

Messung isolierter Photonen in
pp: $\sqrt{s} = 8$ TeV mit dem
ALICE-EMCal Detektor

MASTERARBEIT

Rene SCHACH

eingereicht 27. 11. 2017

Institut für Kernphysik
Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Erstgutachter: Prof. Dr. Henner BÜSCHING
Zweitgutachter: Prof. Dr. Christoph BLUME

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und sämtliche Stellen, die benutzten Werken im Wortlaut oder dem Sinne nach entnommen sind, mit Quellen- bzw. Herkunftsangaben kenntlich gemacht habe.

Frankfurt, den 27. 11. 2017

Rene Christian Schach

Inhaltsverzeichnis

0	Einleitung	4
1	Theorie	6
1.1	Das Standardmodell	6
1.2	Die starke Wechselwirkung	7
1.3	Das Quark-Gluon-Plasma	9
1.4	Photonen als Sonden des QGP	13
1.5	Isolierte Photonen	15
2	Experimenteller Aufbau	18
2.1	Large Hadron Collider	18
2.2	ALICE	19
3	Analyse	27
3.1	Datensatz	27
3.2	Unkorrigiertes γ^{iso} -Spektrum	43
3.3	Korrigiertes γ^{iso} -Spektrum	49
3.4	Unsicherheiten	67
3.5	Wirkungsquerschnitt	77
4	Zusammenfassung und Ausblick	81
5	Danksagung	83
6	Literaturverzeichnis	84
A	Anhang	88
A.1	Analysierte <i>Runs</i>	88

A.2	Ausgeschlossene $L1$ -FastOrs	90
A.3	Variationen der E_T Bins	91
A.4	Median-Werte in den Daten	92
A.5	Doppelverhältnisse des $L1$ Datensatzes	93
A.6	Syst. Uns. des $L0$ -Datensatzes	94

Kapitel 0

Einleitung

Etwa $1 \mu\text{s}$ nach dem Urknall, der Entstehung von Raum und Zeit aus einer Singularität, bildeten sich die elementaren Quarks, die Bausteine der uns umgebenden Materie. Durch die damals herrschenden hohen Temperaturen von $T > 200 \text{ MeV}$ konnten sie jedoch noch keine gebundenen Zustände eingehen und bildeten stattdessen zusammen mit den Gluonen, den Eichbosonen der starken Wechselwirkung, ein Quark-Gluon-Plasma (QGP). Sekundenbruchteile später hadronisierten die freien Quarks und Gluonen aufgrund der Expansion und der damit einhergehenden Abkühlung des Universums in Protonen und Neutronen. Nach wenigen Sekunden war das Universum so weit abgekühlt, dass sich die ersten Atomkerne bildeten, bevor sich nach einigen 100.000 Jahren die ersten stabilen Atome bildeten. Das Verständnis über die Entwicklung des Universums und die Entstehung der uns umgebenden Materie ist also eng mit der Erforschung des QGP verknüpft. Um das QGP heutzutage zu untersuchen, wird es in Teilchenbeschleunigern durch Kollisionen schwerer Atomkerne erzeugt.

Am LHC¹, dem derzeit größten und leistungsfähigsten Beschleuniger der Welt, werden die zur Bildung eines QGP nötigen Energiedichten in Blei-Blei Kollisionen erreicht. Um die Auswirkungen des QGP auf die Teilchenproduktion in Blei-Blei-Kollisionen zu untersuchen, werden diese mit der Teilchenproduktion in Proton-Proton-Kollisionen verglichen. Die Untersuchung der dabei entstehenden Teilchen erfolgt unter anderem mit den Detektoren des ALICE²-Experiments, zu denen auch das elektromagnetische Kalorimeter EMCal gehört. Das EMCal eignet sich besonders zur Untersuchung von Photonen. Da diese nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, lassen sich aus ihrer

¹*Large Hadron Collider*

²*A Large Ion Collider Experiment*

Untersuchung direkte Informationen über die initialen Stoßprozesse gewinnen. Dazu wird in der vorliegenden Arbeit der Wirkungsquerschnitt isolierter Photonen mit dem ALICE-EMCal bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8$ TeV in Proton-Proton-Kollisionen bestimmt. In Kapitel 1 dieser Arbeit werden die theoretischen Grundlagen diskutiert. In Kapitel 2 wird der LHC, das ALICE-Experiment und insbesondere das EMCal vorgestellt. Anschließend werden in Kapitel 3 die einzelnen Analyseschritte zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts isolierter Photonen diskutiert, bevor Kapitel 4 die vorliegende Arbeit mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick auf die Verwendung des Ergebnisses abschließt.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

1.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschreibt die elektromagnetische, starke und schwache Wechselwirkung aller heute bekannten Elementarteilchen. Als Elementarteilchen werden Teilchen bezeichnet, die sich nach heutigem Erkenntnisstand nicht weiter teilen lassen. Man unterscheidet die Teilchen dabei nach ihrem Eigendrehimpuls, auch Spin genannt. Teilchen mit halbzahligem Spin werden Fermionen genannt, Teilchen mit ganzzahligem Spin Bosonen. Fermionen können ihrerseits in Quarks und Leptonen unterteilt werden. Als Leptonen bezeichnet man die elektrisch geladenen Elektronen e , Myonen μ , und Tauonen τ , die elektrisch neutralen Neutrinos ν_e , ν_μ , und ν_τ , sowie ihre jeweiligen Antiteilchen. Leptonen wechselwirken schwach und, sofern sie eine elektrische Ladung tragen, elektromagnetisch. Quarks hingegen wechselwirken schwach, elektromagnetisch und stark.

Im Gegensatz zu Leptonen werden Quarks nicht als freie Teilchen beobachtet, sondern nur in gebundenen Zuständen. Diese durch die starke Wechselwirkung gebundenen Zustände werden als Hadronen bezeichnet. Sie werden in Verbindungen eines Quarks mit einem Antiquark, sogenannte Mesonen, und Zuständen aus drei Quarks, auch Baryonen genannt, unterteilt. Die sechs Quarksorten *up* (u), *down* (d), *charm* (c), *strange* (s), *top* (t) und *bottom* (b) lassen sich anhand ihrer elektrischen Ladung, die $+2/3e$ oder $-1/3e$ betragen kann, sowie ihrer Generation kategorisieren (vgl. Tabelle 1.1).

Die Wechselwirkungen finden über den Austausch von Bosonen, den sogenannten Eichbosonen, statt. Photonen sind die Eichbosonen der elektromagnetischen Wechselwirkung, Gluonen diejenigen der starken Wechselwirkung, und W - und Z -Bosonen stellen

Generation	I	II	III	el. Ladung (e)
Quarks	$u(\text{up})$	$c(\text{charm})$	$t(\text{top})$	$+2/3$
	$d(\text{down})$	$s(\text{strange})$	$b(\text{bottom})$	$-1/3$
Leptonen	e	μ	τ	-1
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0

Tabelle 1.1: Einteilung von Quarks und Leptonen nach Generation und Ladung.

die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung dar. Die vorliegende Analyse beschäftigt sich vorwiegend mit der starken Wechselwirkung, die im Folgenden genauer beschrieben wird.

1.2 Die starke Wechselwirkung

Die Interaktionen der starken Wechselwirkung werden durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Der Name leitet sich aus den Ladungen der starken Wechselwirkung ab, den sogenannten Farbladungen. Quarks tragen jeweils eine der Farbladungen rot, grün oder blau, Antiquarks die entsprechenden Antifarben antirot, antigrün und antiblau. Die Kombination einer Farbe und ihrer Antifarbe, sowie aller drei (Anti-)Farben, ergibt einen farblosen Zustand. In der Natur können nur farblose Zustände beobachtet werden. Eine Farbladung entspricht deshalb keiner realen Farbe, sondern wird nur als Analogie zur besseren Visualisierung der Kombinationsmöglichkeiten der starken Ladungen verwendet.

Farbladungen sind nicht an bestimmte Quarksorten gebunden, sondern können über den Austausch von Gluonen geändert werden. Gluonen tragen also selbst Farbladungen, und können somit auch untereinander stark wechselwirken. Dies hat Konsequenzen für das Potential der QCD, dass sich für ein Quark-Antiquark-Paar wie folgt beschreiben lässt [PRSZ06]:

$$V_S(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_S}{r} + kr \quad (1.1)$$

Hierbei entspricht $V_S(r)$ dem Quark-Antiquark-Potential der starken Wechselwirkung, α_S der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung, und k einer Konstanten, deren Wert etwa 1 GeV/fm beträgt. Bei kleinen Abständen dominiert der Coulomb-ähnliche Term $-\frac{4}{3} \frac{\alpha_S}{r}$, weshalb α_S wesentlich die Stärke der Wechselwirkung für kleine r bestimmt. Für große Abstände wächst das Potential mit kr , die Anziehung zwi-

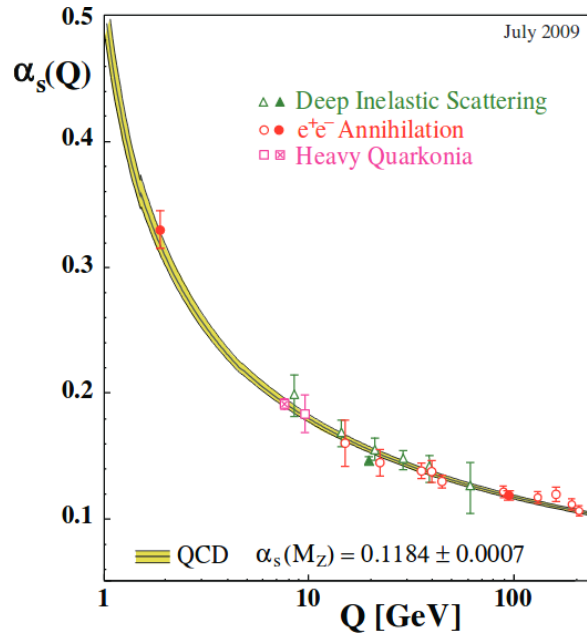


Abbildung 1.1: Die Kopplungskonstante α_S als Funktion der Viererimpulsübertrags Q . Die farbigen Punkte entsprechen Messergebnissen, das gelbe Band stellt Ergebnisse aus QCD-Rechnungen dar. [Bet09]

schen Quark und Antiquark nimmt somit zu und die Energie, die benötigt wird, die Teilchen voneinander zu entfernen, steigt an. Ab einer bestimmten Energieschwelle entsteht dabei ein neues Quark-Antiquark-Paar, weshalb das Auflösen der ursprünglichen Quark-Antiquark-Bindung direkt mit dem Aufbau neuer gebundener Zustände einhergeht. Somit lassen sich keine ungebundenen Quark-Zustände erzeugen, was auch als *confinement* bezeichnet wird.

Bei kleinen Abständen verhält sich das Potential proportional zu $-\frac{4}{3}\frac{\alpha_S}{r}$, wobei α_S selbst von r abhängig ist, wodurch das Potential für sehr kleine r gegen Null strebt. Einem kleinen Abstand r entspricht ein hoher Viererimpulsübertrag Q , weshalb α_S auch als Funktion von Q beschrieben werden kann:

$$\alpha_S(Q) \propto \frac{1}{\ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)} \quad (1.2)$$

Dabei bezeichnet Λ den sogenannten freien Skalenparameter der QCD. Der experimentell bestimmte Wert beträgt ungefähr $\Lambda \approx 200$ MeV und stellt ein Maß dafür dar, ab welchen Impulsüberträgen Q die QCD störungstheoretisch behandelt werden kann. Für kleine Werte von Q geht $\frac{Q^2}{\Lambda^2}$ gegen Null, wodurch α_S sehr große Werte annimmt

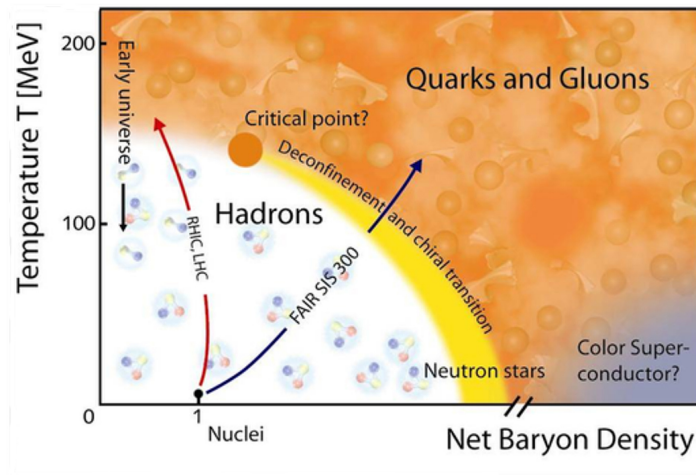


Abbildung 1.2: Phasendiagramm der QCD. [Gau15]

und somit nicht mehr mit Mitteln der störungstheoretischen QCD (pQCD¹) beschrieben werden kann. Hier finden Gittereichtheorien Anwendung, in denen Raum und Zeit durch ein diskretes Gitter mit einer endlichen Anzahl an Gitterpunkten ersetzt werden. Für große Werte von Q gilt $\alpha_S(Q \gg \Lambda) \rightarrow 0$, woraus ein sehr kleines Potential und dementsprechend eine schwache Bindung resultiert. Dies wird auch als asymptotische Freiheit bezeichnet. Abbildung 1.1 zeigt gemessene und berechnete Werte von α_S als Funktion von Q . Man erkennt, dass die Messungen sehr gut mit den theoretischen Vorhersagen aus pQCD-Rechnungen übereinstimmen,

1.3 Das Quark-Gluon-Plasma

Wie diskutiert, können aufgrund des *confinements* keine freien Quarks beobachtet werden. Wegen der asymptotischen Freiheit ist jedoch für kleine Abstände und somit große Impulsüberträge ein Zustand vorstellbar, in dem sich Quarks quasifrei bewegen können. Gitterrechnungen sagen für hohe Temperaturen oder Dichten ebenfalls einen Zustand voraus, in dem das *confinement* aufgehoben wird (*deconfinement*). Analog zum Plasma auf atomarer Ebene, in dem sich Elektronen und Ionen frei bewegen können, wird dieser Zustand als Quark-Gluon-Plasma (QGP) bezeichnet. Abbildung 1.2 zeigt das Phasendiagramm der QCD, in dem die Phasen hadronischer Materie als Funktion der Temperatur T und Baryonendichte μ_B aufgetragen sind. Letztere ist auf

¹perturbative Quantum ChromoDynamics

die Baryonendichte des Nukleons normiert, weshalb die uns umgebende Kernmaterie bei geringer Temperatur ($T \approx 0$) und $\mu_B = 1$ zu finden ist. Erhöht man die Baryonendichte von diesem Punkt ausgehend, bildet sich ein Hadronengas, bevor es an dem gelben Band zum *deconfinement* und somit zum Übergang in die QGP-Phase kommt. Es handelt sich dabei um einen Phasenübergang erster Ordnung. Bei noch größeren Werten von μ_B , wie sie in Neutronensternen vorkommen könnten, wird eine Phase der Farbsupraleitung vermutet, ähnlich der elektrischen Supraleitung. Dies konnte jedoch noch nicht experimentell bestätigt werden [Ren04].

Eine weitere Möglichkeit zur Erzeugung des QGP besteht in der Erhöhung der Temperatur bis zur Überschreitung einer kritischen Temperatur T_{krit} . Ausgehend von normaler Kernmaterie wird durch Gitterrechnungen für $T_{krit} \approx 175$ MeV ein Übergang in die QGP-Phase vorhergesagt [SSS10]. Im Gegensatz zum Übergang bei hohen Baryonendichten handelt es sich dabei nicht um einen Phasenübergang, bei dem sich die Zustandsgrößen abrupt ändern, sondern um einen "weicheren" Übergang, der graduell verläuft. Beide Übergänge sind durch einen kritischen Punkt getrennt, dessen Bestimmung Gegenstand aktueller Forschung ist.

Nah heutigem Erkenntnisstand befand sich das Universum einige Millisekunden nach dem Urknall in einem Zustand sehr hoher Temperatur und geringer Baryonendichte, weshalb vermutet wird, dass es sich bei diesem Zustand um ein QGP gehandelt hat [Raf13]. Durch die Ausdehnung des Universums kam es zur Abkühlung, und somit zur Bildung des Hadronengases, bevor sich nach weiterer Abkühlung Nukleonen bilden konnten. Um diese Phasen besser verstehen zu können, wird in Schwerionenkollisionen versucht, ein QGP zu erzeugen. Am LHC und am RHIC² wird das QGP bei hohen Temperaturen und niedrigen Dichten untersucht, am sich noch im Aufbau befindlichen FAIR³ soll das QGP hingegen bei niedrigeren Temperaturen und höheren Dichten erforscht werden. Die geringe Lebensdauer des QGP im Labor von etwa 10^{-23} s macht dabei direkte Untersuchungen unmöglich [RG95]. Stattdessen wird versucht, in den Endprodukten der Kollisionen Signaturen für die Entstehung des QGP zu finden.

Der Verlauf einer Schwerionenkollision, bei der ein QGP entsteht, ist in Abbildung 1.3 dargestellt: Im Anfangszustand bewegen sich die Lorentz-kontrahierten Kerne aufeinander zu, bevor die kollidierenden Quarks und Gluonen, auch Partonen genannt, das Medium erzeugen und aufheizen. Durch die Aufheizung entsteht ein sogenannter Feuerball. Der Feuerball expandiert hydrodynamisch und kühlt dabei ab, wobei sich

²Relativistic Heavy Ion Collider

³Facility for Antiproton and Ion Research

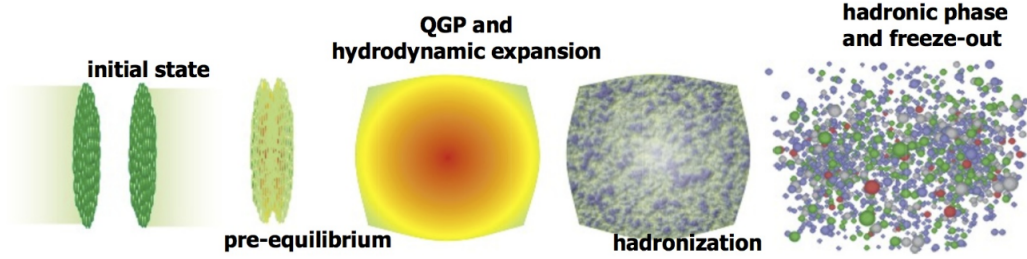


Abbildung 1.3: Schematischer Verlauf einer Schwerionenkollision mit Bildung eines QGP [Mü13].

nahe T_{krit} die Quarks und Gluonen wieder zu Hadronen zusammenschließen (Hadronisierung). Hochenergetische Partonen können dabei durch Aussendung von Gluonen, die ihrerseits in Quark-Antiquark-Paare zerfallen (die wiederum selbst Gluonen aussenden können), eine Kaskade neuer Teilchen bilden. Dieser Prozess wird als Fragmentierung⁴ bezeichnet, der entstandene Teilchenschauer als Jet.

Wenn T_{krit} unterschritten wird, sind alle Quarks und Gluonen wieder in Hadronen eingeschlossen. Das entstandene Hadronengas kühlt durch Expansion weiter ab, bis es zum sogenannten *freeze-out* kommt, nach dem sich die Teilchenkomposition nicht mehr ändert.

Durch Vergleiche der Produktion von Teilchen in Schwerionenkollisionen, in denen ein QGP erwartet wird, zur Produktion dieser Teilchen in Proton-Proton-Kollisionen, in denen aufgrund der geringen Teilchendichte kein QGP erzeugt wird, lassen sich Informationen über das QGP gewinnen. Dies geschieht beispielsweise mit dem nuklearen Modifikationsfaktor R_{AA} , der ein Maß dafür darstellt, inwiefern die in Schwerionenkollisionen erzeugten Teilchen sich als Superposition von pp-Kollisionen mit gleicher Partonenzahl verstehen lassen. Der R_{AA} wird über das Verhältnis der p_T - und η -differentiellen Teilchenproduktionen in Schwerionen- und pp-Kollisionen bestimmt und ist folgendermaßen definiert:

$$R_{AA} = \frac{d^2 N_{AA}/(dp_T d\eta)}{N_{coll}^{AA} d^2 N_{pp}/(dp_T d\eta)} \quad (1.3)$$

N_{coll}^{AA} bezeichnet dabei einen aus Simulationen gewonnenen Faktor, der den R_{AA} auf die Anzahl der binären Kollisionen der Schwerionenkollision normiert. Ein Wert von $R_{AA} = 1$ lässt nicht auf die Entstehung eines Mediums schließen. Wenn ein Medium entsteht, sollte die Teilchenproduktion durch Wechselwirkungen entweder unterdrückt

⁴Hadronisierung und Fragmentierung werden häufig synonym verwendet.

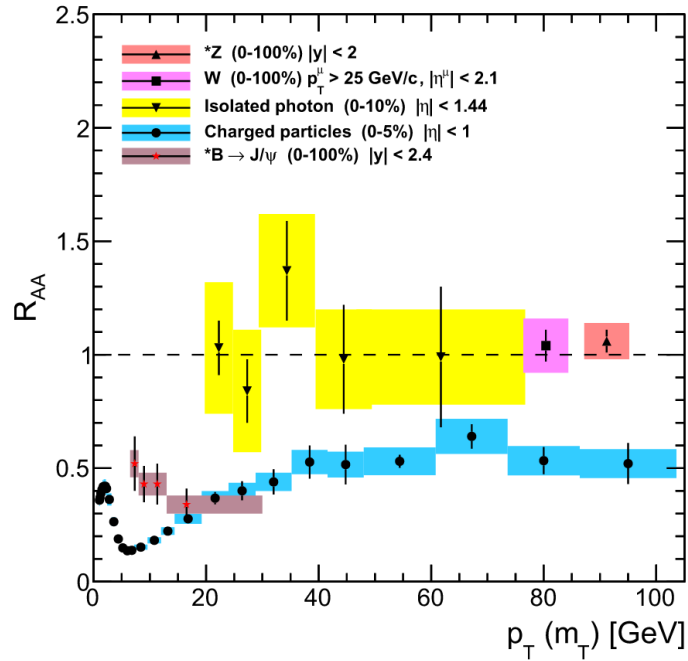


Abbildung 1.4: Nuklearer Modifikationsfaktor verschiedener Teilchen als Funktion des Transversalimpulses, gemessen vom CMS-Experiment in Pb-Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 2,76$ TeV [Vel14].

($R_{AA} < 1$) oder verstärkt ($R_{AA} > 1$) werden. Ein $R_{AA} \neq 1$ gilt somit als Signatur für die Entstehung eines QGP. Abbildung 1.4 zeigt den R_{AA} aus Messungen am CMS⁵ als Funktion von p_T für isolierte Photonen (ausführlich beschrieben in Kapitel 1.5), W - und Z -Bosonen, geladenen Hadronen, und für bestimmte Zerfälle des B -Mesons⁶, in denen ein J/Ψ -Meson⁷ produziert wird. Isolierte Photonen, W - und Z -Bosonen wechselwirken nicht stark und werden nicht vom Medium beeinflusst, weshalb sie als Referenz dienen. Die Produktion geladener Hadronen und die Zerfälle des B -Mesons in $J/\Psi + X$ werden dagegen unterdrückt, was ein Hinweis auf die Bildung eines QGP ist.

⁵Compact Muon Solenoid

⁶ B -Meson bezeichnet eine Kombination aus \bar{b} und entweder u , d , s oder c

⁷Als J/Ψ -Meson wird die Kombination $c\bar{c}$ bezeichnet

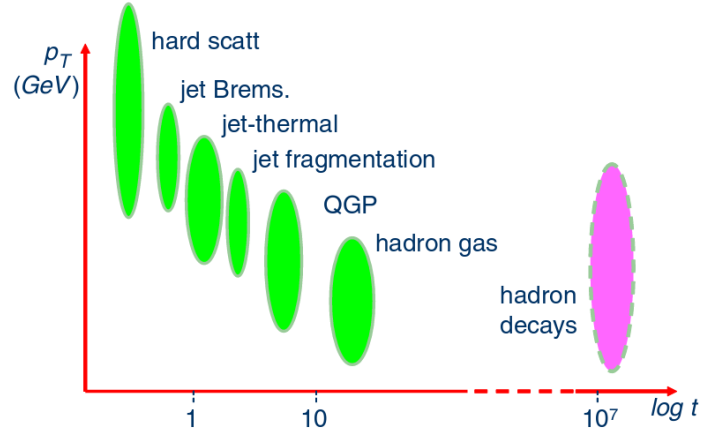


Abbildung 1.5: Verschiedene Produktionsmechanismen für Photonen in den Zeit- und Transversalimpulsintervallen ihrer Entstehung [Sak08].

1.4 Photonen als Sonden des QGP

Photonen entstehen in allen Phasen der Schwerionenkollisionen, weshalb man sie nach ihren Produktionsprozessen in Gruppen einteilt. In den initialen Parton-Parton-Stößen entstehen **prompte Photonen**. Ein wichtiger Prozess in der Entstehung prompter Photonen ist die Compton-Streuung eines Gluons an einem (Anti-)Quark.



Die Compton-Streuung findet sowohl in pp- als auch in Schwerionenkollisionen statt, weshalb Messungen in pp-Kollisionen eine gute Referenz für Schwerionenkollisionen sind. Ein weiterer Produktionsmechanismus ist die Quark-Antiquark-Annihilation, bei der ein Photon und ein Gluon entsteht.



Dieser Prozess findet aufgrund der geringen Antiquark-Dichte nur selten in pp-Kollisionen statt und ist daher hauptsächlich für Schwerionenkollisionen relevant. Neben diesen beiden Prozessen zählt man noch die **Fragmentationsphotonen** zu den prompten Photonen. Sie entstehen beispielsweise nach Quark-Quark-Stößen ($q + q \rightarrow q + q$), in denen der große Transversalimpulsübertrag zur Fragmentierung der Quarks und zur Bildung von Jets führt. Dabei entstehen Fragmentationsphotonen sowohl durch Wechselwirkung

des Jets mit dem Medium (Bremsstrahlung) als auch durch die Fragmentierung des Jets außerhalb des Mediums. Im Vergleich zu Compton-Streuung und Annihilationsprozessen werden Fragmentationsphotonen später und bei niedrigerem p_T produziert. Abbildung 1.5 zeigt eine grobe Übersicht der zeitlichen Entstehung und p_T -Verteilung der verschiedenen Entstehungsprozesse. Dabei entsprechen die Compton-Streuung und Quark-Antiquark-Annihilation den *hard scatterings*, während die Fragmentationsphotonen in den Bereichen Jet-Bremsstrahlung und Jet-Fragmentation entstehen. Die Bereiche *Jet-thermal*, QGP und Hadronengas kennzeichnen die Entstehung sogenannter **thermischer Photonen**. Diese entstehen während der hydrodynamischen Expansion und können wichtige Hinweise auf die Temperatur des QGP liefern [Sah16]. Thermische Photonen und prompte Photonen werden auch unter dem Begriff **direkte Photonen** zusammengefasst.

Den größten Teil aller gemessenen Photonen machen die **Photonen aus hadronischen Zerfällen** aus. Diese entstehen während des *freeze-out* und sind dominiert von $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ und $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ Zerfällen. Im Folgenden werden diese Photonen als Zerfallsphtonen bezeichnet. Außerdem werden im Folgenden nur Photonen aus Compton-Streuungen und Quark-Antiquark-Annihilationen als prompte Photonen bezeichnet, um sie von Fragmentationsphotonen abzugrenzen.

Somit können aus Photonenmessungen Informationen über alle Phasen der Schwerionenkollisionen gewonnen werden. Die Entstehung thermischer Photonen gilt dabei als Signatur des QGP. Durch die Überlappung der p_T -Bereiche der verschiedenen Produktionsprozesse für Photonen lassen sich thermische Photonen jedoch nicht von Photonen aus anderen Quellen unterscheiden, weshalb ihre Existenz aus Vergleichen von Messungen mit pQCD-Berechnungen geschlussfolgert wird [Paq17].

Photonen helfen aber auch indirekt dabei, Informationen über das QGP zu gewinnen. Prompte Photonen liefern direkte Informationen über den Impulsübertrag der initialen Stöße, da sie das Medium fast ungehindert verlassen können. In den beiden oben beschriebenen Produktionsprozessen prompter Photonen entfernt sich jeweils ein hochenergetisches Parton in entgegengesetzter Richtung vom Kollisionspunkt (*back-to-back*), wodurch mittels der darauffolgenden Fragmentation ein Jet entsteht. Dies illustriert Abbildung 1.6. Die Teilchen des Jets und das prompte Photon haben dabei ursprünglich den gleichen Transversalimpuls, durch Wechselwirkung mit dem Medium verringert sich jedoch der Transversalimpuls der Jet-Teilchen (dies wird auch als *Jet-Quenching* bezeichnet). Durch den Vergleich der Transversalimpulse von promptem Photon und Jet-Teilchen lassen sich somit Eigenschaften des QGP untersuchen.

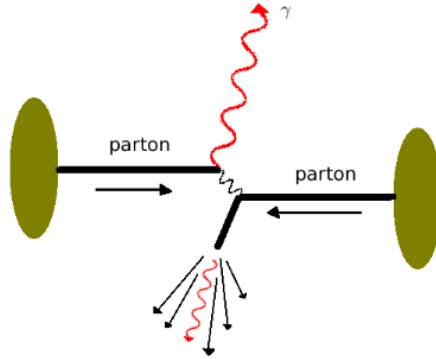


Abbildung 1.6: Schematischer Ablauf der Produktion prompter Photonen [Ron16].

Wegen der hohen Präzision der Information über den Impulsübertrag in der initialen Parton-Parton-Kollision gilt die Untersuchung prompter Photonen und ihrer zugehörigen Jets als "*golden channel*" zur Untersuchung des Energieverlusts im Medium des QGP [CMS13].

1.5 Isolierte Photonen

Eine große Herausforderung bei der Untersuchung prompter Photonen ist ihre Identifizierung trotz des großen Untergrunds bestehend aus Fragmentationsphotonen, thermischen Photonen und Zerfallsphotonen. Abbildung 1.7(a) zeigt Vorhersagen aus pQCD-Rechnungen für den jeweiligen relativen Anteil am Gesamt- E_T der untersuchten Prozesse für Fragmentations- und prompte Photonen als Funktion von E_T . Man erkennt, dass Fragmentationsphotonen bei $E_T < 40$ GeV dominieren, und über den gesamten E_T -Bereich einen signifikanten Beitrag leisten. Zur Unterdrückung dieser Fragmentationsphotonen verwendet man deshalb ein sogenanntes Isolationskriterium. Dazu wird ein Kegel (*isolation cone*) mit Radius R (*isolation cone radius*) um das zu untersuchende Photon definiert. Die Summe der Transversalimpulse aller Teilchen, exklusive des Impulses des untersuchten Photons p_T^γ , wird dann als *isolation cone energy*⁸ E_T^{iso} bezeichnet.

$$E_T^{\text{iso}} = \left(\sum_i p_T^i \right) - p_T^\gamma \quad (1.6)$$

⁸Die Bezeichnung dieses Impulses als Energie hat historische Gründe.

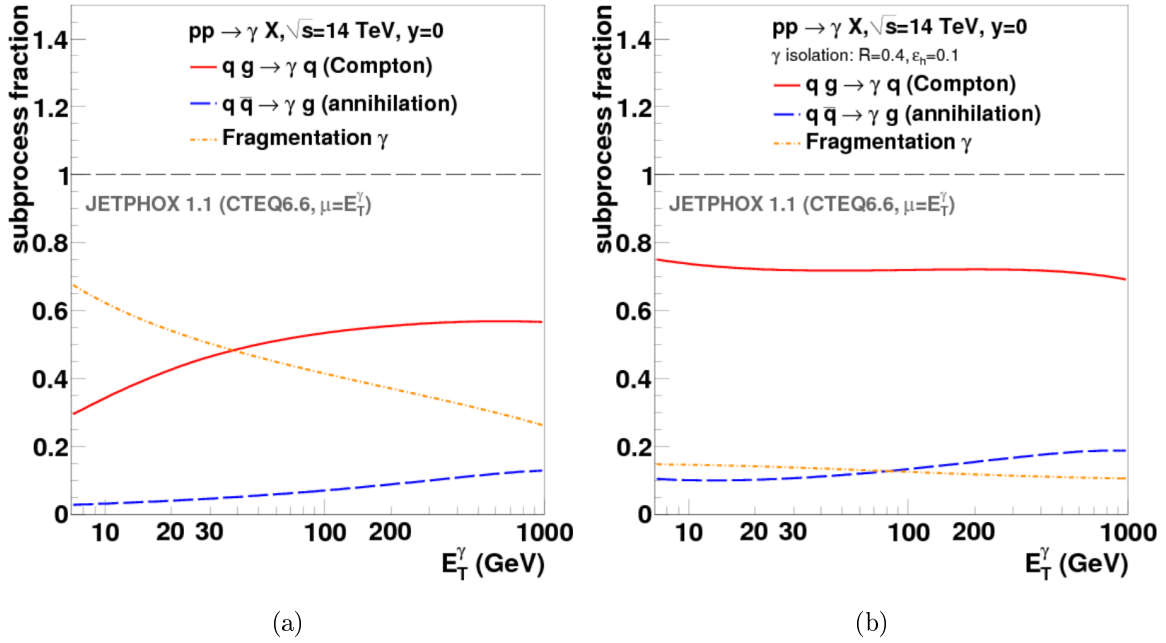


Abbildung 1.7: pQCD-Vorhersagen für den relativen Anteil zum Gesamt- E_T der untersuchten Prozesse für Fragmentations- und prompte Photonen als Funktion von E_T ohne (a) und mit (b) Anwendung eines Isolationskriteriums [Id10].

Wie im vorherigen Kapitel diskutiert, werden prompte Photonen *back-to-back* mit Jets produziert. Da Jets aus mehreren Teilchen bestehen, misst man bei Photonen aus Jets ein hohes E_T^{iso} . Prompte Photonen sind innerhalb ihres *isolation cones* nicht mit anderen Teilchen korreliert, weshalb E_T^{iso} für prompte Photonen durch Teilchen aus weiteren unkorrelierten Stößen während der Kollision der Kerne bestimmt wird. Der durchschnittliche E_T^{iso} -Wert für prompte Photonen liegt deshalb unter dem durchschnittlichen E_T^{iso} -Wert für Fragmentationsphotonen. Das Gleiche gilt für Zerfallsphotonen, da diese ebenfalls in Jets entstehen. Als Isolationskriterium definiert man nun einen Maximalwert für E_T^{iso} . Photonen mit E_T^{iso} unterhalb dieses Grenzwerts werden als **isolierte Photonen** bezeichnet. Die Auswirkungen eines Isolationskriteriums sind in Abbildung 1.7(b) dargestellt. Nach Anwendung des Isolationskriteriums geht der relative Anteil der Fragmentationsphotonen am Gesamt- E_T im Vergleich zu Abbildung 1.7(a) über den ganzen betrachteten E_T -Bereich deutlich zurück, weshalb mithilfe des Isolationskriteriums hauptsächlich prompte Photonen selektiert werden.

Wie schon in Abbildung 1.4 gezeigt, lässt sich die Produktion isolierter Photonen in

Schwerionenkollisionen durch die Produktion in pp-Kollisionen beschreiben (der R_{AA} ist kompatibel mit eins). Messungen in pp-Kollisionen führen somit zu einem besseren Verständnis der Ergebnisse in Schwerionenkollisionen.

Kapitel 2

Experimenteller Aufbau

Dieses Kapitel gibt einen kurzen Überblick über die Experimente des LHC, dem größten Teilchenbeschleuniger am CERN¹. Dabei wird insbesondere auf das ALICE-Experiment eingegangen, auf dessen Daten diese Arbeit basiert.

2.1 Large Hadron Collider

Der LHC, mit fast 27 km Umfang der größte Teilchenbeschleuniger der Welt, befindet sich in einem etwa 100 m tiefen Tunnel im Grenzgebiet zwischen der Schweiz und Frankreich. Genutzt wird der LHC hauptsächlich zur Erzeugung von Proton-Proton und Blei-Blei Kollisionen mit großen Schwerpunktsenergien. Bevor die dafür benötigten Protonen oder Blei-Kerne in den LHC gelangen, werden sie in einem mehrstufigen Prozess vollständig ionisiert und über mehrere Vorbeschleuniger auf eine Energie pro Nukleon von 450 GeV gebracht. Anschließend füllt man den LHC mit Bündeln (*bunches*) dieser Atome und beschleunigt sie auf ihre finale Energie. Diese ist begrenzt durch die Flussdichte der im LHC verwendeten Magnete, mit denen die Atome auf ihrer Umlaufbahn gehalten werden, und beträgt 6,5 TeV für Protonen und 2,51 TeV pro Nukleon für Blei-Kerne. In den beiden Strahlrohren des LHC bewegen sich die Kerne in gegenläufiger Richtung, bis sie schließlich an einem der vier vorhandenen Kreuzungspunkte zur Kollision gebracht werden. An diesen Punkten befinden sich die vier großen Experimente des LHC. Neben ALICE, das sich hauptsächlich mit der Erforschung des

¹*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*

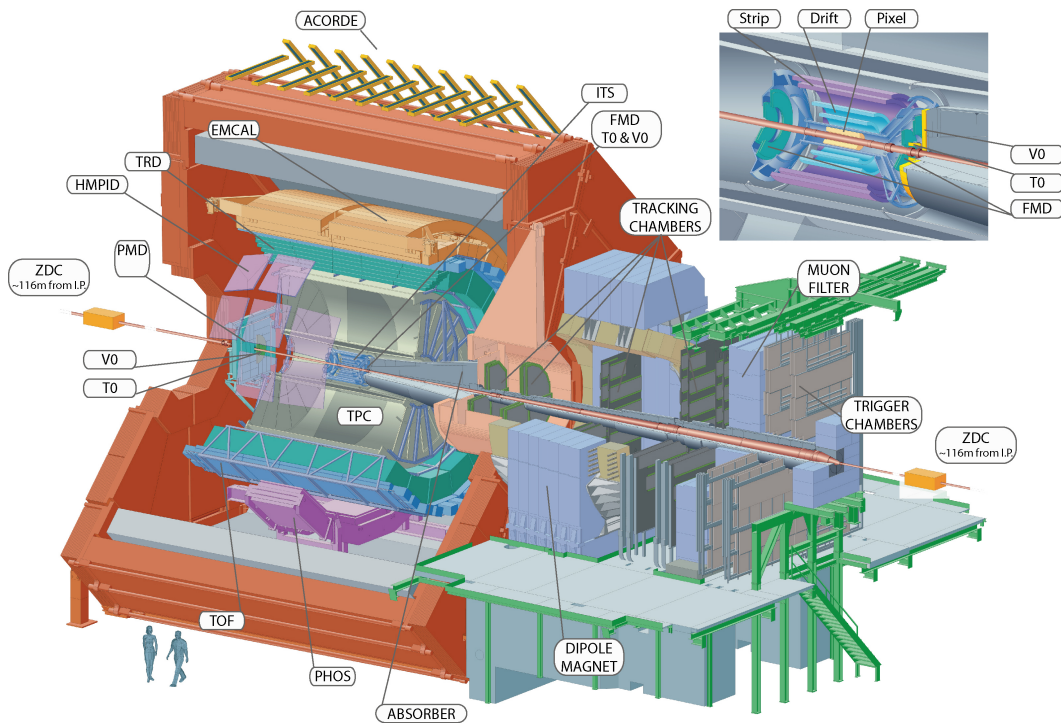


Abbildung 2.1: Aufbau des ALICE-Experiments im Jahr 2012. [Tha12]

QGP in Schwerionenkollisionen beschäftigt, gibt es noch ATLAS², CMS und LHCb³. ATLAS und CMS suchen vorwiegend in Proton-Proton Kollisionen nach Physik jenseits des Standardmodells und wurden vor Allem durch den Nachweis des Higgs-Bosons im Jahr 2012 bekannt, während LHCb sich hauptsächlich mit der CP-Verletzung beim Zerfall von B-Mesonen beschäftigt [Cer17].

2.2 ALICE

Das ALICE-Experiment besteht aus einer Vielzahl von Detektoren, deren Eigenschaften und Aufbau speziell für die Messung von Kollisionen mit hohen Multiplizitäten, wie sie bei Schwerionenkollisionen vorkommen, ausgelegt sind. Seine Abmessungen von ungefähr 16 m x 16 m x 23 m machen es zum größten Schwerionenexperiment der Welt. Die Detektoren des Experiments befinden sich in mehreren Schichten um den Kollisionspunkt. Dabei dienen die inneren Detektoren hauptsächlich als Trigger-Detektoren

²*A Toroidal Lhc ApparatuS*

³*Large Hadron Collider beauty experiment*

(V0, T0) und zur Spurrekonstruktion (ITS⁴, TPC⁵). Um diese Detektoren herum befindet sich der TRD⁶, der durch Übergangsstrahlung Elektronen identifizieren kann, sowie die Kalorimeter EMCal⁷, DCAL⁸ und PHOS⁹, die Photonen messen. Das DCAL war während der Datennahme 2012 noch nicht aufgebaut. Abbildung 2.1 zeigt den Aufbau des ALICE-Experiments während der Datennahme 2012. Umgeben sind die Detektoren von einem Magneten, der eine Flussdichte von 0,5 Tesla erzeugt und dadurch geladene Teilchen auf gekrümmte Bahnen zwingt, wodurch Impulsmessungen dieser Teilchen ermöglicht werden. Außerhalb des Magneten befinden sich noch verschiedene Detektoren zur Myonen-, Multiplizitäts- und Zentralitätsmessung. Die für diese Analyse relevanten Detektoren werden im folgenden genauer beschrieben.

2.2.1 V0 Detektor

Der V0 Detektor besteht aus zwei Teilen, V0A und V0C, die zu verschiedenen Seiten des Kollisionspunkts um die Strahlachse angebracht sind. V0A befindet sich 329 cm vom Kollisionspunkt entfernt und deckt eine Pseudo-Rapidity von $2,8 < \eta < 5,1$ ab, während V0C einen Abstand von 86 cm hat und den Bereich $-3,7 < \eta < -1,7$ abdeckt. Eingesetzt wird der V0 Detektor hauptsächlich zur Luminositätsmessung, zur Bestimmung der Zentralität in Blei-Blei Kollisionen und als Trigger. Die beim Aufeinandertreffen der Teilchenstrahlen erzeugten Datenmengen übersteigen die Speicherkapazität des Experiments um ein vielfaches, weshalb innerhalb kürzester Zeit darüber entschieden werden muss, ob eine Kollision aufgezeichnet werden soll oder nicht. Diese Entscheidung trifft der Trigger. Die V0 Entscheidung bildet dabei die erste Stufe des mehrstufigen ALICE Trigger Systems, den sogenannten *Minimum Bias* Trigger. Dieser dient dazu, möglichst viele Kollisionen, auch Events genannt, aufzuzeichnen, ohne dabei bestimmte Arten von Events zu selektieren. Für das Auslösen des *Minimum Bias* Triggers wurde in der Strahlzeit 2012 der Nachweis von jeweils mindestens einem geladenen Teilchen in V0A und V0C verlangt.

⁴*Inner Tracking System*

⁵*Time Projection Chamber*

⁶*Transition Radiation Detector*

⁷*ElectroMagnetic Calorimeter*

⁸*Di-Jet CALorimeter*

⁹*Photon Spectrometer*

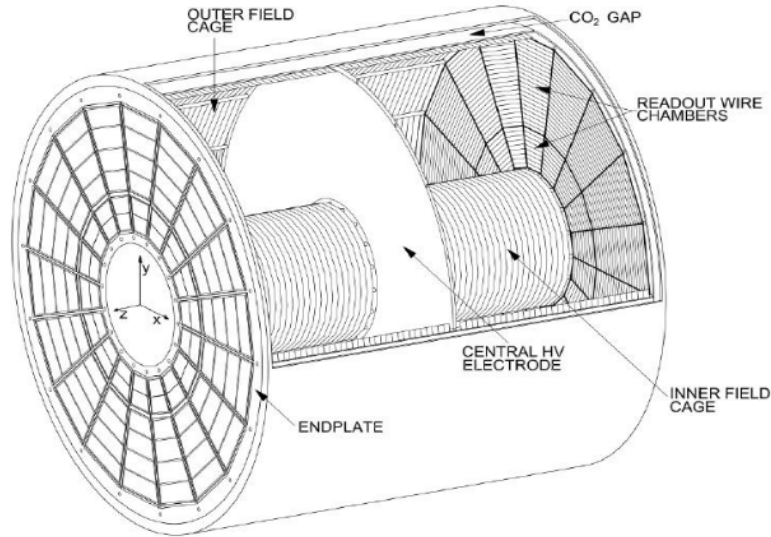


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau der TPC. [Ali10]

2.2.2 Time Projection Chamber

Die Time Projection Chamber, der größte und wichtigste Detektor des ALICE-Experiments, dient zur Identifizierung, Impulsmessung und Spurrekonstruktion geladener Teilchen. Der zylinderförmige Detektor hat ein Volumen von 90 m^3 , in dem sich ein Gemisch aus Neon und Kohlenstoffdioxid befindet, und deckt eine Pseudorapidity $|\eta| \leq 0,9$ ab.

Geladene Teilchen ionisieren beim durchqueren der TPC die Gasatome, wodurch freie Elektronen entstehen. Die Hochspannungskathode im Inneren der TPC generiert ein konstantes elektrisches Feld (400 V/m), welches die Elektronen zu den Auslesekamern driften lässt. Durch ständige Kollisionen mit Gasatomen, die zu weiteren Ionisationen und somit zur Verstärkung des Signals führen, behalten die Elektronen eine annähernd konstante Driftgeschwindigkeit. Die Auslesekamern messen letzten Endes eine von den Elektronen induzierte Ladung, die proportional zum Energieverlust des ursprünglichen Teilchens ist. Die Ladung verteilt sich dabei auf mehrere Auslesekanäle, die zu sogenannten Clustern zusammengefasst werden. Anhand der Cluster kann man die Ablenkung der geladenen Teilchen im äußeren Magnetfeld rekonstruieren und den Impuls bestimmen. Zusammen mit der Driftgeschwindigkeit der Elektronen lässt sich außerdem die dreidimensionale Spur des Teilchens berechnen. Durch die Extra-

polation dieser Spuren zu den elektromagnetischen Kalorimetern können die Kalorimetraufzeichnungen mit den TPC Informationen verknüpft werden. Diese Spur- und Impulsinformationen geladener Teilchen werden zur Identifizierung isolierter Photonen benötigt.

2.2.3 EMCal

Als EMCal wird das größte Kalorimeter des ALICE-Experiments bezeichnet. Es deckt einen Azimutalwinkel von $\phi = 107^\circ$ und eine Pseudo-Rapidity von $|\eta| \leq 0.7$ ab. Das EMCal besteht aus 12 sogenannten Supermodulen, die sich in zehn große und zwei kleine Supermodule unterteilen lassen (siehe Abbildung 2.3). Alle Supermodule sind zur Strahlachse ausgerichtet. Die kleinen Supermodule wurden während der Datennahme 2012 nicht eingesetzt und finden im folgenden keine Beachtung. Die großen Supermodule bestehen aus 24 Streifenmodulen, die wiederum aus 12 einzelnen Modulen aufgebaut sind. Ein Modul besteht aus vier Zellen. Damit gibt es insgesamt 12.288 Zellen auf dem EMCal. Jede Zelle ist aus 76 Blei- und 77 Plastik-Szintillator-Schichten aufgebaut, die abwechselnd angeordnet sind.

Anwendung findet das EMCal bei der Bestimmung der Energie von Elektronen und Photonen über die elektromagnetische Wechselwirkung. Trifft ein Photon mit mehreren MeV Energie auf eine EMCal Zelle, wechselwirkt es mit dem Material der Zelle und konvertiert mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in ein Elektron-Positron-Paar. Die Blei-Schichten der Zelle dienen dazu, diese Konversionswahrscheinlichkeit zu erhöhen, da die Konversionswahrscheinlichkeit mit der Ordnungszahl des Materials steigt. Die entstandenen Elektronen und Positronen wechselwirken ihrerseits mit weiterem Detektormaterial, wobei durch Bremsstrahlung oder Annihilationsstrahlung weitere Photonen entstehen, die wiederum konvertieren können. Diese Reaktionen bilden einen sogenannten elektromagnetischen Schauer und finden so lange statt, bis die Teilchen eine kritische Energie unterschreiten. Unterhalb dieser Energie regen die Teilchen Atome in den Szintillator-Schichten an, die beim Übergang in den Grundzustand Photonen mit bestimmter Wellenlänge produzieren. Diese Photonen können das Material verlassen. Ihre Anzahl ist proportional zur Energie des ursprünglichen Teilchens. Sie werden über Wellenlängenschieber an Photodioden weitergeleitet, dort verstärkt und schließlich durch die Vorschalt elektronik ausgelesen. Dort wird unter anderem die Energie der einzelnen Zellen bestimmt und das Signal für die Entscheidung der EMCal-Trigger bereitgestellt.

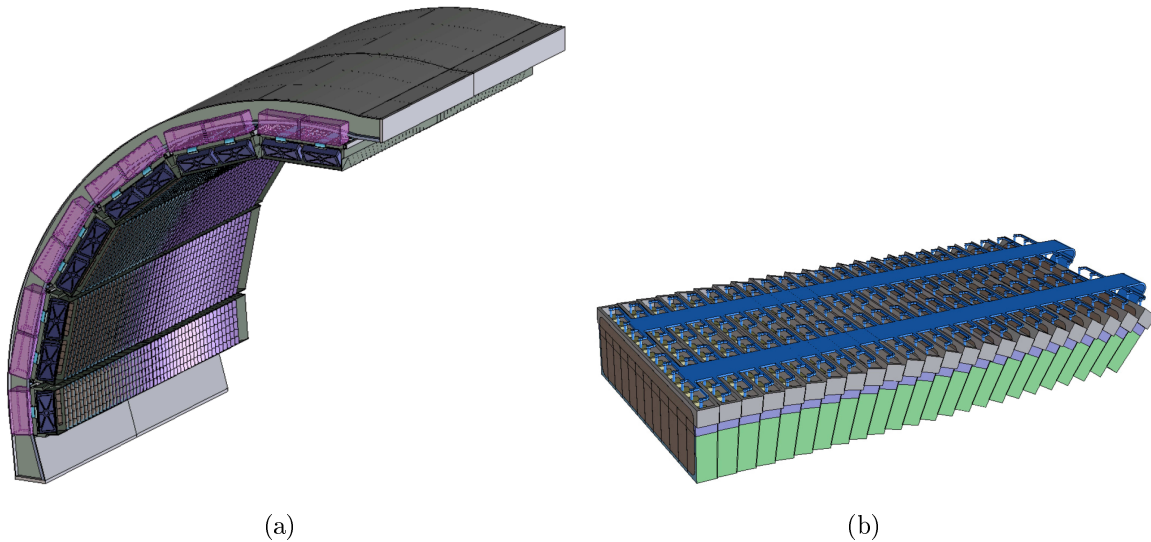


Abbildung 2.3: Aufbau des EMCal.

- (a) Gesamter Detektor, bestehend aus 12 Supermodulen. Die unteren, kleineren Supermodule wurden während der Datennahme 2012 nicht verwendet. (b) Ein Supermodul, bestehend aus 24 Streifenmodulen [C⁺08].

Auch Hadronen deponieren Energie in den Zellen des EMCal, für ihre Messung ist der Detektor aber nicht ausgelegt. Dementsprechend tragen sie nur zum Untergrund in Analysen mit dem EMCal bei. Einen großen Beitrag liefern dabei Neutronen aufgrund ihrer langen Halbwertszeit. Sie geben ihre Energie durch Stöße mit dem Detektormaterial ab, bis sie eingefangen werden. Dabei befinden sich die Neutronen in einem angeregten Zustand, aus dem sie durch Aussendung von Photonen in den Grundzustand übergehen. Diese Photonen erzeugen hochenergetische Treffer in einzelnen Photodioden, wodurch in den entsprechenden Zellen eine vielfach höhere Energie registriert wird als in ihren Nachbarzellen. Die daraus entstehenden Cluster werden als exotische Cluster bezeichnet [BCM14].

2.2.3.1 EMCal Trigger

Das EMCal besitzt eigene Trigger für seltene Events, die auf die Entscheidung des *Minimum Bias* Triggers aufbauen. Dabei unterscheidet man zwischen zwei Stufen, *Level 0* ($L0$) und *Level 1* ($L1$). Der $L0$ -Trigger trifft die erste Trigger-Entscheidung

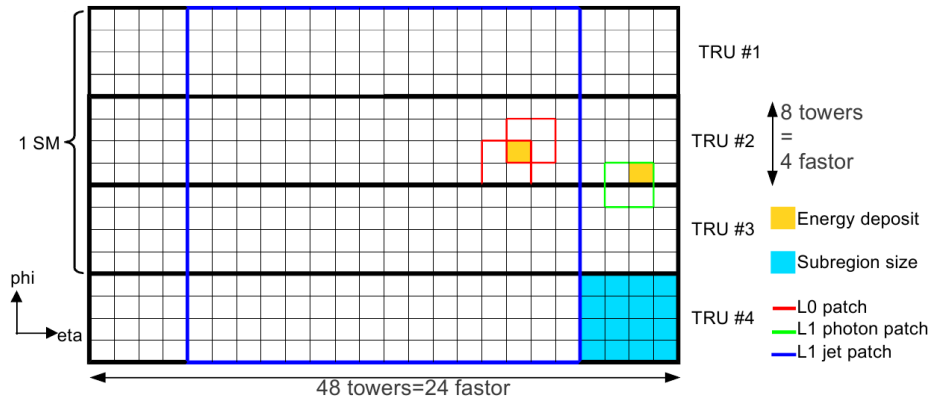


Abbildung 2.4: Größen der Trigger-patches auf dem EMCal. Rot: *L0-patch*, bestehend aus 2 x 2 FastOrs, die jeweils zur gleichen *TRU* gehören müssen. Grün: *L1-Photon-patch*, ebenfalls bestehend aus 2 x 2 FastOrs, die zu verschiedenen *TRUs* können. Blau: *L1-Jet-patch*, bestehend aus 4 x 4 Sub-Regionen zu je 4 x 4 FastOrs. [BAC⁺13]

und stellt eine Voraussetzung für die nachfolgende *L1*-Trigger-Entscheidung dar.

Funktionsweise des *L0*-Triggers

Die 10 Supermodule des EMCal besitzen jeweils drei Trigger-Einheiten (*Trigger Region Units, TRU*), die jeweils Informationen aus 4 x 24 Modulen verarbeiten (vgl. Abbildung 2.4). Eine *TRU* lässt sich wiederum unterteilen in 96 FastOr-Einheiten, in denen eine schnelle Umformung des Signals der Photodioden zur Minimierung der Latenz stattfindet. Eine FastOr-Einheit entspricht dabei der Größe eines Moduls. Das Signal aus den vier Zellen der FastOr-Einheit wird in der Vorschaltetelektronik integriert und an die *TRU* weitergeleitet. Dort findet eine Summierung des Signal über 2 x 2 FastOr-Einheiten sowie eine Digitalisierung des analogen Signals in *ADC*-Kanäle (*analog-to-digital converter* Kanäle) statt. Man bezeichnet die 2 x 2 FastOr-Einheiten auch als *patches*. Für den *L0*-Trigger können die *patches* nur innerhalb einer *TRU* gebildet werden (vgl. Abbildung 2.4). Liegt der *ADC*-Wert eines *patches* über der *ADC* Schwelle des *L0*-Triggers, wird dies an die *Summary Trigger Unit (STU)* weitergeleitet, welche dann den *L0*-Trigger auslöst. Während der Datennahme 2012 lag die *ADC*-Schwelle bei einem Wert von 106 *ADC*-Kanälen, was etwa einer Energie von 2,1 GeV entspricht.

Funktionsweise des *L1*-Triggers

Das EMCal besitzt zwei Arten des *L1*-Triggers, einen für Photonen und einen für Jets, die sich hauptsächlich durch die Größe ihrer zugehörigen *patches* unterscheiden. Der

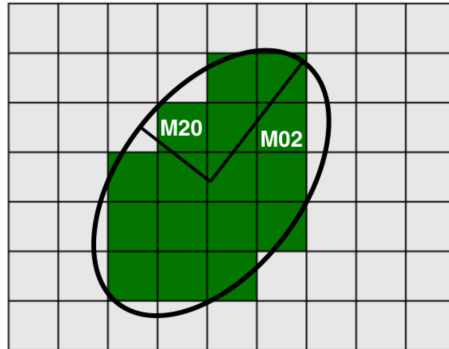


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung des Form-Parameters λ_0^2 , auch *M02* genannt. Die grünen Zellen bilden einen Cluster, dem über einen elliptischen Fit ein Wert für λ_0^2 zugeordnet werden kann. [Her16]

patch für den *L1* Photonen-Trigger besteht aus 2×2 FastOrs und hat damit die gleiche Größe wie der *L0-patch*. Im Gegensatz zu diesem können *L1-patches* aber aus FastOrs verschiedener *TRUs* bestehen, weshalb es etwa ein Drittel mehr Möglichkeiten für einen *L1-patch* gibt. Deutlich größer sind *Jet-patches*, die eine Region von 4×4 Sub-Regionen abdecken, wobei eine Sub-Region aus 4×4 FastOrs besteht (vgl. Abbildung 2.4).

Zur Auslösung des *L1*-Triggers muss eine *TRU* die Auslösung des *L0*-Triggers an die *STU* weiterleiten. Diese berechnet die *Photon-patches* und *Jet-Subregionen* parallel und vergleicht das Signal mit einer Schwelle, die durch Informationen des *V0* Detektors an die Multiplizität des Events angepasst ist. Anschließend summiert die *STU* die Sub-Regionen für die *Jet-patches* und löst den entsprechenden Trigger aus, wenn die *ADC*-Schwelle überschritten wird [BAC⁺13]. Die *ADC*-Schwelle lag während der Datennahme 2012 für den Photonen-Trigger bei 130 Kanälen, umgerechnet etwa 8,5 GeV. Der *Jet*-Trigger wird in dieser Analyse nicht verwendet.

2.2.3.2 Cluster-Bildung

Der *Clusterizer* fasst benachbarte Zellen zu Clustern zusammen. Für die vorliegende Analyse wird der *v1*-Algorithmus verwendet. Dieser sucht nach einer Zellenenergie über einer bestimmten Start-Energie (*seed energy*), und ordnet alle benachbarten Zellen sowie deren Nachbarn dem Cluster zu, solange deren Energien über einer festgelegten Mindestenergie liegen. Für den Cluster werden dann verschiedene Werte berechnet, von

denen drei für diese Analyse von besonderer Bedeutung sind: Die Transversalenergie E_T , der Cluster-Form-Parameter λ_0^2 und die Anzahl lokaler Maxima NLM¹⁰.

Die Energie E_T entspricht der Summe der Energien der einzelnen Zellen des Clusters und stellt somit die Energie des gemessenen Teilchens dar. Der Form-Parameter λ_0^2 berechnet sich aus der Form und Energieverteilung innerhalb des Clusters mit:

$$\lambda_0^2 = 0,5 \sum_i E_i (x_i^2 + y_i^2) + \sqrt{0,25 \sum_i (x_i^2 + y_i^2)^2 + \left(\sum_i E_i x_i y_i \right)^2}$$

Hierbei beschreiben x_i und y_i die relativen Koordinaten der Zellen des Clusters, und E_i die Energie der jeweiligen Zellen. Man kann sich λ_0^2 vorstellen als den Wert der großen Halbachse einer elliptischen Parametrisierung des Clusters (siehe Abbildung 2.5). Zur Berechnung der NLM vergleicht der *Clusterizer* die Energie einer Zelle mit den Energien der Nachbarzellen. Liegt diese mindestens 30 MeV über den Nachbarzellen, spricht man von einem lokalen Maximum. Mehrere lokale Maxima in einem Cluster deuten darauf hin, dass Cluster mehrerer Teilchen vom *Clusterizer* zu einem großen Cluster kombiniert wurden. Zusammen mit λ_0^2 dient dieser Parameter zur Identifizierung einzelner Photonen. Weitere Cluster-Größen sind in Abschnitt 3.2.1 beschrieben.

¹⁰*Number of Local Maxima*

Kapitel 3

Analyse

Dieses Kapitel beschreibt die Analyse isolierter Photonen. Zuerst muss dafür die Qualität der Daten sichergestellt werden. Die Beschreibung der dazu nötigen Qualitätssicherung, auch *Quality Assurance (QA)* genannt, wird im nächsten Abschnitt diskutiert. In Abschnitt 3.2 werden Kriterien für isolierte Photonen definiert und anhand dieser ein unkorrigiertes Spektrum isolierter Photonen extrahiert. Verschiedene Korrekturen des unkorrigierten Spektrums werden in Abschnitt 3.3 beschrieben und angewendet. Die Abschätzung der systematischen Unsicherheiten erfolgt in Abschnitt 3.4.1, bevor im letzten Abschnitt dieses Kapitels der Wirkungsquerschnitt isolierter Photonen präsentiert wird.

3.1 Datensatz

3.1.1 Messdaten

Die Analyse dieser Arbeit basiert auf Daten aus dem Jahr 2012, die in Proton-Proton Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8$ TeV gemessen wurden. Die Datennahme im ALICE-Experiment wird dabei in zeitliche Abschnitte von ungefähr einem Monat, auch Perioden genannt, unterteilt. Für diese Analyse werden die Perioden LHC12c, LHC12d, LHC12f, LHC12h und LHC12i untersucht. Außerdem unterteilt man die Datennahme in sogenannte *Runs*, wobei ein *Run* einer Datennahme ohne Änderung der Detektoreinstellungen entspricht. Den *Runs* werden zur Unterscheidung sechsstellige Zahlen zugeordnet.

Folgende Anforderungen müssen die *Runs* erfüllen, um in der Analyse verwendet zu werden:

- Alle großen Supermodule sind an der Datennahme beteiligt
Zur Messung isolierter Photonen werden über große Flächen des EMCAL integrierte Energieinformationen benötigt, die bei großen Unterschieden in der aktiven Fläche in verschiedenen Regionen des EMCAL nicht mehr miteinander vergleichbar sind.
- Die TPC hat keine defekten Ausleseammern
Die TPC rekonstruiert Impulse und Spuren geladener Teilchen. Es können nur *Runs* verwendet werden, in denen die TPC eingesetzt wird und im Bereich des EMCALs die dafür nötigen Daten aufgezeichnet hat.
- Der *Run* erfüllt die Qualitätsanforderungen der Studie zur Messung neutraler Mesonen [MBL⁺17]
Im Rahmen der Studie zur Messung neutraler Mesonen wurde eine umfangreiche QA der LHC12-Daten durchgeführt. Unter anderem wurden die Verteilungen der durchschnittlichen Clusterenergien, Zellen pro Cluster und λ_0^2 -Werte pro *Run* betrachtet. Die vorliegende Analyse verwendet nur *Runs*, die allen Kriterien dieser QA entsprechen.
- Die *L0* und *L1* EMCAL Trigger werden verwendet
Für die Analyse werden Cluster mit $E_T \geq 10$ GeV untersucht. Events mit diesen Clusterenergien kommen nur selten vor, weshalb ihre Statistik in *Minimum Bias* Daten zu gering für eine Analyse ist. Mit den EMCAL Triggern werden Events mit durchschnittlich höheren Clusterenergien als in den *Minimum Bias* Daten selektiert, wodurch eine bessere Statistik erzielt wird.
- Die Trigger zeigen das gleiche Verhalten in allen *Runs*
Während der Datennahme 2012 wurde der EMCAL *L1*-Trigger erstmalig über einen längeren Zeitraum eingesetzt. Wie im nächsten Kapitel beschrieben, gab es dabei in einigen *Runs* Auffälligkeiten, welche zum Ausschluss dieser *Runs* führten.

Die *Runs*, die diese Kriterien erfüllen, enthalten 22 Millionen Events, die den EMCAL *L0*-Trigger ausgelöst haben, und 0,94 Millionen Events, die den EMCAL *L1*-Trigger

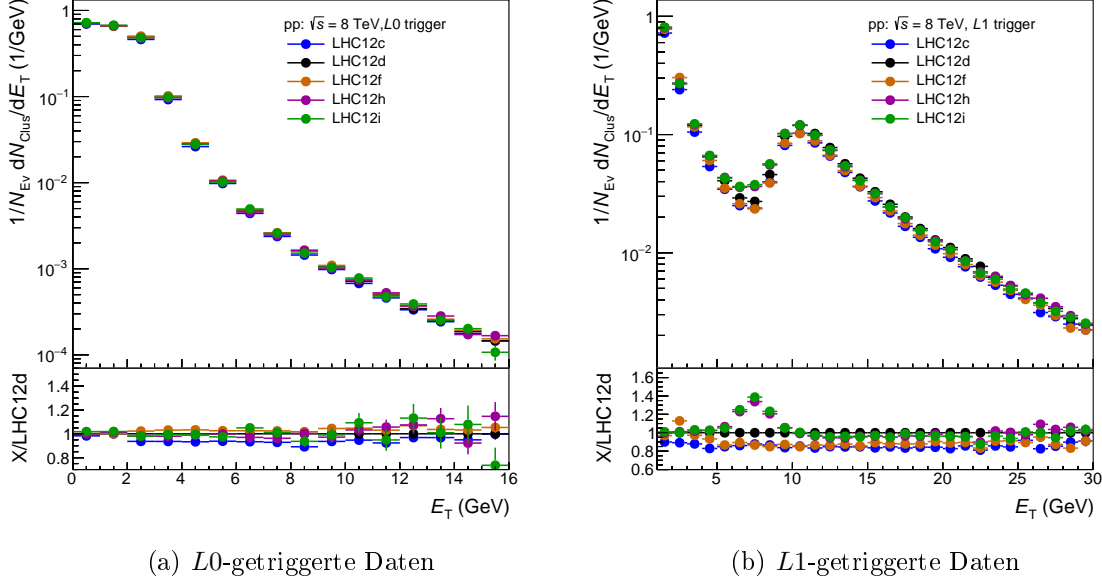
(a) $L0$ -getriggerte Daten(b) $L1$ -getriggerte Daten

Abbildung 3.1: E_T -Spektren der untersuchten Perioden sowie das Verhältnis zu Periode LHC12d.

(a) Mit Ausnahme des E_T -Spektrums von Periode LHC12c gleichen sich die E_T -Spektren der $L0$ -getriggerten Daten.

(b) Alle anderen E_T -Spektren der $L1$ -getriggerten Daten unterscheiden sich vom E_T -Spektrum von LHC12d.

auslösen. Eine Auflistung der analysierten *Runs* befindet sich in Anhang A.1. Wegen der höheren Triggerschwelle des $L1$ -Triggers lässt sich trotz der geringeren Anzahl an Events eine deutlich bessere Statistik bei hohen E_T als mit dem $L0$ -Trigger erzielen.

3.1.1.1 Triggerstabilität

Die beiden EMCal Trigger selektieren Events mit Clustern über einer bestimmten Energieschwelle. Im auf die Anzahl der Events normierten Spektrum der Clusterenergie E_T , im Folgenden E_T -Spektrum genannt, zeigt sich dies, indem es im Bereich der Triggerschwelle zu einem Anstieg der gemessenen Cluster kommt. Man bezeichnet dies als Trigger *Turn-On*-Kurve. Der *Turn-On* sollte für alle Perioden und *Runs* innerhalb statistischer Abweichungen gleich aussehen, da sich die Triggereinstellungen während der Datennahme nicht geändert haben. Ein Vergleich der E_T -Spektren verschiedener Perioden für den $L0$ Trigger (Abbildung 3.1(a)) zeigt, wie erwartet, für alle Perioden

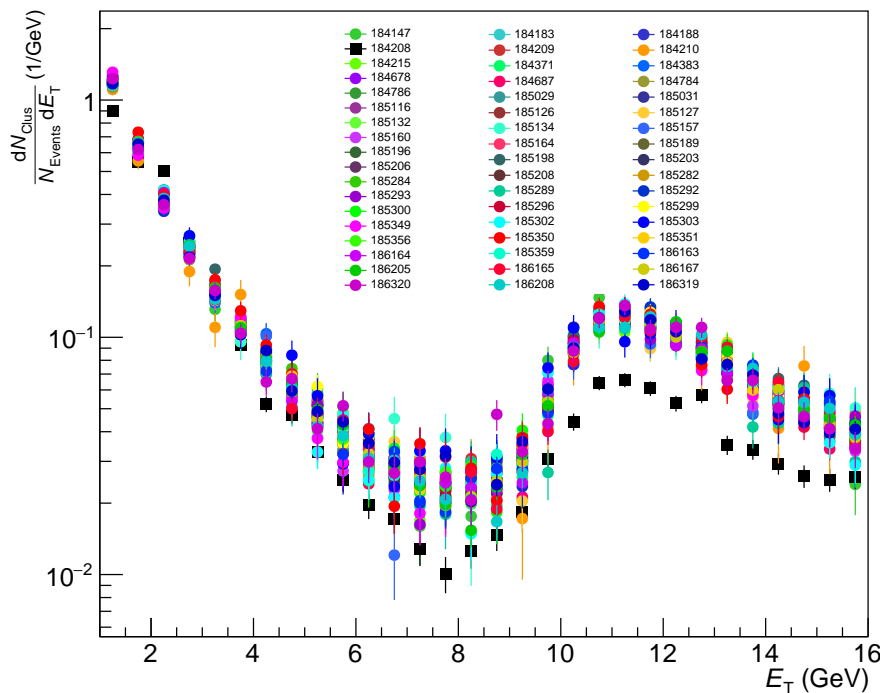


Abbildung 3.2: Die E_T -Spektren der einzelnen *Runs* aus Periode LHC12d. Im Rahmen statistischer Abweichungen sehen die Spektren ähnlich aus, mit Ausnahme von *Run* 184208. Aus der weiteren Analyse wird dieser *Run* ausgeschlossen.

einen *Turn-On* bei $E_T = 2$ GeV. Im unteren Teil der Abbildung ist das Verhältnis der E_T -Spektren zum E_T -Spektrum von Periode LHC12d gezeigt. Es fällt auf, dass das E_T -Spektrum von Periode LHC12c unterhalb der anderen Spektren liegt. Die Ursache dafür kann in dieser Analyse nicht geklärt werden. Da die prozentuale Abweichung für $E_T > 2$ GeV konstant ist, liegt die Vermutung nahe, dass es Unterschiede zwischen Periode LHC12c und den anderen analysierten Perioden beim Zählen der Events gibt. Dies wird bei den späteren Korrekturen berücksichtigt, weshalb die Periode trotzdem analysiert wird. Die anderen Perioden zeigen keine Auffälligkeiten und werden ebenfalls für die Analyse verwendet.

Bei den E_T -Spektren für den $L1$ -Trigger (Abb. 3.1(b)) sieht man für alle Perioden einen Anstieg bei der Triggerschwelle von $E_T = 8,5$ GeV. Auch hier ist das E_T -Spektrum von Periode LHC12c gegenüber den E_T -Spektren der anderen Perioden verschoben. Wie

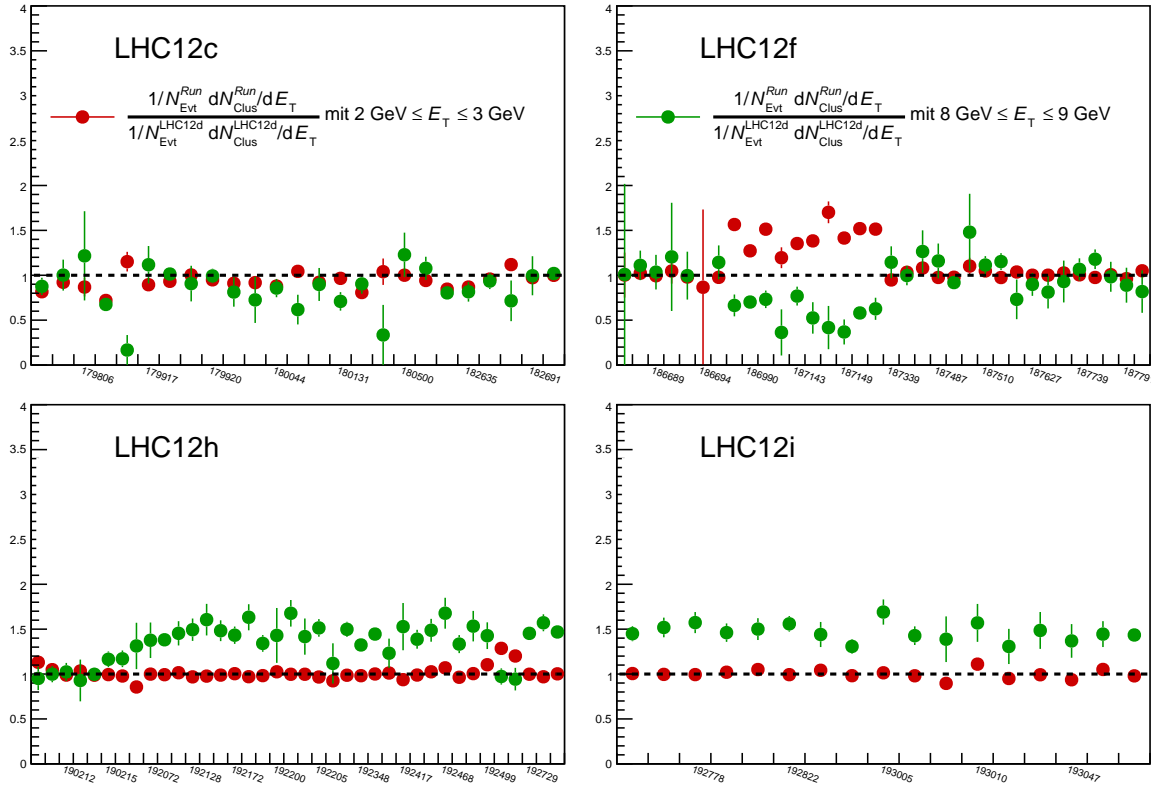


Abbildung 3.3: Verhältnisse der Cluster pro Event mit $2 \text{ GeV} \leq E_T \leq 3 \text{ GeV}$ und $8 \text{ GeV} \leq E_T \leq 9 \text{ GeV}$ als Funktion der *Runs* aus den Perioden LHC12c, LHC12f, LHC12h und LHC12i zu Periode LHC12d.

sich noch zeigen wird, eignen sich die *L1*-getriggerten Daten dieser Periode nicht für die Analyse. Darüber hinaus erkennt man Unterschiede zwischen den E_T -Spektren der Perioden in den Bereichen um $E_T = 8 \text{ GeV}$ und $E_T = 2 \text{ GeV}$. Zur weiteren Untersuchung werden die *Runs* einzeln betrachtet.

Abbildung 3.2 zeigt die E_T -Spektren der einzelnen *Runs* aus Periode LHC12d. Abgesehen von *Run* 184208, der aus der weiteren Analyse ausgeschlossen wird, lassen sich die Abweichungen vom Mittelwert aller *Runs* durch statistische Schwankungen erklären. Wegen der im Vergleich mit den anderen Perioden hohen Anzahl an Events in Periode LHC12d wird diese Periode im Folgenden als Referenz verwendet.

Abbildung 3.3 zeigt, für die auf der x-Achse aufgetragenen *Runs* der anderen Perioden, die Verhältnisse der Cluster pro Event bei $2 \text{ GeV} \leq E_T \leq 3 \text{ GeV}$ und $8 \text{ GeV} \leq E_T \leq 9 \text{ GeV}$ zu dieser Referenz. Deutlich erkennbar gibt es in Periode LHC12f mehrere

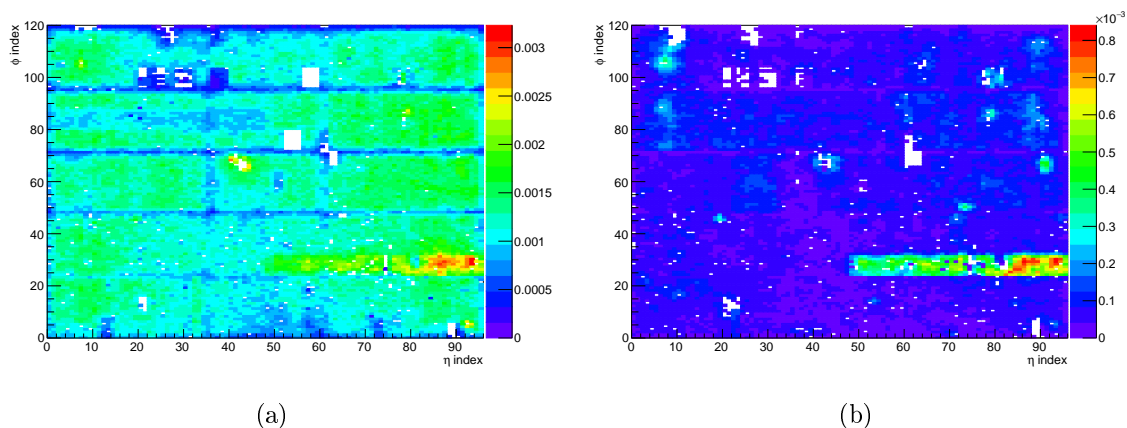


Abbildung 3.4: Event-normierte *Hitmaps* $L1$ -getriggerter Daten des EMCal in Periode LHC12i.

(a) *Hitmap* für Cluster aller Energien. Die horizontalen Streifen mit wenig *Hits* liegen um die Supermodulgrenzen. Man erkennt für ϕ -Indizes zwischen 24 und 32 und η -Indizes > 48 einen Bereich erhöhter Aktivität.

(b) *Hitmap* für E_T zwischen 6 GeV und 10 GeV. Es lässt sich eindeutig eine Zone erhöhter Aktivität ausmachen. Form und Lage dieser Zone entsprechen einer *Trigger Unit*.

aufeinanderfolgende *Runs*, die mehr Cluster pro Event bei $2 \text{ GeV} \leq E_T \leq 3 \text{ GeV}$, und weniger Cluster pro Event bei $8 \text{ GeV} \leq E_T \leq 9 \text{ GeV}$, als Periode LHC12d aufweisen. Der Überschuss an Clustern pro Event mit $2 \text{ GeV} \leq E_T \leq 3 \text{ GeV}$ korrespondiert mit der Triggerschwelle des $L0$ -Triggers, dessen Signal eine Voraussetzung für das Auslösen des $L1$ -Triggers darstellt. Die E_T -Spektren des $L0$ -Triggers der entsprechenden *Runs* zeigen jedoch keine Auffälligkeiten. Auch in Periode LHC12h gibt es zwei *Runs*, die mehr Cluster pro Event bei $2 \text{ GeV} \leq E_T \leq 3 \text{ GeV}$ als die Referenz besitzen, und ebenfalls keine Auffälligkeiten in ihren $L0$ -getriggerten E_T -Spektren zeigen. Außerdem wird in Abbildung 3.3 ersichtlich, dass alle anderen *Runs* ab *Run* 192072, Periode LHC12h, mehr Cluster pro Event bei $8 \text{ GeV} \leq E_T \leq 9 \text{ GeV}$ als Periode LHC12d haben.

Die weitere Untersuchung dieser *Runs* erfolgt anhand der Anzahl der *Hits*, womit die Deposition von Energie pro Zelle des EMCal bezeichnet wird. Die Darstellung der Zellen in η und ϕ mit ihren jeweiligen *Hits* wird auch als *Hitmap* bezeichnet. *Hitmaps* werden üblicherweise zur *QA* der EMCal Zellen erstellt, um problematische Zellen

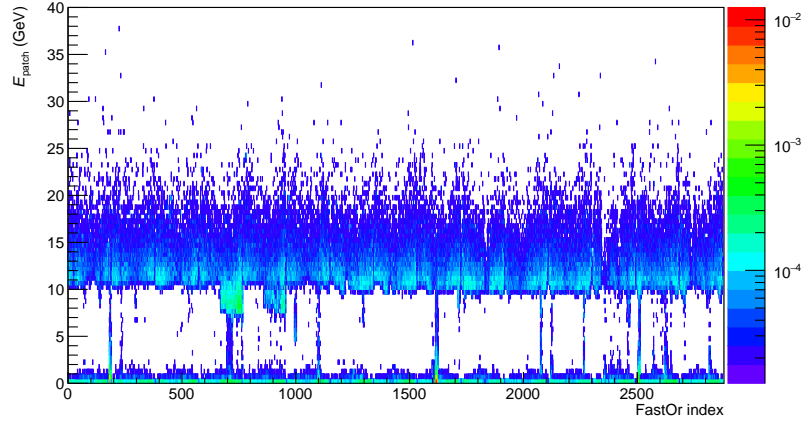


Abbildung 3.5: Anzahl der registrierten *L1-Patch*-Energien pro Event als Funktion der FastOrs in LHC12i.

zu identifizieren und gegebenenfalls aus den Analysen auszuschließen. Dies geschieht jedoch normalerweise in *Minimum Bias* Daten. Die *Hitmaps* der Daten in Periode LHC12f zeigen keine Auffälligkeiten, so dass letztendlich keine Erklärung für das abweichende Verhalten gegenüber den anderen Perioden gefunden werden kann. Aufgrund dessen werden die *Runs* von der Analyse ausgeschlossen. Dies bedeutet einen Verlust von 70.000 *L1*-getriggerten Events.

Deutlich mehr Statistik haben die *Runs* im Bereich ab *Run* 192072. Sie besitzen mehr als 600.000 Events und haben somit einen großen Anteil an der Gesamtstatistik. Abbildung 3.4 zeigt die *Hitmaps* für *L1*-getriggerte Daten aus Periode LHC12i. Auf den x- und y-Achsen sind die Indizes der EMCal-Zellen in η - und ϕ -Richtung aufgetragen, und die z-Achse zeigt die Anzahl der *Hits* pro Event. Weiße Bereiche entsprechen Zellen, die für die Analyse nicht zur Verfügung stehen. In Abbildung 3.4(a), welche *Hits* für Cluster aller Energien darstellt, zeichnet sich bereits ein Bereich erhöhter Aktivität (heiße Zone) ab. Bei Beschränkung auf $6 \text{ GeV} \leq E_T \leq 10 \text{ GeV}$, dargestellt in Abbildung 3.4(b), wird die heiße Zone noch deutlicher erkennbar. Die *Hitmaps* für die *Runs* ab *Run* 192072 in LHC12h besitzen die gleichen Merkmale. Da die *Runs* schon eine *QA* auf Zell-Basis überstanden haben, können Probleme mit den Zellen als Ursache ausgeschlossen werden. Lage und Form der heißen Zone entsprechen einer Trigger-Einheit, weshalb die wahrscheinlichste Erklärung für den Überschuss an Clustern pro Event mit $8 \text{ GeV} \leq E_T \leq 9 \text{ GeV}$ in den Perioden LHC12h und LHC12i die fehlerhafte Funktion

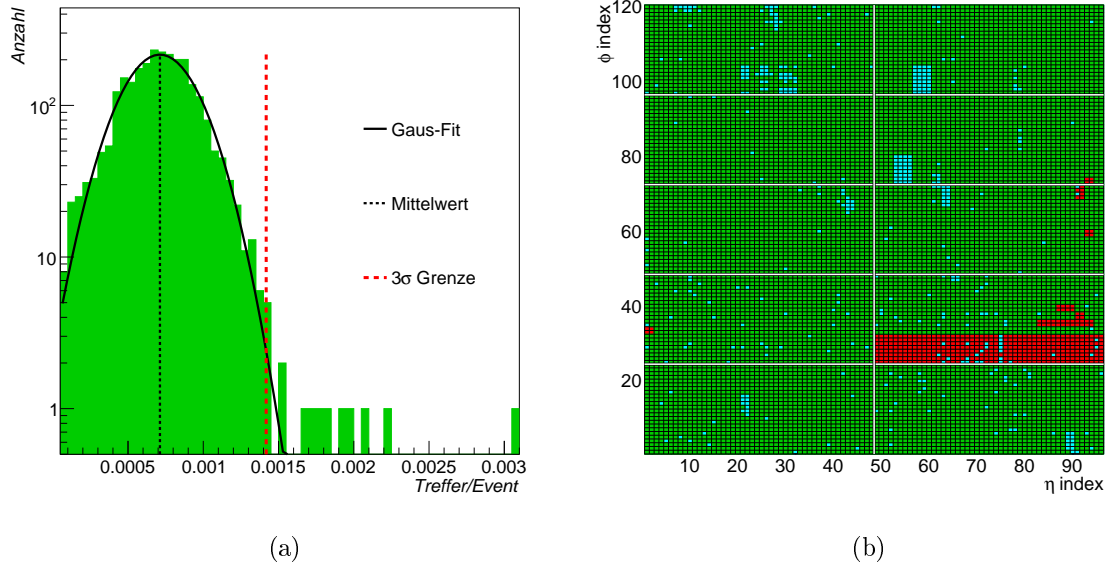


Abbildung 3.6: (a) Verteilung der Treffer pro Event für die FastOrs aus Periode LHC12i, ohne die FastOrs der problematischen Trigger Einheit. Alle FastOrs jenseits der 3σ Grenze werden ausgeschlossen. (b) Verteilung der schlechten FastOrs in Periode LHC12i auf dem EMCal. Eine FastOr-Einheit entspricht 2×2 Zellen. Rot: Schlechte FastOr-Einheiten. Blau: Schlechte Zellen. Grün: Gute FastOr-Einheiten und Zellen.

einer ebensolchen ist.

Zur genaueren Untersuchung werden nun die Untereinheiten der Trigger Einheit, die FastOrs, in den entsprechenden *Runs* betrachtet. Abbildung 3.5 zeigt für alle 2880 FastOr-Einheiten die Energien der *L1-patches* in den *Runs* aus Periode LHC12i für den Fall, dass die Trigger Bedingung erfüllt wurde. Wie zu erwarten, liegen die Energien der meisten FastOrs über der Triggerschwelle von $E_T = 8.5$ GeV. Deutlich erkennbar gibt es einige FastOrs, die auch bei kleineren Energien den Trigger ausgelöst haben. Dies kann beispielsweise vorkommen, wenn Cluster den Trigger ausgelöst haben, die später als exotisch identifiziert wurden. Der Bereich um FastOr-Einheit 700 entspricht der heißen Zone in der *Hitmap* aus Abbildung 3.4. Da diese Einheiten offensichtlich nicht richtig funktionierten, werden sie aus der weiteren Analyse ausgeschlossen. Dafür verwendet man einen Algorithmus, der die Informationen des *L1* Triggers für die nicht ausgeschlossenen FastOrs rekonstruiert. Nur wenn die rekonstruierten Informationen

für eine positive Triggerentscheidung ausreichen, wird das Event weiter analysiert. Neben den FastOrs im erwähnten Bereich sollen noch weitere auffällige Einheiten ausgeschlossen werden. Dies geschieht mithilfe der Verteilung der Treffer (entspricht einer positiven Triggerentscheidung) pro Event für Energien über 5 GeV. Da diese Verteilung nach Ausschluss der Trigger Einheit näherungsweise normalverteilt sein sollte, lässt sie sich mit einer Gauß-Funktion parametrisieren. Einheiten mit auffälligem Verhalten befinden sich weit entfernt vom Mittelwert und können somit identifiziert werden. Als Ausschlusskriterium wird eine Abweichung um mehr als drei Standardabweichungen vom Mittelwert definiert. Abbildung 3.6(a) zeigt die Verteilung für die *Runs* aus Periode LHC12i. 14 FastOrs liegen außerhalb des zulässigen Bereichs und werden für die weitere Analyse ausgeschlossen. Diese sind in Abbildung 3.6(b), welche die Zellen des EMCal in η - und ϕ -Richtung zeigt, rot markiert. Dabei entspricht ein FastOr einer Fläche von 2 x 2 Zellen. Die roten Bereiche tragen aber weiterhin zur Clusterbildung bei. Grün markierte Bereiche werden komplett für die Analyse verwendet, während die blau markierten Zellen ausgeschlossen sind.

Diese Parametrisierung wird auch für die restlichen Perioden durchgeführt. Dabei sehen die Ergebnisse für Periode LHC12h fast identisch aus, während in den anderen Perioden nur vereinzelt FastOrs ausgeschlossen werden. Die Ergebnisse der anderen Perioden befinden sich in Anhang A.2.

Nach dieser Trigger-*QA* unterscheiden sich die E_T -Spektren der Perioden LHC12d, LHC12f, LHC12h und LHC12i kaum voneinander, während Periode LHC12c immer noch deutlich weniger Cluster pro Event im gesamten E_T -Spektrum aufweist. Dies zeigt Abbildung 3.7. Um zu überprüfen, ob die *L1*-getriggerten Daten aus Periode LHC12c dennoch für die Analyse genutzt werden können, wird die Anzahl der Cluster mit $E_T > 14$ GeV pro Event betrachtet. Die Beschränkung auf Cluster mit $E_T > 14$ GeV sorgt dafür, dass der Trigger *Turn-On* keinen Einfluss auf die Anzahl der Cluster hat. Diese Anzahl sollte zwischen einzelnen *Runs* und zwischen den Perioden konstant sein, da sich die Trigger-Einstellungen nicht geändert haben. Nach den bisherigen Untersuchungen ist jedoch zu erwarten, dass die Werte für *Runs* aus Periode LHC12c unterhalb denen der anderen Perioden liegen. Abbildung 3.8 zeigt die Cluster mit $E_T > 14$ GeV pro Event für die einzelnen *Runs* aus den untersuchten Perioden. Wie man an den schwarzen Linien, die einer Parametrisierung mit einer konstanten Funktion pro Periode entsprechen, erkennen kann, liegen die Werte der *Runs* aus Periode LHC12c wie erwartet im Durchschnitt unterhalb der Werte aus den anderen Perioden. Problematischer sind jedoch die starken Fluktuationen der Werte in Periode LHC12c.

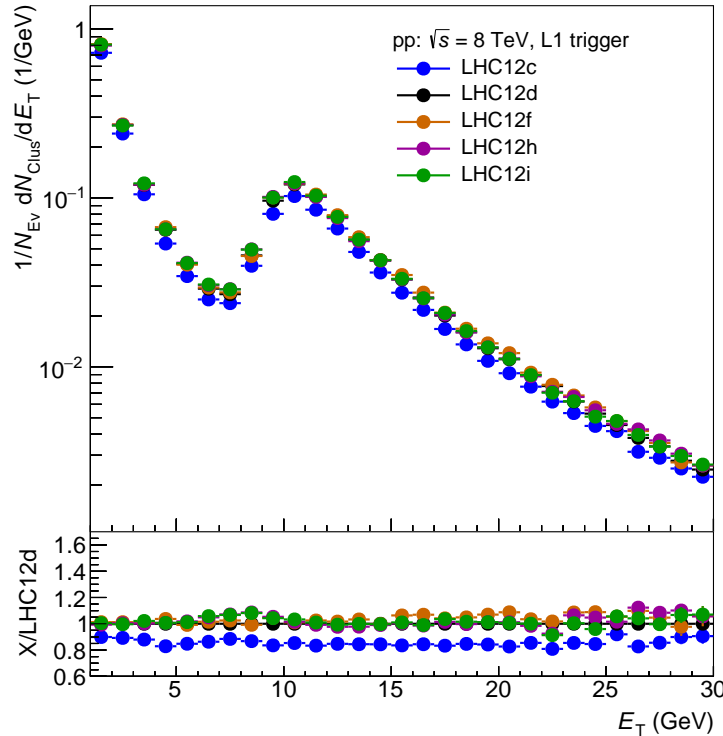


Abbildung 3.7: $L1$ Spektren der verschiedenen Perioden nach der Trigger- QA . Im Bereich $2 \text{ GeV} \leq E_T \leq 3 \text{ GeV}$ existieren keine nennenswerten Unterschiede mehr im Verlauf der Spektren. Die Unterschiede im Bereich $8 \text{ GeV} \leq E_T \leq 9 \text{ GeV}$ sind im Vergleich zu Abbildung 3.1 stark reduziert.

Aufgrund dieser Fluktuationen lassen sich die *Runs* nicht einheitlich analysieren, weshalb die kompletten $L1$ -getriggerten Daten aus Periode LHC12c nicht für die Analyse verwendet werden. Abgesehen davon gibt es in Abbildung 3.8 noch zwei weitere auffällige *Runs* in Periode LHC12h. Es handelt sich um die gleichen *Runs*, die auch schon in Abbildung 3.3 Auffälligkeiten zeigten, weswegen auch diese *Runs* von der Analyse ausgeschlossen werden.

Für die $L0$ -getriggerten Daten zeigt Abbildung 3.9 die Anzahl der Cluster mit $E_T > 10 \text{ GeV}$ pro Event. Auch hier liegen die Werte der *Runs* aus Periode LHC12c durchschnittlich unterhalb der Werte aus den anderen Perioden. Die Werte fluktuieren allerdings deutlich weniger als in den $L1$ -getriggerten Daten, weshalb keine *Runs* von der Analyse ausgeschlossen werden.

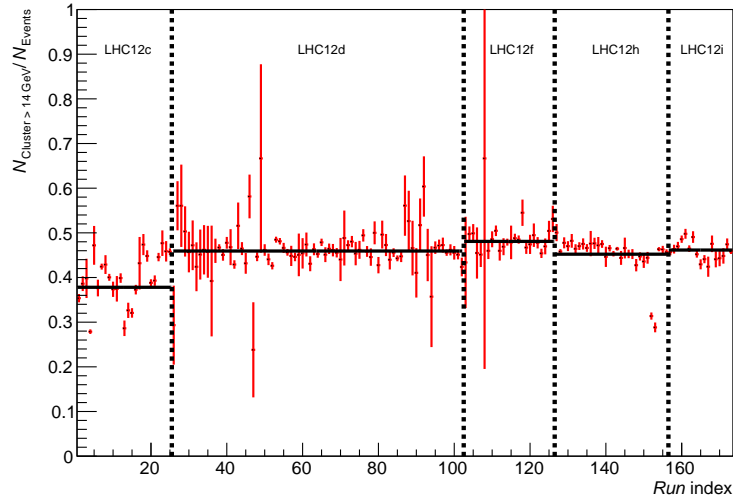


Abbildung 3.8: Anzahl der Cluster mit $E_T > 14$ GeV pro Event für alle *Runs* der *L1*-getriggerten Daten. Die gestrichelten Linien markieren die Grenzen der einzelnen Perioden. Die durchgezogenen schwarzen Linien entsprechen einer Parametrisierung mit einer konstanten Funktion.

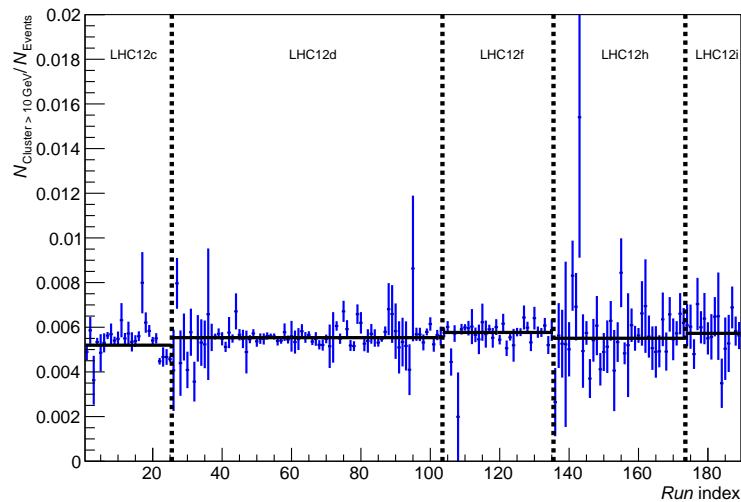


Abbildung 3.9: Anzahl der Cluster mit $E_T > 10$ GeV pro Event für alle *Runs* der *L0*-getriggerten Daten. Die gestrichelten Linien markieren die Grenzen der einzelnen Perioden. Die durchgezogenen schwarzen Linien entsprechen einer Parametrisierung mit einer konstanten Funktion.

Ergebnisse der Trigger-QA			
Periode	Auffällige <i>Runs</i>	Ausgeschlossen	Begründung
LHC12c	alle <i>Runs</i>	ja	Fluktuationen $\frac{N_{Clus.>14GeV}}{N_{Evt.}}$ (siehe Abbildung 3.8)
LHC12d	184208	ja	Auffälliges E_T -Spektrum (siehe Abbildung 3.2)
LHC12f	10 <i>Runs</i>	ja	Auffällige E_T -Spektren (siehe Abbildung 3.3)
LHC12h	2 <i>Runs</i>	ja	$\frac{N_{Clus.>14GeV}}{N_{Evt.}}$ zu klein (siehe Abbildung 3.8)
LHC12h	<i>Runs</i> ab 192072	nein	Nach FastOr- Ausschluss unauffällig
LHC12i	alle <i>Runs</i>	nein	Nach FastOr- Ausschluss unauffällig

Tabelle 3.1: Ergebnisse der Trigger-QA.

Alle Ergebnisse beziehen sich auf den $L1$ -getriggerten Datensatz.

Damit führt die Untersuchung des Trigger-Verhaltens nur im $L1$ -getriggerten Datensatz zum Ausschluss von *Runs* und, in einigen *Runs* aus den Perioden LHC12h und LHC12i, zum Ausschluss von FastOrs. Die Ergebnisse der Trigger-QA sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

3.1.2 Simulationen

Zur Berechnung der im nächsten Kapitel beschriebenen Korrekturen der Rekonstruktionseffizienz, Akzeptanz und der Untergrundkontamination der Daten benötigt man Monte-Carlo Simulationen (MC). Bei den beiden dafür verwendeten Simulationen unterscheidet man zwischen einer Signal-MC und einer Untergrund-MC. Die Signal-MC beschreibt harte Streuprozesse, bei denen ein promptes Photon und ein Jet generiert werden, die sich in entgegengesetzter Richtung (*back-to-back*) vom Interaktionspunkt entfernen. Sie wird im Folgenden als Gamma-Jet-MC (GJ) bezeichnet. Die Untergrund-MC beschreibt harte Streuprozesse, in denen zwei Jets *back-to-back* produziert werden. Dementsprechend werden sie als Jet-Jet-MC (JJ) bezeichnet.

Zum Zeitpunkt der Analyse gibt es keine ALICE-zentrale GJ-Simulation für den un-

tersuchten Datensatz, weshalb eine GJ-MC im Rahmen dieser Arbeit erstellt wird. Die Konfiguration dieser Simulation entspricht der Proton-Proton GJ-Produktion bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ ¹. Sie verwendet Pythia 6 zur Erzeugung der Kollisionen, und GEANT 3 zur Berechnung des Detektorverhaltens. Dabei wird gefordert, dass in jeder Kollision das prompte Photon in der Akzeptanz des EMCal landet. Die Änderungen gegenüber der $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ Simulation bestehen in einer auf $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ erhöhten Kollisionsenergie, und in der Konfiguration der Detektoreinstellungen, die den insgesamt 14 simulierten *Runs* aus dem untersuchten Datensatz angepasst wurden.

Eine ALICE-zentrale JJ-Simulation für LHC12 existiert zwar bereits, verwendet aber eine andere Pythia-Version. Um konsistent mit der GJ-Simulation zu sein, wird im Rahmen dieser Arbeit auch eine neue JJ-Simulation produziert. Diese Simulation entspricht der JJ-Simulationen bei $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ ², die ebenfalls Pythia 6 und GEANT 3 verwendet. Außerdem wird gefordert, dass mindestens ein Photon aus einem π^0 - oder η -Zerfall auf dem EMCal landet. Die JJ-Simulation wird mit den gleichen *Runs* wie die GJ-Simulation durchgeführt.

Tabelle 3.2 zeigt eine Übersicht der simulierten *Runs* und ihrer jeweiligen Statistik. Die relative Anzahl an Events pro Periode entspricht dabei ungefähr der relativen Anzahl an Events der Perioden an den gesamten Events im *L1*-getriggerten Datensatz. Zur Beschreibung des *L0*-getriggerten Datensatzes werden die *Runs* 192349, 192729, 192772 und 192822 nicht verwendet, damit die Verteilung der Events besser mit den Daten übereinstimmt. Für die Beschreibung des *L1*-getriggerten Datensatzes werden die *Runs* 179918 und 182692, die beide aus Periode LHC12c stammen, nicht berücksichtigt.

Um für die Simulationen mit geringer Rechenzeit eine gute Statistik über den gesamten Transversalenergiebereich zu erhalten, produziert man sie in sogenannten *hard bins*. Dafür lässt man in den einzelnen *hard bins* nur bestimmte Werte für Transversalimpulsüberträge in den Stößen der simulierten Kollisionen zu, skaliert die *hard bins* mit ihrer integrierten Luminosität, und fügt sie danach zusammen, um den Wirkungsquerschnitt des simulierten Prozesses zu erhalten. In der GJ-Simulation entsprechen die *hard-bin*-Grenzen denjenigen der $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ Simulation, während für die JJ-Simulation eigene Grenzen definiert werden. Dies liegt daran, dass in den $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ JJ-Referenzproduktionen zwei Simulationen unterschiedliche Transversalenergiebereiche abdecken sollen, während für diese Arbeit nur eine Simulation mit guter Statistik

¹Produktion LHC13e4

²Produktionen LHC14k1a/b

<i>Run</i>	$N_{\text{Events}}^{\text{GJ}} (10^6)$	$N_{\text{Events}}^{\text{JJ}} (10^6)$
179918	0,85	1,19
182692	1,22	1,56
184215	1,26	1,07
185029	0,98	1,55
185356	1,33	1,96
186167	1,09	1,48
187488	0,88	1,28
187623	0,94	1,15
192073	1,21	1,67
192349	2,21	3,00
192729	2,15	2,58
192772	0,94	1,31
192822	0,95	0,76
193051	1,03	0,96

Tabelle 3.2: Statistik der simulierten *Runs* in den Gamma-Jet und Jet-Jet Produktionen

im gesamten untersuchten Bereich produziert wird. Tabelle 3.3 listet die *hard-bin*-Grenzen der beiden Simulationen auf.

Für die integrierte Luminosität der einzelnen *hard bins* gilt:

$$\mathcal{L} = \frac{\sum_{\text{events}} \sigma_{\text{event}}}{\sum_{\text{events}} n_{\text{trials}}} N_{\text{events}}$$

Dabei beschreibt σ_{event} den Wirkungsquerschnitt eines Events, n_{trials} die Anzahl der Versuche, bis ein Event im gewünschten *hard-bin*-Intervall generiert wurde, und N_{events} die Anzahl der generierten Events. Tabelle 3.3 zeigt die integrierten Luminositäten der verschiedenen *hard bins* beider Simulationen.

Abbildung 3.10 zeigt die gewichteten Wirkungsquerschnitte der simulierten Prozesse der einzelnen *hard bins*, sowie deren Summe. Bei den *hard bins* der GJ-MC erkennt man, dass ihre Wirkungsquerschnitte bei den E_{T} -Werten, die den $p_{\text{T}}^{\text{hard}}$ -Werten der simulierten Events entsprechen, ansteigen. Dies lässt sich damit erklären, dass die in den harten Prozessen erzeugten prompten Photonen ohne Energieverlust aus den Kol-

<i>hard bin</i>	GJ- p_T^{hard} (GeV/ c)	\mathcal{L}_{GJ} (mb $^{-1}$)	JJ- p_T^{hard} (GeV/ c)	\mathcal{L}_{JJ} (mb $^{-1}$)
1	5-11	1.6951e-04	5-7	3.0075e-03
2	11-21	2.1343e-05	7-10	4.4225e-03
3	21-36	3.0917e-06	10-14	4.2676e-03
4	36-57	5.4253e-07	14-19	3.2883e-03
5	57-84	1.1162e-07	19-26	2.5033e-03
6	84-117	2.7523e-08	26-35	1.5270e-03
7	-	-	35-48	9.0645e-04
8	-	-	48-66	4.3421e-04
9	-	-	66-88	1.6881e-04
10	-	-	88- ∞	1.0443e-04

Tabelle 3.3: *Hard-bin*-Grenzen und berechnete Luminositäten der Gamma-Jet- und Jet-Jet-Produktionen

lisionen hervorgehen und, abgesehen von Wechselwirkungen mit den anderen ALICE-Detektoren, ihre gesamte Energie auf dem EMCal deponieren können. Andere Teilchen spielen nur eine untergeordnete Rolle, da die *back-to-back* produzierten Jets nicht auf das EMCal treffen. Die Wirkungsquerschnitte der einzelnen JJ-*hard bins* zeigen dagegen einen stetig abfallenden Verlauf, da die Teilchen hier erst in Fragmentationsprozessen entstehen, und durch Wechselwirkungen mit anderen Teilchen des Events ihre Energie abgeben können.

Um die beiden Simulationen zu einer Simulation zu kombinieren, die gleichzeitig das Signal und den Untergrund der Daten beschreibt, müssen sie noch skaliert werden. Wie die Skalierungsfaktoren berechnet werden, wird in Kapitel 3.3.2.1 beschrieben.

3.1.2.1 Unterschiede zwischen Daten und Simulationen

Wie sich beim Vergleich von Simulationen und Daten herausstellt, wird der Formparameter λ_0^2 in Simulationen nicht richtig beschrieben. Abbildung 3.11(a) zeigt das auf das Integral normierte λ_0^2 -Spektrum der Cluster mit $10 \text{ GeV} < E_T \leq 14 \text{ GeV}$ in Daten und Simulationen. Man erkennt für $\lambda_0^2 < 0,5$ deutliche Unterschiede zwischen der unkorrigierten Simulation und den Daten. In den Daten gibt es prozentual mehr Cluster mit $0,22 \leq \lambda_0^2 < 0,5$, und weniger Cluster mit $\lambda_0^2 < 0,22$. Die Ursache dafür ist noch nicht gut verstanden. Ein Grund scheint zu sein, dass die Datenaufzeichnung

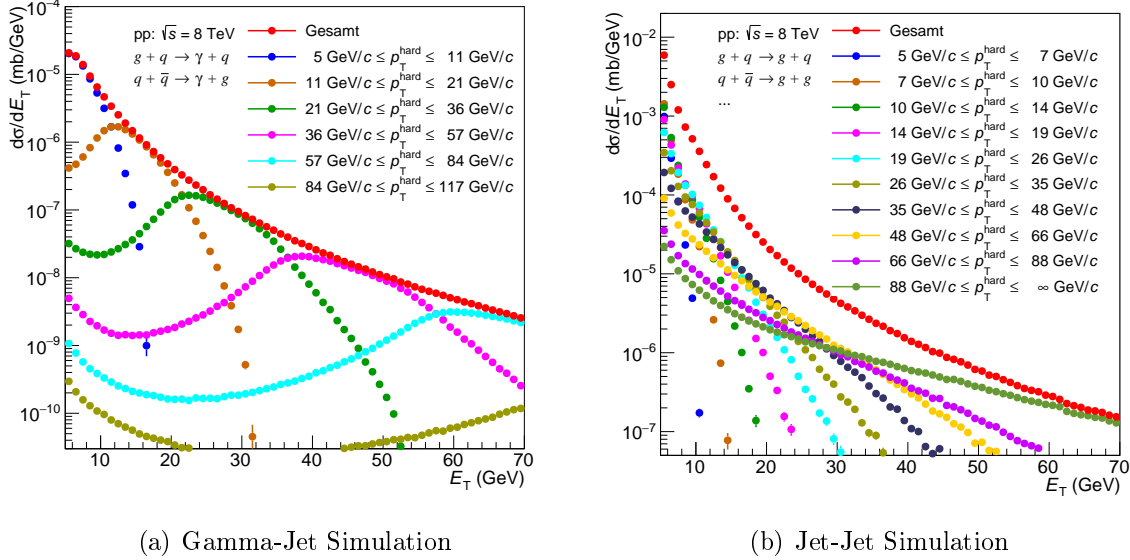


Abbildung 3.10: Die skalierten *hard bins* der beiden MC Produktionen sowie deren Summe.

benachbarter Zellen des EMCal nicht vollständig unabhängig voneinander geschieht. Eine Zelle, in deren Nachbarzelle eine hohe Energiedeposition stattfindet, registriert mit höherer Wahrscheinlichkeit ebenfalls eine Energiedeposition, wenn beide Zellen an die gleiche Ausleseelektronik angeschlossen sind. Dies wird auch als *cross-talk* bezeichnet. Es wird vermutet, dass innerhalb der Ausleseeinheiten eine Beeinflussung stattfindet. Die Untersuchung der Ursachen dafür findet weiterhin statt, ist aber nicht Teil dieser Analyse.

Um die Unterschiede zwischen Daten und Simulationen auszugleichen, wird die λ_0^2 -Verteilung der Cluster in den Simulationen verschmiert. Die Verschmierungsfunktion wurde im Rahmen der Analyse isolierter Photonen bei $\sqrt{s} = 7$ TeV, im Folgenden auch als 7 TeV Analyse bezeichnet, bestimmt [MGL⁺16]. Dabei zeigte sich, dass eine Verschmierung mit einer Landau-Funktion mit Breite $\sigma = 0,005$ eine gute Übereinstimmung mit den Daten im gesamten E_T -Bereich erzeugt. Diese Verschmierung wird im Folgenden als Standard bezeichnet und auf die Simulationen angewandt. Um nur Cluster mit kleinen λ_0^2 -Werten zu verschmieren, wendet man die Verschmierung nur auf Cluster mit einem lokalen Maximum an. Dazu addiert man den zufällig generierten Wert der Landau-Funktion auf den λ_0^2 -Wert dieser Cluster, wodurch eine Verbreiterung

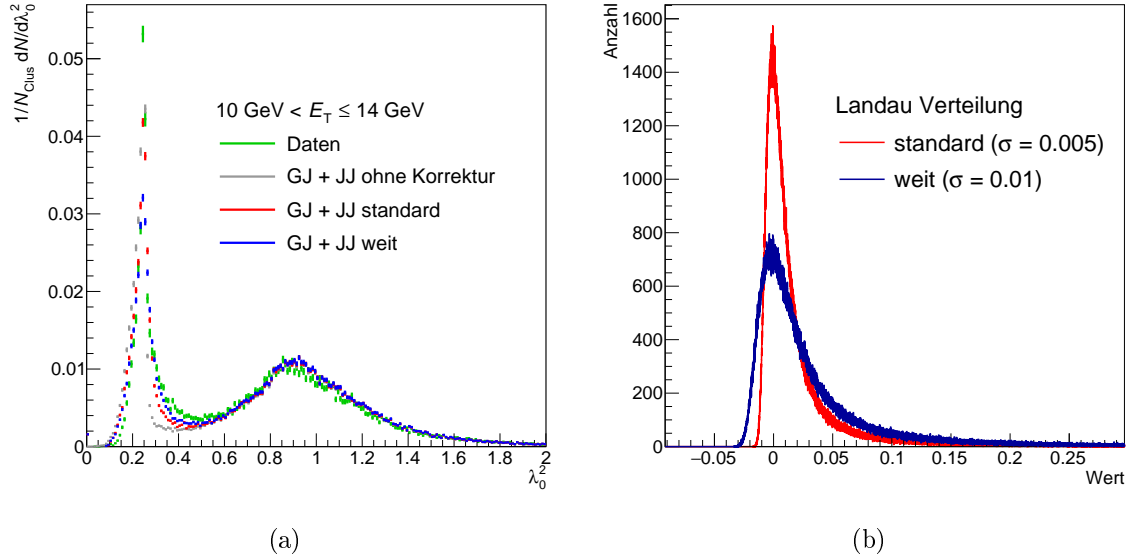


Abbildung 3.11: (a) λ_0^2 Verteilung in Daten und Simulationen mit und ohne Verschmierung. (b) Zufällig generierte Werte der zur Verschmierung der Simulationen verwendeten Landau-Funktionen mit Breite 0,005 und 0,01.

der Verteilung und eine Erhöhung des durchschnittlichen λ_0^2 Wertes erreicht wird. Eine zweite Verschmierung mit einer Landau-Funktion mit Breite $\sigma = 0,01$, die im Folgenden als weite Verschmierung bezeichnet wird, zeigt in einigen E_T -Bins eine bessere Übereinstimmung mit den Daten. Abbildung 3.11(a) zeigt die Auswirkungen der beiden Verschmierungen auf das λ_0^2 -Spektrum der MC. Für λ_0^2 zwischen 0,3 und 0,5 reproduziert die Simulation mit der weiten Verschmierung die Daten besser als die Standard-Verschmierung, das Maximum bei $\lambda_0^2 = 0,22$ wird dagegen mit der Standard-Verschmierung besser reproduziert. Die weite Verschmierung wird deshalb zur Abschätzung der systematischen Unsicherheit verwendet.

3.2 Unkorrigiertes Spektrum isolierter Photonen

3.2.1 Kriterien für isolierte Photonen

Der erste Schritt in der Analyse isolierter Photonen (γ^{iso}), besteht in der Identifizierung der Cluster von Photonen. Wie in Kapitel 2.2.3 beschrieben, registriert das EMCAL auch

Energiedepositionen anderer Teilchen. Diese sollen nun durch folgenden Kriterien, auch *Cuts* genannt, ausgeschlossen werden.

- Die Clusterzeit darf nicht mehr als 30 ns betragen
Als Clusterzeit bezeichnet man den zeitlichen Abstand der Energiedeposition in der höchstenergetischen Zelle im Cluster vom Kollisionszeitpunkt. Während der Datennahme am LHC kann es vorkommen, dass Cluster aus verschiedenen *bunches* demselben Event zugeordnet wurden, da die *bunches* sehr kurze zeitliche Abstände haben. 2012 betrug der Abstand 50 ns. Durch das Clusterzeit-Kriterium werden somit Cluster aus anderen *bunches* ausgeschlossen.
- Der Cluster muss aus mindestens 2 Zellen bestehen
Auch nach der Identifizierung schlechter Zellen während der *QA* verbleiben Zellen im Datensatz, die Energiedepositionen registrieren, denen kein Teilchen zugrunde liegt. Ein Grund dafür könnte beispielsweise ein Problem mit der Ausleseelektronik sein. Um dadurch nicht die Messung zu verfälschen, werden Cluster mit nur einer Zelle ausgeschlossen. Des Weiteren wird damit ein großer Teil der exotischen Cluster ausgeschlossen.
- Der Cluster muss mindestens eine Zelle Abstand zu einer schlechten Zelle haben
Zellen, die keine oder weit vom Mittelwert aller Zellen liegende Transversalenergien oder *Hits* aufzeichnen, werden als schlecht bezeichnet. Wie bereits erwähnt, gibt es Korrelationen in den Aufzeichnungen benachbarter Zellen, weswegen schlechte Zellen die Messungen guter Zellen beeinflussen können. Durch die Forderung eines Mindestabstandes der Cluster von einer schlechten Zelle wird dies unterdrückt. Außerdem kann die Energie, die ein Teilchen in einer schlechten Zelle deponiert, nicht rekonstruiert werden. Dadurch können Clustern in den benachbarten Zellen falsche Energien zugeordnet werden.
- Der Cluster muss mehr als 400 MeV Energie haben
Trotz der beiden vorherigen Kriterien kann es noch Cluster geben, die durch elektronisches Rauschen verursacht werden. Da das EMCal außerdem bei höheren Energien eine bessere Energieauflösung hat als bei kleinen Energien, werden nur Cluster mit mindestens 400 MeV analysiert. Dafür muss mindestens eine Zelle die *seed energy* von 300 MeV überschreiten, und es muss mindestens eine weitere Zelle mit mehr als 100 MeV zum Cluster gehören. Zellen mit weniger als 100 MeV Energie werden bei der Clusterbildung nicht berücksichtigt.

Cluster-Zeit	$ t_{\text{Cluster}} < 30 \text{ ns}$
Anzahl Zellen	$N_{\text{Zellen}} > 1$
Abstand zu defekten Zellen	$N_{\text{Zellen}} \geq 1$
Cluster-Energie	$E_{\text{Cluster}} \geq 400 \text{ MeV}$
Exotische Cluster	$E_{\text{Zelle}}/E_{\text{Kreuz}} \leq 0,97$
Anzahl lokaler Maxima	$\text{NLM} \leq 2$
Abstand zu geladener Spur	$\Delta\eta \geq 0,02, \Delta\phi \geq 0,03$

Tabelle 3.4: Zusammenfassung der Cluster-Kriterien

- Der Cluster darf maximal zwei lokale Maxima haben

Cluster mit ein oder zwei lokalen Maxima stammen fast immer von einzelnen Photonen oder dem Zerfall von Mesonen in zwei Photonen, während Cluster mit mehr als zwei Maxima aus Zerfallsprodukten mehrerer Teilchen, die mit geringem Abstand zueinander auf der EMCal Oberfläche landen, entstehen. Dies beeinflusst die λ_0^2 -Verteilung der Cluster, wodurch einige Annahmen, die im Laufe der Analyse gemacht werden, nicht mehr gerechtfertigt wären.

- Der Cluster darf nicht exotisch sein

Der *cross-talk* der Zellen führt dazu, dass exotische Cluster aus mehreren Zellen bestehen, obwohl nur in einer Zelle Energie deponiert wird. Zur Identifizierung dieser Cluster wird die Energie einer Zelle mit der Energie ihrer vier nächsten Nachbarzellen verglichen. Wenn die untersuchte Zelle mehr als 97% der Gesamtenergie aller fünf Zellen besitzt, gilt der Cluster als exotisch und wird ausgeschlossen.

- Der Cluster darf nicht von einem geladenen Teilchen stammen

Auch geladene Hadronen und Leptonen deponieren Energie im EMCal. Insbesondere Elektronencluster sind nicht von Photonenclustern zu unterscheiden. Die Cluster geladener Teilchen werden unterdrückt, indem die Abstände $\Delta\eta$ und $\Delta\phi$ der durch die TPC rekonstruierten Spuren geladener Teilchen zu den Clustern auf dem EMCal gemessen werden (*Track-Matching*). Bei einem Abstand von weniger als $\Delta\eta = 0,02$ und $\Delta\phi = 0,03$ werden die Cluster ausgeschlossen.

Tabelle 3.4 zeigt eine Zusammenfassung dieser Kriterien. Mit diesen Kriterien soll sichergestellt werden, dass nur Photonen-Cluster analysiert werden. Es gibt allerdings,

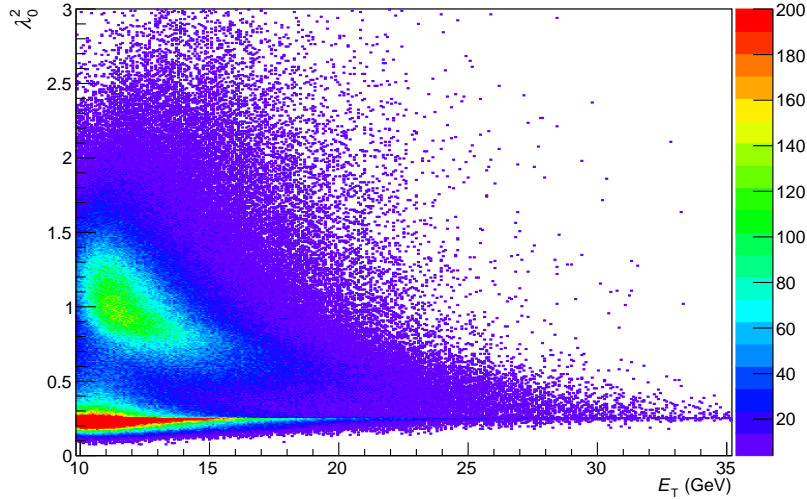


Abbildung 3.12: Clusterverteilung in λ_0^2 und E_T für neutrale Cluster in beiden Datensätzen. Im oberen Bereich befinden sich überwiegend Cluster, die aus der Kombination mehrerer Einzelcluster bestehen, während sich im unteren Bereich hauptsächlich Cluster einzelner Photonen befinden.

wie in Kapitel 1.4 beschrieben, verschiedene Prozesse, in denen Photonen produziert werden. In der vorliegenden Analyse sollen prompte Photonen gemessen werden, weshalb alle anderen Prozesse den Untergrund bilden. Den größten Beitrag liefern dabei Zerfallsphotonen aus π^0 - und η -Zerfällen. Die Cluster der π^0 -Zerfallsphotonen entstehen bei $E_T > 10$ GeV typischerweise so nahe beieinander auf der EMCAL Oberfläche, dass sie als ein einzelner Cluster mit elliptischer Form rekonstruiert werden. Dementsprechend ordnet man diesen Cluster ein größeres λ_0^2 zu. Dies zeigt Abbildung 3.12, in der die Cluster in Abhängigkeit von E_T und λ_0^2 aufgetragen sind. Es lassen sich hierbei zwei Bereiche unterscheiden, der obere Bereich bei $\lambda_0^2 > 0,5$, und der untere Bereich bei $\lambda_0^2 \leq 0,5$. Die Struktur im oberen Bereich entsteht, weil bei kleinen Transversalenergien die Cluster der Zerfallsphotonen einen relativ großen Abstand zueinander haben, aber dennoch als ein Cluster registriert werden. Bei größeren E_T wird der Abstand der Cluster kleiner, woraus kleinere λ_0^2 -Werte resultieren. Damit ähneln sie bei hohen Energien den Clustern einzelner Photonen, die im unteren Bereich zu finden sind. Die Cluster einzelner Photonen haben über den gesamten Transversalenergiebereich kleine λ_0^2 Werte mit einem Häufungsmaximum bei 0,25. Um potenzielle Cluster

isolierter Photonen von den Clustern zweier Zerfallsphotonen zu trennen, müssen die Cluster isolierter Photonen das Kriterium $\lambda_0^2 < 0,3$ erfüllen³. Dabei wird für ein besseres Untergrund-Signal-Verhältnis in Kauf genommen, dass auch ein kleiner Teil des Signals ausgeschlossen wird.

Darüber hinaus müssen isolierte Photonen, wie in Kapitel 1.5 beschrieben, ein Isolationskriterium erfüllen. Die Bestimmung der Transversalimpulse zur Berechnung der *isolation cone energy* E_T^{iso} erfolgt dabei auf unterschiedliche Weise für geladene und ungeladene Teilchen. Ungeladene Teilchen werden über die Clusterenergien auf dem EMCal gemessen, wobei die oben beschriebenen *cuts* angewandt werden, mit Ausnahme des *cuts* auf die Anzahl lokaler Maxima. Damit bleiben Cluster von Photonen übrig, deren Impuls leicht aus der Energie berechnet werden kann. Für geladene Teilchen werden die Impulsinformationen aus der TPC verwendet, da die TPC Impulse geladener Hadronen deutlich präziser bestimmen kann als das EMCal. Die *isolation cone energy* berechnet sich somit über:

$$E_T^{\text{iso}} = \left(\sum_R E_T^{\text{neutral}}/c + p_T^{\text{geladen}} \right) - E_T^\gamma/c \quad (3.1)$$

E_T^γ bezeichnet dabei die Transversalenergie des untersuchten Photons. Als Isolationskriterium wird in der vorliegenden Analyse $E_T^{\text{iso}} < 2 \text{ GeV}/c$ in einem *isolation cone* mit Radius $R = 0,4$ verwendet. Es handelt sich hierbei um die gleichen Werte, die in der 7 TeV Analyse verwendet werden. Dort wurden zur Bestimmung dieser Werte detaillierte Tests zur Effizienz der Detektion isolierter Photonen, sowie zur Reinheit des gemessenen Signal, durchgeführt [MGL⁺16].

Da für die Messung isolierter Photonen der *isolation cone radius* vollständig auf dem EMCal liegen muss, wird die Detektionsfläche für isolierte Photonen stark eingeschränkt. Außerdem werden die äußersten Zellen des EMCal nicht zur Berechnung von E_T^{iso} verwendet, da sie aufgrund ihrer Lage weniger Möglichkeiten zur Clusterbildung haben, und die Energie ihrer Cluster oft nicht die Energie des zu messenden Teilchens widerspiegelt. Anstatt der gesamten Akzeptanz des EMCal stehen deshalb

³In der Analyse isolierter Photonen bei $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ wird ein E_T -abhängiger Wert für λ_0^2 verwendet. Der Grund dafür ist der Unterschied der λ_0^2 -Verteilung in Daten und MC, der insbesondere bei kleineren E_T dazu führt, dass die Rekonstruktionseffizienz überschätzt wird. Dies wird jedoch durch die Verschmierung der λ_0^2 Verteilung größtenteils ausgeglichen, und durch die Variation der λ_0^2 -Grenze in den Systematiken berücksichtigt.

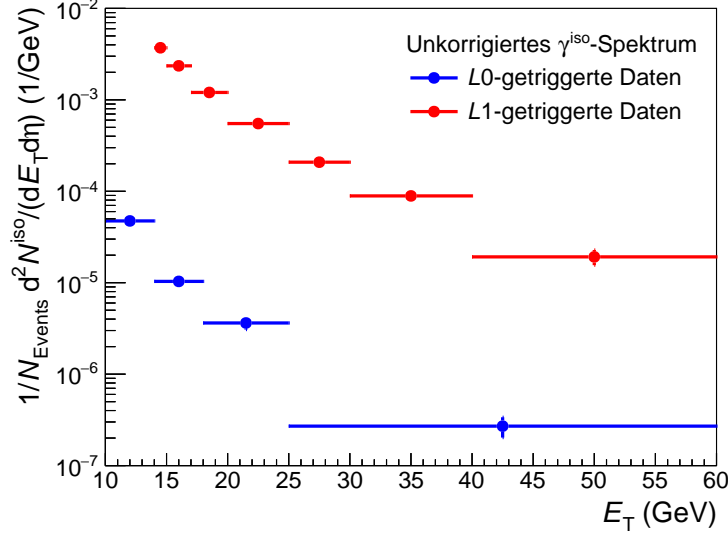


Abbildung 3.13: Unkorrigierte Spektren isolierter Photonen des $L0$ - und $L1$ -getriggerten Datensatzes.

nur $\Delta\eta = 0,54$ und $\Delta\phi = 0,9$ für die Messung isolierter Photonen zur Verfügung. Mit diesen Kriterien lassen sich die gemessenen isolierten Photonen beschreiben als:

$$\frac{dN_{\text{Messung}}^{\text{iso}}}{dE_T} = \iint_{\text{Akzeptanz}} \frac{d^3 N^{\text{iso}}}{dE_T d\eta d\phi} d\eta d\phi = \Delta\eta \Delta\phi \frac{d^3 N^{\text{iso}}}{dE_T d\eta d\phi} \quad (3.2)$$

Dabei steht $\frac{dN_{\text{Messung}}^{\text{iso}}}{dE_T}$ für die potenziellen isolierten Photonen, die alle vorher beschriebenen Kriterien erfüllen, pro E_T -Intervall. $\frac{d^3 N^{\text{iso}}}{dE_T d\eta d\phi}$ beschreibt die wahren isolierten Photonen in einem bestimmten Raumwinkel- und E_T -Bereich.

Das unkorrigierte Spektrum isolierter Photonen wird definiert als:

$$\frac{1}{N_{\text{Evt}}} \frac{d^2 N^{\text{iso}}}{dE_T d\eta} = \frac{1}{N_{\text{Evt}}} \int_0^{2\pi} \frac{d^3 N^{\text{iso}}}{dE_T d\eta d\phi} d\phi \quad (3.3)$$

Hierbei bezeichnet N_{Evt} die Anzahl der untersuchten Events. Unter Verwendung von $\int_0^{2\pi} d\phi = 2\pi$ erhält man mit diesen beiden Gleichungen für das unkorrigierte Spektrum isolierter Photonen:

$$\frac{1}{N_{\text{Evt}}} \frac{d^2 N^{\text{iso}}}{dE_T d\eta} = \frac{1}{N_{\text{Evt}}} \frac{2\pi}{\Delta\eta \Delta\phi} \frac{dN_{\text{Messung}}^{\text{iso}}}{dE_T} \quad (3.4)$$

Abbildung 3.13 zeigt die unkorrigierten Spektren isolierter Photonen aus den $L0$ - und $L1$ -getriggerten Daten als Funktion von E_T . Man erkennt, dass der $L1$ -getriggerte

Datensatz deutlich mehr Statistik bietet. Aufgrund des *Turn-Ons* des $L1$ -Triggers sind Messungen isolierter Photonen für $E_T < 14$ GeV jedoch nicht sinnvoll. Für den E_T -Bereich von 10 GeV bis 14 GeV wird deshalb der $L0$ -getriggerte Datensatz benötigt.

3.3 Korrigiertes Spektrum isolierter Photonen

Die Korrekturen des unkorrigierten Spektrums isolierter Photonen lassen sich folgendermaßen darstellen:

$$\frac{d^2 N_{\gamma_{iso}}}{N_{Evt} dE_T d\eta} = \frac{1}{N_{Evt}} \frac{d^2 N^{iso}}{dE_T d\eta} \cdot \frac{p(E_T)}{\epsilon(E_T)} \quad (3.5)$$

Dabei bezeichnet $\frac{1}{N_{Evt}} \frac{d^2 N^{iso}}{dE_T d\eta}$ das im vorherigen Abschnitt definierte unkorrigierte Spektrum isolierter Photonen, $p(E_T)$ ein Maß für die Untergrundkontamination (*purity*, vgl. dazu Details in Abschnitt 3.3.2), und $\epsilon(E_T)$ für die kombinierte Rekonstruktions- und Triggereffizienz-Korrektur (vgl. dazu Details in Abschnitt 3.3.1). Das finale korrigierte Spektrum isolierter Photonen wird durch den Mittelwert aus n korrigierten Spektren mit Variationen der Korrekturen p und ϵ bestimmt, um Unsicherheiten bei den Korrekturen auszugleichen.

$$\frac{d^2 N_{\gamma_{iso}}}{N_{Evt} dE_T d\eta} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{1}{N_{Evt}} \frac{d^2 N^{iso}}{dE_T d\eta} \cdot \frac{p_i(E_T)}{\epsilon_i(E_T)} \quad (3.6)$$

Es werden $n = 10$ Variationen für den $L0$ - und $n = 12$ Variationen für den $L1$ -getriggerten Datensatz berechnet. Eine detaillierte Beschreibung dieser Variationen findet sich in Abschnitt 3.3.2.2.

3.3.1 Korrektur der Rekonstruktions- und Trigger-Effizienz

Nicht alle in der Akzeptanz des EMCAL erzeugten prompten Photonen können gemessen oder korrekt rekonstruiert werden. Dabei spielen verschiedene Effekte eine Rolle:

- Nur ein Teil der Fläche des EMCAL steht zur Detektion zur Verfügung
Zellen, die während der Datennahme fehlerhaft waren, werden nicht analysiert. Dadurch verkleinert sich die aktive Fläche des EMCAL. Weiterhin gibt es Lücken zwischen den Supermodulen des EMCAL, die ebenfalls nicht zur Datenaufzeichnung beitragen. Wie in Abschnitt 3.1.1.1 beschrieben, wird für den $L1$ -Datensatz auch ein Teil der Triggereinheiten temporär nicht verwendet. Dies führt zu einer weiteren Reduktion der effektiven aktiven Fläche.

- Die prompten Photonen werden vorher absorbiert
Auf der Strecke vom Kollisionspunkt zum EMCAL wechselwirkt ein Teil der Photonen mit dem Material anderer Detektoren, hauptsächlich durch Konversionen. Die Bahnen der dabei entstehenden Elektronen und Positronen werden durch das Magnetfeld aufgespalten, weshalb die ursprüngliche Energie der Photonen nicht exakt rekonstruiert werden kann.
- Die Cluster-Kriterien schließen einige prompte Photonen aus
Durch die oben definierten Kriterien für isolierte Photonen werden auch Cluster prompter Photonen ausgeschlossen, beispielsweise wenn deren Cluster mit dem Cluster eines geladenen Teilchens zusammenfällt.
- Der *Clusterizer* rekonstruiert die falsche Energie
Bei der Cluster-Rekonstruktion kann es vorkommen, dass mehrere einzelne Cluster zusammen als ein Cluster mit zu hoher Energie rekonstruiert werden. Außerdem kann es an den Grenzen der Supermodule zur Rekonstruktion von Clustern mit zu geringer Energie kommen.
- Das Event hat den Trigger nicht ausgelöst
Die Trigger-Effizienz $\epsilon_{\text{Trigger}}$ beträgt weniger als 100%, weshalb einige Events nicht aufgezeichnet werden, obwohl sie hochenergetische Cluster auf dem EMCAL erzeugen. Dies passiert beispielsweise, wenn sich sehr große Cluster bilden, aber nicht genug Energie im Bereich eines *patches* deponiert wird.

Um diese Effekte zu berücksichtigen, verwendet man die GJ-MC, da nur in dieser MC prompte Photonen simuliert werden. Mit Ausnahme der Trigger-Effizienz bildet die Simulation die beschriebenen Effekte nach, weshalb durch einen Vergleich von generierten zu rekonstruierten prompten Photonen die Verluste bestimmt werden können. Die Trigger-Effizienz muss zusätzlich berücksichtigt werden. Dies geschieht auf unterschiedliche Weise für die beiden Datensätze.

L1 Trigger

Für den L1 Trigger wendet man den in Abschnitt 3.1.1.1 erwähnten Algorithmus in der GJ-Simulation an, um die Informationen der FastOr-Einheiten zu simulieren. Nur FastOrs, die in Abschnitt 3.1.1.1 die Kriterien erfüllt haben, werden dabei berücksichtigt. Die Rekonstruktion der Events erfolgt bei Erfüllung der Trigger-Bedingung in diesen FastOrs. Damit wird die Trigger-Effizienz automatisch bei der Analyse der Simulationen berücksichtigt.

L0 Trigger

Zwei Ansätze zur Berechnung der Trigger-Effizienz des L0 Triggers werden verfolgt:

1. Informationen aus den Events

In den Aufzeichnungen der Events sind die Informationen gespeichert, aufgrund welchen Triggers das Event aufgezeichnet wurde. Damit kann man in den *Minimum Bias*-Daten in Events mit Cluster-Energien im Analysebereich ($E_T > 10$ GeV) prüfen, ob diese den L0 Trigger ausgelöst haben. Diese Strategie findet Anwendung in der 7 TeV Analyse. Für die vorliegende Analyse ist diese Methode jedoch ungeeignet, da während der Datennahme im Jahre 2012 die verschiedenen Trigger skaliert wurden. Das bedeutet, dass bewusst nur ein Bruchteil der Events, welche die Trigger Bedingung erfüllen, aufgezeichnet wird. Somit stellt der L0-getriggerte Datensatz keine Untermenge des *Minimum-Bias*-Datensatzes dar. Es besteht die Möglichkeit, dass L0-Events aufgezeichnet wurden, die nicht gleichzeitig als *Minimum Bias*-Event registriert wurden. Die Bestimmung der Trigger-Effizienz ist damit nicht möglich.

2. Informationen aus den Trigger-Einheiten

Eine zweite Möglichkeit besteht darin, in den *Minimum Bias*-Daten die Informationen der Trigger-Einheiten auszulesen und zu überprüfen, ob die L0-Kriterien erfüllt sind. Über das Verhältnis von Events, welche die Kriterien erfüllen, zu allen *Minimum Bias* Events mit Clustern mit $E_T > 10$ GeV, erfolgt dann die Bestimmung der Trigger-Effizienz. Wie sich jedoch herausstellt, gibt es bei der Rekonstruktion der L0-Trigger-Informationen in LHC12 Schwierigkeiten, die zum Zeitpunkt dieser Analyse noch nicht behoben worden sind⁴. Durch die Unzuverlässigkeit dieser Informationen führt auch dieser Ansatz nicht zum gewünschten Ergebnis.

Eine grobe Abschätzung der Trigger-Effizienz kann dennoch vorgenommen werden. In der 7 TeV Analyse beträgt die L0-Trigger-Effizienz $\epsilon_{L0}(7 \text{ TeV}) = 0,90 \pm 0,06$ (stat.). Die Effizienz hängt nicht von der Kollisionsenergie ab, weshalb auch für die vorliegende Analyse der Wert 0,9 verwendet wird. Um die Unsicherheit dieser Abschätzung zu berücksichtigen, wird ihr eine systematische Unsicherheit von 0,1 zugeordnet.

Die kombinierte Effizienzkorrektur lässt sich damit wie folgt zusammenfassen:

$$\epsilon_{\text{LHCx}}(E_T) = \frac{dN_{\gamma_{\text{iso}}}^{\text{rekonstruiert}}(E_T^{\text{iso}})/dE_T}{dN_{\gamma_{\text{iso}}}^{\text{generiert}}(E_T^{\text{iso}})/dE_T} \cdot \epsilon_{\text{Trigger}} \cdot \mathcal{K}_{\text{LHCx}} \quad (3.7)$$

⁴Private Kommunikation mit Markus Fasel, Jussi Viinikainen und Rachid Guernane.

Dabei bezeichnet $dN_{\gamma_{iso}}^{\text{rekonstruiert}}(E_T^{\text{iso}})/dE_T$ die auf dem EMCAL rekonstruierten prompten Photonen pro E_T -Intervall, die nicht durch die Kriterien für isolierte Photonen ausgeschlossen werden, $dN_{\gamma_{iso}}^{\text{generiert}}(E_T^{\text{iso}})/dE_T$ die in diesem Intervall generierten prompten Photonen mit $E_T^{\text{iso}} < 2 \text{ GeV}/c$, die in der Akzeptanz des EMCAL für isolierte Photonen liegen, und $\mathcal{K}_{\text{LHCx}}$ einen Korrekturfaktor, der ausgleicht, dass nur ein Teil der analysierten *Runs* in den einzelnen Perioden simuliert wird. $\epsilon_{\text{Trigger}}$ bezeichnet die Trigger-Effizienz des *L0*-Triggers, deren Wert wie diskutiert $0,9 \pm 0,1$ (syst.) beträgt. Für den *L1* getriggerten Datensatz wird $\epsilon_{\text{Trigger}}$ nicht benötigt, da die Trigger-Effizienz des *L1*-Triggers bereits bei der Rekonstruktion der Events berücksichtigt wird. Dementsprechend wird dieser Wert für den *L1*-getriggerten Datensatz auf $\epsilon_{\text{Trigger}} = 1$ gesetzt⁵. Die Korrektur $\mathcal{K}_{\text{LHCx}}$ wird aus der Anzahl der Cluster pro Event mit $E_T > E_T^{\text{Schwelle}}$ berechnet. Für den *L0*-getriggerten Datensatz beträgt $E_T^{\text{Schwelle}} = 10 \text{ GeV}$, für den *L1*-getriggerten Datensatz gilt $E_T^{\text{Schwelle}} = 14 \text{ GeV}$. Die Anzahl der Cluster pro Event hängt direkt von der Effizienz ab, weshalb sich $\mathcal{K}_{\text{LHCx}}$ eignet, um aus der Effizienz einzelner *Runs* die Effizienz einer gesamten Periode zu extrapolieren. Die Korrektur $\mathcal{K}_{\text{LHCx}}$ erfolgt mit dem Verhältnis des Mittelwertes dieser Größe aus allen *Runs* einer Periode, $\langle N_{\text{Gesamt LHCx}}^{E_T > 10 \text{ GeV}} \rangle$, zum Mittelwert der Größe aus den *Runs*, die in der Simulation verwendet werden, $\langle N_{\text{Sim LHCx}}^{E_T > 10 \text{ GeV}} \rangle$. Beide Werte berechnet man aus den Daten. Es gilt:

$$\mathcal{K}_{\text{LHCx}}^{L0} = \frac{\langle N_{\text{Gesamt LHCx}}^{E_T > 10 \text{ GeV}} \rangle}{\langle N_{\text{Sim LHCx}}^{E_T > 10 \text{ GeV}} \rangle} \quad (3.8)$$

Die Effizienzkorrektur erfolgt für alle Perioden zusammen, weshalb die Effizienzen der einzelnen Perioden noch gewichtet werden müssen. Dazu wird folgende Annahme gemacht:

$$\epsilon_{\text{Gesamt}} = \frac{N_{\gamma_{iso}}^{\text{rekonstruiert}}}{N_{\gamma_{iso}}} = \frac{1}{N_{\gamma_{iso}}} \sum_{\text{Perioden}} N_{\gamma_{iso}}^{\text{LHCx}} \cdot \epsilon_{\text{LHCx}} \quad (3.9)$$

Dabei beschreibt $N_{\gamma_{iso}}$ die echten, in allen Perioden produzierten, isolierten Photonen, $N_{\gamma_{iso}}^{\text{rekonstruiert}}$ die echten, in allen Perioden rekonstruierten, isolierten Photonen, und $N_{\gamma_{iso}}^{\text{LHCx}}$ die echten rekonstruierten isolierten Photonen pro Periode. Alle drei Werte beziehen sich auf die Daten und lassen sich dementsprechend nicht messen. Deshalb ersetzt man sie durch die integrierte Luminosität \mathcal{L} , da diese proportional zur Anzahl

⁵Für den *L1* Trigger stellt $\epsilon_{\text{Trigger}}$ somit nicht die Trigger-Effizienz dar. Die wahre *L1*-Trigger-Effizienz, berechnet nach Ansatz 2, beträgt $0,96 \pm 0,09$ (stat.).

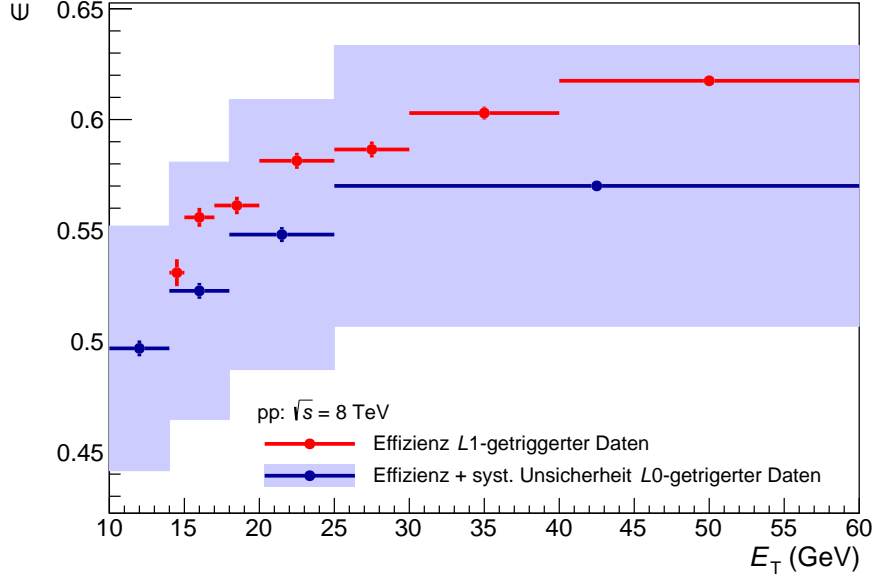


Abbildung 3.14: Kombinierte Rekonstruktions- und Triggereffizienz der beiden Datensätze.

der echten isolierten Photonen ist. Die Berechnung von \mathcal{L} wird in Kapitel 3.5 diskutiert. Die finale Effizienz ergibt sich somit zu:

$$\epsilon_{\text{Gesamt}} = \frac{\sum_{\text{Perioden}} \mathcal{L}_{\text{LHCx}} \cdot \epsilon_{\text{LHCx}}}{\sum_{\text{Perioden}} \mathcal{L}_{\text{LHCx}}} \quad (3.10)$$

Abbildung 3.14 zeigt die Effizienzen in den E_T -Bins der beiden Datensätze. Die Werte steigen mit E_T , weil Photoncluster bei hohen E_T seltener λ_0^2 Werte $> 0,3$ haben, wodurch sie öfter rekonstruiert werden [MGL⁺16].

3.3.2 Korrektur der Untergrundkontamination

Zur Untergrundsubtraktion wird die gleiche Methode angewandt, die in der 7 TeV Analyse verwendet wird, und von der isolierten-Photonen-Messung in pp bei $\sqrt{s} = 7$ TeV am ATLAS-Experiment inspiriert wurde [A⁺11a]. Dazu betrachtet man die Cluster in Abhängigkeit der Variablen E_T^{iso} und λ_0^2 pro E_T -Intervall, und teilt sie in vier Regionen ein (vgl. Abbildung 3.15). Tabelle 3.5 zeigt die in dieser Analyse verwendeten

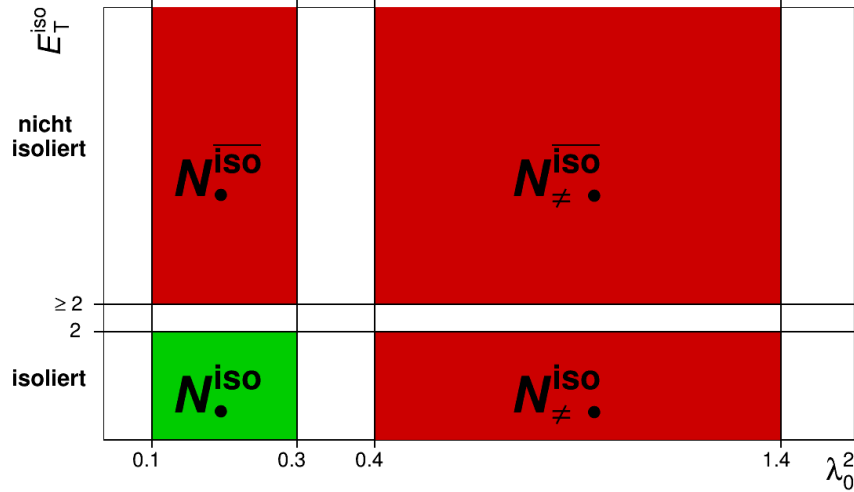


Abbildung 3.15: Unterteilung der Cluster in E_T^{iso} - und λ_0^2 -Regionen zur Berechnung der Untergrundkontamination.

Standard-Grenzen der vier Regionen. Die Abhängigkeit der Größen vom betrachteten E_T -Intervall wird im folgenden zu Gunsten der Übersichtlichkeit vernachlässigt. Die Bezeichnungen haben folgende Bedeutung:

N_{\bullet}^{iso} beschreibt isolierte Cluster mit runder Form (kleines λ_0^2).

$N_{\neq \bullet}^{iso}$ beschreibt isolierte Cluster mit elliptischer Form.

N_{\bullet}^{iso} beschreibt nicht-isolierte Cluster mit runder Form.

$N_{\neq \bullet}^{iso}$ beschreibt nicht-isolierte Cluster mit elliptischer Form.

Die Region N_{\bullet}^{iso} wird auch als Signal-Region bezeichnet, da die Messung isolierter Photonen nur in dieser Region stattfindet. In allen vier Regionen unterscheidet man zusätzlich noch zwischen der Gesamtzahl der Cluster N , den echten isolierten Photonen S und dem Untergrund U . Es gilt $N = S + U$. Mit den Standard-Grenzen aus Tabelle 3.5 besteht eine Lücke zwischen den Regionen in λ_0^2 -Richtung, aber nicht in E_T^{iso} -Richtung. Mit der Lücke soll ausgeschlossen werden, dass sich isolierte Photonen in den $N_{\neq \bullet}^{iso}$ -Regionen befinden. Das gleiche Argument kann auch für eine Lücke in E_T^{iso} -Richtung gemacht werden, die daraus resultierende Reduzierung der Statistik in den N_{\bullet}^{iso} -Regionen spricht jedoch dagegen. Im Zuge der später stattfindenden Variationen

	λ_0^2	E_T^{iso} (GeV/c)
N_{\bullet}^{iso}	$0,1 \leq \lambda_0^2 \leq 0,3$	< 2
$N_{\neq\bullet}^{iso}$	$0,4 \leq \lambda_0^2 \leq 1,4$	< 2
$\overline{N}_{\bullet}^{iso}$	$0,1 \leq \lambda_0^2 \leq 0,3$	≥ 2
$\overline{N}_{\neq\bullet}^{iso}$	$0,4 \leq \lambda_0^2 \leq 1,4$	≥ 2

Tabelle 3.5: Kriterien für die Einteilung der Cluster.

der Korrektur der Untergrundkontamination wird aber auch hier eine Lücke eingeführt.

Für die Bestimmung des Untergrunds in der Signal-Region werden zwei Annahmen gemacht:

- (a) Isolierte Photonen befinden sich nur in N_{\bullet}^{iso} und sind vernachlässigbar in den anderen Regionen.

$$S_{\neq\bullet}^{iso} = S_{\bullet}^{\overline{iso}} = S_{\neq\bullet}^{\overline{iso}} = 0 \quad (3.11)$$

- (b) Untergrund-Cluster haben bei kleinen und großen λ_0^2 die gleiche Isolationswahrscheinlichkeit.

$$\frac{U_{\bullet}^{iso}}{U_{\neq\bullet}^{iso}} = \frac{U_{\neq\bullet}^{iso}}{U_{\neq\bullet}^{\overline{iso}}} \quad (3.12)$$

Mit beiden Annahmen zusammen lässt sich der Untergrund in der Signal-Region berechnen:

$$U_{\bullet}^{iso} = \frac{U_{\neq\bullet}^{iso} \cdot U_{\bullet}^{\overline{iso}}}{U_{\neq\bullet}^{\overline{iso}}} = \frac{N_{\neq\bullet}^{iso} \cdot N_{\bullet}^{\overline{iso}}}{N_{\neq\bullet}^{\overline{iso}}} \quad (3.13)$$

Für die Korrektur des Spektrums definiert man eine neue Variable für die Reinheit der Signal-Region, die *purity* p :

$$p = \frac{S_{\bullet}^{iso}}{N_{\bullet}^{iso}} = 1 - \frac{U_{\bullet}^{iso}}{N_{\bullet}^{iso}} = 1 - \frac{N_{\neq\bullet}^{iso} \cdot N_{\bullet}^{\overline{iso}}}{N_{\bullet}^{iso} \cdot N_{\neq\bullet}^{\overline{iso}}} \quad (3.14)$$

Die *purities* der beiden Datensätze sind in Abbildung 3.16 für die verschiedenen E_T -Bins dargestellt. Die ebenfalls gezeigten *purities* aus Simulationen bei einem bestimmten Mischungsverhältnis werden in Kapitel 3.3.2.1 diskutiert. Man erkennt, dass die *purity* mit E_T steigt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei kleinen E_T häufiger einzelne Zerfallsphotonen aus π^0 - und η -Zerfällen in der Signalregion zu finden sind.

Um abzuschätzen, ob die beiden Annahmen gerechtfertigt sind, wird nun die *purity* in

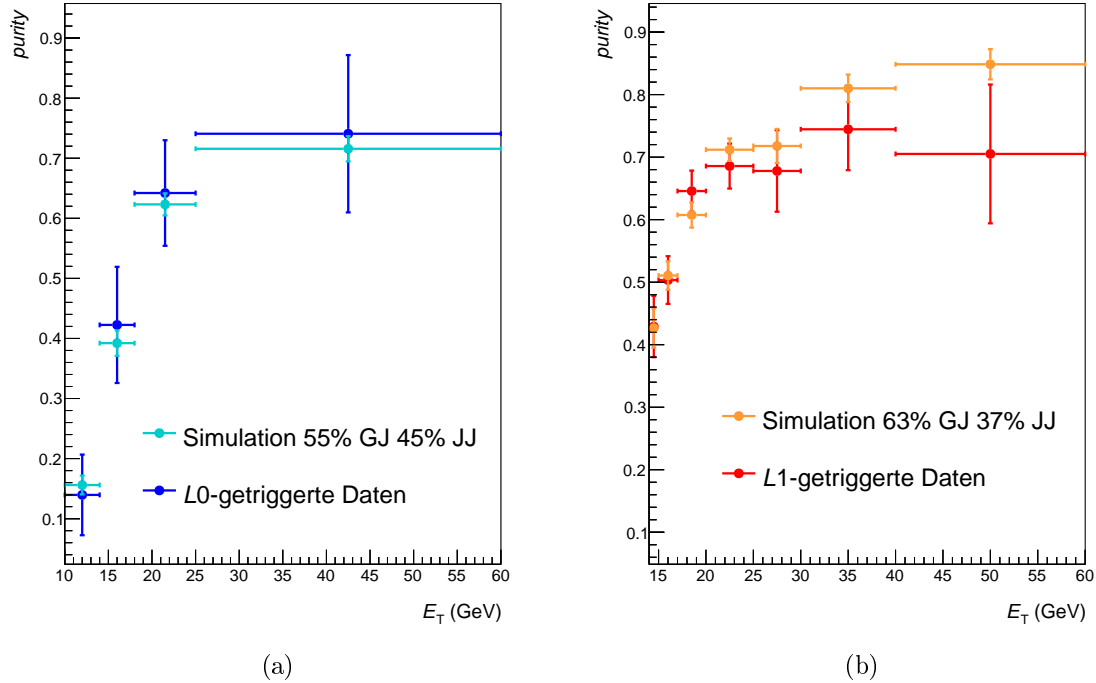


Abbildung 3.16: *Purities* in Daten und Simulationen mit den in Kapitel 3.3.2.1 berechneten Mischungsverhältnissen.

Simulationen berechnet und mit der echten *purity* $p = S_{\bullet}^{\text{iso}}/N_{\bullet}^{\text{iso}}$ der Simulationen verglichen. Abbildung 3.17(a) zeigt die Ergebnisse dieser Berechnung. Man erkennt, dass die Methode die *purity* für kleine Energien unterschätzt. Mindestens eine der beiden Annahmen erweist sich somit als problematisch, weshalb zur Bestimmung der Untergrundkontamination Korrekturen notwendig sind. Um zu überprüfen, welche Annahme Korrekturen erforderlich macht, ersetzt man in Formel 3.14 den Term $N_{\neq\bullet}^{\text{iso}}/N_{\bullet}^{\text{iso}}$ wieder mit dem nur in Simulationen bestimmbar Verhältnis $U_{\bullet}^{\text{iso}}/U_{\bullet}^{\text{iso}}$, wodurch Annahme b) nicht mehr verwendet wird.

$$p = 1 - \frac{U_{\bullet}^{\text{iso}} \cdot N_{\bullet}^{\text{iso}}}{N_{\bullet}^{\text{iso}} \cdot U_{\bullet}^{\text{iso}}} \quad (3.15)$$

Diese *purity* entspricht der echten *purity*, wenn $N_{\bullet}^{\text{iso}} = U_{\bullet}^{\text{iso}}$ gilt, was laut Annahme a) richtig ist. Das Ergebnis dieser Berechnung, zu sehen in Abbildung 3.17(b), liegt sehr nahe an der echten *purity*. Aufgrund dessen wird Annahme a) als gerechtfertigt betrachtet, während Annahme b) Korrekturen erfordert.

Die Probleme mit Annahme b) lassen sich dadurch erklären, dass beim π^0 - oder η -

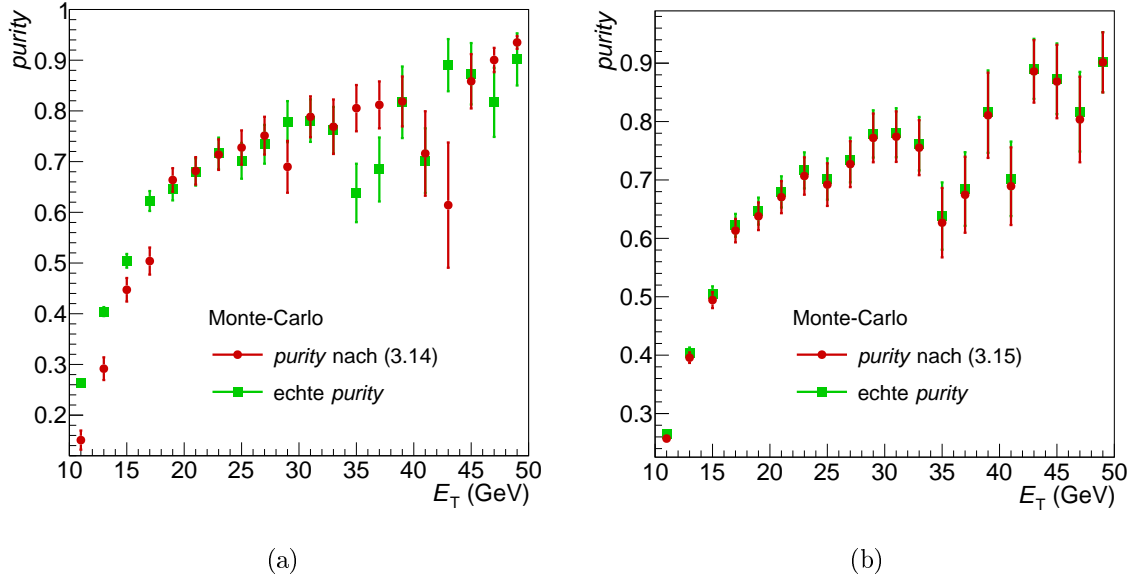


Abbildung 3.17: Echte und mit verschiedenen Annahmen berechnete *purities* in den Simulationen. (a) Bei Verwendung beider Annahmen stimmt die berechnete *purity* nicht mit der echten *purity* überein. (b) Wenn nur Annahme a) verwendet wird, kann die echte *purity* sehr gut reproduziert werden.

Zerfall die Zerfallsphotonen zwei separate Cluster bilden können, anstatt zusammen in einem elliptischen Cluster registriert zu werden. Die Energie des zweiten Zerfallsphotons trägt somit zur *isolation cone energy* des ersten Photons bei, was zu einer Reduktion der Isolationswahrscheinlichkeit für diesen Untergrund-Cluster führt. Dieser Effekt tritt vor allem bei kleinen E_T auf [BFF⁺16]. Zum Ausgleich dieses Effekts korrigiert man die *purity* mit einem Korrekturfaktor α , der aus den Monte-Carlo Simulationen gewonnen wird.

3.3.2.1 Mischung der Monte-Carlo Produktionen

Die GJ- und JJ-MCs beschreiben das Signal und den Untergrund der Analyse getrennt. Um beide Simulationen zu kombinieren, müssen sie mit Faktoren skaliert werden, die eine möglichst gute Übereinstimmung mit dem realen Datensatz garantieren⁶. Die Be-

⁶Für die Korrekturen aus den Simulationen werden nur relative Größen berechnet. Absolute Unterschiede zwischen Daten und Simulationen sind somit vernachlässigbar.

stimmung dieser Faktoren erfolgt anhand eines Vergleichs der *purities*. Diese wird in den Monte-Carlo Simulationen für verschiedene Skalierungsfaktoren berechnet und über einen χ^2 -Test mit der Daten-*purity* verglichen. Es gilt:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(y_i - \mu_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (3.16)$$

Diese Formel gilt für eine Verteilung y_i , bestehend aus n Datenpunkten, mit einem Erwartungswert μ_i und einer Standardabweichung σ_i [Sco15]. Im vorliegenden Fall entspricht der Erwartungswert μ der Daten-*purity*, die Verteilung y der Monte-Carlo-*purity* bei verschiedenen Mischungsverhältnissen der Simulationen, und σ der Standardabweichung in Daten und Simulationen.

$$\chi_{MV}^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(y_{MV,i}^{MC} - y_i^{Daten})^2}{(\sigma_{MV,i}^{MC})^2 + (\sigma_i^{Daten})^2} \quad (3.17)$$

Hierbei entspricht n der Anzahl der E_T -Bins in der Analyse. Es wird nun ein möglichst kleiner Wert für χ^2/n gesucht. Neben den Mischungsverhältnissen werden auch die E_T -Werte der Grenzen der E_T -Bins, sowie die Anzahl der E_T -Bins, variiert, um möglichst unabhängig von den statistischen Schwankungen der *purity* in einzelnen E_T -Bins zu sein. Die berechnete *purity* darf dabei keine zu großen relativen statistischen Unsicherheiten aufweisen, da sich diese direkt auf die statistischen Unsicherheiten des Wirkungsquerschnitts auswirken. Des Weiteren soll mit dem $L0$ -getriggerten Datensatz der E_T -Bereich von 10 GeV - 14 GeV beschrieben werden, da dieser Bereich aufgrund des *Turn-On* des $L1$ -Triggers nicht mit dem $L1$ -getriggerten Datensatz analysiert wird. Deshalb besitzen alle Variationen der E_T -Bins des $L0$ -Datensatzes ein E_T -Bin von 10 GeV - 14 GeV.

Es zeigt sich, dass verschiedene Mischungsverhältnisse das beste Ergebnis für die beiden Datensätze liefern. Die Korrekturen erfolgen demnach mit einer aus 55% GJ und 45% JJ zusammengesetzten Simulation für die $L0$ -getriggerten Daten, und einer aus 63% GJ und 37% JJ zusammengesetzten Simulation für die $L1$ -getriggerten Daten. Die Werte für χ^2/n für verschiedene Variationen in Abhängigkeit von den Mischungsverhältnissen sind in Abbildung 3.18 dargestellt. Man erkennt, dass die besten Mischungsverhältnisse für die verschiedenen Variationen relativ konstant sind, während das minimale χ^2/n stark von den Grenzen der E_T -Bins abhängt. Eine Auflistung der untersuchten Variationen befindet sich in Anhang A.3. Die *purities* der Simulationen bei minimalem χ^2/n sind in Abbildung 3.16 dargestellt.

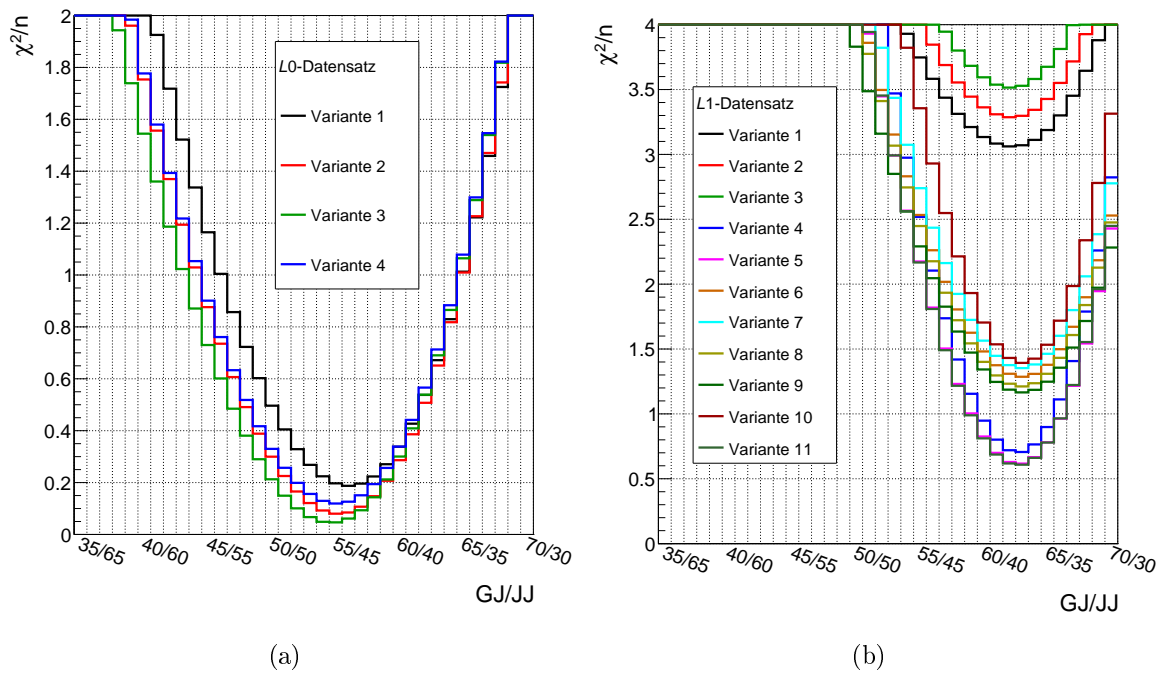


Abbildung 3.18: Mischungsverhältnisse der Simulationen für beide Datensätze. Für den *L0* Datensatz (a) ergibt sich ein Verhältnis von 55% GJ und 45% JJ, während der *L1* Datensatz (b) besser durch ein Verhältnis von 63% GJ zu 37% JJ beschrieben wird. Die Bins der jeweiligen Variationen können in Anhang A.3 nachgelesen werden.

3.3.2.2 Der Korrekturfaktor α

Durch Verwendung eines Korrekturfaktors, berechnet aus den Simulationen, sollen nun die Probleme mit der beschriebenen Methode ausgeglichen werden. Formel 3.14 lässt sich mit $U_{\bullet}^{\text{iso}}/N_{\bullet}^{\text{iso}}$ erweitern zu:

$$\begin{aligned} p &= 1 - \frac{N_{\neq\bullet}^{\text{iso}} \cdot N_{\bullet}^{\overline{\text{iso}}}}{N_{\bullet}^{\text{iso}} \cdot N_{\neq\bullet}^{\overline{\text{iso}}}} \\ &= 1 - \frac{U_{\bullet}^{\text{iso}}}{N_{\bullet}^{\text{iso}}} \cdot \frac{N_{\neq\bullet}^{\text{iso}} \cdot N_{\bullet}^{\overline{\text{iso}}}}{U_{\neq\bullet}^{\text{iso}} \cdot N_{\neq\bullet}^{\overline{\text{iso}}}} \end{aligned} \quad (3.18)$$

Diese Formel ist exakt für $\frac{N_{\neq\bullet}^{\text{iso}} \cdot N_{\bullet}^{\overline{\text{iso}}}}{U_{\neq\bullet}^{\text{iso}} \cdot N_{\neq\bullet}^{\overline{\text{iso}}}} = 1$. Der Korrekturfaktor α wird nun als Kehrwert dieser Größe definiert:

$$\alpha = \frac{U_{\bullet}^{\text{iso}} \cdot N_{\neq\bullet}^{\overline{\text{iso}}}}{N_{\neq\bullet}^{\text{iso}} \cdot N_{\bullet}^{\overline{\text{iso}}}} \quad (3.19)$$

Dieser Faktor kann nicht in den Daten bestimmt werden. Eine Korrektur mit dem aus Simulationen bestimmten Faktor kann jedoch die Probleme mit Annahme b) ausgleichen, wenn die Simulationen die Daten richtig beschreiben und somit $\alpha^{\text{MC}}/\alpha^{\text{Daten}} = 1$ gilt. Die *purity* ergibt sich damit zu:

$$\begin{aligned} p &= 1 - \frac{U_{\bullet}^{\text{iso}}}{N_{\bullet}^{\text{iso}}} \cdot \frac{\alpha^{\text{MC}}}{\alpha^{\text{Daten}}} \\ &= 1 - \left(\frac{N_{\neq\bullet}^{\text{iso}} \cdot N_{\bullet}^{\overline{\text{iso}}}}{N_{\bullet}^{\text{iso}} \cdot N_{\neq\bullet}^{\overline{\text{iso}}}} \right)^{\text{Daten}} \cdot \alpha^{\text{MC}} \end{aligned} \quad (3.20)$$

Dabei gibt es jedoch die Komplikation, dass die Simulationen den Formparameter λ_0^2 für Ein-Photonen-Cluster und somit kleine Werte für λ_0^2 nicht richtig beschreiben (siehe Abschnitt 3.1.2.1). Um dies zu berücksichtigen, korrigiert man den Korrekturfaktor α . Die Korrektur beruht auf dem Isolationsanteil $I = \frac{N_{\text{iso}}^{\text{iso}}}{N_{\text{iso}}}$, dem Verhältnis von isolierten zu nicht isolierten Clustern, und damit auf einer Größe, die sowohl in Simulationen als auch in Daten bestimmt werden kann. Dieses Verhältnis ist unabhängig von der korrekten

Beschreibung von λ_0^2 . Die Korrekturfaktoren α lassen sich unter Vernachlässigung der Lücke zwischen den vier definierten Regionen schreiben als:

$$\begin{aligned}
\frac{\alpha^{\text{MC}}}{\alpha^{\text{Daten}}} &= \left(\frac{U_{\bullet}^{\text{iso}} \cdot N_{\neq\bullet}^{\overline{\text{iso}}}}{N_{\neq\bullet}^{\text{iso}} \cdot N_{\bullet}^{\overline{\text{iso}}}} \right)^{\text{MC}} \left(\frac{N_{\neq\bullet}^{\text{iso}} \cdot N_{\bullet}^{\overline{\text{iso}}}}{U_{\bullet}^{\text{iso}} \cdot N_{\neq\bullet}^{\overline{\text{iso}}}} \right)^{\text{Daten}} \\
&= \frac{N_{\neq\bullet}^{\text{iso,Daten}} \cdot N_{\neq\bullet}^{\overline{\text{iso,MC}}}}{N_{\neq\bullet}^{\text{iso,MC}} \cdot N_{\neq\bullet}^{\overline{\text{iso,Daten}}}} \cdot \frac{N_{\bullet}^{\overline{\text{iso,Daten}}} \cdot U_{\bullet}^{\text{iso,MC}}}{U_{\bullet}^{\text{iso,Daten}} \cdot N_{\bullet}^{\overline{\text{iso,MC}}}} \\
&= \frac{\frac{N_{\neq\bullet}^{\text{iso,Daten}} \cdot N_{\neq\bullet}^{\overline{\text{iso,MC}}}}{N_{\neq\bullet}^{\text{iso,MC}} \cdot N_{\neq\bullet}^{\overline{\text{iso,Daten}}}}}{\frac{U_{\bullet}^{\text{iso,Daten}} \cdot N_{\bullet}^{\overline{\text{iso,MC}}}}{N_{\bullet}^{\text{iso,Daten}} \cdot U_{\bullet}^{\text{iso,MC}}}} = \frac{\frac{N_{\neq\bullet}^{\text{iso,Daten}}}{N_{\neq\bullet}^{\text{iso,Daten}}} / \frac{N_{\neq\bullet}^{\overline{\text{iso,MC}}}}{N_{\neq\bullet}^{\overline{\text{iso,MC}}}}}{\frac{U_{\bullet}^{\text{iso,Daten}}}{N_{\bullet}^{\text{iso,Daten}}} / \frac{U_{\bullet}^{\text{iso,MC}}}{N_{\bullet}^{\overline{\text{iso,MC}}}}} \\
&\stackrel{\text{Annahme a)}}{=} \frac{\frac{N_{\neq\bullet}^{\text{iso,Daten}}}{N_{\neq\bullet}^{\text{iso,Daten}}} / \frac{N_{\neq\bullet}^{\overline{\text{iso,MC}}}}{N_{\neq\bullet}^{\overline{\text{iso,MC}}}}}{\frac{U_{\bullet}^{\text{iso,Daten}}}{U_{\bullet}^{\text{iso,Daten}}} / \frac{U_{\bullet}^{\text{iso,MC}}}{U_{\bullet}^{\text{iso,MC}}}} \\
&= \frac{(I^{\text{Daten}}/I^{\text{MC}})_{\neq\bullet}}{(I_U^{\text{Daten}}/I_U^{\text{MC}})_{\bullet}} \tag{3.21}
\end{aligned}$$

Dabei steht I_U für den Isolationanteil des Untergrundes $U^{\text{iso}}/U^{\overline{\text{iso}}}$. Die Korrektur von α^{MC} erfolgt über das Inverse dieser Größe:

$$K_{\alpha} = \frac{(I_U^{\text{Daten}}/I_U^{\text{MC}})_{\bullet}}{(I^{\text{Daten}}/I^{\text{MC}})_{\neq\bullet}} \tag{3.22}$$

Um den Wert für K_{α} zu berechnen, benötigt man das Verhältnis der Untergrund-Isolationsanteile für runde Cluster, $(I_U^{\text{Daten}}/I_U^{\text{MC}})_{\bullet}$. Da die Simulationen das λ_0^2 Spektrum für große Werte hinreichend gut reproduzieren, versucht man nun, über eine Parametrisierung des Doppelverhältnisses in diesem Bereich das Doppelverhältnis bei kleinen λ_0^2 zu extrapolieren. Dafür macht man den Ansatz:

$$(I_U^{\text{Daten}}/I_U^{\text{MC}})_{\bullet} \simeq f(x_{\bullet}^{\overline{\text{iso}}}) \tag{3.23}$$

$$(I^{\text{Daten}}/I^{\text{MC}})_{\neq\bullet} \simeq f(x_{\neq\bullet}) \tag{3.24}$$

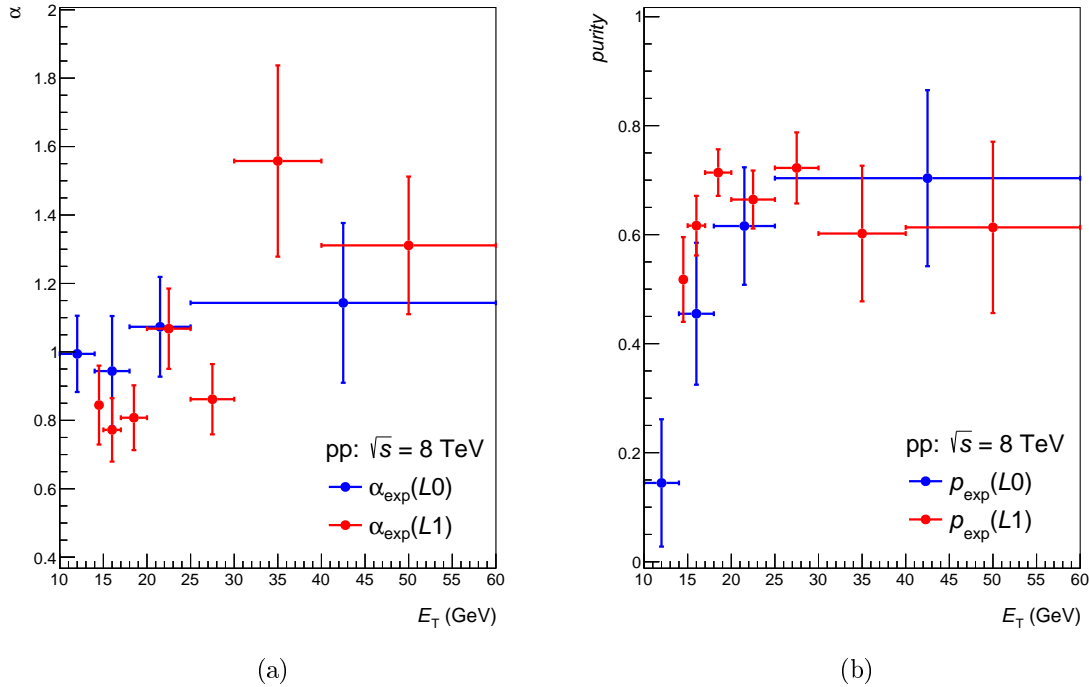


Abbildung 3.19: Werte der exponentiell korrigierten Korrekturfaktoren α (a), und der exponentiell korrigierten *purities* (b), für die einzelnen E_T -Bereiche der Analyse.

Dabei entspricht $x_{\neq\bullet}$ dem Median der Clusterverteilung in den Daten im Bereich $0,5 \leq \lambda_0^2 < 1,8$, und $x_{\bullet}^{\overline{iso}}$ dem Median der Verteilung für $0,1 \leq \lambda_0^2 < 0,5$. Bei Letzterem werden nur nicht-isolierte Cluster verwendet, damit die Cluster isolierter Photonen nicht den Median des Untergrundes beeinflussen. Die Werte für $x_{\bullet}^{\overline{iso}}$ und $x_{\neq\bullet}$ sind in Anhang A.4 aufgelistet. Um den Untergrund bei kleinen λ_0^2 zu bestimmen, werden zwei Parametrisierungen verwendet, eine lineare Funktion $f_{lin} = p_0 + p_1 \cdot x$ und eine exponentielle Funktion $f_{exp} = p_0 \cdot e^{p_1 \cdot x} + p_2$. Bei letzterer wird p_1 auf den Wert $-0,3$ fixiert, um einen linearen Verlauf für große λ_0^2 zu erzwingen. Im Rahmen der 7 TeV Analyse wurden auch andere Werte für p_1 untersucht, die Ergebnisse zeigten jedoch entweder nur geringe Unterschiede oder einen zu großen und demnach unrealistischen Anstieg bei kleinen λ_0^2 .

Damit ergeben sich folgende Korrekturen für α und die *purity*:

$$\alpha_{\text{korr}} = \alpha \cdot K_\alpha \quad (3.25)$$

$$\alpha_{\text{lin}} = \alpha \cdot \frac{p_0 + p_1 \cdot x_{\bullet}^{\overline{\text{iso}}}}{p_0 + p_1 \cdot x_{\neq\bullet}} \quad (3.26)$$

$$\alpha_{\text{exp}} = \alpha \cdot \frac{p_0 \cdot e^{p_1 \cdot x_{\bullet}^{\overline{\text{iso}}}} + p_2}{p_0 \cdot e^{p_1 \cdot x_{\neq\bullet}} + p_2} \quad (3.27)$$

$$p = 1 - \left(\frac{N_{\neq\bullet}^{\text{iso}} \cdot N_{\bullet}^{\overline{\text{iso}}}}{N_{\bullet}^{\text{iso}} \cdot N_{\neq\bullet}^{\overline{\text{iso}}}} \right)^{\text{Daten}} \cdot \alpha^{\text{MC}} \cdot K_{\alpha} \quad (3.28)$$

Idealerweise parametrisiert man alle E_{T} -Bins der Analyse einzeln. Die Statistik der Doppelverhältnisse ist dafür jedoch nicht ausreichend, weshalb der $L0$ -getriggerten Datensatz in den E_{T} -Bereichen zwischen 10 GeV und 14 GeV, und zwischen 14 GeV und 60 GeV, parametrisiert wird. Der $L1$ -getriggerte Datensatz wird in den E_{T} -Bereichen zwischen 14 GeV und 17 GeV, zwischen 17 GeV und 20 GeV, und zwischen 20 GeV und 60 GeV parametrisiert.

Abbildung 3.20 zeigt die Doppelverhältnisse $I^{\text{Daten}}/I^{\text{MC}}$ sowie deren Parametrisierungen für den $L0$ -getriggerten Datensatz in den verschiedenen E_{T} -Bins. Durch die Parametrisierung bei $\lambda_0^2 > 0,5$ wird nun das Untergrundverhältnis $(I_V^{\text{Daten}}/I_V^{\text{MC}})_{\bullet}$, das hier nicht gezeigt werden kann, extrapoliert. Dies wird durch die grüne Linie angedeutet. Die entsprechenden Bilder des $L1$ Datensatzes befinden sich in Anhang A.2. Die drei damit berechneten Korrekturen (keine, lineare und exponentielle α -Korrektur) stellen die ersten drei Variationen dar, mit denen ein korrigiertes Spektrum berechnet wird. Es werden nun weitere Variationen vorgenommen, um Unsicherheiten bei der Berechnung der *purity* berücksichtigen. Auch mit diesen Variationen werden die korrigierten Spektren berechnet, bevor das finale korrigierte Spektrum als Mittelwert aller Variationen bestimmt wird. Finale Werte für α oder p können nicht angegeben werden, da die folgenden Variationen auch Einfluss auf die Rekonstruktionseffizienz und somit auf ϵ haben. Abbildung 3.19 zeigt beispielhaft die Werte für die exponentielle Korrektur des α -Faktors (a) sowie die damit berechneten *purities* (b).

Wie in Kapitel 3.1.2.1 gezeigt wurde, können die bestehenden Unterschiede in den λ_0^2 -Verteilungen in Daten und MC durch die Standard-Verschmierung nicht vollständig

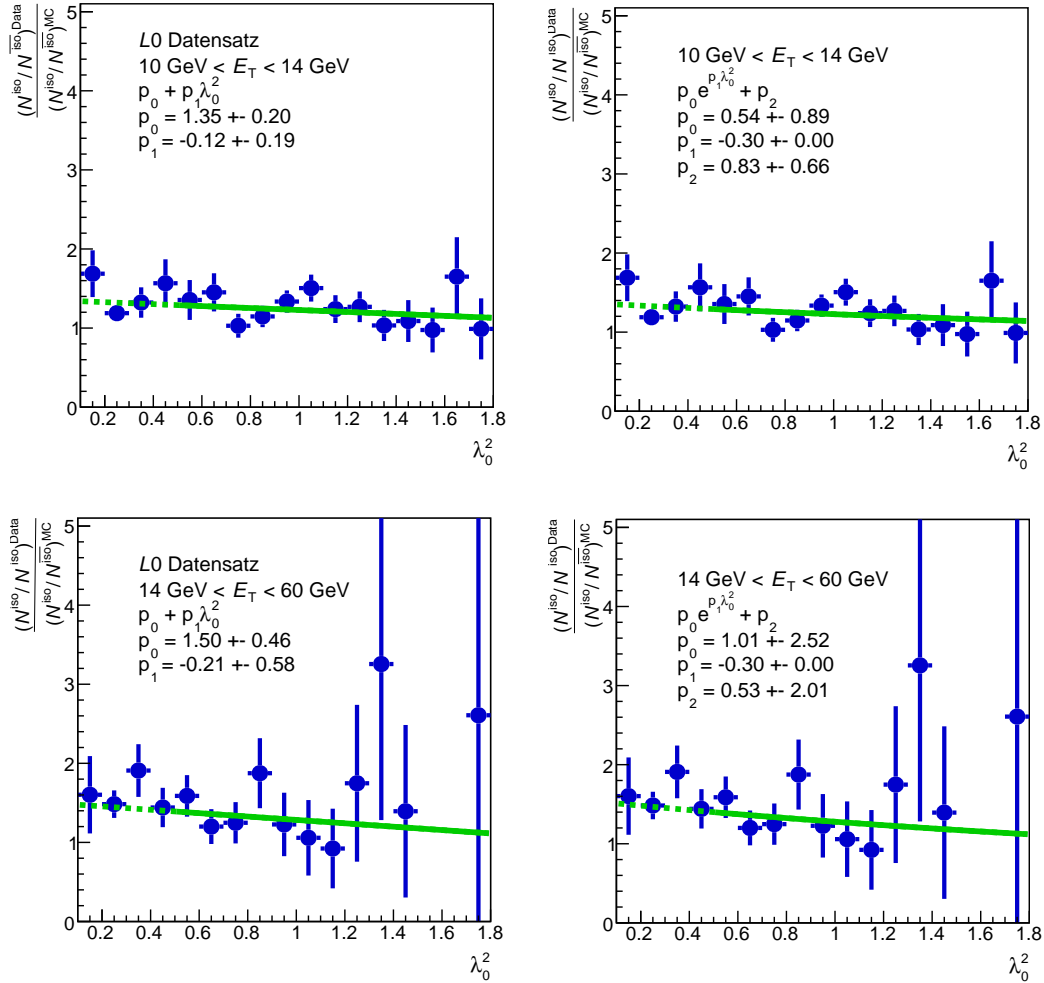


Abbildung 3.20: Doppelverhältnisse für den L0-Trigger in verschiedenen E_T -Bereichen. Auf der linken Seite wird mit einer linearen Funktion parametrisiert, rechts wird eine exponentielle Parametrisierung verwendet.

ausgeglichen werden. Da eine weite Landau-Verschmierung in einigen E_T -Bins die Daten besser beschreibt, werden auch mit dieser Verschmierung die korrigierten Spektren mit den drei α -Korrekturen berechnet.

Ein weiterer Unterschied zwischen Simulationen und Daten besteht in der unzureichend reproduzierten *isolation cone energy*. Abbildung 3.21 zeigt die E_T^{iso} -Spektren für runde und elliptische Cluster in Daten und MC. Speziell bei $E_T^{iso} < 2 \text{ GeV}/c$ unterscheiden sich die E_T^{iso} -Spektren deutlich. Um dies zu berücksichtigen, wird die Berechnung

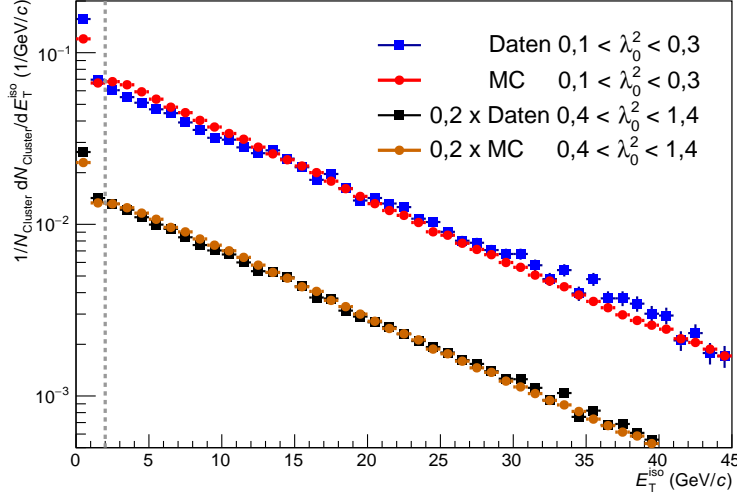
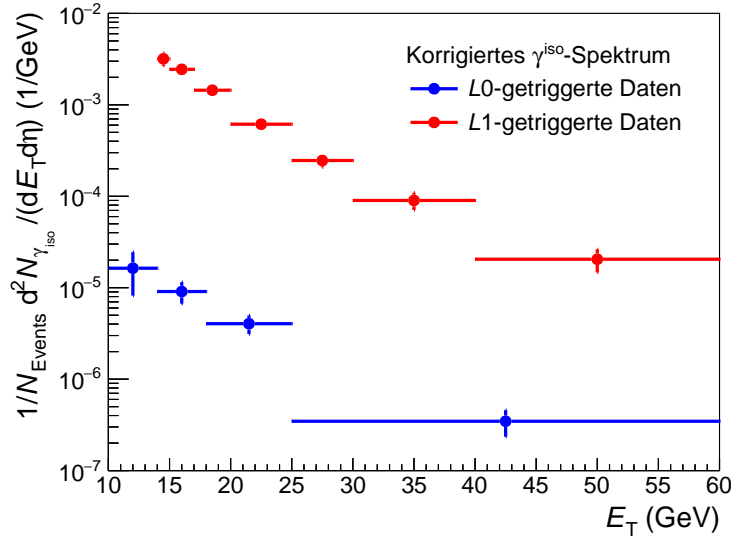


Abbildung 3.21: Impulsverteilung in Daten und Simulationen für runde und elliptische Cluster. Die Werte der elliptischen Cluster sind zur besseren Übersichtlichkeit skaliert. Man erkennt, dass sich die Verteilungen in Daten und Simulationen im isolierten Bereich ($E_T^{\text{iso}} < 2 \text{ GeV}/c$) deutlich unterscheiden.

der *isolation cone energy* geändert. Anstatt wie in Formel 3.1 die Impulse geladener und ungeladener Teilchen zu addieren, wird E_T^{iso} nur aus den Impulsen der geladenen Teilchen extrapoliert, da diese in den Simulationen besser reproduziert werden. Im Folgenden wird diese Extrapolation als p_T^{iso} bezeichnet.

$$p_T^{\text{iso}} = 1,5 \cdot \sum_R p_T^{\text{geladen}} \quad (3.29)$$

Ergebnisse des ATLAS-Experiments zeigen, dass diese Abschätzung gerechtfertigt ist [A⁺11b][A⁺11a]. Als Isolationskriterium wird $p_T^{\text{iso}} < 1,25 \text{ GeV}/c$ verwendet, da die Berechnung von p_T^{iso} nur in 0,25 GeV-Schritten erfolgt, um Rechenzeit zu sparen. Ein Vergleich korrigierter γ^{iso} -Spektren mit $p_T^{\text{iso}} < 1,0 \text{ GeV}/c$, $p_T^{\text{iso}} < 1,25 \text{ GeV}/c$ und $p_T^{\text{iso}} < 1,5 \text{ GeV}/c$ als Isolationskriterium zeigt, dass die Abweichungen maximal 5% betragen. Der Unterschied zum korrigierten γ^{iso} -Spektrum mit $E_T^{\text{iso}} < 2 \text{ GeV}/c$ als Isolationskriterium ist deutlich größer, weshalb die Ungenauigkeit bei der Bestimmung des p_T^{iso} -Wertes vernachlässigbar ist. In den L1-getriggerten Daten werden die korrigierten γ^{iso} -Spektren für $p_T^{\text{iso}} < 1,25 \text{ GeV}/c$ mit den drei verschiedenen α -Korrekturen

Abbildung 3.22: Korrigierte γ^{ISO} -Spektren der beiden Datensätze.

berechnet. Im $L0$ -getriggerten Datensatz ist dies nicht möglich, da die Statistik der Doppelverhältnisse nicht mehr ausreicht, um physikalisch sinnvolle Ergebnisse mit den korrigierten α -Werten zu produzieren⁷. Dementsprechend wird nur ein Wert für α ohne Korrekturen aus den Doppelverhältnissen, und folglich auch nur ein korrigiertes γ^{ISO} -Spektrum, berechnet.

Zuletzt soll noch berücksichtigt werden, dass die Simulationen die Signalkontamination in den Untergrund-Regionen unterschätzen könnten. Anstatt des Kriteriums $E_T^{\text{iso}} > 2 \text{ GeV}/c$ für die nicht-isolierten Regionen N_x^{iso} wird dazu der Wert auf $E_T^{\text{iso}} > 4 \text{ GeV}/c$ erhöht. Damit besteht eine $E_T^{\text{iso}} = 2 \text{ GeV}$ breite Lücke zwischen den N_x^{iso} - und N_x^{iso} -Regionen, wodurch die Wahrscheinlichkeit, prompte Photonen in N_x^{iso} zu finden, stark reduziert wird.

Insgesamt werden somit zwölf verschiedene korrigierte Spektren für die $L1$ -getriggerten Daten berechnet, und zehn verschiedene korrigierte Spektren für die $L0$ -getriggerten Daten. Abbildung 3.22 zeigt die finalen korrigierten γ^{ISO} -Spektren beider Datensätze, die sich als Mittelwert der verschiedenen Varianten ergeben.

⁷Die linearen und exponentiellen Korrekturen ergeben eine negative *purity* im ersten E_T -Bin.

3.4 Unsicherheiten

3.4.1 Systematische Unsicherheiten

In diesem Kapitel wird eine Abschätzung der systematischen Unsicherheiten vorgenommen. Diese können in zwei Kategorien eingeteilt werden: Unsicherheiten durch die Korrekturen aus den Simulationen, und die Unsicherheit durch die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts aus der Kombination aller Perioden. Letztere resultiert aus dem unterschiedlichen Triggerverhalten in den einzelnen Perioden und wird in Abschnitt 3.4.1.6 beschrieben.

Die Unsicherheiten durch die Korrekturen aus den Simulationen bestehen aus der Unsicherheit bei der Verwendung des Doppelverhältnisses σ_{DV} , der Unsicherheit bei der Simulation des *Track-Matchings* σ_{TM} , der Unsicherheit bei der Bestimmung des Mischungsverhältnisses der Simulationen σ_{MV} , der Unsicherheit bei der Simulation runder Cluster σ_{\bullet} und der Unsicherheit bei der Simulation elliptischer Cluster $\sigma_{\neq\bullet}$. Unter der Annahme, dass die einzelnen systematischen Unsicherheiten nicht miteinander korreliert sind, wird die finale systematische Unsicherheit aus der quadratischen Addition aller Unsicherheiten ermittelt:

$$\sigma_{ges}^{sys} = \sqrt{\sum_i (\sigma_i^{sys})^2} \quad (3.30)$$

Für den $L0$ -getriggerten Datensatz geht in die Berechnung der finalen systematischen Unsicherheit noch zusätzlich die in Kapitel 3.3.1 beschriebene Unsicherheit durch die Abschätzung der Trigger-Effizienz mit ein.

Die Berechnung derjenigen Unsicherheiten σ_i^{sys} , die aus den Korrekturen mit den Simulationen stammen, erfolgt über einen Vergleich korrigierter γ^{iso} -Spektren. Dazu wird das Verhältnis des korrigierten γ^{iso} -Spektrums bei Variation des für die Unsicherheit relevanten Parameters zum in Kapitel 3.3 gezeigten finalen γ^{iso} -Spektrum des jeweiligen Datensatzes gebildet. Die Berechnung des korrigierten γ^{iso} -Spektrums einer Variation erfolgt dabei, soweit nicht anders angegeben, über den Mittelwert der drei im vorherigen Kapitel beschriebenen α -Extrapolationen bei Standard-Einstellungen. Das bedeutet, die Grenzen für die Einteilung der Cluster zur Berechnung der *purity* entsprechen den Standard-Grenzen aus Tabelle 3.5, und die Standard-Verschmierung wird auf die Simulationen angewendet.

Im Folgenden wird die Berechnung der einzelnen Unsicherheiten beschrieben.

3.4.1.1 Unsicherheit bei der Verwendung des Doppelverhältnisses

Wie in Abschnitt 3.3.2.2 beschrieben, gibt es bei der Berechnung und Korrektur des Korrekturfaktors α mehrere Unsicherheiten. Die λ_0^2 - und E_T^{iso} -Spektren der Daten werden in den Simulationen nicht exakt reproduziert, und die Annahme, dass sich in den Daten keine isolierten Photonen in den nicht-isolierten Regionen der λ_0^2 - E_T^{iso} -Clusterverteilung befinden, kann nicht geprüft werden. Deshalb verwendet man die in Abschnitt 3.3.2.2 beschriebenen Variationen, aus deren Mittelwert das finale γ^{iso} -Spektrum berechnet wird, nun auch zur Abschätzung der Unsicherheit. Diese berechnet sich aus dem Verhältnis der Variationen zum finalen korrigierten γ^{iso} -Spektrum über das quadratische Mittel in jedem E_T -Bin der korrigierten γ^{iso} -Spektren. Das quadratische Mittel, auch *Root Mean Square* (RMS) genannt, berechnet sich für n Variationen wie folgt:

$$\sigma_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta x_i^2} \quad (3.31)$$

Dabei bezeichnet Δx_i die relative Abweichung der i -ten Variation zum Mittelwert aller Variationen. Die korrigierten γ^{iso} -Spektren aller Varianten des $L1$ -getriggerten Datensatzes zeigt Abbildung 3.23. Ebenfalls gezeigt sind die relativen Abweichungen zum finalen korrigierten γ^{iso} -Spektrum aus Abbildung 3.22, sowie σ_{RMS} aus allen Variationen pro E_T -Bin, dargestellt als graue Flächen. Im oberen, linken Teil der Abbildung wird α mit den Standard-Einstellungen berechnet. Im oberen rechten Teil wird das Kriterium für nicht-isolierte Cluster, auch als E_T^{iso} bezeichnet, verändert und auf $E_T^{\text{iso}} > 4 \text{ GeV}/c$ erhöht. Im linken unteren Teil der Abbildung besteht die Änderung zu den Standard-Einstellungen darin, dass die weite Verschmierung auf die Simulationen angewendet wird, und im rechten unteren Teil wird die *isolation cone energy* nur aus den Impulsen geladener Teilchen berechnet, wobei das Isolationskriterium $p_T^{\text{iso}} < 1,25 \text{ GeV}/c$ lautet. Die entsprechende Abbildung für den $L0$ -getriggerten Datensatz befindet sich in Anhang A.6. Da sich die Unsicherheiten des Doppelverhältnisses aus dem RMS der Unsicherheiten mehrerer Variationen zusammensetzen, die potentiell unterschiedliche E_T -Abhängigkeiten aufweisen, wird keine Parametrisierung zum Ausgleich statistischer Fluktuationen durchgeführt.

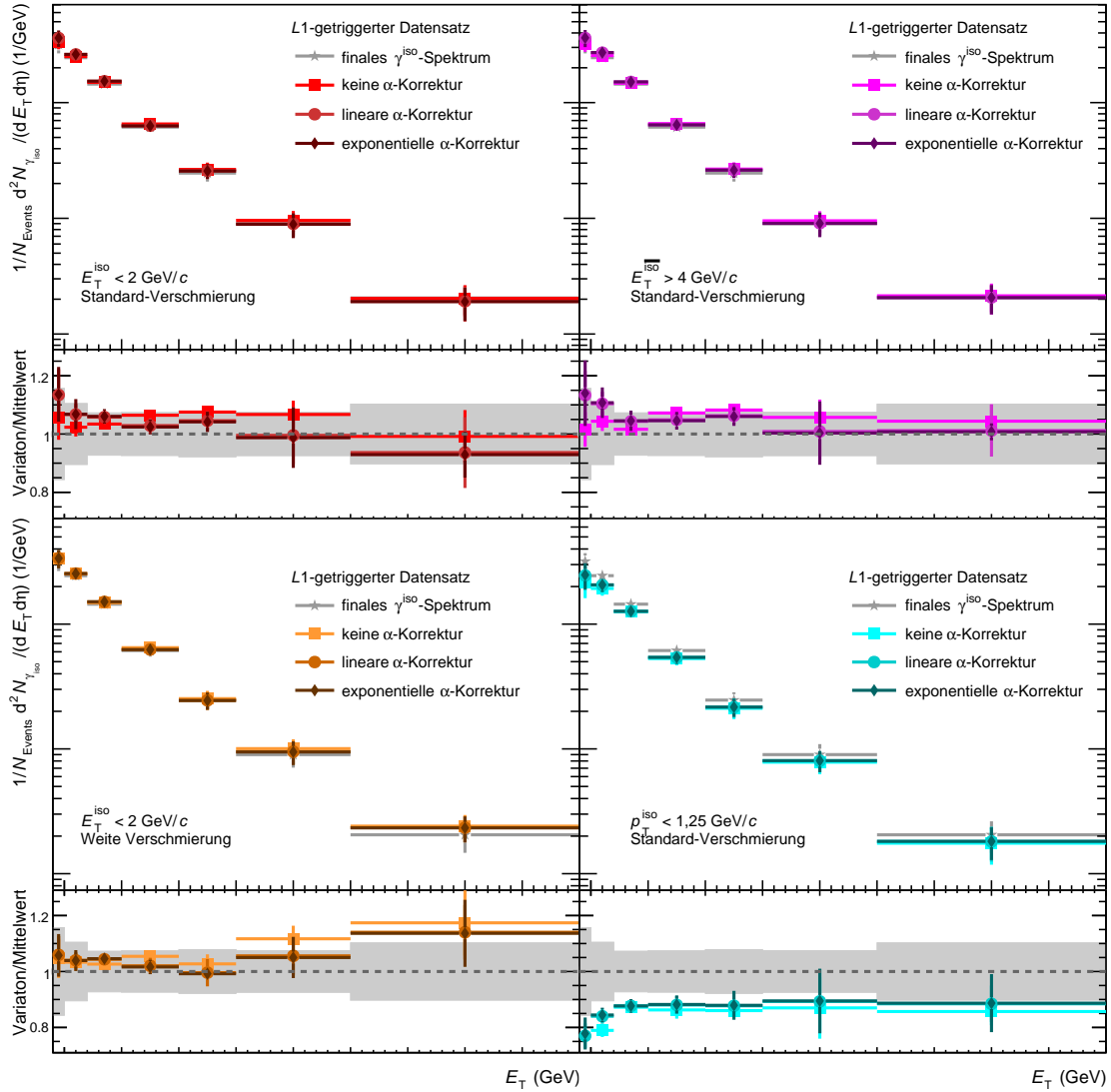


Abbildung 3.23: Korrigierte γ^{iso} -Spektren für die verschiedenen Variationen zur Berechnung der *purity*, sowie das Verhältnis zum Mittelwert (= finales γ^{iso} -Spektrum), für den L1-getriggerten Datensatz. Die grauen Bereiche markieren die systematische Unsicherheit σ_{DV} pro E_T -Bin.

3.4.1.2 Unsicherheit bei der Simulation des *Track-Matchings*

Zur Untersuchung der Unsicherheit bei der Simulation des *Track-Matchings* werden die Standard-Werte für den *Track-Matching-Cut*, $\Delta\phi = 0,03$ und $\Delta\eta = 0,02$, um $\pm 0,005$ variiert. Die prozentuale Abweichung der damit erstellten, korrigierten, γ^{iso} -

Spektren zum finalen γ^{iso} -Spektrum als Funktion von E_T zeigt Abbildung 3.24 für den $L1$ -getriggerten Datensatz. Die entsprechende Abbildung für den $L0$ -getriggerten Datensatz befindet sich in Anhang A.6. Die systematische Unsicherheit wird über den RMS der beiden Variationen pro E_T -Bin bestimmt. Da sich keine offensichtliche Abhängigkeit des RMS von E_T zeigt, werden die Schwankungen als statistische Fluktuationen interpretiert. Die systematische Unsicherheit sollte allerdings keine statistischen Fluktuationen enthalten, deshalb wird der Wert von σ_{TM} durch eine Parametrisierung über alle E_T -Bins mit einer Konstanten bestimmt. Dies wird im Folgenden auch als Standard-Verfahren zur Bestimmung der systematischen Unsicherheit bezeichnet.

3.4.1.3 Unsicherheit bei der Bestimmung des Mischungsverhältnisses

Wie in Abschnitt 3.3.2.1 beschrieben, findet die Gewichtung der Simulationen über eine χ^2 -Minimierung der Differenz der *purities* aus Daten und MC statt. Es sind jedoch auch andere Vergleiche zur Bestimmung des Mischungsverhältnisses denkbar, die potentiell andere Ergebnisse liefern. Um die Unsicherheit bei der Bestimmung der Mischungsverhältnisse zu berücksichtigen, werden diese um $\pm 15\%$ variiert. Auch hier erfolgt die Bestimmung der systematischen Unsicherheit über das Standard-Verfahren zur Bestimmung der systematischen Unsicherheit. Abbildung 3.24 zeigt dies für den $L1$ -getriggerten Datensatz, die entsprechende Abbildung für den $L0$ -getriggerten Datensatz befindet sich in Anhang A.6.

3.4.1.4 Unsicherheit bei der Simulation runder Cluster

Wie in Abschnitt 3.1.2.1 beschrieben, wird die λ_0^2 -Verteilung der Daten in den Simulationen nicht exakt reproduziert. Durch Verschmierung der simulierten λ_0^2 -Verteilung können die Unterschiede größtenteils ausgeglichen, jedoch nicht vollständig beseitigt werden. Eine Konsequenz daraus besteht in der Überschätzung der Rekonstruktionseffizienz. Diese wird für die isolierten Photonen nur in der in Abschnitt 3.2.1 definierten Signal-Region berechnet, also für $0,1 < \lambda_0^2 < 0,3$. Die Unterschiede zwischen Daten und Simulationen sind im Bereich um $\lambda_0^2 = 0,3$ am größten, dementsprechend befinden sich in den Simulationen potentiell mehr Cluster in der Signal-Region, als in den Daten. Um die Unsicherheit bei der Simulation runder Cluster abzuschätzen, wird die obere λ_0^2 -Grenze der N_{\bullet}^x -Regionen variiert, indem sie einerseits auf $\lambda_0^2 = 0,4$ erhöht wird, und andererseits auf $\lambda_0^2 = 0,27$ abgesenkt wird. Dies zeigt Abbildung 3.25(a). Durch die Erhöhung wird eine realistischere Abschätzung der Rekonstruktionseffizienz erreicht,

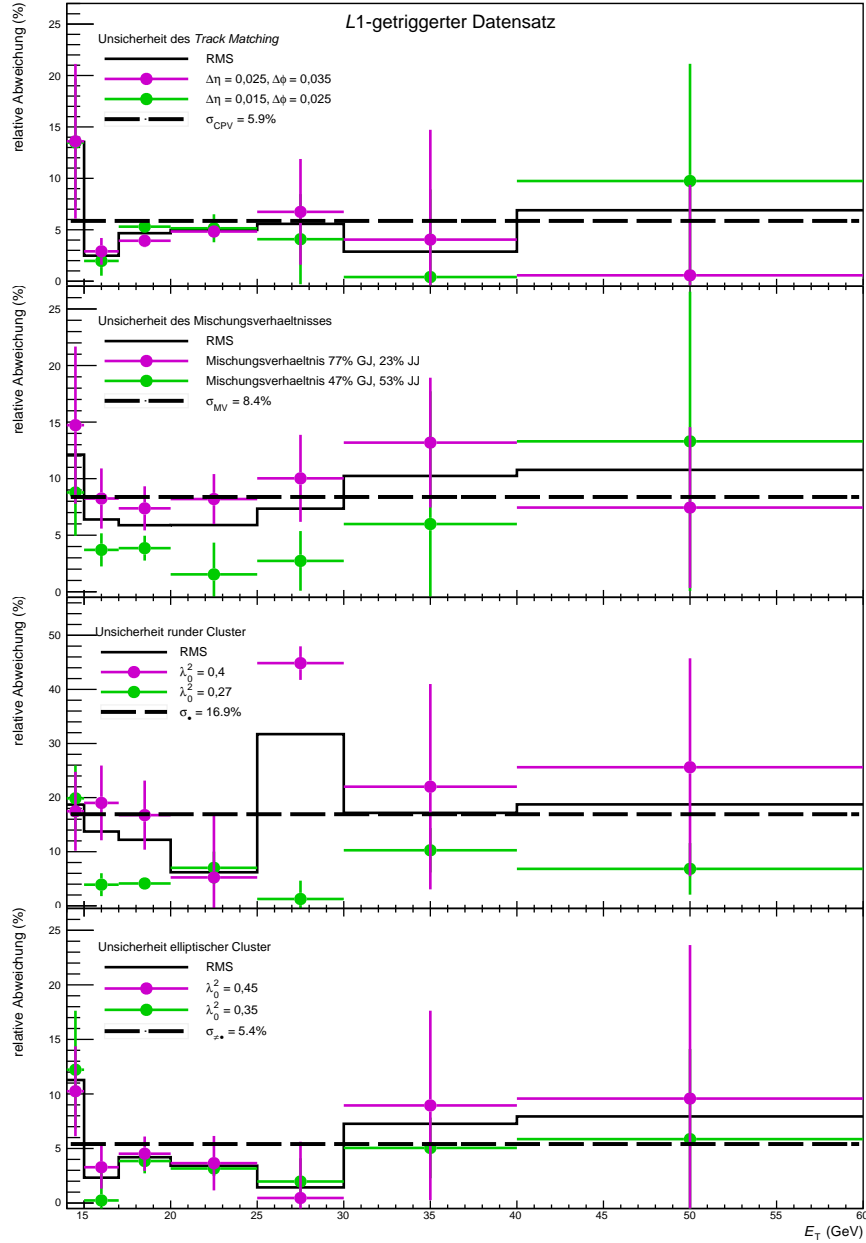


Abbildung 3.24: Abweichungen der korrigierten γ^{iso} -Spektren verschiedener Variationen zum finalen, korrigierten γ^{iso} -Spektrum für den $L1$ -getriggerten Datensatz. Ebenfalls für alle Variationen gezeigt sind der RMS pro E_T -Bin, sowie die Parametrisierung des RMS mit einer konstanten Funktion, aus der die jeweilige Unsicherheit bestimmt wird.

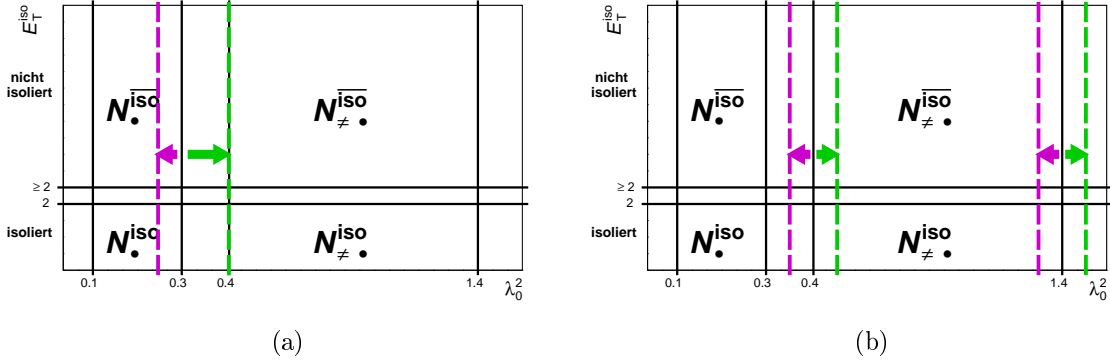


Abbildung 3.25: Werte der exponentiell korrigierten Korrekturfaktoren α (a), und der exponentiell korrigierten *purities* (b), für die einzelnen E_T -Bereiche der Analyse.

die *purity* wird aber entsprechend kleiner. Durch die Absenkung der λ_0^2 -Grenze wird Gegenteil erreicht. Der Wert von $\lambda_0^2 = 0,27$ berücksichtigt dabei, dass isolierte Photonen ein Häufungsmaximum bei $\lambda_0^2 = 0,25$ haben, weshalb eine weitere Absenkung der λ_0^2 -Grenze nicht sinnvoll ist. Die Bestimmung der resultierenden systematischen Unsicherheit erfolgt über das Standard-Verfahren. Abbildung 3.24 zeigt dies für den $L1$ -getriggerten Datensatz, die entsprechende Abbildung für den $L0$ -getriggerten Datensatz befindet sich in Anhang A.6.

3.4.1.5 Unsicherheit bei der Simulation elliptischer Cluster

Die in Kapitel 3.3.2 beschriebene Methode zur Korrektur der Untergrundkontamination beruht auf der Annahme, dass sich keine isolierten Photonen in den $N_{\neq \bullet}^x$ -Regionen der Clusterverteilung in λ_0^2 und E_T^{iso} befinden. Diese Annahme lässt sich nicht in den Daten prüfen, weshalb die λ_0^2 -Kriterien der $N_{\neq \bullet}^x$ -Regionen wie in Abbildung 3.25(b) dargestellt variiert werden. Der Standard-Wert von $\lambda_0^2 = 0,4$ der unteren Grenze dieser Regionen wird dafür auf $\lambda_0^2 = 0,35$ herabgesetzt oder auf $\lambda_0^2 = 0,45$ erhöht. Zur besseren Vergleichbarkeit werden die oberen Grenzen jeweils um den gleichen Betrag verschoben. Die Bestimmung der resultierenden systematischen Unsicherheit erfolgt über das Standard-Verfahren. Abbildung 3.24 zeigt dies für den $L1$ -getriggerten Datensatz, die entsprechende Abbildung für den $L0$ -getriggerten Datensatz befindet sich in Anhang A.6.

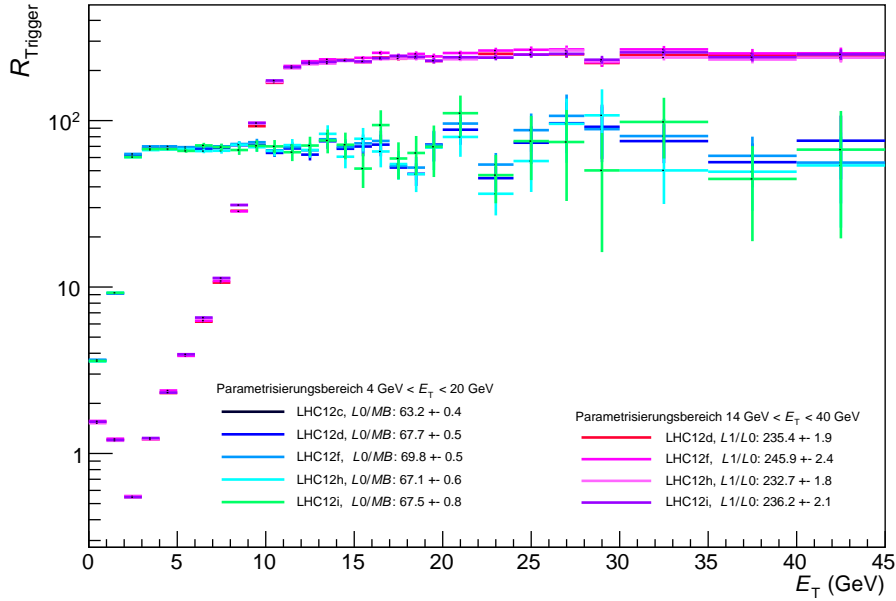


Abbildung 3.26: Verhältnisse $L0$ -getriggerten E_T -Spektren zu *Minimum Bias*-getriggerten E_T -Spektren, sowie $L1$ -getriggerten E_T -Spektren zu $L0$ -getriggerten E_T -Spektren, zur Bestimmung der *Rejection Factors* R_{L0} und $R_{L1/L0}$.

3.4.1.6 Unsicherheit aufgrund des Triggerverhaltens

Wie in Kapitel 3.1.1.1 gezeigt, gibt es zwischen den Perioden der getriggerten Datensätze Unterschiede, beispielsweise in der Anzahl der Cluster pro Event über einer bestimmten E_T -Schwelle. Da die Berechnung der *purity* aus der Kombination der Daten aller untersuchten Perioden des jeweiligen Datensatzes erfolgt, müssen die Unterschiede zwischen den Perioden berücksichtigt werden. Dies geschieht über den *Rejection Factor* R_{Trigger} :

$$R_{\text{Trigger}} = \frac{1/N_{\text{Events}}^{\text{Trigger}} \cdot dN_{\text{Trigger}}/dE_T}{1/N_{\text{Events}}^{\text{MB}} \cdot dN_{\text{MB}}/dE_T} \quad (3.32)$$

Hierbei steht $N_{\text{Events}}^{\text{Trigger}}$ für die Anzahl der mit dem untersuchten Trigger getriggerten Events, und dN_{Trigger}/dE_T für die Anzahl der Cluster in einem E_T -Intervall. $N_{\text{Events}}^{\text{MB}}$ und dN_{MB}/dE_T beschreiben die entsprechenden Größen in *Minimum-Bias*-getriggerten Daten.

Für Transversalenergien oberhalb des Trigger *Turn-Ons* erwartet man ein konstantes Verhältnis, weshalb der Wert für R_{Trigger} aus einer Parametrisierung mit einer konstanten Funktion in diesen Bereichen bestimmt wird. Aufgrund der schlechten Statistik der *Minimum Bias* Daten für $E_T > 14$ GeV, dem E_T -Bereich oberhalb des *L1 Turn-Ons*, berechnet man R_{L1} über das Verhältnis *L1*-getriggelter Cluster zu *L0*-getriggerten Clustern und multipliziert das Ergebnis mit R_{L0} :

$$R_{L1} = R_{L1/L0} \cdot R_{L0} \quad (3.33)$$

Zur Bestimmung von R_{L0} wird der E_T -Bereich zwischen 4 GeV und 20 GeV verwendet, für $R_{L1/L0}$ der E_T -Bereich zwischen 14 GeV und 40 GeV. Abbildung 3.26 zeigt die Verhältnisse für die Perioden der *L0*- und *L1*-getriggerten Datensätze sowie die jeweiligen *Rejection Factors*. Die systematische Unsicherheit wird durch den RMS der *Rejection Factors* des jeweiligen Datensatzes bestimmt und beträgt 3,2 % für den *L0*-getriggerten Datensatz und 2,1 % für den *L1*-getriggerten Datensatz.

3.4.1.7 Gesamte systematische Unsicherheit

Die gesamte systematische Unsicherheit wird, wie diskutiert, über die quadratische Addition der einzelnen Beiträge berechnet. Abbildung 3.27 zeigt eine Zusammenfassung der einzelnen systematischen Unsicherheiten beider Datensätze, sowie die gesamte systematische Unsicherheit. Beide Unsicherheiten liegen bei etwa 25% und werden von der Unsicherheit bei der Simulation runder Cluster dominiert. Die größere gesamte systematische Unsicherheit des *L0*-getriggerten Datensatzes resultiert aus der zusätzlichen Unsicherheit durch die Abschätzung der Trigger-Effizienz.

3.4.2 Statistische Unsicherheiten

Um die statistischen Unsicherheiten des im nächsten Kapitel präsentierten Wirkungsquerschnitts isolierter Photonen bestimmen zu können, müssen die statistischen Unsicherheiten, die bei der Datennahme und bei den Korrekturen durch die Simulationen auftreten, berücksichtigt werden. Für unkorrelierte statistische Unsicherheiten geschieht dies mit der Standard-Formel für die Fehlerfortpflanzung:

$$\sigma_f = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\delta f(x_1, \dots, x_n)}{\delta x_i} \cdot \sigma_{x_i} \right)^2} \quad (3.34)$$

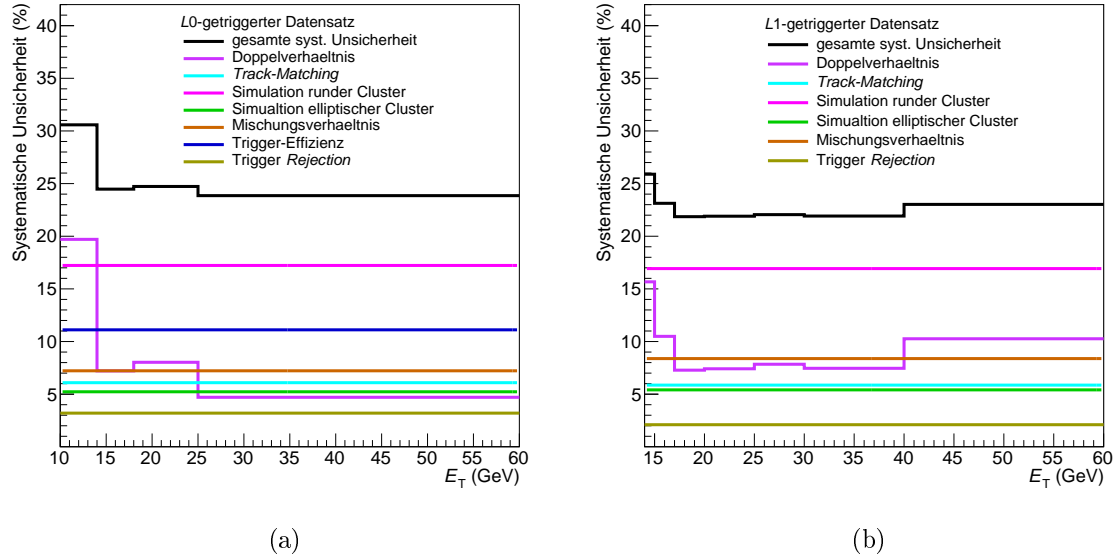


Abbildung 3.27: Übersicht über die einzelnen Beiträge zur systematischen Unsicherheit, sowie die gesamte systematische Unsicherheit (schwarze Linie), für den $L0$ -getriggerten Datensatz (a) und den $L1$ -getriggerten Datensatz (b).

Dabei bezeichnet σ_f die Unsicherheit einer Funktion f mit n unabhängigen Variablen x_i . Bis auf eine Ausnahme, die im Folgenden genauer beschrieben wird, werden alle statistischen Unsicherheiten mit dieser Formel berechnet.

Die einzige Ausnahme ist die Berechnung der Unsicherheiten für die in Kapitel 3.3.2.2 beschriebenen linearen und exponentiellen Korrekturen des Korrekturfaktors α . Die Unsicherheiten der für die Formeln 3.26 und 3.27 verwendeten Parametrisierungen können nicht mit obiger Formel fortgepflanzt werden, da die freien Parameter der Parametrisierungen korreliert sind.

Wie den korrigierten α -Faktoren stattdessen statistische Unsicherheiten zugeordnet werden, wird nun für die exponentielle α -Korrektur beispielhaft beschrieben.

Zuerst wird, wie in Kapitel 3.3.2.2 diskutiert, das Doppelverhältnis aus Daten und Simulationen durch eine exponentielle Funktion $f_{exp} = p_0 \cdot e^{-0,3 \cdot x} + p_2$ parametrisiert. Durch diese Parametrisierung werden die Werte der beiden freien Parameter p_0 und p_2 , sowie deren Unsicherheiten σ_{p_0} und σ_{p_2} , bestimmt. Danach erfolgen zwei weitere Parametrisierungen des Doppelverhältnisses mit f_{exp} , wobei jedoch p_0 auf die Werte $p_0 + \sigma_{p_0}$

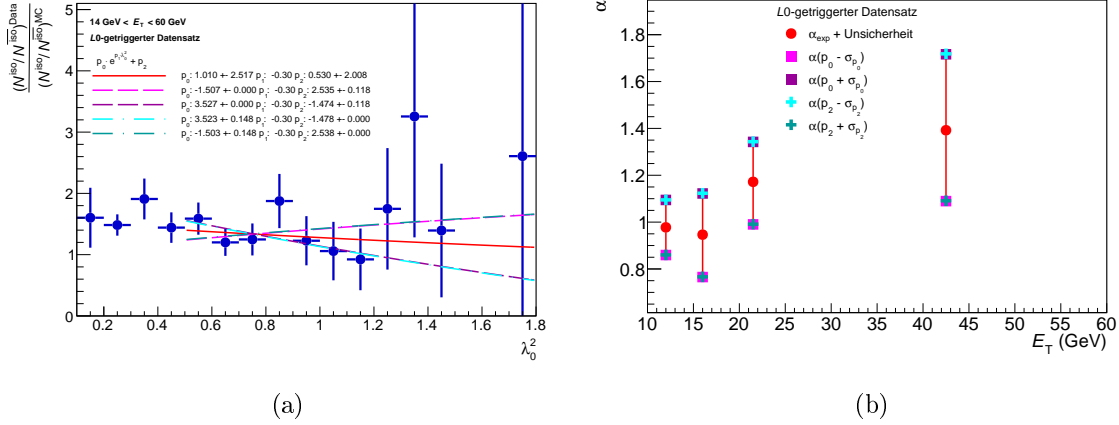


Abbildung 3.28: (a) Parametrisierungen des Doppelverhältnisses mit einer exponentiellen Funktion bei Fixierung verschiedener Parameter.

(b) Mit den in (a) bestimmten Parametern p_0 und p_2 berechnete korrigierte α -Faktoren. Die Bestimmung der statistischen Unsicherheit von α_{exp} erfolgt über die Differenz von $\alpha(p_0 + \sigma_{p_0})$ und $\alpha(p_0 - \sigma_{p_0})$. Die roten Fehlerbalken zeigen das Ergebnis der Bestimmung der statistischen Unsicherheit.

und $p_0 - \sigma_{p_0}$ fixiert wird. Dies zeigt Abbildung 3.28(a), in der die erste Parametrisierung mit zwei freien Parametern mit einer roten Linie eingezeichnet ist, zusammen mit den beiden weiteren Parametrisierungen bei festem p_0 , die mit den beiden violetten Linien eingezeichnet sind. Ebenfalls gezeigt ist eine Parametrisierung bei festem p_2 . Man erkennt, dass die Wahl des fixierten Parameters keinen nennenswerten Auswirkungen auf das Ergebnis der Parametrisierung hat.

Im nächsten Schritt werden mit den Werten für p_0 und p_2 , die im vorherigen Schritt aus den Parametrisierungen mit festem p_0 gewonnen wurden, korrigierte α -Faktoren nach Formel 3.27 berechnet. Diese korrigierten α -Faktoren werden als $\alpha(p_0 + \sigma_{p_0})$ und $\alpha(p_0 - \sigma_{p_0})$ bezeichnet. Abbildung 3.28(b) zeigt diese korrigierten α -Faktoren für die in Abbildung 3.28(a) bestimmten Werte. Die statistische Unsicherheit $\sigma_{\alpha_{exp}}$ für den ursprünglichen Korrekturfaktor α_{exp} berechnet sich dann aus der Differenz dieser beiden Werte:

$$\sigma_{\alpha_{exp}} = 0,5 \cdot |\alpha(p_0 + \sigma_{p_0}) - \alpha(p_0 - \sigma_{p_0})| \quad (3.35)$$

Die Berechnung der statistischen Unsicherheit für den Fall der linearen α -Korrektur erfolgt analog.

3.5 Wirkungsquerschnitt

Um aus dem in Kapitel 3.3 berechneten, korrigierten γ^{iso} -Spektrum $\frac{d^2 N_{\gamma^{\text{iso}}}}{N_{\text{Evt}} dE_T d\eta}$ den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2 \sigma_{\gamma^{\text{iso}}}}{dE_T d\eta}$ isolierter Photonen zu erhalten, muss das korrigierte γ^{iso} -Spektrum mit der integrierten Luminosität \mathcal{L} pro Event normiert werden. Der differentielle Wirkungsquerschnitt berechnet sich über:

$$\frac{d^2 \sigma_{\gamma^{\text{iso}}}}{dE_T d\eta} = \frac{N_{\text{Evt}}}{\mathcal{L}} \cdot \frac{d^2 N_{\gamma^{\text{iso}}}}{N_{\text{Evt}} dE_T d\eta} \quad (3.36)$$

Die Formel zur Berechnung der Luminosität lautet:

$$\mathcal{L} = \frac{N_{\text{Evt}}}{\sigma_{\text{Trigger}}} \quad (3.37)$$

Hier steht σ_{Trigger} für den Wirkungsquerschnitt des jeweiligen Triggers, der aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt des *Minimum Bias* Triggers σ_{MB} berechnet werden kann:

$$\sigma_{\text{Trigger}} = \frac{\sigma_{MB}}{P_{MB} \cdot R_{\text{Trigger}}} \quad (3.38)$$

Dabei steht R_{Trigger} für den *Rejection Factor*, und P_{MB} für die Wahrscheinlichkeit, dass beim Aufeinandertreffen zweier *bunches* (*bunch crossing*) mehrere Kollisionen stattfinden, welche die *Minimum Bias* Trigger-Bedingung erfüllen. Mehrere Kollisionen in einem *bunch crossing* werden auch als *pile-up* bezeichnet. Die entsprechende Wahrscheinlichkeit für *pile-up* in EMCAL-getriggerten Kollisionen ist deutlich kleiner als P_{MB} wurde in der obigen Formel vernachlässigt.

Der Wirkungsquerschnitt des *Minimum Bias* Triggers während der Datennahme 2012 betrug $\sigma_{MB} = 53,83 \pm 0,03$ mb [CGY16].

Da die Wahrscheinlichkeit für *pile-up* in einem *bunch crossing* sehr klein ist und die potentiellen Kollisionen voneinander unabhängig sind, lässt sich P_{MB} durch eine Poisson-Verteilung beschreiben.

$$P(X = n) = \frac{\mu^n}{n!} \cdot e^{-\mu} \quad (3.39)$$

Dabei bezeichnet n die Anzahl der Kollisionen in einem *bunch crossing*, und μ die Anzahl der durchschnittlichen Kollisionen pro *bunch crossing*. Die Wahrscheinlichkeit P_{MB} ergibt sich aus der Summe der Wahrscheinlichkeiten für alle n , multipliziert mit der Anzahl der Kollisionen. Dabei muss berücksichtigt werden, dass mindestens eine Kollision stattfindet, die den Trigger auslöst.

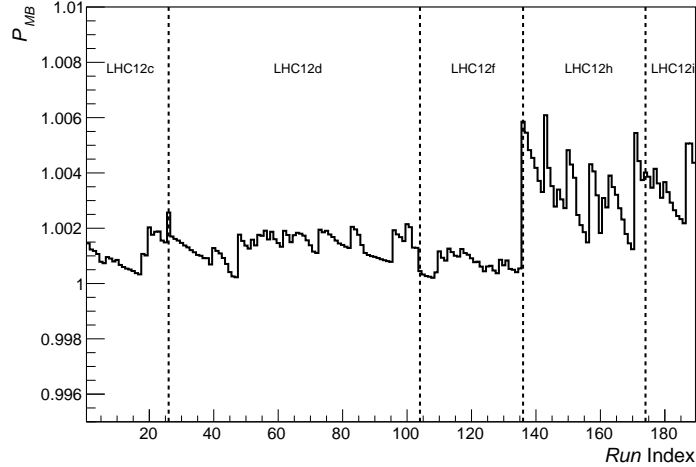


Abbildung 3.29: *Pile-up*-Wahrscheinlichkeit als Funktion der untersuchten *Runs*.

$$\begin{aligned}
 P_{MB} &= \frac{\sum_{n=1}^{\infty} n \cdot P(X = n)}{P(X \geq 1)} \\
 &= \frac{\sum_{n=0}^{\infty} n \cdot P(X = n)}{1 - P(X = 0)} \\
 &= \frac{\mu}{1 - e^{-\mu}} \tag{3.40}
 \end{aligned}$$

Abbildung 3.29 zeigt die Wahrscheinlichkeiten P_{MB} in Abhängigkeit der untersuchten *Runs*. An der Sägezahnstruktur des Verlaufs kann die starke Zunahme der Wahrscheinlichkeit für *pile-up* nach der Befüllung des LHC mit neuen Protonen, sowie die folgende Abnahme dieser Wahrscheinlichkeit aufgrund der Reduzierung der Protonen pro *bunch* durch vorherige Kollisionen oder anderweitige Verluste, nachvollzogen werden. Die Wahrscheinlichkeit für mehrere Kollisionen innerhalb eines *bunch crossings* beträgt für die untersuchten *Runs* durchgehend weniger als 1%, weshalb die erwähnte Vernachlässigung des *pile-ups* in EMCAL-getriggerten Events gerechtfertigt ist.

Mit σ_{MB} , R_{Trigger} und P_{MB} lässt sich nun der gesamte Wirkungsquerschnitt isolierter Photonen berechnen. Aufgrund der in Kapitel 3.4.1.6 diskutierten Unterschiede der *Rejection Factors* in den untersuchten Perioden wird die gesamte integrierte Luminosität dabei aus der Summe der integrierten Luminositäten der einzelnen Perioden berechnet.

$$\mathcal{L} = \sum_{\text{Perioden}} \mathcal{L}_{\text{LHCx}} \quad (3.41)$$

Zur Darstellung des Wirkungsquerschnitts werden die Ergebnisse der beiden untersuchten Datensätze kombiniert. Für den E_T -Bereich zwischen 10 GeV und 14 GeV wird der $L0$ -getriggerte Datensatz verwendet, für $E_T > 14$ GeV der $L1$ -getriggerte Datensatz. Abbildung 3.30 zeigt das finale Ergebnis der vorliegenden Analyse, den kombinierten γ^{iso} -Wirkungsquerschnitt. Die schwarzen Fehlerbalken entsprechen der statistischen Unsicherheit, die grauen Boxen der systematischen Unsicherheit. Durch die geringere Statistik des $L0$ -getriggerten Datensatzes im Vergleich zum $L1$ -getriggerten Datensatz im untersuchten E_T -Bereich weist der damit erzeugte Datenpunkt eine deutlich größere statistische Unsicherheit auf.

Der Wirkungsquerschnitt isolierter Photonen zeigt, wie erwartet, einen steil mit E_T abfallenden Verlauf.

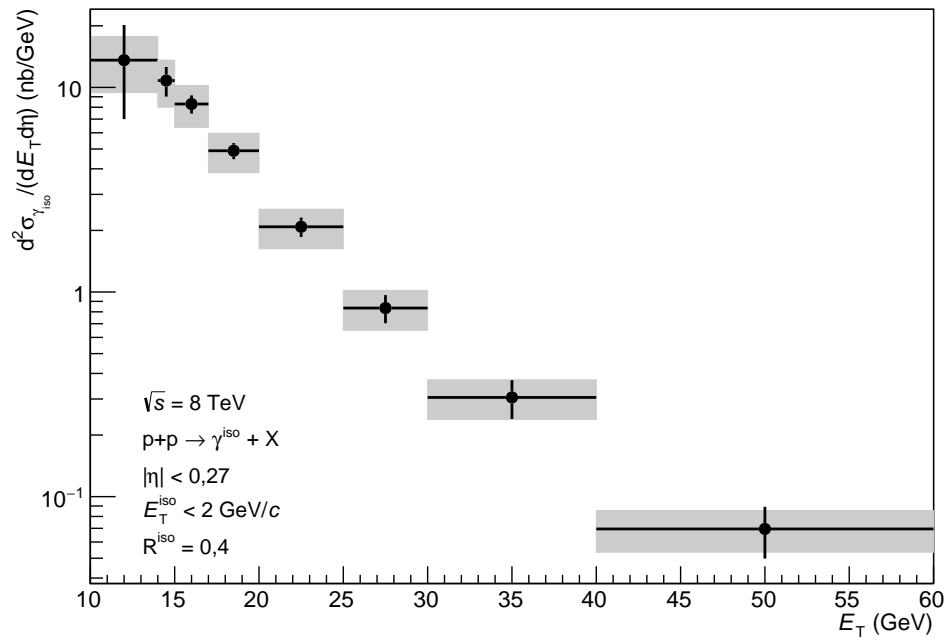


Abbildung 3.30: Wirkungsquerschnitt isolierter Photonen in Proton-Proton-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. Die schwarzen Fehlerbalken zeigen die statistischen Unsicherheiten, die grauen Boxen die systematischen Unsicherheiten.

Kapitel 4

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Analyse wird die Messung isolierter Photonen in Proton-Proton-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 8$ TeV in einem Pseudorapiditätsintervall von $|\eta| < 0,27$ mit dem ALICE-EMCal-Kalorimeter vorgestellt. Dabei wird der Wirkungsquerschnitt isolierter Photonen mit Isolationsradius $R < 0,4$ und *isolation cone energy* $E_T^{\text{iso}} < 2$ GeV/c bestimmt. Die Analyse basiert auf Daten aus dem Jahr 2012, die mit den beiden Triggern des EMCal aufgezeichnet wurden. Der EMCal *L1*-Trigger wurde in diesem Zeitraum erstmals dauerhaft eingesetzt, weshalb der erste Teil der Analyse darin besteht, die Qualität der getriggerten Daten sicherzustellen. Dazu wurden anhand der E_T -Spektren der untersuchten Daten auffällige *Runs* identifiziert und genauer untersucht. Wie sich herausstellte, eignen sich einige *Runs* des *L1*-getriggerten Datensatzes aufgrund unerwarteten Trigger-Verhaltens nicht für die Analyse.

In den Clustern der übrigen *Runs* wurden Photonen-Cluster anhand verschiedener Eigenschaften wie der Cluster-Energie oder dem Abstand zur Spur eines geladenen Teilchens identifiziert. Aus diesen Clustern wurde mittels der Cluster-Form und der *isolation cone energy* das unkorrigierte Spektrum isolierter Photonen extrahiert. Da sich in diesem Spektrum noch viele Untergrund-Cluster befinden, wurde eine Methode zur Bestimmung der Untergrund-Kontamination vorgestellt und angewendet. Dazu fand eine Einteilung aller Photonen-Cluster in vier Regionen nach λ_0^2 - und E_T^{iso} -Kriterien statt, wodurch mithilfe zweier Annahmen die *purity* des unkorrigierten γ^{iso} -Spektrums bestimmt werden konnte. Durch Korrekturfaktoren aus selbst produzierten Simulationen konnten Ungenauigkeiten der Methode zur Bestimmung der *purity* ausgeglichen werden. Da die Simulationen jedoch die Daten nicht exakt reproduzieren, wurde durch ein Doppelverhältnis aus Daten und Simulationen eine weitere Korrektur

bestimmt und angewendet, um weniger sensitiv auf die Unterschiede zwischen Daten und Simulationen zu sein.

Des Weiteren fand eine Korrektur für die limitierte Rekonstruktions- und Triggereffizienz des EMCal statt, die ebenfalls aus Simulationen berechnet wurde.

Bei der Abschätzung der systematischen Unsicherheiten wurde insbesondere auf die Auswirkungen der Unterschiede zwischen Daten und Simulationen geachtet. Durch Gewichtung mit der integrierten Luminosität konnte somit der Wirkungsquerschnitt isolierter Photonen für $10 \text{ GeV} < E_T < 60 \text{ GeV}$, inklusive statistischer und systematischer Unsicherheiten, in einem Pseudorapiditätsintervall von $|\eta| < 0,27$ bestimmt werden. Damit werden andere Messungen isolierter Photonen am LHC ergänzt, die in anderen Pseudorapiditätsintervallen oder bei anderen Schwerpunktenenergien durchgeführt wurden. Des Weiteren lassen sich durch den Vergleich des γ^{iso} -Wirkungsquerschnitts mit theoretischen Berechnungen Vorhersagen der pQCD testen [AGP⁺06].

Das Ergebnis der vorliegenden Arbeit kann weiter optimiert werden, indem die Unterschiede zwischen Daten und Simulationen noch besser verstanden werden, und die Simulationen daraufhin optimiert werden.

Kapitel 5

Danksagung

Zuerst möchte ich mich bei Prof. Dr. Henner Büsching bedanken, der es mir ermöglicht hat, diese Arbeit anzufertigen, und mich bei Fragen und Problemen stets unterstützt hat

Ebenso möchte ich mich bei Prof. Dr. Christoph Blume für die Zweitbegutachtung dieser Arbeit bedanken.

Besonderer Dank gilt Marco Marquard, der meine Arbeit betreut hat und mir bei Fragen und Problemen jederzeit mit Rat und Tat zur Seite stand.

Zudem möchte ich mich bei Dr. Benjamin Dönigus bedanken, ohne den die in dieser Arbeit verwendeten Simulationen nicht zustande gekommen wären, und der darüber hinaus immer eine große Hilfe bei komplizierten Fragestellungen war.

Bei Alexej Kraiker, Andrea Hornung und Joshua König möchte ich mich für die spontane Hilfe beim Erstellen dieser Arbeit bedanken.

Zudem möchte ich mich bei Mario Krüger und meinen ehemaligen Bürokollegen Andrea Hornung, Joshua König, Matthias Kleiner, Lucas Westermann und Hendrik Schulte für das gute Arbeitsklima und die vielen schönen Momente bedanken.

Mein Dank gilt weiterhin der gesamten Frankfurter Arbeitsgruppe für die freundliche Aufnahme und für die Hilfe bei zahlreichen Problemen.

Kapitel 6

Literaturverzeichnis

- [A⁺11a] Georges Aad et al. Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using 35 pb^{-1} of ATLAS data. *Phys. Lett.*, B706:150–167, 2011.
- [A⁺11b] Georges Aad et al. Measurement of underlying event characteristics using charged particles in pp collisions at $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$ and 7 TeV with the ATLAS detector. *Phys. Rev.*, D83:112001, 2011.
- [AGP⁺06] P. Aurenche, J. Ph. Guillet, E. Pilon, M. Werlen, and M. Fontannaz. Recent critical study of photon production in hadronic collisions. *Phys. Rev. D*, 73:094007, May 2006.
- [Ali10] Alice Collaboration. The ALICE TPC, a large 3-dimensional tracking device with fast readout for ultra-high multiplicity events. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 622:316–367, October 2010.
- [BAC⁺13] O. Bourrion, N. Arbor, G. Conesa-Balbastre, C. Furget, R. Guernane, and G. Marcotte. The ALICE EMCAL L1 trigger first year of operation experience. *Journal of Instrumentation*, 8(01):C01013, 2013.
- [BCM14] G. C. Balbastre, M. Consentino, and A. Morreale. Analysis Note: Rejection of exotic clusters in EMCAL. <https://aliceinfo.cern.ch/Notes/node/376>, 2014.

- [Bet09] Siegfried Bethke. The 2009 world average of α_s . *The European Physical Journal C*, 64(4):689–703, Dec 2009.
- [BFF⁺16] G. C. Balbastre, J. Faivre, C. Furget, M. Germain, A. Mas, L. Ronflette, C. S. Tello, and A. Vauthier. Analysis Note: Isolated photons purity estimation. <https://aliceinfo.cern.ch/Notes/node/523>, 2016.
- [C⁺08] P. Cortese et al. ALICE electromagnetic calorimeter technical design report. 2008.
- [Cer17] Webpage Cern. Informationen zu den verschiedenen LHC-Experimenten. <https://home.cern/about>, 2017.
- [CGY16] J. G. Contreras, M. Gagliardi, and S. Yano. Analysis Note: ALICE luminosity determination for pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. <https://aliceinfo.cern.ch/Notes/node/531>, 2016.
- [CMS13] CMS. Studies of jet quenching using isolated-photon+jet correlations in pppb and pp collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ tev. *Physics Letters B*, 718(3):773 – 794, 2013.
- [Gau15] Webpage Gauss Centre for Supercomputing. The QCD phase diagram. http://www.gauss-centre.eu/gauss-centre/EN/Projects/ElementaryParticlePhysics/2015/philipsen_PDNM.html?nn=1361054, 2015.
- [Her16] Dominik Herzig. Produktion inklusiver Photonen in pp-Kollisionen bei $\sqrt{s}=2.76$ TeV, gemessen mit dem ALICE-EMCal-Detektor. Master’s thesis, Goethe University Frankfurt, 2016.
- [Id10] Raphaelle Ichou and David d’Enterria. Sensitivity of isolated photon production at TeV hadron colliders to the gluon distribution in the proton. *Phys. Rev.*, D82:014015, 2010.

- [MBL⁺17] D. Muehlheim, F. Bock, C. Loizides, J. Stachel, and J.P Wessels. Analysis Note: Neutral meson measurements with the EMCAL in ALICE in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. <https://aliceinfo.cern.ch/Notes/node/489>, 2017.
- [MGL⁺16] A. Mas, M. Germain, D. Lodato, M. Marquard, and L. Ronflette. Analysis Note: Isolated direct photon cross section measurement in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ALICE detector at LHC. <https://aliceinfo.cern.ch/Notes/node/295>, 2016.
- [Mü13] Berndt Müller. Investigation of Hot QCD Matter: Theoretical Aspects. *Phys. Scripta*, T158:014004, 2013.
- [Paq17] Jean-François Paquet. Overview of electromagnetic probe production in ultra-relativistic heavy ion collisions. *Journal of Physics: Conference Series*, 832(1):012035, 2017.
- [PRSZ06] B. Povh, K. Rith, F. Scholz, and W. Zetsche. *Teilchen und Kerne*. Springer, Berlin, 2006.
- [Raf13] Johann Rafelski. Connecting QGP-Heavy Ion Physics to the Early Universe. 2013. [Nucl. Phys. Proc. Suppl.243-244,155(2013)].
- [Ren04] Hai-cang Ren. Color superconductivity of QCD at high baryon density. 2004.
- [RG95] D H Rischke and M Gyulassy. The maximum lifetime of the quark-gluon plasma. *Nucl. Phys. A*, 597(nucl-th/9509040. CU-TP-706):701–726. 22 p, Sep 1995.
- [Ron16] Lucile Ronflette. *Isolated photon production in p-Pb collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV with the ALICE experiment at the LHC*. dissertation, University of Nantes, 2016.

- [Sah16] Baldo Sahlmüller. Direct photon measurement in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV with ALICE. *Nucl. Phys.*, A956:421–424, 2016.
- [Sak08] Takao Sakaguchi. Direct photons—basis for characterizing heavy-ion collisions. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 35(10):104025, 2008.
- [Sco15] P. Scott. physics 133 Lab Manual. http://scott.physics.ucsc.edu/pdf/133_draftman.pdf, 2015.
- [SSS10] S. Sarkar, H. Satz, and B. Sinha, editors. *The Physics of the Quark-Gluon Plasma*, volume 785 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, 2010.
- [Tha12] J. Thaefer. ALICE Figure Repository: 3D ALICE Schematic. <https://aliceinfo.cern.ch/Figure/node/3400>, 2012.
- [Vel14] Julia Velkovska. What have hard probes taught us about the quark–gluon plasma as measured in cms? *Nuclear Physics A*, 932(Supplement C):17 – 24, 2014. Hard Probes 2013.

Anhang A

Anhang

A.1 Analysierte *Runs*

A.1.1 *Runs* mit *L0* Trigger

LHC12c:

179796, 179803, 179806, 179858, 179916, 179917, 179918, 179919, 179920, 180000, 180042, 180044, 180129, 180130, 180131, 180132, 180133, 180500, 180501, 182624, 182635, 182684, 182686, 182691, 182692

LHC12d:

183916, 184127, 184131, 184132, 184134, 184135, 184137, 184138, 184140, 184144, 184145, 184147, 184183, 184188, 184208, 184209, 184210, 184215, 184216, 184371, 184383, 184389, 184673, 184678, 184682, 184687, 184784, 184786, 185029, 185031, 185116, 185126, 185127, 185132, 185133, 185134, 185157, 185160, 185164, 185189, 185196, 185198, 185203, 185206, 185208, 185217, 185221, 185282, 185284, 185289, 185292, 185293, 185296, 185299, 185300, 185302, 185303, 185349, 185350, 185351, 185356, 185359, 185360, 185361, 185362, 185363, 185368, 185371, 185375, 185378, 186163, 186164, 186165, 186167, 186205, 186208, 186319, 186320

LHC12f:

186668, 186688, 186689, 186690, 186692, 186694, 186811, 186938, 186990, 186992, 186994, 187143, 187145, 187148, 187149, 187202, 187203, 187339, 187340, 187341, 187487, 187488, 187489, 187510, 187623, 187624, 187627, 187656, 187698, 187739, 187749, 187785, 187791, 188101

LHC12h:

190209, 190210, 190212, 190213, 190214, 190215, 190216, 190240, 192072, 192073, 192075, 192128, 192136, 192140, 192172, 192174, 192194, 192200, 192201, 192202, 192205, 192344, 192347, 192348, 192349, 192415, 192417, 192453, 192461, 192468, 192471, 192492, 192499, 192505, 192510, 192729, 192731, 192732

LHC12i:

192772, 192775, 192778, 192779, 192820, 192822, 192824, 193004, 193005, 193007, 193008, 193010, 193011, 193014, 193047, 193049, 193051

A.1.2 *Runs* mit L1 Trigger**LHC12d:**

183916, 184127, 184131, 184132, 184134, 184135, 184137, 184138, 184140, 184144, 184145, 184147, 184183, 184188, 184209, 184210, 184215, 184216, 184371, 184383, 184389, 184673, 184678, 184682, 184687, 184784, 184786, 185029, 185031, 185116, 185126, 185127, 185132, 185133, 185134, 185157, 185160, 185164, 185189, 185196, 185198, 185203, 185206, 185208, 185217, 185221, 185282, 185284, 185289, 185292, 185293, 185296, 185299, 185300, 185302, 185303, 185349, 185350, 185351, 185356, 185359, 185360, 185361, 185362, 185363, 185368, 185371, 185375, 185378, 186163, 186164, 186165, 186167, 186205, 186208, 186319, 186320

LHC12f:

186668, 186688, 186689, 186690, 186692, 186694, 186811, 187339, 187340, 187341, 187487, 187488, 187489, 187510, 187623, 187624, 187627, 187656, 187698, 187739, 187749, 187785, 187791, 188101

LHC12h:

190209, 190210, 190212, 190213, 190214, 190215, 190216, 190240, 192072, 192073, 192075, 192128, 192136, 192140, 192172, 192174, 192194, 192200, 192201, 192202, 192205, 192344, 192347, 192348, 192349, 192415, 192417, 192453, 192461, 192468, 192471, 192492, 192499, 192729, 192731, 192732

LHC12i:

192772, 192775, 192778, 192779, 192820, 192822, 192824, 193004, 193005, 193007, 193008, 193010, 193011, 193014, 193047, 193049, 193051

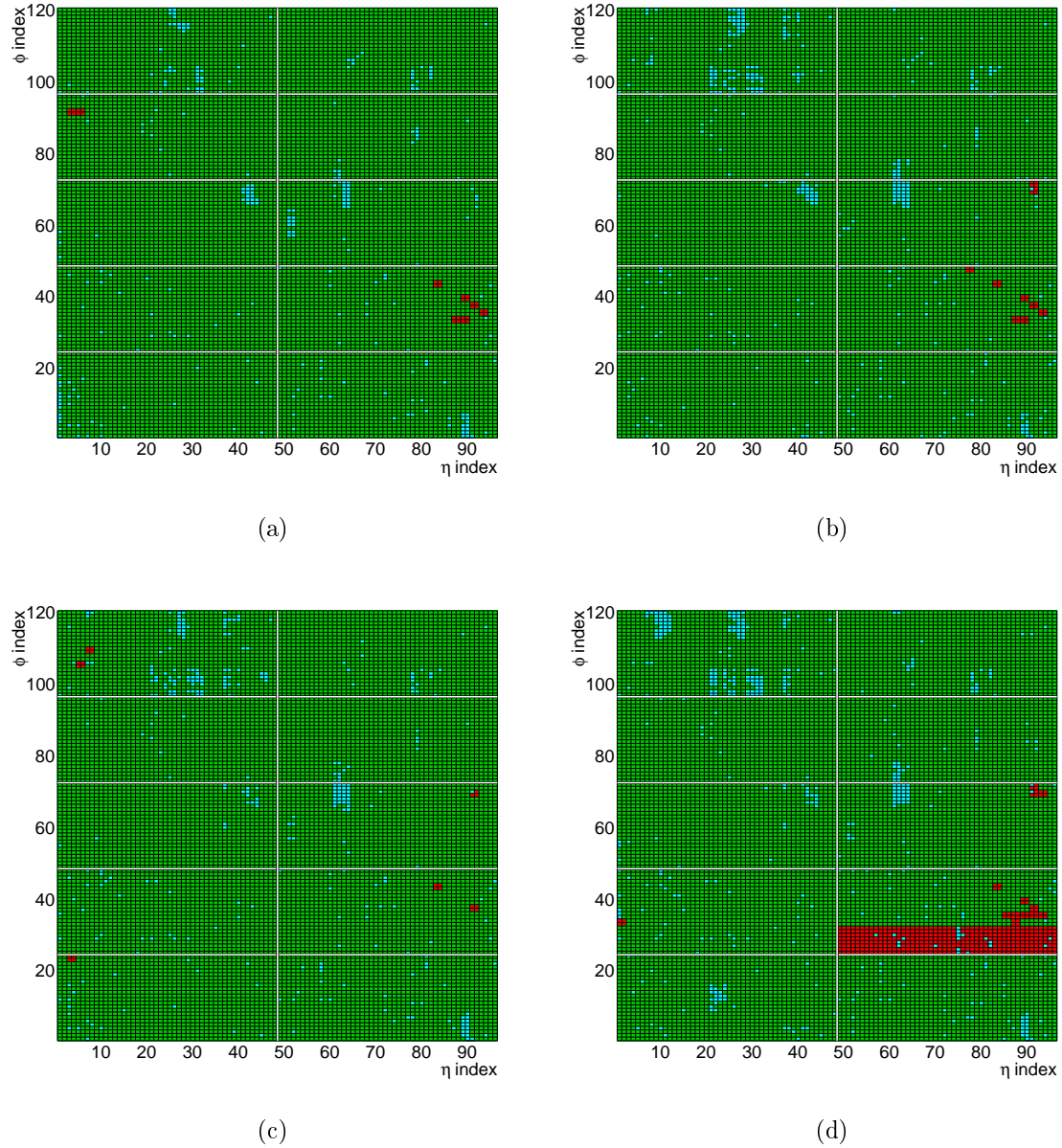
A.2 Ausgeschlossene $L1$ -FastOrs

Abbildung A.1: Verteilung schlechter FastOrs in LHC12c (a), LHC12d (b), LHC12f (c) und LHC12h (d).

A.3 Variationen der E_T Bins

A.3.1 $L0$ Datensatz

Bin	Variation 1	Variation 2	Variation 3	Variation 4
1	10 - 14	10 - 14	10 - 14	10 - 14
2	14 - 20	14 - 18	14 - 18	14 - 18
3	20 - 30	18 - 25	18 - 25	18 - 30
4	30 - 60	25 - 40	25 - 60	30 - 60

Tabelle A.1: Kriterien für die Einteilung der Cluster.

A.3.2 $L1$ Datensatz

Bin	Var. 1	Var. 2	Var. 3	Var. 4	Var. 5	Var. 6	Var. 7	Var.n 8	Var. 9	Var. 10
1	14 - 15	14 - 15	14 - 15	14 - 17	14 - 17	14 - 15	14 - 15	14 - 15	14 - 15	14 - 15
2	15 - 16	15 - 16	15 - 16	17 - 20	17 - 20	15 - 16	15 - 16	15 - 16	15 - 16	15 - 17
3	16 - 17	16 - 17	16 - 18	20 - 25	20 - 25	16 - 17	16 - 18	16 - 18	16 - 17	17 - 22
4	17 - 18	17 - 18	18 - 20	25 - 30	25 - 30	17 - 18	18 - 20	18 - 20	17 - 18	22 - 30
5	18 - 19	18 - 20	20 - 22	30 - 40	30 - 35	18 - 20	20 - 25	20 - 25	18 - 20	30 - 40
6	19 - 20	20 - 22	22 - 25	40 - 60	35 - 40	20 - 25	25 - 30	25 - 30	20 - 25	40 - 60
7	20 - 22	22 - 25	25 - 30		40 - 60	25 - 30	30 - 40	30 - 35	25 - 30	
8	22 - 25	25 - 30	30 - 35			30 - 40	40 - 60	35 - 40	30 - 35	
9	25 - 30	30 - 35	35 - 40			40 - 60		40 - 60	35 - 40	
10	30 - 35	35 - 40	40 - 50						40 - 60	
11	35 - 40	40 - 50	50 - 60							
12	40 - 50	50 - 60								
13	50 - 60									

Tabelle A.2: Kriterien für die Einteilung der Cluster.

A.4 Median-Werte in den Daten

<i>L0</i> Daten			<i>L1</i> Daten		
Bins (GeV)	$x_{\bullet}^{\overline{\text{iso}}}$	$x_{\neq\bullet}$	Bins (GeV)	$x_{\bullet}^{\overline{\text{iso}}}$	$x_{\neq\bullet}$
10 - 14	0,26	0,98	14 - 15	0,27	0,77
14 - 18	0,30	0,73	15 - 16	0,28	0,73
18 - 25	0,35	0,69	16 - 18	0,33	0,70
25 - 60	0,33	0,84	18 - 20	0,35	0,68
			20 - 25	0,35	0,70
			25 - 30	0,34	0,71
			30 - 35	0,32	0,93
			35 - 40	0,30	0,83
			40 - 60	0,30	0,85

Tabelle A.3: Kriterien für die Einteilung der Cluster.

A.5 Doppelverhältnisse des $L1$ Datensatzes

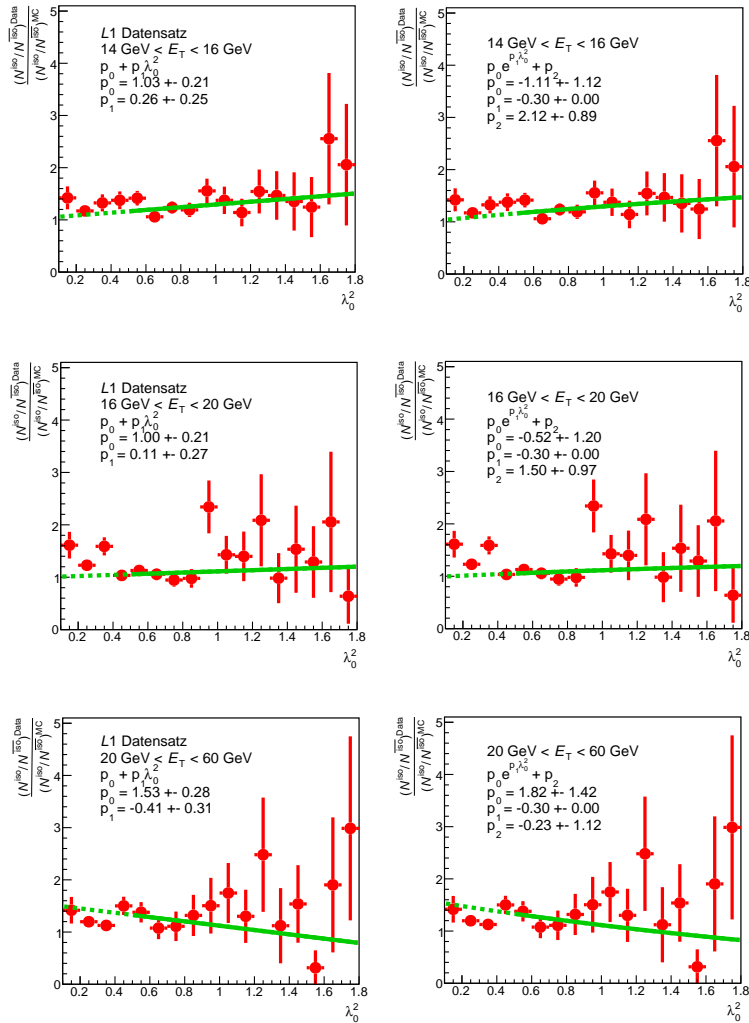


Abbildung A.2: Doppelverhältnisse für den $L1$ Trigger in verschiedenen E_T Bereichen. Auf der linken Seite wird mit einer linearen Funktion parametrisiert, rechts wird eine exponentielle Parametrisierung verwendet.

A.6 Systematische Unsicherheiten des L0-getriggerten Datensatzes

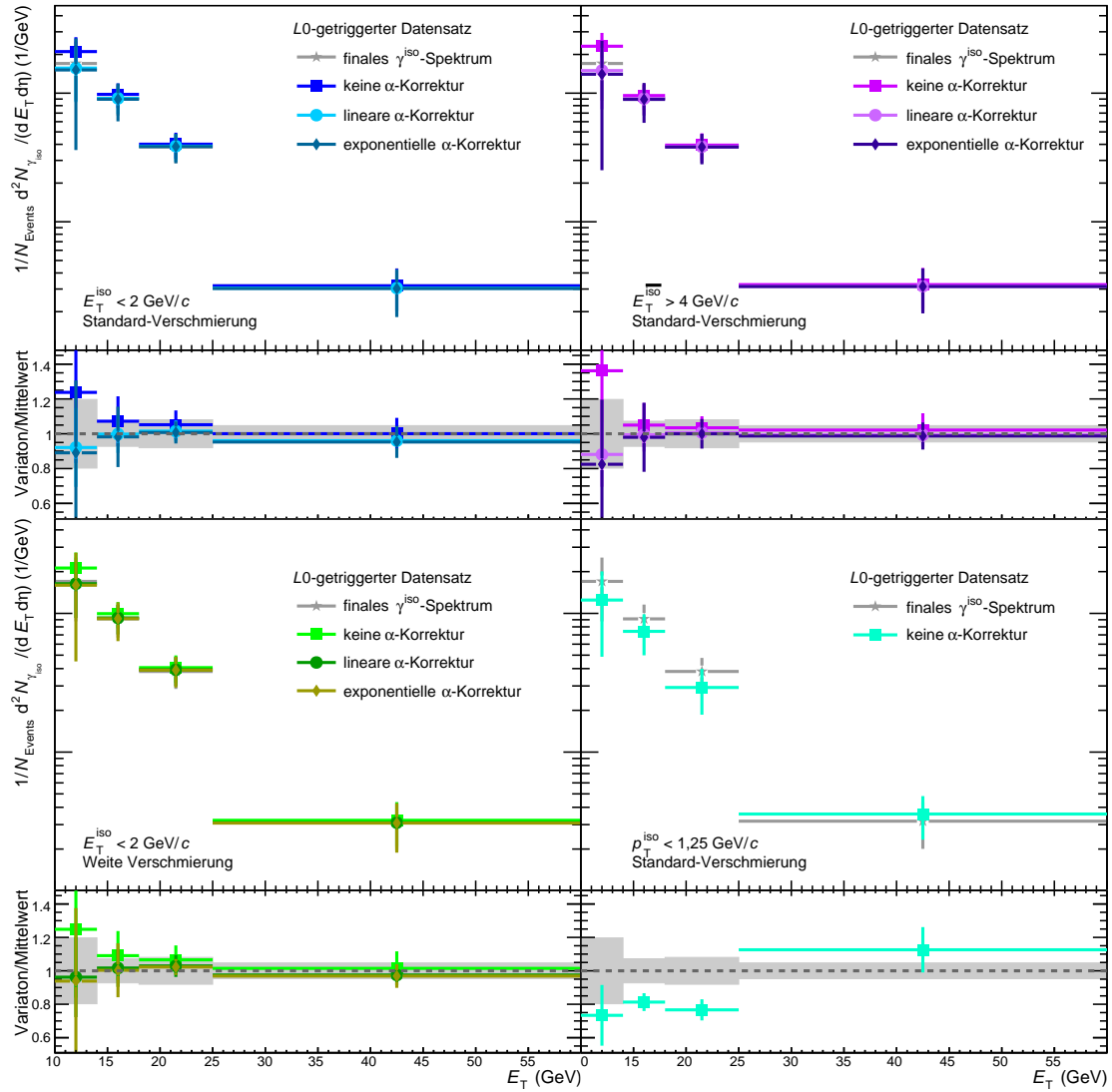


Abbildung A.3: Korrigierte γ^{iso} -Spektren für die verschiedenen Variationen zur Berechnung der *purity*, sowie das Verhältnis zum Mittelwert (= finales γ^{iso} -Spektrum), für den L0-getriggerten Datensatz. Die grauen Bereiche markieren die systematische Unsicherheit σ_{DV} pro E_T -Bin.

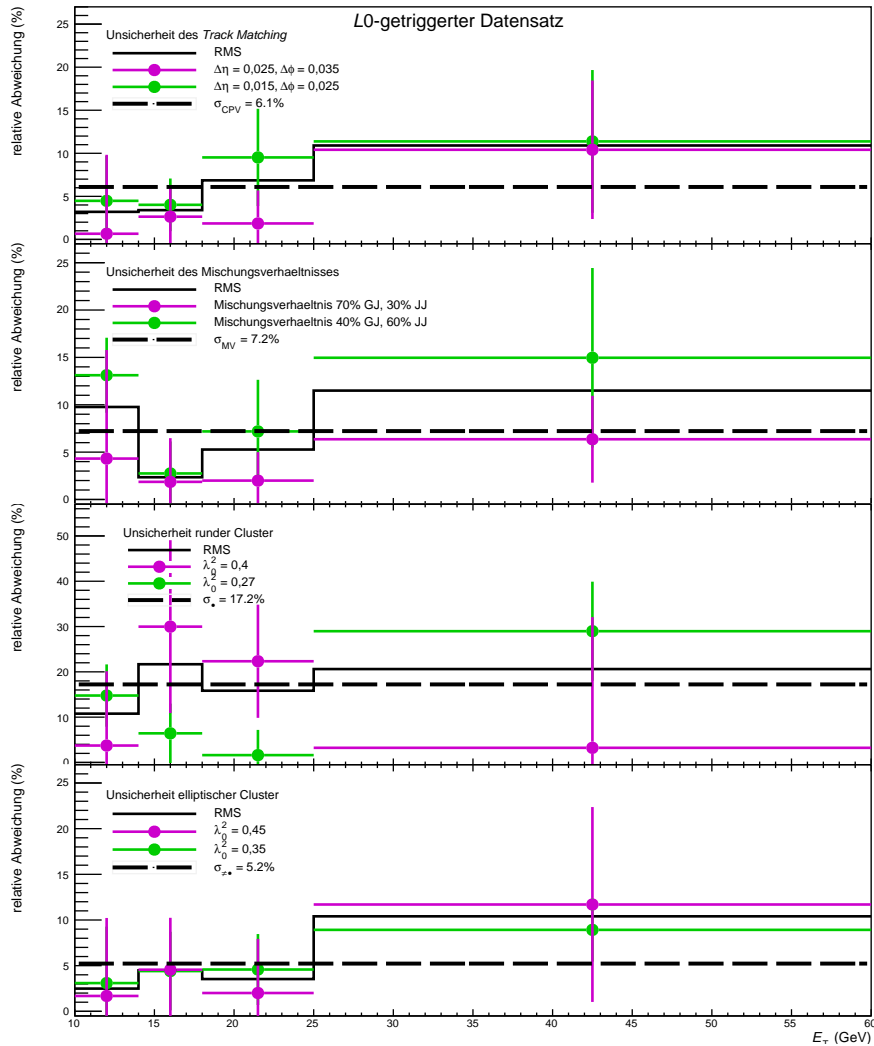


Abbildung A.4: Abweichungen der korrigierten γ^{iso} -Spektren verschiedener Variationen zum finalen, korrigierten γ^{iso} -Spektrum für den L0-getriggerten Datensatz. Ebenfalls für alle Variationen gezeigt sind der RMS pro E_T -Bin, sowie die Parametrisierung des RMS mit einer konstanten Funktion, aus der die jeweilige Unsicherheit bestimmt wird.