
Myonidentifikation im Kalorimeter des H1-Detektors mit Neuronalen Netzen

Diplomarbeit

Michael Steder

**Institut für Experimentalphysik
Fachbereich Physik
Universität Hamburg**



April 2005

Diese Diplomarbeit wurde von mir selbstständig mit Hilfe der angegebenen Quellen verfasst. Mit einer Veröffentlichung meiner Diplomarbeit bin ich einverstanden.

Michael Steder, 30. April 2005

Betreuerin: Prof. Dr. Beate Naroska
Zweitgutachter: Prof. Dr. Joachim Meyer

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Der H1-Detektor bei HERA	3
2.1	HERA	3
2.2	Der H1-Detektor	4
2.2.1	Das Spurkammersystem	6
2.2.2	Das Flüssig-Argon-Kalorimeter	7
2.2.3	Das Myonsystem	9
3	Neuronale Netze	11
3.1	McCulloch-Pitts-Zelle und Perzeptron	12
3.2	Feedforward-Netzwerk	14
3.3	Der Backpropagation-Algorithmus	15
4	Myonidentifikation mit Kalep	19
4.1	Myonen und Pionen	19
4.1.1	Myonen	19
4.1.2	Pionen	21
4.2	Teilchensignaturen im Kalorimeter	24
4.3	KALEP-Estimatoren und Myonqualität	25
5	Daten- und Spurselektionen	29
5.1	Simulierte Ereignisse	29

5.1.1	Monte-Carlo-Generatoren	30
5.1.2	Simulation	31
5.1.3	Rekonstruktion	32
5.2	Datenselektion	33
5.2.1	Inelastische J/Ψ	33
5.2.2	Myonen in beauty und charm Jets	35
5.2.3	Spuren mit hohem Impuls in Jets	39
5.3	Extrapolation der Spuren	39
6	Myonidentifikation mit NePI	41
6.1	Vorselektion der Spuren	42
6.2	Estimatoren	44
6.3	Vergleich der Estimatoren	46
6.4	Konfiguration des Neuronalen Netzes	51
6.5	Test des Neuronalen Netzes	52
6.5.1	Abhängigkeit vom Teilchenimpuls	53
6.5.2	Vergleich mit der Myonidentifikation durch KALEP	60
6.5.3	Abhängigkeit von der Spurisolierung	61
6.5.4	Kombination mit der Myonidentifikation im Myondetektor	65
7	Zusammenfassung und Ausblick	69
A	NePI-Estimatoren als Funktion des Teilchenimpulses	73
A.1	Nach der Vorselektion	73
A.2	Ohne Vorselektion	75
B	Effizienz und Misidentifikation	77
B.1	Einzelspur Monte-Carlo	77
B.2	PYTHIA B	78
B.3	PYTHIA C	79
B.4	PYTHIA INKL	80

C Isolationsabhängigkeit	81
C.1 Pythia B	81
C.2 Pythia C	82
C.3 PYTHIA INKL	83
Literaturverzeichnis	85
Tabellenverzeichnis	89
Abbildungsverzeichnis	91

1 Einleitung

Myonen sind für die Identifikation zahlreicher Prozesse in der ep-Streuung am Speicherring HERA von Bedeutung, weshalb eine effiziente Identifikation wünschenswert ist. Zugleich muß jedoch die Misidentifikation klein sein, da Myonen im Vergleich zu Pionen sehr selten im Experiment erzeugt werden ($N_\mu : N_\pi \approx 1 : 1000$). Dies bedeutet, daß bei einer Misidentifikationsrate von 1% zehnmal mehr Pionen falsch als Myon erkannt werden, als überhaupt Myonen vorhanden sind. Myonen können zum einen isoliert erzeugt werden, beispielsweise bei Zerfällen von Vektormesonon ($J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$), zum anderen in Teilchenjets. Letztere deuten auf Ereignisse hin, bei denen schwere Quarks (b und c) erzeugt wurden, die dann semimyonisch zerfallen sind.

Myonen mit einem Impuls von mehr als 2 GeV können bei H1 im Myondetektor, dem mit Streamerrohrkammern instrumentierten Eisenjoch des Magneten, nachgewiesen werden. Die Misidentifikation im Myondetektor ist sehr gering, da die meisten Teilchen im Kalorimeter oder in der Magnetspule gestoppt werden und nur die minimalionisierenden Myonen das Eisenjoch erreichen. Die Instrumentierung des Myondetektors weist jedoch bauartbedingt Lücken auf, und die Impulse der Myonen, speziell beim Zerfall der J/Ψ , sind oft kleiner als 2 GeV. Zur Erhöhung der Erkennungseffizienz, wurde daher 1994 der KALEP-Algorithmus entwickelt, um isolierte Myonen anhand ihrer Signatur im Kalorimeter zu identifizieren [Sch94].

In dieser Arbeit wird der Schwerpunkt auf die Identifikation nichtisolierter Myonen mit Hilfe eines Neuronalen Netzes (NEPI¹) gesetzt. Nach einer kurzen Einführ-

¹Neural Particle Identification

1 Einleitung

ung in das Experiment und die Theorie Neuronaler Netze, folgt ein Überblick über den KALEP-Algorithmus. Im Anschluß werden die Ergebnisse der Myonidentifikation mit der Neuronalen Teilchenidentifikation NEPI wiedergegeben und mit KALEP und dem zentralen Myondetektor (CMD) verglichen. Am Ende steht eine Analyse der Abhängigkeit der Effizienz der Myonerkenkung von den Spurimpulsen sowie von der Isolation der Spuren.

2 Der H1-Detektor bei HERA

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die **Hadron-Elektron-Ringanlage** (HERA) und das H1-Experiment. Die Beschreibung ist kurz gehalten und beschränkt sich auf die für diese Analyse relevanten Detektorkomponenten. Der H1-Detektor ist ausführlich in [Col97a, Col97b] beschrieben.

2.1 HERA

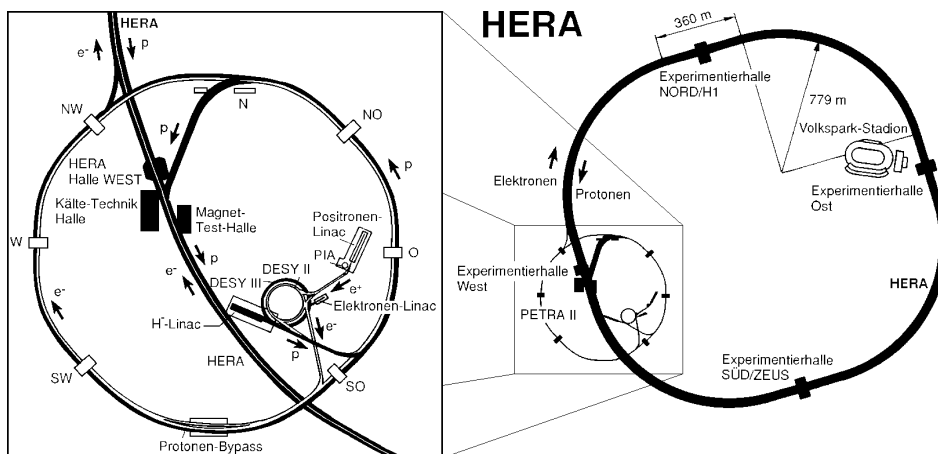


Abb. 2.1: Der HERA-Speicherring und das Vorbeschleunigersystem.

Der Speicherring HERA (Abb. 2.1) wurde 1992 in Betrieb genommen. In zwei unabhängigen Strahlröhren werden auf einem Umfang von 6,4 km Elektronen¹ und Protonen beschleunigt, gespeichert und an zwei Stellen zur Kollision gebracht. Seit 1998 erreichen die Elektronen und Protonen nach Durchlaufen eines mehrstufigen Vorbeschleunigersystems eine Endenergie von $E_e = 27,5 \text{ GeV}$ und $E_p = 920 \text{ GeV}$.

¹HERA kann sowohl mit Elektronen, als auch mit Positronen betrieben werden. Diese Begriffe werden in diesem Zusammenhang synonym benutzt. Im Jahr 2000 lief HERA mit Positronen.

Daraus berechnet sich eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 320$ GeV. Die Elektronen und Protonen werden in ungefähr 200 Teilchenbündeln (bunches) je Strahlrohr beschleunigt. Der zeitliche Abstand zwischen zwei möglichen Kollisionen (bunch crossing) beträgt 96ns. Dies entspricht einer Kollisionsrate von ca. 10 MHz. Nach dem Durchlaufen des Triggersystems werden die Ereignisse mit ungefähr 10Hz auf Festspeicher geschrieben.

Zur Analyse des nicht aus der ep-Kollision stammenden Untergrundes werden manche Pakete nur mit Elektronen oder Protonen gefüllt (pilot bunches), so daß Reaktionen mit Restgas oder der Strahlrohrwand untersucht werden können. Eine weitere Quelle für Untergrund sind sogenannte Satellitenbündel (satellite bunches). Dies sind nicht optimal kollimierte Teilchenbündel, die außer Phase laufen, was dazu führt, daß sich ihr Kollisionspunkt vom nominellen Vertex unterscheidet.

Am Speicherring HERA sind vier Experimente installiert, von denen drei aktiv sind:

H1 und ZEUS sind die Detektoren an HERA, die die kollidierenden Strahlen benutzen. Sie vermessen die Struktur des Protons in ep-Streuung bei den höchsten Schwerpunktsenergien, um fundamentale Wechselwirkungen zwischen Teilchen zu studieren und QCD-Untersuchungen durchzuführen. Darüberhinaus suchen sie nach Physik jenseits des Standardmodells der Teilchenphysik.

HERMES nutzt den longitudinal polarisierten Elektronenstrahl in Kollision mit einem Gastarget, um die Spinstruktur polarisierter Nukleonen zu untersuchen.

HERA-B hatte das Ziel, CP-Verletzung im Zerfall von B-Mesonen zu analysieren, die in Kollisionen des Proton-Strahls mit Target-Drähten erzeugt wurden.

HERA-B ist seit Herbst 2004 nicht mehr in Betrieb.

2.2 Der H1-Detektor

Das H1-Experiment (Abb. 2.2) befindet sich in der Halle Nord der Speicherringanlage HERA. Die Detektoren des Experiments decken fast den gesamten Raumwinkel 4π ab. H1 ist in Protonflugrichtung asymmetrisch konstruiert, um den unterschiedlichen Teilchenenergien bei der Kollision Rechnung zu tragen. Das rechtshändige

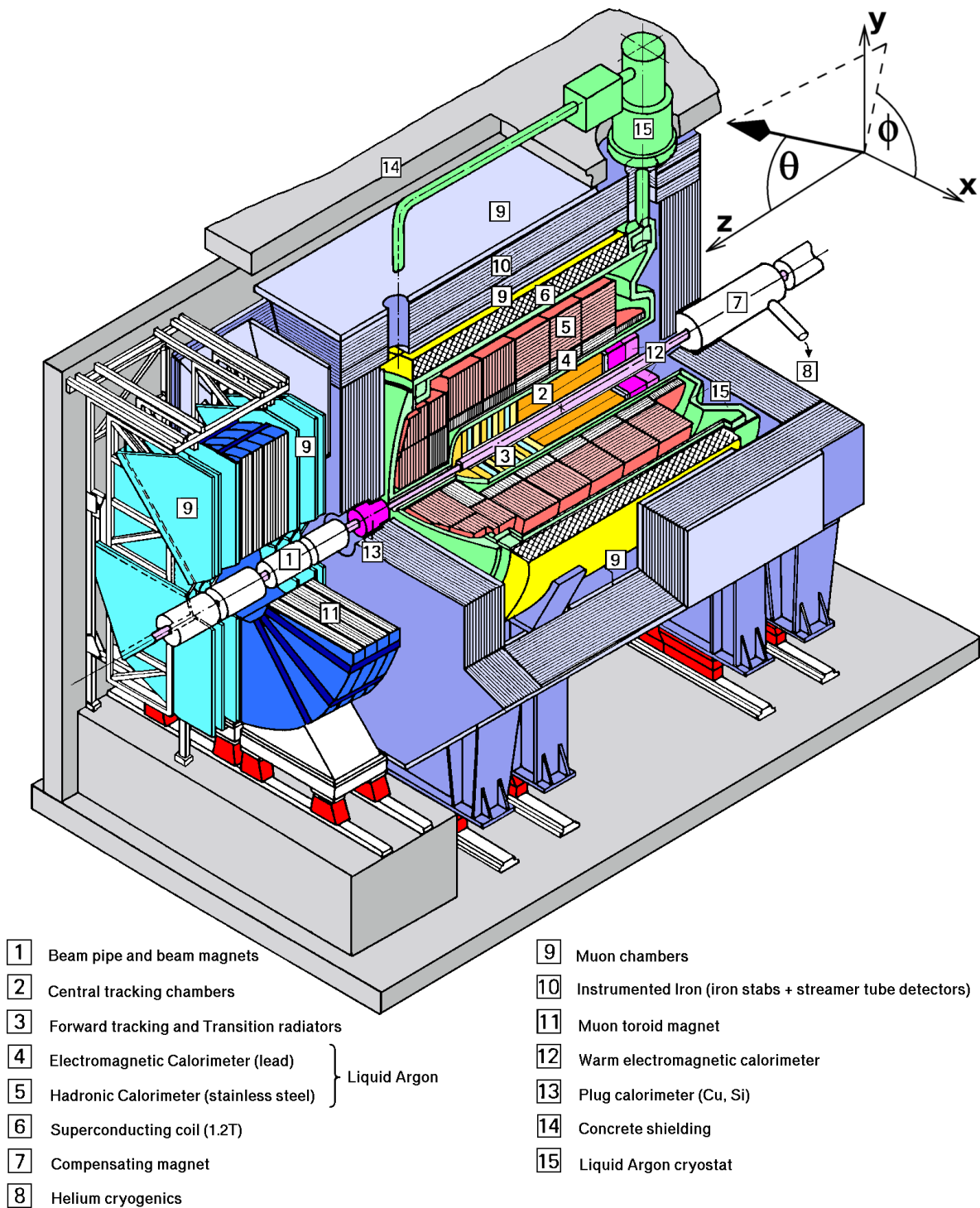


Abb. 2.2: Übersichtszeichnung des H1-Experiments bei HERA.

Standardkoordinatensystem von H1 legt die z-Achse in Richtung der Protonflugbahn, die x-Achse zum Mittelpunkt von HERA und die y-Achse nach oben. Häufiger ist die Verwendung von Zylinderkoordinaten r, Θ, Φ . Dabei ist r die radiale Länge, der Azimutalwinkel Φ wird in der xy-Ebene in Bezug auf die positive x-Achse gemessen, der Polarwinkel Θ wird relativ zur positiven z-Achse angegeben. In Abbildung 2.2 ist das Koordinatensystem zum einfacheren Verständnis mit eingezeichnet. Der Detektor besteht aus mehreren verschiedenen Komponenten, die zylindrisch in Lagen um die Strahlröhre angeordnet sind. So dicht wie möglich an der Strahlröhre liegt das Spurkammersystem, das vom Flüssig-Argon-Kalorimeter umgeben ist. Dieses wird eingeschlossen von der Spule des supraleitenden Magneten, der in seinem Inneren ein homogenes Magnetfeld mit $B = 1,15\text{T}$ erzeugt. Das ganze Experiment ist umgeben vom instrumentierten Eisenjoch. Dieses dient der Rückführung des magnetischen Flusses, dem Myonennachweis und der ergänzenden Energiemessung nicht vollständig im Kalorimeter absorbierte Schauer (tail catcher). In den folgenden Abschnitten werden die für diese Analyse relevanten Detektorkomponenten kurz vorgestellt.

2.2.1 Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem dient der Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen. Durch das anliegende Magnetfeld bewegen sich geladene Teilchen auf gekrümmten Bahnen. Aus der Messung des Krümmungsradius kann der Impuls der Teilchen errechnet werden. Zudem wird der differentielle Energieverlust dE/dx gemessen, durch den eine Teilchenidentifikation möglich ist. Das Spurkammersystem besteht aus dem Vorwärtsspurdetektor (FTD)² und dem zentralen Spurdetektor (CTD)³. Der CTD deckt einen Winkelbereich von $15^\circ < \Theta < 165^\circ$ ab und wird vom FTD im Winkelbereich $5^\circ < \Theta < 25^\circ$ ergänzt. Spuren, die mit dem FTD rekonstruiert wurden, heißen Vorwärtsspuren, mit dem CTD rekonstruierte zentrale Spuren und durch beide Spurdetektoren rekonstruierte Spuren heißen kombinierte Spuren. Diese Analyse verwendet nur zentrale Spuren in einem Winkelbereich von $35^\circ < \Theta < 130^\circ$. Der

²FTD - forward tracking detector

³CTD - central tracking detector

CTD besteht aus 7 Kammern, die radial um das Strahlrohr angebracht sind:

CST (central silicon tracker) Der zentrale Siliziumstreifendetektor, der dicht am Wechselwirkungspunkt die Spuren räumlich sehr genau vermisst, um sekundäre Vertices von langlebigen Teilchen (z.B. schwere Quarks) zu identifizieren ($\sigma_{\text{dca}} \approx 70\mu\text{m}$).

CIP (central inner proportional chamber) Die zentrale innere Proportionalkammer, wird als Trigger verwendet.

CIZ (central inner z-chamber) Die zentrale innere z-Kammer, zur Verbesserung der z-Auflösung der CJC ($\sigma_z \approx 300\mu\text{m}$). Seit 2002 sind CIP und CIZ durch eine größere CIP ersetzt.

CJC1 (central jet chamber 1) Die zentrale Jetkammer 1, zur genauen Vermessung der Spur in der $r\Phi$ -Ebene ($\sigma_{r\Phi} \approx 170\mu\text{m}$, $\sigma_z \approx 22\text{mm}$).

COZ (central outer z-chamber) Die zentrale äußere z-Kammer (z-Messung).

COP (central outer proportional chamber) Die zentrale äußere Proportionalkammer (Trigger).

CJC2 (central jet chamber 2) Die zentrale Jetkammer 2 (r -, Φ - und z -Messung).

Mit dem zentralen Spurkammersystem können Spuren mit einer Auflösung von $300\mu\text{m}$ in z und $170\mu\text{m}$ in der $r\Phi$ -Ebene vermessen werden. Der Impuls der Spur wird von den beiden Jetkammern mit einer Genauigkeit von $\sigma_P/P^2 = 0,01 \text{ GeV}^{-1}$ bestimmt.

2.2.2 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Hauptkalorimeter des H1-Detektors ist das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr-Kalorimeter)[CG93b]. Es deckt den zentralen und vorderen Bereich des Detektors ($4^\circ < \Theta < 153^\circ$) ab. Ergänzt wird dieses im rückwärtigen Bereich ($153^\circ < \Theta < 178^\circ$) durch das Spaghettikalorimeter SpaCal, das vor allem zur Messung des gestreuten Elektrons genutzt wird [SG93]. Diese Analyse nutzt nur das LAr-Kalorimeter.

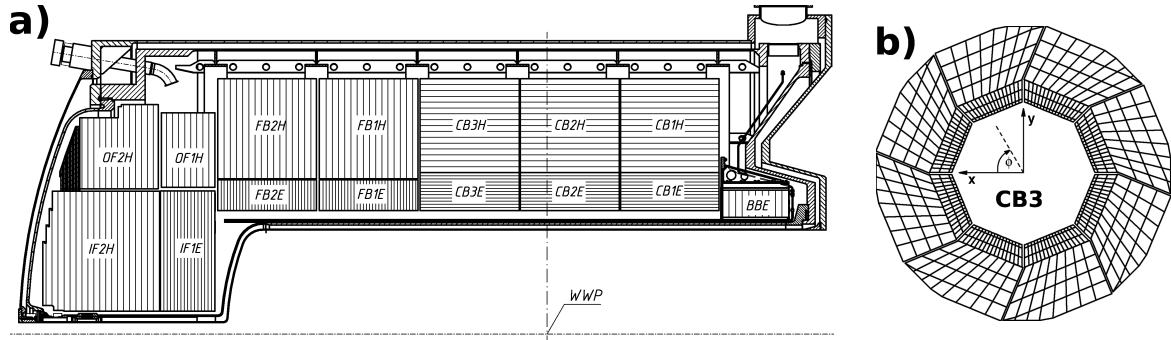


Abb. 2.3: Schemazeichnung der oberen Hälfte des Flüssig-Argon-Kalorimeters (a) und Kalorimeterrad CB3 im Querschnitt (b).

Das LAr-Kalorimeter ist ein nicht-kompensierendes Sampling-Kalorimeter. Es ist in einen inneren elektromagnetischen und einen äußeren hadronischen Teil und in z-Richtung in 8 Abschnitte (wheels) unterteilt (Abb.2.3(a)). Diese wiederum sind in 8 Oktanten segmentiert (Abb.2.3(b)). Die Absorber- und Detektorlagen der Abschnitte sind im Zentralbereich (CB1-3) parallel zum Strahlrohr, in den vorderen Rädern senkrecht dazu angeordnet, damit die Teilchen möglichst unter einem Winkel von 90° auftreffen, um zu verhindern, daß die Teilchen lange Strecken nur durch Absorber- oder Detektormaterial zurücklegen.

In Sampling-Kalorimetern werden unterschiedliche Materialien für Absorption und Detektion verwendet. Als Detektormaterial kommt im ganzen Kalorimeter flüssiges Argon zum Einsatz, zur Absorption wird im elektromagnetischen Teil Blei, im hadronischen Stahl verwendet. Das Kalorimeter hat in Abhängigkeit vom Polarwinkel Θ fünf bis acht hadronische Wechselwirkungslängen λ_0 . Das elektromagnetische Kalorimeter hat eine Länge von 20-30 Strahlungslängen X_0 . Dies entspricht etwa einer Wechselwirkungslänge λ_0 .

Das Kalorimeter ist nicht-kompensierend, d.h. die für hadronische Schauer gemessene Energie ist ungefähr 30% kleiner, als die für elektromagnetische. Die Energieauflösung des Kalorimeters beträgt [CG93a]

- $\sigma(E_e)/E_e \approx 0,10/\sqrt{E_e [\text{GeV}]} \oplus 1\%$ für Elektronen und
- $\sigma(E_\pi)/E_\pi \approx 0,55/\sqrt{E_\pi [\text{GeV}]} \oplus 2\%$ für Pionen .

Das Kalorimeter ist aus ~ 45.000 Zellen aufgebaut, die einzeln ausgelesen werden. Durch diese feine Granularität ist es möglich, Teilchen anhand ihrer Schauerform im Kalorimeter als elektromagnetisch oder hadronisch zu identifizieren.

2.2.3 Das Myonsystem

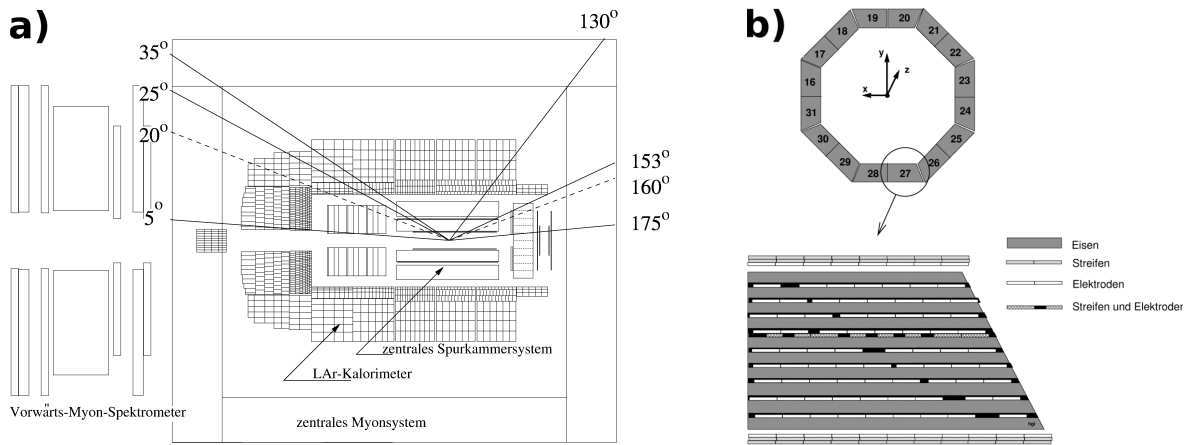


Abb. 2.4: (a) Seitenansicht des H1-Detektors mit dem zentralen Myondetektor (CMD) und (b) Schema der Struktur des instrumentierten Eisens im Querschnitt.

Das Myonsystem des H1-Experiments besteht aus zwei Komponenten, dem zentralen Myonsystem (CMD) und dem Vorwärtsmyonspektrometer (FMD) (Abb. 2.4(a)). Der FMD deckt den Polarwinkelbereich $3^\circ < \Theta < 17^\circ$ ab, er wird in dieser Analyse nicht verwendet. Eine detaillierte Beschreibung des FMD gibt [B⁺94].

Das die supraleitende Spule umgebende Eisenjoch ist der zentrale Myondetektor bei H1. Neben seiner Funktion als Myondetektor dient er zur Rückführung des magnetischen Flusses und als hadronisches Restkalorimeter für nicht vollständig im LAr-Kalorimeter absorbierte Schauer.

Er besteht aus insgesamt 64 Modulen und wird unterteilt in die vordere Endkappe ($5^\circ < \Theta < 35^\circ$), das vordere und zentrale Barrel ($35^\circ < \Theta < 130^\circ$) und die hintere Endkappe ($130^\circ < \Theta < 175^\circ$). Er ist aus 10 Lagen Eisenplatten (jeweils ca. 7cm dick) aufgebaut. In den neun Zwischenräumen sind insgesamt 10 Lagen Streamerrohrkammern installiert. Der Zwischenraum zwischen der vierten und fünften Lage ist mit einer Doppellage instrumentiert. Zusätzlich sind an der Innen- und Außenseite

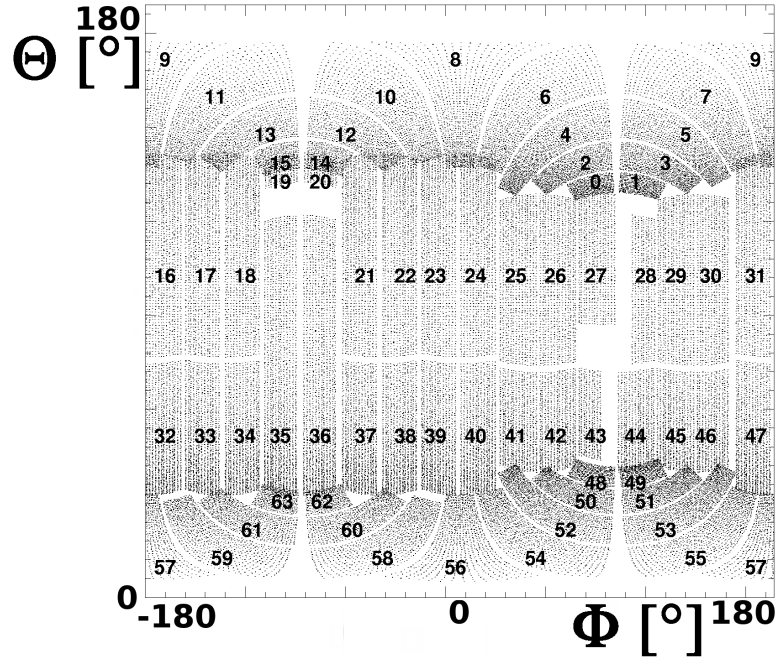


Abb. 2.5: Projektion des Myondetektors in die Θ - Φ -Ebene. (0-15: vordere Endkappe, 16-47: Barrel, 48-63: hintere Endkappe)[Wol99]

des Eisenjochs jeweils drei Lagen Streamerrohrkammern (Myonboxen) angebracht. Insgesamt besteht der CMD also aus 16 Lagen (Abb. 2.4(b)). Eine einzelne Lage besteht aus mehreren rechteckigen Elementen, die wiederum aus zwei Profilen zusammengesetzt sind. Ein Profil wird von 8 Röhren mit einem Querschnitt von $9 \times 9 \text{ mm}^2$ gebildet. Die Röhreninnenseiten sind mit Graphit beschichtet und dienen als Kathode. In der Mitte jeder Röhre ist ein $100 \text{ }\mu\text{m}$ dicker Kupfer-Beryllium-Draht gespannt. Um eine Ortsbestimmung zu ermöglichen, sind auf jeweils 2 Lagen der Myonboxen und auf der Doppellage im Eisenjoch Streifen von Influenzelektroden aufgeklebt. Mit diesen wird eine Orstauflösung von $\sigma_{\perp} \approx 4 \text{ mm}$ senkrecht zu den Drähten und $\sigma_{\parallel} \approx 1,2 \text{ cm}$ parallel zu diesen erreicht. Die Impulsauflösung des CMD ist $\sigma_P/P \approx 0.35$ [KK92].

Bauartbedingt sind Teile des Myondetektors nicht instrumentiert (Abb. 2.5), so zum Beispiel die Lücken zwischen den einzelnen Modulen, die Zuführungen für das flüssige Argon auf der Oberseite, oder die Stützen, auf denen das Experiment ruht, an der Unterseite.

3 Neuronale Netze

Künstliche Neuronale Netze sind der computergestützte Versuch, das Verhalten des biologischen Nervensystems in Algorithmen zu imitieren. Der wesentliche Unterschied zu herkömmlichen Algorithmen ist, daß nicht für jedes Problem ein spezielles Programm geschrieben wird. Ein Neuronales Netz besteht nur aus einer Topologie und einem Lernalgorithmus und muß in einem Training selbstständig die optimale Konfiguration für die Lösung eines Problems finden. Die Topologie eines Neuronalen Netzes ist ein 4-Tupel (I, N, O, T) von

I einer Menge von i Eingabeknoten n_i ,

N einer Menge von n Neuronen,

O einer Menge von o Ausgabeknoten n_o und

T einer Menge von t gewichteten und gerichteten Kanten.

Die besondere Stärke von Neuronalen Netzen liegt in Problemen der Klassifikation oder der Mustererkennung.

Diese Analyse nutzt das von C. Veelken für die H100-Entwicklungsumgebung implementierte Feedforward-Backpropagation-Netzwerk H1NeuralNetwork [Vee05]. Die Konfiguration mit der das Netz in dieser Analyse betrieben wird, ist in Abschnitt 6.4 aufgelistet.

In den folgenden Abschnitten wird einen kurzer Überblick über das Prinzip von Feedforward-Netzwerken und der Backpropagation-Lernmethode gegeben. Detaillierte Informationen zur Funktionsweise von Neuronalen Netzen können in [Roj93] nachgelesen werden.

3.1 McCulloch-Pitts-Zelle und Perzeptron

Ein Neuronales Netz ist im Grunde nur eine Abbildungsmaschine, die eine Funktion $F : \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^m$ modelliert. Basis für die Entwicklung moderner Neuronaler Netze stellt ein einfaches mathematisches Modell der Signalverarbeitung einer Nervenzelle dar: Im Jahr 1943 veröffentlichten W. S. McCulloch und W. Pitts einen Artikel über die Theorie der Datenverarbeitung auf Basis binärer Schalter [MP43]. In diesem führten sie die McCulloch-Pitts-Zelle (MCP-Zelle) ein, die folgende Eigenschaften erfüllen muß:

- Die MCP-Zelle hat genau zwei mögliche Zustände: aktiv oder inaktiv
- Die MCP-Zelle hat eine fest gewählte Schwelle für die Aktivierung
- Eingabegrößen der MCP-Zelle sind binär (entweder „0“ oder „1“)
- Die Eingaben werden aufsummiert und mit dem Schwellenwert verglichen. Übersteigt die Summe den Schwellenwert, wird die MCP-Zelle aktiviert, d.h. sie wird auf die Ausgabe „1“ gesetzt.

Das Modell von McCulloch-Pitts bringt gegenüber klassischen logischen Bausteinen keinen Vorteil und ist in der Anwendung in einem Netz unflexibel, da Lernfortschritte nur durch eine Änderung der Topologie oder der Schwellenwerte möglich sind. Daher veröffentlichte Frank Rosenblatt 1958 seine Theorie des Perzeptrons [Ros58]. Dieses wurde 1969 von M. Minsky und S. Papert verbessert [MP69]. Im Unterschied zur McCulloch-Pitts-Zelle, werden im Perzeptronmodell nur gewichtete Netzwerke betrachtet. Ein Perzeptron „feuert“¹, wenn die Summe der gewichteten Eingaben den Schwellenwert überschreitet. Der Schwellenwert Θ kann dabei immer gleich Null gesetzt werden, wenn man einen erweiterten Eingabevektor verwendet. Dazu erweitert man den Eingabevektor um eine Dimension und ordnet diesem neuen Eingabeknoten den konstanten Eingabewert $P_{n+1} = 1$ und das feste Gewicht $w_{n+1} = -\Theta$ zu (Abb. 3.1).

Bis zu diesem Punkt wurden künstliche Neuronen immer mit der Heavyside'schen

¹Dieser Begriff geht auf die Analogie zur Terminologie der Biologie zurück. Er bedeutet, daß das Neuron einen Wert ungleich Null ausgibt.

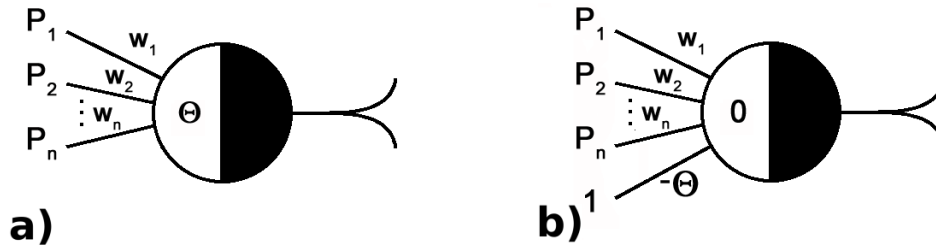


Abb. 3.1: Perzeptron mit (a) Eingabevektor und Schwelle Θ und (b) erweitertem Eingabevektor und Schwelle $\Theta_{erw} = 0$.

Sprungfunktion betrachtet. Das in dieser Analyse verwendete Neuronale Netz wird jedoch mit dem Backpropagation-Algorithmus trainiert, der eine stetig differenzierbare Aktivierungsfunktion erfordert. Daher wird statt der Sprungfunktion die Sigmoidfunktion $s_c : \mathbb{R} \rightarrow (0, 1)$ (Abb. 3.2) als Aktivierungsfunktion gewählt:

$$s_c(x) = \frac{1}{1 + e^{-cx}} \quad (3.1)$$

Weitere Funktionen, die hierfür genutzt werden können, sind der hyperbolische Tangens oder die logistische Funktion. Wichtig ist nur, daß die Aktivierungsfunktion stetig differenzierbar ist. Die Ausgabe eines Neurons kann wiederum eine Eingangsgröße eines oder mehrerer weiterer Neuronen sein, so daß ein Neuronales Netzwerk entsteht. In den folgenden Abschnitten werden das Feedforward-Netzwerk, und der Backpropagation-Lernalgorithmus vorgestellt.

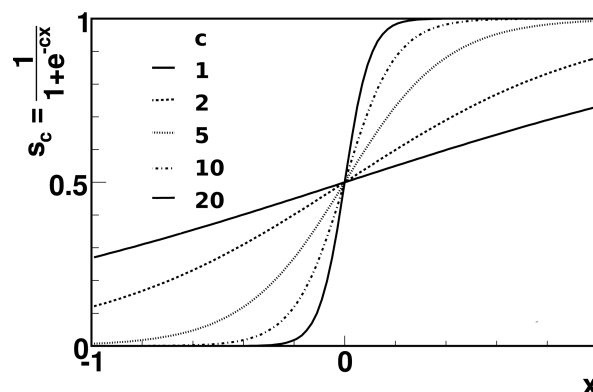


Abb. 3.2: Sigmoide für verschiedene Werte des Parameters c .

3.2 Feedforward-Netzwerk

Eine oft genutzte Topologie Neuronaler Netze ist in Feedforward-Netzwerken realisiert (Abb. 3.3). Die Neuronen sind in Schichten angeordnet, innerhalb derer keine Verknüpfungen zwischen Neuronen vorhanden sind. Es gibt immer eine Ein- und eine Ausgabeschicht, dazwischen können eine oder mehrere verborgene Schichten angeordnet sein. Alle Knoten einer Schicht erhalten als Eingabevektor den Ausgabevektor der Schicht zuvor. Wie der Name bereits vermuten läßt, werden Information nur von der Eingabeschicht zur Ausgabeschicht weitergereicht. Es findet keine Rückkopplung statt.

Um die Werte der Ausgabeschicht eines 3-lagigen Feedforward-Netzwerks zu berechnen, benötigt man neben den Ein- und Ausgabevektoren der einzelnen Lagen die beiden erweiterten Gewichtsmatrizen² \mathbf{W}_1 und \mathbf{W}_2

$$\mathbf{W}_1 = \begin{pmatrix} \Theta_1^1 & w_{11}^1 & \dots & w_{1nh}^1 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \Theta_{n_i}^1 & w_{n_i1}^1 & \dots & w_{n_i n_h}^1 \end{pmatrix} \quad \mathbf{W}_2 = \begin{pmatrix} \Theta_1^2 & w_{11}^2 & \dots & w_{1nh}^2 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \Theta_{n_i}^2 & w_{n_i1}^2 & \dots & w_{n_i n_h}^2 \end{pmatrix}$$

Dabei ist w_{ij}^1 das Gewicht zwischen dem i -ten Neuron der Eingabeschicht und dem j -ten Neuron der verborgenen Schicht und w_{ij}^2 das Gewicht zwischen dem i -ten Neuron der verborgenen Schicht und dem j -ten Neuron der Ausgabeschicht. Hiermit kann nun die Ausgabe \mathbf{y} des Feedforward-Netzes für einen Eingabevektor \mathbf{v} berechnet werden:

$$\mathbf{y} = F(\mathbf{v}) = s_c(\mathbf{W}_2 \cdot s_c(\mathbf{W}_1 \cdot \mathbf{v})). \quad (3.2)$$

Soll das Neuronale Netz eine Trennung von Klassen vornehmen, so werden für die Unterscheidung von k Klassen $n_k = \log_2(k - 1)$ Ausgabeneuronen benötigt. Für die Unterscheidung zweier Klassen (wie in dieser Analyse) genügt demnach bereits ein einzelnes Ausgabeneuron. Das hier vorgestellte 3-lagige Netz ist grundsätzlich ausreichend, um jedes lösbare Klassifizierungsproblem zu lösen (Kolmogorovs Theo-

²Durch den Übergang zu $\Theta = 0$ als Schwelle und den erweiterten Eingabevektoren, werden die Gewichtsmatrizen auch um eine Spalte mit den negativen bisherigen Schwellen erweitert.

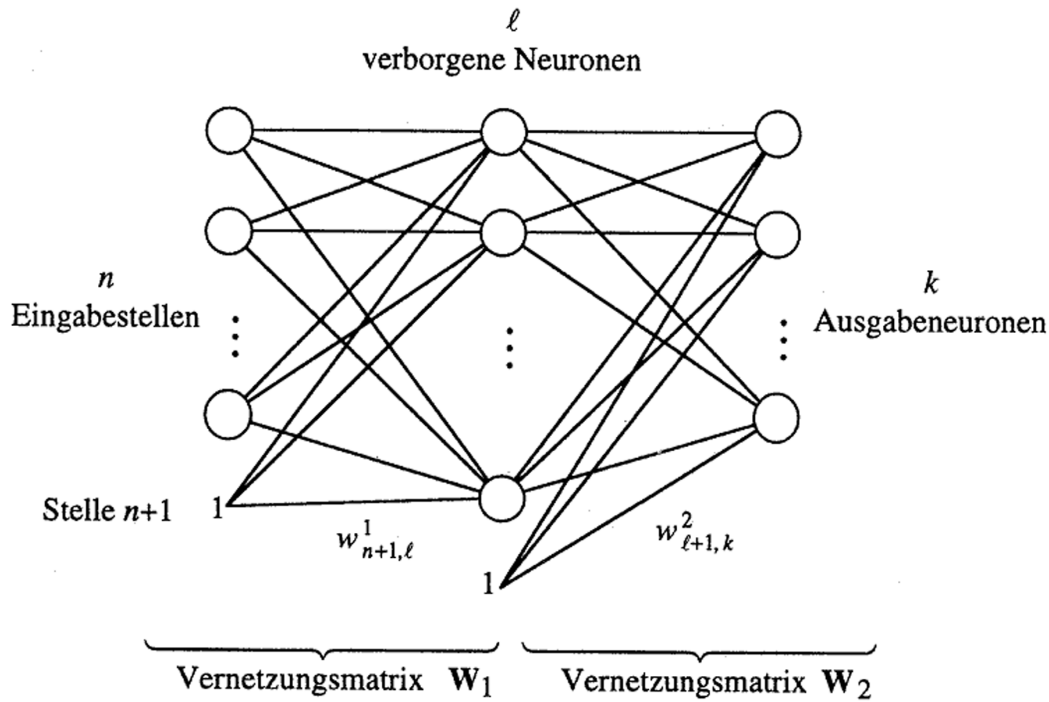


Abb. 3.3: Schema eines Feedforward-Netzwerks. Das Netz wird von links nach rechts durchlaufen [Roj93].

rem [Kol57]), der Einsatz zusätzlicher versteckter Schichten vereinfacht jedoch die Trennung zweier Klassen.

3.3 Der Backpropagation-Algorithmus

Der Ausgabevektor \mathbf{y} ist bei bekanntem Eingabevektor \mathbf{v} eine Funktion der erweiterten Gewichtsmatrizen \mathbf{W}_1 und \mathbf{W}_2 (vgl. Glg. 3.2). Das Lernproblem ist nun, m n -dimensionale Eingabevektoren $\mathbf{v}_1, \dots, \mathbf{v}_m$ möglichst exakt auf m bekannte k -dimensionale Ausgabevektoren $\mathbf{t}_1, \dots, \mathbf{t}_m$ abzubilden. Die tatsächliche Ausgabe des Neuronalen Netzes seien die m k -dimensionalen Ausgabevektoren $\mathbf{o}_1, \dots, \mathbf{o}_m$. Die Genauigkeit dieser Abbildung wird über den quadratischen Fehler definiert:

$$E = \sum_{i=1}^m |\mathbf{t}_i - \mathbf{o}_i|^2. \quad (3.3)$$

Ein Optimierungsprozess, der die Gewichte der Matrizen an die gestellte Aufgabe mit Hilfe bekannter Paare von Ein- und Ausgabevektoren $(\mathbf{v}_i, \mathbf{t}_i)$ anpasst, wird überwachtes Training genannt. Ziel ist es, Netzgewichte zu finden, die die Fehlerfunktion E minimieren.

Heute ist es verbreitet, dies mit dem 1986 von D. E. Rumelhardt und J. L. McClelland veröffentlichten Backpropagation-Algorithmus (BPA) durchzuführen [RM86, R⁺86]. Da es sich beim BPA um ein Gradientenabstiegsverfahren handelt, ist der Übergang von der Heavyside'schen Sprungfunktion zur stetig differenzierbaren Sigmoidfunktion als Aktivierungsfunktion notwendig. Mit Hilfe des BPA soll ein lokales Minimum der Fehlerfunktion E im Gewichteraum gefunden werden. Hierzu ist es erforderlich, den negativen Gradienten der Fehlerfunktion E

$$-\nabla E = - \left(\underbrace{\frac{\partial E}{\partial w_{11}^1}, \dots, \frac{\partial E}{\partial w_{n+1,l}^1}}_{(n+1) \times l \text{ Ableitungen}}, \underbrace{\frac{\partial E}{\partial w_{11}^2}, \dots, \frac{\partial E}{\partial w_{l+1,k}^2}}_{(l+1) \times k \text{ Ableitungen}} \right) \quad (3.4)$$

zu berechnen.

In einem Feedforward-Backpropagation-Netz wird eine Kette von Funktionen berechnet (vgl. Glg. 3.2). Zur Berechnung des Gradienten muß man im Wesentlichen partielle Ableitungen von Funktionskompositionen $f \circ g = f(g(x))$ mit Hilfe der Kettenregel berechnen können:

$$\frac{\partial f(g(x))}{\partial x} = \left(\frac{\partial f}{\partial g} g(x) \right) \cdot \frac{\partial g}{\partial x} \quad (3.5)$$

Aus diesen partiellen Ableitungen kann man dann den Gradienten zusammensetzen. Abbildung 3.4 veranschaulicht an einem einfachen Beispiel, wie dies in einem FeedForward-Netz mit Backpropagation erreicht werden kann.

Im *Feedforward*-Schritt 3.4(a) durchläuft ein Eingabewert x das Neuronale Netz unter Verwendung von Funktionskompositionen. Im linken Teil des Neurons wird zusätzlich immer der Wert der Ableitung der Aktivierungsfunktion berechnet und gespeichert. Nach der Traversierung hat man als Ausgabe des Netzes den Wert der Funk-

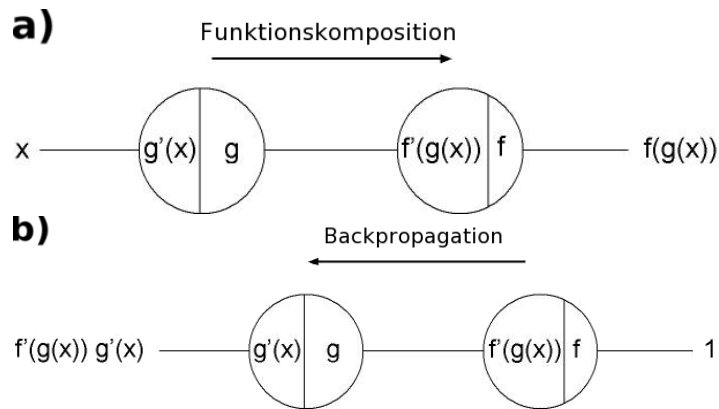


Abb. 3.4: (a) Feedforward-Schritt und (b) Backpropagation im BPA.

tionskomposition $f(g(x))$ an der Stelle x .

Die *Backpropagation*-Rechnung wird von rechts nach links (3.4(b)) durchgeführt. Der Startwert für diese Traversierung ist 1. An jedem Neuron wird der Traversierungswert mit dem gespeicherten Wert der Ableitung der Aktivierungsfunktion multipliziert. Auf der linken Seite erhält man dann als Ausgabewert $f'(g(x))g'(x)$. Dies entspricht der partiellen Ableitung der Funktionskomposition $f(g(x))$ nach x . Dieses Prinzip läßt sich durch Induktion auf Netze mit mehr Lagen verallgemeinern, und durch Hinzunahme der Addition von Funktionen sind auch Netze mit mehreren Neuronen in einer Schicht nach diesem Prinzip berechenbar [Roj93].

Mit dem so bestimmten Gradienten werden abschließend die Gewichte korrigiert und die nächste Trainingsepoche startet mit den neuen Gewichten, bis eine Abbruchbedingung erfüllt ist. Dies kann beispielsweise das Unterschreiten eines Wertes der Fehlerfunktion oder eine bestimmte Anzahl an Trainingsepochen sein. In dieser Analyse wird das Netz für eine festgelegte Zahl an Trainingsepochen trainiert, bei der Wahl der Anzahl wurde die Entwicklung des Trainingsfehlers berücksichtigt (6.4).

4 Myonidentifikation mit Kalep

Bis 1994 war die Myonidentifikation bei H1 auf das instrumentierte Eisen beschränkt. Dies hat zwei Nachteile: Zum einen sind große Teile des Eisenjochs nicht instrumentiert (vgl. Abb. 2.5) und zum anderen müssen Myonen einen Impuls von mindestens $P \approx 2 \text{ GeV}$ haben, um das instrumentierte Eisen zu erreichen. Um es zu durchqueren und dadurch eine Spurrekonstruktion aus den Treffern zu ermöglichen, ist ein noch höherer Impuls erforderlich. Jedoch haben beispielsweise Myonen aus den Zerfällen von Vektormesonen oft kleinere Impulse. Daher wurde von G. Schmidt der KALEP-Algorithmus entwickelt, mit dem Myonen mit Hilfe ihrer Kalorimetersignatur identifiziert werden [Sch94].

Nach einem kurzen Überblick über das physikalische Verhalten von Myonen und Pionen im Kalorimeter, wird der KALEP-Algorithmus wiedergegeben. Die im Rahmen dieser Analyse entwickelte Myonidentifikation mit Neuronalen Netzen wird im nächsten Kapitel vorgestellt.

4.1 Myonen und Pionen

4.1.1 Myonen

Myonen verlieren ihre Energie im Detektor hauptsächlich über Ionisation. Weitere Prozesse, die aber nur für Elektronen von Bedeutung sind, sind Bremsstrahlung und Paarbildung. Dies sind Prozesse, die durch Wechselwirkungen mit dem elektromagnetischen Feld der Kerne stattfinden. Für Myonenergien von $E_\mu < 100 \text{ GeV}$ sind Strahlungsverluste gegenüber Ionisationsverlusten vernachlässigbar. Der Wirkungsquerschnitt dieser Strahlungsprozesse ist umgekehrt proportional zum Mas-

senquadrat des Teilchens [MS92]. Die Masse des Myons ist mit $m_\mu = 105,7 \text{ MeV}$ viel größer als die des Elektrons ($m_e = 0,511 \text{ MeV}$) [PDG04], wodurch die Bremsstrahlung bei Myonen verglichen mit Elektronen um vier Größenordnungen unterdrückt ist $\left(\left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 = 0,23 \cdot 10^{-4}\right)$.

Im Energiebereich von HERA ist es folglich ausreichend, die Energieverluste von Myonen ausschließlich durch Ionisation zu beschreiben. Der differentielle Energieverlust pro Wegstrecke wird von der Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{q^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (4.1)$$

Hierbei ist $N_A \approx 6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ die Avogadrokonstante, $r_e \approx 2.8 \cdot 10^{-23} \text{ cm}$ der klassische Elektronenradius, m_e die Masse des Elektrons, ρ die Materialdichte, Z die Kernladungs- und A die Nukleonenzahl des Absorbermaterials, q die Ladung des ionisierenden Teilchens, W_{\max} die maximal übertragene Energie bei einer Kollision, I das effektive Ionisationspotential, δ eine Dichtekorrektur und C ein Korrekturfaktor für die Form der Elektronenhülle.

Abbildung 4.1 zeigt den Verlauf der Ionisationsverluste als Funktion der Energie. Da Pionen und Myonen fast die gleiche Masse haben ($M_\pi/M_\mu \approx 1,3$) sind ihre Ionisationsverluste insbesondere bei hohen Energien fast identisch. Der Verlauf des differentiellen Energieverlustes läßt sich in drei Bereiche einteilen: Bei niedrigen Energien fällt der differentielle Energieverlust proportional zu β^2 ab, bei $E \approx 200 \text{ MeV}$ liegt ein Minimum der differentiellen Ionisationsverluste und zu höheren Energien steigen diese durch relativistische Effekte wieder leicht an. Teilchen, die sich im Bereich des Minimums der Kurve bewegen, werden *minimalionisierende Teilchen* genannt. Die Myonen bei H1 liegen in diesem Energiebereich und sind daher minimalionisierend.

Der Energieverlust für Myonen im Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors beträgt etwa [Sch94]

$$\frac{dE}{dx} \approx 0,01 \text{ GeV cm}^{-1}.$$

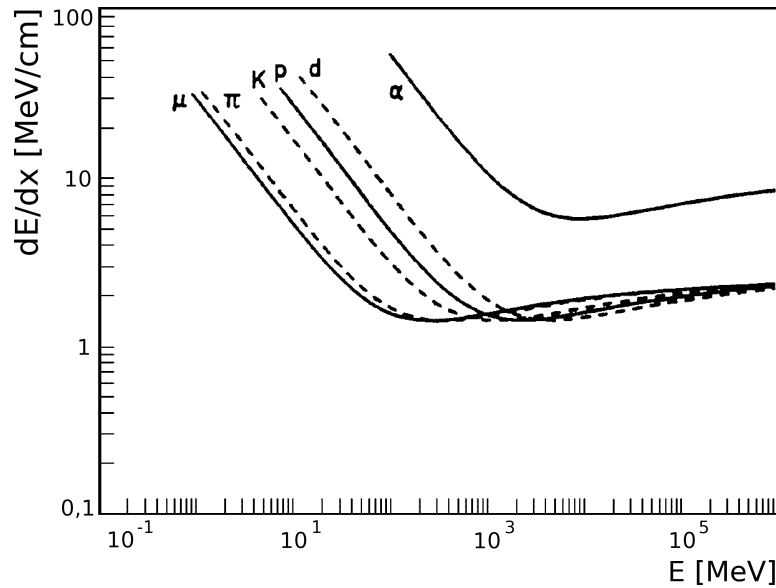


Abb. 4.1: Ionisationsverluste verschiedener Teilchensorten als Funktion der Energie.

Das Kalorimeter hat im Zentralbereich eine radiale Länge von $L \approx 1,3\text{m}$. Demnach müssen Myonen im Mittel eine Energie von

$$E_\mu \geq L \cdot \frac{dE}{dx} \approx 1,3 \text{ GeV}$$

haben, um das Kalorimeter im Zentralbereich vollständig passieren zu können. Ab einer Energie von etwa $E_\mu \geq 2 \text{ GeV}$ werden die Myonen auch nicht in der supraleitenden Spule gestoppt und erreichen das instrumentierte Eisen des Myondetektors.

4.1.2 Pionen

Anders als Leptonen können Pionen über die starke Wechselwirkungen auch inelastisch mit den Kernen des Absorbermaterials wechselwirken und dabei hadronische Schauer ausbilden. Die hierbei beteiligten Prozesse werden durch das Spallationsmodell beschrieben. Die Spallationsreaktion läuft in zwei Stufen ab:

Spallation Zunächst reagiert das einschlagende Teilchen mit den einzelnen Nukleonen des Target-Kerns und diese untereinander. Dadurch wird eine Teilchenkaskade innerhalb des Kerns ausgelöst (intranukleare Kaskade). Einige der

Protonen und Neutronen verlassen dabei den Kern mit Energien, die bis zur Energie E_T des einschlagenden Teilchens reichen können. Bei Energien $E_T > 400$ MeV werden auch Pionen erzeugt und emittiert. Die Vorzugsrichtung dieser Teilchen ist die Flugrichtung des ursprünglichen Teilchens. Diese Stufe dauert $\sim 10^{-22}$ s, so lange braucht das Teilchen ungefähr, um den Kern zu durchfliegen. Zurück bleibt ein hoch angeregter Kern.

Evaporation Die zweite Stufe besteht aus dem „Abdampfen“ (Evaporation) von Protonen und Neutronen, selten α -Teilchen, mit Energien bis zu 10 MeV. Diese Stufe dauert mit $\sim 10^{-18} - 10^{-13}$ s viel länger als die Spallation. Bei schweren Kernen ist die Evaporation mit einer Kernspaltung verbunden, leichte Kerne gehen wieder in den Grundzustand über.

Während die Primärenergie in elektromagnetischen Schauern vollständig messbar ist, kann ungefähr ein Drittel der Energie hadronischer Schauer nicht nachgewiesen werden. Der nachweisbare Teil der Energie kommt von

- Ionisationsverlusten,
- Kernanregungen durch Schauerteilchen,
- Zerfälle von Hadronen, deren Zerfallsteilchen elektromagnetische Schauer auslösen. (z.B. $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$)

Nicht nachweisbar im Kalorimeter sind hingegen

- die Rückstoßenergie der Kerne,
- die Bindungsenergie der erzeugten Hadronen,
- niederenergetische Neutronen, die keine weiteren Kernreaktionen auslösen,
- in den Prozessen erzeugte Neutrinos und Myonen, die ihre Energie gar nicht oder nicht vollständig im Kalorimeter abgeben.

Die radiale Ausdehnung eines hadronischen Schauers im H1-Kalorimeter beträgt etwa eine Wechselwirkungslänge $\lambda_0 \approx 30$ cm, so daß der größte Teil der Energie eines

hadronischen Schauers in einem Zylinder mit Radius $r_b = 30$ cm um die extrapolierte Spur deponiert wird. Aus diesem Grund wird dieser Radius später in KALEP und auch bei NEPI als äußere Grenze zur Berechnung der Estimatoren gewählt (4.3,6.2).

Erwarteter Untergrund

So unterschiedlich das Verhalten von Myonen und Hadronen im Kalorimeter auch ist, kann es passieren, daß ein Hadron falsch als Myon identifiziert wird. Dies kann experimentelle, aber auch verschiedene physikalische Ursachen haben:

„sail through“ Hadronen können durch Materie fliegen, ohne stark zu wechselwirken. Die Wahrscheinlichkeit, daß sie dies über eine Strecke d tun, ist in Abhängigkeit von der hadronischen Wechselwirkungslänge λ_0 im betrachteten Medium:

$$P = e^{-\frac{d}{\lambda_0}} \quad (4.2)$$

Pionen, die nicht stark wechselwirken, sind ebenfalls minimalionisierende Teilchen, die von Myonen prinzipiell nicht unterscheidbar sind. Auch der Energieverlust durch Ionisation ist wegen der fast gleichen Massen nahezu identisch (Abb. 4.1). Für Myonen die senkrecht zur Strahlachse fliegen, ist der Anteil der Pionen, die beim Durchqueren des Kalorimeters nicht stark wechselwirken, ungefähr 0,8%.

„punch through“ Eine weitere Möglichkeit ist, daß die Hadronen zwar Schauer ausbilden, jedoch die Länge des Kalorimeters nicht ausreicht, die Energie vollständig aufzunehmen. Dann kann es passieren, daß Ausläufer des Schauers die Streamerkammern im Myondetektor erreichen, wodurch das Teilchen als Myon identifiziert wird.

„inflight decay“ Es kann passieren, daß Hadronen (z.B. $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ ($\mathcal{BR} \approx 100\%$), $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ ($\mathcal{BR} \approx 63\%$)) zerfallen, noch bevor sie das Kalorimeter erreichen. Die Zerfallswahrscheinlichkeit beträgt in Abhängigkeit von der Wechselwir-

kungslänge λ_0 und der teilchenspezifischen Zerfallskonstante $c\tau$:

$$P \propto \left(1 - e^{-\frac{\lambda_0}{\beta\gamma c\tau}}\right). \quad (4.3)$$

Die Zerfallskonstanten für Pionen und Kaonen sind dabei [PDG04]:

$$c\tau_\pi = 7,805\text{m} \quad (4.4)$$

$$c\tau_{K^\pm} = 3,713\text{m} \quad (4.5)$$

Der Anteil der Hadronen, die durch diese Prozesse fehlidentifiziert werden, ist bei kleinen Impulsen besonders hoch und liegt in Abhängigkeit vom Polarwinkel Θ in der Größenordnung von wenigen Prozent. Im rückwärtigen Teil des Detektors steigt der Anteil falsch identifizierter Hadronen auf bis zu 10%, da sich dort weniger als zwei hadronische Wechselwirkungslängen λ_0 zwischen Spurkammer- und Myonsystem befinden.

4.2 Teilchensignaturen im Kalorimeter

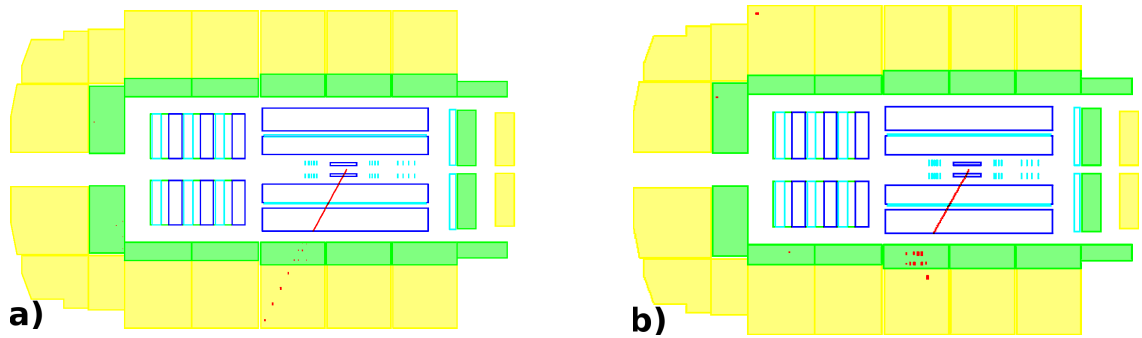


Abb. 4.2: Simulierte Einzelspurereignisse im Flüssig-Argon-Kalorimeter. (a) ein μ^+ , (b) ein π^+ (beide $P \approx 5$ GeV).

Das unterschiedliche physikalische Verhalten von Myonen und Pionen, das in den ersten Teilen dieses Kapitels beschrieben wurde, äußert sich also in der Signatur, die die Teilchen im Kalorimeter erzeugen. Abbildung 4.2 zeigt zwei Beispiele für die Form der Energiedeposition im Kalorimeter, 4.2(a) ein simuliertes Einzelspur-Myon und 4.2(b) ein simuliertes Einzelspur-Pion. Beide haben einen Impuls von

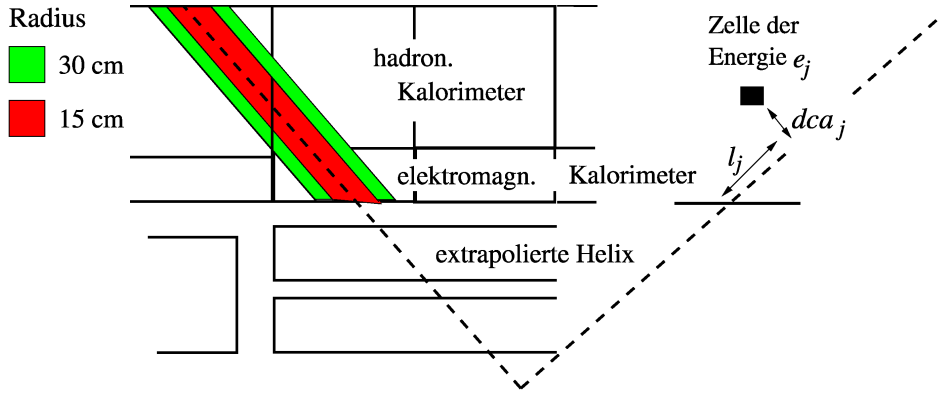


Abb. 4.3: Schematische Darstellung zur Estimatorenberechnung.

$P \approx 5 \text{ GeV}$. Die deutlichen Unterschiede werden genutzt, um für KALEP und später auch für die Neuronale Teilchen Identifikation NEPI Estimatoren zu definieren, mit deren Hilfe man Myonen und Pionen trennen kann: Das Pion bildet einen breiten hadronischen Schauer und verliert hierdurch fast seine gesamte Energie im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters, während das Myon eine sehr lange, schlauchige Spur mit sehr konstanten Energiedepositionen hinterläßt und das Kalorimeter vollständig passiert.

4.3 Kalep-Estimatoren und Myonqualität

Für die Definition der Estimatoren des KALEP-Algorithmus werden alle Spuren mit einem Mindestimpuls von 500 MeV als Helix parametrisiert und in das Kalorimeter extrapoliert (5.3). Dann werden alle Zellen mit einer Zellenergie von mehr als 10 MeV^1 , innerhalb zweier Zylinder mit den Radien $r_a = 15 \text{ cm}$ und $r_b = 30 \text{ cm}$ um die extrapolierte Spur dieser zugeordnet. Abbildung 4.3 veranschaulicht schematisch das Vorgehen zur Berechnung der Estimatoren. Die Radien sind so gewählt, weil der elektromagnetische Schauer eines Elektrons im allgemeinen vollständig in einem Zylinder mit Radius $r_a = 15 \text{ cm}$ liegt und der Zylinder mit $r_b = 30 \text{ cm}$ 90% der Energie des hadronischen Schauers beinhaltet.

Die Energie der j -ten Zelle ist e_j , die Spurlänge vom inneren Rand des Kalorimeter-Oktogons bis zur Zelle ist l_j . Die Zellen werden mit einer Gewichtsfunktion h_j mul-

¹Der Schnitt auf die Zellenergie dient der Untergrundunterdrückung.

tipliziert. Diese ist der Fuzzy-Logik entnommen, ihr Wert ist innerhalb der Radien 1 ist und nimmt außerhalb sehr schnell ab. Mit den so zugeordneten Zellen werden nun vier Estimatoren für die Myonidentifikation berechnet [BNS97, Sch01, Sch94]:

- $G_1 = E_{\text{elm}}(\mathbf{r}_a)$:

die Energie im elektromagnetischen Kalorimeter innerhalb des Zylinders mit Radius $r_a = 15\text{cm}$.

- $G_2 = E_{\text{tot}}(\mathbf{r}_b) = \sum_{\text{tot}} \mathbf{e}_j \cdot \mathbf{h}_j(\mathbf{r}_b)$:

die gesamte Energie im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter innerhalb des Zylinders mit Radius $r_b = 30\text{cm}$.

- $G_3 = L_{\text{max}}(\mathbf{r}_a) = \max\{\mathbf{l}_j \cdot \mathbf{h}_j(\mathbf{r}_a), \forall j\}$:

die maximale Spurlänge vom Eintrittspunkt der Helix in das Kalorimeter zur letzten angesprochenen Zelle innerhalb des Zylinders mit Radius $r_a = 15\text{cm}$.

- $G_4 = L_{\text{had}}(\mathbf{r}_a) = \sum_{\text{had}} \mathbf{l}_j \cdot \mathbf{h}_j(\mathbf{r}_a)$:

die summierte Spurlänge im hadronischen Kalorimeter aller Zellen innerhalb des Zylinders mit Radius $r_a = 15\text{cm}$.

Insbesondere der Estimator G_3 , die Länge der Spur im Kalorimeter vom inneren Oktogon bis zur letzten angesprochenen Zelle, ist für Myonen und Pionen sehr unterschiedlich (Abb. 6.1, S.42). Er wird daher in der neuronalen Teilchenidentifikation NEPI als Schnittgröße zur Vorselektion der Spuren genommen, um eindeutige Untergrundspuren zu verwerfen.

Um den Algorithmus stabil gegen Rekonstruktionsfehler zu machen, wird nicht auf jede Größe einzeln geschnitten, sondern es wird zunächst eine kombinierte Größe D gebildet. Hierzu werden den vier Estimatoren $G_1 - G_4$ untere (u_i) und obere (o_i) Grenzen zugewiesen, innerhalb derer man die Werte für Myonen erwartet. Mit diesen Grenzen werden nun die Abweichungen von den oberen d_i^o und den unteren

Qualität Q_μ	C_Q
1 = schwache Myonen	0.5
2 = mittlere Myonen	0.1
3 = gute Myonen	0.015

Tab.. 4.1: Definition der drei KALEP-Myonqualitäten.

Grenzwerten d_i^u der einzelnen Estimatoren bestimmt:

$$d_i^o = \begin{cases} \min(G_i - o_i, 1) & : \text{für } G_i > o_i \\ 0 & : \text{sonst} \end{cases} \quad (4.6)$$

$$d_i^u = \begin{cases} \min(u_i - G_i, 1) & : \text{für } G_i < u_i \\ 0 & : \text{sonst} \end{cases} \quad (4.7)$$

Diese Abweichungen werden mit Gewichtungsfaktoren N_i multipliziert und aufsummiert. Die Abweichungen von der unteren Grenze fließen dabei quadratisch ein, die Abweichung von den oberen linear (vgl.[BNS97]):

$$D = \min \left(\sum_i \left(\frac{d_i^u}{N_i} \right)^2 + \sum_i \frac{d_i^o}{N_i}, 1 \right) < C_Q. \quad (4.8)$$

Dieser so bestimmten Größe D wird abschließend eine Myonqualität zwischen 1 (schwach) und 3 (gut) zugeordnet (Tab. 4.1).

Hat das Teilchen im instrumentierten Eisen des Myondetektors ein Signal erzeugt, wird die KALEP-Myonqualität um 10 erhöht. Sie kann also Werte zwischen 0 und 3, sowie 10 und 13 annehmen.

In den Analysen ist es üblich, Myonen guter oder mittlerer Qualität und im Myondetektor erkannte Myonen zu verwenden. Dies erreicht man mit der Forderung, daß die Myonqualität einer Spur mindestens 2 sein soll ($Q_\mu \geq 2$). Der Vergleich der Effizienzen von KALEP und NEPI findet jedoch nur mit Myonen der Qualitäten 2,3,12 oder 13 statt, um zu verhindern, daß Myonen, die von KALEP nur schwach oder gar nicht erkannt wurden (Qualitäten 10 und 11), die Werte für Effizienz oder Misidentifikation verfälschen.

5 Daten- und Spurselektionen

In dieser Analyse soll die Myonidentifikation nichtisolierter¹ Spuren verbessert werden. Die meisten Tests werden auf Monte-Carlo-Datensätzen durchgeführt. Die Ergebnisse werden mit ausgewählten Datensätzen von Physikereignissen verglichen. Um sicher zu stellen, daß das Netz nicht auf einen bestimmten Physikprozess trainiert wird, werden zum Training des Neuronalen Netzes simulierte Einzelspurergebnisse genommen. Für Tests mit nichtisolierten Spuren werden Ereignisse in Photoproduktion von charm- und beauty-Quarks selektiert. Um isolierte Myonspuren aus den Daten zu erhalten, werden inelastische J/Ψ -Kandidaten herangezogen. Der Untergrund wird durch Spuren mit hohem Impuls in Teilchenjets leichter Quarks abgebildet. In den folgenden Abschnitten werden die hierzu simulierten und aus den Daten selektierten Spuren vorgestellt. Am Ende wird die Extrapolation der Spuren aus dem Spurkammersystem ins Kalorimeter erläutert.

Die Daten sind im Jahr 2000 aufgezeichnet worden. Die Monte-Carlo-Simulationen wurden an die Detektoreigenschaften im Jahr 2000 angepasst.

5.1 Simulierte Ereignisse

Monte-Carlo-Simulationen finden aus zweierlei Gründen Anwendung in der Hochenergiephysik: Zum einen, um physikalische Prozesse statistisch nachvollziehen zu können, zum anderen, um Detektoreffekte zu studieren. Es gibt eine große Zahl verschiedener Monte-Carlo-Generatoren, die sich in den verwendeten theoretischen Modellen unterscheiden. In dieser Analyse werden der H1-inline-Generator, sowie

¹Die Isolation wird in 6.5.3 über den Raumabstand zweier Eintrittspunkte ins Kalorimeter definiert.

die Monte-Carlo-Generatoren PYTHIA und EPJPSI mit anschließender Detektorsimulation H1SIM verwendet.

Die Monte-Carlo-Simulationen gliedern sich in drei Schritte, die im folgenden kurz vorgestellt werden: Generierung, Simulation, Rekonstruktion. Die Rekonstruktion wird auch von Ereignissen aus der tatsächlichen Datennahme durchlaufen.

5.1.1 Monte-Carlo-Generatoren

Im ersten Schritt der Simulation von Ereignissen werden die Vierervektoren der beteiligten Teilchen aus zugrundeliegenden Physikmodellen berechnet. Das Modell der e-p-Streuung bei HERA wird in drei Subprozesse eingeteilt:

- harter Subprozess: Parton-Parton-Wechselwirkung
- Kopplung der Partonen aus dem harten Subprozess an Proton und Photon
- Fragmentation

Der inline-Generator

Der inline-Generator ist Teil des Detektorsimulationspakets H1SIM. Er generiert keine vollständigen Physikereignisse, sondern lediglich die Vierervektoren einzelner Teilchen mit vorgegebener Impuls- und Winkelverteilung. Hiernach werden diese Vierervektoren jedoch wie die Ereignisse anderer Generatoren im Detektor simuliert und rekonstruiert. Die Ereignisse, die mit dem inline-Generator simuliert werden, sind naturgemäß nicht sehr umfangreich. Dadurch ist es möglich, schnell und mit wenig Festspeicherverbrauch eine hohe Statistik zu generieren.

PYTHIA

PYTHIA ist ein ursprünglich für Hadron-Hadron-Wechselwirkung entwickelter Monte-Carlo-Generator, der für die Elektron-Proton-Streuung modifiziert wurde. PYTHIA rechnet die QCD-Prozesse störungstheoretisch in führender Ordnung. Um

Effekte höherer Ordnung zu berücksichtigen, wird das Parton-Schauer-Modell benutzt. Die im harten Subprozess freigewordenen Partonen fragmentieren, bis sie stabile Teilchen bilden. Für die Fragmentation wird bei H1 das Paket JETSET benutzt. Die Fragmentation kann nicht störungstheoretisch in der QCD berechnet werden, es sind phänomenologische Ansätze notwendig. In PYTHIA wird die Fragmentation nach dem Lund-String-Modell berechnet.

EPJPSI

EPJPSI ist ein Monte-Carlo-Generator für die J/Ψ -Produktion über den Farb-Singlett-Prozess in $ep-$, $\mu p-$, $\gamma p-$, $pp-$ und $p\bar{p}$ -Kollisionen. Für die Produktion in ep -Streuung stehen zahlreiche unterschiedliche Produktionsmechanismen zur Verfügung, von besonderer Bedeutung ist die inelastische Erzeugung, die auch in dieser Analyse verwendet wird.

5.1.2 Simulation

Die generierten Vierervektoren werden an die Detektorsimulation H1SIM weitergereicht. H1SIM ermittelt die Signalantwort des Detektors. Eine sehr detaillierte Beschreibung der Detektorgeometrie und der Absorptionseigenschaften der verschiedenen Materialien ist erforderlich, um eine der echten Messung möglichst gut entsprechende Detektorantwort zu simulieren. Die Simulation gliedert sich in zwei Schritte:

GEANT Der Detektor wird zur Simulation in kleine Volumenelemente unterteilt.

GEANT berechnet unter Berücksichtigung des Magnetfelds in Schritten entlang der Spur des Teilchens die Wechselwirkung zwischen dem Teilchen und dem Detektormaterial in diesen Volumina.

H1DIGI In einem zweiten Schritt werden die Treffer in den aktiven Detektorkomponenten (Spurkammersystem, Kalorimeter,...) mit H1DIGI und die jeweiligen Triggerbedingungen mit H1TRIG simuliert.

Nach der Simulation hat man idealerweise simulierte Rohdaten, die den bei der tatsächlichen Datennahme auf Band geschriebenen Rohdaten entsprechen. Die so gewonnenen Rohdaten müssen zum Abschluß die Rekonstruktionsroutinen durchlaufen.

5.1.3 Rekonstruktion

Sowohl die tatsächlich im Detektor gemessenen Rohdaten der einzelnen Detektor-komponenten, als auch die simulierten durchlaufen abschließend die Rekonstruktionsroutine H1REC, um die für die Physikanalyse erforderlichen Informationen zu erhalten. Die Rekonstruktion der Bahnen geladener Teilchen ist ein wesentlicher Teil der Datenanalyse bei Hochenergieexperimenten. Zunächst wird versucht durch die Treffer im zentralen Spurkammersystem eine Teilchenbahn zu parametrisieren. Die Orientierung der Krümmung dieser Bahnen im Magnetfeld bestimmt die Ladung, durch den Krümmungsradius kann der Impuls des Teilchens bestimmt werden.

Bei der Rekonstruktion im Flüssig-Argon-Kalorimeter wird zunächst eine Rauschunterdrückung vorgenommen. Auch ohne Wechselwirkung mit einem durchfliegenden Teilchen liefern die Kalorimeterzellen ein Signal, das sogenannte Rauschen. Die Signalverteilung des Rauschens einer Zelle ist gaußförmig und durch einen Mittelwert und eine Standardabweichung σ_{Rauschen} charakterisiert. Die Standardabweichung des Rauschens im Flüssig-Argon-Kalorimeter liegt typischerweise bei $\sigma_{\text{Rauschen}} \approx 10 - 30 \text{ MeV}$. Es werden nur Zellen ausgewertet, deren Signal dem Betrage nach einen festzulegenden Faktor k über dieser Standardabweichung liegt (BBE, CB: $k = 2$, FB: $k = 2,5$, IF: $k = 3$). Dies geschieht bereits online, um das zu transportierende Datenvolumen zu reduzieren. In einem nächsten topologischen Schnitt werden nur noch Zellen betrachtet, deren Signal die Standardabweichung um das Vierfache übersteigt oder die direkt an eine Zelle grenzen, die diese Schwelle überschreiten. Über diese verbleibenden Zellen läuft nun der Clusteralgorithmus, der zunächst in den Lagen nach zweidimensionalen Clustern sucht, die dann wiederum schichtweise zu dreidimensionalen Clustern zusammengefasst werden.

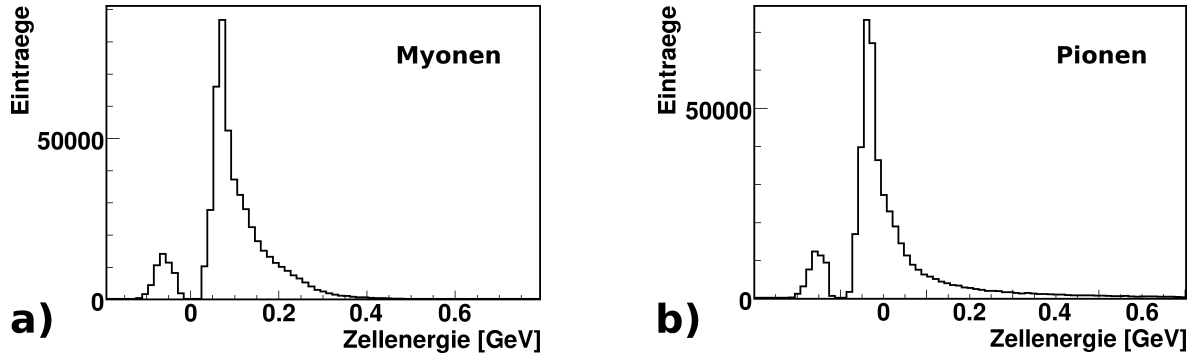


Abb. 5.1: Energie der einzelnen Zellen im Kalorimeter für simulierte Einzelspur-Myonen (a) und -Pionen (b).

Durch das gaußförmige Rauschen liefern manche Zellen auch negative Signale, die durch die Rauschunterdrückung nicht vollständig herausgefiltert werden, da die Rauschunterdrückung den Betrag des Zellsignals betrachtet (s. Abb. 5.1(a,b)). Cluster negativer Energie werden vom Algorithmus verworfen. Die Betrachtung der Zellen kann auf drei verschiedenen Energieskalen stattfinden: auf der unkorrigierten Skala E_0 , auf der für totes Material korrigierten elektromagnetischen Skala $E_{0,em}$ oder E_1 und schließlich auf der hadronischen Energieskala E_{final} , auf der die Effekte des nicht-kompensierenden Kalorimeters korrigiert werden. In dieser Analyse wird immer die unkorrigierte Energieskala E_0 benutzt.

5.2 Datenselektion

5.2.1 Inelastische J/Ψ

Um einen Vergleich zwischen Daten und der Einzelspur-Monte-Carlo-Simulation zu ermöglichen, ist es erforderlich, isolierte Myon-Spuren aus den Daten zu selektieren. Hierfür bietet sich der myonische Zerfall des J/Ψ -Vektormesons

$$J/\Psi \longrightarrow \mu^+ \mu^- \quad (\mathcal{BR} \approx 6\%)$$

an.

Abbildung 5.2 zeigt den Zerfall eines inelastisch erzeugten J/Ψ in der grafischen Ereignisdarstellung H1RED. In diesem Ereignis werden beide Myonen im zentralen

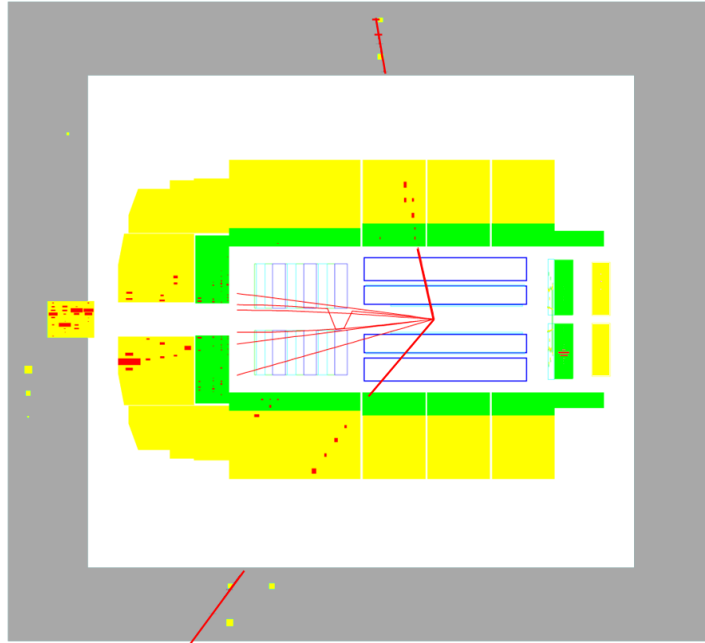


Abb. 5.2: Beispielhafte Darstellung eines Ereignisses mit einem inelastisch produzierten J/Ψ -Kandidaten.

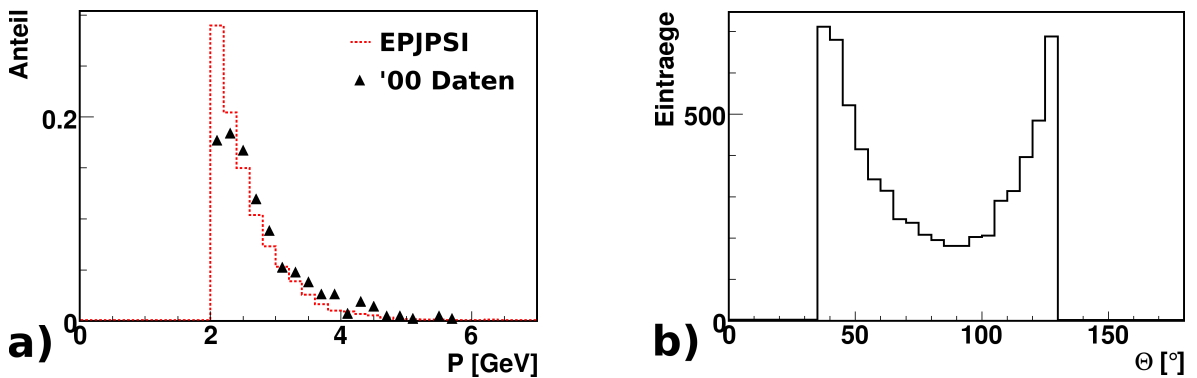


Abb. 5.3: (a) Impulsspektrum der selektierten Myonen für inelastische J/Ψ in Daten und MC und (b) Polarwinkel-Verteilung der Myonen.

Myondetektor nachgewiesen. Dies ist jedoch wegen der relativ kleinen Impulse der Zerfallsmyonen selten der Fall. Im für diese Analyse selektierten Impulsbereich über 2 GeV fällt das Impulsspektrum sehr steil ab (Abb. 5.3(a)). Abbildung 5.3(b) zeigt die Polarwinkelverteilung dieser Spuren.

Für die Selektion der J/Ψ -Kandidaten wird mindestens ein Myon (gute oder mittlere Myonqualität) im zentralen Bereich des Detektors ($35^\circ < \Theta_\mu < 130^\circ$) mit einem Transversalimpuls von $P_t \geq 800$ MeV gefordert. Die Elastizität z soll zwischen 0.45

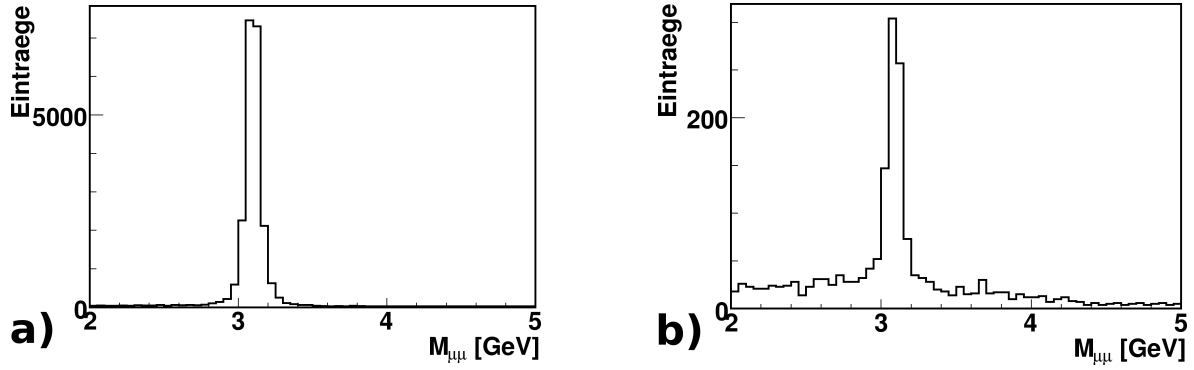


Abb. 5.4: Rekonstruierte Masse der J/Ψ -Kandidaten (a) im EPJPSI-Monte-Carlo und (b) in den Daten selektiert.

$W_{\gamma p}$	50 – 180 GeV
z	0.45 – 0.9
$ Z_{Vertex} $	< 35 cm
$Qual_{\mu}$	≥ 2
P_{t,μ^-}	> 0.8 GeV
Θ_{μ}	$35^{\circ} - 130^{\circ}$
$M_{\mu\mu}$	= 3.0 – 3.2 GeV

Tab.. 5.1: Selektionskriterien für Myonen aus Zerfällen inelastischer J/Ψ -Mesonen.

und 0.9 liegen. Für die Schwerpunktsenergie des Photon-Proton-Systems werden $W_{\gamma p} = 50 - 180$ GeV gefordert. Die selektierten J/Ψ -Kandidaten werden auf das Massenfenster $3.0 \text{ GeV} < M_{\mu\mu} < 3.2 \text{ GeV}$ eingeschränkt. Die Selektionskriterien sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Die aus den beiden so selektierten Myonspuren rekonstruierte invariante Masse der J/Ψ -Kandidaten ist in Abbildung 5.4 für EPJPSI-Monte-Carlo (a) und für aus den Daten selektierte Myonspuren (b) aufgetragen.

5.2.2 Myonen in beauty und charm Jets

Im Standardmodell dient die elektroschwache Wechselwirkung zur Beschreibung der Zerfälle schwerer Quarks. Die dominierenden Prozesse hierbei sind:

$$b \longrightarrow cW^- \quad (5.1)$$

$$c \longrightarrow sW^+ \quad (5.2)$$

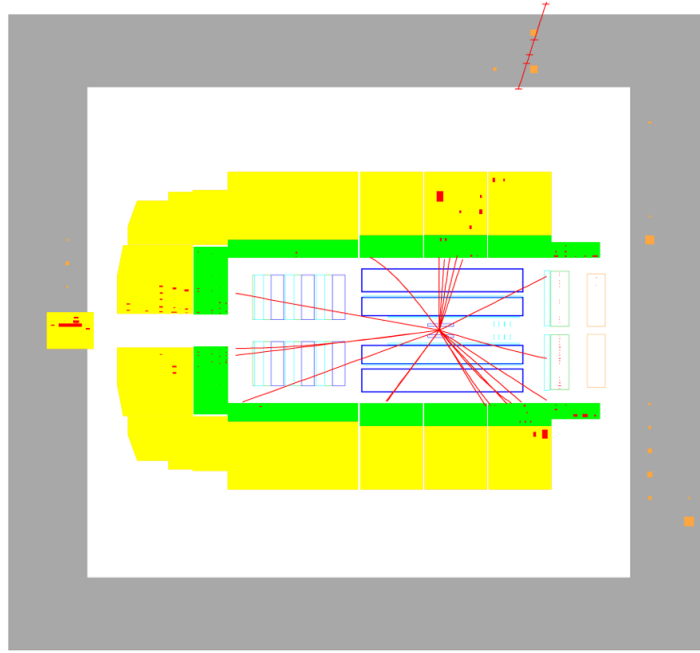


Abb. 5.5: Beispiel für die Produktion eines Beauty-Quark in Photoproduktion.

Das in diesen Zerfällen erzeugte W-Boson ist virtuell. Es kann hadronisch in ein $q\bar{q}$ -Paar zerfallen oder — und dieser Prozess wird hier betrachtet — in ein Lepton-Neutrino-Paar. Diese Zerfälle von b- und c-Quarks werden semileptonisch genannt. Die Zerfallsbreite Γ für den Prozess $q \rightarrow q'X$ ist dem Quadrat der Elemente der CKM-Matrix² proportional.

Beim Zerfall des W-Boson entstehen in 11% der Zerfälle ein Myon und ein Neutrino:

$$W^{\pm} \longrightarrow \mu^{\pm}\nu \quad (\text{BR} \approx 11\%) \quad (5.3)$$

Ein Myon mit hohem Transversalimpuls, das in einem Jet liegt, ist demnach eine gute Signatur für ein Ereignis, bei dem ein schweres Quark erzeugt wurde. Abbildung 5.5 zeigt den semimyonischen Zerfall eines b-Quark in der grafischen Ereignisdarstellung H1RED.

Das Myon hat hierbei einen zum Jet relativen Transversalimpuls $P_{t,\text{rel}}$ und ist daher mehr oder minder isoliert. Abbildung 5.6 zeigt die Isolation für Myonen in simu-

²Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix - Die CKM-Matrix verknüpft die schwach-wechselwirkenden Quark-Generationen mit den Masseeigenzuständen der Quarks.

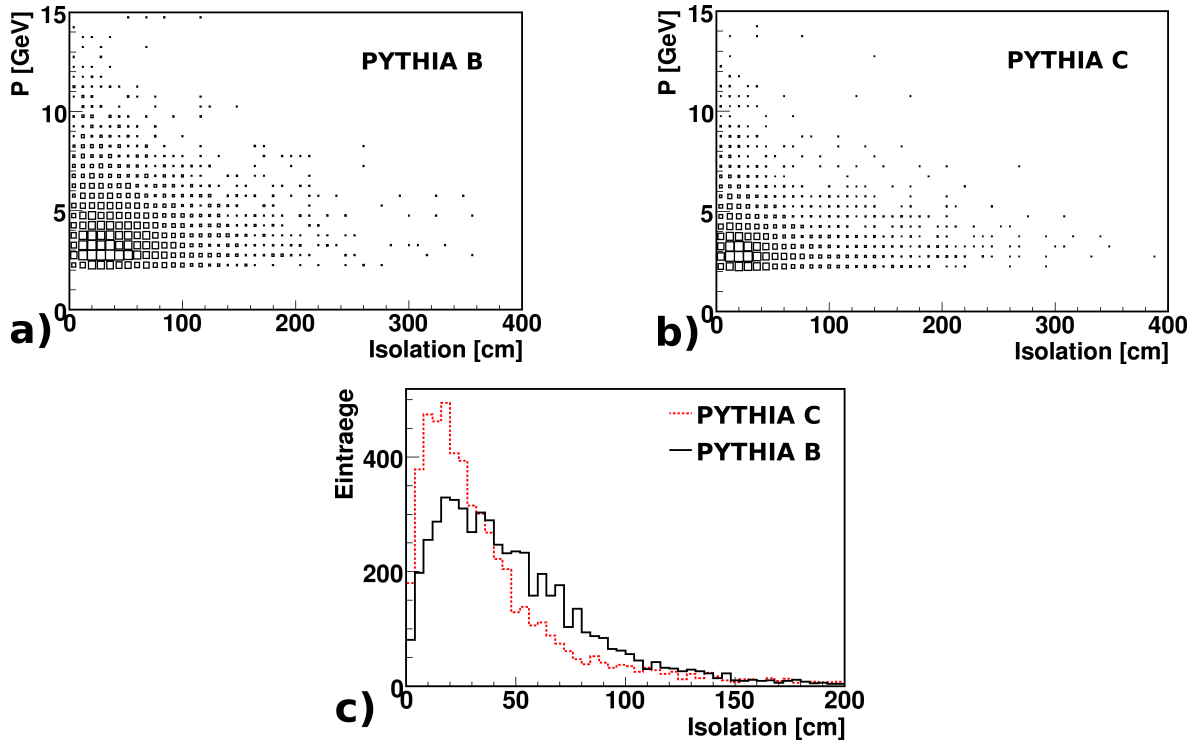


Abb. 5.6: Isolation der Myonspuren gegen den Impuls für PYTHIA B (a) und C (b), sowie in der Projektion für PYTHIA B und C (c).

lierten b-Quark- (PYTHIA B) und c-Quark-Zerfällen (PYTHIA C). Durch die größere Masse des b-Quarks kann die $P_{t,rel}$ -Verteilung der Zerfallsmyonen größere Werte annehmen. Dadurch sind die Spuren der Zerfallsmyonen von b-Quarks im Mittel isolierter (Abb. 5.6(c)). Die in dieser Analyse betrachtete Isolation am Beginn des Kalorimeters (\rightarrow 6.5.3) ist jedoch auch vom Transversalimpuls P_t der Spur abhängig. Spuren mit niedrigem Impuls entfernen sich durch die stärkere Krümmung ihrer Bahn weiter von der Jet-Achse, wodurch sie im Kalorimeter isolierter sind (Abb. 5.6(a,b)).

Es werden Ereignisse in Photoproduktion ($Q_e^2 < 1 \text{ GeV}^2$) mit mindestens zwei Jets ($N_{\text{Jets}} > 1$) und einem Myon ($N_\mu > 0$) selektiert. Die Jets müssen beide einen Transversalimpuls von mehr als 5 GeV haben, das Myon einen Impuls von wenigstens 2 GeV. Als Spur wird das Myon mit dem höchsten Impuls im Ereignis selektiert. Die selektierte Spur muß eine radiale Länge L_{rad} von wenigstens 22 cm aufweisen. Damit die Spuren möglichst rein selektiert werden, wird gefordert, daß das Myon

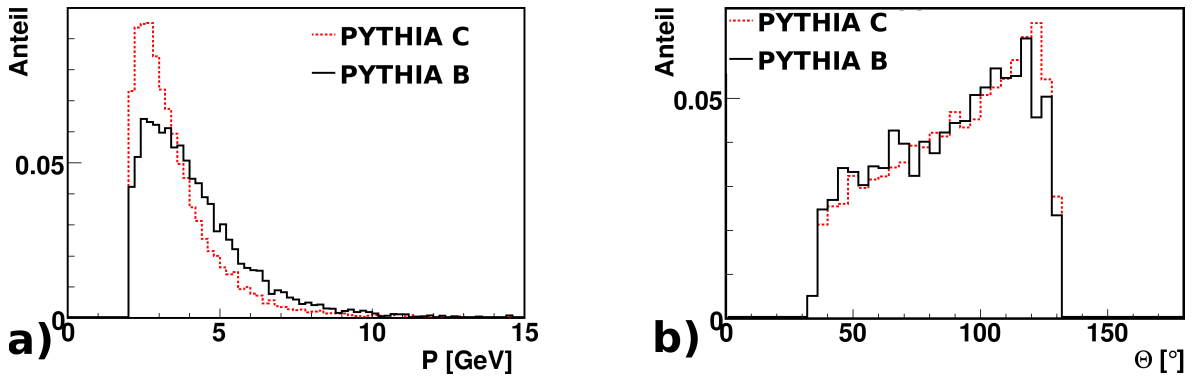


Abb. 5.7: (a) Impulsspektrum und (b) Polarwinkel-Verteilung der Myonen aus PYTHIA B und C.

Q_e^2	$< 1\text{GeV}^2$
y_h	$0.2 - 0.8$
$ Z_{Vertex} $	$< 35 \text{ cm}$
$N_{\text{Spur,zentral}}$	> 2
N_μ	> 0
P_μ	$> 2 \text{ GeV}$
N_{Jets}	> 1
$P_{t,\text{Jet1/2}}$	$> 5 \text{ GeV}$
Θ_μ	$35^\circ - 130^\circ$
$\text{Prob}_{\text{Link}}$	> 0.1
L_{rad}	$> 22 \text{ cm}$
$N_{\text{Lagen,CMD}}$	> 3
$L_1 - L_0$	> 4

Tab.. 5.2: Selektionskriterien für b- und c-Zweijet-Ereignisse.

im zentralen Myondetektor (CMD) nachgewiesen wurde. Dort muß es in mehr als 3 Lagen ($N_{\text{Lagen,CMD}} > 3$) einen Treffer erzeugt haben. Zwischen der ersten angesprochene Lagen L_0 und der letzten angesprochenen Lage L_1 müssen wenigstens 5 Eisenlagen liegen. Die Wahrscheinlichkeit, daß diese Spur im instrumentierten Eisen mit einer Spur in der zentralen Spurkammer zusammenpasst, muß größer als 10 Prozent sein ($\text{Prob}_{\text{Link}} > 0.1$). Abbildung 5.7 zeigt die Impuls- und Polarwinkel-Verteilung der Myonen aus PYTHIA B und C, Tabelle 5.2 fasst die angewandten Schnitte zusammen.

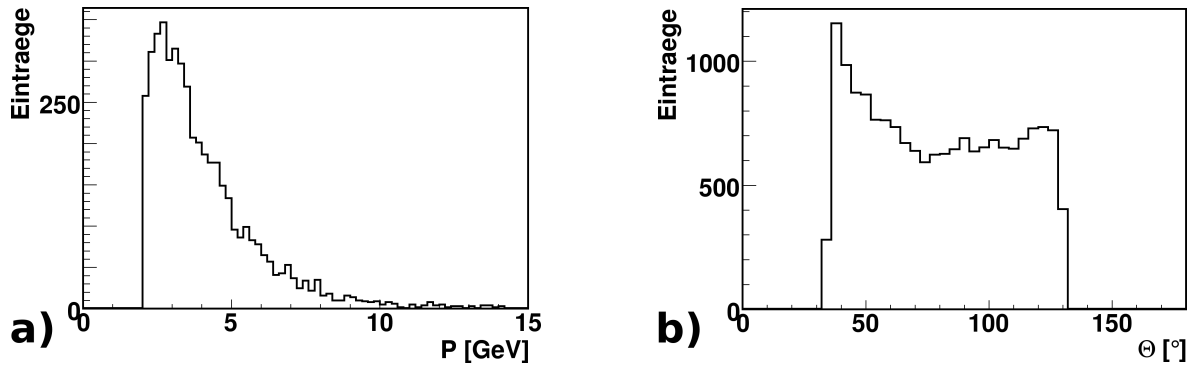


Abb. 5.8: (a) Impulsspektrum und (b) Polarwinkel-Verteilung der Untergrundspuren mit hohem Impuls aus PYTHIA INKL.

5.2.3 Spuren mit hohem Impuls in Jets

Hauptuntergrund für die Myonen in den Jets aus beauty- und charm-Zerfällen, sind Spuren mit hohem Impuls aus Prozessen mit leichten Quarks. Die Selektion der Untergrundspuren erfolgt ähnlich wie zuvor die Selektion der Myonen in beauty und charm, jedoch ohne Myonforderungen an die Spuren in den Jets. Es werden ebenfalls Zweijet-Ereignisse in Photoproduktion ($Q_e^2 < 1 \text{ GeV}^2$) selektiert. Die Jets müssen einen Transversalimpuls von jeweils mehr als 5 GeV haben. Die untersuchten Spuren werden im Impulsbereich zwischen 2 und 5 GeV selektiert, wobei sie im zentralen Bereich des Detektors ($35^\circ < \Theta < 130^\circ$) liegen sollen. Das Impulsspektrum dieser Spuren ist dem der im vorigen Abschnitt selektieren Myonspuren sehr ähnlich (Abb. 5.8(a)). Abbildung 5.8(b) zeigt die Polarwinkelverteilung dieser Spuren.

5.3 Extrapolation der Spuren

Um Estimatoren für die Myonidentifikation definieren zu können, müssen die Spuren aus dem Spurkammersystem in das Kalorimeter extrapoliert werden. Die Estimatoren werden mit Hilfe der Informationen aus Kalorimeterzellen in Zylindern um diese extrapolierte Spur berechnet (vgl. 4.3,6.2).

Für die Berechnung der extrapolierten Koordinaten in Abhängigkeit von der Spurlänge s , benötigt man den kürzesten Abstand der Spur zum primären Vertex $\mathbf{dca}' = (x_{\text{dca}'}, y_{\text{dca}'}, z_{\text{dca}'})$ sowie den Azimuthalwinkel Φ und den Polarwinkel Θ am Vertex. Es wird unterschieden, ob das Magnetfeld angelegt ist ($B \neq 0$) oder nicht ($B = 0$):

$B = 0$ Ohne angelegtes Magnetfeld ist die Krümmung der Spur $\kappa = 0$ und die Spur ist eine Gerade:

$$x(s) = x_{\text{dca}'} + s \cdot \cos(\Phi) \quad (5.4)$$

$$y(s) = y_{\text{dca}'} + s \cdot \sin(\Phi) \quad (5.5)$$

$$z(s) = z_{\text{dca}'} + s \cdot \cot(\Theta) \quad (5.6)$$

$B \neq 0$ Ist das Magnetfeld angelegt und damit $\kappa \neq 0$, muß die Spur als Helix parametrisiert werden:

$$x(s) = x_{\text{dca}'} + \kappa^{-1} \cdot (\sin(\Phi + s \cdot \kappa) - \sin(\Phi)) \quad (5.7)$$

$$y(s) = y_{\text{dca}'} - \kappa^{-1} \cdot (\cos(\Phi + s \cdot \kappa) - \cos(\Phi)) \quad (5.8)$$

$$z(s) = z_{\text{dca}'} + s \cdot \cot(\Theta) \quad (5.9)$$

Umgekehrt ist es auch möglich, aus bekannten Koordinaten (x, y, z) eine Spurlänge s zu berechnen. Diese Rechnung wird numerisch durchgeführt und liefert die Spurlänge bis zu dem Punkt der extrapolierten Spur, der den Koordinaten (x, y, z) am nächsten liegt.

6 Myonidentifikation mit NePI

In diesem Kapitel wird die Myonidentifikation mit der Neuronalen Teilchen Identifikation NEPI¹ vorgestellt. In einer Vorselektion werden zunächst eindeutige Untergrundspuren verworfen. Im Anschluß werden die für das Neuronale Netz verwendeten Estimatoren vorgestellt. Nach der Auflistung der Konfigurationsparameter des Neuronalen Netzes werden schließlich die Ergebnisse der Tests an mehreren Datensätzen vorgestellt. Dabei wird auch die Abhängigkeit der Identifikationseffizienz vom Teilchenimpuls und der Spurisolation wiedergegeben. Am Schluß steht ein Vergleich mit der Myonidentifikation in KALEP und eine Kombination mit der Identifikation im Myondetektor.

Der betrachtete Impulsbereich wird in dieser Analyse auf $2 \text{ GeV} < P < 5 \text{ GeV}$ eingeschränkt. In Abschnitt 6.5.1 werden für die Effizienzbetrachtungen zusätzlich zu den Spuren zwischen 2 und 5 GeV auch alle Spuren mit mehr als 5 GeV Impuls getestet, um die Leistungsfähigkeit des Netzes in diesem Impulsbereich zu ermitteln. Der Impulsbereich wird eingeschränkt, um auszuschließen, daß ein über den gesamten Impulsbereich trainiertes Neuronales Netz nicht optimal berücksichtigt, daß Myonen und Pionen sich bei großen und kleinen Impulsen durch unterschiedliche Größen trennen lassen. Während bei kleinen Impulsen die größere Reichweite der Myonen entscheidend ist, ist bei großen Impulsen die höhere Energiedeposition der Pionen im Kalorimeter von immer stärkerer Bedeutung, da die Eindringtiefe der Pionen ins Kalorimeter zunimmt. Im Impulsbereich über 5 GeV steigt zudem die Effizienz des zentralen Myondetektors über die Effizienz der Erkennung im Kalorimeter.

¹Neural Particle Identification

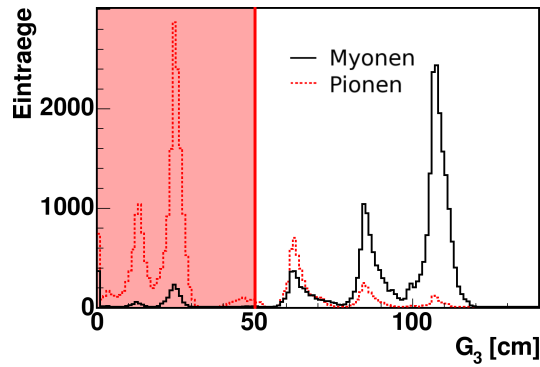


Abb. 6.1: Maximale Spurlänge im Kalorimeter (G_3) für Myonen und Pionen. Vorselektion: $G_3 > 50$ cm.

6.1 Vorselektion der Spuren

Bevor die Spuren zum Training oder zum Test an das Neuronale Netz weitergeleitet werden, werden nur solche Spuren ausgewählt, die in einem Zylinder mit 30 cm Radius um die extrapolierte Spur ein Signal im Kalorimeter erzeugen. Alle anderen können nicht mit Hilfe von Kalorimeterinformationen identifiziert werden. Für simulierte Einzelspurteilchen im Impulsbereich von 2 bis 5 GeV, die die anderen Selektionskriterien passiert haben, verliert man dabei $\sim 1,5\%$ der Myonen und $\sim 2,5\%$ der Pionen.

Im nächsten Schritt wird geprüft, ob es eine Größe gibt, mittels der man eindeutige Untergrundspuren verwerfen kann, noch bevor ein Neuronales Netz angewendet wird. Ohne eine solche Vorselektion würde man das Neuronale Netz zwar dahingehend trainieren, die große Mehrheit der Untergrundspuren zu verwerfen. Dies wären jedoch hauptsächlich Spuren, die leicht als Untergrund zu identifizieren sind. Die Stärke eines Neuronalen Netzes liegt aber gerade darin, Entscheidungen für Datensätze zu treffen, bei denen eine Unterscheidung schwierig und nur durch das Betrachten mehrerer stark korrelierter Größen möglich ist.

In diesem Impulsbereich ist die Spurlänge im Kalorimeter – der KALEP-Estimator G_3 – gut geeignet, klare Untergrundspuren zu verwerfen, weil die Verteilungen für Myonen und Pionen wenig Überlapp haben. Die Größe G_3 ist in Abbildung 6.1 für simulierte Einzelspur-Myonen und -Pionen im betrachteten Impulsbereich aufgetragen. Während fast alle minimalionisierenden Myonen das Kalorimeter vollständig passieren, verlieren die meisten Pionen ihre Energie bereits im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters ($G_3 < 30$ cm). Fordert man von den Spuren, die man ins Netz weiterleitet, daß sie wenigstens eine Länge von $G_3 > 50$ cm im Kalorimeter zurückgelegt haben², so verwirft man für die simulierten Einzelspurteilchen $\sim 77\%$ der Pionen und $\sim 8\%$ der Myonen. Der Anteil der durch die Vorselektion verworfenen Spuren ist in den verwendeten PYTHIA-Datensätzen für nichtisolierte Spuren kleiner: für Myonen lediglich $\sim 3\%$, während weiterhin $\sim 75\%$ der Untergrundspuren verworfen werden. Der Schnitt auf die Spurlänge verwirft ebenfalls alle Spuren, bei denen keine Zelle im Kalorimeter angesprochen hat. Dennoch wurde dieser Schnitt zunächst einzeln ausgeführt, um zu sehen, welcher Anteil der in der Vorselektion verworfenen Spuren systematisch nicht im Kalorimeter erkannt werden kann. Der Anteil verworfener Spuren nach dem Schnitt auf die Spurlänge im Kalorimeter beinhaltet also die Spuren, bei denen keine Zelle im Kalorimeter angesprochen hat. Abbildung 6.2 zeigt die Impulsspektren für Myonen und Pionen vor und nach der Vorselektion. Spuren mit niedrigem Impuls werden, vor allem bei den Pionen, durch diesen Schnitt stärker reduziert.

Im weiteren werden im Zusammenhang mit dem Neuronalen Netz nur noch Spuren verwendet, die die oben beschriebene Vorselektion passiert haben und somit mindestens eine Strecke von 50 cm im Kalorimeter zurückgelegt haben. Für Spuren, die durch KALEP oder das instrumentierte Eisen identifiziert werden sollen, gilt diese Vorselektion nicht. Spuren, die bei dieser Vorselektion verworfen werden, werden als nichtidentifizierte Spuren klassifiziert.

²Bei der Größe G_3 handelt es sich nicht um eine Projektion, sondern um die tatsächliche Spurlänge der extrapolierten Helix im Kalorimeter, daher wird keine Abhängigkeit vom Polarwinkel Θ berücksichtigt.

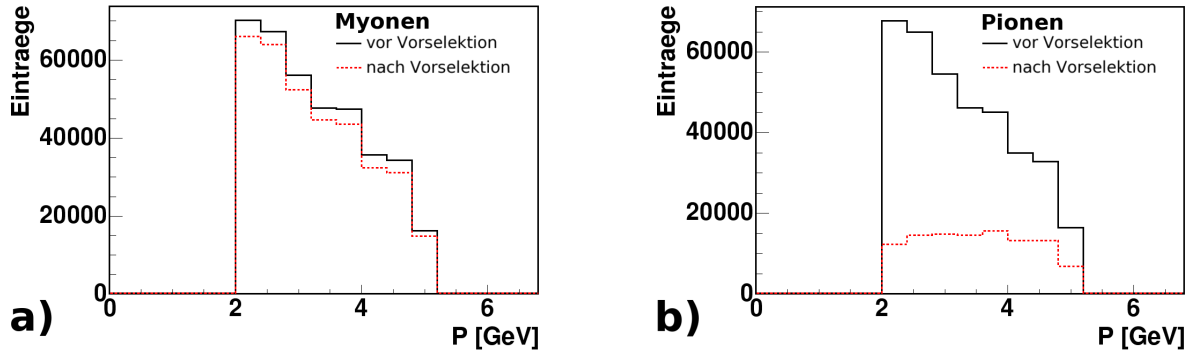


Abb. 6.2: Impulsspektren für (a) Einzelspur-Myonen und (b) -Pionen vor und nach dem Schnitt auf die Spurlänge im Kalorimeter.

6.2 Estimatoren

In diesem Abschnitt werden die sieben für das Training und die Anwendung der Neuronalen Teilchen Identifikation NEPI gewählten Eingabegrößen des Neuronalen Netzes, im folgenden Estimatoren genannt, vorgestellt. Sie nutzen aus, daß die Myonen lediglich durch Ionisation Energie im Kalorimeter verlieren und hierdurch viel weiter in das Kalorimeter eindringen als Pionen und es in dem betrachteten Impulsbereich sogar meistens vollständig passieren. Myonen haben oberhalb von ungefähr 2 GeV über einen sehr großen Impulsbereich eine praktisch konstante Signatur im Kalorimeter. Ganz anders verhalten sich Pionen, die ihre gesamte Energie schon nach kurzer Zeit über starke Wechselwirkungen abgeben, und bei denen die deponierte Energie und die Eindringtiefe eng an den Impuls der Spur gekoppelt ist. Wegen der Impulsabhängigkeit der Estimatoren wird der Impuls der Teilchenspur als erster Estimator N_1 gewählt.

Für die weiteren Estimatoren werden, analog zu KALEP (4.3, S. 25), alle Zellen innerhalb der Radien $r_a = 15$ cm oder $r_b = 30$ cm als einer extrapolierten Spur zugehörig angesehen. Mit den Eigenschaften dieser assoziierten Zellen berechnet man die Estimatoren:

N_1 Der Impuls P der Spur (berechnet aus den Treffern im zentralen Spurkammersystem)

N_2 Die Summe der Zellenergien e_j im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters

in einem Zylinder mit $r_a = 15$ cm

$$N_2 = E_{\text{em}}(r_a) = \sum_{\text{em}, r_a} e_j \quad (6.1)$$

N₃ Die Summe der Zellenergien e_j im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter in einem Zylinder mit $r_b = 30$ cm

$$N_3 = E_{\text{ges}}(r_b) = \sum_{\text{ges}, r_b} e_j \quad (6.2)$$

N₄ Die Summe der Spurlängen l_j im hadronischen Teil des Kalorimeters in einem Zylinder mit $r_a = 15$ cm

$$N_4 = L_{\text{had}}(r_a) = \sum_{\text{had}, r_a} l_j \quad (6.3)$$

N₅ Die mittlere Energiedichte der einzelnen Zellen

$$N_5 = \frac{1}{N_Z(r_b)} \cdot \sum_{\text{ges}, r_b} \frac{e_j}{V_j} \quad (6.4)$$

Dabei ist $N_Z(r_b)$ die Gesamtzahl der angesprochenen Zellen im Zylinder und V_j das Volumen der j-ten Zelle

N₆ Die Anzahl angesprochener hadronischer Lagen

N₇ Die Anzahl angesprochener hadronischer Zellen

Die Estimatoren N_2 , N_3 und N_4 entsprechen den in KALEP benutzten Estimatoren G_1 , G_2 und G_4 . Die Estimatoren N_5 und N_6 sind einander sehr ähnlich. Es zeigte sich jedoch in der Analyse, daß die Ergebnisse unter Verwendung beider Estimatoren besser sind. In den folgenden Abschnitten werden die Estimatoren dargestellt und in verschiedenen Datensätzen miteinander verglichen.

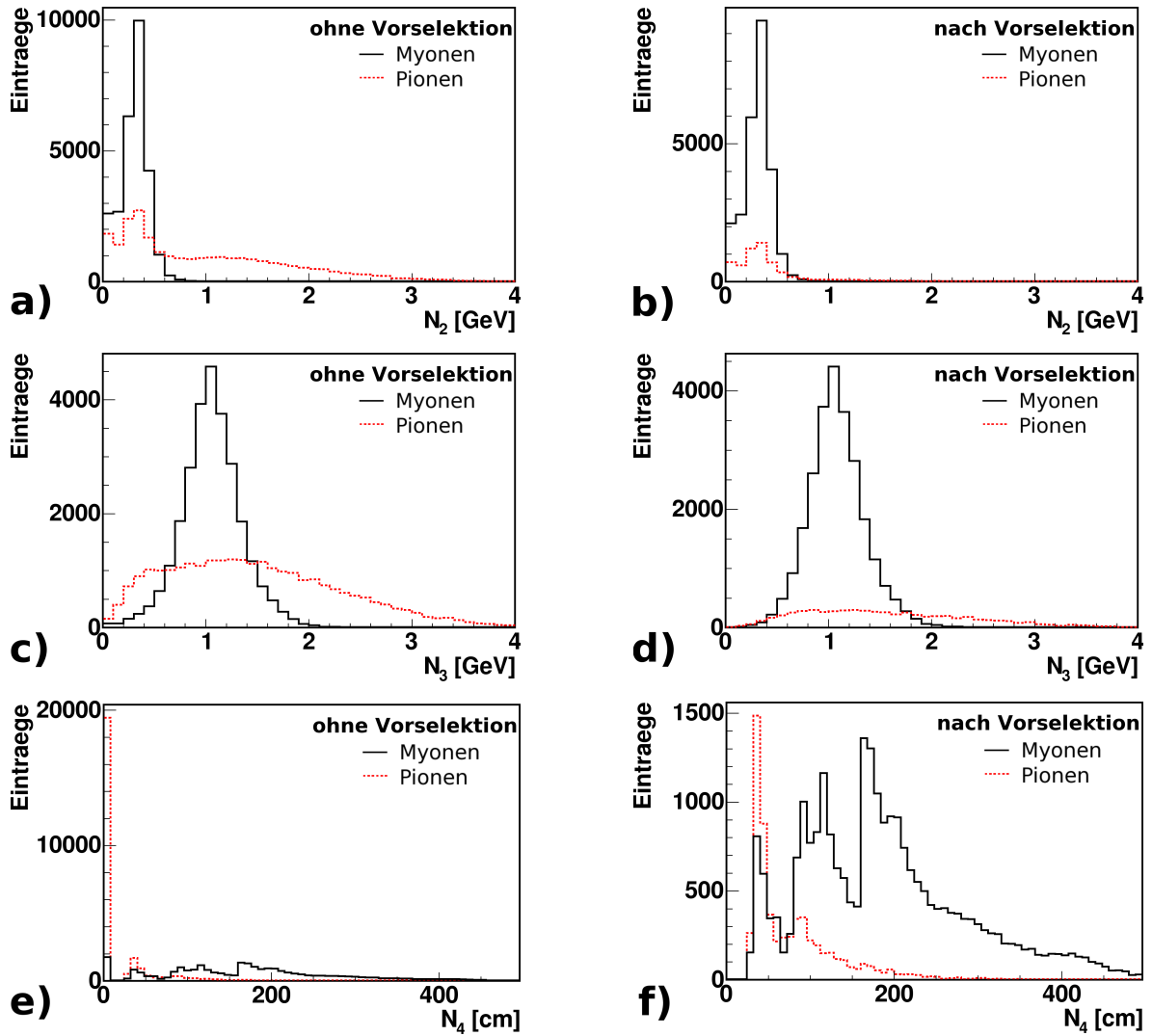


Abb. 6.3: Die NEPI-Estimatoren N_2 - N_4 für simulierte Einzelspuren vor (a,c,e) und nach der Vorselektion (b,d,f).

6.3 Vergleich der Estimatoren

Vergleich von Myonen und Pionen aus simulierten Einzelspurereignissen

In den Abbildungen 6.3 und 6.4 werden die Estimatoren N_2 bis N_7 für simulierte Einzelspur-Myonen und -Pionen vor und nach der Vorselektion verglichen. Die Änderung des Impulsspektrums nach der Vorselektion wurde bereits in Abbildung 6.2 dargestellt. Vergleicht man die Estimatoren vor und nach der Vorselektion, wird deutlich, daß der Schnitt auf die Spurlänge im Kalorimeter die eindeutigen Untergrundspuren verworfen hat, und diejenigen Spuren übrig geblieben sind, die sich

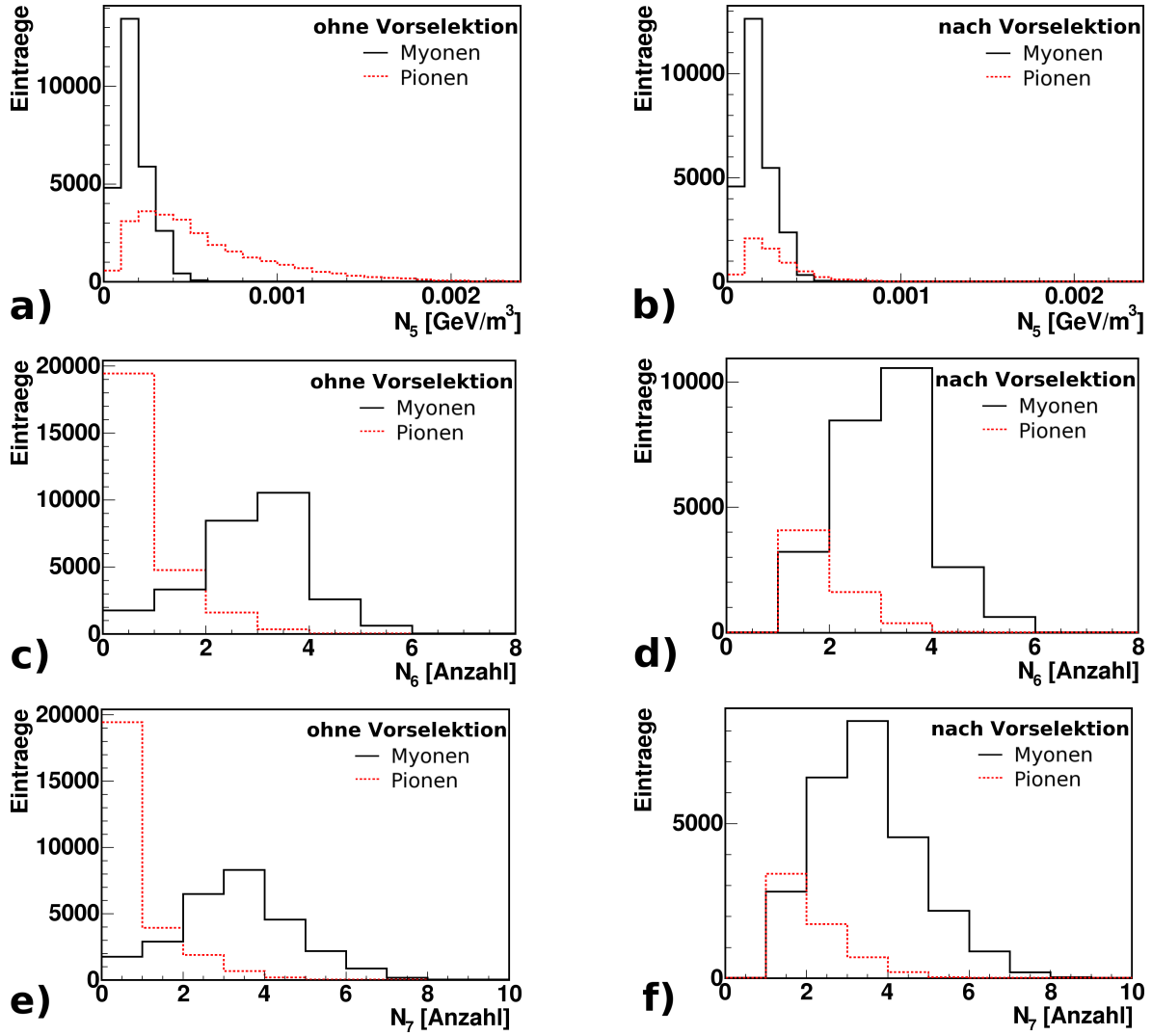


Abb. 6.4: Die NEPI-Estimatoren N_5 - N_7 für simulierte Einzelspuren vor (a,c,e) und nach der Vorselektion (b,d,f).

im Kalorimeter ähnlich wie Myonon verhalten. Die Estimatoren der Myonon bleiben nahezu unverändert. Die jeweils rechts abgebildeten Estimatoren sowie der Impuls werden für Training und Anwendung des Neuronalen Netzes verwendet. Die Impulsabhängigkeit geht aus diesen Abbildungen nicht hervor, auf eine Darstellung hier wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet. Diese Abbildungen sind jedoch als Anhang A beigelegt.

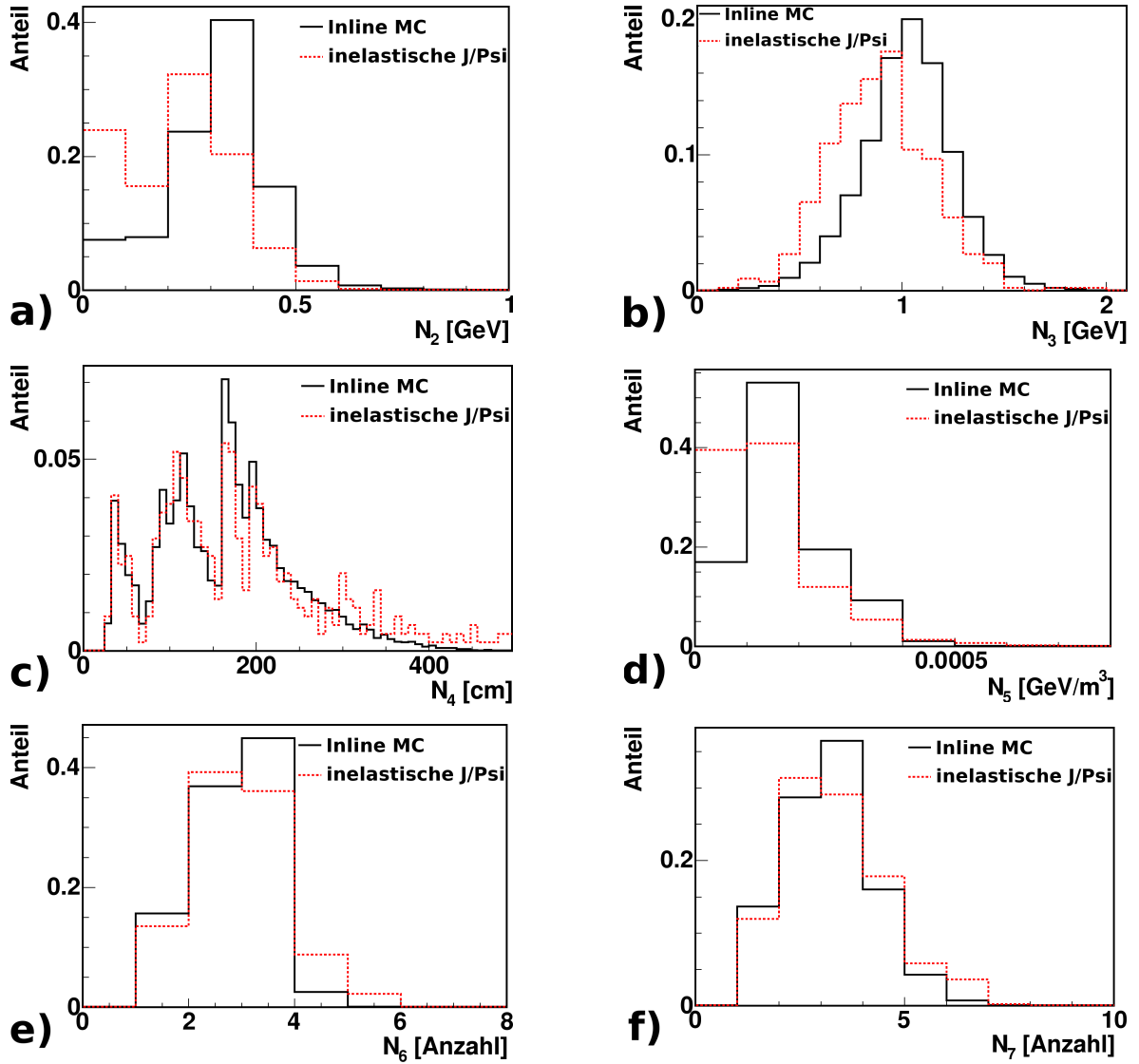


Abb. 6.5: Vergleich der NEPI-Estimatoren N_2 - N_7 für simulierte Myonen und Myonen aus Zerfällen inelastischer J/Ψ -Mesonen.

Vergleich der Estimatoren in Daten und Monte-Carlo-Simulation

In Abbildung 6.5 werden die Estimatoren für simulierte Einzelspur-Myonen und Myonen aus Zerfällen inelastischer J/Ψ -Mesonen verglichen. Die Spuren der aus den Daten selektierten inelastischen J/Ψ -Zerfallsmyonen deponieren im Mittel weniger Energie in beiden Teilen des Kalorimeters. Die Abweichung der Estimatoren N_2 und N_3 , also die geringere deponierte Energie, kann zumindest teilweise durch das sehr schnell abfallende Impulsspektrum der Myonen aus dem J/Ψ -Zerfall erklärt werden. Wenngleich der Effekt viel schwächer als bei den Pionen ist, deponie-

ren auch Myonen mit kleinerem Impuls im Mittel etwas weniger Energie im Kalorimeter. Der große Unterschied der Estimatoren N_2 und N_5 im ersten Histogrammbalken (Abb. 6.5(a,d)) ist auf eine fehlerhafte Beschreibung von Myonen durch die Monte-Carlo-Simulation zurückzuführen. Der Fehler ist bekannt, nicht jedoch seine Ursache, so daß er noch nicht behoben werden konnte. Für diese Analyse ist diese fehlerhafte Beschreibung unproblematisch, da die Vorselektion den Effekt reduziert, und die Unterschiede zwischen Myonen und Pionen nicht bei diesen Werten der Estimatoren liegen. Für eine Identifikation nichtisolierter Spuren sind die Estimatoren im hadronischen Teil N_4, N_6 und N_7 (Abb. 6.5(c,e,f)) von besonderer Bedeutung, da die meisten Untergrundteilchen bereits gestoppt werden, bevor sie das hadronische Kalorimeter erreichen. Diese Estimatoren stimmen in den simulierten und aus den Daten selektierten Myonspuren wesentlich besser überein.

Vergleich der Estimatoren nicht-/isolierter Spuren

Die Abbildung 6.6 zeigt einen Vergleich von isolierten und nichtisolierten Spuren ³. Für die isolierten Spuren werden erneut die mit dem inline Monte-Carlo-Generator einzeln erzeugten Myonen verwendet. Für die nichtisolierten Spuren werden beispielhaft die aus der PYTHIA-B-Monte-Carlo-Simulation selektierten Myonspuren genommen.

Anders als zuvor beim Vergleich mit den Myonen aus Zerfällen inelastischer J/Ψ , wird im Fall der nichtisolierten Spuren von diesen mehr Energie in beiden Kalorimeterteilen deponiert. Ursache hierfür sind die Beiträge anderer Spuren. Anders als beim Einzelspur-Monte-Carlo und bei den Zerfallsmyonen von J/Ψ -Mesonen, können im Fall nichtisolierter Spuren Zellen innerhalb der Assoziations-Radien liegen, die auf ein benachbartes Teilchen angesprochen haben und dadurch fälschlicherweise der Spur des Myons zugeordnet werden.

Abbildung 6.7 zeigt dies exemplarisch am Estimator N_3 (der im gesamten Kalorime-

³Die Isolation wird in dieser Analyse über den Raumabstand der Eintrittspunkte ins Kalorimeter definiert (s. 6.5.3).

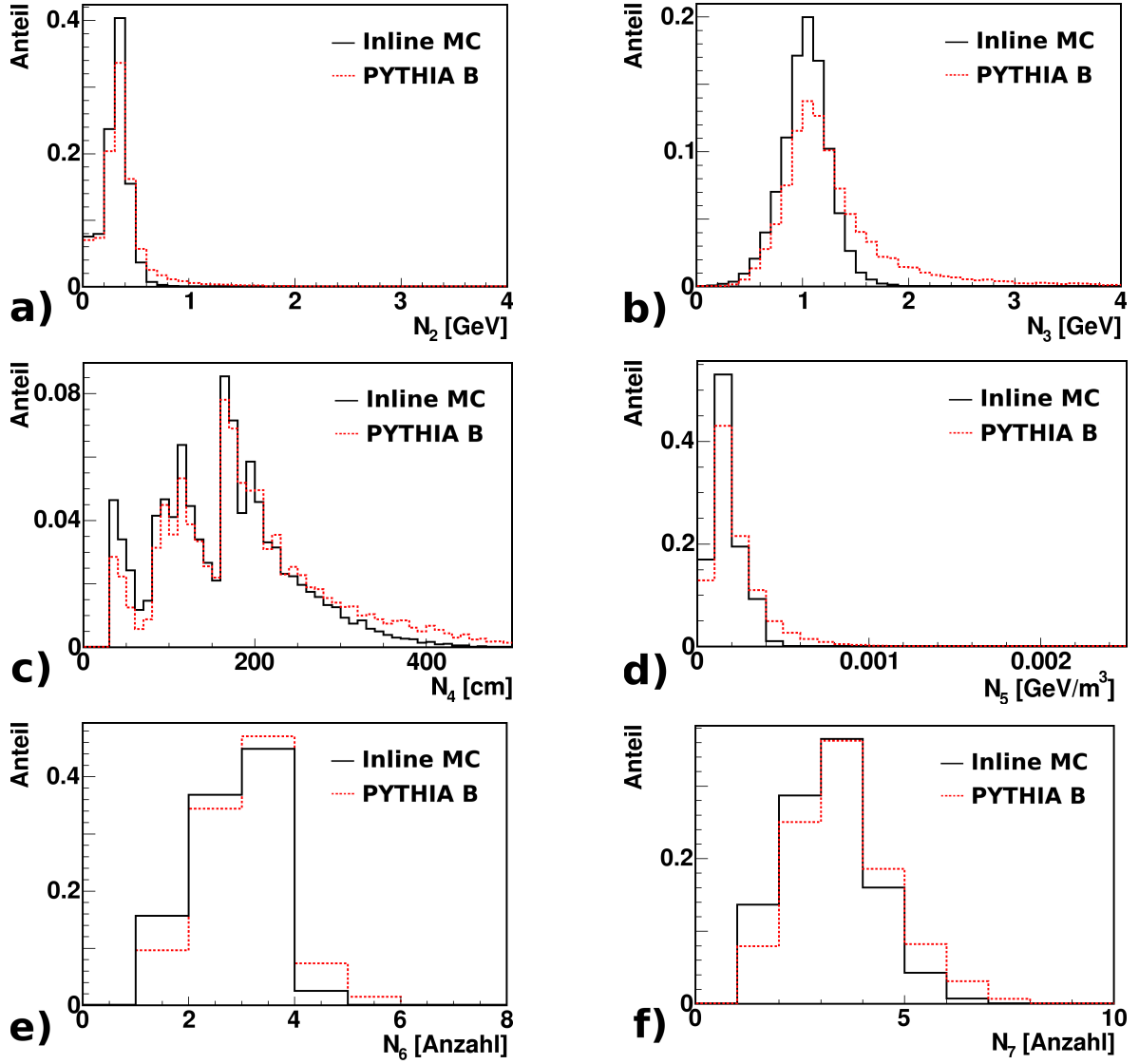


Abb. 6.6: Vergleich NEPI-Estimatoren N_2 - N_7 für simulierte Einzelspur-Myonen und Myonen aus PYTHIA B.

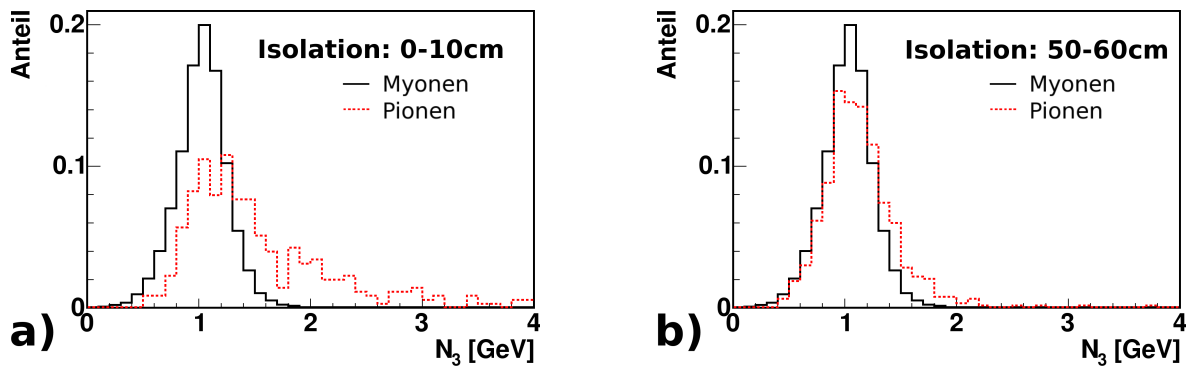


Abb. 6.7: NEPI-Estimator N_3 von PYTHIA B-Spuren für die Isolationsintervalle (a) $\mathcal{I} = 0-10$ cm und (b) $\mathcal{I} = 50-60$ cm.

ter im Radius $r_b = 30$ cm um die extrapolierte Spur deponierten Energie) für zwei verschiedene Isolationsintervalle. Es soll hier nur veranschaulicht werden, daß sich mit zunehmender Isolation die Estimatoren nichtisolierter Spuren denen isolierter annähern.

6.4 Konfiguration des Neuronalen Netzes

Für die Neuronale Teilchen Identifikation NEPI wird das Feedforward-Backpropagation-Netzwerk H1NeuralNetwork aus der H1OO-Umgebung verwendet. Die Topologie des Neuronalen Netzes wurde wie folgt gewählt:

- 7 Eingabeneuronen (Estimatoren),
- 2 versteckte Lagen mit
 - 14 versteckten Neuronen in der ersten und
 - 7 versteckten Neuronen in der zweiten versteckten Lage,
- 1 Ausgabeneuron („0“ sicher kein Myon ... „1“ sicher ein Myon).

Für das Training wurden Einzelspur-Myonen und -Pionen in einem Impulsbereich von $2 \text{ GeV} < P < 5 \text{ GeV}$ im zentralen Bereich des Detektors ($35^\circ < \Theta_\mu < 130^\circ$) mit dem inline Monte-Carlo-Generator erzeugt. Das Impulsspektrum wurde zu hohen Impulsen abfallend generiert, ähnlich wie Impulsspektren realer Physikereignisse (Abb. 6.2). Nach der Vorselektion bleiben für das Training des Neuronalen Netzes noch

- 329.450 Myonen und
- 81.040 Pionen

übrig.

Das Netz wurde 1600 Epochen lang trainiert. Der Trainingsfehler betrug $E = 0,039$.

6.5 Test des Neuronalen Netzes

In den folgenden Abschnitten werden die Tests des Neuronalen Netzes NEPI an Spuren aus verschiedenen Datensätzen beschrieben. Zur Bestimmung der Effizienz- und Misidentifikationswerte werden PYTHIA- und EPJPSI-Monte-Carlo-Datensätze verwendet. In den folgenden Abschnitten wird immer die Spur im Ereignis mit dem höchsten Impuls zwischen 2 und 5 GeV im Zentralbereich ($35^\circ < \Theta < 130^\circ$) untersucht.

Um die Ergebnisse zu quantifizieren, werden nachfolgend zunächst einige Größen definiert. Es ist erforderlich zu bestimmen, wie viele Signal- und Untergrundspuren in einem Datensatz vorhanden sind, zudem benötigt man die Information, wie viele von diesen Spuren richtig oder falsch identifiziert wurden.

Die Teilchenart der Monte-Carlo-Spur wird aus der STR-Bank gelesen. Die STR-Bank enthält Generator-Informationen, mit denen Teilchenzerfälle im zentralen Spurkammersystem berücksichtigt werden können. Als Pionen erzeugte, jedoch in Myonen zerfallene Teilchen werden demnach als Myonen und nicht mehr als Pionen behandelt. Ein Zerfall nach dem Verlassen des Spurkammersystems kann nicht mehr richtig zugeordnet werden, da über diese Zerfälle keine Informationen in Monte-Carlo-Datensätzen verfügbar sind. Die zur Beschreibung notwendigen Größen sind:

N_{SG}: Die Gesamtzahl aller Signalspuren (SG) im Datensatz
(ohne Vorselektion $G_3 > 50$ cm).

N_{BG}: Die Gesamtzahl aller Untergrundspuren (BG) im Datensatz
(ohne Vorselektion $G_3 > 50$ cm).

n_{SG}(NN): Die Anzahl der Signalspuren, die bei einem gegebenen Schnitt NN auf die Ausgabe des Neuronalen Netzes richtig als Myon erkannt werden.

n_{BG}(NN): Die Anzahl der Untergrundspuren, die bei einem gegebenen Schnitt NN auf die Ausgabe des Neuronalen Netzes falsch als Myon identifiziert werden.

Mit den so definierten Teilchenzahlen lassen sich die Effizienz \mathcal{E} , die Misidentifikation \mathcal{M} , die Reinheit \mathcal{R} und, abgeleitet hiervon, der verworfene Untergrund \mathcal{U} wie folgt festlegen:

- Signal Effizienz \mathcal{E}

$$\mathcal{E} = \frac{n_{SG}}{N_{SG}}$$

- Misidentifikation \mathcal{M}

$$\mathcal{M} = \frac{n_{BG}}{N_{BG}}$$

- Signal Reinheit \mathcal{R}

$$\mathcal{R} = \frac{n_{SG}}{n_{SG} + n_{BG}}$$

- verworfener Untergrund \mathcal{U}

$$\mathcal{U} = 1 - \frac{n_{BG}}{N_{BG}} = 1 - \mathcal{M}$$

Bei den folgenden Tests und Anwendungen werden die Effizienz und die Misidentifikation betrachtet. Die Misidentifikation hat den Vorteil gegenüber der Signalreinheit, daß sie unabhängig vom Verhältnis von Signal- zu Untergrundspuren $\frac{N_{SG}}{N_{BG}}$ des betrachteten Datensatzes ist. Dieses Verhältnis variiert stark für die betrachteten Datensätze. Für PYTHIA B, C und INKL sind diese Verhältnisse 1,95, 1,53, bzw. 0,0086. Das Verhältnis von Myonen zu Pionen in den Daten liegt in der Größenordnung von 1:1000, demnach ist eine wirkungsvolle Unterdrückung des Untergrundes mindestens ebenso wichtig, wie eine hohe Effizienz. Eine Misidentifikation von 1% bedeutet bei diesem Verhältnis, daß zehn Mal mehr Pionen falsch als Myon identifiziert werden, als insgesamt Myonen vorhanden sind.

6.5.1 Abhängigkeit vom Teilchenimpuls

In diesem Abschnitt werden die Erkennungseffizienz und die Misidentifikation für verschiedene Intervalle des Impulses betrachtet. Der für das Training verwendete

Impulsbereich, $P = 2 - 5$ GeV, wird in sechs Abschnitte von jeweils 500 MeV eingeteilt. Für diese werden Effizienz und Misidentifikation einzeln bestimmt. Zusätzlich werden alle Spuren mit einem Impuls größer 5 GeV in einem Abschnitt zusammengefasst, um zu untersuchen, wie die Leistung des Neuronalen Netzes in diesem Impulsbereich ist. Die Spuren in diesem Intervall werden ebenfalls mit dem für den Impulsbereich von 2 – 5 GeV trainierten Netz untersucht. Es werden zunächst isolierte Spuren aus simulierten Einzelspur-Ereignissen und Zerfällen inelastischer J/Ψ , danach Spuren mit hohem Impuls in Teilchen-Jets von leichten und schweren Quarks untersucht. Die Werte für einen Schnitt auf die Ausgabe des Neuronalen Netzes bei $NEPI = 0,7$ und $NEPI = 0,9$ werden in den folgenden Abschnitten genauer betrachtet, da diese Werte in Effizienz, respektive Misidentifikation mit KALEP verglichen werden können (6.5.2). Die Grafiken für die Ausgabe des Neuronalen Netzes, den verworfenen Untergrund und die Signalreinheit sind in Anhang B beigelegt.

Einzelspur-Monte-Carlo

In Abbildung 6.8(a,b) sind die Effizienz \mathcal{E} und die Misidentifikation \mathcal{M} für simulierte Einzelspur-Teilchen in Intervallen des Teilchenimpulses aufgetragen. Abbildung 6.8(c) stellt die Effizienz über den gesamten untersuchten Impulsbereich ($2 \text{ GeV} < P < 5 \text{ GeV}$) als Funktion der Ausgabe von NEPI dar. Dazu kommt mit 6.8(d) ein Diagramm, in dem die Effizienz gegen die Misidentifikation aufgetragen ist. An diesem kann man ablesen, mit welcher Güte das Neuronale Netz auf diesen Datensatz angewendet werden kann. Im Idealfall arbeitet das Netz mit 100% Effizienz und würde dabei keine Fehler machen (entsprechend $\mathcal{E} = 1$ und $\mathcal{M} = 0$ in Abb. 6.8(d)). Dies ist in der Praxis nicht zu erreichen, je weiter sich jedoch die Kurve diesem Punkt annähert, umso besser arbeitet das Netz auf dem betrachteten Datensatz. Als Arbeitspunkt wählt man eine Kombination aus Effizienz und Misidentifikation und bestimmt aus dem Diagramm der Signaleffizienz gegen die Ausgabe des Neuronalen Netzes, auf welchen Ausgabewert geschnitten werden muß.

In Abbildung 6.8(c,d) wird deutlich, daß das Neuronale Netz in dieser Konfiguration für isolierte Einzelspur-Myonen und -Pionen keine Effizienz über $\sim 92\%$ errei-

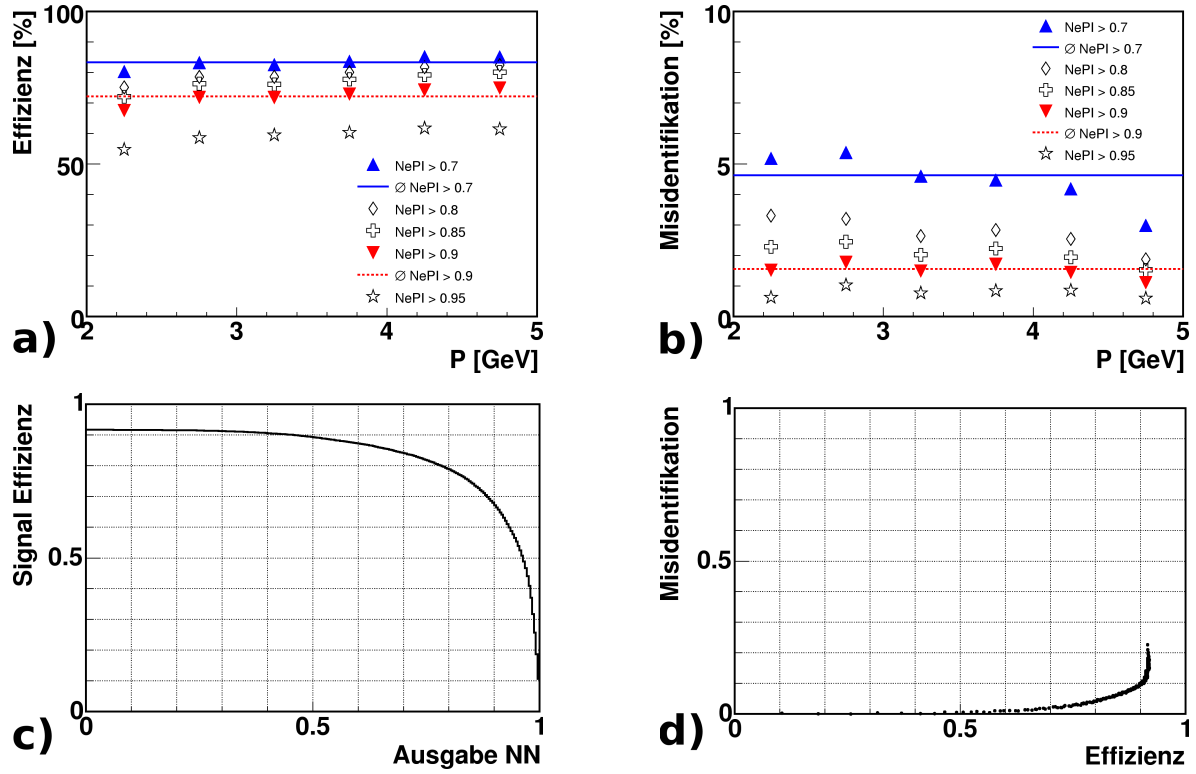


Abb. 6.8: Effizienz \mathcal{E} (a) und Misidentifikation \mathcal{M} (b) in Intervallen des Teilchenimpulses, Effizienz \mathcal{E} in Abhängigkeit der NN-Ausgabe (c) und Effizienz \mathcal{E} gegen Misidentifikation \mathcal{M} (d) für Einzelspur-Monte-Carlo im Impulsbereich $2 \text{ GeV} < P < 5 \text{ GeV}$.

chen kann. Dies ist verständlich, da in der Vorselektion durch den Schnitt auf die Spurlänge isolierter Spuren ca. 8% der Myonen verworfen wurden. Die Konfiguration mit einer so gewählten Vorselektion ist prinzipiell ungeeignet, um isolierte Spuren effizient zu erkennen. Es sollen mit diesem Netz aber primär nichtisolierte Spuren identifiziert werden. Bei diesen ist der Anteil durch die Vorselektion verworfener Spuren viel geringer.

Inelastische J/Ψ

Abbildung 6.9 stellt die Signaleffizienz für Zerfallsmyonen aus inelastisch erzeugten J/Ψ -Mesonen in Intervallen des Teilchenimpulses und gegen die Ausgabe des Neuronalen Netzes dar. Genau wie bei den simulierten Einzelspurereignissen, ist die Effizienz für isolierte Spuren durch den Schnitt auf die Spurlänge im Kalorimeter nach oben auf ungefähr 92% begrenzt. Eine Darstellung der Misidentifikation

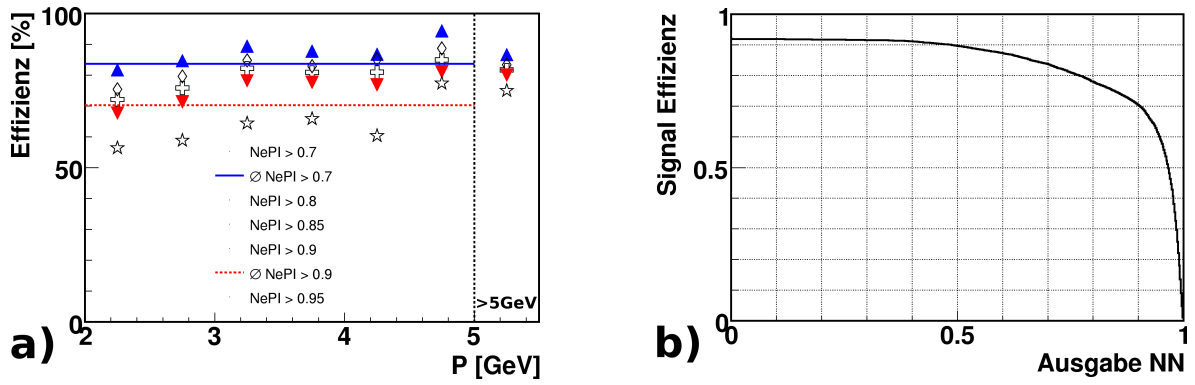


Abb. 6.9: Effizienz \mathcal{E} für Myonen aus Zerfällen inelastischer J/Ψ aus EPJPSI in Intervallen des Teilchenimpulses (a) und als Funktion der Ausgabe des Neuralen Netzes (b).

ist in diesem Beispiel nicht möglich, da alle im verfügbaren Monte-Carlo-Datensatz enthaltenen Spuren Myonen waren und somit kein Untergrund vorhanden war.

Spuren mit hohem Impuls in Jets von schweren und leichten Quarks

Als Beispiele für nichtisolierte Spuren, werden die gemäß 5.2.3 selektierten Spuren mit dem höchsten Impuls aus 2-Jet-Ereignissen in PYTHIA-Monte-Carlo-Datensätzen schwerer und leichter Quarks betrachtet. Für die in diesem Abschnitt untersuchten Spuren sind keine Forderungen an die Isolation gestellt. Die Analyse der Abhängigkeit von der Spurisololation folgt im übernächsten Abschnitt.

Die Physik läßt jedoch auch ohne besondere Forderungen an die Isolation Unterschiede erwarten: Durch die höhere Masse des b -Quark, erreicht das $P_{t,\text{rel}}$ -Spektrum⁴ des Myons höhere Werte, als bei den Zerfällen von c -Quarks. Hierdurch ist das Myon bei Zerfällen von b -Quarks am Vertex im Mittel isolierter, als bei Myonen aus c -Quark-Zerfällen. Zudem wird die Isolation mit steigendem Impuls kleiner (Abb. 5.6, S.37), da der Transversalimpuls P_t der Spuren einen Einfluß auf die Isolation am Kalorimeter hat. Spuren mit niedrigem Impuls entfernen sich durch die stärkere Krümmung ihrer Bahn weiter von der Jet-Achse. In Abbildung 6.7 wurde bereits gezeigt, daß die Spurisololation einen wesentlichen Einfluß auf die Verteilung der Estimatoren hat, daher ist die Erwartung, daß die Effizienz für Spuren aus Zerfällen von b -Quarks höher als für c -Quarks ist und daß die Effizienz mit steigendem Im-

⁴ $P_{t,\text{rel}}$: Der Transversalimpuls des Myons relativ zur Achse des Jets.

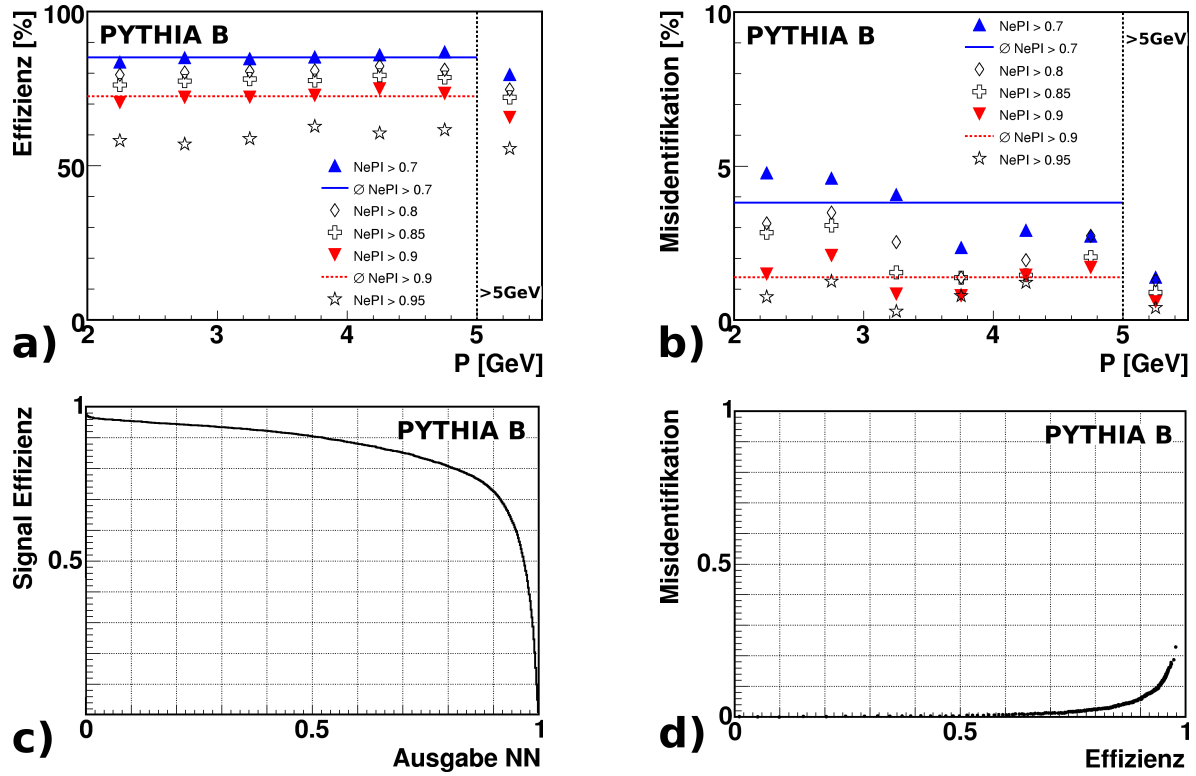


Abb. 6.10: Effizienz \mathcal{E} (a) und Misidentifikation \mathcal{M} (b) in Intervallen des Teilchenimpulses, Effizienz \mathcal{E} in Abhängigkeit der NN-Ausgabe (c) und Effizienz \mathcal{E} gegen Misidentifikation \mathcal{M} (d) für PYTHIA B im Impulsbereich $2 \text{ GeV} < P < 5 \text{ GeV}$.

puls sinkt.

Die Abbildungen 6.10 – 6.12 zeigen die Ergebnisse für die drei Datensätze. Der abgetrennte Bereich rechts in den Effizienz- und Misidentifikationsdiagrammen (a,b) faßt alle Spuren mit einem Impuls von mehr als 5 GeV zusammen, während der Trainingsbereich von 2-5 GeV in Abschnitte von 500 MeV unterteilt ist. Die Statistik für die Signalspuren in PYTHIA INKL ist besonders in den oberen Impulsintervallen sehr niedrig, dadurch kommt es zu großen Schwankungen in der Effizienz.

Während bei den isolierten Spuren der Einzelspur-Monte-Carlo-Simulation und den inelastischen J/Ψ -Mesonen aus EPJPSI die Effizienz durch die Vorselektion auf $\sim 92\%$ begrenzt war, sind für die nichtisolierten Spuren auch höhere Effizienzen möglich, da weniger Myonen in der Vorselektion verworfen werden. Deutlich ist, daß die Myonen aus b-Zerfällen wesentlich effizienter und fehlerfreier identifiziert werden können, als diejenigen aus c-Zerfällen (Abb. 6.10,6.11(d)). Die erwartete sinkende

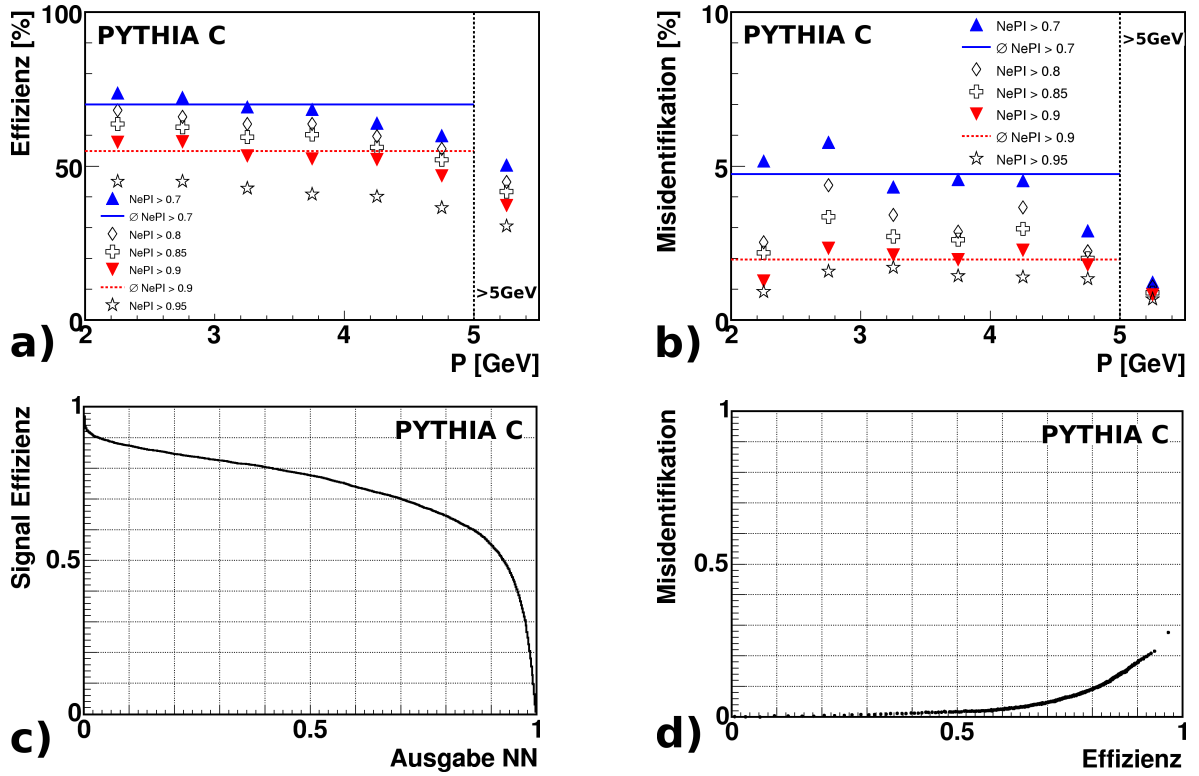


Abb. 6.11: Effizienz \mathcal{E} (a) und Misidentifikation \mathcal{M} (b) in Intervallen des Teilchenimpulses, Effizienz \mathcal{E} in Abhängigkeit der NN-Ausgabe (c) und Effizienz \mathcal{E} gegen Misidentifikation \mathcal{M} (d) für PYTHIA C im Impulsbereich $2 \text{ GeV} < P < 5 \text{ GeV}$.

Effizienz für Spuren mit hohem Impuls ist im PYTHIA C-Datensatz (Abb. 6.11(a)) gut zu erkennen. In PYTHIA B ist ein Sinken der Effizienz für $2 \text{ GeV} < P < 5 \text{ GeV}$ nicht zu erkennen.

Im Impulsbereich über 5 GeV sollten Myonen und Pionen besser zu unterscheiden sein. Dennoch geht die Effizienz bei allen drei Datensätzen zurück. Dies hat zwei Gründe: zum einen sind, wie erwähnt, die Spuren mit hohen Impulsen weniger isoliert, wodurch Zellen innerhalb der Assoziations-Radien auf ein benachbartes Teilchen angesprochen haben können, zum anderen deponieren auch die Myonen bei hohen Impulsen etwas mehr Energie im Kalorimeter. Da die Menge der deponierten Energie (besonders im elektromagnetischen Kalorimeter) für Teilchenimpulse mit $2 \text{ GeV} < P < 5 \text{ GeV}$ für Myonen und Pionen nach der Vorselektion fast gleich ist (Abb. 6.3), werden die Myonen vom Netz verworfen. Gleichzeitig sinkt die Misidentifikation deutlich, da die Energiedeposition für Pionen weit stärker zunimmt.

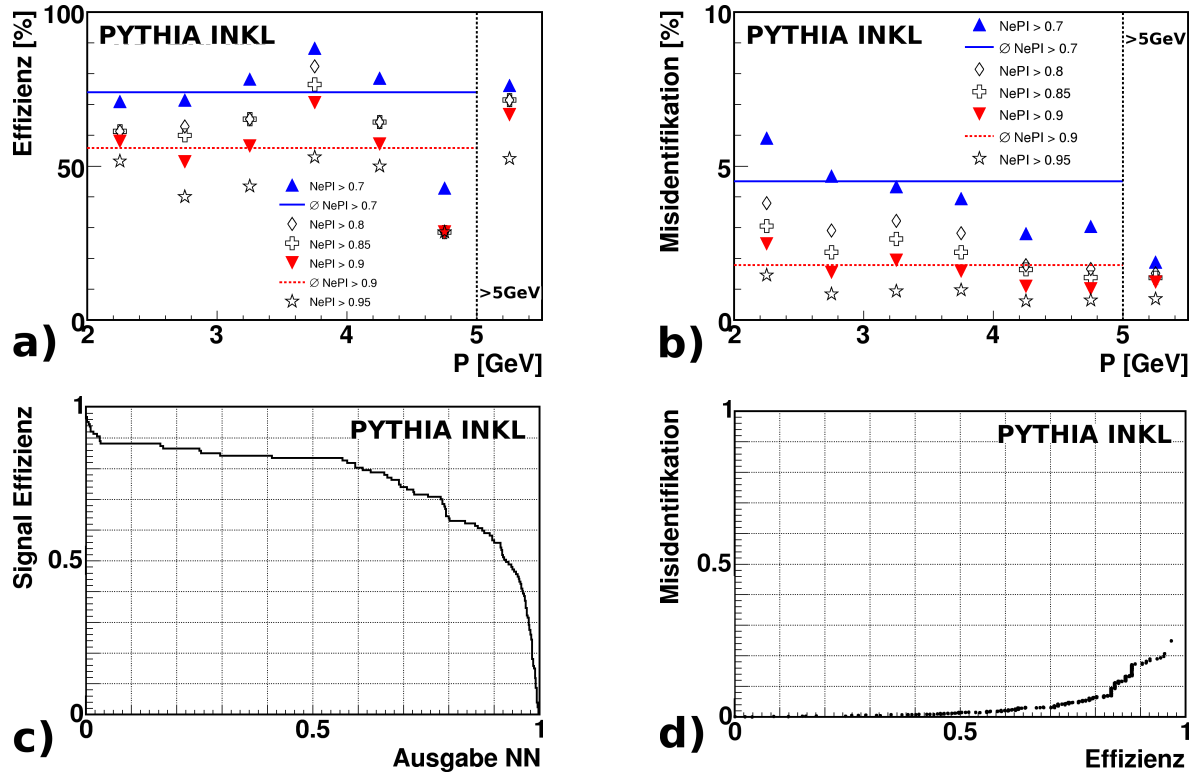


Abb. 6.12: Effizienz \mathcal{E} (a) und Misidentifikation \mathcal{M} (b) in Intervallen des Teilchenimpulses, Effizienz \mathcal{E} in Abhängigkeit der NN-Ausgabe (c) und Effizienz \mathcal{E} gegen Misidentifikation \mathcal{M} (d) für PYTHIA INKL im Impulsbereich $2 \text{ GeV} < P < 5 \text{ GeV}$.

In Tabelle 6.1 sind Effizienz und Misidentifikation im für das Training genutzten Impulsbereich ($2 \text{ GeV} < P < 5 \text{ GeV}$) für zwei Ausgabewerte von NEPI, gute und mittlere KALEP-Myonen, sowie das instrumentierte Eisen angegeben. Zusätzlich finden sich dort bei den EPJPSI- und PYTHIA-Datensätzen die Effizienzen für den nach oben nicht eingeschränkten Impulsbereich ($P > 2 \text{ GeV}$), die mit dem selben Netz bestimmt wurden. Die Effizienzen, aber auch die Misidentifikationen für den unbeschränkten Impulsbereich sind etwas niedriger, verglichen mit den im Trainingsbereich ermittelten. Der Vergleich der Effizienz und Misidentifikation mit KALEP und dem Myondetektor wird in den folgenden Abschnitten detaillierter beschreiben.

P- [GeV]	NEPI > 0,7		NEPI > 0,9		KALEP 2/3/12/13		CMD	
	\mathcal{E} [%]	\mathcal{M} [%]	\mathcal{E} [%]	\mathcal{M} [%]	\mathcal{E} [%]	\mathcal{M} [%]	\mathcal{E} [%]	\mathcal{M} [%]
Einzelspur-Monte-Carlo								
2.0 - 5.0	83.31	4.63	72.16	1.56	89.21	5.24	71.17	0.28
Inelastische J/ Ψ								
2.0 - 5.0	83.67	—	70.29	—	87.00	—	47.62	—
> 2.0	83.70	—	70.38	—	87.03	—	47.86	—
PYTHIA B								
2.0 - 5.0	85.13	3.81	72.53	1.39	76.72	4.26	71.81	1.21
> 2.0	83.79	3.24	70.86	1.21	73.78	3.62	72.82	1.11
PYTHIA C								
2.0 - 5.0	70.00	4.74	54.95	1.97	70.00	4.74	69.97	1.71
> 2.0	67.46	3.91	52.65	1.70	51.18	3.96	70.54	1.70
PYTHIA INKL								
2.0 - 5.0	74.02	4.51	55.91	1.78	59.06	5.10	60.63	0.39
> 2.0	74.32	4.09	57.43	1.69	58.11	4.55	62.84	0.42

Tab.. 6.1: Effizienz \mathcal{E} und Misidentifikation \mathcal{M} für verschiedene Datensätze für die Impulsbereiche $P = 2\text{-}5\text{ GeV}$ und $P > 2\text{ GeV}$ für zwei Schnitte auf die Ausgabe des Neuronalen Netzes, KALEP und den CMD.

6.5.2 Vergleich mit der Myonidentifikation durch Kalep

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse dieser Analyse mit dem bisherigen Myonidentifikations-Algorithmus KALEP verglichen.

Üblicherweise werden Myonen, die wenigstens eine mittlere oder gute KALEP-Qualität aufweisen, für die Analysen verwendet. In dieser Analyse gelten alle Spuren mit einer KALEP-Qualität von 2,3,12 oder 13 als von KALEP identifiziert. Dies weicht etwas von der üblichen Selektion ab, bei der eine Myonqualität größer oder gleich 2 gefordert wird. Mit dieser Forderung würden, mit den Qualitäten 10 und 11, aber auch Spuren als KALEP-Myonen gezählt werden, die im Kalorimeter nur schlecht oder gar nicht identifiziert wurden. Dies würde die Werte für Effizienz und Misidentifikation von KALEP verfälschen.

Die für diesen Vergleich untersuchten Spuren sind die in 5.2.3 selektierten Spuren mit höchstem Impuls im Ereignis ohne eine Forderung an die Isolation. Abbildung 6.13 zeigt die Effizienz und Misidentifikation für PYTHIA B, C und INKL für verschiedene Schnittwerte auf die Ausgabe des Neuronalen Netzes im Vergleich mit

KALEP. Zusätzlich sind Effizienz und Misidentifikation für ausschließlich gute KALEP-Myonen (Qualität 3 und 13) und für das Instrumentierte Eisen eingezeichnet.

Ein direkter Vergleich zwischen KALEP und NEPI ist nicht möglich, da die KALEP-Schnittgröße in der Datenaufbereitung in Myonqualitäten klassifiziert wird. Wählt man jedoch die NEPI-Ausgabewerte 0,7 und 0,9, so kann man entweder die Misidentifikation bei ungefähr gleicher Effizienz (NEPI = 0,9) oder die Effizienz bei ungefähr gleicher Misidentifikation (NEPI = 0,7) vergleichen.

Insgesamt erreicht man mit NEPI

- eine für PYTHIA B $\sim 12\%$ und für die weniger isolierten Spuren in PYTHIA C $\sim 30\%$ höhere Effizienz bei ungefähr gleicher Misidentifikation (bei einem Schnitt auf NEPI $> 0,7$)
- eine um $\sim \frac{2}{3}$ niedrigere Misidentifikation bei ungefähr gleicher Effizienz (bei einem Schnitt auf NEPI $> 0,9$).

im Vergleich mit KALEP.

6.5.3 Abhängigkeit von der Spurisolation

An manchen Stellen wurde schon darauf eingegangen, daß die Isolation einer Spur, d.h. der räumliche Abstand einer Spur zur nächstgelegenen, die Verteilung der Estimatoren erheblich beeinflusst (Abb. 6.7). In diesem Abschnitt soll daher der Einfluß der Spurisolation auf die Erkennungseffizienz und die Misidentifikation untersucht werden.

Die Isolation \mathcal{I}_A wird in dieser Analyse über den Raumabstand der Eintrittspunkte zweier Spuren in das Kalorimeter definiert. Zur Veranschaulichung ist die nachfolgende Rechnung in Abbildung 6.14 skizziert. Zur Bestimmung der Isolation \mathcal{I}_A einer Spur A mit dem Eintrittspunkt $\vec{a} = (x_a, y_a, z_a)$ ins Kalorimeter werden alle Spuren B im Ereignis betrachtet, die einen Impuls von mindestens 800 MeV haben. Der Eintrittspunkt einer Spur B_i wird $\vec{b}_i = (x_{b_i}, y_{b_i}, z_{b_i})$ genannt. Die Isolation \mathcal{I}_A ist dann

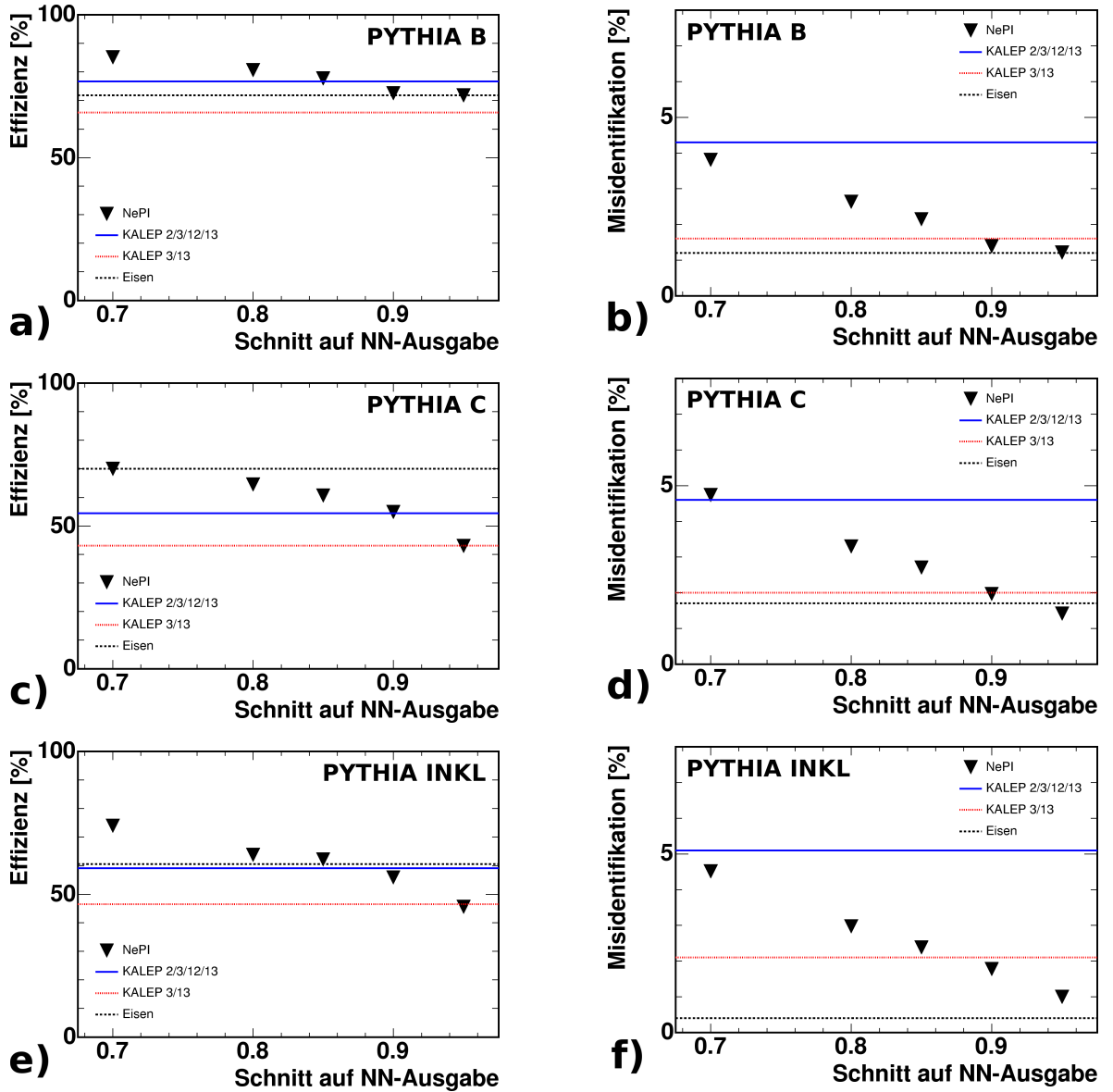


Abb. 6.13: Vergleich der Effizienz und Misidentifikation bei (a,b) PYTHIA B, (c,d) PYTHIA C und (e,f) PYTHIA INKL von NEPI und KALEP in Abhängigkeit vom Schnitt auf die NN-Ausgabe.

der Raumabstand $d_i = |\vec{a} - \vec{b}_i|$ des Eintrittspunktes der Spur A zum nächstgelegenen Eintrittspunkt einer anderen Spur B_i :

$$\mathcal{I}_A = \text{Min}(d_i) = \text{Min}(|\vec{a} - \vec{b}_i|) \quad (6.5)$$

Üblicherweise wird in den Physikanalysen bei H1 die Größe $\Delta R = \sqrt{\Delta\Phi^2 + \Delta\eta^2}$ benutzt, um eine Isolation zu definieren. Hierbei ist $\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\Theta}{2}\right)\right)$ die Pseu-

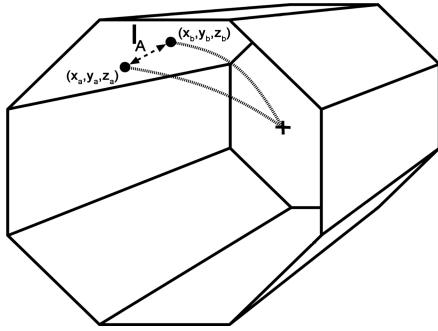
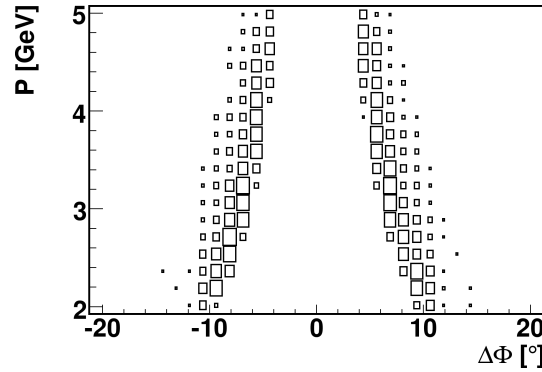


Abb. 6.14: Skizze zur Definition der Isolation.

Abb. 6.15: $\Delta\Phi$ der Spuren am Vertex und im Kalorimeter gegen den Impuls.

derapazität der Spur. Diese Größe ist jedoch für eine Isolationsdefinition in dieser Analyse nicht verwendbar, weil sie die Isolation durch Größen definiert, die am Vertex gemessen werden. Durch das angelegte Magnetfeld, bewegen sich die Teilchen auf spiralförmigen Bahnen. Die Krümmung dieser Bahnen ist vom Impuls des Teilchens abhängig. Daher ändert sich der Winkel Φ vom Wechselwirkungspunkt zum inneren Oktogon des Kalorimeters (Abb. 6.15). Dies bedeutet, daß am Wechselwirkungspunkt isolierte Spuren im Kalorimeter dicht beieinander liegen können und umgekehrt.

Angemerkt sei, daß auch die hier verwendete Isolationsdefinition über den Raumabstand der Eintrittspunkte ins Kalorimeter nicht frei davon ist, daß extrapolierte Spuren ihre Isolation im Verlauf des Kalorimeters ändern, da die in das Kalorimeter extrapolierten Spuren ebenfalls gekrümmt sind. Der Effekt ist aber wesentlich kleiner. Im Laufe der Analyse wurde die Isolation auch in einen Anteil entlang der z -Achse und einen senkrecht hierzu aufgespalten. Es waren jedoch keine aus der Kalorimetergeometrie resultierenden Abweichungen auf die Effizienzen feststellbar.

Die Abbildung 6.16 zeigt die Effizienz und Misidentifikation für Spuren aus PYTHIA B und C, sowie PYTHIA INKL in 10cm-Intervallen der Isolation \mathcal{I} . Im letzten Punkt sind alle Spuren mit Isolationen $\mathcal{I} > 60$ cm zusammengefasst. Eine Isolation von 60 cm bedeutet, daß sich die äußeren Zylinder mit $r_b = 30$ cm gerade noch berühren und somit die Spur (zumindest am inneren Oktogon des Kalorimeters)

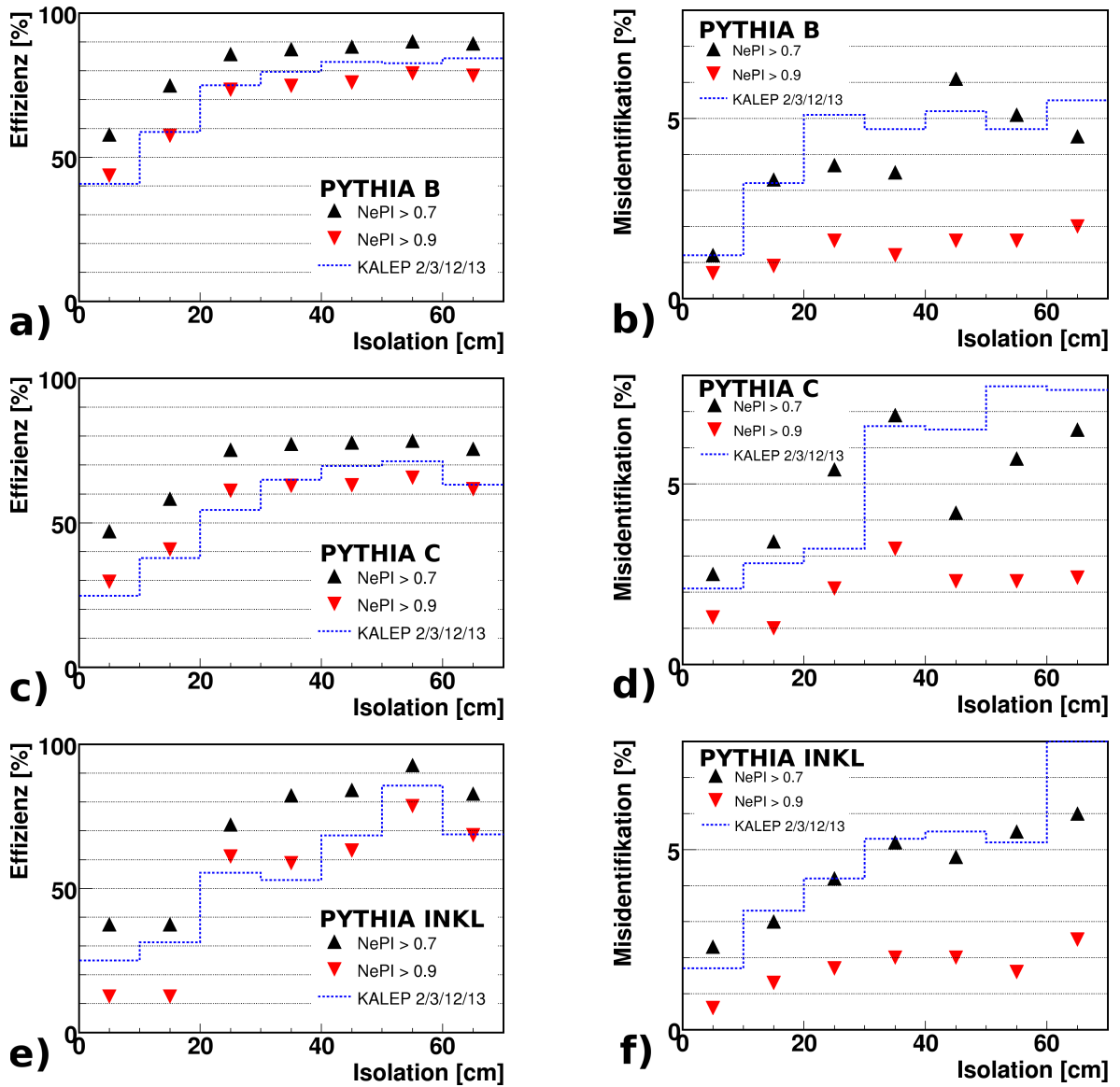


Abb. 6.16: Änderung von Effizienz und Misidentifikation mit der Isolation \mathcal{I} für (a,b) PYTHIA B, (c,d) PYTHIA C und (e,f) PYTHIA INKL.

vollständig isoliert im Sinne der Definition der NEPI- und KALEP-Estimatoren ist. Im ersten Isolationsintervall von 0-10 cm ist die Effizienz nur etwa halb so hoch, wie bei isolierten Spuren. Bereits die Forderung nach einer Isolation von mehr als 20 cm läßt die Effizienz fast bis auf den Maximalwert ansteigen.

Ursache hierfür ist, daß Zellen, die eigentlich durch andere Teilchen angesprochen haben, innerhalb der Zylinder mit $r_a = 15$ cm und $r_b = 30$ cm der untersuchten Spur liegen und somit dieser zugeordnet werden. Hierdurch werden insbesondere die Estimatoren N_2 und N_3 , die die Energiedeposition im Kalorimeter nutzen,

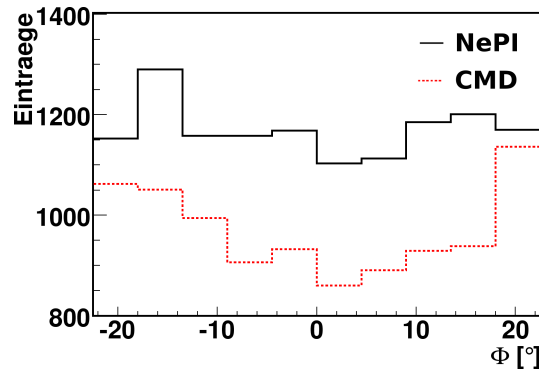


Abb. 6.17: Φ -Abhängigkeit der Erkennung (auf einen Oktanten gefaltet) für das Instrumentierte Eisen und die Erkennung durch NEPI.

fälschlicherweise höher berechnet, als sie es nur von der untersuchten Spur wären, und die Spur wird verworfen. Gleichzeitig hat dies jedoch auch zur Folge, daß die Misidentifikation stark zurück geht, da Pionen ohnehin mehr Energie deponieren und erst recht verworfen werden, wenn noch Energiedepositionen anderer Zellen hinzugezählt werden. Nimmt die Isolation zu, und damit der Beitrag anderer Spuren ab, so steigt auch die Misidentifikation.

6.5.4 Kombination mit der Myonidentifikation im Myondetektor

Der Myondetektor weist im betrachteten Impulsbereich naturgemäß Myonen mit sehr niedriger Misidentifikation nach, da praktisch alle Hadronen im Kalorimeter oder in der supraleitenden Spule des Magneten absorbiert werden. Jedoch ist die Effizienz des Instrumentierten Eisens bauartbedingt eingeschränkt: Auf der Oberseite sind Öffnungen für die Versorgung mit flüssigem Argon und Helium, auf der Unterseite sind die den Detektor tragenden Pfeiler. Darüber hinaus können Myonen durch die Lücken zwischen den Elementen des Oktogons des instrumentierten Eisens undetektiert den Detektor verlassen, da die Lücken radial zum Wechselwirkungspunkt gebaut sind. Im Kalorimeter gilt dies nur für die Lücken im elektromagnetischen Teil. Im hadronischen verlaufen diese unter einem anderen Winkel (Abb. 2.3, 2.4). In Abbildung 6.17 ist die Anzahl erkannter Teilchen gegen den Winkel Φ aufgetragen (gefaltet auf einen Oktanten). Die Lücke zwischen zwei Oktanten ist in dieser Darstellung bei $\Phi = 0^\circ$. Während die Effizienz von NEPI konstant ist, ist die

Effizienz für den Myondetektor bei diesen Lücken reduziert.

Aus diesen Gründen ist es wünschenswert, die Myonerkenennung im instrumentierten Eisen mit Hilfe von Kalorimeterinformationen zu verbessern. Dabei ist es wichtig darauf zu achten, daß man sich die höhere Effizienz nicht durch eine viel höhere Misidentifikation erkauft. Wie bereits mehrfach erwähnt, ist das Verhältnis von Signal- zu Untergrundteilchen etwa 1:1000, so daß eine niedrige Misidentifikation wesentlich für Analysen ist. In diesem Abschnitt werden die Effizienzen und Misidentifikationen für verschiedene Kombinationen des Myondetektors und der Kalorimeteridentifikation wiedergegeben.

Die Abbildung 6.18 stellt Effizienz und Misidentifikation für die Datensätze PYTHIA B, PYTHIA C und PYTHIA INKL dar. Die einzelnen Diagramme sind in vier Kombinationen der Spurerkennung unterteilt:

NePI \vee Eisen: vom Myondetektor **oder** im Kalorimeter identifiziert (für verschiedene Schnitte auf die NEPI-Ausgabe),

Eisen: nur vom Instrumentierten Eisens ohne Kalorimeterinformation identifiziert,

NePI \wedge Eisen: sowohl vom Myondetektor **als auch** im Kalorimeter identifiziert (für verschiedene Schnitte auf die NEPI-Ausgabe),

NePI: nur mit Kalorimeterinformationen identifiziert (für verschiedene Schnitte auf die NEPI-Ausgabe).

Die Effizienz des Instrumentierten Eisens liegt für alle drei Datensätze im Mittel bei $\sim 70\%$ bei einer Misidentifikation von $\sim 0.8\%$. In Verbindung mit der Myonidentifikation im Kalorimeter wurde die Effizienz für die PYTHIA-Datensätze in zwei Kombinationen ermittelt:

- Für Spuren, die im CMD **oder** im Kalorimeter mit einer Ausgabe des Neuralen Netzes von NEPI $> 0,95$ identifiziert wurden, ergibt sich eine
 - Effizienz von $\sim 84\%$ und eine
 - Misidentifikation von $\sim 1,4\%$.

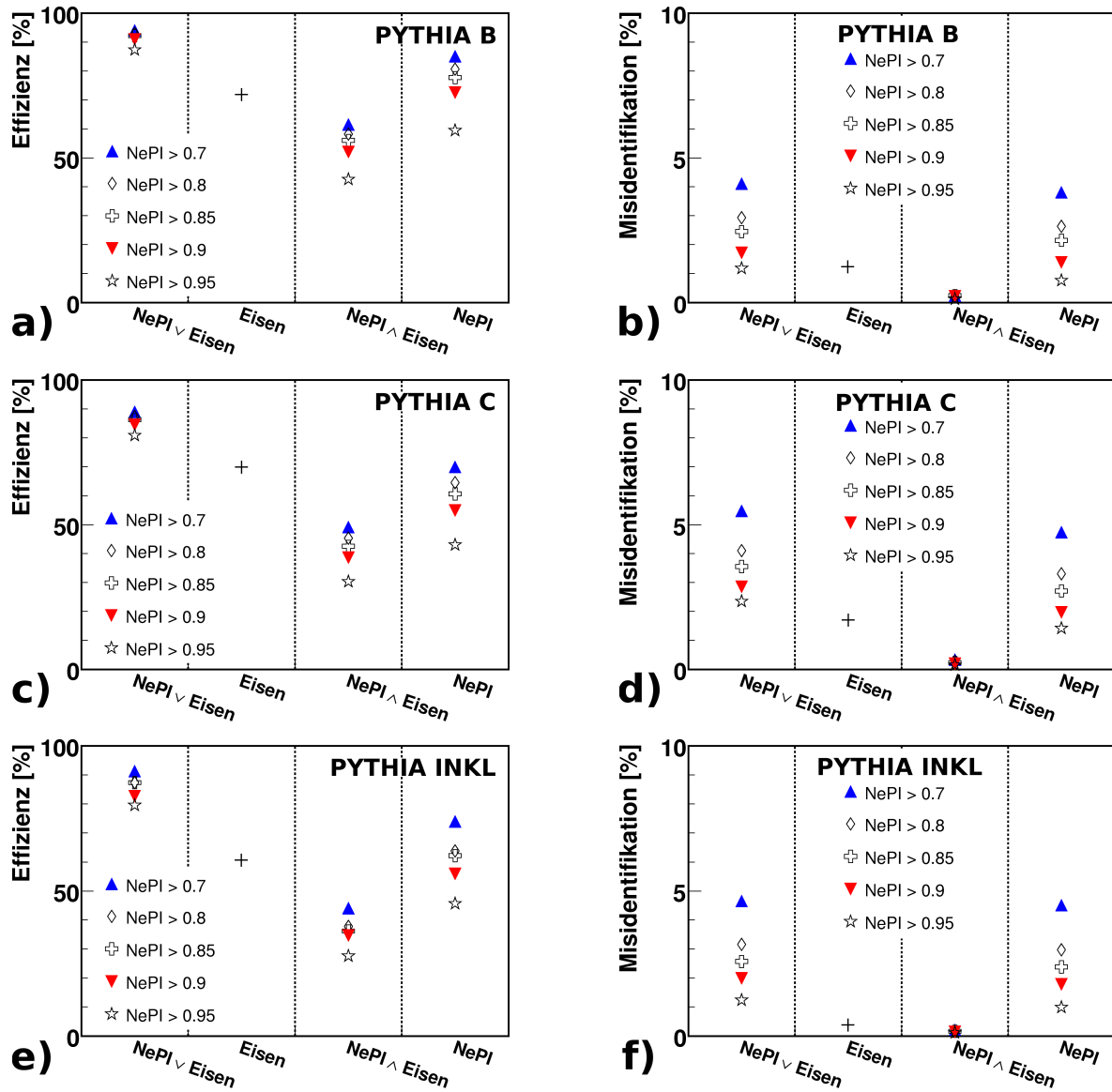


Abb. 6.18: Änderung der Effizienz und Misidentifikation bei unterschiedlicher Kombination der Eisen- und Kalorimeterinformation für (a,b) PYTHIA B, (c,d) PYTHIA C und (e,f) PYTHIA INKL für verschiedene Schnitte auf das Neuronale Netz.

- Für Spuren, die **sowohl** im CMD **als auch** im Kalorimeter mit einer Ausgabe des Neuronalen Netzes von $NePI > 0,95$ identifiziert wurden, ergibt sich eine
 - Effizienz von $\sim 35\%$ und eine
 - Misidentifikation von $\sim 0,1\%$.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit ist die Myonidentifikation im Zentralbereich des Kalorimeters für Teilchenimpulse von 2 bis 5 GeV untersucht und verbessert worden. Der Schwerpunkt lag auf der Identifikation von Myonen in Teilchenjets, wie sie bei Zerfällen schwerer Quarks entstehen. Zudem wurde die Abhängigkeit der Identifikationseffizienz und der Misidentifikation vom Spurimpuls und der Isolation der Spur untersucht.

Hierzu wurde ein Neuronales Netz mit folgender Topologie verwendet:

- 7 Eingabeneuronen (Estimatoren)
- 2 versteckten Lagen mit
 - 14 versteckten Neuronen in der ersten und
 - 7 versteckten Neuronen in der zweiten versteckten Lage

und

- 1 Ausgabeneuron („0“ sicher kein Myon ... „1“ sicher ein Myon).

Das Netz wurde mit simulierten Einzelspur-Myonen und -Pionen trainiert, um zunächst auszuschließen, daß es auf einen speziellen Physikprozess spezialisiert wird. Die Spuren, die zum Training oder zum Test an das Neuronale Netz weitergeleitet werden, müssen eine Spurlänge vom inneren Rand des Kalorimeters bis zur letzten angesprochenen Zelle von wenigstens $G_3 = 50$ cm haben. Durch diese Vorselektion werden ungefähr 75% der Pionen, aber nur 3% der Myonen verworfen. Diese Vorselektion verwirft vor allem eindeutige Untergrundspuren, so daß das Neuronale Netz die schwer zu unterscheidenden Spuren klassifizieren muß.

Die Anwendung der Neuronalen Teilchenidentifikation wurde hauptsächlich an drei PYTHIA-Datensätzen durchgeführt, zwei die Ereignisse mit schweren Quarks (b,c) enthalten und einen der leichte und schwere Quarks enthält. Untersucht wurde immer die Spur mit dem höchsten Impuls im Ereignis. Im Vergleich mit dem seit 1994 bei H1 verwendeten Myonidentifikations-Algorithmus KALEP erreicht NEPI

- eine für PYTHIA B $\sim 12\%$ und für die weniger isolierten Spuren in PYTHIA C $\sim 30\%$ höhere Effizienz bei ungefähr gleicher Misidentifikation (bei einem Schnitt auf $\text{NEPI} > 0,7$)
oder
- eine um $\sim \frac{2}{3}$ niedrigere Misidentifikation bei ungefähr gleicher Effizienz (bei einem Schnitt auf $\text{NEPI} > 0,9$).

Die Effizienz der Myonidentifikation bei Zerfällen von b-Quarks ist höher, als bei c-Quarkzerfällen, weil die größere Masse des b-Quarks höhere relative Transversalimpulse $P_{t,\text{rel}}$ ermöglicht und dadurch die Myonen aus b-Zerfällen im Mittel isolierter sind. Weiterhin wurde deutlich, daß die Effizienz der Erkennung bei höheren Impulsen abnimmt, da Spuren mit hohem Impuls im Kalorimeter weniger isoliert sind.

In Verbindung mit dem zentralen Myondetektor (CMD) wurde die Effizienz für die PYTHIA-Datensätze in zwei Kombinationen ermittelt:

- Für Spuren, die im CMD **oder** im Kalorimeter mit einer Ausgabe des Neuronalen Netzes von $\text{NEPI} > 0,95$ identifiziert wurden, ergibt sich eine
 - Effizienz von $\sim 84\%$ und eine
 - Misidentifikation von $\sim 1,4\%$.
- Für Spuren, die **sowohl** im CMD **als auch** im Kalorimeter mit einer Ausgabe des Neuronalen Netzes von $\text{NEPI} > 0,95$ identifiziert wurden, ergibt sich eine
 - Effizienz von $\sim 35\%$ und eine
 - Misidentifikation von $\sim 0,1\%$.

Der zentrale Myondetektor allein erreicht im betrachteten Winkel- und Impulsbereich eine Effizienz von $\sim 70\%$ bei einer Misidentifikation von $\sim 0,8\%$.

Die Effizienz des Myondetektors ist für die betrachteten Prozesse und Datensätze im Zentralbereich des Detektors am größten. Im Vorwärtsbereich sinkt die Effizienz des Myondetektors aus zwei Gründen ab. Die Myonen müssen vom Spurkammersystem zum Myondetektor mehr Materie durchqueren und somit höhere Impulse haben, um das instrumentierte Eisen überhaupt zu erreichen. Softwarebedingt sinkt die Effizienz der Spurrekonstruktion, da Treffer in der Endkappe und im Barrel nicht zu einer Spur zusammengefasst werden.

Die weitere Analyse der Myonidentifikation im Kalorimeter wird sich daher auf Spuren im Vorwärtsbereich ($\Theta < 35^\circ$) des Detektors konzentrieren. Zusätzlich soll der Impulsbereich zu kleineren Impulsen erweitert werden.

A NePI-Estimatoren als Funktion des Teilchenimpulses

A.1 Nach der Vorselektion

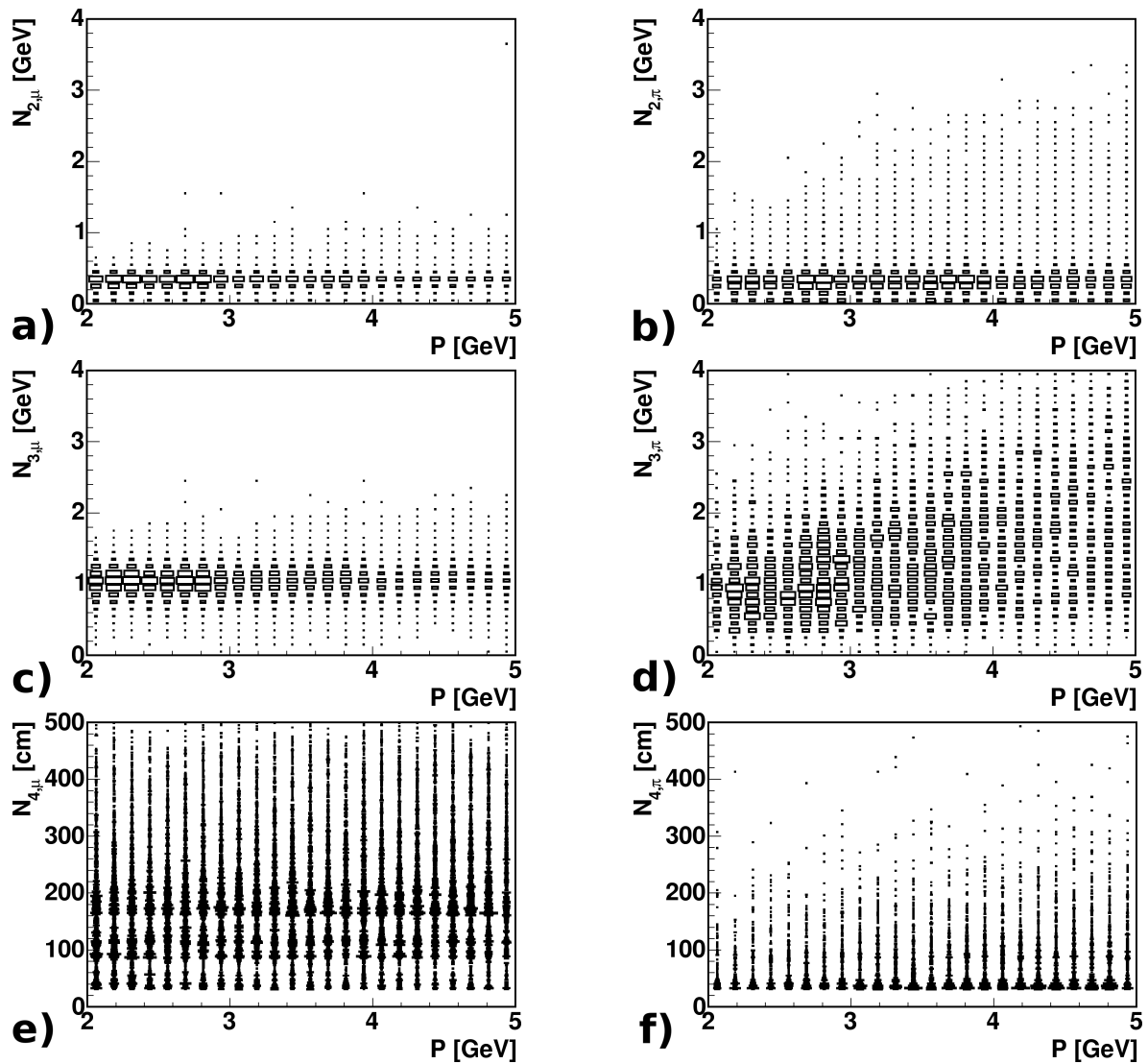


Abb. A.1: N_2 - N_4 gegen den Impuls der Spur für simulierte Myonen (a,c,e) und Pionen (b,d,f) nach der Vorselektion.

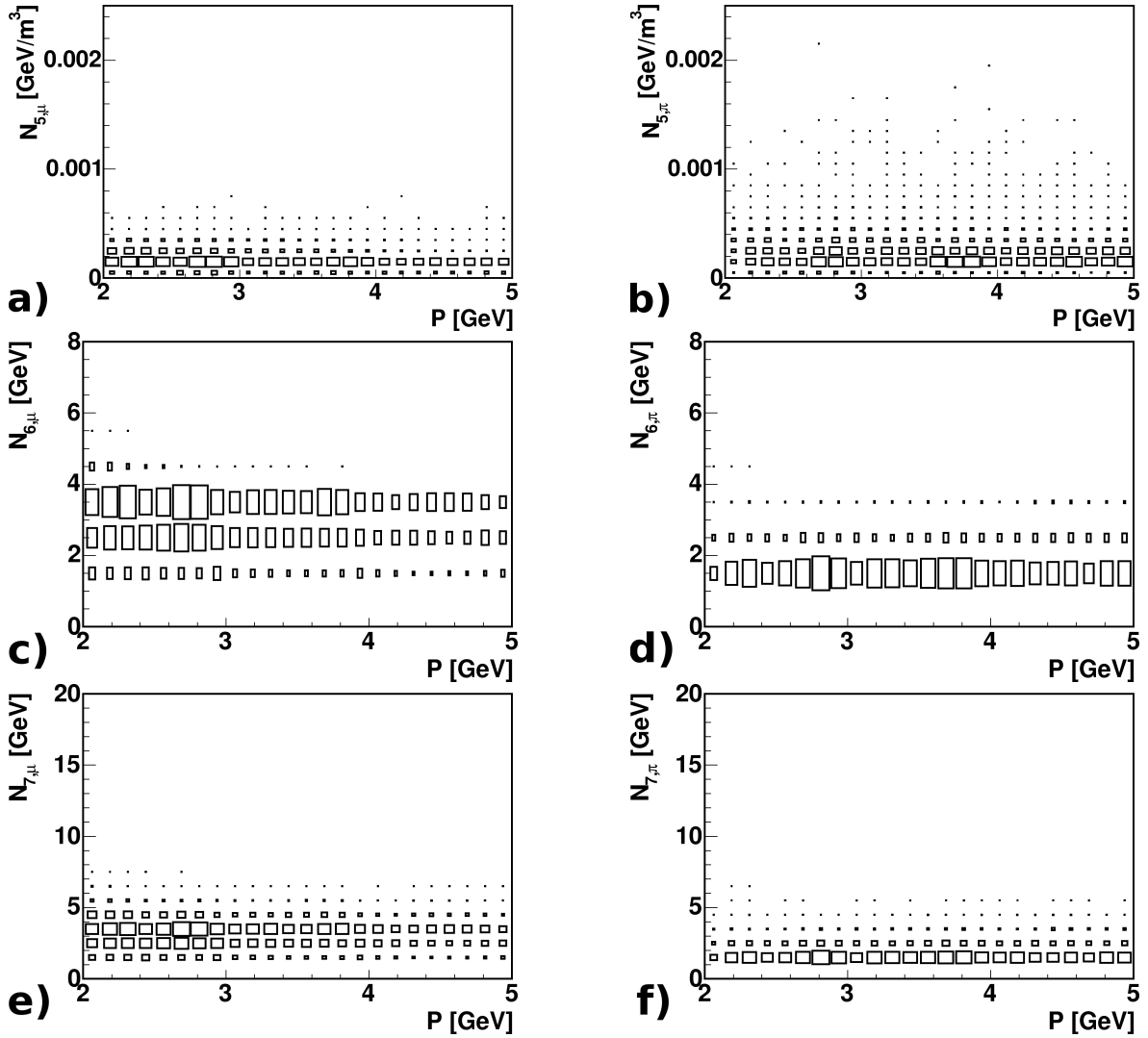


Abb. A.2: $N_5 - N_7$ gegen den Impuls der Spur für simulierte Myonen (a,c,e) und Pionen (b,d,f) nach der Vorselektion.

A.2 Ohne Vorselektion

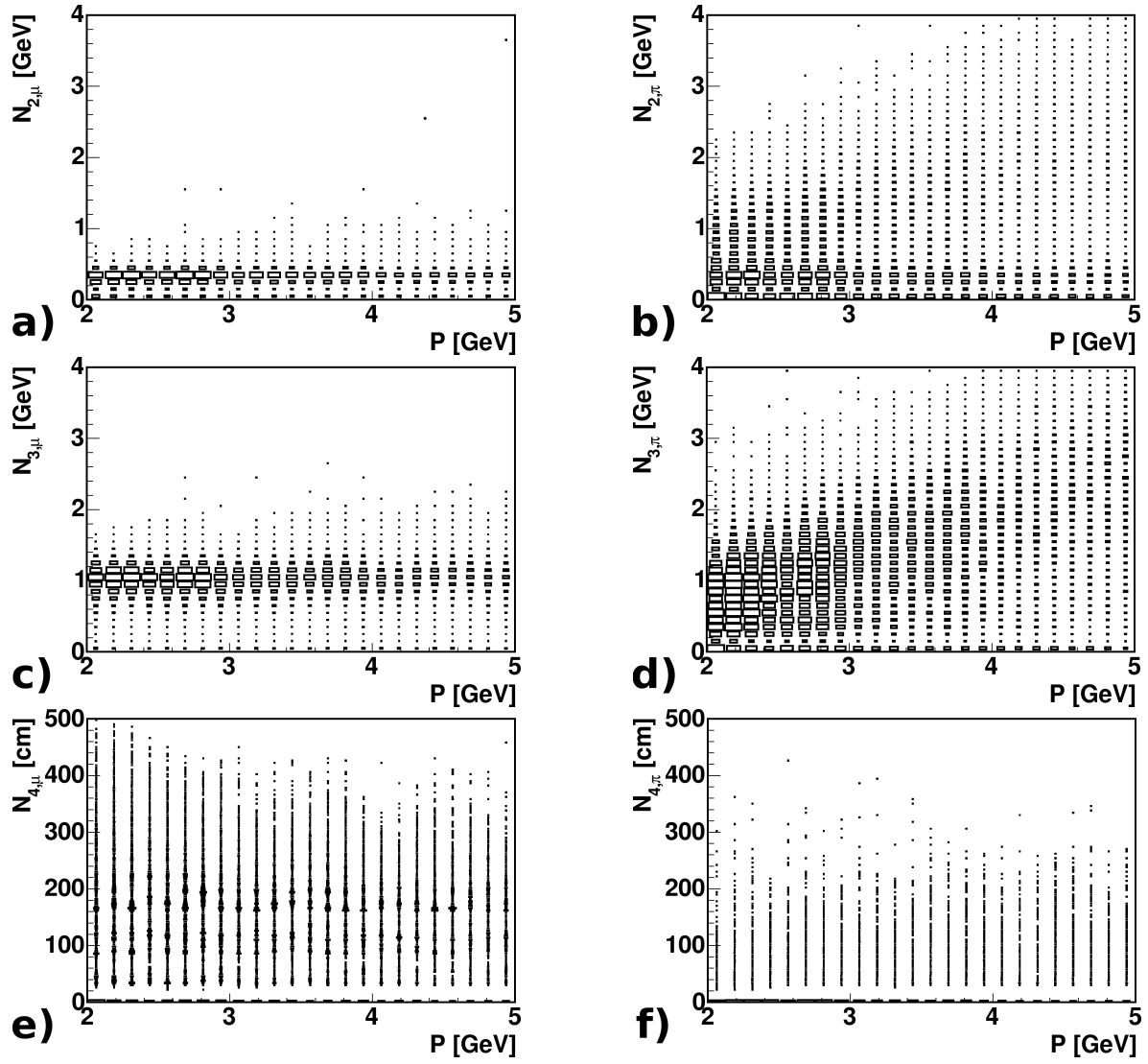


Abb. A.3: $N_2 - N_4$ gegen den Impuls der Spur für simulierte Myonen (a,c,e) und Pionen (b,d,f) ohne Vorselektion.

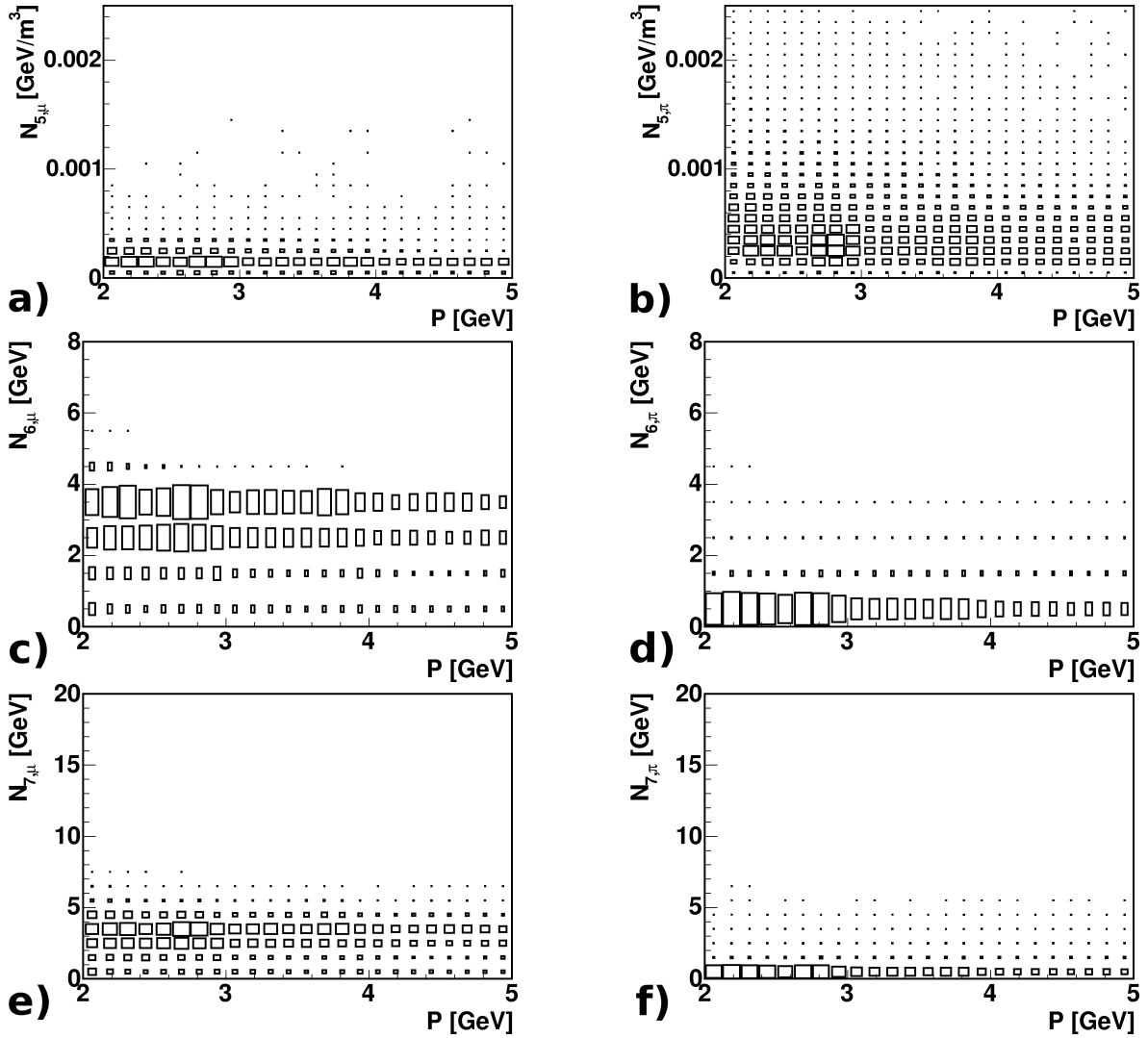


Abb. A.4: $N_5 - N_7$ gegen den Impuls der Spur für simulierte Myonen (a,c,e) und Pionen (b,d,f) ohne Vorselektion.

B Effizienz und Misidentifikation

B.1 Einzelspur Monte-Carlo

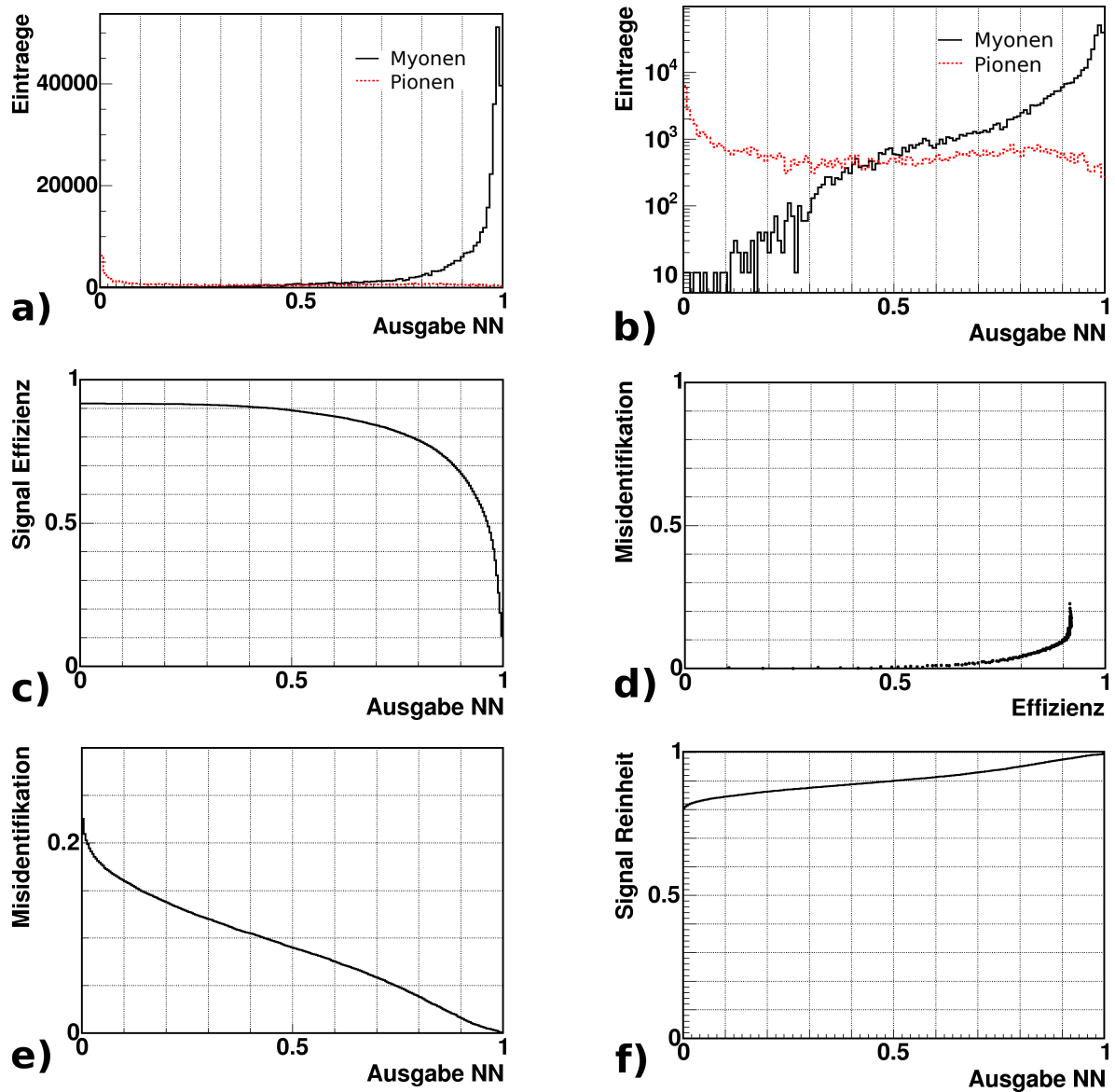


Abb. B.1: Ausgabe von NEPI(a,b), Signal Effizienz (c), Effizienz gegen Misidentifikation (d), Misidentifikation (e) und Signal Reinheit (f) für Einzelspur-Monte-Carlo ohne Isolationsforderungen.

B.2 PYTHIA B

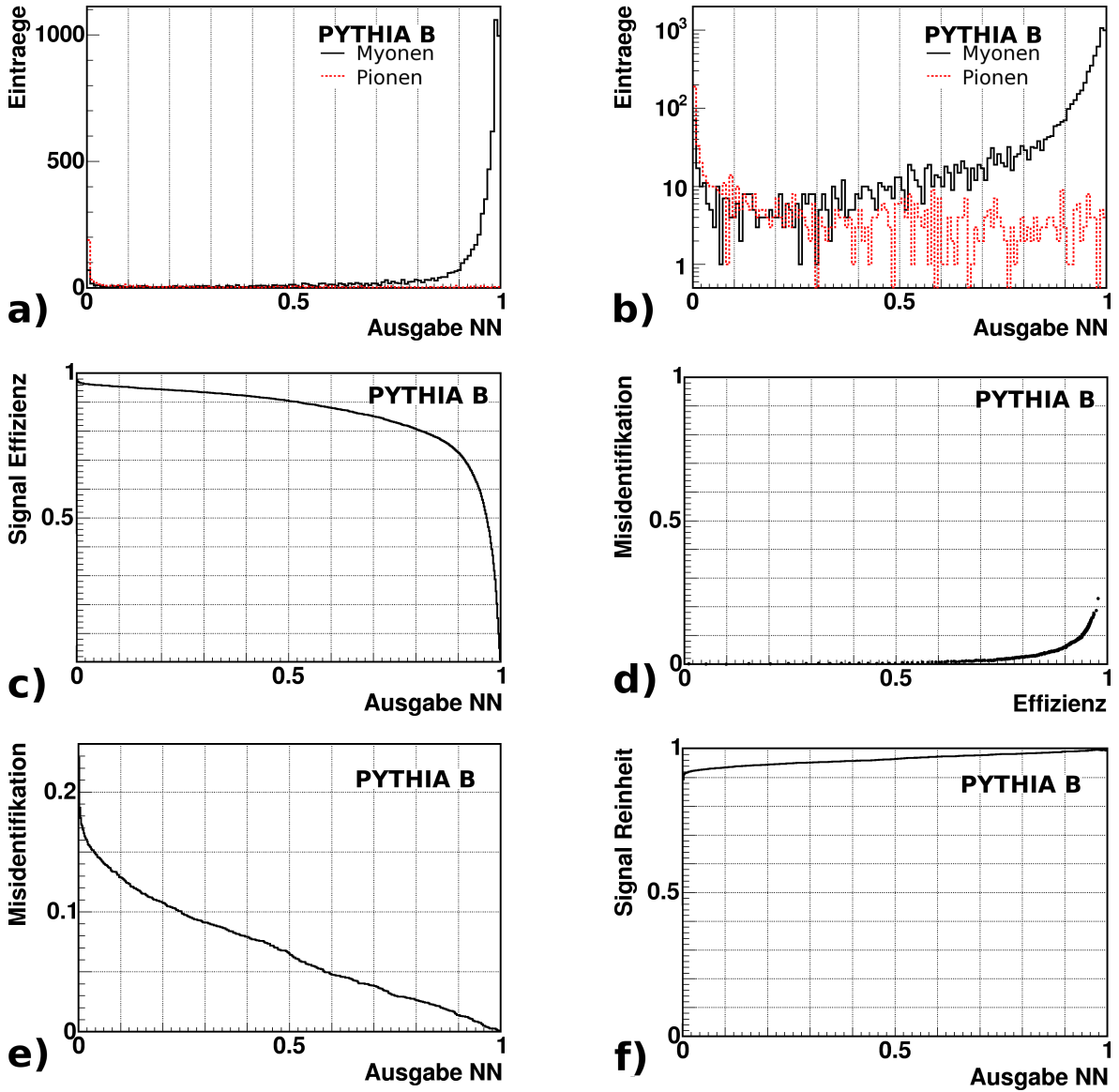


Abb. B.2: Ausgabe von NEPI(a,b), Signal Effizienz (c), Effizienz gegen Misidentifikation (d), Misidentifikation (e) und Signal Reinheit (f) für PYTHIA B ohne Isolationsforderungen.

B.3 PYTHIA C

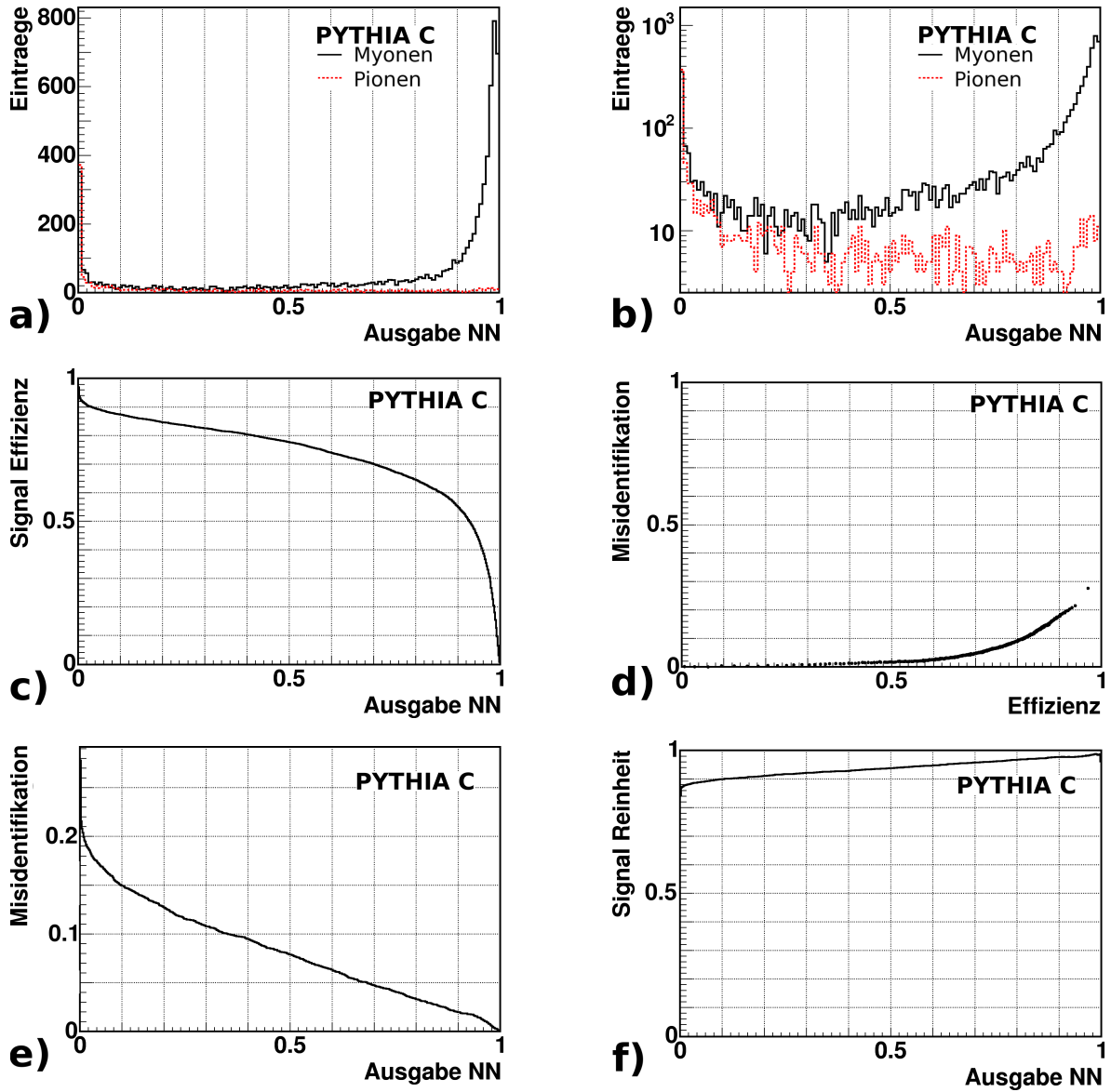


Abb. B.3: Ausgabe von NEPI(a,b), Signal Effizienz (c), Effizienz gegen Misidentifikation (d), Misidentifikation (e) und Signal Reinheit (f) für PYTHIA C ohne Isolationsforderungen.

B.4 PYTHIA INKL

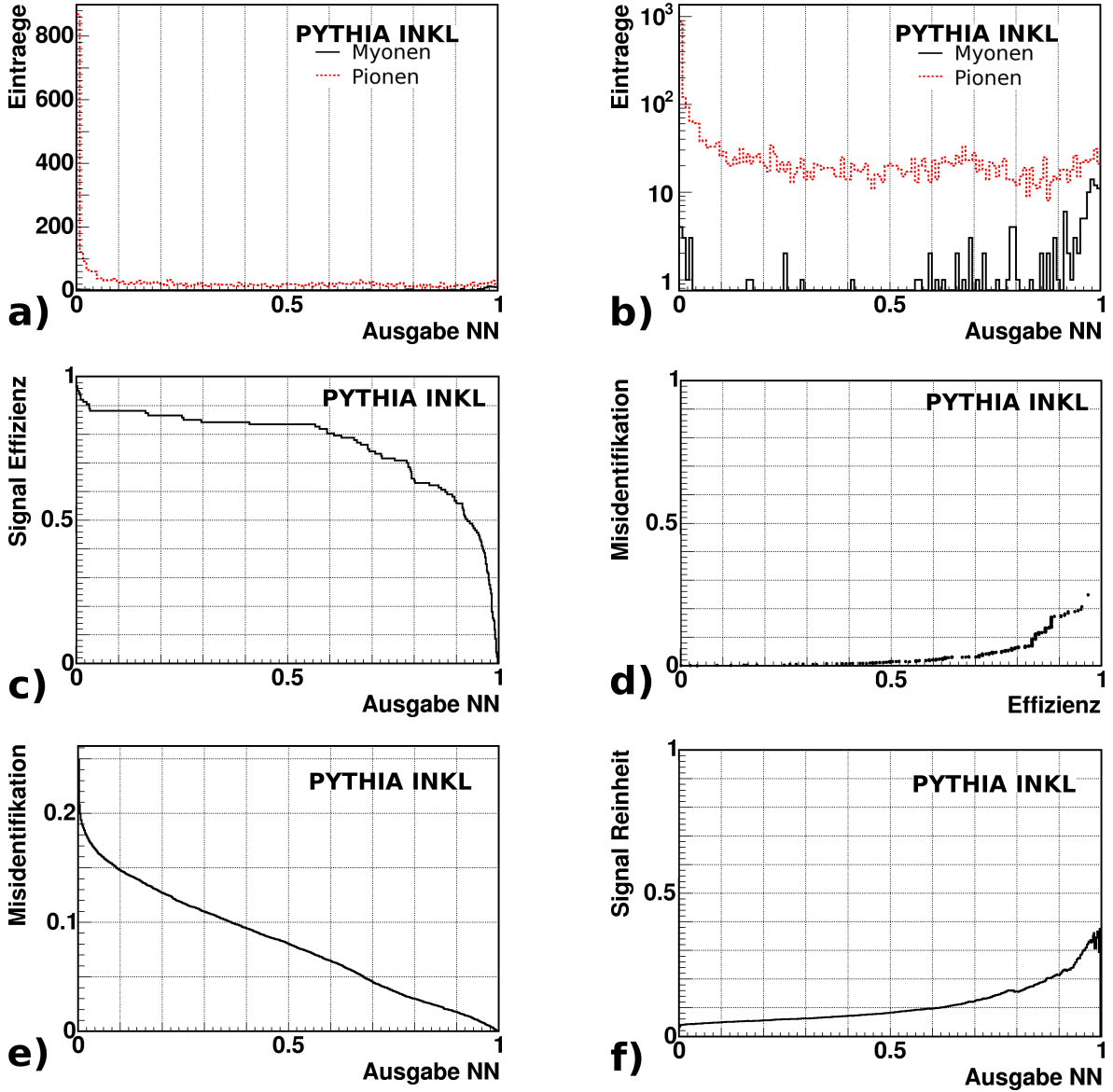


Abb. B.4: Ausgabe von NEPI(a,b), Signal Effizienz (c), Effizienz gegen Misidentifikation (d), Misidentifikation (e) und Signal Reinheit (f) für PYTHIA INKL ohne Isolationsforderungen.

C Isolationsabhängigkeit

C.1 Pythia B

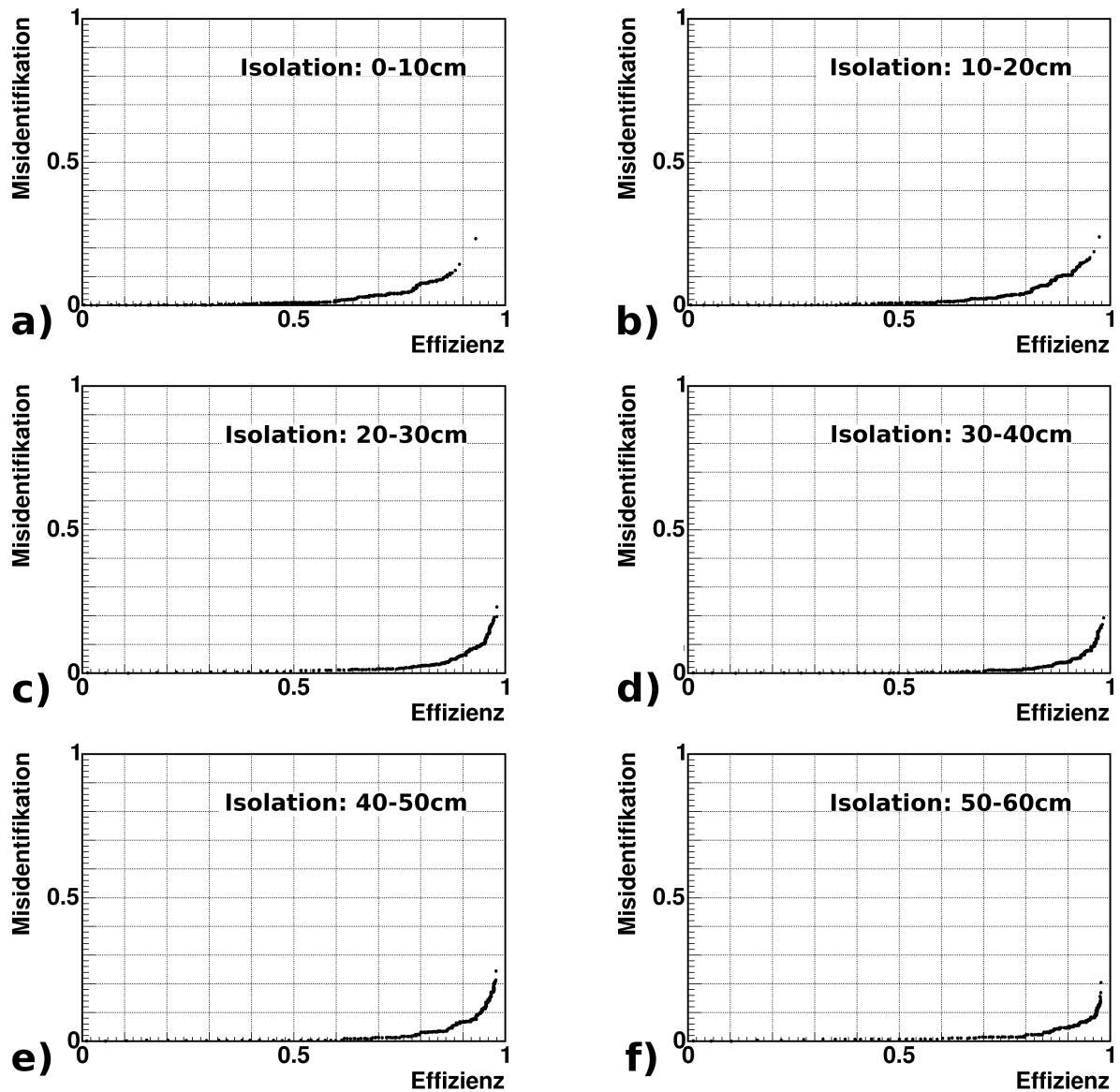


Abb. C.1: Effizienz gegen Misidentifikation in Isolationsintervallen für PYTHIA B.

C.2 Pythia C

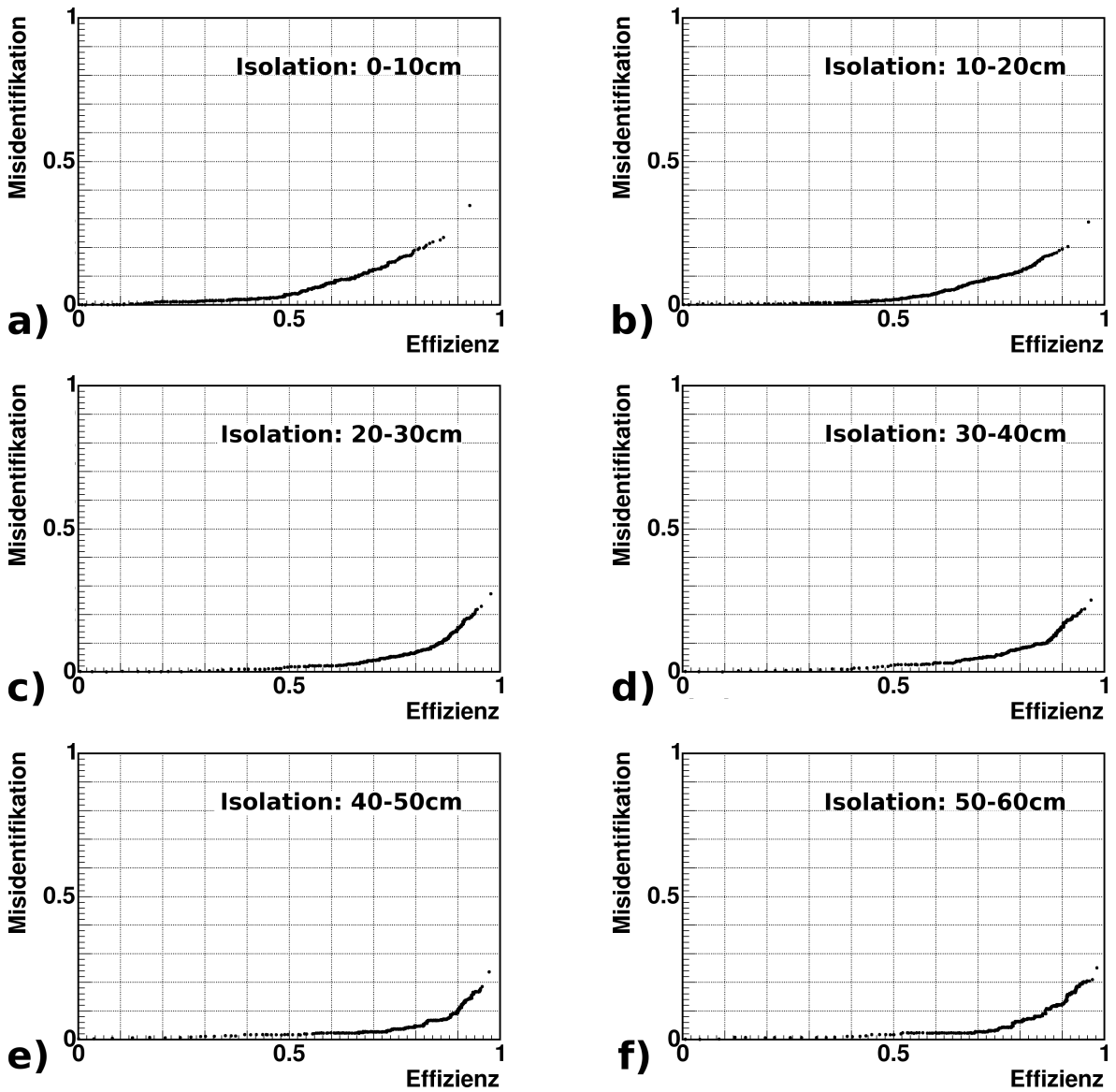


Abb. C.2: Effizienz gegen Misidentifikation in Isolationsintervallen für PYTHIA C.

C.3 PYTHIA INKL

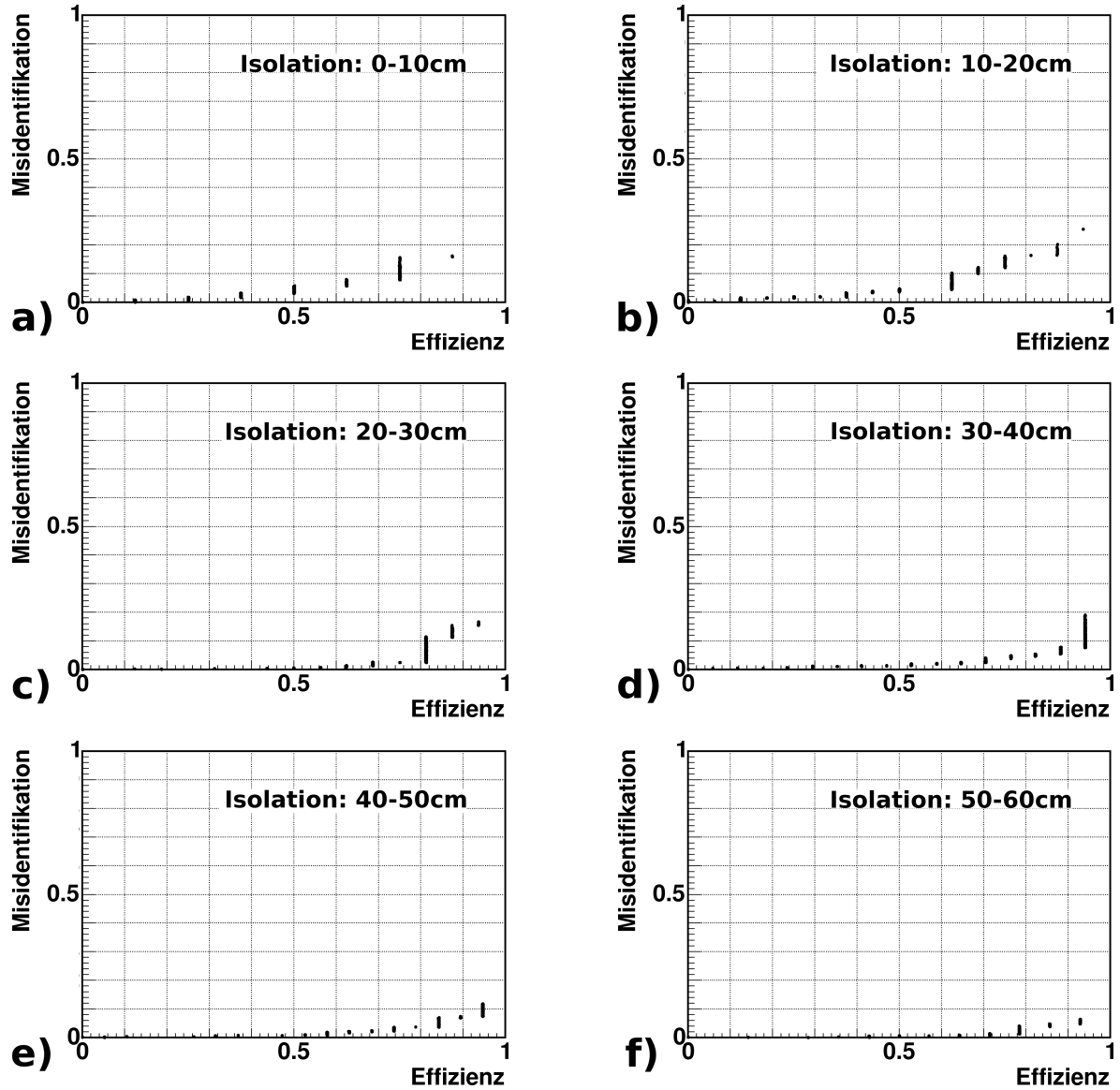


Abb. C.3: Effizienz gegen Misidentifikation in Isolationsintervallen für PYTHIA INKL (sehr geringe Statistik für Signalspuren, fast nur Untergrund, daher die Lücken in den Diagrammen).

Literaturverzeichnis

- [B⁺94] P. Biddulph et al. The H1 forward muon spectrometer. *Nucl. Instrum. Meth.*, A340:304, 1994.
- [Bet30] H. Bethe. Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. *Ann. d. Phys.*, 5:325, 1930.
- [Blo32] F. Bloch. Bremsvorgänge von Atomen mit mehreren Elektronen. *Zeitung f. Physik*, 81:363, 1932.
- [BNS97] S. Schiek B. Naroska and G. Schmidt. Lepton Identification in the H1 Detector at Low Momenta. H1-05/97-518, 1997.
- [CG93a] H1 Calorimeter-Group, B. Andrieu et al. Results from pion calibration runs for the H1 liquid argon calorimeter and comparisons with simulations. *Nucl. Instrum. Meth.*, A336:499, 1993.
- [CG93b] H1 Calorimeter-Group, B. Andrieu et al. The H1 liquid argon calorimeter system. *Nucl. Instrum. Meth.*, A336:460, 1993.
- [Col97a] H1 Collaboration, I. Abt et al. The H1 detector at HERA. *Nucl. Instrum. Meth.*, A386:310, 1997.
- [Col97b] H1 Collaboration, I. Abt et al. The Tracking, calorimeter and muon detector of the H1 experiment at HERA. *Nucl. Instrum. Meth.*, A386:348, 1997.
- [Fle04] P. Fleischmann. *Elastic J/Ψ production at HERA*. Dissertation, Universität Hamburg, 2004.

- [Kan98] M. Kander. *Bestimmung des ep -Wirkungsquerschnittes von Beauty-Quarks durch ihren semileptonischen Zerfall in Myonen mit dem H1-Detektor bei HERA*. Dissertation, Universität Hamburg, 1998.
- [KK92] C. Kleinwort and U.P. Krüger. Track reconstruction in the IRON. *H1 Software Note 35*, 1992.
- [Kol57] A. N. Kolmogorov. On the representation of continuous functions of many variables by superposition of continuous functions of one variable and addition. *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 144:953–956, 1957.
- [Moh00] S. Mohrdieck. *Inelastische J/Ψ -Erzeugung in Elektroproduktion am H1-Experiment bei HERA*. Dissertation, Universität Hamburg, 2000.
- [MP43] W. S. McCulloch and W. Pitts. A logical calculus of the ideas immanent in nervous activity. *Bull. Math. Biophys.*, 5, 1943.
- [MP69] M. Minsky and S. Papert. *Perceptrons: An introduction to computational geometry*. MIT Press, 1969.
- [MS92] B. R. Martin and G. Shaw. *Particle Physics*. John Wiley and Sons, 2. auflage edition, 1992.
- [PDG04] Particle Data Group PDG. *Particle Physics Booklet*. Lawrence Berkeley Laboratory, 2004.
- [R⁺86] D. E. Rumelhardt et al. Learning representations by backpropagation errors. *Nature*, 323:533, 1986.
- [RM86] D. E. Rumelhardt and J. L. McClelland. Extrapolations in the microstructure of cognition. *Parallel Distributed Processing*, Bd. 1-2, 1986.
- [Roj93] R. Rojas. *Theorie der neuronalen Netze - Eine systematische Einführung*. Springer, 1993.
- [Ros58] F. Rosenblatt. The perceptron: A probabilistic model for information storage and organisation in the brain. *Psychological Review*, 65:386–408, 1958.

- [Sch94] G. Schmidt. Nachweis von Myonen im H1-Kalorimeter. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1994.
- [Sch01] D. Schmidt. *Diffraktive Photoproduktion von Charmonium im H1-Detektor bei HERA*. Dissertation, Universität Hamburg, 2001.
- [SG93] H1 SPACAL-Group, R. D. Appuhn et al. The H1 lead/scintillating-fibre calorimeter. *Nucl. Instrum. Meth.*, A386:397, 1993.
- [Tob96] N. Tobien. Das Ansprechverhalten des H1-Flüssig-Argon-Kalorimeters auf niederenergetische Hadronen. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1996.
- [Vee05] C. Veelken. H1NeuralNet - Analysis Package for Neural Network Applications. <http://www.desy.de/veelken/H1NeuralNet/H1NeuralNet.html>, 2005.
- [War01] C. Warenycia. Untersuchung der Myonerkenennung am H1-Detektor bei HERA. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2001.
- [Wol99] H. Wollatz. *Untersuchung von schweren Quarks durch Analyse von Ereignissen mit zwei Myonen am Speicherring HERA*. Dissertation, Universität Hamburg, 1999.

Tabellenverzeichnis

4.1	Definition der drei KALEP-Myonqualitäten.	27
5.1	Selektionskriterien für Myonen aus Zerfällen inelastischer J/Ψ -Mesonen.	35
5.2	Selektionskriterien für b- und c-Zweijet-Ereignisse.	38
6.1	Effizienz \mathcal{E} und Misidentifikation \mathcal{M} für verschiedene Datensätze für die Impulsbereiche $P = 2-5$ GeV und $P > 2$ GeV für zwei Schnitte auf die Ausgabe des Neuronalen Netzes, KALEP und den CMD.	60

Abbildungsverzeichnis

2.1	Der HERA-Speicherring und das Vorbeschleunigersystem.	3
2.2	Übersichtszeichnung des H1-Experiments bei HERA.	5
2.3	Schemazeichnung der oberen Hälfte des Flüssig-Argon-Kalorimeters (a) und Kalorimeterrad CB3 im Querschnitt (b).	8
2.4	(a) Seitenansicht des H1-Detektors mit dem zentralen Myondetektor (CMD) und (b) Schema der Struktur des instrumentierten Eisens im Querschnitt.	9
2.5	Projektion des Myondetektors in die Θ - Φ -Ebene. (0-15: vordere End- kappe, 16-47: Barrel, 48-63: hintere Endkappe)[Wol99]	10
3.1	Perzeptron mit (a) Eingabevektor und Schwelle Θ und (b) erweiter- tem Eingabevektor und Schwelle $\Theta_{erw} = 0$	13
3.2	Sigmoide für verschiedene Werte des Parameters c	13
3.3	Schema eines Feedforward-Netzwerks. Das Netz wird von links nach rechts durchlaufen [Roj93].	15
3.4	(a) Feedforward-Schritt und (b) Backpropagation im BPA.	17
4.1	Ionisationsverluste verschiedener Teilchensorten als Funktion der Ener- gie.	21
4.2	Simulierte Einzelspurereignisse im Flüssig-Argon-Kalorimeter. (a) ein μ^+ , (b) ein π^+ (beide $P \approx 5$ GeV).	24
4.3	Schematische Darstellung zur Estimatorenberechnung.	25
5.1	Energie der einzelnen Zellen im Kalorimeter für simulierte Einzelspur- Myonen (a) und -Pionen (b).	33

5.2	Beispielhafte Darstellung eines Ereignisses mit einem inelastisch produzierten J/Ψ -Kandidaten.	34
5.3	(a) Impulsspektrum der selektierten Myonen für inelastische J/Ψ in Daten und MC und (b) Polarwinkel-Verteilung der Myonen.	34
5.4	Rekonstruierte Masse der J/Ψ -Kandidaten (a) im EPJPSI-Monte-Carlo und (b) in den Daten selektiert.	35
5.5	Beispiel für die Produktion eines Beauty-Quark in Photoproduktion. .	36
5.6	Isolation der Myonspuren gegen den Impuls für PYTHIA B (a) und C (b), sowie in der Projektion für PYTHIA B und C (c).	37
5.7	(a) Impulsspektrum und (b) Polarwinkel-Verteilung der Myonen aus PYTHIA B und C.	38
5.8	(a) Impulsspektrum und (b) Polarwinkel-Verteilung der Untergrundspuren mit hohem Impuls aus PYTHIA INKL.	39
6.1	Maximale Spurlänge im Kalorimeter (G_3) für Myonen und Pionen. Vorselektion: $G_3 > 50$ cm.	42
6.2	Impulsspektren für (a) Einzelspur-Myonen und (b) -Pionen vor und nach dem Schnitt auf die Spurlänge im Kalorimeter.	44
6.3	Die NEPI-Estimatoren $N_2 - N_4$ für simulierte Einzelspuren vor (a,c,e) und nach der Vorselektion (b,d,f).	46
6.4	Die NEPI-Estimatoren $N_5 - N_7$ für simulierte Einzelspuren vor (a,c,e) und nach der Vorselektion (b,d,f).	47
6.5	Vergleich der NEPI-Estimatoren $N_2 - N_7$ für simulierte Myonen und Myonen aus Zerfällen inelastischer J/Ψ -Mesonen.	48
6.6	Vergleich NEPI-Estimatoren $N_2 - N_7$ für simulierte Einzelspur-Myonen und Myonen aus PYTHIA B.	50
6.7	NEPI-Estimator N_3 von PYTHIA B-Spuren für die Isolationsintervalle (a) $\mathcal{I} = 0-10$ cm und (b) $\mathcal{I} = 50-60$ cm.	50

6.8	Effizienz \mathcal{E} (a) und Misidentifikation \mathcal{M} (b) in Intervallen des Teilchenimpulses, Effizienz \mathcal{E} in Abhängigkeit der NN-Ausgabe (c) und Effizienz \mathcal{E} gegen Misidentifikation \mathcal{M} (d) für Einzelspur-Monte-Carlo im Impulsbereich $2 \text{ GeV} < P < 5 \text{ GeV}$	55
6.9	Effizienz \mathcal{E} für Myonen aus Zerfällen inelastischer J/Ψ aus EPJPSI in Intervallen des Teilchenimpulses (a) und als Funktion der Ausgabe des Neuronalen Netzes (b).	56
6.10	Effizienz \mathcal{E} (a) und Misidentifikation \mathcal{M} (b) in Intervallen des Teilchenimpulses, Effizienz \mathcal{E} in Abhängigkeit der NN-Ausgabe (c) und Effizienz \mathcal{E} gegen Misidentifikation \mathcal{M} (d) für PYTHIA B im Impulsbereich $2 \text{ GeV} < P < 5 \text{ GeV}$	57
6.11	Effizienz \mathcal{E} (a) und Misidentifikation \mathcal{M} (b) in Intervallen des Teilchenimpulses, Effizienz \mathcal{E} in Abhängigkeit der NN-Ausgabe (c) und Effizienz \mathcal{E} gegen Misidentifikation \mathcal{M} (d) für PYTHIA C im Impulsbereich $2 \text{ GeV} < P < 5 \text{ GeV}$	58
6.12	Effizienz \mathcal{E} (a) und Misidentifikation \mathcal{M} (b) in Intervallen des Teilchenimpulses, Effizienz \mathcal{E} in Abhängigkeit der NN-Ausgabe (c) und Effizienz \mathcal{E} gegen Misidentifikation \mathcal{M} (d) für PYTHIA INKL im Impulsbereich $2 \text{ GeV} < P < 5 \text{ GeV}$	59
6.13	Vergleich der Effizienz und Misidentifikation bei (a,b) PYTHIA B, (c,d) PYTHIA C und (e,f) PYTHIA INKL von NEPI und KALEP in Abhängigkeit vom Schnitt auf die NN-Ausgabe.	62
6.14	Skizze zur Definition der Isolation.	63
6.15	$\Delta\Phi$ der Spuren am Vertex und im Kalorimeter gegen den Impuls. . . .	63
6.16	Änderung von Effizienz und Misidentifikation mit der Isolation \mathcal{I} für (a,b) PYTHIA B, (c,d) PYTHIA C und (e,f) PYTHIA INKL.	64
6.17	Φ -Abhängigkeit der Erkennung (auf einen Oktanten gefaltet) für das Instrumentierte Eisen und die Erkennung durch NEPI.	65

6.18	Änderung der Effizienz und Misidentifikation bei unterschiedlicher Kombination der Eisen- und Kalorimeterinformation für (a,b) PYTHIA B, (c,d) PYTHIA C und (e,f) PYTHIA INKL für verschiedene Schnitte auf das Neuronale Netz.	67
A.1	$N_2 - N_4$ gegen den Impuls der Spur für simulierte Myonen (a,c,e) und Pionen (b,d,f) nach der Vorselektion.	73
A.2	$N_5 - N_7$ gegen den Impuls der Spur für simulierte Myonen (a,c,e) und Pionen (b,d,f) nach der Vorselektion.	74
A.3	$N_2 - N_4$ gegen den Impuls der Spur für simulierte Myonen (a,c,e) und Pionen (b,d,f) ohne Vorselektion.	75
A.4	$N_5 - N_7$ gegen den Impuls der Spur für simulierte Myonen (a,c,e) und Pionen (b,d,f) ohne Vorselektion.	76
B.1	Ausgabe von NEPI(a,b), Signal Effizienz (c), Effizienz gegen Misidentifikation (d), Misidentifikation (e) und Signal Reinheit (f) für Einzelspur-Monte-Carlo ohne Isolationsforderungen.	77
B.2	Ausgabe von NEPI(a,b), Signal Effizienz (c), Effizienz gegen Misidentifikation (d), Misidentifikation (e) und Signal Reinheit (f) für PYTHIA B ohne Isolationsforderungen.	78
B.3	Ausgabe von NEPI(a,b), Signal Effizienz (c), Effizienz gegen Misidentifikation (d), Misidentifikation (e) und Signal Reinheit (f) für PYTHIA C ohne Isolationsforderungen.	79
B.4	Ausgabe von NEPI(a,b), Signal Effizienz (c), Effizienz gegen Misidentifikation (d), Misidentifikation (e) und Signal Reinheit (f) für PYTHIA INKL ohne Isolationsforderungen.	80
C.1	Effizienz gegen Misidentifikation in Isolationsintervallen für PYTHIA B.	81
C.2	Effizienz gegen Misidentifikation in Isolationsintervallen für PYTHIA C.	82

C.3	Effizienz gegen Misidentifikation in Isolationsintervallen für PYTHIA INKL (sehr geringe Statistik für Signalspuren, fast nur Untergrund, daher die Lücken in den Diagrammen).	83
-----	--	----