

Bachelorarbeit

Methoden der Luminositätsmessung in elastischer Streuung mit dem ALFA-Detektor bei ATLAS

**Fachbereich 07
Justus-Liebig-Universität Giessen
II. Physikalisches Institut**

Arbeitsgruppe Düren

Daniel Pelikan*

aus Lich

8. Juli 2008

*daniel.pelikan@physik.uni-giessen.de

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Methoden zur Bestimmung der absoluten Luminosität	5
2.1	Bestimmung der Luminosität aus kleinen Winkeln bei elastischer Coulomb-Streuung	5
2.1.1	Luminositätsbestimmung mit Hilfe der elastischen und der inelastischen Streuung	6
2.1.2	Luminositätsbestimmung mit elastischer Streuung bei sehr kleinen t -Werten	7
2.2	Alternativen zur Luminositätsbestimmung ohne ALFA-Detektor	9
2.2.1	Bestimmung der Luminosität mit Hilfe des LHC-Beam Monitors	9
2.2.2	Bestimmung der Luminosität aus gut simulierbaren physikalischen Prozessen	9
2.3	Elastische Streuung	10
2.4	LHC	11
2.5	Anforderungen an die Optik	11
2.5.1	Die Optik	12
2.6	Parallel-to-Point-Fokussierung	14
3	Der ALFA-Detektor	15
3.1	Einbau des ALFA-Detektors am LHC	15
3.2	Aufbau des Roman Pot Detektors	17
3.3	Anforderungen an den Detektor	18
3.4	Ausführung des Detektors	19
4	Aufbau der Simulation	20
4.1	Simulationskette	20
4.2	Simulation mit Pythia	21
4.3	Entwicklung der Fitfunktionen	21
4.4	Simulation mit Madx	23
4.5	Das Collectorprogramm	24

	4.6	Rekonstruktion mit myReco.C	24
	4.7	Der entgültige Luminositätsfit	26
5	Ergebnisse		27
	5.1	Erzeugte Daten wie sie Pythia liefert	27
	5.2	Überprüfung der Fitfunktionen	28
	5.3	Untersuchungen am Wechselwirkungspunkt	29
	5.3.1	Auswirkungen von Idealbedingung und Realbedingung der Streuung auf die Rekonstruktion	31
	5.3.2	Untersuchung der Auswirkung von Unsicherheiten im spä- teren Experiment	32
	5.3.3	Unsicherheiten beim λ und beim γ_E Parameter	35
	5.4	Auswirkung der Binzahl auf den logarithmischen Fit	36
	5.5	Untersuchungen am Detektor	37
	5.5.1	Akzeptanz	39
	5.5.2	Rekonstruktion ohne Korrekturen für Akzeptanz und Auf- lösung	40
	5.5.3	Erstellen der Korrekturfunktion für das rekonstruierte Spek- trum am Detektor	41
	5.5.4	Rekonstruiertes Spektrum mit darauf angewendeter Kor- rekturfunktion	42
	5.5.5	Untersuchung des Fits auf ein Spektrum ohne Divergenz und Energieverschmierung	43
	5.5.6	Untersuchung der Detektorauflösung	44
	5.5.7	Wie wirkt sich das Auswerten mit einer "falschen" Kor- rekturfunktion aus?	45
	5.5.8	Einfluss des statistischen Fehlers der Korrekturfunktion auf den statistischen Fehler des rekonstruierten Spektrums	47
6	Zusammenfassung		49
A	Anhang		51
	A1	γ_E Untersuchung	51
	A2	λ Untersuchung	52
	A3	Fitergebnisse in Abhängigkeit der Bins beim logarithmischen Fit .	54

1 Einleitung

Diese Arbeit beschäftigt sich damit, wie man mit Hilfe eines Detektors und der elastischen Vorwärtsstreuung von Protonen die Luminosität sowie andere Parameter des Protonenstrahls im LHC bestimmen kann. Die Idee besteht darin die elastische Streuung bei sehr kleinen Winkeln zu messen und daraus die absolute Luminosität am Wechselwirkungspunkt des ATLAS Detektors zu bestimmen. Um diese kleinen Winkel messen zu können wird der Detektor in großem Abstand zum Wechselwirkungspunkt aufgestellt und in Roman Pots installiert, um möglichst nahe an den Strahl zu kommen.

Installiert wird in den Roman Pots ein positionsempfindlicher Detektor, der mit szintillierenden Fasern arbeitet. Erst durch die Roman Pot Technik wird es möglich sich dem Strahl auf wenige Millimeter zu nähern und so die Protonen, welche unter sehr kleinen Winkeln (μrad -Bereich) gestreut werden zu detektieren. Das Ziel ist es die Coulomb-Nuklear-Interferenz-Region zu erreichen und mit Hilfe des elektromagnetischen Wirkungsquerschnitts die absolute Luminosität zu bestimmen. Ein Nebeneffekt der zur Luminositätsbestimmung gewählten Methode ist, dass man gleichzeitig Informationen über den totalen Wirkungsquerschnitt, ρ -Parameter sowie b-Slope erhält. Da man bei den hohen Energien am LHC bisher noch keine Erfahrung hat im Bezug auf den Wirkungsquerschnitt stellt der ALFA-Detektor [1] eine weitere Möglichkeit dar auch den totalen Wirkungsquerschnitt zu bestimmen, über den bisher nur Vorhersagen bekannt sind vgl. Abb. (1), aber sich erst noch zeigen muss, ob diese Vorhersagen auch zutreffen.

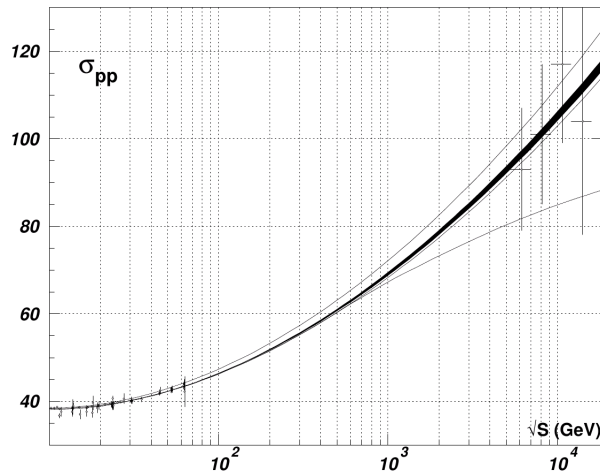


Abbildung 1: Totaler Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von \sqrt{s} [6]

Was in dieser Arbeit untersucht wird ist, wie man aus der Ortsmessung der Teilchen das t -Spektrum rekonstruieren kann und daraus rückschließt auf die vorhandene Luminosität, σ_{tot} , ρ sowie b -Slope.

Aufgebaut ist diese Ausarbeitung aus sechs Kapiteln, in denen zum einen die Theorie der Arbeit beschrieben wird, ein bisschen auf den eigentlichen Detektor eingegangen wird und beschrieben wird, wie das Vorgehen ist, von der Simulation über die Rekonstruktion zur Auswertung.

2 Methoden zur Bestimmung der absoluten Luminosität

2.1 Bestimmung der Luminosität aus kleinen Winkeln bei elastischer Coulomb-Streuung

Die Rate der elastischen Streuung ist verknüpft mit der gesamten Ereignisrate über das Optische Theorem [2], welches besagt, dass der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} direkt proportional zum Imaginärteil der Amplitude der elastischen Vorwärtsstreuung ist.

$$\sigma_{tot} = 4\pi \cdot \text{Im}[f_{el}(t = 0)] \quad (1)$$

wobei bei kleine t Werten gilt:

$$-t = (p \sin \theta)^2 \approx (p\theta)^2 \quad (2)$$

Dabei ist p der Impuls des Strahls und θ der Winkel der elastischen Vorwärtsstreuung. Die Näherung in Gleichung (2) ist eine brauchbare Approximation, wie aus Abb. (2) hervorgeht. Das optischen Theorem besagt, dass die elastische Vorwärtsstreuung Informationen über den gesamten Wirkungsquerschnitt beinhaltet. Dies lässt sich auf verschiedene Arten ausnutzen.

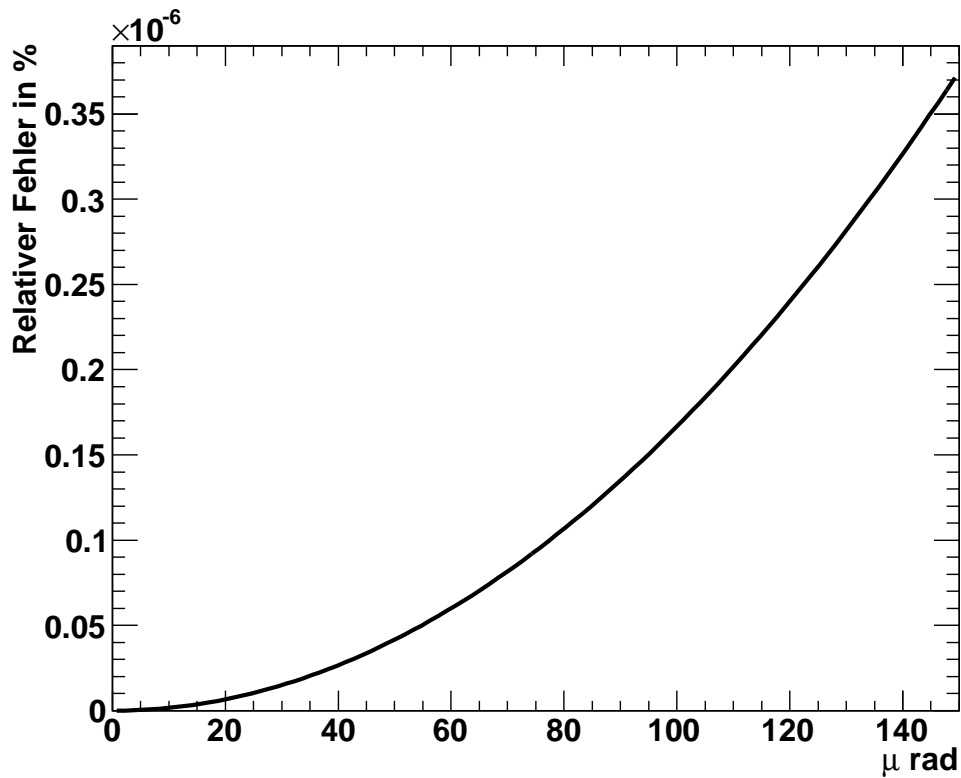


Abbildung 2: Relativer Fehler von $\frac{\theta - \sin(\theta)}{\sin(\theta)}$ bei der Näherung $\sin(\theta) \approx \theta$. Wie man sieht ist der Fehler den man bei dieser Näherung macht, bei kleinen Winkeln sehr gering.

2.1.1 Luminositätsbestimmung mit Hilfe der elastischen und der inelastischen Streuung

Misst man die totale Reaktionsrate R_{tot} und die Rate der elastischen Vorwärtsstreuung $\left. \frac{dR_{el}}{dt} \right|_{t=0}$ gleichzeitig, so kann man daraus den totalen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} sowie die Luminosität L bestimmen. Mit der Definition für die Luminosität $L = \frac{R}{\sigma_{tot}}$ und dem optischen Theorem ergeben sich die Gleichungen (3) und (4)

$$L = \frac{1}{16\pi} \frac{R_{tot}^2 (1 + \rho^2)}{\left. \frac{dR_{el}}{dt} \right|_{t=0}} \quad (3)$$

$$\sigma_{tot} = \frac{16\pi}{(1 + \rho^2)} \frac{\left. \frac{dR_{el}}{dt} \right|_{t=0}}{R_{tot}} \quad (4)$$

Wobei ρ als Quotient des Realteils durch den Imaginärteil der Streuamplitude definiert ist:

$$\rho \equiv \frac{\left. \text{Re} f_{el}(t) \right|_{t=0}}{\left. \text{Im} f_{el}(t) \right|_{t=0}} \quad (5)$$

Die Benutzung von (3) ist der Standardweg zur Luminositätsbestimmung aus elastischer Streuung außerhalb der Coulomb-Region, dabei ist eine präzise Messung der inelastischen Streuung sowie eine gute Abdeckung des Raumwinkels, insbesondere in Vorwärtsrichtung, notwendig.

2.1.2 Luminositätsbestimmung mit elastischer Streuung bei sehr kleinen t -Werten

Ein anderer Ansatz ist elastische Streuung bei sehr kleinen t -Werten zu messen, so dass der Wirkungsquerschnitt sensible Beiträge der elektromagnetische Amplitude enthält. Dieses Verfahren erlaubt es Luminosität L und totalen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} zu bestimmen ohne die inelastische Streuung messen zu müssen. Diese Methode soll auch beim ALFA Detektor zum Einsatz kommen, der auf eine Präzision bei der Bestimmung der Luminosität von 3% abzielt. [3]

Die Rate der elastischen Streuung bei kleinen t -Werten kann man vereinfacht schreiben als:

$$\frac{dN}{dt} = L\pi |f_C + f_N|^2 \approx L\pi \left| -\frac{2\alpha}{|t|} + \frac{\sigma_{tot}}{4\pi} (i + \rho) e^{\frac{-b|t|}{2}} \right|^2 \quad (6)$$

Der erste Term der Formel beschreibt die Coulomb Amplitude und der zweite die Nuklearamplitude. Die Formel stellt nur eine vereinfachte Form für die später in der Analyse

verwendete dar, es wurde beispielsweise der Formfaktor der Protonen vernachlässigt. Löst man die Formel auf so ergibt sich

$$\frac{dN}{dt} = L \left(\underbrace{\frac{4\pi\alpha^2}{|t|^2}}_{\text{Coulomb}} - \underbrace{\frac{\alpha\rho\sigma_{tot}}{|t|} \cdot e^{-\frac{B|t|}{2}}}_{\text{Interferenz}} + \underbrace{\frac{\sigma_{tot}^2(1+\rho^2)}{16\pi}}_{\text{StarkeWW}} \cdot e^{-B|t|} \right) \quad (7)$$

Es ergeben sich für $|t| < 1 \text{ GeV}^2$ 3 Regionen (vgl. Abb. (3)) die Coulomb-, Interferenz-, und starke Wechselwirkungs-Region.

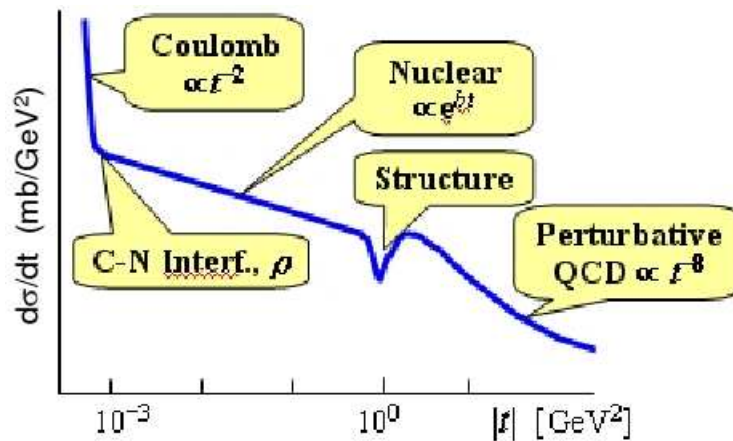


Abbildung 3: Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung in Abhängigkeit von t

Bei der angestrebten Energie die der LHC erreichen soll (7 TeV) erreicht man den Coulomb-Nuklear-Interferenz-Punkt $|f_c| = |f_N|$ bei $|t| = 0.00065 \text{ GeV}^2$ was zu einem Streuwinkel von $3.5 \mu\text{rad}$ führt. Um solch kleine Streuwinkel zu erreichen stellen sich hohe Anforderungen an die Strahloptik, die Strahlqualität sowie an den Detektor selbst.

Um möglichst nah an den Strahl zu gelangen, damit man die kleinen Winkel noch messen kann, wird beim ALFA-Detektor auf szintillierende Fasern zurückgegriffen, da man damit den Detektor so bauen kann, dass er keinen Rand hat und bis zur Kante in Strahlnähe sensitiv ist.

2.2 Alternativen zur Luminositätsbestimmung ohne ALFA-Detektor

2.2.1 Bestimmung der Luminosität mit Hilfe des LHC-Beam Monitors

Man kann mit Hilfe des LHC-Beam Monitors die Dichte des Strahls bestimmen und wie weit sich die beiden Strahlen im Wechselwirkungspunkt überlappen. Dieses Verfahren ist allerdings nicht so einfach wie es vielleicht auf den ersten Blick zu sein scheint. Das Problem ist, dass man am Wechselwirkungspunkt keine Daten für den LHC-Beam Monitor zur Verfügung hat, und so die Daten, die man außerhalb des Wechselwirkungsbereiches misst, extrapolieren muss, um Rückschlüsse auf die Luminosität am Wechselwirkungspunkt zu ziehen. Man vermutet, dass man mit diesem Verfahren eine Präzision von 10% bis 20% erzielt.

Die maschinenseitig bestimmte Luminosität [8] ist von vielen Parametern abhängig die einzeln optimiert werden müssen zur Luminositäts-Optimierung und -Messung.

$$L = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F$$

- N_b : Anzahl der Partikel pro Paket
- n_b : Anzahl der Pakete im Strahl
- f_{rev} : Rotationsfrequenz
- γ_r : relativistischer Gamma Faktor
- ϵ_n : normierte Emittanz
- β^* : β -Funktion am Kollisionspunkt
- F : geometrischer Luminositäts Reduzierungsfaktor

2.2.2 Bestimmung der Luminosität aus gut simulierbaren physikalischen Prozessen

Eine weitere Methode ist die Bestimmung der Luminosität aus bekannten physikalischen Prozessen, deren Wirkungsquerschnitt theoretisch mit hoher Genauigkeit berechnet werden kann.

- Eine Variante ist der QED Prozess bei dem ein Paar Myonen durch doppelten Photonenaustausch erzeugt wird.
- Ein weiterer Prozess ist die Produktion von W und Z Bosonen und die Messung ihrer Produktionsrate. Dadurch kann die Partonen-Luminosität direkt bestimmt werden. Die Produktion von W/Z Bosonen ist der am besten untersuchte Prozess in der QCD und eignet sich daher gut für die Luminositätsbestimmung.

2.3 Elastische Streuung

In diesem Abschnitt soll die elastische Streuung [5] etwas genauer beleuchtet werden. Die im vorherigen Abschnitt angesprochene Formel für die elastische Streuung ist eine vereinfachte Form. Nach aktuellem Kenntnisstand wollen wir noch den Formfaktor des Protons sowie die Coulombphase mit in die Überlegungen einbeziehen.

Um die elastische Streuung zu beschreiben benutzen wir folgende Formel:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi} |F_C(t) + F_N(t)|^2 \quad (8)$$

$$F_C(t) = -8\pi\alpha\hbar c \frac{G^2(t)}{t} \exp(i\alpha\phi(t)) \quad (9)$$

$$G(t) = \frac{\lambda^2}{(\lambda + t)^2} \quad (10)$$

$$\phi(t) = \ln\left(\frac{2}{Bt}\right) - \phi_0 \quad \phi_0 = \gamma_E \quad (11)$$

$$F_N(t) = (\rho + i) \frac{\sigma_{tot}}{\hbar c} \exp\left(\frac{-Bt}{2}\right) \quad (12)$$

dabei beschreibt $F_C(t)$ die Coulomb Amplitude, $G(t)$ den Protonen Formfaktor, $\phi(t)$ die Coulombphase und $F_N(t)$ die nukleare Amplitude.

Fasst man dies alles zusammen ergibt sich als Formel für die elastische Streuung:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} = & 4\pi(\alpha\hbar)^2 \frac{G(t)^4}{t^2} - \sigma_{tot}\alpha \frac{G(t)^2}{t} \exp\left(\frac{-Bt}{2}\right) (\rho \cos(\alpha\phi) + \sin(\alpha\phi)) \\ & + \frac{1 + \rho^2}{16\pi(\hbar c)^2} \sigma_{tot}^2 \exp(-Bt) \end{aligned} \quad (13)$$

Im Weiteren werden die in Tabelle (1) gegebenen numerischen Werte für die Parameter angenommen.

Tabelle 1: Parameter in der elastischen Streuformel wie man sie erwartet

Parameter	Wert
λ	0.72
γ_E	0.577
σ_{tot} [mb]	100
B [GeV ⁻²]	18
ρ	0.12

2.4 LHC

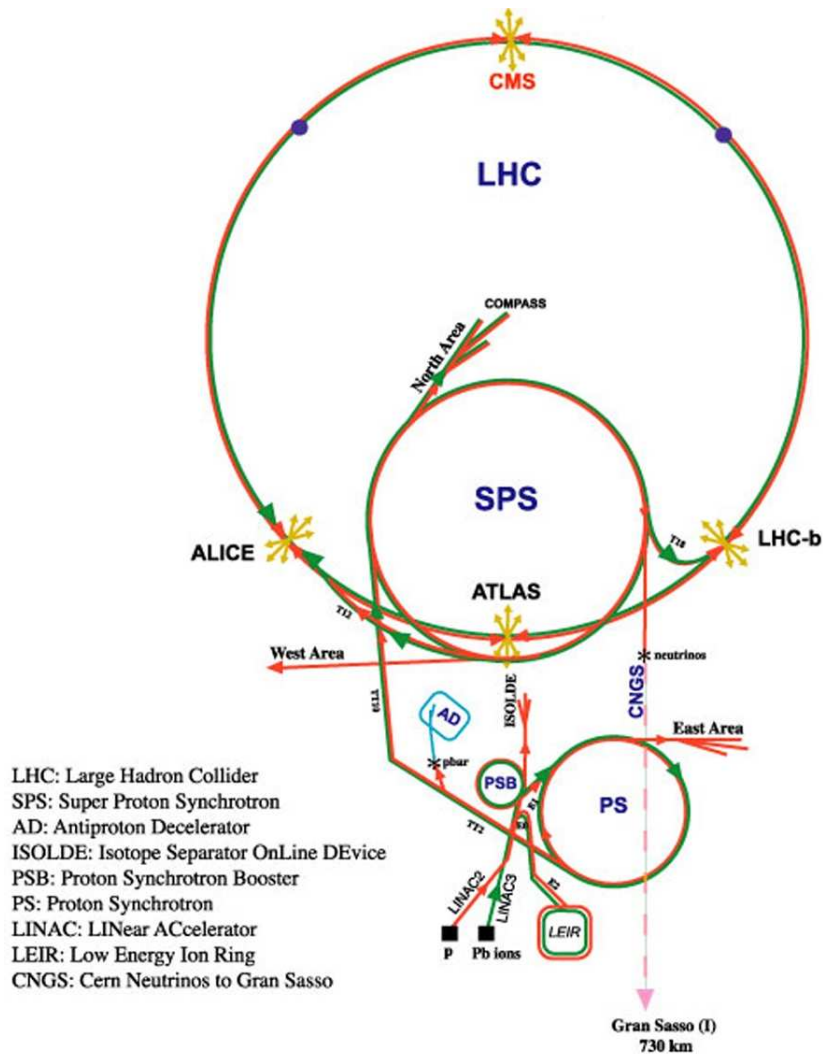


Abbildung 4: Gesamtübersicht der Beschleunigeranlage am LHC [4]. Im Abstand von ca. 240m werden jeweils auf der linken und rechten Seite des Wechselwirkungspunktes von ATLAS die Detektorelemente der ALFA-Detektoren aufgestellt.

2.5 Anforderungen an die Optik

Um die Coulomb-Interferenz-Region zu erreichen ist es notwendig kleine Winkel im μrad Bereich zu messen. Deshalb ist eine kleine Emittanz sowie eine spezielle Strahloptik erforderlich. Die Anforderungen an diese Optik sind, dass sie ein hohes β^* am Wechselwir-

kungspunkt besitzt und die Betatronfunktion von Wechselwirkungspunkt zum Detektor eine Phasenverschiebung von 90° in mindestens einer der beiden transversalen Ebenen hat.

2.5.1 Die Optik

Die Trajektorie eines Teilchens, in der transversalen Ebene, an einem Punkt s , entfernt vom Wechselwirkungspunkt mit einer Phasenverschiebung von ψ und der Betatronfunktion β ist durch folgende Beziehung gegeben:

$$\begin{pmatrix} u(s) \\ u'(s) \\ (\Delta p)/p \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} u^* \\ u'^* \\ (\Delta p^*)/p \end{pmatrix} \quad (14)$$

mit der optischen Matrix M :

$$M = \begin{pmatrix} \sqrt{\beta/\beta^*} \cdot (\cos(\psi) + \alpha^* \sin(\psi)) & \sqrt{\beta \cdot \beta^*} \cdot \sin(\psi) & D_u \\ ((\alpha^* - \alpha) \cos(\psi) - (1 + \alpha\alpha^*) \sin(\psi))/\sqrt{\beta/\beta^*} & \sqrt{\beta/\beta^*} (\cos(\psi) - \alpha \sin(\psi)) & D'_u \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (15)$$

dabei ist u eine der transversalen Raumkoordinaten x, y und u' die Steigung der Trajektorie, D die Dispersionswirkung auf Partikel mit einem Impulsverlust von $\Delta p/p$ und α die Ableitung der Betatronfunktion nach s . Dabei sind in der Formel die Größen am Wechselwirkungspunkt $s = 0$ mit $*$ gekennzeichnet. Für elastische Streuung können wir den Impuls sowie die Dispersion vernachlässigen. Für die Ortskoordinate u auf dem Detektor lässt sich somit mit

$$u = \sqrt{\beta/\beta^*} (\cos(\psi) + \alpha^* \sin(\psi)) u^* + \sqrt{\beta\beta^*} \sin(\psi) \cdot u'^* = M_{u,11} \cdot u^* + M_{u,12} \cdot \theta_u^* \quad (16)$$

berechnen. Dabei setzen wir für $u'^* = \theta_u^*$ als Näherung, θ_u^* ist dabei die u -Komponente des Streuwinkels. Bei elastischer Streuung sind die Winkel auf beiden Seiten von ihrer Größe her gleich und unterscheiden sich nur in ihrem Vorzeichen.

$$u_L = M_{u_L,12} \cdot \theta_u^*; \quad -u_R = M_{u_R,12} \cdot \theta_u^* \quad (17)$$

$M_{u,11}$ kann dabei vernachlässigt werden, weil aufgrund der Optik von $\alpha^* \cong 0$ und $\psi \cong 90^\circ$ ausgehen können.

Daraus lässt sich der Streuwinkel berechnen:

$$\theta_u^* = \frac{1}{2} \cdot \left[\frac{u_L}{L_{eff,u_L}} - \frac{u_R}{L_{eff,u_R}} \right] \quad (18)$$

Wir müssen dabei die rechte und linke Seite des Wechselwirkungspunktes unterscheiden, dadurch dass die Optik für Strahl eins und Strahl zwei leicht verschieden voneinander ist. Deshalb ergeben sich ein L_{eff,u_L} für die linke Seite und ein L_{eff,u_R} für die rechte Seite.

Mit $L_{eff,u} = \sqrt{\beta\beta^*} \sin(\psi)$ dem effektiven Hebelarm, welcher die Präzision des Streuwinkels bei der Winkelmessung bestimmt.

Aus dem Winkel kann mit der Formel (2) der Wert für t bestimmt werden.

$$-t_{i=1,2} = p^2(\theta_{x,i}^{*2} + \theta_{y,i}^{*2}) \quad (19)$$

$$-t = \frac{-t_1 - t_2}{2} \quad (20)$$

Der kleinstmögliche Winkel der gemessen werden kann ergibt sich zu:

$$-t_{min} = p^2 \cdot \theta_{min}^2 = p^2 \cdot \frac{y_d^2}{\beta\beta^*} \quad (21)$$

wobei wieder von $\psi = 90^\circ$ ausgegangen wurde. y_d stellt den minimalsten Abstand vom Rand des Detektor zum Strahl dar. Der minimal erreichbare t-Wert hängt also wesentlich vom Abstand zum Strahl ab. Die Strahlbreite ist gegeben durch:

$$\sigma = \sqrt{\varepsilon \cdot \beta} \quad (22)$$

somit ergibt sich:

$$y_d = n_d \sqrt{\varepsilon \cdot \beta} \quad (23)$$

dabei ist n_d der kleinst mögliche Abstand zum Strahl ausgedrückt in Vielfachen des RMS

der Strahlbreite.

Mit Gleichung (21) und (23) kann man t_{min} umschreiben zu:

$$t_{min} = p^2 n_d^2 \frac{\varepsilon}{\beta^*} \quad (24)$$

Wie man sieht hängt der minimale t-Wert vom Abstand zum Strahl, der Emittanz und dem β^* ab. Ersetzen wir noch $\varepsilon = \frac{\varepsilon_N}{\gamma}$, wobei ε_N die normalisierte Emittanz und γ der relativistische Faktor ist, so erhalten wir mit $\varepsilon_N = 1 \mu\text{m rad}$, einem minimalen Abstand zum Strahl von $n_d = 15$ und für eine β^* von 2600 Meter oder mehr einen minimalen t-Wert von $-t_{min} = 0.0006 \text{ GeV}^2$. Das Problem ist, dass bei t_{min} die Akzeptanz verschwindend gering ist und wir für eine Akzeptanz von 50% bei $-t = 0.0006 \text{ GeV}^2$ auf ca. $n_d = 12$ an den Strahl heran müssen. Formel (24) ist so lange gültig wie wir nur durch die Strahlbreite (beamhalo) begrenzt werden. Mögliche Instabilitäten im Strahlorbit sind eine weitere Begrenzung für den minimalen Abstand zum Strahl, diese sind aber noch ungewiss, man erwartet aber einen minimalen Abstand im Millimeterbereich.

Fassen wir noch einmal die wichtigsten Anforderungen an die Optik zusammen:

- $\beta^* > 2600 \text{ m}$, $\beta > 70 \text{ m}$, $\alpha^* \approx 0$, vernachlässigbare Dispersion
- 90° Phasenverschiebung in der vertikalen Ebene zwischen Wechselwirkungspunkt und Detektor

2.6 Parallel-to-Point-Fokussierung

Bei der sogenannten "parallel-to-point" Fokussierung, werden alle gestreuten Teilchen die unter dem selben Winkel gestreut werden auf einen Punkt im Detektor fokussiert, unabhängig von ihrer Vertexposition am Wechselwirkungspunkt (vgl. Abb. (5)).

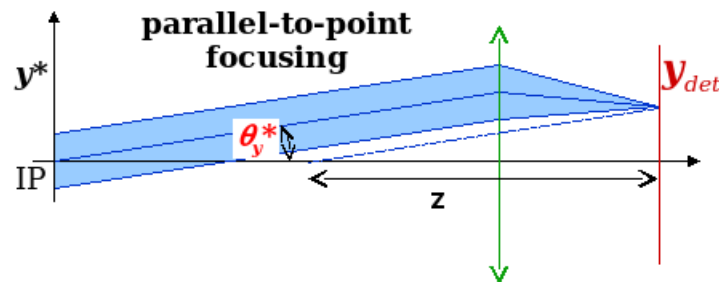


Abbildung 5: Parallel-to-Point Fokussiert z in der Abb. entspricht L_{eff}

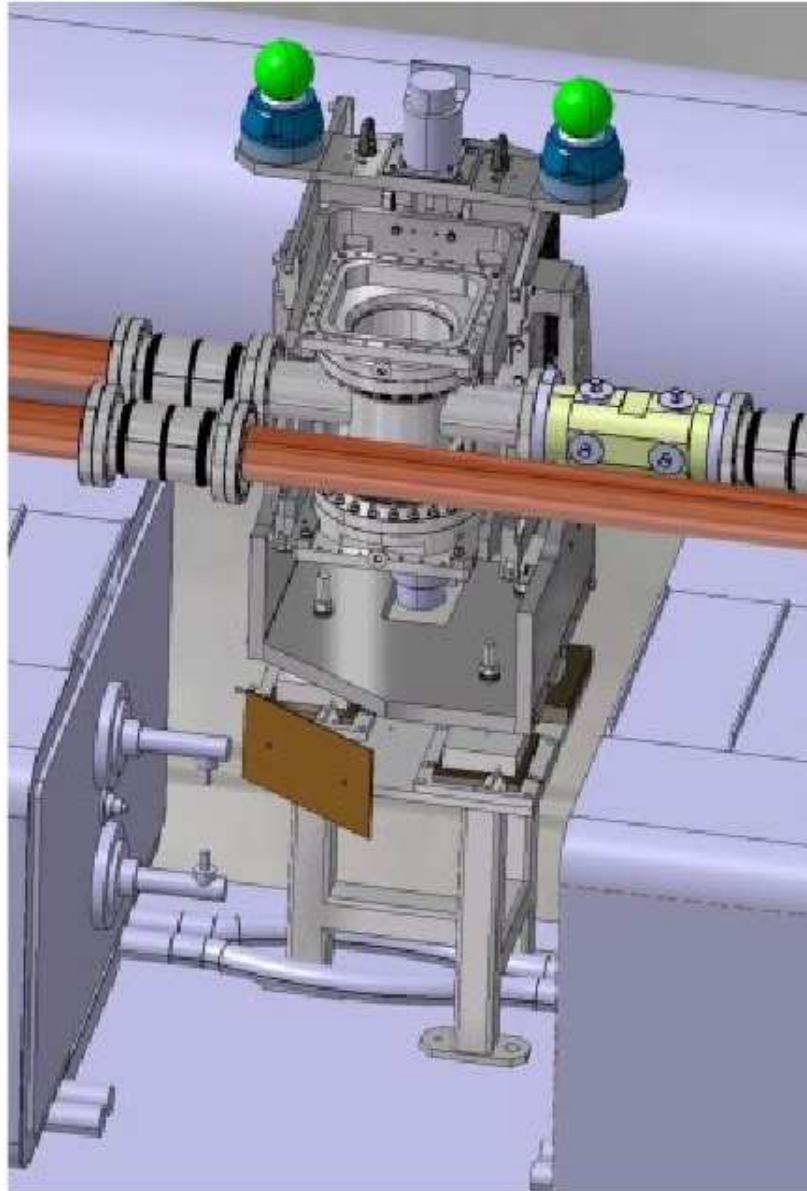


Abbildung 7: Die Roman Pot Einheit

Jede Roman Pot Einheit besteht aus einem Detektor, der von oben und einem, der von unten an den Strahl angenähert wird. Auf beiden Seiten des Wechselwirkungspunktes sind je zwei solche Einheiten im Abstand von 4 Meter montiert, d.h. die Messdaten zur Luminositätsbestimmung kommen aus insgesamt 8 solchen Detektoren.

3.2 Aufbau des Roman Pot Detektors

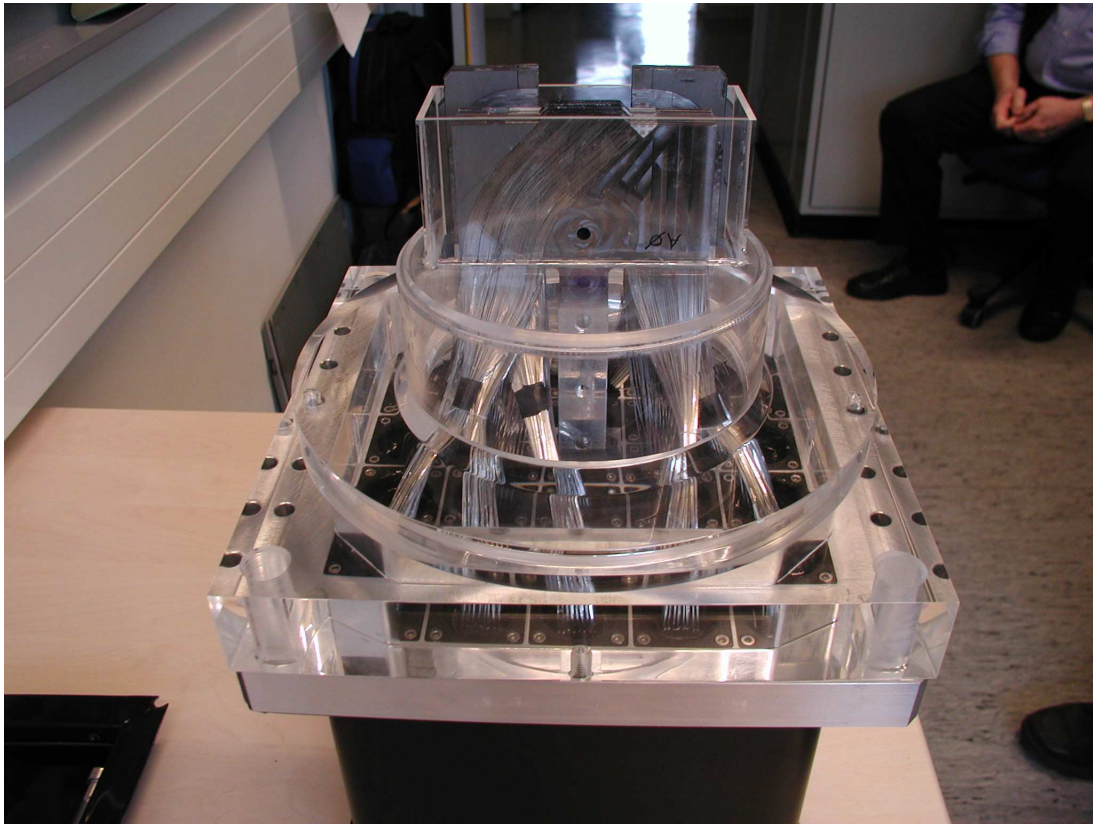


Abbildung 8: Ein Element des ALFA-Detektors hier in einem Kunststoff Roman Pot Modell

In Abb. (8) sieht man das Bild eines fertigen ALFA-Detektors, welcher in einem Kunststoff Roman Pot Gehäuse sitzt. Das Kunststoffgehäuse wird beim fertigen Einbau am LHC durch ein Metallgehäuse ersetzt. Auf dem Bild dient das Gehäuse nur zur Veranschaulichung wie der Detektor in den eigentlichen Roman Pot hineinpasst. So wie der Detektor in dieser Abbildung zu sehen ist würde er sich von unten an den Strahl annähern und dem entsprechend der Strahl oberhalb des Detektors verlaufen. Man muss allerdings bedenken, dass das Ganze in einem Metallgehäuse untergebracht wird, um unter Vakuum arbeiten zu können.

In Abb. (9) sieht man den Detektor von der Seite photographiert. Gut zu erkennen sind die zehn Titanplatten, welche mit den szintillierenden Fasern [7] beklebt sind. Die Fasern laufen von den Titanplatten in die Stecker, je 64 Fasern, wo sie durchgeschleust werden

zur anderen Seite an der die 64 Kanal Photomultiplier sitzen, die die Lichtblitze in den Fasern detektieren.

Die beiden Platten links und rechts vor den zehn Titanplatten sind die Überlapp-Detektorelemente, welche dazu dienen nach jedem neuen Befüllen der Maschine den Detektor neu vertikal auszurichten, damit der Abstand zwischen oberem und unterem Detektor präzise gemessen werden kann. Diese Ausrichtung ist erforderlich, da nach jedem neu Befüllen der Strahl an einer leicht veränderten Position sein kann.

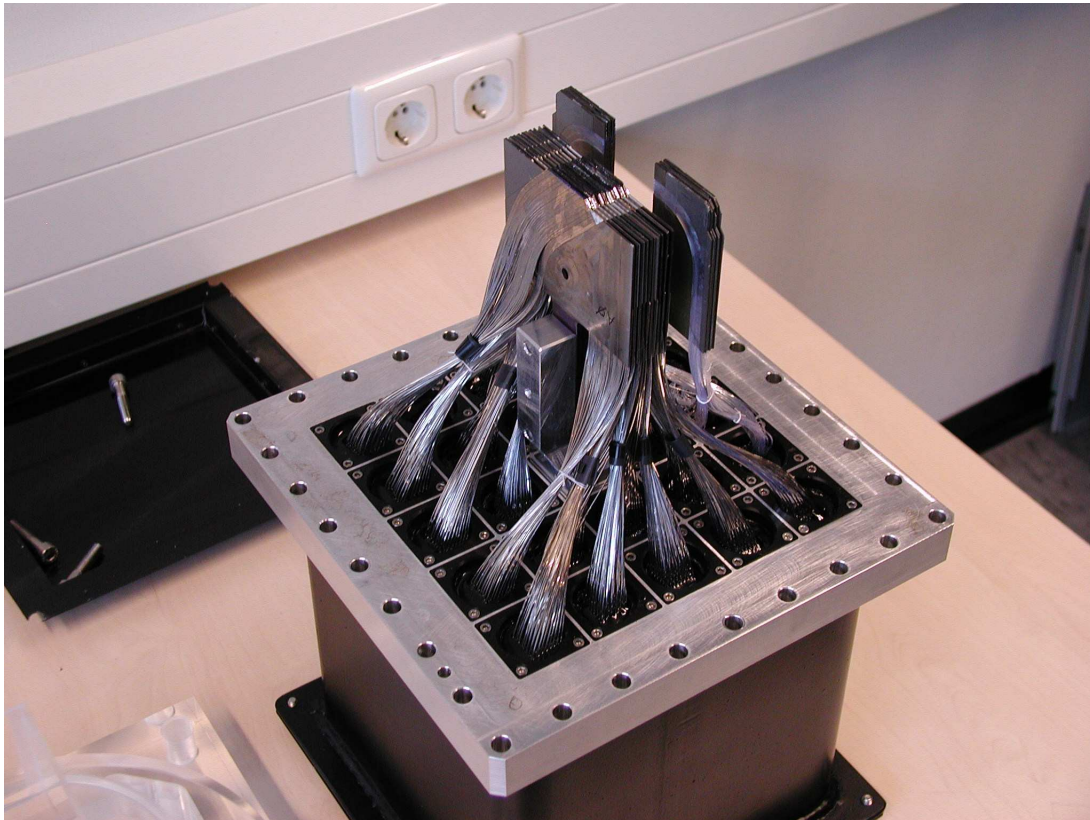


Abbildung 9: Seitenansicht des ALFA-Detektors

3.3 Anforderungen an den Detektor

Um sich so nah wie möglich an den Strahl anzunähern, muss man den nicht sensitiven Teil des Detektors am Rand, der an den Strahl angenähert werden soll minimieren, um eine möglichst große Akzeptanz für kleine t -Werte zu erhalten. Auch die Dicke des Fensters, welches den Detektor von UltraHochVakuum des Strahlkanals trennt ist ein weiterer Parameter der berücksichtigt werden muss. Um die Dicke dieses Fensters möglichst dünn

zu halten ist es erforderlich, dass der Detektor ebenfalls im Vakuum arbeitet. Weitere Anforderungen sind, dass der Detektor gegen Strahlung stabil sein muss und auch die Elektronik, welche verwendet wird unter der elektromagnetischen Strahlung, welche durch den zirkulierenden Strahl erzeugt wird, arbeiten können muss.

3.4 Ausführung des Detektors

Um all diese Anforderungen zu erfüllen eignen sich besonders gut szintillierende Fasern, aus denen auch der ALFA Detektor gebaut wird. Szintillierende Fasern eignen sich gut zum detektieren von Partikeln, und arbeiten randlos (von der Beschichtung $\sim 10 \mu\text{m}$ abgesehen), sie sind dabei hinreichend immun gegen ionisierende Strahlung und insbesondere gegen elektromagnetische Pulse der Protonenbunche, was bei Halbleiterdetektoren ein Problem darstellt. Sie benötigen keine Kühlung, was förderlich für den Einbau in Roman Pots und das Arbeiten unter Vakuum ist. Der Detektor wird aus quadratischen ($0.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$) dicken Fasern aufgebaut und wird in einer UV-Geometrie gefertigt. Dazu werden je 64 dieser Fasern in zwei Lagen (U-Lage und V-Lage) unter 90° zueinander auf ein $170 \mu\text{m}$ dickes G10-Substrat geklebt.

Zehn solcher Platten werden mit einem Versatz von $0.5 \text{ mm}/10 \cdot \sqrt{2} = 70.7 \mu\text{m}$ hintereinander gesetzt, dadurch wird eine Auflösung von $30 \mu\text{m}$ erreicht.

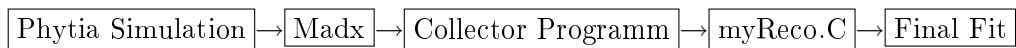
Die Fasern werden über je einen Stecker in Gruppen von je 64 Fasern (8×8) durch einen Flansch nach außen geleitet. Das in den Fasern erzeugte Licht wird dann auf der oberen Seite des Flansches mit Hilfe von 64 Kanal Photomultiplien ausgelesen. Wie sich aus Tests mit verschiedenen Fasern gezeigt hat erreicht man die beste Lichtausbeute mit Fasern, die unter einem Winkel von 90° abgeschnitten sind und mit Aluminium beschichtet sind. Alternativen wären unbeschichtet oder mit einem externen Spiegel das Licht zu reflektieren.

4 Aufbau der Simulation

Die Bestimmung der absoluten Luminosität basiert auf der Messung des t-Spektrums von elastisch gestreuten Protonen in der Coulomb-Interferenz-Region bei Streuwinkeln im μrad Bereich.

4.1 Simulationskette

Der Verlauf der durchgeführten Simulation ist der folgende:



1. Pythia Simulation

- Erzeugung von Ereignissen aus elastischer Streuung $pp \rightarrow pp$ bei $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$
- Untersuchungen am Wechselwirkungspunkt
- Eigenschaften der LHC-Strahlen

2. Madx

- Simulation des Teilchen-Transportes im B-Feld des LHC
- Berechnet aus der Optik die Trajektorien der Teilchen zu den Roman Pots

3. Collector Programm

- Zusammenfügen des theoretischen t-Wertes \hat{t} mit dem passenden Ereignis am Roman Pot
- Erkennen der verloren gegangenen Ereignisse und Markierung dieser

4. myReco.C

- Ereignisselektion
- geometrische Akzeptanz
- Detektorsimulation
- Berechnung von L_{eff}
- Rekonstruktion des t-Spektrums

5. Final Fit

- Korrektur des rekonstruierten Spektrums
- Fitten des korrigierten, rekonstruierten Spektrums
- Bestimmung der Luminosität, σ_{tot} , B und ρ

4.2 Simulation mit Pythia

Der erste Schritt in der Simulation bestand darin Ereignisse elastischer Streuung am LHC mit Hilfe eines Monte Carlo Simulationsprogramms zu erzeugen. Dies wurde mit Hilfe von Pythia 8.102 [9] erreicht, indem ein Programm geschrieben wurde, was an Hand von eingegebenen Parametern mit Hilfe von Pythia die Ereignisse der elastischen Streuung am Wechselwirkungspunkt erzeugte.

Tabelle 2: Tabelle mit den Parameter in der Phytiasimulation

Parameter	Wert
σ_{tot} [mb]	100
B [GeV ⁻²]	18
ρ	0.12
λ	0.72
γ_E	0.577
p	7 TeV

Dabei bezeichnen σ_{tot} den totalen Wirkungsquerschnitt, B den b-Slope des nuklearen Wechselwirkungstherms, ρ das Verhältnis des Real- und Imaginärteils der Streuamplitude, λ ist der Parameter des Protonen-Formfaktors (siehe Gleichung (11)), γ_E der Phasenfaktor und p der Impuls der Protonen im Protonenstrahl, wie man ihn am LHC erreichen will.

Implementiert wurden in die Simulation, dass Impuls und Energie des Strahls leicht verschmiert sind, sowie dass der Vertexpunkt nicht exakt immer an der selben Stelle liegt, sondern dass auch dort eine Verschmierung in den transversalen Raumrichtungen vorliegt.

4.3 Entwicklung der Fitfunktionen

Der nächste Schritt bestand darin, eine Möglichkeit zu finden aus den Streuwinkeln am Wechselwirkungspunkt das t-Spektrum zu rekonstruieren. Dazu wurde ein Root-Makro [10] geschrieben, welches als Fitfunktion die Formel für die elastische Streuung verwendet (Gleichung (13)) zusammen mit $N = \sigma \cdot L$:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} = L \cdot \left[4\pi(\alpha\hbar)^2 \frac{G(t)^4}{t^2} - \sigma_{tot}\alpha \frac{G(t)^2}{t} \exp\left(\frac{-Bt}{2}\right) (\rho \cos(\alpha\phi) + \sin(\alpha\phi)) \right. \\ \left. + \frac{1 + \rho^2}{16\pi(\hbar c)^2} \sigma_{tot}^2 \exp(-Bt) \right] \end{aligned} \quad (25)$$

Mit Hilfe dieser Fitfunktion wurde das aus den Winkeln mit Gleichung (26) berechnete t -Spektrum gefittet.

$$-t = (p\theta)^2 \quad (26)$$

Dazu wurden zwei Wege gewählt, nämlich einmal einen Fit auf das lineare Spektrum (Gleichung (25)) durchzuführen und der zweite Weg einen Fit auf das Spektrum der logarithmischen Variable $\tau = \log_{10}(|t|)$ anzuwenden. Beim logarithmischen Fit muss drauf geachtet werden, dass man die Formel transformiert.

$$\begin{aligned} \frac{dN}{d\tau} = t \cdot \ln(10) \cdot L \cdot \left[4\pi(\alpha\hbar)^2 \frac{G(t)^4}{t^2} - \sigma_{tot}\alpha \frac{G(t)^2}{t} \exp\left(\frac{-Bt}{2}\right) (\rho \cos(\alpha\phi) + \sin(\alpha\phi)) \right. \\ \left. + \frac{1 + \rho^2}{16\pi(\hbar c)^2} \sigma_{tot}^2 \exp(-Bt) \right] \end{aligned} \quad (27)$$

Aufgrund der Tatsache, dass das erzeugte Spektrum aufgrund von Divergenz und Energieverschmierung verfälscht ist, musste zunächst eine Korrekturfunktion erstellt werden, die sich darum kümmert die Verfälschung durch die Divergenz heraus zu rechnen. Dazu wurde ein zweiter statistisch unabhängiger Datensatz erzeugt, aus dem eine Korrekturfunktion

$$C^{Div}(t) = \frac{\frac{dN}{dt} \text{ aus den unverfälschten } \hat{t}\text{-Werten}}{\frac{dN}{dt} \text{ aus den verfälschten (mit Divergenz) } \hat{t}\text{-Werten}} \quad (28)$$

berechnet wurde. Mit Hilfe dieser Korrekturfunktion wurde dann das generierte Spektrum korrigiert und anschließend der Fit durchgeführt. Aus dem Fit lassen sich die Parameter Luminosität, b-Slope, ρ sowie der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} bestimmen. Es wurde untersucht, wie sich die Divergenz auf die Rekonstruktionsmöglichkeit auswirkt, was für

Einflüsse die Energieverschmierung hat, aber auch wie sich die Unsicherheiten von λ und γ_E auf die Rekonstruktion auswirken.

4.4 Simulation mit Madx

Die bisherigen beschriebenen Untersuchungen wurden unmittelbar am Wechselwirkungspunkt durchgeführt. Nun ist es jedoch so, dass der ALFA-Detektor, welcher ja für die Rekonstruktion eingesetzt werden soll 240 m entfernt vom Wechselwirkungspunkt steht. Deshalb ist es notwendig zu simulieren, wie sich die gestreuten Protonen durch das Strahlrohr bewegen, bis sie auf dem Detektor auftreffen, bzw. welche Protonen es überhaupt bis zum Detektor schaffen ohne auf ihrem Weg verloren zu gehen. Dazu wurde das Beam-Simulationsprogramm Madx [11] verwendet, welches den kompletten LHC virtuell beinhaltet und an Hand der Simulation des Teilchentransportes im B-Feld des LHC (vgl. Gleichung (14) und (15)), den Weg der Protonen zum Detektor berechnen kann. Madx berechnet für jedes einzelne Teilchen der beiden Strahlen den Impuls sowie die Ortskoordinaten an gegebener Distanz s vom Wechselwirkungspunkt, insbesondere an den zwei Roman Pots in Strahlrichtung bis wieder zum Wechselwirkungspunkt nach einem Umlauf. Dabei wird auch gleichzeitig der Verlust von Teilchen berechnet, die durch Kollimatoren oder Aperturen verloren gehen. Aufgrund der großen Anzahl an Ereignissen bei der Simulation mit Pythia, entstehen große Datenmengen, deshalb wurden die Ereignisse in mehrere Dateien aufgeteilt, um zu gewährleisten das Madx die Daten überhaupt verarbeiten kann. Madx erzeugt aus den eingegebenen Daten dann neue Datensätze, die die Eigenschaften der Protonen am Wechselwirkungspunkt und an den Roman Pots beinhalten. Die optischen Funktionen der high- β^* -Optik sind in Tabelle 3 zusammengefasst und die sich daraus ergebenden Strahlparameter bei ALFA in Tabelle 4 gegeben.

Tabelle 3: β^* sind die Betatronfunktionswerte am Wechselwirkungspunkt

	Strahl 1	Strahl 2
$\beta_x^*[m]$	2627.83	2617.04
$\beta_y^*[m]$	2625	2624.38

Tabelle 4: Werte von β, ψ und L_{eff} an den vier Roman Pots

Parameter	Strahl 1		Strahl 2	
	RP1	RP2	RP3	RP4
$\beta_x[m]$	95.5589	98.1014	91.6808	93.1667
$\beta_y[m]$	123.811	117.422	126.365	120.908
$\psi_x[\frac{rad}{2\pi}]$	0.534422	0.541229	0.535146	0.542278
$\psi_y[\frac{rad}{2\pi}]$	0.247129	0.252595	0.247282	0.252613
$L_{eff,x}[m]$	-107.536	-130.062	-107.291	-129.631
$L_{eff,y}[m]$	569.997	555.113	575.789	563.226

4.5 Das Collectorprogramm

Um diese Datensätze die Madx erzeugt weiter verarbeiten zu können brauchen wir für die weitere Rekonstruktion wieder einen einzelnen Datensatz. Dazu habe ich ein Programm entwickelt, welches aus den einzelnen Datensätzen die für uns interessanten Daten, nämlich die an den Roman Pots herausfiltert und diese zusammen mit \hat{t} aus der Pythiasimulation zu einem Datensatz zusammenfasst. Beim Zusammenfassen wird überprüft, dass jedes Ereignis in Pythia auch dem richtigen Ereignis aus Madx zugeordnet wird. Dadurch, dass in den Madx Daten nicht mehr alle Ereignisse aufgelistet werden, weil einige im Strahlkanal verloren gegangen sind, müssen verloren gegangene Ereignisse erkannt werden und beim Zusammenfassen als solche markiert werden.

4.6 Rekonstruktion mit myReco.C

Der zusammengefasste Datensatz wird dann weiterverarbeitet. Dazu habe ich ein Rootprogramm (myReco.C) geschrieben, welches die generierten Teilchenimpulse an den Roman Pots weiterverarbeitet, die geometrische Akzeptanz und Auflösung des Detektors berücksichtigt und das t-Spektrum rekonstruiert.

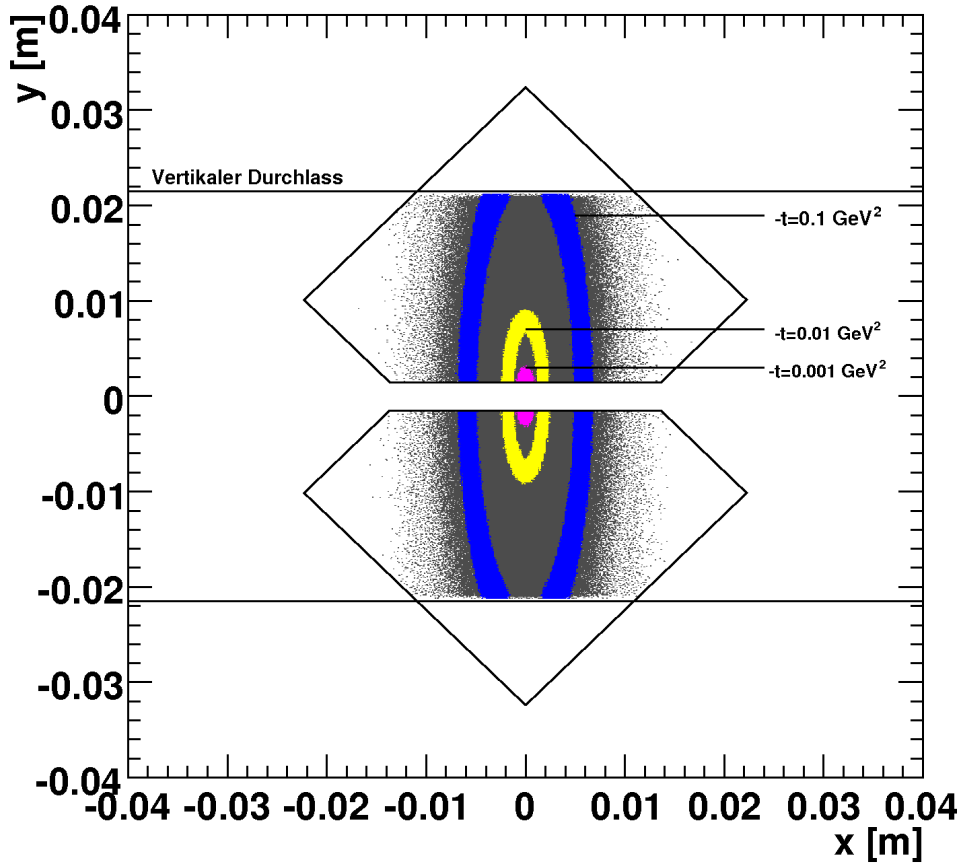


Abbildung 10: Auftreffort der Teilchen, die es von den 10 Millionen auf den Detektor geschafft haben, die hervorgehobenen Bereiche gehören zu dem ausgewählten t -Wert $\pm 20\%$. Der vertikale Durchlass stellt die Einschränkungen durch die Apertur des LHC dar, nur innerhalb dieses Bereiches kommen die Teilchen am Detektor an.

Des weiteren wird die Berechnung des Hebelarms L_{eff} , welcher für die Rekonstruktion benötigt wird, ausgeführt. Der t -Wert für jedes einzelne Ereignis wurde dabei folgendermaßen berechnet: Die beiden θ -Werte, aus den sich jeweils symmetrisch gegenüberliegenden Roman Pots, ergeben sich aus

$$\theta_u^* = \frac{1}{2} \cdot \left[\frac{u_L}{L_{eff,u_L}} - \frac{u_R}{L_{eff,u_R}} \right] \quad u = \{x, y\} \quad . \quad (29)$$

Aus dem Winkel kann der Wert für t bestimmt werden,

$$-t_{i=1,2} = p^2(\theta_{x,i}^{*2} + \theta_{y,i}^{*2}) \quad (30)$$

$$-t = \frac{-t_1 - t_2}{2} \quad (31)$$

wobei der Index $i = 1, 2$ für die Roman Pot Kombinationen (R_1, R_3) bzw. (R_2, R_4) stehen.

4.7 Der entgültige Luminositätsfit

Weiter geht es damit, dass das mit myReco.C rekonstruierte t -Spektrum wieder korrigiert werden muss, um Veränderungen die am Detektor und im Strahlkanal aufgetreten sind wieder heraus zu rechnen. Dazu wurde wieder eine Korrekturfunktion mit Hilfe eines statistisch unabhängigen Datensatzes erstellt, die auf das rekonstruierte Spektrum angewendet wird. Auf dieses rekonstruierte, korrigierte Spektrum kann man nun die Fitmakros anwenden und die Luminosität bestimmen.

5 Ergebnisse

5.1 Erzeugte Daten wie sie Pythia liefert

Es wurden mit Hilfe von Pythia für die ersten Tests Simulationsdaten von 20 Millionen Ereignissen erzeugt. Dabei wurden für die Simulation die in Kapitel (4.2) genannten Parameter verwendet. Das Binning in den Histogrammen wurde bei der linearen Darstellung mit 10000 Bins am Wechselwirkungspunkt (Bin-Grenzen von $-t = 0$ bis 0.2) und 15000 Bins am Detektor (Bin-Grenzen von $-t = 0$ bis 0.3) in den Histogrammen gewählt und in der logarithmischen Form mit 200 Bins (Bin-Grenzen von $\tau = -5$ bis 0).

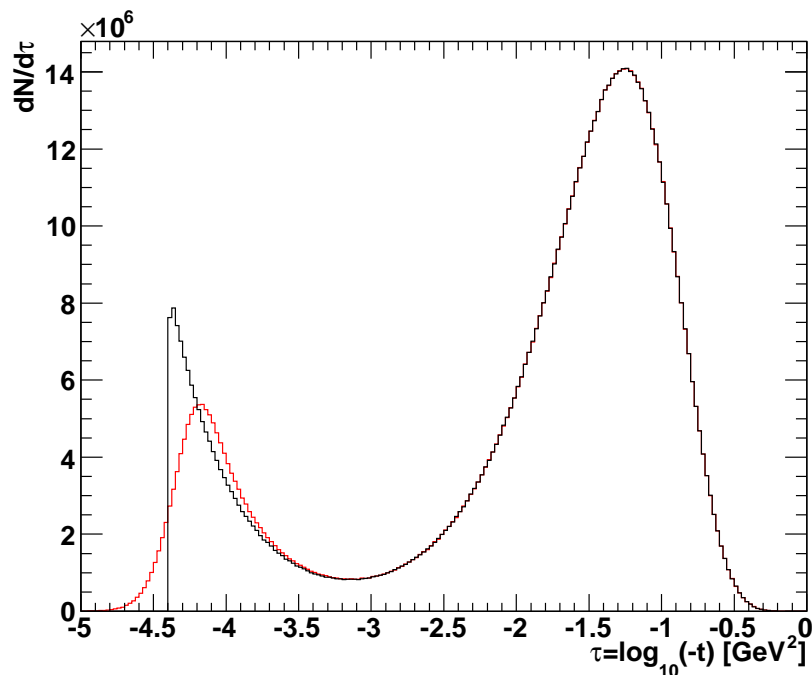


Abbildung 11: Überlagerung des theoretischen Spektrums (schwarz) mit dem aus den Winkeln rekonstruierten Spektrum (rot), mit Divergenz der einlaufenden Strahlen.

In Abb. (11) sieht man eine Überlagerung des theoretischen t -Spektrums welches von Pythia generiert wurde und eine erste Rekonstruktion aus den Streuwinkeln θ welche mit der Formel $-t = (p\theta)^2$ rekonstruiert wurden. Dabei wird das rekonstruierte Spektrum von der Divergenz des Strahls und der Energieverschmierung des Strahls verfälscht.

5.2 Überprüfung der Fitfunktionen

Um sicherzustellen, dass die Fitfunktionen auch wirklich wie gewünscht arbeitet, wurde das theoretische Spektrum gefittet (Abb. (12)).

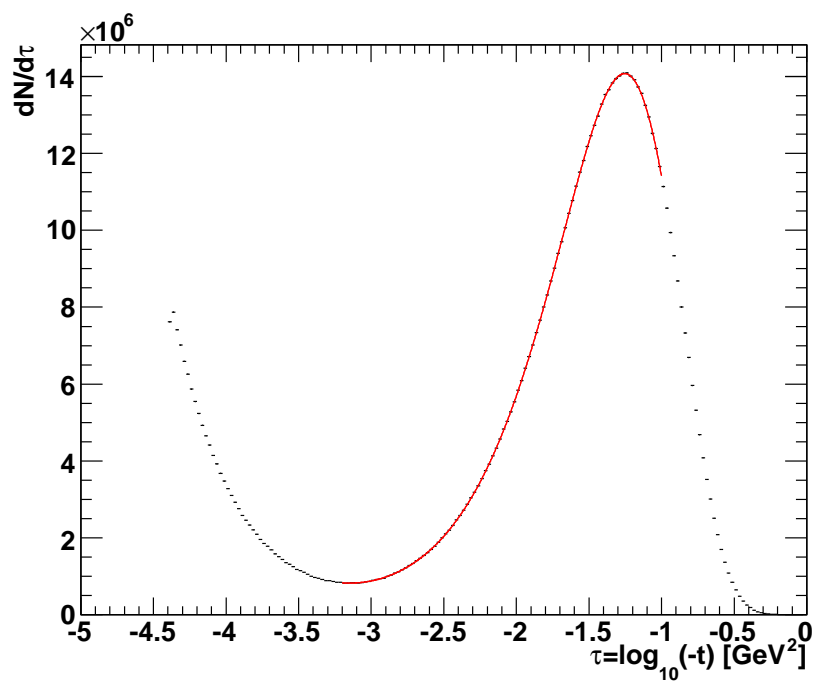


Abbildung 12: Fit auf das theoretische Spektrum zur Überprüfung der Fitfunktion.

Beim Fit ergaben sich folgende Werte:

Tabelle 5: Fit auf das theoretische t-Spektrum.

Parameter	Input	log.fit	Abweichung[%]	Statistischer Fehler[%]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.609e+27	1.601e+27	0.49	1.04
σ_{tot} [mb]	100	100.258	0.26	0.53
B [GeV^{-2}]	18	18.002	0.01	0.08
ρ	0.12	0.119	0.93	2.76
Parameter	Input	lin.fit	Abweichung[%]	Statistischer Fehler[%]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.609e+27	1.609e+27	0.01	0.91
σ_{tot} [mb]	100	99.991	0.01	0.45
B [GeV^{-2}]	18	18.009	0.05	0.16
ρ	0.12	0.120	0.01	2.92

Wie man sieht lassen sich die Parameter mit Hilfe der Fitfunktion mit hoher Genauigkeit bestimmen.

5.3 Untersuchungen am Wechselwirkungspunkt

Um eine erste Analyse zu machen, ob sich aus den Winkeln mit Hilfe eines Fits wieder zurück auf das t-Spektrum schließen lässt, wurde an das aus den Streuwinkeln am Wechselwirkungspunkt rekonstruierte Spektrum, die theoretische Vorhersage mit vier freien Parametern angepasst.

Es wurde zur Rekonstruktion am Wechselwirkungspunkt die Formel

$$-t = (p \cdot \theta)^2 \quad (32)$$

verwendet.

Dabei ergaben sich folgende rekonstruierte Werte:

Tabelle 6: Fit angewendet auf das unkorrigierte Spektrum, in logarithmischer Form

Parameter	Input	log.fit	Abweichung[%]	Statistischer Fehler[%]
L [cm ⁻² s ⁻¹]	1.609e+27	1.626e+27	1.06	2.17
σ_{tot} [mb]	100	99.48	0.52	1.07
B [GeV ⁻²]	18	17.99	0.03	0.16
ρ	0.12	0.117	2.69	5.81

Tabelle 7: Fit angewendet auf das unkorrigierte Spektrum, in linearer Form

Parameter	Input	lin.fit	Abweichung[%]	Statistischer Fehler[%]
L [cm ⁻² s ⁻¹]	1.609e+27	1.663e+27	3.37	0.88
σ_{tot} [mb]	100	98.352	1.65	0.44
B [GeV ⁻²]	18	18.031	0.17	0.16
ρ	0.12	0.124	3.69	2.77

Wie man sieht lässt sich das Spektrum schon einigermaßen fiten und man bekommt auch schon rekonstruierte Werte im Bereich der Eingabe heraus. Jedoch ist das gefittete Spektrum verfälscht und es ist zu erwarten, dass man durch eine Korrektur des Spektrums die rekonstruierten Werte weiter verbessern kann. Dazu wurde eine statistische unabhängige Korrekturfunktion erstellt, welche wir im folgenden auf unser Spektrum anwenden wollen.

$$C^{Div}(t) = \frac{\frac{dN}{dt} \text{ aus den unverfälschten } \hat{t}\text{-Werten}}{\frac{dN}{dt} \text{ aus den verfälschten (mit Divergenz) } \hat{t}\text{-Werten}} \quad (33)$$

Wendet man die Korrekturfunktion wie in Gleichung (33) dargestellt auf unser rekonstruiertes Spektrum aus den Winkeln an, so sieht man, dass sich die rekonstruierten Werte wesentlich verbessern und die Abweichungen zum Eingabewert geringer werden. Es ist also notwendig, vor der Rekonstruktion das Spektrum zu korrigieren.

Tabelle 8: Fit angewendet auf das korrigierte Spektrum, in logarithmischer Form

Parameter	Input	log.fit	Abweichung[%]	Statistischer Fehler[%]
L [cm ⁻² s ⁻¹]	1.609e+27	1.601e+27	0.50	1.80
σ_{tot} [mb]	100	100.263	0.26	0.91
B [GeV ⁻²]	18	18.004	0.02	0.13
ρ	0.12	0.119	0.56	4.75

Tabelle 9: Fit angewendet auf das korrigierte Spektrum, in linearer Form

Parameter	Input	lin.fit	Abweichung[%]	Statistischer Fehler[%]
L [cm ⁻² s ⁻¹]	1.609e+27	1.620e+27	0.66	1.56
σ_{tot} [mb]	100	99.646	0.35	0.78
B [GeV ⁻²]	18	18.044	0.24	0.28
ρ	0.12	0.122	1.87	4.95

Wie man an Hand von Tabelle (8) und (9) erkennen kann zeigt sich eine deutliche Verbesserung wenn das korrigierte Spektrum gefittet wird.

5.3.1 Auswirkungen von Idealbedingung und Realbedingung der Streuung auf die Rekonstruktion

Überlagert wurden hierbei jeweils das theoretische Spektrum aus \hat{t} , sowie das rekonstruierte Spektrum aus den Winkeln (vgl. Gleichung (32)). Die Überlagerung von \hat{t} mit dem Spektrum aus den rekonstruierten bei ausgeschalteter Divergenz und Energieverschmierung gibt ein deckungsgleiches Bild auf dem man keine Unterschiede erkennen kann.

Ohne Divergenz mit Energieverschmierung zu \hat{t}

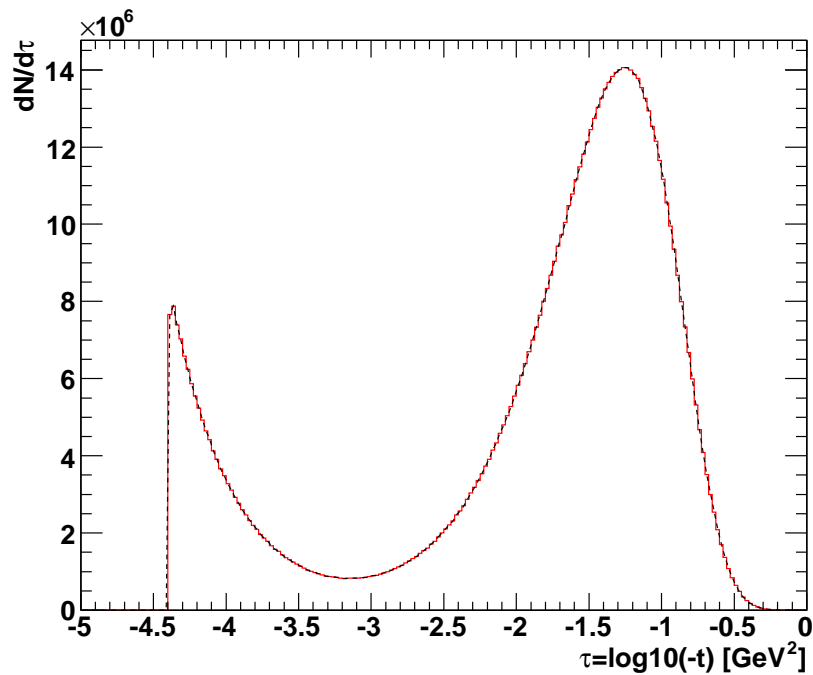


Abbildung 13: rot Spektrum ohne Divergenz mit Energieverschmierung, schwarz \hat{t} -Spektrum. Wie man sieht sind die beiden Spektren deckungsgleich.

Mit Divergenz ohne Energieverschmierung zu \hat{t}

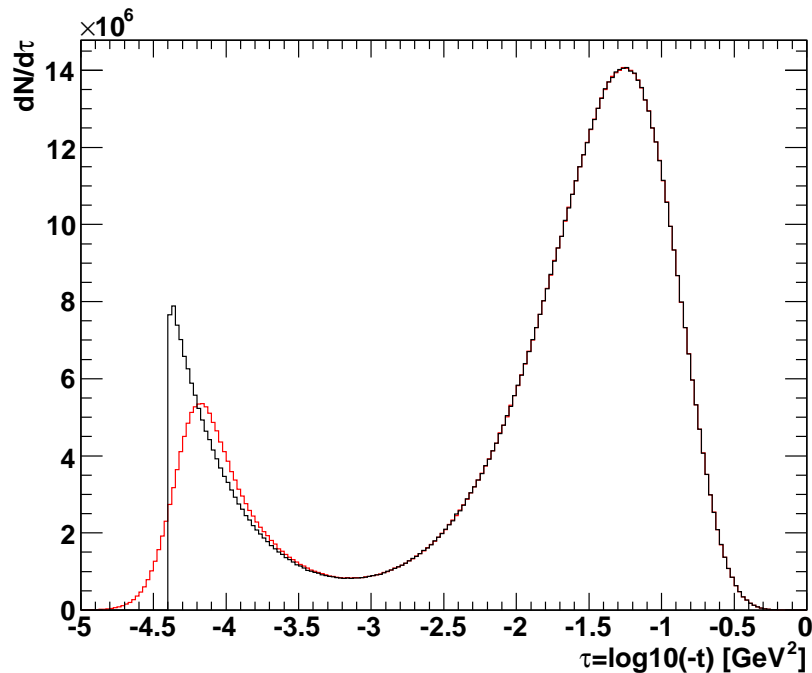


Abbildung 14: rot Spektrum ohne Energieverschmierung, schwarz \hat{t} -Spektrum. Wie man sieht erhält man mit Divergenz keine deckungsgleichen Histogramme mehr

Vergleicht man die beiden Abb. (13) und (14) mit Abb. (11) so sieht man das im Wesentlichen die Divergenz zum Fehler am Wechselwirkungspunkt des t-Spektrums beiträgt.

5.3.2 Untersuchung der Auswirkung von Unsicherheiten im späteren Experiment

Wie wirkt sich eine Unsicherheit bei der Divergenz von $\pm 10\%$ auf die Rekonstruktion aus?

Experimentell kann die Divergenz der einlaufenden Strahlen am Wechselwirkungspunkt $\sigma' = \sqrt{\frac{\epsilon}{\beta}}$ mit einer Genauigkeit von $\pm 10\%$ bestimmt werden. Daher ergibt sich eine Unsicherheit für die Korrekturfunktion, die aus der Simulation bestimmt werden muss. Die Auswirkung dieser Unsicherheit auf die Luminositätsbestimmung wird im weiteren diskutiert.

Um zu überprüfen, wie sich eine Unsicherheit von $\pm 10\%$ bei der Divergenz später im

Experiment auf die Rekonstruktion auswirkt, wurde ein Datensatz erstellt, bei dem die Divergenz um 10% erhöht bzw. erniedrigt wurde, im Vergleich zur Divergenz die in dem Datensatz für die Korrekturfunktion simuliert wurde. Das veränderte Spektrum mit einer höheren bzw. niedrigeren Divergenz um 10% wird mit der Korrekturfunktion nun korrigiert. Es soll untersucht werden, wie sich das um 10% veränderte Spektrum korrigieren lässt, obwohl die Korrektur für die Divergenz in der Korrekturfunktion von der tatsächlich benötigten abweicht.

Dabei ergaben sich folgende Werte, wenn man das Spektrum mit Hilfe der Korrekturfunktion korrigiert und anschließend fittet:

Tabelle 10: Ergebnis der Rekonstruktion bei einer Erhöhung der Divergenz um 10%

Parameter	Input	lin.fit	Abweichung[%]	Statistischer Fehler[%]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.609e+27	1.629e+27	1.23	1.56
σ_{tot} [mb]	100	99.366	0.63	0.78
B [GeV^{-2}]	18	18.047	0.26	0.28
ρ	0.12	0.123	2.45	4.91

Tabelle 11: Ergebnis der Rekonstruktion bei einer Erniedrigung der Divergenz um 10%.

Parameter	Input	lin.fit	Abweichung[%]	Statistischer Fehler[%]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.609e+27	1.613e+27	0.24	1.57
σ_{tot} [mb]	100	99.854	0.15	0.78
B [GeV^{-2}]	18	18.041	0.23	0.28
ρ	0.12	0.122	1.52	4.97

Wie man sieht steigt die Abweichung, wenn man in der Korrekturfunktion eine niedrigere Divergenz annimmt als man im Experiment hat. Ist die Divergenz im Experiment jedoch geringer als man in der Korrekturfunktion angenommen hat, so wird die Abweichung kleiner.

Wie wirkt sich eine Unsicherheit beim Kreuzungswinkel von $\pm 0.2 \mu\text{rad}$ auf die Rekonstruktion aus?

Der Kreuzungswinkel der einlaufenden Strahlen soll aufgrund der hohen β^* Optik am Wechselwirkungspunkt nominell $0 \mu\text{rad}$ betragen. Er ist uns jedoch nur mit einer Genauigkeit von $\pm 0.2 \mu\text{rad}$ bekannt. Daher ergibt sich eine Unsicherheit für die Korrekturfunktion, die aus der Simulation bestimmt werden muss. Die Auswirkung dieser Unsicherheit

auf die Luminositätsbestimmung wird im weiteren diskutiert.

Um zu untersuchen, wie sich eine Unsicherheit im Kreuzungswinkel auf die Bestimmung der Fitparameter auswirkt wurde eine Datensatz erstellt, bei dem der Kreuzungswinkel um $\pm 0.2 \mu\text{rad}$ verändert wurde.

Tabelle 12: Ergebnis der Rekonstruktion bei einer Veränderung des Kreuzungswinkels um $-0.2 \mu\text{rad}$.

Parameter	Input	lin.fit	Abweichung[%]	Statistischer Fehler[%]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.609e+27	1.633e+27	1.50	1.55
σ_{tot} [mb]	100	99.227	0.77	0.78
B [GeV^{-2}]	18	18.044	0.24	0.28
ρ	0.12	0.123	2.82	4.88

Tabelle 13: Ergebnis der Rekonstruktion bei einer Veränderung des Kreuzungswinkels um $+0.2 \mu\text{rad}$

Parameter	Input	lin.fit	Abweichung[%]	Statistischer Fehler[%]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.609e+27	1.622e+27	0.80	1.56
σ_{tot} [mb]	100	99.574	0.43	0.78
B [GeV^{-2}]	18	18.039	0.22	0.28
ρ	0.12	0.122	1.38	4.97

5.3.3 Unsicherheiten beim λ und beim γ_E Parameter

Wie man in Gleichung (25) sieht gehen in den Fit zum einen der Formfaktor der Protonen mit ein, welcher abhängig ist vom Parameter λ , sowie die Coulombphase γ_E . Da man bei diesen Parametern immer noch Unsicherheiten erwartet ist es eine wichtige Aufgabe zu untersuchen, wie sich Unsicherheiten dieser Parameter auf die Bestimmung der uns interessierenden Parameter L , σ_{tot} , b-slope und ρ auswirken. Dazu wurde der Datensatz, welcher mit $\lambda = 0.72$ und $\gamma_E = 0.577$ erzeugt wurde mit variierendem λ sowie γ_E gefittet. Dabei ergaben sich folgende Ergebnisse:

Untersuchung der Unsicherheit des λ Wertes

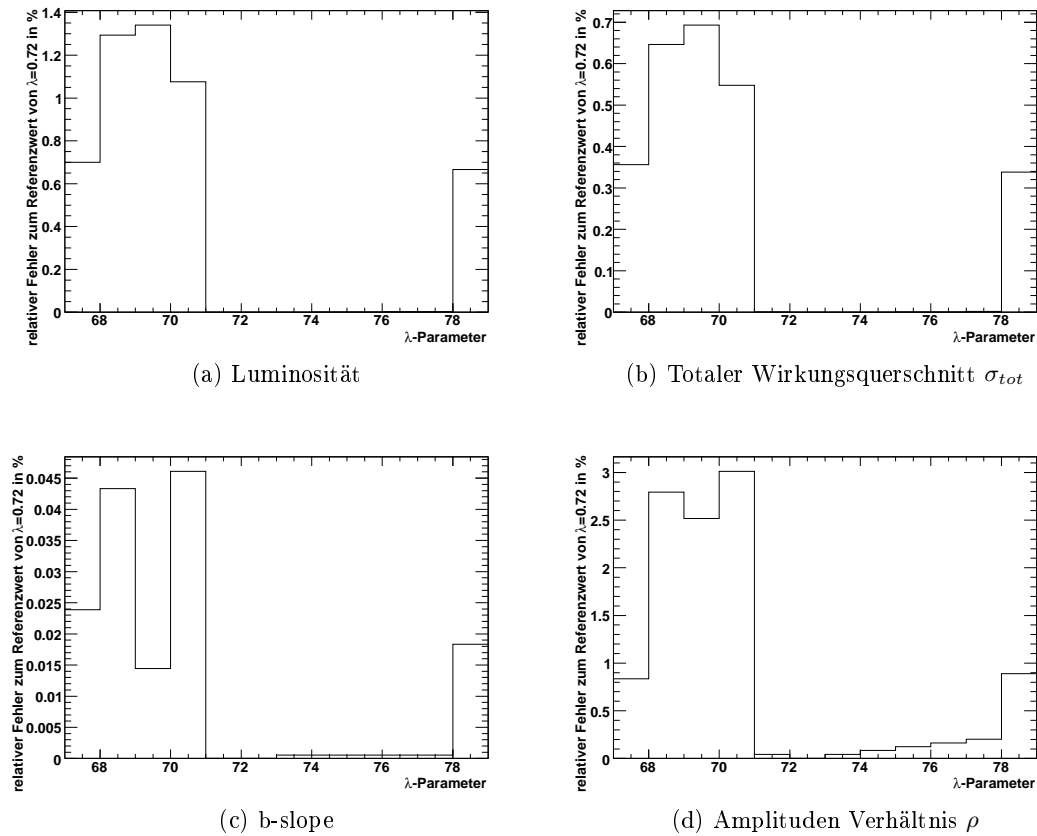


Abbildung 15: Untersuchung der Rekonstruktion der vier Variablen Fitparameter in Abhängigkeit verschiedener λ -Werte im Fitprogramm.

Untersuchung der Unsicherheit des γ_E Wertes

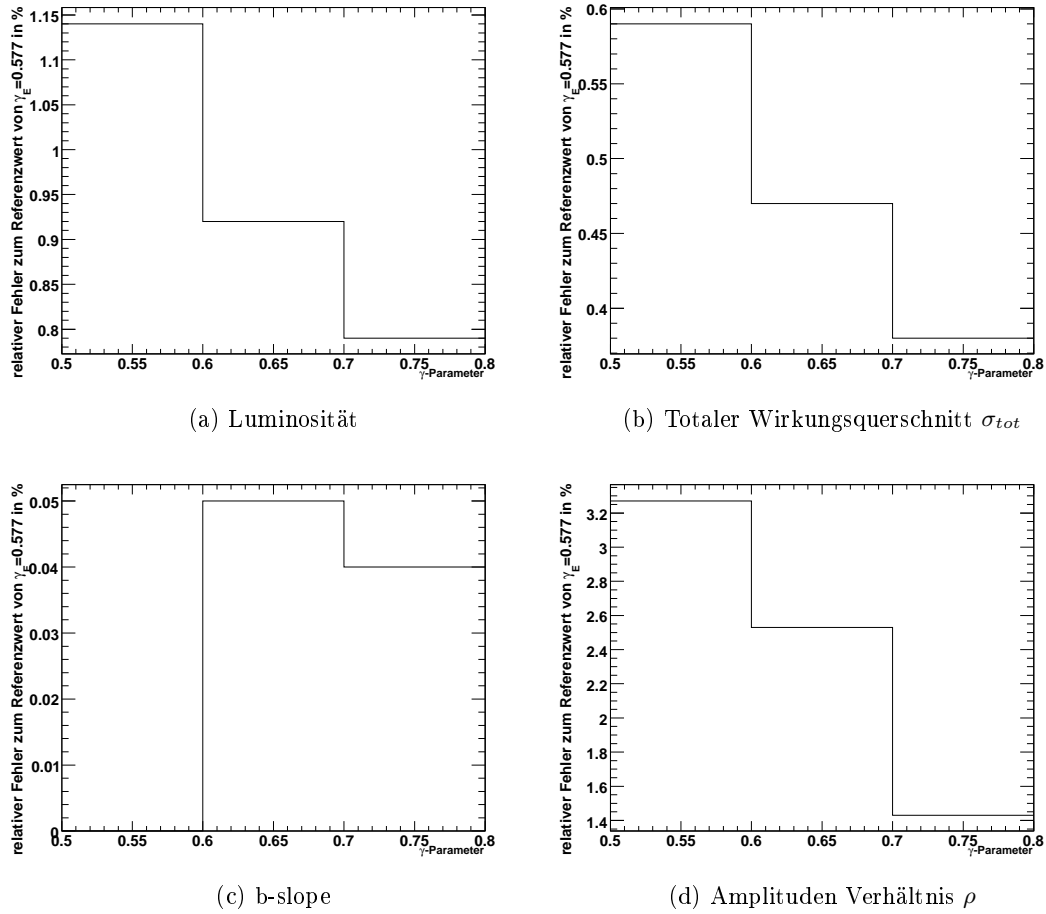


Abbildung 16: Untersuchung der Rekonstruktion der vier Variablen Fitparameter in Abhängigkeit verschiedener γ_E -Werte im Fitprogramm.

Wie man sieht wirkt sich ein zu kleiner λ -Wert im Vergleich zum tatsächlichen auf den Fehler bei der Parameter-Bestimmung negativer aus als ein etwas zu großer. Die Veränderung des Fehlers durch die Unsicherheit von γ_E ist gering.

(Die Tabellen zu den Plots befinden sich im Anhang Tab. (A1.1) bis (A2.16))

5.4 Auswirkung der Binzahl auf den logarithmischen Fit

Wie sich bei einer Vielzahl von Fitversuchen am Anfang zeigte variierten die durch den Fit des logarithmischen Spektrums bestimmten Werte deutlich mehr, als die des line-

ren Spektrums. Da man aber erwarten würde, dass sich Änderungen in der Simulation auf beide Fits nahezu gleich auswirken würden, lag die Vermutung nahe, dass die meist besseren Werte beim linearen Fit durch die höhere Binzahl kommen. Um zu sehen wie viele Bins man mindestens benötigt um akzeptable Ergebnisse auch aus dem logarithmischen Fit zu erhalten, wurde das Verhalten des Fits von 50 Bins bis 500 Bins untersucht. Als Resultat ergab sich das man mindestens 200 Bins benötigt um keine zu schlechten Ergebnisse zu bekommen. Das ist der Grund, warum für die gesamte Analyse von der Simulation bis zum Fit aus dem rekonstruierten Spektrum am Detektor für die logarithmischen Spektren 200 Bins verwendet wurden. Der lineare Fit ist mit seinen 10000 Bins bei den Untersuchungen am Wechselwirkungspunkt in einem $-t$ -Bereich von 0 bis 0.2 und bei den Untersuchungen am Detektor mit 15000 Bins in einem $-t$ -Bereich von 0 bis 0.3 ausreichend.

Um ausreichend gut fitten zu können benötigt man in den Bins eine ausreichende Statistik. Deshalb wurde beim linearen Fit ein Fitbereich von 0.00055 bis 0.055 gewählt und beim logarithmischen Fit ein Bereich von -3.2 bis -1.0.

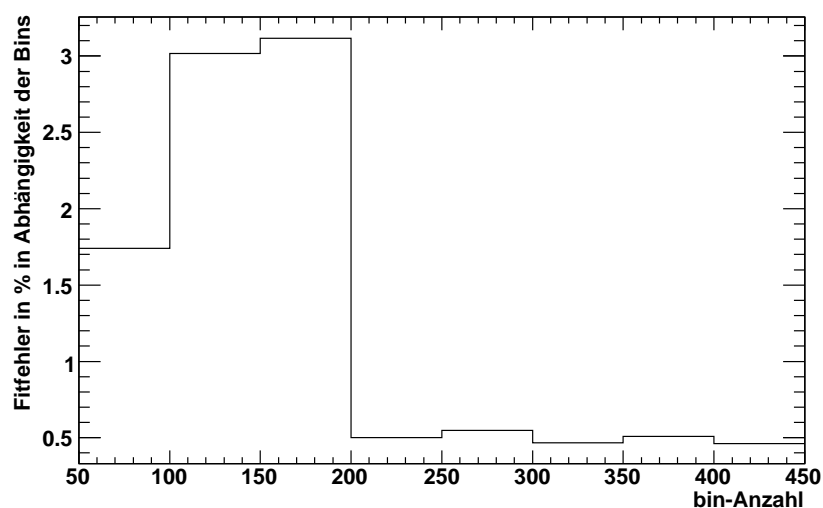


Abbildung 17: Auswirkung der Binzahl beim logarithmischen Fit auf die Luminosität. Die Auswirkung auf die anderen Parameter vgl. Anhang (A3).

5.5 Untersuchungen am Detektor

Um zu untersuchen wie sich das Spektrum am ALFA-Detektor verhält, wurde das durch den Strahlkanal bis zu den Roman Pots simulierte Spektrum verwendet. Zur Auswertung

wurde das entwickelte Root-Programm "myReco.C" verwendet. Dieses berechnet die zur Rekonstruktion benötigte Größe L_{eff} und überprüft die einzelnen Ereignisse darauf, ob sie im Strahlkanal verloren gegangen sind. Der Verlust betrug bei 10 Millionen Ereignissen 9.4%. Sind die Ereignisse nicht verloren gegangen wird mit Hilfe der geometrischen Eigenschaften am Detektor geprüft ob das Ereignis auf dem Detektor aufgetroffen ist. Findet man das Ereignis auf allen vier Detektoren wieder, muss geprüft werden ob es sich um ein verwertbares Ereignis aus elastischer Streuung handelt, und nicht um einen Beam-Gas Untergrund Effekt. Dazu wird geschaut, ob das Proton des einen Strahls einen positiven oder negativen Streuwinkel hat und das Proton des anderen Strahls passend dazu einen negativen oder positiven. Der Betrag des Winkels wird dabei nicht berücksichtigt, da dieser aufgrund von Divergenz und anderen Verfälschungen nicht gleich ist wie man es theoretisch erwarten würde. Wichtig ist also nur das Vorzeichen des Winkels. Ergibt sich aus dem untersuchten Ereignis, dass es für die Rekonstruktion brauchbar ist, kann es mit Hilfe des in Abschnitt (4.6) beschriebenen Verfahrens rekonstruiert werden. Was bei der Rekonstruktion noch berücksichtigt wird, ist dass der Detektor keine unendlich hohe Ortsauflösung hat, sondern nur auf $30 \mu\text{m}$ genau auflöst. Dazu wird der Auftreffort des Protons auf dem Detektor gausverschmiert um die Auflösungsunschärfe zu simulieren.

Für die Simulation wurde ein minimaler Abstand des Detektors von 1.5 mm zum Strahl angenommen.

5.5.1 Akzeptanz

In Abb. (18) ist die geometrische Akzeptanz des Detektors als Funktion von $\tau = \log_{10}(-t)$ bei 1.5 mm Abstand zum Strahl gezeigt.

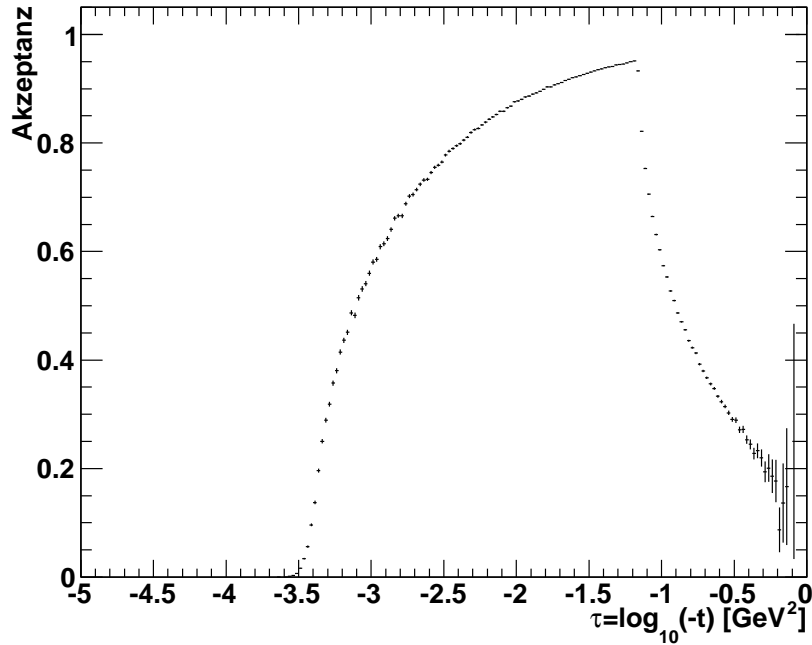


Abbildung 18: Geometrische Akzeptanz als Funktion von $\tau = \log_{10}(-t)$.

Wie sich aus der Auswertung ergibt beträgt die integrale Akzeptanz etwa 66.08% für $|t| > 4 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^2$, d.h. es lassen sich nur ca. 66% der Teilchen zur Rekonstruktion verwenden. Die Protonen, die nicht für die Rekonstruktion verwendet werden können, gehen entweder im Strahlkanal verloren 9.4%, haben einen zu großen Streuwinkel ($2.6 \cdot 10^{-4}\%$ also zu vernachlässigen) oder einen zu kleinen Streuwinkel (24.5%). Betrachtet man die Akzeptanz nur für t-Werte mit $|t| > 10^{-4} \text{ GeV}^2$ so ergibt sich eine integrale Akzeptanz von 89%. Wie man sieht ist der größte Verlust durch einen zu kleinen Streuwinkel bedingt, was erklärt warum es so wichtig ist für den ALFA-Detektor möglichst nahe am Strahl zu arbeiten.

5.5.2 Rekonstruktion ohne Korrekturen für Akzeptanz und Auflösung

Als Ergebnis liefert die Simulation aus den rekonstruierten t -Werten ein noch verfälschtes t -Spektrum.

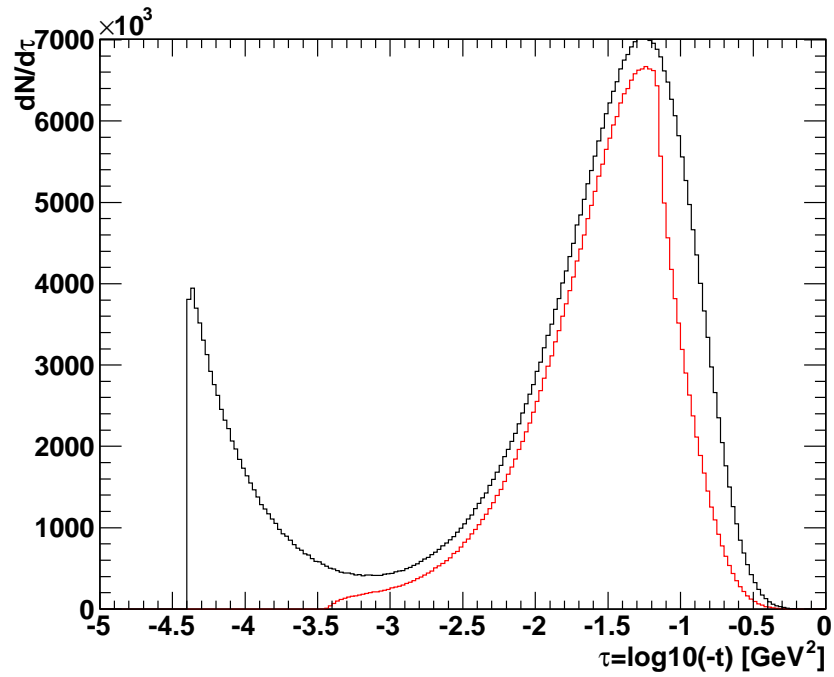


Abbildung 19: Rekonstruiertes t -Spektrum am Detektor (rot) überlagert mit dem theoretischen Spektrum (schwarz). Wie man sieht unterscheiden sich die beiden Spektren noch deutlich voneinander.

Fittet man das durch die Rekonstruktion erhaltenen Spektrum so erhält man keine brauchbaren Ergebnisse.

Tabelle 14: Tabelle mit den rekonstruierten Parametern aus dem unkorrigierten t-Spektrum.

Parameter	Input	log.fit	Abweichung[%]	Statistischer Fehler[%]
L [cm ⁻² s ⁻¹]	8.047e+26	1.142e+27	41.94	0.92
σ_{tot} [mb]	100	68.776	31.22	0.53
B [GeV ⁻²]	18	21.333	18.51	0.10
ρ	0.12	0.759	532.45	0.46
Parameter	Input	lin.fit	Abweichung[%]	Statistischer Fehler[%]
L [cm ⁻² s ⁻¹]	8.047e+26	4.547e+26	43.49	1.70
σ_{tot}	100	113.423	13.42	0.91
B [GeV ⁻²]	18	16.597	7.79	0.25
ρ	0.12	0.497	313.88	0.82

Wie man sieht liegen die rekonstruierten Werte nicht einmal im Bereich der simulierten Luminosität. Man muss sich also einen Weg einfallen lassen um dieses verfälschte Spektrum aufzubereiten.

5.5.3 Erstellen der Korrekturfunktion für das rekonstruierte Spektrum am Detektor

Wie man an Abb. (19) und Tab. (14) sieht ist das rekonstruierte Spektrum noch nicht für die Bestimmung der interessierenden Parameter geeignet. Deshalb muss das Spektrum wie auch schon zuvor am Wechselwirkungspunkt korrigiert werden. Allerdings müssen wir beachten, dass nur eine Divergenzkorrektur nicht mehr ausreicht, denn wir haben auch eine Veränderung durch die Detektorgeometrie und den Strahlverlust, sowie durch die Unschärfe bei der Detektorauflösung. Diese Fehler im rekonstruierten Spektrum müssen wir versuchen zu beheben. Die Korrekturfunktion wird aus einem statistisch unabhängigen Datensatz erzeugt der ebenfalls durch Madx simuliert wird und detektiert wird. Aus diesem Datensatz und den dazugehörigen theoretischen Werten ist es möglich Korrekturfunktionen für die einzelnen Fehler zu berechnen.

$$C^{korr}(t) = C^{Acc}(t) \cdot C^{Det} \cdot C^{Div}(t) \quad (34)$$

- Akzeptanzkorrektur $C^{Acc}(t) = \frac{1}{Akzeptanz} = \frac{\text{Anzahl der generierten Ereignisse}(t)}{\text{Anzahl der rekonstruierten Ereignisse}(t)}$
- Divergenzkorrektur $C^{Div}(t)$
- Detektorkorrektur $C^{Det} = \frac{t_{rec \text{ ohne Detektorverschmierung}}}{t_{rec \text{ mit Detektorverschmierung}}}$

Dabei stellt bei der Detektorkorrektur C^{Det} , " t_{rec} ohne Detektorverschmierung" die wahre Position am Roman Pot dar und " t_{rec} mit Detektorverschmierung" die Position nachdem sie gauverschmiert wurde. Man erhält das korrigierte Spektrum, indem man die Korrekturfunktion $C^{korr}(t)$ mit dem zu korrigierenden Spektrum multipliziert.

$$\text{Korrigiertes Spektrum} = C^{korr}(t) \cdot \text{rekonstruiertes Spektrum} \quad (35)$$

5.5.4 Rekonstruiertes Spektrum mit darauf angewendeter Korrekturfunktion

Wendet man diese Korrekturfunktion auf unser rekonstruiertes Spektrum an, so erhalten wir ein deutlich besseres Spektrum, welches dem Theoretischen vom Aussehen schon sehr nahe kommt.

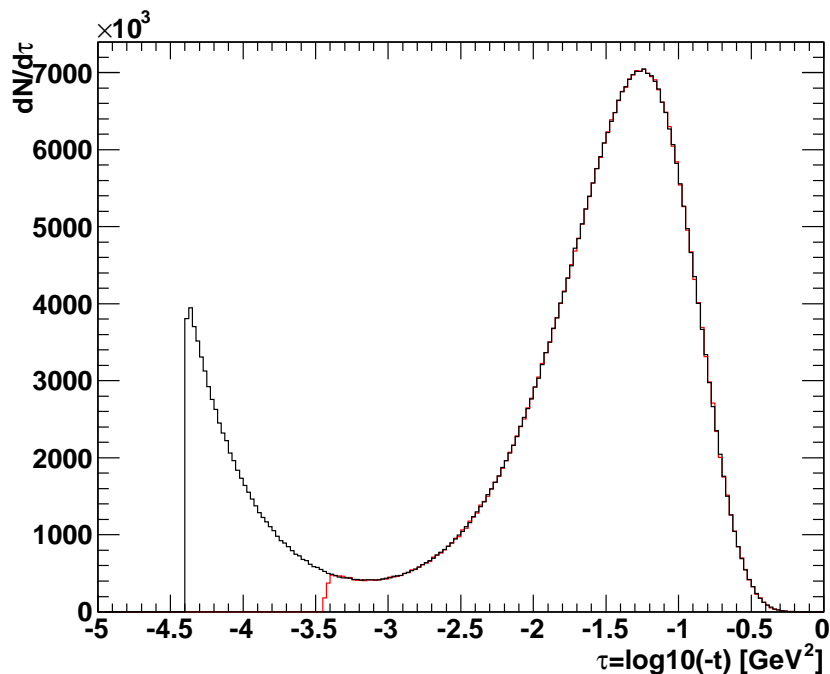


Abbildung 20: Rekonstruiertes und korrigiertes t -Spektrum am Detektor (rot) überlagert mit dem theoretischen Spektrum (schwarz).

Tabelle 15: Tabelle mit den rekonstruierten Parametern aus dem korrigierten t-Spektrum.

Parameter	Input	log.fit	Abweichung[%]	Statistischer Fehler[%]
L [cm ⁻² s ⁻¹]	8.047e+26	7.832e+26	2.66	4.14
σ_{tot} [mb]	100	101.365	1.36	2.10
B [GeV ⁻²]	18	17.993	0.04	0.27
ρ	0.12	0.117	2.80	10.34
$\chi^2 / \text{ndf} = 21.28 / 84$				
Fit Bereich $-3.2 < \tau < -1.0$				
Parameter	Input	lin.fit	Abweichung[%]	Statistischer Fehler[%]
L [cm ⁻² s ⁻¹]	8.047e+26	8.057e+26	0.12	3.64
σ_{tot} [mb]	100	99.843	0.16	1.83
B [GeV ⁻²]	18	18.133	0.74	0.55
ρ	0.12	0.126	4.79	10.21
$\chi^2 / \text{ndf} = 2523.72 / 2719$				
Fit Bereich $0.00055 < -t < 0.055$				

Wie man sieht ist der logarithmische Fit aufgrund seines χ^2 / ndf Verhältnisses nicht so aussagekräftig. Dies liegt an statistischen Effekten und an der geringen Binzahl beim logarithmische Histogramm. Für entgeltige Aussagen sollte deshalb auf den linearen Fit zurück gegriffen werden.

5.5.5 Untersuchung des Fits auf ein Spektrum ohne Divergenz und Energieverschmierung

Weiterhin wurde untersucht, was ein Fit für Ergebnisse bringt, wenn man ihn auf ein Spektrum am Detektor anwendet, das keine Divergenz hat und dessen Energie nicht verschmiert ist.

Tabelle 16: Fitergebnisse, auf ein Spektrum ohne Energieverschmierung und Divergenz.

Parameter	Input	lin.fit	Abweichung[%]	Statistischer Fehler[%]
L [cm ⁻² s ⁻¹]	8.047e+26	8.590e+26	6.75	3.54
σ_{tot} [mb]	100	97.055	2.95	1.76
B [GeV ⁻²]	18	18.175	0.97	0.55
ρ	0.12	0.107	10.65	12.11

Wie man sieht steigt die Abweichung, dies lässt sich damit begründen, dass ja in der Korrekturfunktion noch die Korrektur für die Divergenz und die Energie vorhanden sind. Es ist also wichtig das wir im späteren Experiment die Divergenz sowie Energieverschmie-

zung berücksichtigen, wie sie vorhanden ist, damit die Korrekturfunktion das Spektrum richtig korrigiert.

5.5.6 Untersuchung der Detektorauflösung

Um die Abweichungen der rekonstruierten t-Werte, welche durch die verschiedenen Effekte verfälscht wurden zu untersuchen, wurde die Verschmierung um den theoretischen t-Werten betrachtet.

Die Observable $R = \frac{\hat{t} - t_{rec}}{\hat{t}}$ ist dabei die Größe, die sich ergibt, wenn man die Differenz aus theoretischem t-Wert \hat{t} und rekonstruiertem t-Wert berechnet. Diese Differenz wurde für jedes einzelne Event berechnet und jeweils in Abhängigkeit von τ in eines der 40 Histogramme, mit einer Schrittweite von $\Delta\tau = 0.1 \text{ GeV}^2$, abgespeichert. Anschließend wurde aus den 40 Histogrammen (vgl. Beispiel Histogramm Abb. (22)) jeweils RMS (Abb.(21a)) und Mean (Abb. (21b)) bestimmt.

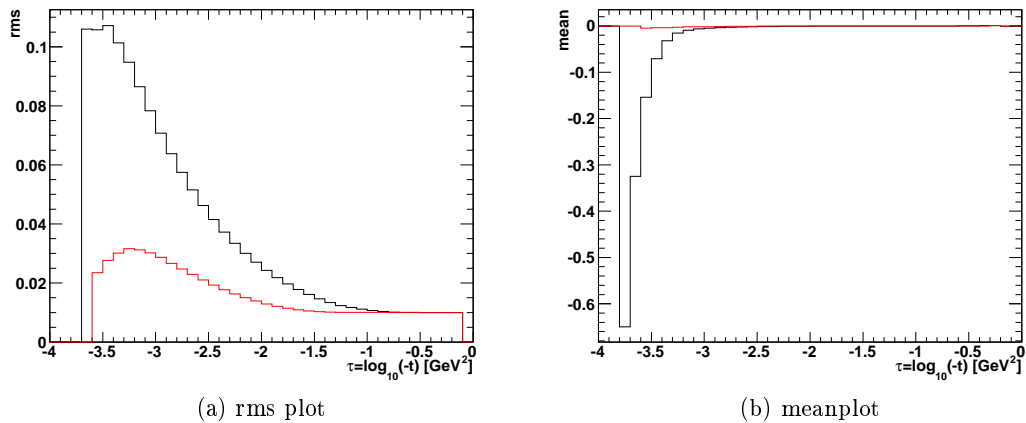


Abbildung 21: RMS und Mean bei $(\hat{t} - t_{rec})/\hat{t}$ mit \hat{t} dem theoretischen t-Wert \hat{t} und t_{rec} dem rekonstruierten Wert. Dabei ist das rote Spektrum ohne Divergenz und das schwarze mit Divergenz.

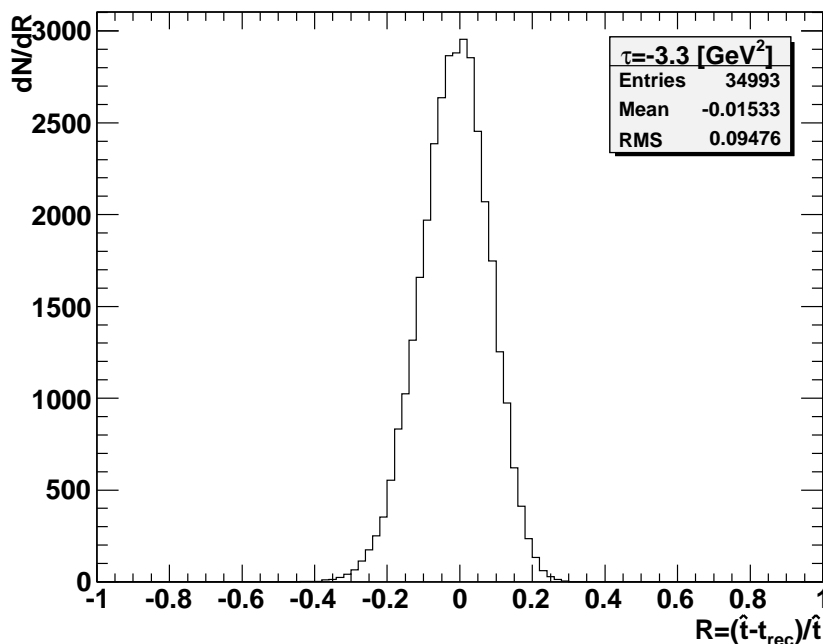


Abbildung 22: Beispiel: Solch eine Verteilung ergibt sich um einen bestimmten theoretischen Wert. Aus diesen Diagrammen wurden RMS und Mean bestimmt und im RMS und Meanplot aufgetragen.

5.5.7 Wie wirkt sich das Auswerten mit einer "falschen" Korrekturfunktion aus?

Dadurch dass wir, wenn wir anfangen am LHC die Luminosität zu messen, nicht genau wissen wie groß unser σ_{tot} , ρ , b-slope sind, diese Größen aber benötigen um unsere Korrekturfunktion durch Simulation zu erstellen, stellt sich die Frage ob wir denn trotz der Abweichung dieser Parameter in der Korrekturfunktion die Luminosität sowie die oben genannten drei Parameter mit dem Fit richtig bestimmen können. Dazu wurden verschiedene Abweichungen in den Parametern untersucht. Die Korrekturfunktion wurde mit folgenden Parameterwerten erstellt:

Tabelle 17: Parameterwerte der Korrekturfunktion

Parameter	Wert
σ_{tot} [mb]	100
B [GeV ⁻²]	18
ρ	0.12

Tabelle 18: Fit eines Datensatzes mit den selben Parameterwerten wie die Korrekturfunktion zum Vergleich. Dabei betrug die Integraleakzeptanz 66%, die Akzeptanz bei einem $|t| > 10^{-4} \text{ GeV}^2$ 89%

Parameter	Input	lin.fit	Abweichung[%]	Statistischer Fehler[%]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	8.047e+26	8.057e+26	0.12	3.64
σ_{tot} [mb]	100	99.843	0.16	1.83
B [GeV^{-2}]	18	18.133	0.74	0.55
ρ	0.12	0.126	4.79	10.21

Tabelle 19: Fit eines Datensatzes mit Abweichung im b-Slope. Dabei betrug die Integraleakzeptanz 66%, die Akzeptanz bei einem $|t| > 10^{-4} \text{ GeV}^2$ 89%

Parameter	Input	lin.fit	Abweichung[%]	Statistischer Fehler[%]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	7.672e+26	7.771e+26	1.29	3.63
σ_{tot} [mb]	100	99.25	0.75	1.83
B [GeV^{-2}]	17	17.131	0.77	0.58
ρ	0.12	0.129	7.34	9.92

Tabelle 20: Fit eines Datensatzes mit Abweichung im b-Slope. Dabei betrug die Integraleakzeptanz 66%, die Akzeptanz bei einem $|t| > 10^{-4} \text{ GeV}^2$ 88%

Parameter	Input	lin.fit	Abweichung[%]	Statistischer Fehler[%]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	8.415e+26	8.401e+26	0.16	3.64
σ_{tot} [mb]	100	100.008	0.01	1.83
B [GeV^{-2}]	19	19.156	0.82	0.52
ρ	0.12	0.125	4.44	10.24

Tabelle 21: Fit eines Datensatzes mit Abweichung im ρ . Dabei betrug die Integraleakzeptanz 66%, die Akzeptanz bei einem $|t| > 10^{-4} \text{ GeV}^2$ 89%

Parameter	Input	lin.fit	Abweichung[%]	Statistischer Fehler[%]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	8.029e+26	8.020e+26	0.11	3.59
σ_{tot} [mb]	100	99.931	0.07	1.83
B [GeV^{-2}]	18	18.115	0.64	0.55
ρ	0.15	0.155	3.49	7.94

Tabelle 22: Fit eines Datensatzes mit Abweichung im ρ . Dabei betrug die Integraleakzeptanz 66%, die Akzeptanz bei einem $|t| > 10^{-4} \text{ GeV}^2$ 89%

Parameter	Input	lin.fit	Abweichung[%]	Statistischer Fehler[%]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	8.054e+26	8.054e+26	0.005	3.71
σ_{tot} [mb]	100	99.920	0.08	1.84
B [GeV^{-2}]	18	18.140	0.78	0.55
ρ	0.09	0.096	6.24	14.05

Tabelle 23: Fit eines Datensatzes mit Abweichung im σ_{tot} . Dabei betrug die Integraleakzeptanz 70%, die Akzeptanz bei einem $|t| > 10^{-4} \text{ GeV}^2$ 92%

Parameter	Input	lin.fit	Abweichung[%]	Statistischer Fehler[%]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	5.906e+26	5.841e+26	1.10	4.83
σ_{tot} [mb]	120	120.577	0.48	2.44
B [GeV^{-2}]	18	18.140	0.78	0.54
ρ	0.12	0.125	4.47	11.40

Tabelle 24: Fit eines Datensatzes mit Abweichung im σ_{tot} . Dabei betrug die Integraleakzeptanz 60%, die Akzeptanz bei einem $|t| > 10^{-4} \text{ GeV}^2$ 84%

Parameter	Input	lin.fit	Abweichung[%]	Statistischer Fehler[%]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.143e+27	1.143e+27	0.03	2.72
σ_{tot} [mb]	80	79.882	0.15	1.35
B [GeV^{-2}]	18	18.113	0.63	0.56
ρ	0.12	0.124	3.09	9.29

Wie man sieht lassen sich die Werte im gemessenen Spektrum trotz der Abweichungen recht gut bestimmen bzw. liegen in der Nähe des tatsächlichen Wertes. Somit kann man über erneutes Bestimmen einer neuen Korrekturfunktion mit den im ersten Schritt ermittelten Parameterwerten, sich immer weiter an die tatsächlichen Werte annähern.

5.5.8 Einfluss des statistischen Fehlers der Korrekturfunktion auf den statistischen Fehler des rekonstruierten Spektrums

Um zu untersuchen wie sich der statistische Fehler der Korrekturfunktion auf unseren Fehler im rekonstruierten, korrigierten Spektrum auswirkt, wurde angenommen, dass kein statistischer Fehler in der Korrekturfunktion vorhanden ist. Mit der Korrekturfunktion ohne statistischen Fehler wurde dann das rekonstruierte Spektrum wie zuvor beschrieben korrigiert.

Tabelle 25: Ergebnisse des Fits, bei dem das Spektrum mit einer Korrekturfunktion mit angenommener unendlicher Statistik korrigiert wurde.

Parameter	Input	lin.fit	Abweichung[%]	Statistischer Fehler[%]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	8.047e+26	8.047e+26	0.005	1.70
σ_{tot} [mb]	100	99.917	0.08	0.85
B [GeV^{-2}]	18	18.124	0.69	0.25
ρ	0.12	0.125	4.34	4.72

Man sieht, dass sich der statistische Fehler deutlich verringert. Wir können also daraus schließen, dass wir bei der späteren Luminositätsbestimmung deutlich mehr Ereignisse in die Korrekturfunktion einfließen lassen müssen, um den statistischen Fehler möglichst klein zu bekommen und somit das angestrebte Ziel von einer Luminositätsbestimmung mit einer Genauigkeit von 3% zu erreichen.

6 Zusammenfassung

In der vorliegenden Bachelor-Arbeit wird eine Simulation des ATLAS-ALFA Detektors zur Bestimmung der absoluten Luminosität aus elastischer pp-Streuung am LHC durchgeführt. Die Ereignisse der elastischen Streuung im Interferenzbereich der Coulombstreuung und der nuklearen Streuung wurden mit Pythia generiert und der Transport der Protonen durch die strahldefinierenden Elemente des LHC zum ALFA Detektor wurde mit Madx simuliert. Die Auflösung und Akzeptanz des Detektors wurde in einem eigenen Programm beschrieben, welches auch die Rekonstruktion von t ausführt. Abschließend wurde ein Algorithmus entwickelt um die Luminosität und die Parameter der Vorwärtsstreuung aus einem Fit an das t -Spektrum zu bestimmen. In diesem Rahmen wurden systematische Studien zur Genauigkeit dieser Methode ausgeführt, die in Tabelle 26 zusammen gefasst sind und die erwartete Präzession von 3% bestätigen. Desweiteren wurde studiert in wie weit sich die Wahl der Vorwärtsparameter B , σ_{tot} und ρ in der Simulation zur Bestimmung der Korrekturfunktion auswirkt. Es zeigt sich, dass auch diese Parameter bestimmt werden können und innerhalb weniger Iterationen die optimale Korrekturfunktion gewonnen werden kann.

Tabelle 26: Liste der Unsicherheiten welche zum Fehler beitragen.

Systematische Unsicherheiten[%]	Linearer Fit
Endergebnis für L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	8.057e+26
statistischer Fehler bei 10 Mil. Ereignissen in der Korrekturfunktion	3.64
statistischer Fehler bei ∞ Ereignissen in der Korrekturfunktion	1.70
Divergenz	0.50
Kreuzungswinkel	0.47

Wie sich jedoch gezeigt hat müssen wir bei der Korrekturfunktion deutlich mehr Statistik einfließen lassen, als die 10 Millionen Ereignisse, um den statistischen Fehler der Korrekturfunktion zu senken. Auch der Einfluss des Binnings sollte nicht unterschätzt werden, und eine ausreichende Zahl an Bins gewählt werden.

Literaturverzeichnis

- [1] ATLAS-Collaboration, “*ATLAS Forward Detectors for Measurement of Elastic Scattering and Luminosity Determination - Technical Design Report CERN/LHCC/2008-004*”, (2008).
- [2] R.G. Newton, “*Optical Theorem and Beyond*”, American Journal of Physics Vol. 44, Issue 7, (1976).
- [3] H. Stenzel, “*Luminosity calibration from elastic scattering*”, ATLAS note, ATL-COM-LUM-2006-010 (2006).
- [4] LHC Homepage, “<http://lhc.web.ch/lhc/>”.
- [5] M.M. Block, R.N. Cahn, “*High-energy $p\bar{p}$ and pp forward elastic scattering and total cross section*”, Reviews of Modern Physics Vol. 57, No. 2 (1985).
- [6] COMPETE Collaboration, J.R. Cudell et al., “*Benchmarks for the Forward Observables at RHIC, the Tevatron Run II and the LHC*”, Phys. Rev. Lett. 89 201801 (2002).
- [7] S. Ask, et al., “*Luminosity Measurement at ATLAS - Development, Construction and Test of Scintillating Fibre Prototype Detectors*”, Nucl. Instr. Meth. A 568 0105 (2006) 588-600.
- [8] LHC, “*LHC Design Report Volume I, Chapter 3 Layout and Performance*”.
- [9] Torbjörn Sjöstrand, “*Pythia*, <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.htm>”, Comput. Phys. Commun. Vol. 135 (2001).
- [10] Root Homepage, “<http://root.cern.ch>”.
- [11] Madx Homepage “<http://mad.web.cern.ch/mad/>”.

A Anhang

A1 γ_E Untersuchung

Tabelle A1.1: Referenz mit $\gamma_E = 0.577$

Parameter	Input	log.fit	Abweichung[%]	Abweichung[+/-]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.609e+27	1.601e+27	0.49	7.89e+24
σ_{tot}	100	100.258	0.26	0.26
B [GeV^{-2}]	18	18.002	0.01	0.002
ρ	0.12	0.119	0.93	0.001

Tabelle A1.2: $\gamma_E = 0.5$

Parameter	Input	log.fit	Abweichung[%]	Abweichung[+/-]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.609e+27	1.583e+27	1.63	2.62e+25
σ_{tot}	100	100.849	0.85	0.85
B [GeV^{-2}]	18	18.001	0.005	0.001
ρ	0.12	0.115	4.17	0.005

Tabelle A1.3: $\gamma_E = 0.6$

Parameter	Input	log.fit	Abweichung[%]	Abweichung[+/-]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.609e+27	1.586e+27	1.41	2.26e+25
σ_{tot}	100	100.725	0.72	0.72
B [GeV^{-2}]	18	17.993	0.04	0.007
ρ	0.12	0.116	3.44	0.004

Tabelle A1.4: $\gamma_E = 0.7$

Parameter	Input	log.fit	Abweichung[%]	Abweichung[+/-]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.609e+27	1.588e+27	1.28	2.06e+25
σ_{tot}	100	100.64	0.64	0.64
B [GeV^{-2}]	18	17.994	0.03	0.006
ρ	0.12	0.117	2.35	0.003

A2 λ UntersuchungTabelle A2.5: Referenz mit $\lambda = 0.72$

Parameter	Input	log.fit	Abweichung[%]	Abweichung[+/-]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.609e+27	1.601e+27	0.49	7.89e+24
σ_{tot}	100	100.258	0.26	0.26
B [GeV^{-2}]	18	18.002	0.01	0.002
ρ	0.12	0.119	0.93	0.001

Tabelle A2.6: $\lambda = 0.67$

Parameter	Input	log.fit	Abweichung[%]	Abweichung[+/-]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.609e+27	1.590e+27	1.19	1.91e+25
σ_{tot}	100	100.615	0.62	0.62
B [GeV^{-2}]	18	18.006	0.03	0.006
ρ	0.12	0.118	1.76	0.002

Tabelle A2.7: $\lambda = 0.68$

Parameter	Input	log.fit	Abweichung[%]	Abweichung[+/-]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.609e+27	1.580e+27	1.78	2.86e+25
σ_{tot}	100	100.906	0.91	0.91
B [GeV^{-2}]	18	17.994	0.03	0.006
ρ	0.12	0.116	3.70	0.004

Tabelle A2.8: $\lambda = 0.69$

Parameter	Input	log.fit	Abweichung[%]	Abweichung[+/-]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.609e+27	1.580e+27	1.82	2.94e+25
σ_{tot}	100	100.953	0.95	0.95
B [GeV^{-2}]	18	17.999	0.004	0.0008
ρ	0.12	0.116	3.43	0.004

Tabelle A2.9: $\lambda = 0.70$

Parameter	Input	log.fit	Abweichung[%]	Abweichung[+/-]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.609e+27	1.583e+27	1.56	2.51e+25
σ_{tot}	100	100.807	0.81	0.81
B [GeV^{-2}]	18	17.994	0.04	0.007
ρ	0.12	0.115	3.92	0.005

Tabelle A2.10: $\lambda = 0.71$

Parameter	Input	log.fit	Abweichung[%]	Abweichung[+/-]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.609e+27	1.601e+27	0.49	7.89e+24
σ_{tot}	100	100.257	0.26	0.26
B [GeV^{-2}]	18	18.002	0.01	0.002
ρ	0.12	0.119	0.98	0.001

Tabelle A2.11: $\lambda = 0.73$

Parameter	Input	log.fit	Abweichung[%]	Abweichung[+/-]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.609e+27	1.601e+27	0.49	7.90e+24
σ_{tot}	100	100.258	0.26	0.26
B [GeV^{-2}]	18	18.002	0.01	0.002
ρ	0.12	0.119	0.89	0.001

Tabelle A2.12: $\lambda = 0.74$

Parameter	Input	log.fit	Abweichung[%]	Abweichung[+/-]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.609e+27	1.601e+27	0.49	7.91e+24
σ_{tot}	100	100.258	0.26	0.26
B [GeV^{-2}]	18	18.002	0.01	0.002
ρ	0.12	0.119	0.85	0.001

Tabelle A2.13: $\lambda = 0.75$

Parameter	Input	log.fit	Abweichung[%]	Abweichung[+/-]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.609e+27	1.601e+27	0.49	7.92e+24
σ_{tot}	100	100.259	0.26	0.26
B [GeV^{-2}]	18	18.002	0.009	0.002
ρ	0.12	0.119	0.81	0.001

Tabelle A2.14: $\lambda = 0.76$

Parameter	Input	log.fit	Abweichung[%]	Abweichung[+/-]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.609e+27	1.601e+27	0.49	7.94e+24
σ_{tot}	100	100.259	0.26	0.26
B [GeV^{-2}]	18	18.002	0.009	0.002
ρ	0.12	0.119	0.77	0.001

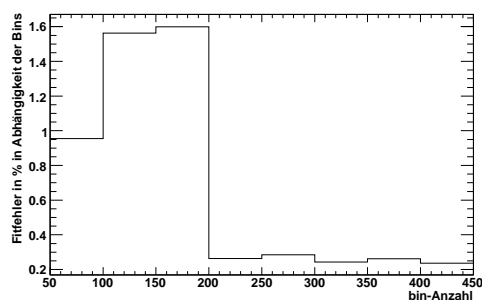
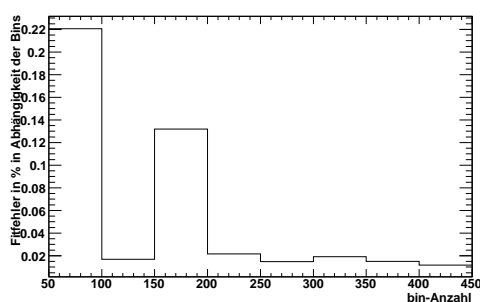
Tabelle A2.15: $\lambda = 0.77$

Parameter	Input	log.fit	Abweichung[%]	Abweichung[+/-]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.609e+27	1.601e+27	0.49	7.94e+24
σ_{tot}	100	100.26	0.26	0.26
B [GeV^{-2}]	18	18.002	0.009	0.002
ρ	0.12	0.119	0.74	0.001

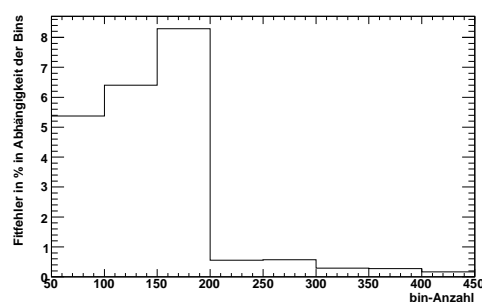
Tabelle A2.16: $\lambda = 0.78$

Parameter	Input	log.fit	Abweichung[%]	Abweichung[+/-]
L [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.609e+27	1.590e+27	1.15	1.86e+25
σ_{tot}	100	100.597	0.60	0.60
B [GeV^{-2}]	18	17.999	0.01	0.002
ρ	0.12	0.118	1.81	0.002

A3 Fitergebnisse in Abhängigkeit der Bins beim logarithmischen Fit

(a) Totaler Wirkungsquerschnitt σ_{tot} 

(b) b-slope

(c) Amplituden Verhältnis ρ Abbildung 23: Auswirkung der Binanzahl auf die Bestimmung von σ_{tot} , B, ρ .

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Bachelorarbeit selbständig geschrieben und deren Inhalt wissenschaftlich erarbeitet habe. Außer der angegebenen Literatur habe ich keine weiteren Hilfsmittel benutzt.

Giessen, den 08. Juli 2008

Daniel Pelikan