_T -Trigger unterhalb von den erreichten Effizienzwerten durch das ATLAS-Triggermenü.

Zusammenfassung und Ausblick

Das Standardmodell der Teilchenphysik, das drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen beschreibt, stimmt bisher sehr gut mit den Messergebnissen der Experimente am CERN, dem Fermilab und anderen Forschungseinrichtungen überein. Allerdings können im Rahmen dieses Modells nicht alle Fragen der Teilchenphysik beantwortet werden. So lässt sich z.B. die vierte fundamentale Kraft, die Gravitation, nicht in das Standardmodell einbauen. Ebenso wenig liefert das Standardmodell eine Erklärung dafür, dass die Higgs-Masse an der elektroschwachen Skala liegt. Darüber hinaus hat das Standardmodell auch keinen Kandidaten für dunkle Materie, die nach kosmologischen Messungen etwa 25 % unseres Universum ausmacht.

Eines der Ziele am LHC-Experiment ATLAS in Genf ist daher die Suche nach neuer Physik. Dabei müssen in Echtzeit aus den erwarteten 10^9 pp -Kollisionen pro Sekunde die relevanten Ereignisse herausgefiltert werden. Die erwartete Rohdatenrate von etwa 60 TByte pro Sekunde muss dabei mit Hilfe eines Triggersystems auf maximalen 300 MByte pro Sekunde begrenzt werden. Deshalb muss das System eine sehr hohe Untergrundunterdrückung und gleichzeitig eine hohe Filter-Effizienz haben, da nur etwa jedes 10^8 -te Ereignis bei der Suche nach neuer Physik interessant ist.

Die Theorie der Supersymmetrie ist eine Möglichkeit zur Beschreibung von neuer Physik. Eines der Modelle aus dieser Theorie ist das mSUGRA-Modell, bei dem es ein neutrales und schwach wechselwirkendes leichtestes supersymmetrisches Teilchen (LSP) gibt, das nur indirekt nachgewiesen werden kann. Da die beschleunigten Protonen am LHC im Mittel keinen transversalen Impuls haben, kann die Energie, die mit dem LSP weggetragen wird, indirekt durch einen nicht ausbalancierten Energiefluss nachgewiesen werden, die fehlende transversale Energie \cancel{E}_T . Dies ist eine der wichtigsten Signaturen zum Nachweis eines möglichen mSUGRA-Modells.

Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung des grundlegenden Verständnisses des \cancel{E}_T -Triggers der ersten Triggerstufe und die deutliche Verbesserung der \cancel{E}_T -Triggereffizienz sowie die Optimierung der Signalsignifikanz für SUSY-Ereignisse bei Vorgabe der Selektionskriterien. Die benutzten Informationen für den \cancel{E}_T -Algorithmus auf der zweiten Triggerstufe sind mit denen auf der ersten Triggerstufe identisch. Außerdem sind der \cancel{E}_T -Algorithmus auf dem Event-Filter (dritte und letzte Triggerstufe) und der Algorithmus der Offline-Rekonstruktion gleich. Deshalb wurde der Fokus dieser Arbeit gezielt die erste Triggerstufe gelegt.

Zur Entwicklung des grundlegenden Verständnisses des \cancel{E}_T -Triggers wurde die \cancel{E}_T -Effizienz für verschiedene Standardmodellprozesse und mSUGRA-Szenarien detailliert untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass die Triggereffizienz von der Zerfallstopologie abhängig ist. Dies wurde wiederum auf die unterschiedliche Anpassung der Elektron-, Jet- und Myon-Energieskala zurückgeführt, womit die Substruktur für die \cancel{E}_T -Effizienzverläufe bei $W \rightarrow e\nu$ -Ereignissen verstanden wurde. Anhand dieser Erkenntnis wurden zwei Methoden entwickelt, um die \cancel{E}_T -Triggereffizienzen mittels der aufgezeichneten Daten zu bestimmen. Auf Basis der entwickelten Methoden wurde dann ein Verfahren erarbeitet,

mit dem die Triggereffizienzen von $Z \rightarrow l^+l^-$ auf weitere Standardmodell-Zerfälle und mögliche SUSY-Szenarien extrapoliert werden konnten.

Mit Hilfe der exklusiven \cancel{E}_T -Trigger wurde gezeigt, wie sich die erwartete Triggerrate gegenüber einem inklusiven Trigger deutlich reduzieren lässt, wobei die Signaleffizienz für den gleichen Prozess (z.B. ein mögliches mSUGRA-Szenario) deutlich erhöht wird.

Mit Hilfe des erarbeiteten Wissens wurde der exklusive \cancel{E}_T -Trigger so optimiert, dass die maximalen Triggereffizienzen relativ zu den offline selektierten Ereignissen auf mehr als 98 % angehoben werden konnten. Mit dem inklusiven Trigger wurde eine Effizienz von etwa 94 % erreicht. Zudem konnte die Variation der Effizienzen innerhalb der m_0 - $m_{1/2}$ -Parameterebene zwischen dem maximalen und dem minimalen Effizienzwert auf 30 % reduziert werden. Für die Optimierung ist die Triggerrate mit 100 Hz bei einer Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ festgelegt worden, sodass die optimierten exklusiven \cancel{E}_T -Trigger bei der Design-Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ und höher ohne Veränderung verwendet werden können. Mit Hilfe dieser Trigger konnte das Entdeckungspotential für die simulierten 580 mSUGRA-Szenarien um bis zu 84 % gegenüber einem inklusiven \cancel{E}_T -Trigger erweitert werden. Außerdem wurde gezeigt, dass die Anzahl der SUSY-Szenarien, mit einer Signalsignifikanz größer oder gleich 5σ , für die vorgestellten SJet-Selektionen immer höher ist als für die SLepton-Selektionen.

Für die Triggeroptimierung wurden zwei schnelle Simulationen, ATLFast und FastCaloSim, benötigt. In FastCaloSim musste zusätzlich die Kalorimetertriggersimulation aus der detaillierten Simulation angepasst werden.

Für die Suche nach neuer Physik ist das ATLAS-Triggermenü um die erarbeiteten exklusiven \cancel{E}_T -Triggerkombinationen erweitert worden. Mit dieser Ergänzung ist der Bereich in der Parameterebene für das Entdeckungspotential (für Signifikanzen von mindestens 5σ) um bis zu 72 % gegenüber des unmodifizierten ATLAS-Triggermenüs erhöht worden. Die neu implementierten \cancel{E}_T -Triggersignaturen wurde so gewählt, dass diese unverändert bis zur Design-Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ und darüber hinaus anwendbar sind. Daher sollten unabhängig von dem tatsächlich verwendeten ATLAS-Triggermenü die vorgestellten \cancel{E}_T -Triggersignaturen bei der Datennahme verwendet werden. Die Resultate dieser Arbeit zeigen, dass in der \cancel{E}_T -Signatur großes Potential zur Suche nach neuer Physik steckt.

In dieser Arbeit ist ein wichtiger Beitrag zum Verständnis der fehlenden transversalen Energie auf der ersten Triggerstufe geleistet worden. Dennoch sollten einige vorgestellte Aspekte der Studie vertieft werden. Bei der Untersuchung der \cancel{E}_T -Eigenschaften zeigte sich, dass die Effizienz aufgrund der begrenzten Möglichkeiten zur Kalibrierung der hadronischen Energieskala topologieabhängig ist. Dies könnte möglicherweise durch Korrekturalgorithmen auf dem Kalorimetertrigger verbessert werden, der die Anzahl und die Energie der gefundenen Jets bei der Berechnung des \cancel{E}_T -Werts berücksichtigt.

Die vorgestellte Ein-Elektron-Methode kann die Struktur im Effizienzverlauf von $W \rightarrow e\nu$ -Ereignissen nachbilden. Allerdings wird mit dieser Methode die Aufweitung der Effizienzkurve bei Schwellenwerten bis $\cancel{E}_T = 80 \text{GeV}$ systematisch zu hoch bestimmt. Dieser Effekt könnte durch weitere Verfeinerung der Ein-Elektron-Methode beseitigt werden.

In dieser Arbeit wurde nicht gezeigt, wie sich die Qualität der Effizienzbestimmung aus Daten ändert, wenn in dem Datensatz nicht ausschließlich der betrachtete Zerfallsprozess

enthalten ist, sondern er durch ähnliche Zerfallsprozesse verunreinigt ist. Diese Überprüfung ist für die spätere Datenanalyse wichtig und muss noch untersucht werden.

Die Qualität der verwendeten Simulationen für die Triggeroptimierung könnte noch verbessert werden, wenn in die FastCaloSim zusätzlich die Simulation für das Spursystem bei ATLAS integriert würde. Außerdem wäre es interessant zu überprüfen, ob die \cancel{E}_T -Signatur in Kombination mit Leptonen bzw. Jets auf der ersten Triggerstufe effektiv und effizient bei anderen supersymmetrischen Modellen wie z.B. dem GMSB einsetzbar ist.

Die Abschätzung und Festlegung der exklusiven \cancel{E}_T -Trigger basieren auf der Triggerratenabschätzung von QCD-Ereignissen. Wie in der Arbeit bemerkt wurde, ist die Triggerrate nur zu einem Faktor von etwa zwei bis drei bekannt. Bei Luminositäten von höher als $\mathcal{L}(t) = 5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ werden zudem im Mittel mehr als eine pp -Kollision pro Bunchcrossing erwartet, was zur Erhöhung der abgeschätzten Triggerrate beiträgt. Des Weiteren müssten noch die zusätzlichen Einflüsse vom Maschinenuntergrund in der Simulation integriert werden. Die dafür benötigten Simulationen standen jedoch zum Zeitpunkt der Entstehung dieser Arbeit noch nicht zur Verfügung. Am ehesten werden die vorhergesagten Triggerraten in dieser Arbeit anhand von Daten aus dem Experiment bestätigt.

Im Jahr 2010 ist geplant die Daten für pp -Kollisionen abweichend von den LHC-Design-Parametern mit einer Schwerpunktenenergie von $\sqrt{s} = (7 - 10) \text{ TeV}$ bei einer Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ aufzuzeichnen. In dem Jahr wird eine integrierte Luminosität von 220 pb^{-1} erwartet, was eine Reduzierung der berechneten Signifikanzwerte um etwa $\sqrt{5}$ bedeutet und damit den erwarteten Bereich für eine Entdeckung deutlich reduziert. Zusätzlich wird durch die Reduzierung der Schwerpunktenenergie auf 7 TeV der zugängliche Parameterraum für SUSY-Ereignisse eingeschränkt. Bei der Triggerbandbreite von 100 Hz ist sicherlich noch eine Erhöhung der Triggerrate für die exklusiven \cancel{E}_T -Trigger möglich. Jedoch sollte beachtet werden, dass die gesamte Bandbreite nicht nur für die Suche nach neuer Physik reserviert ist. Durch die Erhöhung der Rate für die exklusiven Trigger wurde im Rahmen der Arbeit zum Teil eine Reduzierung der Signifikanz beobachtet. Der Grund dafür liegt in der starken Erhöhung der Untergrundereignisse gegenüber den SUSY-Ereignissen. Durch eine Modifizierung der Selektionskriterien kann der Reduzierung der Signifikanz entgegengewirkt werden. Mit Hilfe der in dieser Arbeit erstellten Simulations- und Optimierungsprogramme können für höhere Triggerraten der exklusiven \cancel{E}_T -Trigger bzw. der modifizierten Maschinenparameter neue optimierte exklusive Triggerkombinationen bestimmt werden.

A Ergänzende Informationen zur E_T -Auflösung

A.1 Statistischer Zusammenhang von $\sigma(E_{x,y})$ und ΣE_T

In Abschnitt 5.2.3 ist die E_T -Auflösung durch die Gleichung

$$\sigma_{E_{x,y}} = \alpha \sqrt{\Sigma E_T} \quad (\text{A.1})$$

angegeben worden. Dieser Zusammenhang ist durch die Abbildungen 5.8(a) und 5.8(b) bestätigt. Der Zusammenhang von $\sigma(E_{x,y})$ und ΣE_T wird im Folgenden kurz hergeleitet. Es gilt:

$$E_x = \sum_{i=0}^{i=N} E_{T,i} \cos \phi \quad (\text{A.2})$$

$$E_y = \sum_{i=0}^{i=N} E_{T,i} \sin \phi \quad (\text{A.3})$$

Dabei ist $E_{T,i}$ der Energiewert des i -ten Trigger-Towers. Wird angenommen, dass der Fehler für die Energiemessung pro Trigger-Tower σ_{E_T} ist, kann mit Hilfe der Fehlerfortpflanzung der Fehler auf σ_{E_x} bzw. σ_{E_y} bestimmt werden. Somit gilt

$$\sigma_{E_{x,y}} \approx \sqrt{\sum_{i=0}^{i=N} \sigma_{E_{T,i}}^2} \quad (\text{A.4})$$

$$(\text{A.5})$$

Dabei sind die Fehler für E_x und E_y zu $\sigma_{E_{x,y}}$ zusammengefasst worden. Wird nun weiter angenommen, dass der Fehler für σ_{E_T} poissonverteilt ist, folgt

$$\sigma_{E_{x,y}} = \alpha \sqrt{\Sigma E_T}. \quad (\text{A.6})$$

A.2 Modifizierte E_T -Auflösung

In Gleichung A.6 wird die Annahme gemacht, dass kein Versatz in der skalaren Energiesumme ΣE_T , die ausschließlich durch Kalorimeterinformationen bestimmt ist, zwischen der Rekonstruktion und der ersten Triggerstufe existiert.

Bei näherer Betrachtung, siehe auch [58], existiert jedoch solch ein Versatz. Durch die Ergänzung der Gleichung A.6 mit dem Parameter β werden durch die Funktion

$$\sigma_{E_{x,y}} = \alpha \sqrt{\Sigma E_T + \beta}, \quad (\text{A.7})$$

die Simulationspunkte besser beschrieben.

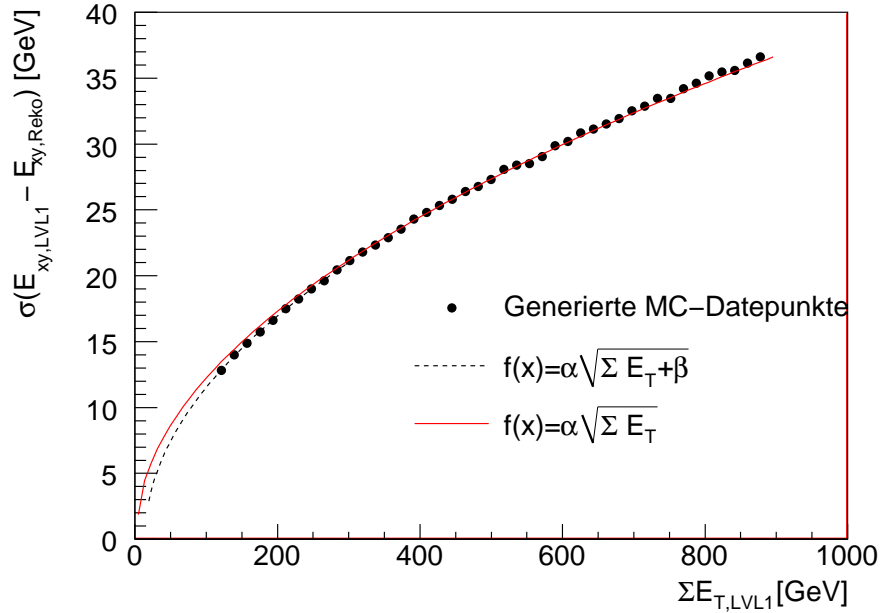
Zur Vereinfachung wird vorausgesetzt, dass die hadronische und die elektromagnetische Energieskala exakt gleich sind. Die Auflösung $\sigma_{E_{x,y}}$ pro ΣE_T -Bin ist normalverteilt und die Breite der Verteilung folgt dem funktionalen Verlauf aus Gleichung A.6. Außerdem wird die Auflösung der Offline-Rekonstruktion mit $\sigma_{E_{x,y}}/\sqrt{\Sigma E_T} = 0,5\sqrt{GeV}$ und für den Kalorimeter-Trigger mit $\sigma_{E_{x,y}}/\sqrt{\Sigma E_T} = 1,14\sqrt{GeV}$ angenommen. Die Linearität der skalaren transversalen Energiesumme zwischen der der Offline-Rekonstruktion und der des Kalorimetertriggers wird mit

$$\Sigma E_{T,LVL1} = 117 \text{ GeV} + 1,0 \cdot \Sigma E_{T,Reko} \quad (\text{A.8})$$

angenommen. In Tabelle A.1 sind die Fit-Parameter, die Anzahl der Freiheitsgrade und der χ^2 -Wert für die Funktionen in Abbildung A.1 aufgelistet. Anhand der χ^2 -Werte ist erkennbar, dass die modifizierte Funktion zur Bestimmung der \cancel{E}_T -Auflösung (Gleichung A.7) die MC-Datenpunkte besser beschreibt als die, die durch Gleichung A.1 beschrieben werden. Der angepasste Parameter α in der Tabelle stimmt gut mit dem erwarteten Parameter $\alpha = 1,24$ aus den vorgegeben $\sigma_{E_{x,y}}$ -Werten überein.

Funktion	$\alpha[\sqrt{GeV}]$	β [GeV]	χ^2	NDF
$\alpha\sqrt{\Sigma E_T}$	$1,223 \pm 0,001$	—	302,8	85
$\alpha\sqrt{\Sigma E_T + \beta}$	$1,242 \pm 0,002$	$14,1 \pm 0,9$	66,8	84

Tabelle A.1: Die Parameter der angepassten Funktionen in Abbildung A.1.



(a)

Abbildung A.1: Ergebnis der vereinfachten Simulation für $\sigma_{E_{x,y}} = \alpha\sqrt{\Sigma E_T + \beta}$, wobei die skalare Energiesumme für die erste Triggerstufe um einen Sockelbetrag von $\beta = 117 \text{ GeV}$ gegenüber der Offline-Rekonstruktion verschoben ist.

B Ergänzende Informationen zu den QCD-Ereignissen und den Simulations-Methoden

Gewichtung der QCD-Ereignisse

In Kapitel 5.1 ist beschrieben, dass für die Simulation der QCD-Ereignisse diese in verschiedene Jet-Energieintervalle aufgeteilt wurden. Dabei bekommt jedes Ereignis, abhängig von der führenden Jet-Energie einen so genannten Gewichtungswert. Diese Werte sind in Tabelle B.1 zusammengefasst.

Jetenergie-Intervall	Gewicht
$E_{T,Jet} > 2,3 \text{ GeV}$	1,0
$E_{T,Jet}: 8-17 \text{ GeV}$	$2,71 \cdot 10^{-1}$
$E_{T,Jet}: 17-35 \text{ GeV}$	$2,12 \cdot 10^{-2}$
$E_{T,Jet}: 35-70 \text{ GeV}$	$1,44 \cdot 10^{-3}$
$E_{T,Jet}: 70-140 \text{ GeV}$	$9,05 \cdot 10^{-5}$
$E_{T,Jet}: 140-280 \text{ GeV}$	$4,74 \cdot 10^{-6}$
$E_{T,Jet}: 280-560 \text{ GeV}$	$1,92 \cdot 10^{-7}$
$E_{T,Jet}: 560-1120 \text{ GeV}$	$5,54 \cdot 10^{-9}$

Tabelle B.1: Auflistung der verwendeten Jet-Energieintervalle zur Simulation der QCD-Ereignisse und der zugeordneten Gewichte.

Ein-Lepton-Methode

In Kapitel 6.1.2 ist beschrieben, wie mit Hilfe der Elektron-Informationen aus einem vollständig rekonstruierten $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignis die \cancel{E}_T -Werte so modifiziert werden können, dass das resultierende \cancel{E}_T -Spektrum der $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse mit denen der $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse vergleichbar wird, um damit die \cancel{E}_T -Triggereffizienz für diese Ereignisse zu bestimmen. Der Vergleich der Spektren ist für die Kalorimetertriggerenergien in Abbildung B.1(a) und B.1(b) zu sehen.

FastCaloSim

In Kapitel 7.3 sind die Methoden zur Anpassung der elektromagnetischen und hadronischen Trigger-Tower-Energieskala für die Kalorimetertriggersimulation vorgestellt worden. Die daraus resultierenden Korrekturfaktoren für die beiden Energieskalen sind

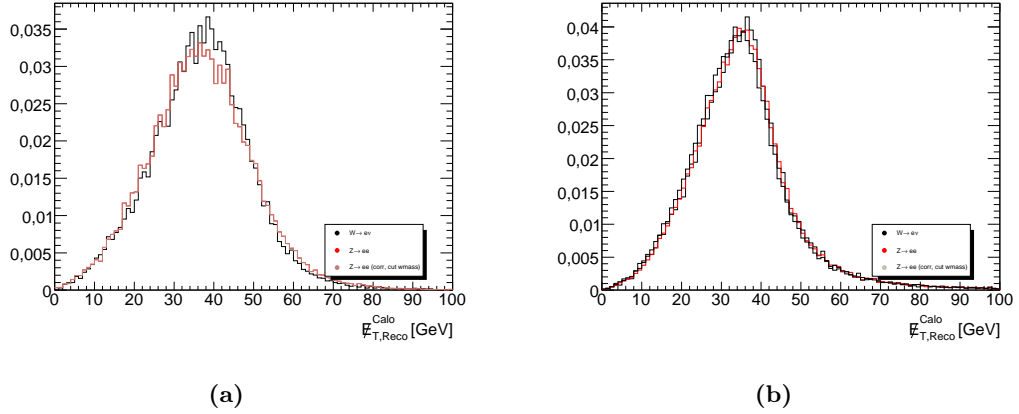


Abbildung B.1: Vergleich des modifizierten E_T -Werts von vollständig rekonstruierten $Z \rightarrow e^+e^-$ -Zerfällen mit den E_T -Werten der $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse. **(a):** Für die Kalorimetertrigger-Energien. **(b):** Für die offline rekonstruierten E_T -Werte.

in Abbildung B.2a(a) und B.2a(b) dargestellt. Die Parameter in beiden Abbildungen spiegeln die Struktur des Kalorimeters wieder. So ist der Übergang vom Zentral- zum Endkappen-Kalorimeter, der zwischen $\eta = 1,375$ und $\eta = 1,475$ liegt, sowie der Übergang vom Endkappen-Kalorimeter zum Vorwärts-Kalorimeter bei $\eta \geq 3,2$ in der Abbildung B.2(a) zu sehen. In Abbildung B.2(b) sind ebenfalls die Übergänge zwischen dem TILE-Kalorimeter und dem Endkappen-Kalorimeter sowie der Übergang vom Endkappen-Kalorimeter zum Vorwärts-Kalorimeter zu sehen.

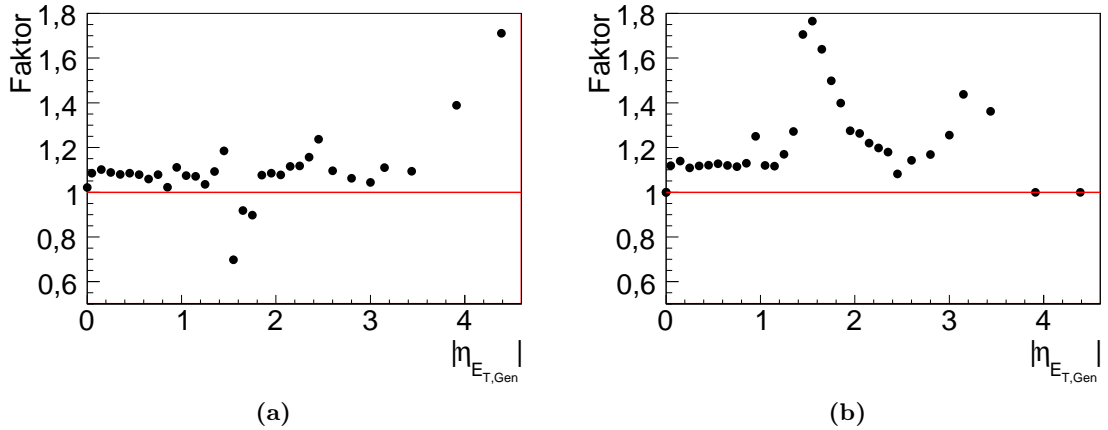


Abbildung B.2: Die verwendeten Korrekturparameter für die Anpassung der Energieskalen der Trigger-Tower-Energien in der parametrisierten Simulation (FastCaloSim) als Funktion von $|\eta|$. **(a):** Elektromagnetische Energieskala. **(b):** Hadronische Energieskala.

C Auflistung aller Ergebnisse der \cancel{E}_T -Triggeroptimierung

Im Kapitel 8.5 ist jeweils zu den Selektion SA11, SJet und SLepton die exklusive Triggerkombination aufgelistet worden, mit denen die besten Ergebnisse bzgl. der Triggereffizienz für die verwendeten mSUGRA-Szenarien erreicht worden ist, sowie der größte Bereich in der Parameterebene $m_{1/2}, m_0$ für das Entdeckungspotential erschlossen werden konnte.

Im Folgenden werden für die einfach, zweifach, dreifach und die vierfach exklusive \cancel{E}_T -Triggerkombinationen die Ergebnisse aufgelistet. In den Tabellen C.1, C.2, C.3 und C.4 werden zunächst die Ergebnisse der Triggereffizienzoptimierungen angegeben. Die Ergebnisse für die Signifikanzoptimierung der mehrfach exklusiven Trigger sind in den Tabellen C.5, C.6, C.7 und C.8 aufgelistet.

Trigger	Offline-Selektion	Bedingung	Effizienz
$\cancel{E}_T \geq 39 \text{ GeV}$ und $E_T^{T_{au}} \geq 132 \text{ GeV}$	SA11	$O1$	$94,4_{+5,6}^{-7,1} \%$
$\cancel{E}_T \geq 39 \text{ GeV}$ und $E_T^{T_{au}} \geq 132 \text{ GeV}$	SA11	$O2$	$40,3 \pm 7,1 \%$
$\cancel{E}_T \geq 32 \text{ GeV}$ und $E_T^{T_{au}} \geq 132 \text{ GeV}$	SA11	$O3$	$84,3 \pm 0,03 \%$
$\cancel{E}_T \geq 39 \text{ GeV}$ und $E_T^{T_{au}} \geq 132 \text{ GeV}$	SLepton	$O1$	$93,1 \pm 1,0 \%$
$\cancel{E}_T \geq 39 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 12 \text{ GeV}$	SLepton	$O2$	$42,5 \pm 5,7 \%$
$\cancel{E}_T \geq 10 \text{ GeV}$ und $E_T^{T_{au}} \geq 153 \text{ GeV}$	SLepton	$O3$	$78,96 \pm 0,03 \%$
$\cancel{E}_T \geq 39 \text{ GeV}$ und $E_T^{T_{au}} \geq 132 \text{ GeV}$	SJet	$O1$	$97,0_{+3,0}^{-4,0} \%$
$\cancel{E}_T \geq 39 \text{ GeV}$ und $E_T^{T_{au}} \geq 132 \text{ GeV}$	SJet	$O2$	$69,5 \pm 4,0 \%$
$\cancel{E}_T \geq 39 \text{ GeV}$ und $E_T^{T_{au}} \geq 132 \text{ GeV}$	SJet	$O3$	$88,06 \pm 0,03 \%$
$\cancel{E}_T \geq 39 \text{ GeV}$ und $E_T^{T_{au}} \geq 132 \text{ GeV}$	—	$O1$	$84,6 \pm 1,0 \%$
<i>Fortsetzung der Tabelle auf der nächsten Seite</i>			

C Auflistung aller Ergebnisse der \cancel{E}_T -Triggeroptimierung

Trigger	Offline-Selektion	Bedingung	Effizienz
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 40 \text{ GeV}$	—	$O2$	$7,7 \pm 1,0 \%$
$\cancel{E}_T \geq 39 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 132 \text{ GeV}$	—	$O3$	$65,3 \pm 0,03 \%$

Tabelle C.1: Ergebnis der Triggereffizienzoptimierung für den einfachen exklusiven \cancel{E}_T -Trigger. Die Optimierungsbedingungen sowie die Offline-Selektionen sind im Abschnitt 8.5 und 8.2 erklärt.

Trigger	Rate [Hz]	Offline-Selektion	Bedingung	Effizienz
$\cancel{E}_T \geq 20 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 207 \text{ GeV}$	20	SA11	$O1$	$97,0_{+3,0}^{-7,7} \%$
$\cancel{E}_T \geq 38 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 182 \text{ GeV}$	80			
$\cancel{E}_T \geq 35 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 39 \text{ GeV}$	10	SA11	$O2$	$76,0 \pm 5,9 \%$
$\cancel{E}_T \geq 38 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 177 \text{ GeV}$	90			
$\cancel{E}_T \geq 35 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 39 \text{ GeV}$	10	SA11	$O3$	$93,19 \pm 0,02 \%$
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 199 \text{ GeV}$	90			
$\cancel{E}_T \geq 20 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 207 \text{ GeV}$	20	SLepton	$O1$	$97,14_{+2,86}^{-5,6} \%$
$\cancel{E}_T \geq 38 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 13 \text{ GeV}$	80			
$\cancel{E}_T \geq 50 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 39 \text{ GeV}$	10	SLepton	$O2$	$61,5 \pm 4,7 \%$
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 40 \text{ GeV}$	90			
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 40 \text{ GeV}$	60	SLepton	$O3$	$92,79 \pm 0,02 \%$
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 227 \text{ GeV}$	40			
$\cancel{E}_T \geq 20 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 207 \text{ GeV}$	20	SJet	$O1$	$98,5_{+1,5}^{-9,0} \%$
$\cancel{E}_T \geq 38 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 182 \text{ GeV}$	80			
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele} \geq 182 \text{ GeV}$	10	SJet	$O2$	$80,0 \pm 7,6 \%$
$\cancel{E}_T \geq 38 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 177 \text{ GeV}$	90			
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 255 \text{ GeV}$	10	SJet	$O3$	$94,21 \pm 0,02 \%$
$\cancel{E}_T \geq 38 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 177 \text{ GeV}$	90			
$\cancel{E}_T \geq 20 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 207 \text{ GeV}$	20	—	$O1$	$92,0 \pm 1,0 \%$
$\cancel{E}_T \geq 38 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 182 \text{ GeV}$	80			
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 40 \text{ GeV}$	60	—	$O2$	$63,9 \pm 5,5 \%$
$\cancel{E}_T \geq 35 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 208 \text{ GeV}$	40			
$\cancel{E}_T \geq 35 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 39 \text{ GeV}$	10	—	$O3$	$74,59 \pm 0,02 \%$
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 199 \text{ GeV}$	90			

Tabelle C.2: Ergebnis der Triggereffizienzoptimierung für den zweifachen exklusiven \cancel{E}_T -Trigger. Die Optimierungsbedingungen sowie die Offline-Selektionen sind im Abschnitt 8.5 und 8.2 erklärt.

Trigger	Rate [Hz]	Offline- Selektion	Bedingung	Effizienz
$\cancel{E}_T \geq 20 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 207 \text{ GeV}$ $\cancel{E}_T \geq 53 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 12 \text{ GeV}$ $\cancel{E}_T \geq 42 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 186 \text{ GeV}$	20 10 70	SA11	O1	$97,1_{-2,9}^{-6,6} \%$
$\cancel{E}_T \geq 51 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 35 \text{ GeV}$ $\cancel{E}_T \geq 15 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 40 \text{ GeV}$ $\cancel{E}_T \geq 35 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 208 \text{ GeV}$	10 50 40	SA11	O2	$69,7 \pm 5,0 \%$
$\cancel{E}_T \geq 51 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 35 \text{ GeV}$ $\cancel{E}_T \geq 35 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 39 \text{ GeV}$ $\cancel{E}_T \geq 10 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 202 \text{ GeV}$	60 30 10	SA11	O3	$93,83 \pm 0,02 \%$
$\cancel{E}_T \geq 43 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 43 \text{ GeV}$ $\cancel{E}_T \geq 20 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 207 \text{ GeV}$ $\cancel{E}_T \geq 39 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 12 \text{ GeV}$	20 20 60	SLepton	O1	$97,5_{+2,5}^{-7,0} \%$
$\cancel{E}_T \geq 51 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 35 \text{ GeV}$ $\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 40 \text{ GeV}$ $\cancel{E}_T \geq 47 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 202 \text{ GeV}$	10 60 30	SLepton	O2	$67,6 \pm 5,6 \%$
$\cancel{E}_T \geq 51 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 35 \text{ GeV}$ $\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 40 \text{ GeV}$ $\cancel{E}_T \geq 10 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 243 \text{ GeV}$	10 80 10	SLepton	O3	$94,53 \pm 0,02 \%$
$\cancel{E}_T \geq 20 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 207 \text{ GeV}$ $\cancel{E}_T \geq 53 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 12 \text{ GeV}$ $\cancel{E}_T \geq 42 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 186 \text{ GeV}$	80 10 10	SJet	O1	$98,5_{+1,5}^{-9,0} \%$
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele} \geq 182 \text{ GeV}$ $\cancel{E}_T \geq 53 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 12 \text{ GeV}$ $\cancel{E}_T \geq 40 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 178 \text{ GeV}$	10 10 80	SJet	O2	$77,1 \pm 8,1 \%$
$\cancel{E}_T \geq 10 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 255 \text{ GeV}$ $\cancel{E}_T \geq 35 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 39 \text{ GeV}$ $\cancel{E}_T \geq 40 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 178 \text{ GeV}$	10 10 80	SJet	O3	$94,44 \pm 0,02 \%$
$\cancel{E}_T \geq 42 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele} \geq 98 \text{ GeV}$ $\cancel{E}_T \geq 20 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 20 \text{ GeV}$ $\cancel{E}_T \geq 53 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 186 \text{ GeV}$	70 20 10	—	O1	$92,0 \pm 1,0 \%$
$\cancel{E}_T \geq 51 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 35 \text{ GeV}$ $\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 40 \text{ GeV}$ $\cancel{E}_T \geq 47 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 202 \text{ GeV}$	10 10 80	—	O2	$12,4 \pm 1,0 \%$
<i>Fortsetzung der Tabelle auf der nächsten Seite</i>				

C Auflistung aller Ergebnisse der \cancel{E}_T -Triggeroptimierung

Trigger	Rate [Hz]	Offline-Selektion	Bedingung	Effizienz
$\cancel{E}_T \geq 51 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 35 \text{ GeV}$	10			
$\cancel{E}_T \geq 35 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 39 \text{ GeV}$	10	—	$O3$	$76,64 \pm 0,02 \%$
$\cancel{E}_T \geq 10 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 202 \text{ GeV}$	80			

Tabelle C.3: Ergebnis der Triggereffizienzoptimierung für den dreifachen exklusiven \cancel{E}_T -Trigger. Die Optimierungsbedingungen sowie die Offline-Selektionen sind im Abschnitt 8.5 und 8.2 erklärt.

Trigger	Rate [Hz]	Offline-Selektion	Bedingung	Effizienz
$\cancel{E}_T \geq 50 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 39 \text{ GeV}$	20			
$\cancel{E}_T \geq 20 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 207 \text{ GeV}$	10	SA11	$O1$	$97,1_{+5,8}^{-2,9} \%$
$\cancel{E}_T \geq 44 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 18 \text{ GeV}$	10			
$\cancel{E}_T \geq 47 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 207 \text{ GeV}$	70			
$\cancel{E}_T \geq 44 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 36 \text{ GeV}$	30			
$\cancel{E}_T \geq 20 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 207 \text{ GeV}$	20	SA11	$O2$	$63,0 \pm 5,6 \%$
$\cancel{E}_T \geq 35 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 39 \text{ GeV}$	10			
$\cancel{E}_T \geq 47 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 202 \text{ GeV}$	40			
$\cancel{E}_T \geq 50 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 39 \text{ GeV}$	30			
$\cancel{E}_T \geq 20 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 207 \text{ GeV}$	20	SA11	$O3$	$97,6_{+6,9}^{-2,4} \%$
$\cancel{E}_T \geq 44 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 18 \text{ GeV}$	10			
$\cancel{E}_T \geq 47 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 202 \text{ GeV}$	40			
$\cancel{E}_T \geq 50 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 39 \text{ GeV}$	10			
$\cancel{E}_T \geq 20 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 207 \text{ GeV}$	20	SLepton	$O1$	$97,6_{+6,8}^{-2,4} \%$
$\cancel{E}_T \geq 44 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 18 \text{ GeV}$	30			
$\cancel{E}_T \geq 47 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 202 \text{ GeV}$	40			
$\cancel{E}_T \geq 50 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 39 \text{ GeV}$	10			
$\cancel{E}_T \geq 47 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 154 \text{ GeV}$	10	SLepton	$O2$	$65,7 \pm 5,8 \%$
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 40 \text{ GeV}$	60			
$\cancel{E}_T \geq 53 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 257 \text{ GeV}$	20			
$\cancel{E}_T \geq 50 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 39 \text{ GeV}$	10			
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 255 \text{ GeV}$	10	SLepton	$O3$	$93,7 \pm 0,02 \%$
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 40 \text{ GeV}$	60			
$\cancel{E}_T \geq 53 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 257 \text{ GeV}$	20			
$\cancel{E}_T \geq 50 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 39 \text{ GeV}$	10			
$\cancel{E}_T \geq 20 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 207 \text{ GeV}$	20	SJet	$O1$	$98,5_{+8,5}^{-1,5} \%$
$\cancel{E}_T \geq 44 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 18 \text{ GeV}$	30			
$\cancel{E}_T \geq 47 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 202 \text{ GeV}$	40			
<i>Fortsetzung der Tabelle auf der nächsten Seite</i>				

Trigger	Rate [Hz]	Offline- Selektion	Bedingung	Effizienz
$\cancel{E}_T \geq 41 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 53 \text{ GeV}$	20	SJet	O2	$66,7 \pm 8,3 \%$
$\cancel{E}_T \geq 20 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 207 \text{ GeV}$	20			
$\cancel{E}_T \geq 53 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 12 \text{ GeV}$	10			
$\cancel{E}_T \geq 29 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 213 \text{ GeV}$	50			
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele} \geq 182 \text{ GeV}$	10	SJet	O3	$93,10 \pm 0,02 \%$
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 214 \text{ GeV}$	20			
$\cancel{E}_T \geq 35 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 39 \text{ GeV}$	10			
$\cancel{E}_T \geq 41 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 197 \text{ GeV}$	60			
$\cancel{E}_T \geq 41 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 53 \text{ GeV}$	20	—	O1	$92,0 \pm 1,0 \%$
$\cancel{E}_T \geq 20 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 207 \text{ GeV}$	20			
$\cancel{E}_T \geq 44 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 18 \text{ GeV}$	30			
$\cancel{E}_T \geq 47 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 227 \text{ GeV}$	30			
$\cancel{E}_T \geq 50 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 39 \text{ GeV}$	30	—	O2	$9,9 \pm 1,0 \%$
$\cancel{E}_T \geq 17 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 209 \text{ GeV}$	20			
$\cancel{E}_T \geq 17 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 38 \text{ GeV}$	10			
$\cancel{E}_T \geq 53 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 257 \text{ GeV}$	40			
$\cancel{E}_T \geq 50 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 39 \text{ GeV}$	30	—	O3	$73,6 \pm 0,02 \%$
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 214 \text{ GeV}$	20			
$\cancel{E}_T \geq 26 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 39 \text{ GeV}$	10			
$\cancel{E}_T \geq 47 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 227 \text{ GeV}$	40			

Tabelle C.4: Ergebnis der Triggereffizienzoptimierung für den vierfachen exklusiven \cancel{E}_T -Trigger. Die Optimierungsbedingungen sowie die Offline-Selektionen sind im Abschnitt 8.5 und 8.2 erklärt.

Trigger	Offline-Selektion
$\cancel{E}_T \geq 39 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 132 \text{ GeV}$	SA11
$\cancel{E}_T \geq 39 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 132 \text{ GeV}$	SLepton
$\cancel{E}_T \geq 39 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 132 \text{ GeV}$	SJet

Tabelle C.5: Ergebnis zur Maximierung des Bereichs in der Parameterebene für das Entdeckungspotential von möglichen $mSUGRA$ -Szenarien für den einfach exklusiven \cancel{E}_T -Trigger. Bei der Optimierung ist eine integrierte Luminosität von 1 fb^{-1} angesetzt worden. Die Optimierungsbedingungen sowie die Offline-Selektionen sind im Abschnitt 8.5 und 8.2 erklärt.

C Auflistung aller Ergebnisse der \cancel{E}_T -Triggeroptimierung

Trigger	Rate [Hz]	Offline-Selektion
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau(Iso)} \geq 97 \text{ GeV}$	90	SAll
$\cancel{E}_T \geq 32 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 290 \text{ GeV}$	10	
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 83 \text{ GeV}$	10	SLepton
$\cancel{E}_T \geq 38 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 177 \text{ GeV}$	90	
$\cancel{E}_T \geq 14 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele} \geq 139 \text{ GeV}$	50	SJet
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau(Iso)} \geq 118 \text{ GeV}$	50	

Tabelle C.6: Ergebnis zur Maximierung des Bereichs in der Parameterebene für das Entdeckungspotential von möglichen $mSUGRA$ -Szenarien für den zweifach exklusiven \cancel{E}_T -Trigger. Bei der Optimierung ist eine integrierte Luminosität von 1 fb^{-1} angesetzt worden. Die Optimierungsbedingungen sowie die Offline-Selektionen sind im Abschnitt 8.5 und 8.2 erklärt.

Trigger	Rate [Hz]	Offline-Selektion
$\cancel{E}_T \geq 47 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele} \geq 169 \text{ GeV}$	20	SAll
$\cancel{E}_T \geq 42 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau(Iso)} \geq 80 \text{ GeV}$	70	
$\cancel{E}_T \geq 54 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 255 \text{ GeV}$	10	
$\cancel{E}_T \geq 41 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele} \geq 92 \text{ GeV}$	80	SLepton
$\cancel{E}_T \geq 47 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau(Iso)} \geq 154 \text{ GeV}$	10	
$\cancel{E}_T \geq 54 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 255 \text{ GeV}$	10	
$\cancel{E}_T \geq 42 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 28 \text{ GeV}$	70	SJet
$\cancel{E}_T \geq 20 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau(Iso)} \geq 207 \text{ GeV}$	20	
$\cancel{E}_T \geq 54 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 255 \text{ GeV}$	10	

Tabelle C.7: Ergebnis zur Maximierung des Bereichs in der Parameterebene für das Entdeckungspotential von möglichen $mSUGRA$ -Szenarien für den dreifach exklusiven \cancel{E}_T -Trigger. Bei der Optimierung ist eine integrierte Luminosität von 1 fb^{-1} angesetzt worden. Die Optimierungsbedingungen sowie die Offline-Selektionen sind im Abschnitt 8.5 und 8.2 erklärt.

Trigger	Rate [Hz]	Offline-Selektion
$\cancel{E}_T \geq 41 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 53 \text{ GeV}$	20	SA11
$\cancel{E}_T \geq 20 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 207 \text{ GeV}$	20	
$\cancel{E}_T \geq 44 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 18 \text{ GeV}$	30	
$\cancel{E}_T \geq 47 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 227 \text{ GeV}$	30	
$\cancel{E}_T \geq 50 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 39 \text{ GeV}$	30	SLepton
$\cancel{E}_T \geq 17 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 209 \text{ GeV}$	20	
$\cancel{E}_T \geq 17 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 38 \text{ GeV}$	10	
$\cancel{E}_T \geq 53 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 257 \text{ GeV}$	40	
$\cancel{E}_T \geq 50 \text{ GeV}$ und $E_T^{Ele(Iso)} \geq 39 \text{ GeV}$	30	SJet
$\cancel{E}_T \geq 11 \text{ GeV}$ und $E_T^{Tau} \geq 214 \text{ GeV}$	20	
$\cancel{E}_T \geq 26 \text{ GeV}$ und $E_T^{Myon} \geq 39 \text{ GeV}$	10	
$\cancel{E}_T \geq 47 \text{ GeV}$ und $E_T^{Jet} \geq 227 \text{ GeV}$	40	

Tabelle C.8: Ergebnis zur Maximierung des Bereichs in der Parameterebene für das Entdeckungspotential von möglichen $mSUGRA$ -Szenarien für den vierfach exklusiven \cancel{E}_T -Trigger. Bei der Optimierung ist eine integrierte Luminosität von 1 fb^{-1} angesetzt worden. Die Optimierungsbedingungen sowie die Offline-Selektionen sind in Abschnitt 8.5 und 8.2 erklärt.

C Auflistung aller Ergebnisse der \mathbb{E}_T -Triggeroptimierung

Literaturverzeichnis

- [1] ACHENBACH et al.: *The Level-1 Calorimeter Trigger*. Journal of Instruments, 3:P03001, February 2008.
- [2] ALICE COLLABORATION: *ALICE Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC*. Technischer Bericht, CERN/LHCC, 1995.
- [3] ALTARELLI und PARISI: *Asymptotic freedom in parton language*. Nuclear Physics B, 126(2):298–318, 1977.
- [4] ATLAS COLLABORATION: *ATLAS Magnet System, Technical Desing Report*, Band 06. ISBN: 9789290831044, 1994.
- [5] ATLAS COLLABORATION: *Calorimeter Performance, Technical Desing Report*, Band 01. ISBN: 9789290830894, 1996.
- [6] ATLAS COLLABORATION: *Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report*, Band 02. ISBN: 9789290830900, 1996.
- [7] ATLAS COLLABORATION: *Tile Calorimeter Technical Desing Report*, Band 03. ISBN: 9789290830917, 1996.
- [8] ATLAS COLLABORATION: *ATLAS Barrel Toroid, Technical Desing Report*, Band 07. ISBN: 9789290831051, April 1997.
- [9] ATLAS COLLABORATION: *ATLAS END-CAP Toroids, Technical Desing Report*, Band 08. ISBN: 9789290831068, April 1997.
- [10] ATLAS COLLABORATION: *ATLAS Muon Spectrometer Technical Desing Report*, Band 10. ISBN: 9789290831082, June 1997.
- [11] ATLAS COLLABORATION: *Inner Detector, Technical Desing Report Volume 1*, Band 04. ISBN: 9789290831020, April 1997.
- [12] ATLAS COLLABORATION: *Inner Detector, Technical Desing Report Volume 2*, Band 05. ISBN: 9789290831037, April 1997.
- [13] ATLAS COLLABORATION: *ATL-note DAQ-98-001*. Level-1 Rates for Trigger Using the E_T^{miss} -Signature, 1998.
- [14] ATLAS COLLABORATION: *ATL-COM-PHYS-2008-055*. Muon Combined Performance CSC Chapter, May 2008.
- [15] ATLAS COLLABORATION: *ATL-COM-PHYS-2008-074*. Jet Reconstruction Performance in the ATLAS Detector, May 2008.
- [16] ATLAS COLLABORATION: *ATL-COM-PHYS-2008-110*. Electron/Photon CSC Chapter, May 2008.
- [17] ATLAS COLLABORATION: *ATL-PHYS-CSC-2007-000*. Determination of Top pair production cross-section in ATLAS, April 2008.
- [18] ATLAS COLLABORATION ; PROUDFOOT, J (EDITOR) ; MADER, W F (EDITOR): *Jet, Missing Et and Tau Combined Performance*. ATL-COM-PHYS-2008-074, April 2008.

- [19] ATLAS HLT/DAQ/DCS GROUP: *ATLAS High-Level Trigger, Data Acquisition and Controls*. Technischer Bericht ATLAS TDR-016, ATLAS, October 2003.
- [20] ATLAS LEVEL-1 TRIGGER, TECHNICAL DESIGN REPORT: *Level-1 Trigger*, Band 12. ISBN: 9789290831280, August 1998.
- [21] BLAZEY et al.: *Run II Jet Physics: Proceedings of the Run II QCD and Weak Boson Physics Workshop*. eprint: hep-ex/0005012, 2000.
- [22] BOONEKAMP et al.: *Cosmic Ray, Beam Halo and Beam-Gas Rate Studies for ATLAS Commissioning*. Technischer Bericht ATL-GEN-2004-001, ATLAS, (2004).
- [23] BRAUN und GEE: *ATLAS Calorimetre First Level Trigger-common Merger Modul*. Technischer Bericht, RAL, October 2006.
- [24] CALLAN und GROSS: *High-Energy Electroproduction and the Constitution of the Electric Current*. Physical Review Letters, 22(4):156, 1969.
- [25] CAVALLI et al.: *Performance of the ATLAS fast simulation ATLFAST*. ATL-SOFT-INT-2007-001, (001):78, January 2007.
- [26] CAVALLI et al.: *Validation of the fast calorimeter simulation FastCaloSim against the Athena release 10 and 13.0.40 full simulation*. Technischer Bericht ATL-COM-PHYS-2009-164, CERN, Geneva, Apr 2009.
- [27] CDF COLLABORATION: *Charged Jet Evolution and the Underlying Event in Proton-Antiproton Collisions at 1.8 TeV*. Fermilab-Pub-01/211-E, Seite 28, November 2001.
- [28] CERN: *LHC Design Report*, Band 01. ISBN: 9789290832249, Mai 2004.
- [29] CERN: *LHC Design Report*, Band 02. ISBN: 9789290832249, Mai 2004.
- [30] CERN: *LHC Design Report*, Band 03. ISBN: 9789290832393, Mai 2004.
- [31] CMS COLLABORATION: *CMS Physics Technical Design Report, Volume II: Physics Performance*. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 34:995–1579, 2008.
- [32] COLLABORATION, THE ATLAS: *ATLAS Detector and Physics Performance*. Technischer Bericht, ATLAS, 1999.
- [33] COLLABORATION, THE ATLAS: *Supersymmetry searches with ATLAS at the LHC*. This is the SUSY chapter first submission, May 2008.
- [34] COLLABORATION, THE ATLAS: *Supersymmetry searches with ATLAS at the LHC*. Data driven estimation of QCD background to SUSY searches, May 2008.
- [35] COLLABORATION, THE ATLAS: *Supersymmetry searches with ATLAS at the LHC*. Data driven determinations of W , Z and top background to SUSY searches, May 2008.
- [36] CORCELLA et al.: *HERWIG 6.5 release note*. eprint: hep-ph/0210213, 2002.
- [37] DØ COLLABORATION: *Search for squarks and gluinos in events with jets and missing transverse energy using 2.1 fb⁻¹ of collision data at of ppbar collision data at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*. Physics Letters B, 660(5):449–457, 2008.
- [38] DOS ANJOS et al.: *Configuration of the ATLAS Trigger System*. IEEE Transactions on Nuclear Science, 55(1):392–398, Februar 2008.
- [39] DUCKECK et al.: *ATLAS Computing Technical Desing Report*, Band 17. ISBN: 92-9083-250-9, July 2005.
- [40] FÖHLISCH: *Calibration for the ATLAS Level-1 Calorimeter-Trigger*. Doktorarbeit, Ruprcht-LArls-Universität Heidelberg, December 2007.

- [41] FRIXIONE et al.: *Matching NLO QCD and parton showers in heavy flavour production*. JHEP, 0308:007, 2003.
- [42] GEANT4 COLLABORATION: *GEANT4 a simulation toolkit*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 506(3):250–303, July 2003.
- [43] GLASHOW et al.: *Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry*. Phys. Rev. D, 2(7):1285–1292, Oct 1970.
- [44] GRIBOV und LIPATOV: *Deep inelastic e p scattering in perturbation theory*. Sov. J. Nucl. Phys., 15:438–450, 1972.
- [45] GROSS und WILCZEK: *Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories*. Phys. Rev. Lett., 30(26):1343–1346, Jun 1973.
- [46] GROSS, D. J. und FRANK WILCZEK: *ULTRAVIOLET BEHAVIOR OF NON-ABELIAN GAUGE THEORIES*. Phys. Rev. Lett., 30:1343–1346, 1973.
- [47] GROTZ und KLAPDOR: *Die schwache Wechselwirkung in Kern-, Teilchen- und Astrophysik*, Band 22. Teubner, Stuttgart, 1991.
- [48] HIGGS: *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*. Physical Review Letters, 13:508, 1964.
- [49] KIDONAKIS und VOGT: *Next-to-next-to-leading order soft-gluon corrections in top quark hadroproduction*. Phys. Rev. D, 68(11):114014, Dec 2003.
- [50] LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3, OPAL-EXPERIMENTS: *LSP mass limit in Minimal SUGRA*. LEPSUSYWG/02-06 (<http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/Welcome.html>), 2002.
- [51] LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3, OPAL EXPERIMENTS: *Interpretation in Constrained MSSM and limit on the LSP mass*. LEPSUSYWG/04-07 (<http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/Welcome.html>), 2004.
- [52] LHCb COLLABORATION: *LHCb: Technical Proposal*. Nummer CERN-LHCC-98-004 ; LHCC-P-4. ISBN: 9789290831235, 2008.
- [53] LHCWG: *LHC Schematic*. Technischer Bericht, CERN/LHCC, <http://lhcmachine-outreach.web.cern.ch/lhc-machine-outreach/images/lhc-schematic.jpg>, Feb 2008.
- [54] LHCWG: *Target machine parameters*. Technischer Bericht, CERN, <http://lhccwg.web.cern.ch/lhccwg/Bibliography/Target\ machine\ parameters\ and\ tolerances.htm>, 2008.
- [55] MANGANO et al.: *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*. JHEP, 0307:001, 2003.
- [56] MARTIN: *A Supersymmetry Primer*, 1997.
- [57] MATEOS et al.: *A Parameterization of the Energy Loss of Muons in the ATLAS Tracking Geometry*. CERN CDS, Seite 14, March 2008.
- [58] NEUSIEDL, ANDREA: *Inbetriebnahme des ATLAS-Level-1 Kalorimetertriggers und Studien zum Verhalten des Energiesummentrigger*. Diplomarbeit, Johannes-Gutenberg-Universität MAinz, November 2007.
- [59] NORRBIN und SJÖSTRAND: *Production and Hadronization of Heavy Quarks*. European Physical Journal C, 17:137, 2000.
- [60] OLTMANN, BIRGIT: *Studien zum Ansprechverhalten ATLAS LVL1-Kalorimeter-Triggers auf kosmische Myonen*. Doktorarbeit, Johnnaes-Gutenberg-Universität Mainz, Februar 2008.

- [61] PAIGE et al.: *ISAJET 7.79 A Monte Carlo Event Generator for pp, $\bar{p}p$ and e^+e^- Reactions*, 2008.
- [62] POLITZER: *Reliable Perturbative Results for Strong Interactions*. Phys. Rev. Lett., 30(26):1346–1349, Jun 1973.
- [63] RICHTER-WAS et al.: *ATLFAST 2.0 a fast simulation package for ATLAS*. ATL-PHYS-98-131, Seite 79, November 1998.
- [64] SCHÄFER und SILVERSTEIN: *ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger Jet/Energy Processor Module*. Technischer Bericht, Universität Mainz, Stockhol University, November 2006.
- [65] SEUSTER: *ATLAS Physics, Jet-Algorithms*.
 <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/JetAlgorithms>, Jan 2008.
- [66] SJÖSTRAND et al.: *PYTHIA 6.4 physics and manual*. Journal of High Energy Physics, 2006(05):026, 2006.
- [67] SPERGEL et al.: *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) three year results: Implications for cosmology*. Astrophys. J. Suppl., 170:377, 2007.
- [68] SVARTHOLM (Herausgeber): *Weak and Electromagnetic Interactions in Elementary Particle Theory*, Band 8, Almquist and Wiksell, 1968. Svartholm. Originally printed in *Svartholm: Elementary Particle Theory, Proceedings Of The Nobel Symposium Held 1968 At Lerum, Sweden*, Stockholm 1968, 367-377.
- [69] THE ATLAS COLLABORATION: *Athena Framework*.
 <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/AthenaFramework>.
- [70] THE ATLAS COLLABORATION: *Naming Convention for Thresholds, Trigger Elements and Chains*. <https://twiki.cern.ch/twiki/pub/Atlas/TriggerMenuVersions/triggerNamingConvention.pdf>.
- [71] THE ATLAS COLLABORATION: *Technical Proposal for a General-Purpose pp Experiment at the LHC at CERN*. <http://www.scientificcommons.org/8137043>, (94-43), 1994.
- [72] THE ATLAS COLLABORATION: *ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report, 1*, Band 14. ISBN: 9789290831419, 2008.
- [73] THE ATLAS COLLABORATION: *ATLAS Event Data Model*.
 https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/EventDataModel#Specific_EDM_Descriptions, December 2008.
- [74] THE ATLAS COLLABORATION: *Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics*. Dez 2008.
- [75] THE ATLAS COLLABORATION: *Performance of the ATLAS Muon Trigger Slice with Simulated Data*. Technischer Bericht ATL-PHYS-PUB-2009-030, CERN, 2009.
- [76] THE ATLAS GROUP AT THE KIP HEIDELBERG: *Specification of the Preprocessor Module (PPM) for the ATLAS Level-1 Calorimeter Trigger*. ATL-DA-ES-0024 ATL-DA-ES-0024, EDMS Id: 325928, KIP Heidelberg, <https://edms.cern.ch/doc/ATL-DA-ES-0024>, April 2002.
- [77] THE IHEP HEIDELBERG GROUP: *Specification of the PreProcessor ASIC (PPrASIC)*. Technischer Bericht EDMS Id 107833, Heidelberg, <https://edms.cern.ch/file/107833/0/pprspec.pdf>, July 1999.
- [78] TOVEY: *Inclusive SUSY searches and measurements at ATLAS*. EPJdirect, Seite o.a., 2002.

- [79] WEINBERG: *A Model of Leptons*. Phys. Rev. Lett., 19:1264–1266, 1967.
- [80] YAO et al.: *Review of Particle Physics*. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 33:1+, 2006.

Literaturverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

1.1	Das Higgs-Potential eines skalaren Felds Φ [47].	7
1.2	Zusammensetzung des Universums anhand der experimentellen Daten des WMAP-Experiments, sowie 1-Schleifen-Diagramme zur Bestimmung der Strahlungskorrektur des Higgs-Bosons	9
1.3	Abhängigkeit der drei inversen Kopplungskonstanten im Standardmodell und in einem SUSY-Modell	10
1.4	Ergebnisse der Interpretation der LEP-Daten im mSUGRA-Modell . . .	14
1.5	Ergebnisse der Interpretation der DØ-Daten im mSUGRA-Modell. . . .	15
1.6	Schematische Darstellung einer pp -Wechselwirkung $pp \rightarrow q^+ \bar{q}^- X$ inklusiv des Hadronisierungsprozesses	16
1.7	Der inklusive Produktionswirkungsquerschnitt in pp -Kollisionen bei $\sqrt{s} = 14$ TeV als Funktion von m_0 und $m_{1/2}$ für $\tan \beta = 10$, $A_0 = 0$ und $\mu > 0$	19
1.8	Feynman-Graphen für Zerfälle von Squarks, Gluinos, Neutralinos und Charginos. (a) $\tilde{q} \rightarrow \tilde{g}q$. (b) $\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}\bar{q}$. (c) $\tilde{q} \rightarrow qq'\tilde{N}_i$. (d) $\tilde{N}_i/\tilde{C}_i \rightarrow ff'\tilde{N}_j/\tilde{C}_j$	20
1.9	Mögliche Produktions- und Zerfallsketten für Squarks, Gluinos, Neutralinos und Charginos in pp -Kollisionen bei $\sqrt{s} = 14$ TeV [56].	22
2.1	Schematische Übersicht des LHC-Speicherrings sowie die Anordnung der Experimente am Speicherring	25
2.2	Der ATLAS-Detektor im Schnittmodell	27
2.3	Das ATLAS-Kalorimetersystem im Schnittmodell	28
2.4	Schematische Darstellung des elektromagnetischen Kalorimeters	30
2.5	Schematische Darstellungen eines Segments des TILE-Kalorimeters, des Vorwärts-Kalorimeters sowie der Endkappenkryostaten mit den FCAL-Modulen	31
2.6	Schematische Skizze des Myon-Spektrometers	33
2.7	Produktionswirkungsquerschnitte und Raten für verschiedene Prozesse in Proton-(Anti)Proton-Kollisionen als Funktion der Schwerpunktennergie	34
2.8	Blockdiagramm des Trigger- und Datennahmesystems	35
2.9	Blockdiagramm der ersten Triggerstufe [20].	36
2.10	Gesamte zur Verfügung stehende Verarbeitungszeit sowie die benötigte Zeit pro Prozessorsystem innerhalb der ersten Triggerstufe.	36
2.11	Blockdiagramm des Myontriggers auf der ersten Triggerstufe	37
2.12	Schematische Darstellung der Struktur des Triggermenüs.	40
3.1	Das η - und ϕ -Koordinatensystem der Eingangsinformationen des Kalorimetertriggers	43
3.2	Schematische Darstellung eines Quadranten des TILE-Kalorimeters . . .	44
3.3	Gemessenes TILE-Kalorimetersignal und LAr-Kalorimetersignal auf der ersten Triggerstufe	45
3.4	Übersicht des Signalpfads zur Erzeugung der analogen TT-Summen bis zum Pre-Prozessor für das Vorwärts- und das elektromagnetische Kalorimeter.	46

3.5	Verwendete Größen für den Elektron/Photon- und hadronischen τ -Algorithmus [20]	47
3.6	Bedingung zur Suche eines lokalen Maximums R für die Jet und Elektron/Photon-Algorithmen auf der ersten Triggerstufe	47
3.7	Die möglichen Fenstergrößen Jet-Algorithmus im Kalorimetertrigger	48
3.8	Schematische Übersicht der Prozessorsysteme innerhalb des Kalorimetertriggers	51
3.9	Blockschaltbild des Echtzeit-Datenpfads [76] im PPr	52
3.10	Blockdiagramm zur Veranschaulichung des Algorithmus für die BCID	53
3.11	Organisation Quadranten des Kalorimeters innerhalb des Jet/Energiesummen-Prozessors (JEP).	55
3.12	Abdeckung in der η - ϕ -Ebene des Kalorimeters für ein JEM	56
3.13	Blockdiagramm des Datenpfads für die vektorielle und skalare Energiesummenberechnung auf dem JEM [64].	57
3.14	Implementierung der \cancel{E}_T -Triggerschwellenberechnung	58
4.1	Vergleich des implementierten Signalpfads im Pre-Prozessor mit dem in der Hardware.	67
4.2	Vergleich der \cancel{E}_T -Auflösung der ersten Triggerstufe und der Offline-Rekonstruktion	69
5.1	Zusammensetzung des \cancel{E}_T -Spektrums aus der Offline-Rekonstruktion als Funktion von \cancel{E}_T für QCD-Ereignisse in verschiedenen Jet-Energieintervallen	73
5.2	Das zusammengesetzte \cancel{E}_T -Spektrum aus QCD-Ereignissen	73
5.3	Vergleich der \cancel{E}_T -Spektren von QCD-Ereignissen mit anderen Standardmodellprozessen und möglichen SUSY-Szenarien	74
5.4	Rekonstruiertes \cancel{E}_T -Spektrum aus QCD-Ereignissen auf der ersten Triggerstufe	75
5.5	Die Linearität der relativen \cancel{E}_T -Energieskala für die erste Triggerstufe als Funktion des offline rekonstruierten \cancel{E}_T -Wertes	78
5.6	Die Linearität der relativen \cancel{E}_T -Energieskala für die erste Triggerstufe als Funktion des offline rekonstruierten \cancel{E}_T -Wertes	78
5.7	Die offline rekonstruierte \cancel{E}_T -Auflösung für verschiedene Zerfälle und ein exemplarisch gewähltes mSUGRA-Szenario als Funktion von ΣE_T	79
5.8	$E_{x,y}$ -Auflösung der ersten Triggerstufe für QCD-Ereignisse	80
5.9	\cancel{E}_T -Auflösung als Funktion der skalaren transversalen Energiesumme ΣE_T der ersten Triggerstufe	81
5.10	Vergleich des vom PYTHIA-Generator generierten p_T -Spektrums für W -Bosonen mit dem der Generatorkombination Alpgen und Herwig.	83
5.11	Vergleich der generierten skalaren transversalen Energiesumme im Kalorimeter aus PYTHIA-Ereignissen und der Generatorkombination Alpgen und Herwig.	84
5.12	\cancel{E}_T -Auflösung in Abhängigkeit der ΣE_T -Werte für $W \rightarrow l\nu_l$ -Zerfälle und verschiedenen MC- Generatoren.	85
5.13	Darstellung einer idealen Triggereffizienzkurve und Darstellung der Effizienz für $W \rightarrow \mu\nu$ -Ereignisse	87
5.14	Vergleich der Jet-Energieskala der ersten Triggerstufe mit der Offline-Rekonstruktion.	87

5.15	\cancel{E}_T -Triggereffizienzen für $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse als Funktion des Offline rekonstruierten \cancel{E}_T -Werts.	88
5.16	Mögliche Zerfallstopologie von $W \rightarrow e\nu$ -Ereignissen.	89
5.17	Funktionaler Verlauf der Triggereffizienzkurve für $\cancel{E}_T = 40$ GeV für $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse.	90
5.18	Vergleich von \cancel{E}_T -Triggereffizienzen für $W \rightarrow l\nu_l$ - und $t\bar{t}$ -Ereignissen. . .	91
5.19	Vergleich der Triggereffizienzkurven für das SU2-Szenario und $W \rightarrow \mu\nu$ -Ereignisse	92
5.20	Inklusive \cancel{E}_T -Triggerrate für eine Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{31} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	93
5.21	Exklusive \cancel{E}_T -Triggerraten als Funktionen der \cancel{E}_T -Triggerschwelle für QCD-Ereignisse	95
5.22	Vergleich der inklusiven \cancel{E}_T -Triggereffizienz für das SU2-Szenario mit mindestens einem und ohne offline rekonstruiertes Myon	97
5.23	Gegenüberstellung des inklusiven und exklusiven $(\cancel{E}_T + \mu)$ -Triggers für verschiedene \cancel{E}_T -Werte und Myon E_T -Werte	98
5.24	Die Triggerrate als Funktion der maximal erreichten Signaleffizienz für exklusive und inklusive \cancel{E}_T -Trigger für die SU1- und SU2-Szenarien als Funktion der Signaleffizienz.	99
6.1	Vergleich der modifizierten \cancel{E}_T -Werte mit den transversalen Impulswerten der $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Zerfälle, für die 2-Lepton-Methode.	103
6.2	Vergleich der \cancel{E}_T -Triggereffizienzen für korrigierte und die nicht korrigierte \cancel{E}_T -Werte in den $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Zerfällen, für die 2-Lepton-Methode.	104
6.3	Vergleich der modifizierten \cancel{E}_T -Werte mit den transversalen Impulswerten der $Z \rightarrow e^+e^-$ -Zerfälle, für die 2-Lepton-Methode.	105
6.4	Vergleich der \cancel{E}_T -Triggereffizienzen für korrigierte und die nicht korrigierte \cancel{E}_T -Werte in den $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Zerfällen, für die 2-Lepton-Methode.	107
6.5	Vergleich der modifizierten \cancel{E}_T -Werte mit den transversalen Impulswerten der $Z \rightarrow e^+e^-$ -Zerfälle, für die Ein-Elektron-Methode.	108
6.6	Vergleich der \cancel{E}_T -Triggereffizienzen der $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Zerfälle mit den $W \rightarrow \mu\nu$ -Zerfällen.	110
6.7	Vergleich der \cancel{E}_T -Triggereffizienzen der modifizierten $Z \rightarrow e^+e^-$ -Zerfälle mit den $W \rightarrow e\nu$ -Zerfällen.	111
6.8	Korrelation der \cancel{E}_T -Triggerschwelle mit dem offline-rekonstruierten \cancel{E}_T -Wert bei einer Triggereffizienz von 100 %, für $W \rightarrow e\nu$ -Zerfälle.	112
6.9	Vergleich der \cancel{E}_T -Triggereffizienzen der modifizierten $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Zerfälle mit den $t\bar{t} \rightarrow bj\mu\nu_\mu$ -Zerfällen.	113
6.10	Vergleich der \cancel{E}_T -Triggereffizienzen der modifizierten $Z \rightarrow e^+e^-$ -Zerfälle mit den semileptonische $t\bar{t} \rightarrow bjje\nu_e$ -Zerfällen.	114
6.11	Vergleich der Abweichung der \cancel{E}_T -Triggereffizienzen bei den $Z \rightarrow l^+l^-$ -Zerfällen und dem SU2-Szenario.	115
6.12	Korrelation der \cancel{E}_T -Triggerschwelle mit dem offline-rekonstruierten \cancel{E}_T -Wert bei einer Triggereffizienz von 100 %, für das SU2-Szenario.	116
7.1	Resultat der Korrektur der Elektron-Simulation aus ATLFast und FastCaloSim für das SUSY-Szenario SU2.	122
7.2	Vergleich der Elektron-Rekonstruktionseffizienzen von ATLFast mit der detaillierten Simulation für das SU2-Szenario für zwei transversale Elektronenergien.	123

7.3	Resultat der Korrektur der Jetsimulation aus ATLFast und FastCaloSim für das SUSY-Szenario SU3	125
7.4	Vergleich der Jet-Rekonstruktionseffizienzen von ATLFast mit der detaillierten Simulation für das SU3-Szenario für drei transversale Jetenergien	125
7.5	\cancel{E}_T -Spektrum von ATLFast und der detaillierten Simulation für verschiedene SUSY-Szenarien.	129
7.6	\cancel{E}_T -Auflösung von ATLFast und der detaillierten Simulation für verschiedene SUSY-Szenarien.	129
7.7	Resultat der Anpassung der Korrekturparameter für die Energieskala der elektromagnetischen Trigger-Tower für $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse.	133
7.8	Resultat der Anpassung der Energieskala der hadronischen Trigger-Tower anhand des Jet-Algorithmus im Jet/Energiesummen-Prozessor für das SU1-Szenario.	135
7.9	Die Breite σ_{Noise} als Funktion von $ \eta $ für die Simulation des Rauschverhaltens der Pseudo-Trigger-Tower.	138
7.10	Darstellung der BCID-Effizienz für die Trigger-Tower in der Kalorimeter-simulation für verschiedene Prozesse.	139
7.11	Vergleich des \cancel{E}_T -Spektrums zwischen FastCaloSim und der detaillierten Simulation für verschiedene Physikprozesse.	140
7.12	Vergleich des \cancel{E}_T -Spektrums zwischen FastCaloSim und der detaillierten Simulation für zwei SUSY-Szenarien.	140
8.1	Der inklusive Wirkungsquerschnitt in pp -Kollisionen bei $\sqrt{s} = 14$ TeV für verschiedene mSUGRA-Szenarien als Funktion von m_0 und $m_{1/2}$ für $\tan\beta = 10$, $A_0 = 0$ und $\mu = 1$	145
8.2	Vergleich der Effizienzen für die Rekonstruktionsselektionen aus den Tabellen 8.1 und 8.2	148
8.3	Inklusive \cancel{E}_T -Triggereffizienz in der Parameterebene $m_{1/2}, m_0$ (a) Für die SA11-Selektion. (b) Ohne Anwendung der Offline-Rekonstruktionsselektionskriterien.	151
8.4	Der mit dem inklusiven \cancel{E}_T -Trigger aufgespannte Bereich, bei dem mindestens eine Signifikanz von 5σ erreicht wird	151
8.5	Elektrontriggerschwelle als Funktion des \cancel{E}_T -Schwellenwerts bei einer vorgegebenen Triggerrate von 100 Hz mit dem angepasstem Polynom.	153
8.6	Pseudocode zur Visualisierung des Optimierungsalgorithmus. Exemplarisch gezeigt für die Optimierung eines exklusiven \cancel{E}_T -Triggers.	154
8.7	Optimierte Triggereffizienz relativ zur Offline-Selektion. (a) Für das Kriterium O1 und die Selektion SA11. (b) Für das Kriterium O2 und die Selektion SLepton.	157
8.8	Das Entdeckungspotential für die optimierten exklusiven \cancel{E}_T -Trigger in Kombination mit der Offline-Selektion	159
8.9	Das Entdeckungspotential für das in Tabelle 8.9 vorgestellte Triggermenü	162
8.10	Das Entdeckungspotential für das in Tabelle 8.15 vorgestellte Triggermenü für die Selektion SA11	166
8.11	Das Entdeckungspotential für das in Tabelle 8.15 vorgestellte Triggermenü für die Selektion SLepton	167
8.12	Das Entdeckungspotential für das in Tabelle 8.15 vorgestellte Triggermenü für die Selektion SJet	167

A.1	Resultat der vereinfachten Simulation für $\sigma_{E_{x,y}} = \alpha\sqrt{\Sigma E_T} + \beta$	II
B.1	Vergleich des angepassten \cancel{E}_T -Spektrums für $Z \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse mit dem der $W \rightarrow e\nu$ -Ereignisse	IV
B.2	Die verwendeten Korrekturparameter für die Anpassung der Energieskalen der Trigger-Tower-Energien in FastCaloSim	IV

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

1.1	Auflistung der Fermionen des Standardmodells mit den Quantenzahlen für die elektrische Ladung, den schwachen Isospin und der Hyperladung.	4
1.2	Bosonen des Standardmodells mit den zugehörigen Feldern, Ladungen und Massen.	4
1.3	Übersicht der SUSY-Teilchen im MSSM zusammen mit den Standardmodell-Teilchen. Die Charginos und Neutralinos sind Mischungen aus den Eichbosonfeldern.	12
2.1	Auszug aus der Liste der Parameter für den LHC und des SPS (Vorbeschleuniger) [28].	24
3.1	Übersicht der vom JEP zur Verfügung gestellten Triggersignaturen mit den maximal einstellbaren transversalen Energien in GeV sowie die Anzahl der programmierbaren Triggerschwellen.	54
3.2	Wertebereiche und Skalierungsfaktoren für das Quad-Lineare Komprimierungsverfahren	57
4.1	Berücksichtigte harte Streuprozesse für QCD-Ereignisse. In den aufgelisteten Prozessen werden die Fermionen/Antifermionen mit f/\bar{f} , Quarks/Antiquarks mit q/\bar{q} und Gluonen mit g gekennzeichnet.	60
4.2	Die mittels des PYTHIA-Generators generierten QCD-Ereignisse mit dem entsprechenden Wirkungsquerschnitt und der Anzahl der Ereignisse. . .	61
4.3	Simulierte Standardmodellprozesse mit den entsprechenden Generatoren und der Anzahl der generierten Ereignisse.	61
4.4	Mit der detaillierten Detektorsimulation generierte mSUGRA-Szenarien mit den SUSY-Parametern und dem aus der Simulation ermittelten Wirkungsquerschnitt sowie der Anzahl der generierten SUSY-Ereignisse. . .	62
5.1	Wahrscheinlichkeit für die Saturierung des \cancel{E}_T -Werts auf der ersten Triggerstufe für QCD-Ereignisse.	76
5.2	Die angepassten Parameter α und β für die \cancel{E}_T -Auflösung als Funktion von ΣE_T für verschiedene Standardmodellprozesse und drei mögliche SUSY-Szenarien.	82
5.3	Verschiebung der \cancel{E}_T -Triggereffizienz gegenüber einer idealen Effizienzkurve für $W \rightarrow \mu\nu$ -Zerfälle	87
5.4	Die Parameter μ und σ zur Parametrisierung der Triggereffizienzverläufe in Abbildung 5.19(a)-(b) für die $W \rightarrow \mu\nu$ -Ereignisse und das SU2-Szenario.	92
5.5	\cancel{E}_T -Triggerschwellen vs. erwarteter Triggerrate für eine Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{31} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	94
5.6	Effizienzsteigerung des \cancel{E}_T -Triggers durch Verwendung von kombinierten Triggersignaturen bei semileptonischen $t\bar{t}$ -Ereignissen und einem SUSY-Szenario.	96

5.7	Mögliche exklusive \cancel{E}_T -Triggerkombinationen auf der ersten Triggerstufe für eine Triggerrate von 100 Hz bei einer Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{31} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	100
6.1	Werte der angepassten Parameter für Gleichung 6.2 an die Datenpunkte aus Abbildung 6.1(b).	103
7.1	Zusammenfassung der Korrekturen für die Elektronauflösung für ATLFast und FastCaloSim.	122
7.2	Resultat der Korrektur der Elektron-Rekonstruktionseffizienzen für ATLFast und FastCaloSim für das SU2-Szenario.	123
7.3	Vergleich des Einflusses der Missidentifikation und Ineffizienzen in der detaillierten Simulation im Vergleich zu ATLFast für drei SUSY-Szenarien.	124
7.4	Vergleich der Jetenergieauflösung zwischen ATLFast und der detaillierten Simulation.	125
7.5	Resultate der Korrektur der Jet-Rekonstruktionseffizienzen für ATLFast und die detaillierte Simulation.	126
7.6	Vergleich der Korrektur der relativen Jet-Rekonstruktionseffizienzen zwischen ATLFast und der detaillierten Simulation	126
7.7	Vergleich der Abweichungen der Myon-Rekonstruktionseffizienzen zwischen ATLFast und der detaillierten Simulation für drei SUSY-Szenarien.	127
7.9	Gegenüberstellung der Selektionseffizienz für die in Kapitel 8 verwendeten Offline-Rekonstruktionskriterien zwischen ATLFast und der detaillierten Simulation	130
7.10	Vergleich des Ansprechverhaltens des Kalorimetertriggers von FastCaloSim und der detaillierten Simulation.	134
7.11	Vergleich des Ansprechverhaltens des Kalorimetertriggers für Jet-Trigger-signaturen zwischen FastCaloSim und der detaillierten Simulation in QCD-Ereignissen.	136
8.1	Übersicht der verwendeten SJet-Selektionskriterien in der Offline-Rekonstruktion [33] [32]. Die Größe M_{eff} ist in Kapitel 1.3.5 beschrieben.	146
8.2	Übersicht der verwendeten SLepton-Selektionskriterien in der Offline-Rekonstruktion [33] [32]. Die Größe M_{eff} ist in Kapitel 1.3.5 beschrieben.	147
8.3	Anzahl der Ereignisse für die verwendeten Untergrundprozesse nach Anwendung der Selektionskriterien	149
8.4	Vergleich der \cancel{E}_T -Triggereffizienzen für $\cancel{E}_T \geq 75 \text{ GeV}$ relativ zur Offline-Rekonstruktionsselektion, bzw. in der letzten Spalte ohne Rekonstruktionsselektion.	150
8.5	Anzahl der SUSY-Szenarien mit einer Signalsignifikanz von mindestens 5σ , für eine inklusiven \cancel{E}_T -Triggerschwelle mit 75 GeV relativ zu den Offline-Selektionen	152
8.6	Resultat der Optimierung der exklusiven \cancel{E}_T -Triggerkombinationen ohne Offline-Selektion	156
8.7	Resultat der Optimierung der exklusiven \cancel{E}_T -Triggerkombinationen	156
8.8	Die optimierten exklusiven \cancel{E}_T -Triggerkombinationen zur Maximierung des Bereichs in der Parameterebene m_0 und $m_{1/2}$ für eine mögliche Entdeckung	158
8.9	Auszug und Zusammenfassung aus dem Triggerelementen der Triggerblöcke vom ATLAS-Triggermenü FDR2_lumi1E33_13.0.40.4.	160

8.10	Berechnete Triggereffizienzen und Signal-Signifikanzen für die Triggerblöcke aus Tabelle 8.9. In der Kopfzeile ist das korrespondierende Optimierungskriterium in Klammern angegeben.	162
8.11	Triggerrate für die Triggerblöcke aus Tabelle 8.9 bei einer Luminosität von $\mathcal{L}(t) = 1 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	162
8.12	Vorschlag der Triggerkombinationen zur Suche nach neuer Physik. Diese sind als Ergänzung zum ATLAS-Triggermenü anzusehen	164
8.13	Die resultierenden exklusiven und inklusiven \cancel{E}_T -Triggerkombinationen aus dem aufgestellten Triggermenüvorschlag in Tabelle 8.9 und 8.12 . . .	165
8.14	Die exklusiven und inklusiven \cancel{E}_T -Triggerkombinationen, für die die Effizienzen der Optimierungskriterien maximiert werden konnten	166
8.15	Resultat der Maximierung des Entdeckungspotentials für die verwendeten SUSY-Szenarien	168
A.1	Die Parameter der angepassten Funktionen in Abbildung A.1	II
B.1	Auflistung der verwendeten Jet-Energieintervalle zur Simulation der QCD-Ereignisse und der zugeordneten Gewichte je Ereignis	III
C.1	Ergebnis der Triggereffizienzoptimierung für den einfachen exklusiven \cancel{E}_T -Trigger	VI
C.2	Ergebnis der Triggereffizienzoptimierung für den zweifachen exklusiven \cancel{E}_T -Trigger	VI
C.3	Ergebnis der Triggereffizienzoptimierung für den dreifachen exklusiven \cancel{E}_T -Trigger	VIII
C.4	Ergebnis der Triggereffizienzoptimierung für den vierfachen exklusiven \cancel{E}_T -Trigger	IX
C.5	Ergebnis zur Maximierung des Bereichs in der Parameterebene für das Entdeckungspotential von möglichen mSUGRA-Szenarien für den einfach exklusiven \cancel{E}_T -Trigger	IX
C.6	Ergebnis zur Maximierung des Bereichs in der Parameterebene für das Entdeckungspotential von möglichen mSUGRA-Szenarien für den zweifach exklusiven \cancel{E}_T -Trigger	X
C.7	Ergebnis zur Maximierung des Bereichs in der Parameterebene für das Entdeckungspotential von möglichen mSUGRA-Szenarien für den dreifach exklusiven \cancel{E}_T -Trigger	X
C.8	Ergebnis zur Maximierung des Bereichs in der Parameterebene für das Entdeckungspotential von möglichen mSUGRA-Szenarien für den vierfach exklusiven \cancel{E}_T -Trigger	XI

Lebenslauf

Stefan Rieke

geb. am 01.11.1973 in Ibbenbüren

1980-1984	Grundschule Bockraden
1984-1990	Hauptschule Bockraden
Feb. 1990- Feb. 1994	Berufsausbildung zum Kommunikationselektroniker Fachrichtung Informationstechnik
Feb. 1994 - Dez. 1994	Berufsbildende Schule der Stadt Osnabrück mit Schwerpunkt Elektrotechnik Abschluss: Fachhochschulreife
Apr. 1996- Sep. 2002	Physikstudium an der Universität Siegen
Sep. 2002- Okt. 2003	Diplomarbeit bei Prof. Dr. Günter Zech. Durchgeführt am Forschungszentrum Desy mit dem Thema „Programmierung der Ausleseelektronik des inneren Spurkammersystems bei HERA-B und der Abschätzung des Wirkungsquerschnitts für ω -Produktion in Proton-Nukleon-Stößen“
Dez. 2003- Dez. 2008	Promotionsstudium bei Prof. Dr. Stefan Tapprogge am Institut für Physik der Johannes Gutenberg-Universität, Mainz
Jan 2009 -	Verpflichtet bei der Firma Northrop Grumman LITEF GmbH.

