

Vermessung der Wechselwirkungszone im ATLAS-Detektor am LHC

Bachelor-Thesis
in der experimentellen
Elementarteilchenphysik



vorgelegt von

Christian Johann Riegel

Studiengang: B. Sc. Physik

Matrikelnummer: 823591

Erstgutachter: Prof. Dr. W. Wagner

Zweitgutachter: Priv.-Doz. Dr. D. Wicke

Überarbeitete Fassung (Original eingereicht am 11. Juli 2011)



Danksagung

Mein Dank gilt Prof. Dr. Wolfgang Wagner für die Betreuung dieser Arbeit. Darüberhinaus möchte ich mich bei meiner ganzen Arbeitsgruppe für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die Unterstützung bedanken, ich habe die Zeit wirklich sehr genossen. Keine meiner Fragen schien zu unsinnig zu sein, um mir nicht mit Antworten, Rat und Anregungen zur Seite zu stehen.

Bedanken möchte ich mich auch bei den Menschen, die mir durch ihr Nachfragen geholfen haben, verständlichere Erklärungen zu finden. Danke auch an Jeden, der sich mit mir auf die unermüdliche Suche nach Rechtschreibfehlern begeben hat.

Mein Dank gilt ebenso Benedikt Placke und Thomas Autermann, deren Schülerpraktikum zum Einen dieses interessante Bachelorthema angeregt hat und deren Ergebnisse mir zum Anderen einen guten Ausgangspunkt für meine Analysen boten.

Natürlich möchte ich mich auch ganz herzlich bei meiner Familie bedanken, die mich immer und bei Allem unterstützt.



Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Ziel der Arbeit	2
1.3	Aufbau der Arbeit	2
2	Physikalische Grundlagen	3
2.1	Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik	3
2.2	Teilchenkollisionen und Vertexrekonstruktion	5
2.3	Fokussierung	5
2.4	Strahlparameter	7
2.5	Emittanzvergrößerung	11
3	LHC & ATLAS	13
3.1	LHC	14
3.2	ATLAS-Experiment	15
4	Vermessung der Wechselwirkungszone	19
4.1	Datensatz	19
4.2	Strahlpositionen und Strahlbreiten	20
4.3	Korrelationen zwischen den Richtungen	23
4.4	Räumliche Zonenausrichtung	25
4.5	Transversale Zonenbreiten entlang der Detektorachse	26
4.6	Betrachtung im angepassten Koordinatensystem	28
5	Zeitliche Veränderung der Wechselwirkungszone	31
5.1	Bewegung der Mittelwerte	33
5.2	Zeitliches Verhalten der Zonenbreite	35
5.3	Zeitliches Verhalten der Zonenausrichtung	37



6	Vergleich mit zwei weiteren Durchläufen	39
6.1	Auswahl der Vergleichsdurchläufe	39
6.2	Gemeinsamkeiten und Unterschiede	40
6.3	Zeitliche Entwicklungen	41
7	Fehler der Vertexrekonstruktion	47
7.1	Abschätzung der wahren Zonenbreite	48
8	Diskussion	51
8.1	Zusammenfassung der Ergebnisse	51
8.2	Fazit	52
8.3	Ausblick	53
	Literaturverzeichnis	54
	Abbildungsverzeichnis	56
	Tabellenverzeichnis	57
A	Anhang	58
A.1	Berechnung der Transformationsmatrix	58
A.2	Grafische Ergebnisse für Durchlauf 167607	59
A.3	Grafische Ergebnisse für Durchlauf 167680	62
	Erklärung	67

1. Einleitung

Teilchenbeschleuniger wie der Large Hadron Collider (*LHC*) am europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf liefern einen wichtigen Beitrag zur physikalischen Grundlagenforschung und helfen dabei, den Aufbau der Natur und die Wechselwirkungen zwischen ihren Bestandteilen Schritt für Schritt genauer zu verstehen.

Eine große Bedeutung für den Erfolg dieser Forschung kommt der Qualität der verwendeten Teilchenstrahlen zu: Neben der reinen Anzahl und der Energie der kollidierenden Teilchen wird bei der Konzeption und dem Betrieb eines Beschleunigers großer Wert auf weitere Strahlparameter gelegt, die Einfluss auf die Qualität und Anzahl der aufnehmbaren Daten haben.

Um viele Daten aufnehmen zu können, müssen die am LHC erzeugten Protonenstrahlen fokussiert und auf einem möglichst kleinen Raum zur Kollision gebracht werden. Die Qualität der Teilchenstrahlen ist dabei von entscheidender Bedeutung, da sie die Anzahl der in den Detektoren maximal registrierbaren Ereignisse bestimmt.

Vermessungen der Wechselwirkungszone innerhalb eines Detektors dienen somit der Überprüfung der Funktionsfähigkeit des Beschleunigers. Ihre Ausdehnung muss nicht zwingend konstant sein, sondern kann sich im Laufe einer Messung verändern. Im Rahmen dieser Arbeit wird auch auf diese Möglichkeit eingegangen und das zeitliche Verhalten der Kollisionspunkte untersucht.

1.1. Motivation

Eine Vermessung der Wechselwirkungszone erfolgt mithilfe der gesammelten Daten: Aus den detektierten Signalen werden die Wege der entstandenen Teilchen und somit ihre Ursprungsorte rekonstruiert. Diese Ursprungsorte können anschließend zur Beschreibung der Wechselwirkungszone herangezogen werden.

Die Notwendigkeit der Verwendung von Techniken der rechnergestützten Datenanalyse zur Bestimmung eines Geräteparameters bildet eine interessante Überschneidung der Beschleunigerphysik und der Analyse gewonnener Detektorsignale.



1.2. Ziel der Arbeit

Die Wechselwirkungszone im ATLAS-Detektor soll auf ihre Position, Ausdehnung und räumliche Lage untersucht werden. Darüberhinaus soll ihre zeitliche Konstanz sowohl im Laufe einer Datennahmeperiode sowie von Periode zu Periode analysiert werden.

1.3. Aufbau der Arbeit

Im folgenden Kapitel dieser Bachelor-Thesis werden theoretische Grundlagen, die Gegenstand der Analyse sind, ebenso wie in diesem Zusammenhang wichtige Begriffe und Formalismen angesprochen und erläutert.

Es folgt eine kurze Vorstellung des *Large Hadron Collider* (LHC) am europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf als auch des sich dort befindenden ATLAS-Experimentes, um eine Einordnung der durchgeführten Arbeiten zu ermöglichen.

Im vierten Kapitel dieser Arbeit wird mit der Vermessung der Wechselwirkungszone durch Analyse der primären Vertices einer ganzen Datennahmeperiode begonnen. Im Anschluss erweitert man die Analyse, indem der Datensatz in Zeiteinheiten zerlegt und getrennt untersucht wird. Auf diese Art soll das zeitliche Verhalten beleuchtet werden.

Danach werden die gewonnenen Ergebnisse mit zwei weiteren Datensätzen verglichen. In einem weiteren Abschnitt wird auf die Fehler der Vertexrekonstruktion eingegangen. Den Abschluss dieser Thesis bilden Diskussion und Interpretation der erhaltenen Ergebnisse.

Anmerkungen

Die Analysen dieser Arbeit wurden mit dem Programm ROOT [1] durchgeführt. Zur besseren Lesbarkeit und zur Einheitlichkeit mit den Diagrammen wird in dieser Arbeit bei allen Zahlangaben der Punkt - wie im englischsprachigen Raum üblich - als Dezimalzeichen verwendet.

Sofern nicht anderweitig erwähnt, kommen bei der Fehlerberechnung die Formeln der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung zum Einsatz.

2. Physikalische Grundlagen

Bei Teilchenstrahlen handelt es sich bei dem im Rahmen der Thesis betrachteten Fall um Pakete von geladenen Teilchen, die mit Hilfe von elektrischen und magnetischen Feldern beschleunigt und abgelenkt werden. Es sollen nun einige physikalische Grundlagen vorgestellt und die entsprechenden Begriffe eingeführt werden.

2.1. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik dient der Beschreibung der Bestandteile der uns umgebenden Welt und der Wechselwirkungen zwischen diesen Bestandteilen. Im Standardmodell bilden sechs Quarks und sechs Leptonen die Bausteine der Materie, die sogenannten Fermionen. Sowohl die Quarks als auch die Leptonen sind ihrerseits in drei Paare („Generationen“) eingeteilt (siehe Tabelle 2.1).

Zu jedem Fermion f existiert darüberhinaus ein entsprechendes Antiteilchen (übliche Schreibweise: \bar{f}). Bei Fermionen handelt es sich um Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$.

Die vier fundamentalen Wechselwirkungen zwischen diesen Elementarteilchen werden durch Austauschteilchen mit ganzzahligem Spin, die sogenannten Bosonen, realisiert. Eine Übersicht der Bosonen zeigt Tabelle 2.2.

Mit Hilfe des Standardmodells ist man in der Lage, das Verhalten und die Eigenschaften der Teilchen zu berechnen und vorherzusagen. Dennoch bleiben Fragen, auf die das Standardmodell keine Antworten liefern kann, unter anderem die Folgenden [3]:

- Wie erhalten die Fermionen und Bosonen ihre Masse?
- Ist die Anzahl an Generationen auf drei begrenzt und gäbe es in diesem Fall einen Grund dafür?

Wegen dieser und anderer Fragen wird davon ausgegangen, dass das Standardmodell nur eine Näherung für niedrige Energien einer größeren Theorie ist, die möglicherweise mehr elementare Teilchen beinhaltet [4]. Die Aufgabe, der sich Teilchenphysiker unter Einsatz von Großgeräten wie dem Large Hadron Collider in Genf stellen, wird deswegen als die Suche nach der „Physik jenseits des Standardmodells“ bezeichnet.



Tabelle 2.1.: Materieteilchen des Standardmodells: Die sechs Quarks und die sechs Leptonen sind jeweils in drei „Generationen“ eingeteilt. Fermionen in einer horizontalen Reihe besitzen die gleiche elektrische Ladung Q . Zu jedem Fermion existiert zusätzlich ein entsprechendes Antiteilchen mit invertierter Ladung $-Q$. In Klammern ist der Name des Fermions, darüber das entsprechende Symbol angegeben. [2]

	Q	1. Generation	2. Generation	3. Generation
Quarks	$\frac{2}{3}$	u (Up)	c (Charm)	t (Top)
	$-\frac{1}{3}$	d (Down)	s (Strange)	b (Bottom)
Leptonen	-1	e (Elektron)	μ (Myon)	τ (Tau)
	0	ν_e (Elektronneutrino)	ν_μ (Myonneutrino)	ν_τ (Tauneutrino)

Tabelle 2.2.: Austauscheteilchen des Standardmodells: Jede der vier fundamentalen Wechselwirkungen wird durch entsprechende Teilchen übertragen. Die Existenz des Austauscheteilchens der Gravitation, des Gravitons, konnte noch nicht experimentell bewiesen werden. [2]

Wechselwirkung	Austauschteilchen
Elektromagnetisch	γ -Quant
Schwach	W^\pm - und Z-Bosonen
Stark	Gluonen (8 Stück)
Gravitation	(Graviton)

Die bisher entdeckten Teilchen wurden experimentell nacheinander nachgewiesen. Je größer ihre Masse m ist, desto schwieriger ist ihre Erzeugung, da hierzu ihre Ruheenergie $E = mc_0^2$ als Minimalenergie vorhanden sein muss. Hierbei steht c_0 für die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum.

Aus diesem Grund werden Beschleuniger entwickelt, in denen die Teilchenstrahlen mit immer höheren Energien zur Kollision gebracht werden. So können am Large Hadron Collider bis jetzt möglicherweise noch unbekannte Teilchen in ausreichender Menge erzeugt werden, um ihre Existenz zu beweisen und ihre Eigenschaften zu erforschen.



2.2. Teilchenkollisionen und Vertexrekonstruktion

Die beiden Teilchenstrahlen werden in den Detektor eingeleitet und zur Kollision gebracht. Das bedeutet, die einzelnen Teilchen kommen sich so nahe, dass sie miteinander wechselwirken. Den Ort einer derartigen Wechselwirkung nennt man „Vertex“ (lateinisch für „Scheitel“).

Bei diesen Wechselwirkungen entstehen neue, teilweise sehr kurzlebige Teilchen, die schrittweise in stabilere Teilchen zerfallen. Im Laufe dieser Entstehungsgeschichte bis zu den Endprodukten werden die Vertices der Reihe nach benannt: Der Ort, an dem die Protonen der beschleunigten Strahlen wechselwirken, wird als „primärer Vertex“ bezeichnet, der Nächste als „sekundärer Vertex“ und so weiter.

Durchfliegt eines dieser Teilchen eine Detektorschicht, so wird seine Position registriert. In dazwischenliegenden Absorberschichten verlieren die Teilchen einen Teil ihrer Energie. Die Detektoren sind so entworfen, dass bis auf wenige Ausnahmen alle Teilchen ihre gesamte Energie während dieser Prozesse abgeben. Magnetfelder führen darüberhinaus zu gekrümmten Flugbahnen bei elektrisch geladenen Teilchen. Aus den aufgenommenen Positionen in den Detektorschichten werden im Anschluss die Eigenschaften der Teilchen, zum Beispiel Impuls, Energie und Art des Teilchens, berechnet.

Spezielle Computerprogramme rekonstruieren anschließend die Flugbahn des Teilchens bis zu dessen Entstehungsort.

Diese Berechnungen werden iterativ für die Ausgangsteilchen des Vertex durchgeführt bis die Positionen der primären Vertices ermittelt sind.

2.3. Fokussierung

Beim Durchfliegen des Beschleunigerrings werden die Teilchenstrahlen nicht nur beschleunigt, sondern auch fokussiert. Dabei unterscheiden sich die Methoden der transversalen Fokussierung (senkrecht zur Bewegungsrichtung) von denen der longitudinalen Fokussierung (entlang der Bewegungsrichtung).

Transversale Fokussierung

Die transversale Fokussierung wird mit Quadrupolmagneten realisiert. Je nach Polung haben sie einen fokussierenden oder einen defokussierenden Effekt auf die jeweilige transversale Komponente. Dem Effekt nach werden sie entweder mit „F“ oder mit „D“ bezeichnet. Da ein Magnet, der den Strahl in horizontaler Richtung fokussiert, den Strahl in vertikaler Richtung jedoch defokussiert, werden sie abwechselnd in die Magnetstruktur des Beschleunigers integriert.

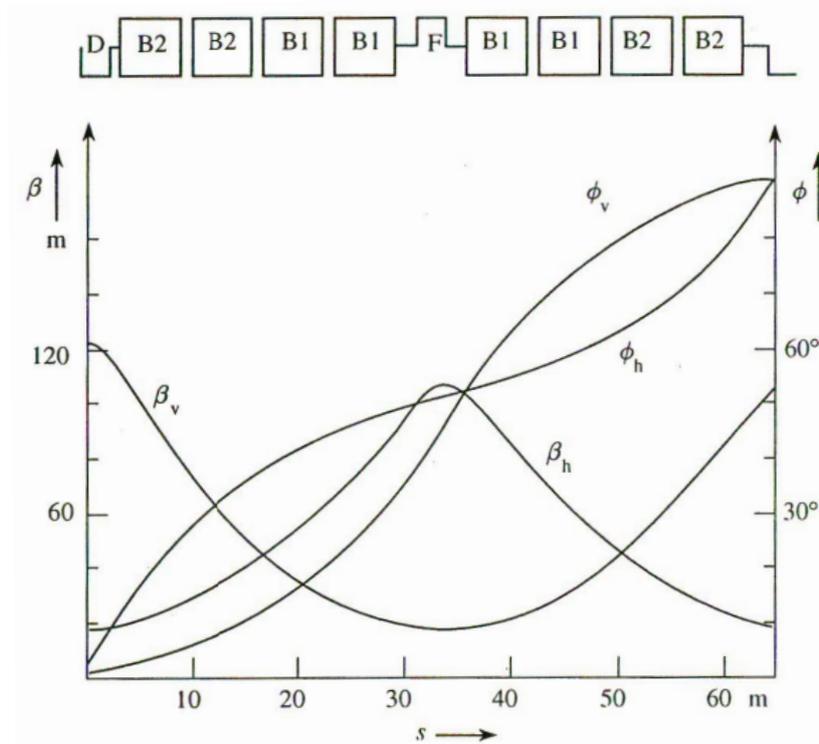


Abbildung 2.1.: Verlauf der Einhüllenden: Die Teilchen des Strahls führen Oszillationen um die Position der „idealen“ Teilchenbahn aus. Eingezeichnet sind die Verläufe der horizontalen Einhüllenden β_h und der vertikalen Einhüllenden β_v dieser Oszillationen. Die Winkel ϕ_h und ϕ_v stellen die Phasenverschiebungen der Oszillationen innerhalb der entsprechenden Einhüllenden dar. Die Bezeichnungen „D“ und „F“ am oberen Bildrand beziehen sich auf die Wirkung der Magneten bezüglich der vertikalen Ebene. [5].

Diese Struktur wird als „FODO“-Gitter bezeichnet, wobei „F“ einen fokussierenden, „D“ einen defokussierenden Magnet und „O“ die Strecke dazwischen beschreibt. Die Teilchen führen innerhalb des Teilchenpaketes Schwingungen um eine „ideale“ Flugbahn aus. Die Verläufe der horizontalen Einhüllenden β_h und der vertikalen Einhüllenden β_v innerhalb eines derartigen Gitters zeigt Abbildung 2.1. Durch die gegensätzliche Wirkung der Magneten in den beiden Ebenen sind die Funktionen relativ zueinander um ein halbes Gitter phasenverschoben [5, 6]. Die Magnetstruktur ist so angelegt, das die Einhüllende am Ort eines defokussierenden Magneten eng und am Ort eines fokussierenden Magneten weit ist. Da die Stärke der Magnetwirkung mit dem Abstand nach außen zunimmt, werden die Teilchen insgesamt stärker fokussiert als defokussiert und es ergibt sich nach Durchlaufen des Gitters eine resultierende Fokussierung.



Longitudinale Fokussierung

Die longitudinale Fokussierung findet als Teil der Beschleunigung statt. Die Teilchenpakete durchfliegen sogenannte Hohlraumresonatoren und werden in ihnen einem elektrischen Wechselfeld ausgesetzt. Die Wechselfelder sind so eingestellt, dass ein „ideales“ Teilchen beim Durchlaufen jeder Driftstrecke gleichmäßig beschleunigt wird. Teilchen, die sich relativ zu diesem Referenzteilchen weiter hinten im Teilchenpaket befinden, werden stärker, Teilchen, die sich relativ betrachtet vor dem Referenzteilchen befinden entsprechend schwächer beschleunigt.

Dadurch ergibt sich neben der Beschleunigung eine resultierende fokussierende Kraft zur idealen Flugbahn und die Teilchenpakete werden in longitudinaler Richtung zusammengedrückt [5].

2.4. Strahlparameter

Zur Beschreibung des Teilchenstrahles innerhalb eines Beschleunigers dienen einige Parameter, die sich entweder auf die Produktion der Teilchen (Emittanz) oder auf die Beschaffenheit der Magnetstruktur (Betatron Bewegung) beziehen. Mit ihrer Hilfe lässt sich anschließend die Luminosität als Maß für die Effektivität des Beschleunigers berechnen. Diese Strahlparameter sollen nun kurz angesprochen werden.

Emittanz

Innerhalb des Teilchenstrahls sind Geschwindigkeit und Position der geladenen Teilchen nicht konstant, sondern weisen eine gewisse Verteilung um eine „ideale“ Teilchenbahn $s(t)$ auf. Betrachtet man diese Verteilung im zugehörigen Phasenraum einer Richtung, der von der relative Teilchenposition x und dem zugehörigen Divergenzwinkel $x' = \frac{dx}{ds} = \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$ (longitudinal $z' = \frac{dz}{ds}$) aufgespannt wird, so befinden sich die Teilchen des Strahls innerhalb einer Ellipse (Abbildung 2.2).

Über die Fläche A dieser Ellipse definiert man die Emittanz ϵ des Strahls. Im Rahmen dieser Thesis wird die Emittanz wie folgt definiert [5]:

$$A = \pi\epsilon \tag{2.1}$$

Manche Quellen verwenden den Faktor π als Teil der Einheit ($\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{rad}$) und setzen die Emittanz mit der Ellipsenfläche A gleich. Bei Verwendung solcher Quellen (z.B. [7] oder [8]) werden die Formeln entsprechend angepasst, um konform mit Gleichung (2.1) zu sein.

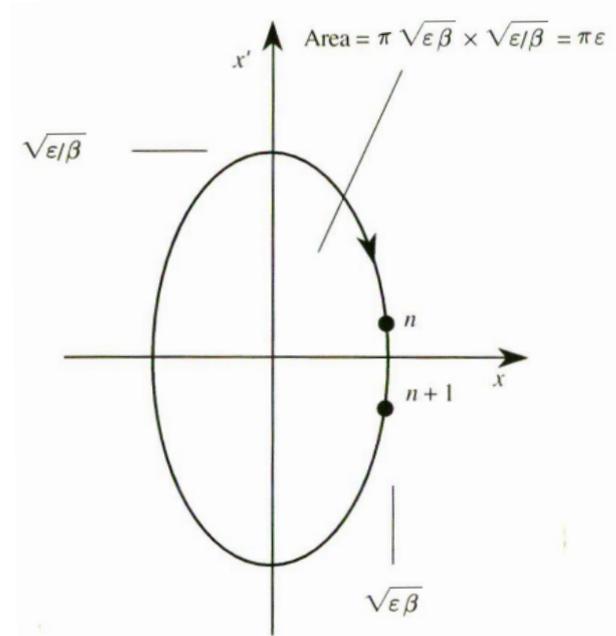


Abbildung 2.2.: Ellipse im Phasenraum: Die Achsen sind gegeben durch die relative Teilchenposition x und den einheitenlosen Divergenzwinkel $x' = \frac{dx}{ds} = \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$. Die Teilchen des Strahles befinden sich innerhalb der Ellipse, ihr Flächeninhalt beträgt $A = \pi\epsilon$ [5].

Die Emittanz eines Teilchenstrahls ist abhängig von der Energie der beschleunigten Teilchen. Aus diesem Grund wird häufig die „normierte“ Emittanz

$$\epsilon^* = \epsilon \beta_R \gamma_R \quad (2.2)$$

verwendet. Hierbei sind $\beta_R = \frac{v}{c_0}$ und $\gamma_R = (1 - \beta_R^2)^{-\frac{1}{2}}$ relativistische Faktoren, die sich aus der Geschwindigkeit v der Teilchen und der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 ergeben. Die normierte Emittanz ist unabhängig von der Energie und im Idealfall während der Beschleunigung konstant [8].

Betatron Bewegung

Stimmt die große Hauptachse der Ellipse wie in [Abbildung 2.2](#) mit der vertikalen x' -Achse überein, so besitzt sie die Länge $\sqrt{\epsilon/\beta}$ und die kleine Hauptachse die Länge $\sqrt{\epsilon\beta}$. Bei β handelt es sich um die ortsabhängige Betatronfunktion [5]. Sie ist keine Eigenschaft des Teilchenstrahls, sondern resultiert aus der Magnetstruktur des Beschleunigers. Sie ist die bereits erwähnte Einhüllende der Teilchenschwingungen in der jeweiligen Ebene.

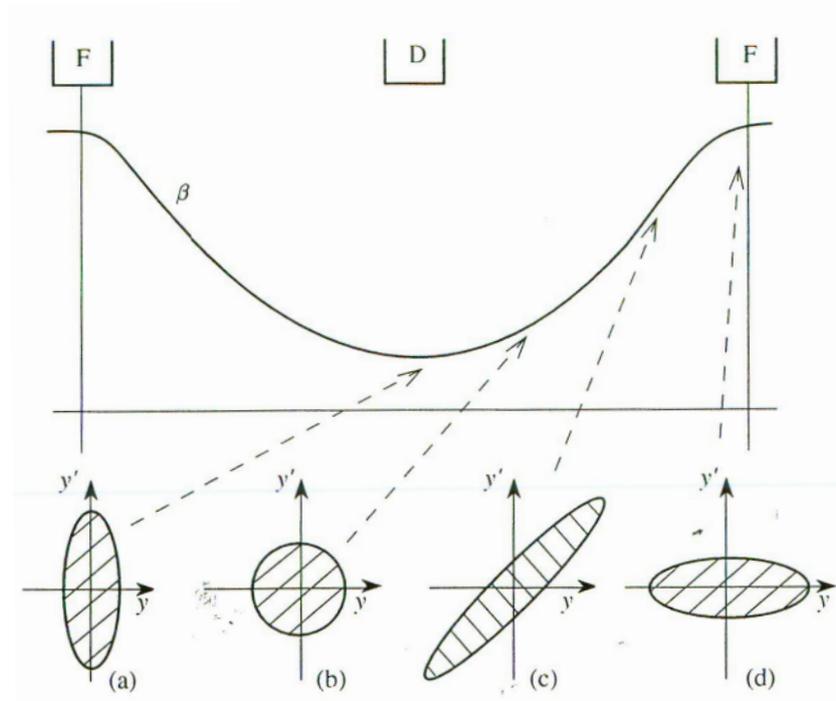


Abbildung 2.3.: Verlauf der Betatronfunktion und resultierende Drehung der Phasenraumellipse: In einem defokussierenden Bereich (a) nimmt die Betatronfunktion einen kleinen, in einem fokussierenden Bereich (d) einen großen Wert an. Dazwischen (b und c) verändert die Phasenraumellipse ihre Form als Resultat der Oszillation [5].

Die Betatronfunktion β verändert sich als Funktion des Ortes. Den Wert der Betatronfunktion am Ort der Wechselwirkung bezeichnet man mit β^* . Aufgrund der Oszillation verändert die Phasenraumellipse während des Fluges der Teilchen bei gleichbleibender Fläche (Emittanz) ihre Form. Abbildung 2.3 zeigt die Form der Ellipse in Abhängigkeit der Betatronfunktion. Am Ort eines defokussierenden Magneten (a) hat die Einhüllende einen kleinen Wert und die Ellipse ist aufgerichtet, am Ort eines fokussierenden Magneten (b) ist die Einhüllende hingegen groß und die Ellipse somit flach.



Luminosität

Eine entscheidene Größe, um die Leistungsfähigkeit eines Beschleunigers zu charakterisieren ist die Luminosität \mathcal{L} . Sie ist definiert als Proportionalitätsfaktor zwischen dem Wirkungsquerschnitt σ eines Ereignisses und der Rate \dot{N} der auftretenden Ereignisse pro Zeit [9]:

$$\dot{N} = \mathcal{L} \sigma \quad (2.3)$$

Der Wirkungsquerschnitt stellt die Wahrscheinlichkeit für eine bestimmte Reaktion dar. Er wird in der Einheit einer Fläche angegeben. Im Bereich der Teilchenphysik verwendet man üblicherweise Zehnerpotenzen der Einheit Barn ($1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$). Die Luminosität wird passend dazu in der Einheit $[\mathcal{L}] = 1 \text{ b}^{-1}\text{s}^{-1}$ angegeben. In diesem Zusammenhang spricht man auch von der „instantanen“ Luminosität. Als „integrierte“ Luminosität bezeichnet man dagegen das zeitliche Integral über die instantane Luminosität:

$$\int_{t_0}^{t_1} \mathcal{L} dt \quad (2.4)$$

Sie ist ein Maß für die im Zeitintervall $[t_0 : t_1]$ möglichen Reaktionen und wird als Angabe für die bei einer Messung erhaltbare Datenmenge verwendet.

Die Luminosität eines Beschleunigers ist eine Funktion der Strahlparameter und lässt sich für eine gaußförmige Ladungsverteilung im Strahl wie folgt ausdrücken [7]:

$$\mathcal{L} = f \frac{n_1 n_2}{4\pi \sigma_X \sigma_Y} \quad (2.5)$$

Hierbei sind n_1 und n_2 die Anzahl der Teilchen pro Paket, f ist die Kollisionsfrequenz. Die Größen σ_X und σ_Y stehen für die Standardabweichungen der Ladungsverteilungen in horizontaler beziehungsweise vertikaler Richtung, sie werden bei Protonenstrahlen als Angabe der Strahlbreite in der jeweiligen Richtung verwendet. Bei der obigen Formel wird angenommen, dass beide Teilchenstrahlen die gleiche Ladungsverteilung aufweisen. Soll darüberhinaus berücksichtigt werden, dass die beiden Strahlen nicht frontal, sondern unter einem gewissen Winkel kollidieren, ist ein Korrekturfaktor hinzuzufügen.

Betrachtet man bei einer gaußförmigen Ladungsverteilung die Phasenraumellipse, die die Teilchen einschließt, die sich innerhalb der Standardabweichung σ_X befinden, beträgt diese Fläche [7]

$$A_X = \pi \epsilon_X = \pi \frac{\sigma_X^2}{\beta_X} . \quad (2.6)$$



Hierbei stellen ϵ_X die Emittanz und β_X den Wert der Betatronfunktion in X -Richtung dar. Geht man von einem analogen Zusammenhang in vertikaler Y -Richtung aus, lässt sich unter Verwendung dieser Beziehung und Gleichung (2.5) die Luminosität am Ort der Wechselwirkung durch

$$\mathcal{L} = f \frac{n_1 n_2}{4\pi \sqrt{\epsilon_x \beta_x^* \epsilon_y \beta_y^*}} \quad (2.7)$$

ausdrücken [7]. Es wird deutlich, dass eine geringe Emittanz und ein geringer Wert der Betatronfunktion entscheidend sind, um eine möglichst hohe Luminosität im Beschleuniger und damit eine potentiell hohe Datenrate zu erreichen.

2.5. Emittanzvergrößerung

Wie bereits erwähnt ist die normierte Emittanz ϵ^* im Idealfall eine Erhaltungsgröße. Dennoch treten Effekte auf, die eine Emittanzvergrößerung zur Folge haben (eine gute Übersicht findet man in [8]). Ein paar dieser Effekte sollen im Folgenden angesprochen werden:

Streuung der Protonen am Restgas Bevor es zu Kollisionen kommt, legen die Teilchenstrahlen einen weiten Weg im Beschleunigerring zurück. Da sich in den Ringen kein reines Vakuum befindet, werden die Protonen des Strahls am Restgas gestreut. Die Streuung ist dabei proportional zur Dicke des durchstrahlten Mediums. Da man innerhalb einer Datennahmeperiode davon ausgehen kann, dass die Protonen bereits beschleunigt wurden und somit eine annähernd konstante Geschwindigkeit besitzen, ist die Streuung am Restgas proportional zur Flugzeit.

Geht man näherungsweise von Rutherford-Streuung aus, so ergibt sich der Emittanzzuwachs der Protonen (nach [10])

$$\frac{d\epsilon_i}{dt} = \frac{\pi \beta_R \gamma_R}{2} \overline{\beta_i} \langle \theta^2 \rangle \quad (2.8)$$

als Funktion des Mittelwertes der Betatronfunktion über den gesamten Ringumfang $\overline{\beta_i}$, des mittleren Streuwinkels θ und den relativistischen Faktoren β_R und γ_R .

Man erwartet somit einen linearen Anstieg der Emittanz als Folge der Streuung am Restgas.

Unter Verwendung von Gleichung (2.6) erhält man eine Abschätzung des Verhaltens des Quadrates der Strahlbreite $\sigma_i^2(t)$ in Richtung i über

$$\sigma_i^2(t) = \beta_i \cdot \epsilon_i \propto \beta_i \cdot t \quad (2.9)$$



Man kann davon ausgehen, dass sich der Wert der Betatronfunktion am Wechselwirkungspunkt β^* mit der Zeit nicht ändert, solange die Magnetstruktur nicht verändert wird. Unter diesen Umständen resultiert die Streuung am Restgas in einem zur Flugzeit t linearen Anstieg der Zonenbreite.

Interne Wechselwirkungen der Strahlteilchen Die Protonen des Strahls werden nicht nur am Restgas gestreut, sondern wechselwirken auch untereinander. Bei diesen Streuungen innerhalb des Strahls („Intra-beam scattering“) können Energie und Impuls zwischen allen drei Raumrichtungen übertragen werden. Dadurch nehmen das (sechsdimensionale) Phasenraumvolumen und somit die Emittanzen im Laufe der Zeit zu [8]. Berechnungen beziehungsweise Näherungen dieses Effektes sind aufwendig und nur numerisch möglich (siehe [11]).

Qualitativ lässt sich aussagen, dass die Steigerung der Emittanz mit steigender Ausdehnung abnimmt, da weniger Streuungen stattfinden. Eine Wachstumsrate $1/\tau_i$ lässt sich im Fall von Protonenstrahlen abschätzen zu [8]

$$\frac{1}{\tau_i} \propto \frac{n}{\epsilon_X^* \epsilon_Y^* \epsilon_Z^*} . \quad (2.10)$$

Hierbei sind n die Anzahl der Protonen pro Strahlpaket und ϵ_X^* , ϵ_Y^* und ϵ_Z^* die normierten Emittanzen in der jeweiligen Richtung. Man erkennt, dass diese Rate mit steigenden Emittanzen abnimmt.

Fehler der Fokussierung Der große Vorteil von Ringbeschleunigern gegenüber Linearbeschleunigern, Strecken mehrmals zu durchlaufen, kann bei kleinen Ungenauigkeiten oder Fluktuationen in den Magnetfeldern der Ablenk- und Fokussiermagneten zu Abweichungen von der idealen Fokussierung führen, die sich mit dem wiederholten Passieren verstärken. Dies führt ebenso zu einer Emittanzvergrößerung.

Emittanzvergrößerung beim Übergang Neben den genannten Effekten, die eine Vergrößerung in Abhängigkeit der Flugzeit darstellen, kann die Emittanz des Teilchenstrahls auch beim Übergang von einem Beschleunigersystem, zum Beispiel eines Vorbeschleunigerrings, in das Nächste ansteigen. Mögliche Fehlerquellen sind unter anderem Abweichungen vom idealen Eintrittswinkel, der idealen Teilchenenergie oder Unterschiede in den Betatronfunktionen beider Ringe am Ort des Übergangs. Da die Teilchen eines Strahls eine gewisse Verteilung im Phasenraum aufweisen, ist eine Emittanzvergrößerung nicht auszuschließen. Für den Eintritt in den Large Hadron Collider wurde eine Emittanzvergrößerung des Strahls von unter 5% gefordert [12].

3. LHC & ATLAS

Der *Large Hadron Collider* (LHC) ist ein Ringbeschleuniger am europäischen Zentrum für Kernforschung „CERN“ in Genf. Die Abkürzung entstammt dem französischen Namen *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire* (Europäischer Rat zur Nuklearforschung). Dieser Rat wurde 1952 zur Gründung des Zentrums ins Leben gerufen. Auch wenn der Rat 1954 durch die Europäische Kernforschungsorganisation ersetzt wurde, hat sich der Name CERN gehalten [13].

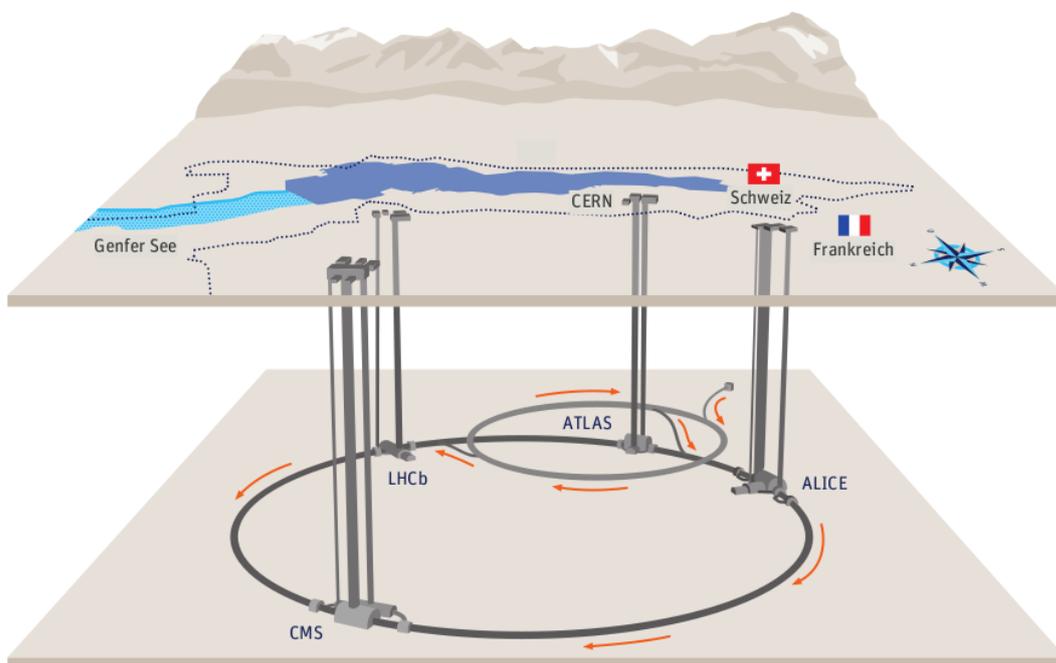


Abbildung 3.1.: Der Ring des Beschleunigers LHC verläuft unterhalb des Grenzgebietes Frankreichs und der Schweiz. Vier Experimente sind innerhalb des Rings aufgebaut: ATLAS, ALICE, CMS und LHCb. Um das ATLAS-Experiment verläuft der Vorbeschleunigerring SPS („Super Proton Synchrotron“), aus dem die Protonen in den LHC injiziert werden. [14]



3.1. LHC

Der LHC ist in einem 26.7 km langen Tunnel installiert, in dem zuvor der Elektronen-Positronen-Beschleuniger LEP untergebracht war.

Zielsetzung des LHC ist die Suche nach „Physik jenseits des Standardmodells der Elementarteilchenphysik“, also nach bis jetzt noch unbekanntem Teilchen. Um dies zu erreichen, kollidieren im LHC Teilchen mit deutlich höheren Energien, als es in vorherigen Beschleunigern der Fall war.

Das Design des LHC ist für eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV ausgelegt, zum gegenwärtigen Zeitpunkt (2011) wird er jedoch nur mit einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV betrieben, also 3.5 TeV pro Teilchenstrahl. Es ist geplant, diese Energie bis zur angestrebten Höchstenergie zu steigern. Die angestrebte instantane Luminosität beträgt $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Bei dem LHC handelt es sich um einen Teilchen-Teilchen-Beschleuniger, das heißt es werden zwei Teilchenstrahlen beschleunigt und in den verschiedenen Experimenten zur Kollision gebracht. Beide Strahlen bestehen bei den meisten Messungen aus Protonen. Alternativ werden auch Bleiionen beschleunigt. Im Gegensatz zu Beschleunigern, deren einer Strahl aus Teilchen und deren anderer Strahl aus Antiteilchen besteht, werden zwei getrennte Ringe zur Beschleunigung benötigt, da der im Uhrzeigersinn laufende und der gegen den Uhrzeigersinn laufende Strahl jeweils entgegengesetzte Magnetfelder benötigen, um auf ihren Bahnen gehalten zu werden.

Im LHC kommt die „twin-bore“ Technologie (englisch für „Doppel-Bohrung“) zum Einsatz. Dabei sind beide Strahlröhren in einem gemeinsamen Kühlkörper eingebracht. In den Dipolmagneten haben diese Röhren einen horizontalen Abstand von 194 mm. Die Wege der Strahlen kreuzen sich nur innerhalb der vier Experimente im Bereich der jeweiligen Wechselwirkungszone [15].

Bevor Messungen durchgeführt werden, wird der Beschleunigerring in einem ersten Schritt mit vorbeschleunigten Protonen gefüllt. Die Protonen werden dabei als Teilchenpakete („Bunches“) mit kontrolliertem zeitlichen Abstand injiziert. Die Vorbeschleunigung findet stufenweise in mehreren Vorbeschleunigern statt bis die Protonen schließlich aus dem SPS in den LHC eingeleitet werden. Ist die Füllung entsprechend den gewünschten Spezifikationen, zum Beispiel der Anzahl an Teilchenpaketen, abgeschlossen, so wird mit der Beschleunigung der Protonen begonnen.

Sind die Teilchenpakete auf die angestrebte Energie beschleunigt, werden die Strahlen in den Wechselwirkungszone der Detektoren zur Kollision gebracht. Sobald die Strahlen eine stabile Strahlqualität aufweisen, wird in den Detektoren mit der Datennahme begonnen. Die zu einer Füllung des Rings gehörige Datennahmepériode bildet einen Durchlauf (englisch „Run“).

Die Anzahl der in einem Durchlauf in den Detektoren maximal kollidierenden Teilchen wird somit durch die Füllung des LHC vorbestimmt.



3.2. ATLAS-Experiment

Eines der am CERN installierten Experimente ist ATLAS („A Toroidal LHC ApparatuS“). Mit Hilfe von ATLAS soll das Potential, das der LHC aufgrund der angestrebten Teilchenenergie und Luminosität bietet, genutzt werden, um präzisere Messungen der bereits bekannten Prozesse vorzunehmen und bisher unbekannte Teilchen und Phänomene im Energiebereich einiger Teraelektronenvolt zu entdecken. Wie in Abschnitt 2.1 angedeutet, kann das Standardmodell der Elementarteilchenphysik viele Vorgänge in der Natur vorhersagen, lässt jedoch weiterhin Fragen unbeantwortet. Mehrere Theorien bieten als Erweiterungen des Standardmodells Lösungsansätze für diese Probleme. Der ATLAS-Detektor ist als Allzweck-Detektor ausgelegt, um möglichst viele dieser Theorien überprüfen und gegebenenfalls auch bisher unerwartete Ereignisse entdecken zu können. Durch den Einsatz von ATLAS und den anderen Experimenten am CERN erhofft man sich Entdeckungen und Erkenntnisse, um die offenen Fragen zu beantworten.

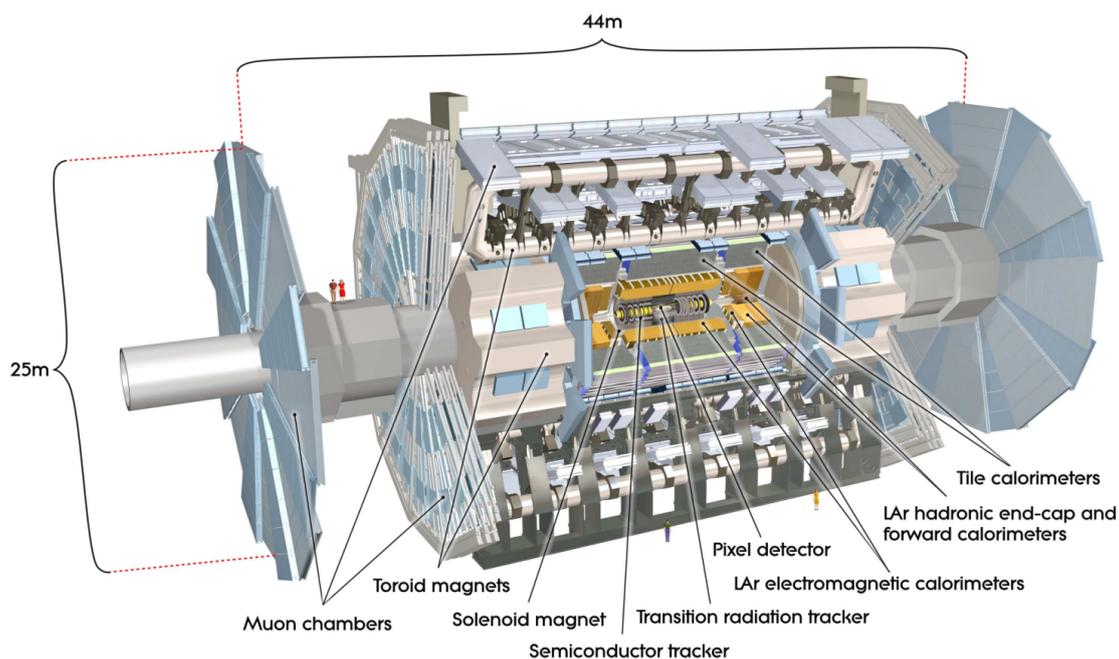


Abbildung 3.2.: Aufbau des ATLAS-Detektors: Um die Wechselwirkungszone herum sind mehrere Detektorschichten angeordnet. Außerhalb des „inneren Detektors“ mit Pixeldetektor und weiteren Spurendetektoren befinden sich die Kalorimeter sowie die Toroidmagnete. Die äußerste Schicht bilden die Myonenkammern. [16]



Den Aufbau des Detektors zeigt Abbildung 3.2. Der Detektor besteht aus mehreren Schichten um die Wechselwirkungszone herum. Die äußersten Schichten bilden die Myonenkammern und die Toroidmagnete. Darunter befinden sich das hadronische und das elektromagnetische Kalorimeter. Das Zentrum wird auch als der „innere Detektor“ bezeichnet.

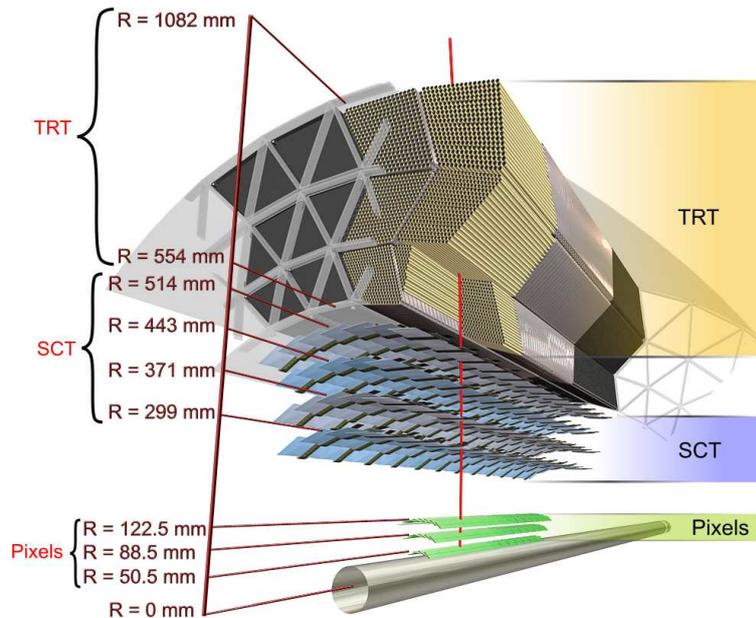


Abbildung 3.3.: Flug eines Teilchens (rot) durch die Schichten des inneren Detektors: Nach Verlassen der Röhre durchfliegt das Teilchen zuerst die drei unabhängigen Schichten des Pixeldetektors. Dahinter liegen der SCT („Semiconductor tracker“) und anschließend mehrere kleine Röhrrchen des TRT („Transition radiation tracker“). Zusammen dienen sie der Messung und Rekonstruktion der Teilchenbahnen. [16]

Der Weg eines Teilchens durch die Schichten des inneren Detektors ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Ein bei der Kollision erzeugtes Teilchen durchdringt die Wand der Strahlröhre und passiert zuerst die drei Schichten des Pixeldetektors. Als Nächstes passiert das Teilchen den SCT („Semiconductor tracker“) und anschließend den TRT („Transition radiation tracker“).

Man erwartet bis zu 1000 Teilchen, die pro Kollision die Wechselwirkungszone verlassen. Um diese Teilchendichte präzise vermessen zu können, benötigt man in nächster Nähe zur Wechselwirkungszone eine möglichst hohe Dichte an Detektorzellen. Die Sensoren des Pixeldetektors weisen die feinste Körnung mit einer Pixelgröße von $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ auf. Damit ergeben sich Ortsmessungen mit Genauigkeiten bis zu $10 \mu\text{m}$ in den transversalen und $115 \mu\text{m}$ in longitudinaler Richtung [16].



Der SCT besteht aus acht Halbleiterstreifendetektoren, die in vier doppelagigen Schichten angebracht sind. Für ein durchfliegendes Teilchen werden auf diese Weise vier Punkte mit bis zu $17\ \mu\text{m}$ transversaler und $580\ \mu\text{m}$ longitudinaler Genauigkeit aufgenommen. In den zur Detektorachse parallelen Röhren des TRT werden weitere transversale Positionsinformationen gewonnen. Pro Spur werden hier durchschnittlich 36 Treffer registriert.

Um einen möglichst großen Raumwinkel abdecken zu können, sind die obengenannten Detektoren nicht nur konzentrisch um die Symmetrieachse angeordnet, sondern verfügen auch über Endkappen („End-caps“), die senkrecht zur Detektorachse angebracht die longitudinalen Enden der Wechselwirkungszone abdecken. (siehe Abbildung 3.2) [16].

Die in den einzelnen Schichten registrierten Raumkoordinaten dienen der Bestimmung der Spur des jeweiligen Teilchen durch den Detektor. Um sensitiv auf die Ladung der Teilchen zu sein, befindet sich der innere Detektor in einem 2 T starken Magnetfeld. Dadurch weisen die Bahnen geladener Teilchen messbare Krümmungen auf. Für die Bestimmung der Teilchenbahnen kommen verschiedene Algorithmen zum Einsatz, die neben den aufgenommenen Daten auch die Materialeigenschaften des Detektors berücksichtigen [16]. Die Rekonstruktionen der Vertices werden sowohl „online“ (noch während der Datennahme) als auch „offline“ (nach der Datennahme) durchgeführt. Die Algorithmen, die während der Datennahme zum Einsatz kommen, sind auf eine hohe Geschwindigkeit optimiert. Dadurch bekommt man nicht nur einen ersten Eindruck von der Wechselwirkungszone, sondern auch eine fast in Echtzeit vorliegende Kontrolle der Luminosität und der Qualität der beiden Teilchenstrahlen. Bei der „offline“ durchgeführten Rekonstruktion der Spuren und Vertices werden zeitintensivere Algorithmen eingesetzt. Das Augenmerk liegt hierbei auf einer möglichst hohen Genauigkeit. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt im Zentrum des ATLAS-Detektors: Die positive X -Richtung zeigt horizontal zur Mitte des LHC, die positive Y -Richtung vertikal nach oben und die positive Z -Richtung von oben betrachtet entgegen dem Uhrzeigersinn entlang der Symmetrieachse.

Für die Rekonstruktion von Spuren und Vertices gibt es verschiedene Algorithmen. Als Grundprinzip liegen ihnen zwei getrennte Schritte zu Grunde, das „Finden“ und das „Fitten“: Zuerst werden die in den Detektorschichten des Pixeldetektors und des SCT registrierten Signale in Clustern zusammengefasst, um dreidimensionale Raumpunkte zu erhalten. Ausgehend von derartigen Raumpunkten werden mögliche Spuren nach außen Richtung TRT extrapoliert und mögliche weitere Punkte ermittelt. Nachdem diese Kandidaten gefunden sind, werden mögliche Spuren gefittet. Anschließend werden Spuren, deren Fitqualität einen Akzeptanzwert erreicht oder überschreitet, behalten. Die Restlichen werden verworfen und die beiden Schritte für diese Daten wiederholt.



Lassen sich auf diese Weise keine Spuren mit genügender Qualität mehr finden, kommt neben dieser Rekonstruktion „von innen nach außen“ auch das Gegenteil zum Einsatz. Dabei werden bisher verworfene Signale des TRT in das Zentrum des Detektors hinein extrapoliert.

Die Rekonstruktion der Vertices erfolgt nun aus dem Datensatz der gefundenen Spuren nach dem gleichen Grundprinzip. Auf der Basis der rekonstruierten Spuren werden mögliche Kandidaten von Vertices gefunden.

Danach werden die entsprechenden Vertices aus den möglichen Kandidaten durch Fits bestimmt. Auch hierbei kommen Akzeptanzkriterien (χ^2 , Anzahl an Spuren, Transversalimpuls und andere) zum Einsatz, bevor das Verfahren iterativ fortgesetzt wird. Einen Überblick bietet [17], genauere Information finden sich in [18].

Nach Durchfliegen des inneren Detektors gelangen die Teilchen zuerst in das elektromagnetische, danach in das hadronische Kalorimeter. Die Kalorimeter sind ebenfalls in einer Schichtstruktur aufgebaut. Hierbei wechseln sich Schichten aus aktivem Material und Absorbermaterial ab. In den Schichten geben die Teilchen über weitere Wechselwirkungen schrittweise ihre Energie ab. Die abgegebenen Teilenergien werden detektiert und zur weiteren Analyse des Teilchens und seiner Eigenschaften, unter anderem dem Transversalimpuls, verwendet.

Die äußersten Schichten des ATLAS-Detektors bilden die ebenfalls konzentrisch angeordneten Myonenkammern und die entsprechenden Endkappen. Sie dienen der Identifikation der entstehenden Myonen und anderer Teilchen, die ihre Energie in den Kalorimetern nicht komplett abgegeben haben.

Die bei den Wechselwirkungen entstehenden Neutrinos verlassen auch diese Schichten undetektiert. Ihre transversale Energie und ihr transversaler Impuls werden aus den fehlenden Komponenten der Energie- beziehungsweise Impulsbilanz berechnet.

Durch den Einsatz der Toroidmagnete herrscht auch außerhalb des inneren Detektors ein Magnetfeld mit einer durchschnittlichen Stärke von 0.5 T, so dass weiterhin eine ladungssensitive Messung der Teilchen möglich ist [16].

4. Vermessung der Wechselwirkungszone

Ausgangspunkt dieser Bachelorarbeit sind die Analysen und Ergebnisse zweier Schülerpraktikanten, Benedikt Placke und Thomas Autermann. Das Praktikum wurde von Prof. Wolfgang Wagner und Georg Sartisohn betreut.

Die im Rahmen des Praktikums durchgeführten Analysen dienen dem Zweck, Informationen über die Ausdehnung der Wechselwirkungszone im ATLAS-Detektor zu erhalten. Um dies zu erreichen, wurden die Positionen der primären Vertices ausgewertet und durch verschiedene Diagramme in Beziehung gesetzt. Diese Auftragungen zeigen die räumliche Ausdehnung der Kollisionen und erlauben Rückschlüsse auf die Beschaffenheiten der Teilchenstrahlen.

Gegenstand der Bachelorarbeit ist die Fortsetzung und Vertiefung dieser Untersuchungen.

4.1. Informationen über den Datensatz

Gegenstand der Analysen sind die Daten, die durch ATLAS am LHC während des Durchlaufs 167776 gesammelt wurden.

Tabelle 4.1.: Informationen zum Durchlauf 167776 [19]

Startzeit	27.10.2010 - 20:57:29
Endzeit	28.10.2010 - 15:25:13
Schwerpunktsenergie	7 TeV
Gesamtanzahl an Ereignissen	20894098
Integrierte Luminosität (Status „Stabiler Strahl“)	6293 nb ⁻¹
Spitzenluminosität	180.4·10 ³⁰ cm ⁻² s ⁻¹



Für die vorliegenden Ergebnisse werden nicht alle aufgenommenen Messdaten verwendet. Zum Einsatz kommt der Level 1-Trigger „L1_EM14“ des elektromagnetischen Kalorimeters [20]. Darüberhinaus sind zur Vermessung der räumlichen Ausdehnung nur die primären Vertices von Interesse. Unter diesen Auswahlkriterien beschränkt sich der Datensatz auf 2955359 Ereignisse.

Zwei der von 0001 bis 0329 durchnummerierten Dateien (0191 und 0245) sind im entsprechenden Verzeichnis nicht vorhanden.

4.2. Strahlpositionen und Strahlbreiten

Die Positionen der Vertices werden bezüglich aller drei Raumrichtungen histogrammiert. Die Z -Richtung stellt hierbei die Symmetrieachse des Detektors dar, die X - und die Y -Richtungen stehen jeweils senkrecht dazu. Die X -Koordinate gibt die horizontale, die Y -Koordinate die vertikale Position an (siehe Abschnitt 3.2).

Die Fehler der Vertexrekonstruktion werden bei diesen Untersuchungen nicht berücksichtigt und die gegebenen Koordinaten (X, Y, Z) als fehlerfrei behandelt.

Wie in Abschnitt 2.4 beschrieben, verwendet man die Standardabweichung der jeweiligen Verteilung als Angabe der „Strahlbreite“ in dieser Richtung. Zur Beschreibung der Zonenbreite wird im Folgenden genauso verfahren. In den Statusboxen der Histogramme sind der jeweilige Mittelwert („Mean“) und das jeweilige quadratische Mittel („RMS“, „Root Mean Square“) angegeben. Zusätzlich wurden Gaußverteilungen der Form

$$f(i) = A_i \exp\left(-\frac{(i - \mu_i)^2}{2 \sigma_i^2}\right) \quad (4.1)$$

angepasst, um damit die Mitte μ_i des jeweiligen Peaks und die entsprechende Standardabweichung σ_i ($i \in \{X, Y, Z\}$) zu ermitteln.

Den Abbildungen 4.1 und 4.2 entnimmt man, dass die Erwartung gaußverteilter Vertices in allen drei Raumrichtungen deutlich bestätigt wird. Die Anzahl von 2955359 primären Vertices liefert hierzu eine gute Statistik. Die erhaltenen Parameter μ_i und σ_i weichen teilweise größer als die ermittelten Fehler vom Mittelwert („Mean“) beziehungsweise dem quadratischen Mittel („RMS“) ab. Die Abweichungen bleiben dabei aber unter 2 %.

Die Positionen der Maxima zeigen, dass das Zentrum der Wechselwirkungszone deutlich von $(X, Y, Z) = (0,0,0)$ abweicht und somit in allen drei Richtungen bezüglich des Koordinatenmittelpunktes des ATLAS-Detektors verschoben ist.

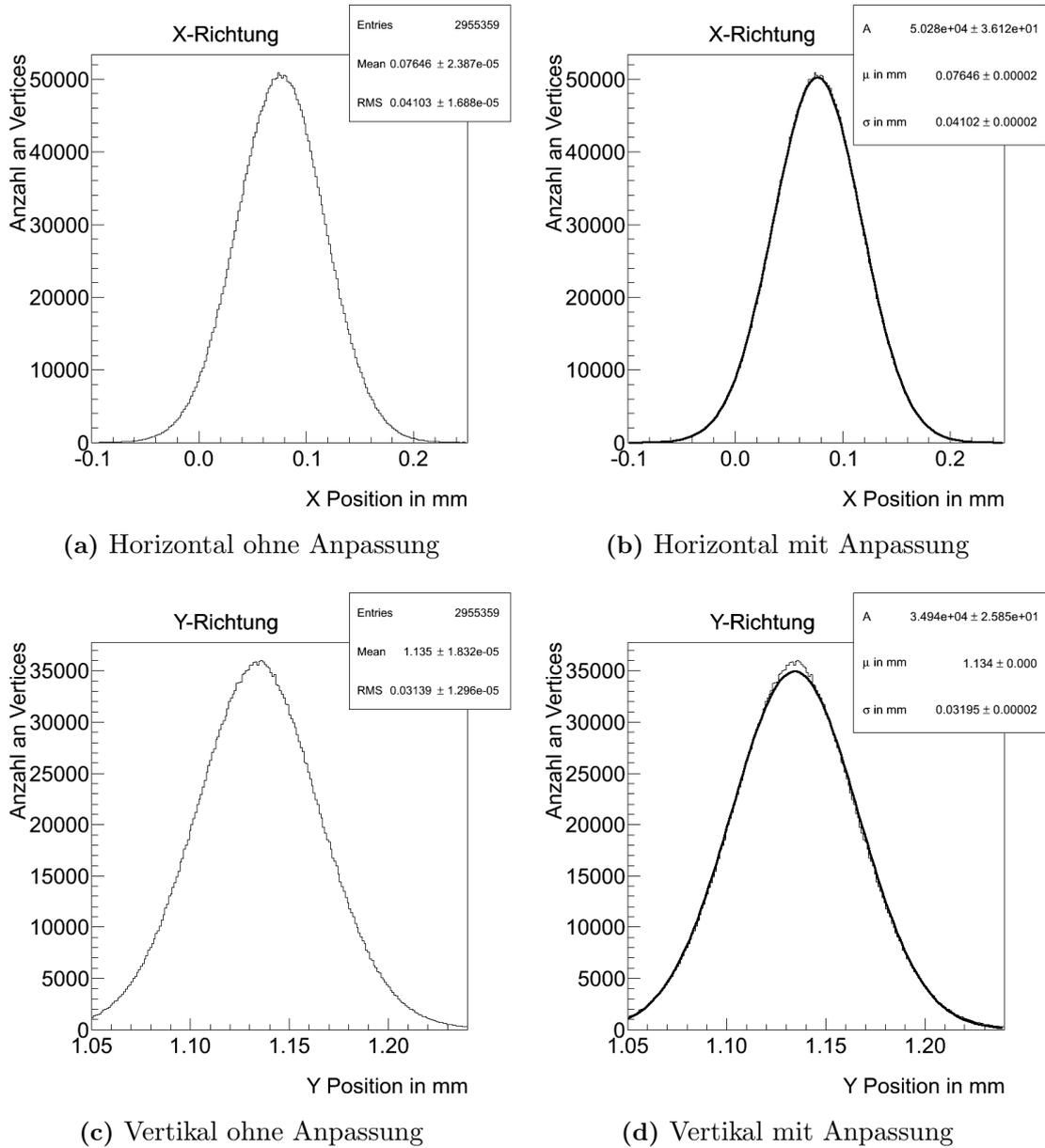


Abbildung 4.1.: Transversale Verteilungen der Vertices: Wird die Anzahl an primären Vertices über ihre jeweilige X -Position (a und b) beziehungsweise Y -Position (c und d) aufgetragen, so ergeben sich gaußförmige Verteilungen. In den rechten Abbildungen (b und d) wurden zusätzlich Gaußkurven nach Formel (4.1) angepasst. Die Abweichungen zwischen μ_i und Mittelwert („Mean“) beziehungsweise Standardabweichung σ_i und quadratischem Mittelwert („RMS“) sind gering. Mittelwerte und quadratischer Mittelwert sind in Millimeter angegeben.

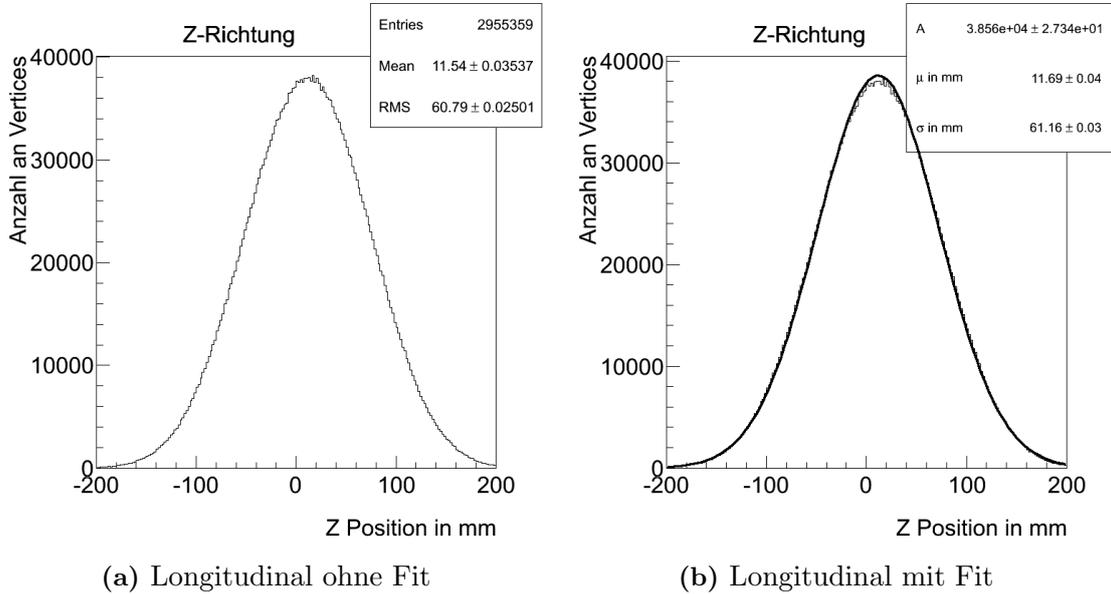


Abbildung 4.2.: Longitudinale Verteilung der Vertices: Entlang der Symmetrieachse des Detektors, also in longitudinaler Z -Richtung, ist die Wechselwirkungszone deutlich ausgedehnter als in den transversalen Richtungen. Auch hier ergibt sich eine Gaußverteilung der primären Vertices.

Man beobachtet, dass die Wechselwirkungszone des Durchlaufs in der Z -Richtung, also entlang der Detektorachse, eine Ausdehnung von $\sigma_Z = (61.16 \pm 0.03)$ mm besitzt. In dieser Richtung ist die Zone am ausgedehntesten, die transversalen Ausdehnungen ($\sigma_X = (41.02 \pm 0.02)$ μm und $\sigma_Y = (31.37 \pm 0.02)$ μm) sind um drei Größenordnungen geringer.

Eine Übersicht zeigt Tabelle 4.2. Ein Vergleich mit gemittelten Breiten dieses Durchlaufes [19] zeigt Übereinstimmungen in X - und Z -Richtung. In vertikaler Richtung liegt der Vergleichswert höher und deckt sich im Rahmen der Fehler mit dem entsprechenden horizontalen Wert.

Tabelle 4.2.: Parameter der Verteilungen: Die angegebenen Fehler stellen hierbei allein die statistischen Fehler der Anpassungen dar und berücksichtigen somit nicht die Fehler der Vertexrekonstruktion. Zum Vergleich sind in der letzten Spalte die gemittelten Zonenbreiten $\sigma_{i,ARQ}$ dieses Durchlaufes aus [19] angegeben.

Richtung i	μ_i	σ_i	$\sigma_{i,ARQ}$
X	(76.46 ± 0.02) μm	(41.02 ± 0.02) μm	(40 ± 2) μm
Y	(1.134 ± 0.001) mm	(31.95 ± 0.02) μm	(39 ± 3) μm
Z	(11.69 ± 0.04) mm	(61.16 ± 0.03) mm	(63 ± 2) mm



Da im späteren Verlauf der Analyse die Daten für kleinere Zeiteinheiten separat untersucht werden und diese jeweils deutlich weniger Einträge aufweisen, werden immer die durch einen Gaußfit ermittelten Parameter zur Beschreibung der Mittelposition μ_i und der Breite σ_i in Richtung i ($i \in \{X, Y, Z\}$) verwendet.

4.3. Korrelationen zwischen den Richtungen

Neben der Ausdehnung der Wechselwirkungszone bezüglich einer Raumrichtung ist auch der Zusammenhang zwischen den einzelnen Richtungen von Interesse. Die Teilchenstrahlen werden nicht parallel zur Detektorachse (Z -Richtung), sondern unter einem gewissen Winkel zur Kollision gebracht. Dies hat Auswirkungen auf die Verteilung der primären Vertices.

Für eine erste qualitative Betrachtung der räumlichen Zonenausrichtung eignet sich die Auftragung in zweidimensionalen Histogrammen bezüglich jeweils zweier Raumrichtungen. So ergeben sich die Abbildungen 4.3 und 4.4.

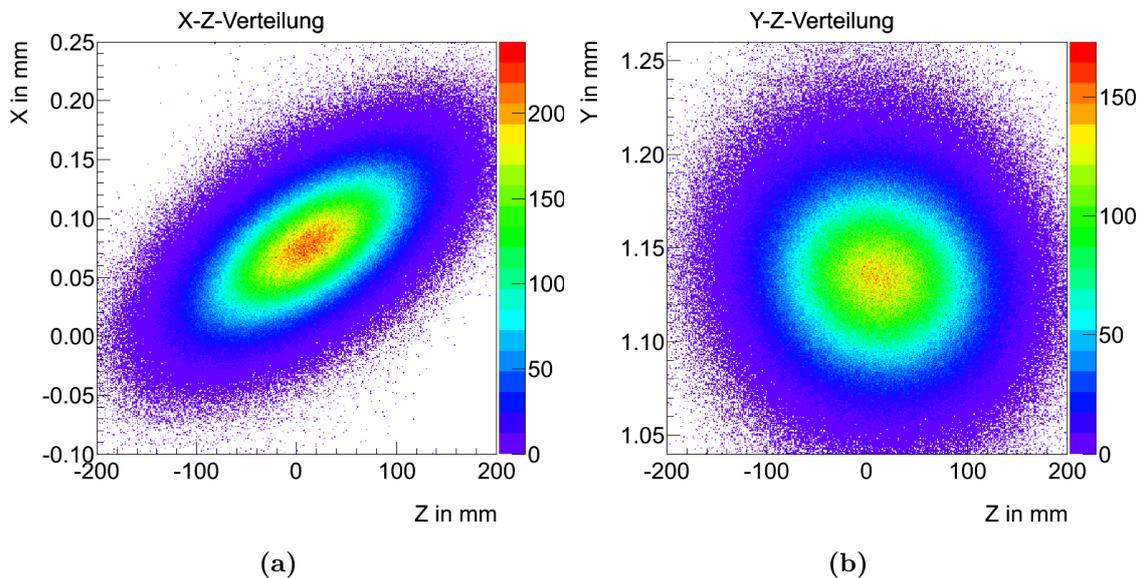


Abbildung 4.3.: Korrelationen zwischen der X - und der Z -Position der Vertices (a) beziehungsweise der Y - und der Z -Position (b): Dargestellt ist der Blick auf die horizontale X - Z -Ebene. Die Farben repräsentieren die Anzahl an Vertices in den einzelnen Intervallen. Es ist eine deutliche Verschiebung der Positionen in X -Richtung entlang der Detektorachse sichtbar. In vertikaler Y -Richtung ist nahezu keine Verschiebung erkennbar.

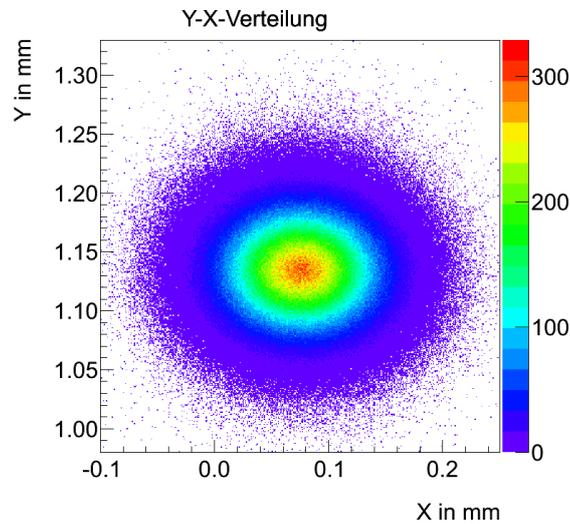


Abbildung 4.4.: Korrelation zwischen der Y - und der X -Position der Vertices: Der Blick entlang der Detektorachse zeigt keine signifikante Verschiebung. Beide Achsen sind gleich skaliert, um die größere Ausdehnung der Wechselwirkungszone in X -Richtung gegenüber der Y -Richtung zu verdeutlichen.

Auch in dieser Auftragungsform werden die gaußförmigen Verteilungen der Vertices über die jeweiligen Farbverläufe sichtbar. Darüberhinaus lässt sich den obigen Histogrammen entnehmen, dass die Wechselwirkungszone sowohl bezüglich der X - als auch der Y -Richtung entlang der Symmetrieachse des Detektors Verschiebungen aufweist. Diese Verschiebung ist in X -Richtung um ein Vielfaches stärker ausgeprägt als in Y -Richtung.

Dies lässt sich damit erklären, dass die Röhren, in denen die beiden Teilchenstrahlen auf Kreisbahnen beschleunigt werden, im LHC konzentrisch zueinander sind. Um zur Kollision gebracht zu werden, müssen die Strahlen deswegen horizontal (in X -Richtung) in die Wechselwirkungszone abgelenkt werden, während ihre vertikale Position nicht merklich verändert wird.

Die beobachtete Verschiebung liefert eine Begründung für die vorherige Beobachtung aus Abschnitt 4.2, dass die über den ganzen Durchlauf ermittelte Zonenbreite σ_X ungefähr 1.3 mal größer ist als σ_Y . Abbildung 4.4 zeigt zum direkten Vergleich der Zonenbreiten die Verteilung der primären Vertices in der Y - X -Ebene.

Es ist zu beachten, dass beide Achsen die gleiche Skalierung aufweisen, um die Unterschiede zwischen σ_X und σ_Y direkt sichtbar zu machen. Im Gegensatz zu den beiden Ebenen aus Abbildung 4.3 ist in der transversalen Ebene keine Tendenz zwischen der X - und der Y -Richtung erkennbar, die Kollisionspunkte verteilen sich in beiden Richtungen qualitativ betrachtet symmetrisch um die jeweiligen Mittelwerte.



4.4. Räumliche Zonenausrichtung

Im nächsten Schritt sollen die gerade angesprochenen Verschiebungen, also die Scherungen der Wechselwirkungszone in X - beziehungsweise Y -Richtung, quantitativ untersucht werden. Zu diesem Zweck wird der bisher betrachtete Bereich der Z -Richtung $([-200:200]$, Angaben in mm, siehe Abbildung 4.2) in acht Intervalle unterteilt:

$$I = \{[-200:-100],[-100:-50],[-50:-25],[-25:0],[0:25],[25:50],[50:100],[100:200]\}$$

Die Intervalle sind aus statistischen Gründen nicht äquidistant gewählt, sondern im mittleren Bereich kleiner, um die höhere Häufigkeit der Vertices in diesem Bereich zu berücksichtigen.

Nun wird für jedes dieser Intervalle der ermittelte Parameter $\mu_i(Z)$ der X - beziehungsweise Y - Positionen der Vertices bestimmt. Über dem Intervallmittelpunkt aufgetragen ergeben sich die Zusammenhänge, die in Abbildung 4.5 zu sehen sind.

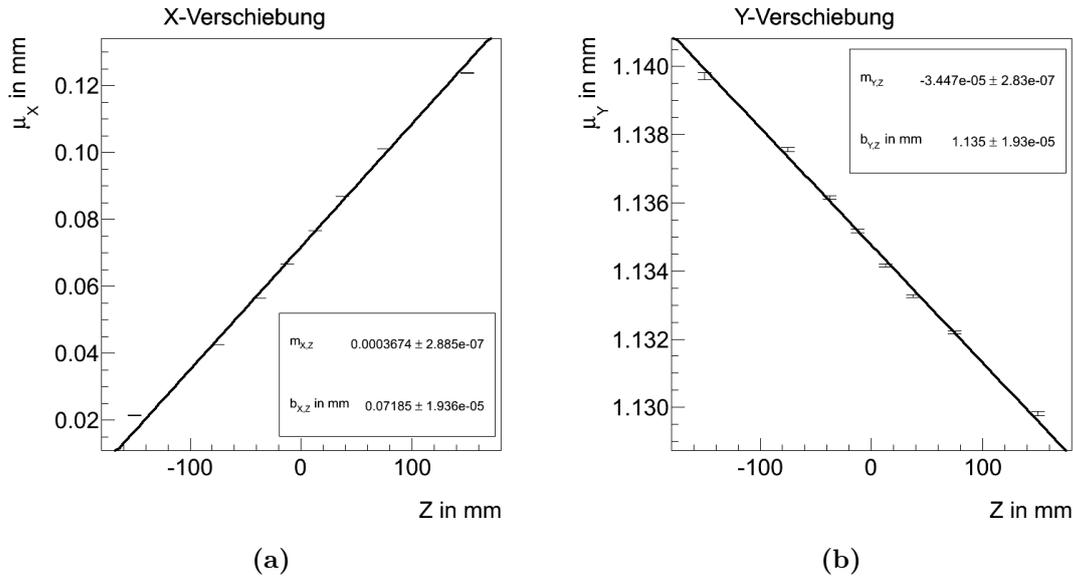


Abbildung 4.5.: Scherungen gegen die Detektorachse: Durch lineare Anpassungen werden die Steigung $m_{X,Z} = (36.74 \pm 0.03) \cdot 10^{-5}$ und der Achsenabschnitt $b_{X,Z} = (71.81 \pm 0.02) \mu\text{m}$ (a) beziehungsweise $m_{Y,Z} = (-3.45 \pm 0.03) \cdot 10^{-5}$ und $b_{Y,Z} = (1.135 \pm 0.001) \text{mm}$ (b) bestimmt.

Für beide Richtungen ist ein linearer Verlauf zu erkennen. Aus diesem Grund werden lineare Funktionen der folgenden Form angepasst, um die beiden Steigungen $m_{X,Z}$ und $m_{Y,Z}$ zu ermitteln:

$$g_i(Z) = m_{i,Z} \cdot Z + b_{i,Z} \quad (4.2)$$



Tabelle 4.3.: Steigungen und Achsenabschnitte der Ausgleichsgeraden in X - und Y -Richtung gegen die Detektorachse.

Richtung i	Steigung $m_{i,Z}$	Achsenabschnitt $b_{i,Z}$
X	$(36.74 \pm 0.03) \cdot 10^{-5}$	$(71.81 \pm 0.02) \mu\text{m}$
Y	$(-3.45 \pm 0.03) \cdot 10^{-5}$	$(1.135 \pm 0.001) \text{mm}$

Wie bereits beobachtet, ist die horizontale Verschiebung betragsmäßig deutlich größer als die vertikale: $\left| \frac{m_{X,Z}}{m_{Y,Z}} \right| = 10.6 \pm 0.1$ (siehe Tabelle 4.3).

Horizontal ergibt sich so ein Winkel von $(367.4 \pm 0.3) \mu\text{rad}$. Dieser überschreitet den nominalen Kreuzungswinkel der Strahlen von $285 \mu\text{rad}$ [16] und lässt sich somit eher nicht auf diesen zurückführen. Da die Strahlen nicht aus diagonal gegenüberliegenden Richtungen in die Wechselwirkungszone eingeleitet werden, ist dies auch nicht zu erwarten.

Den Abbildungen kann man entnehmen, dass sich der Strahlverlauf im Bereich der Wechselwirkungszone sehr gut durch eine Gerade beschreiben lässt.

4.5. Transversale Zonenbreiten entlang der Detektorachse

Bisher wurden die transversalen Zonenbreiten über die Verteilung aller primären Vertices ermittelt. Wie in Abschnitt 2.4 erwähnt, sind diese Größen beeinflusst von der Betatronfunktionen $\beta_i(Z)$ und damit abhängig von der Position entlang der Detektorachse. Nun soll untersucht werden, ob dieser Effekt im Bereich der Wechselwirkungszone messbar ist. Hierfür wird der untersuchte Bereich der Detektorachse erneut in Intervalle unterteilt. Die Breite der horizontalen und vertikalen Verteilungen der primären Vertices innerhalb der Intervalle werden anschließend aufgetragen.

Im Gegensatz zur vorherigen Analyse der Verteilungsmitten sind Unterteilungen mit unterschiedlichen Intervallgrößen zu vermeiden. Wie im letzten Abschnitt ermittelt, existiert ein Versatz zwischen der Zonenhaupt- und der Detektorachse. Wählt man nun größere Intervalle, führt dies vor allem in horizontaler Richtung dazu, dass man breitere Verteilungen erhält. Dieser Zusammenhang wird bei Betrachtung des zweidimensionalen Histogramms der X - Z -Ebene (Abbildung 4.3 (a)) deutlich. Um diesen Effekt möglichst klein zu halten, wird der Bereich der Detektorachse $([-200;200]$, Angaben in mm) nun in 20 äquidistante Intervalle von 20 mm Breite unterteilt.



Für jedes Intervall werden anschließend die transversalen Zonenbreiten $\sigma_X(Z)$ und $\sigma_Y(Z)$ bestimmt und über den Intervallmitten aufgetragen (Abbildung 4.6).

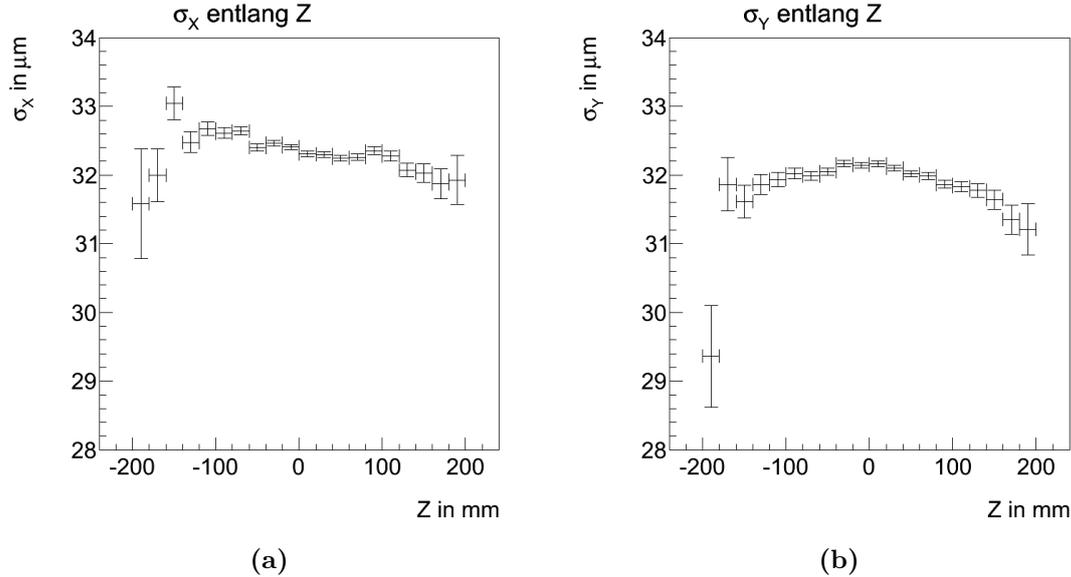


Abbildung 4.6.: Transversale Zonenbreiten entlang der Detektorachse: Im Intervall am linken Rand zwischen -200 mm und -180 mm befinden sich lediglich 1325 primäre Vertices. Die Abweichungen der anderen Intervalle befinden sich in der Größenordnung eines Mikrometers und sind somit sehr gering.

Die transversalen Zonenbreiten variieren zwischen den Intervallen nur minimal. Das Intervall ganz links (zwischen -200 mm und -180 mm) enthält lediglich 1325 primäre Vertices. Die entstehende schlechtere Statistik erklärt die Abweichung der Zonenbreiten in diesem Intervall.

Die vertikale Zonenbreite $\sigma_Y(Z)$ scheint im Zentrum des Detektors ein Maximum anzunehmen (Abbildung 4.6 (b)). Dies könnte das Resultat einer Defokussierung in vertikaler Richtung sein. In horizontaler Richtung (Abbildung 4.6 (a)) ist jedoch kein entsprechendes Minimum zu erkennen. Stattdessen sind die Zonenbreiten $\sigma_X(Z)$ im Bereich negativer Z -Koordinaten geringfügig größer.

Ein deutlicher Effekt der Betatronfunktionen $\beta_i(Z)$ konnte im Bereich der Wechselwirkungszone nicht festgestellt werden. Die Schwankungen der transversalen Zonenbreiten liegen lediglich in der Größenordnung eines Mikrometers.

Es fällt jedoch auf, dass horizontale und vertikale Breiten bei dieser Betrachtung geringer voneinander abweichen als bei der Untersuchung in Abschnitt 4.2:

Über den gesamten Durchlauf ergeben sich die Breiten $\sigma_X = (41.02 \pm 0.02) \mu\text{m}$ und $\sigma_Y = (31.95 \pm 0.02) \mu\text{m}$. Bei der Untersuchung in einzelnen Intervallen entlang der Detektorachse sinkt die durchschnittliche horizontale Breite. Dies bestätigt erneut die Auswirkung des Versatzes in der X - Z -Ebene.



4.6. Betrachtung im angepassten Koordinatensystem

Wie bereits festgestellt, ist die Wechselwirkungszone nicht symmetrisch zu den Koordinatenachsen, sondern weist leichte Verschiebungen auf. Diese Verschiebung ist eine Erklärung dafür, dass die Ausdehnung in horizontaler Richtung größer ist als in vertikaler Richtung. Um die Form der Wechselwirkungszone weiter zu untersuchen, werden nun die im vorherigen Abschnitt 4.4 ermittelten Steigungen genutzt, um aus dem Koordinatensystem $K(X, Y, Z)$ des Detektors durch Drehung ein neues Koordinatensystem $K'(X', Y', Z')$ zu erhalten.

Dabei soll K' im Rahmen der Genauigkeiten die folgenden Eigenschaften aufweisen:

1. Die Z' -Achse stellt die Richtung der großen Zonenhauptachse dar.
2. Die X' -Achse ist horizontal ausgerichtet.
3. Die drei Achsen stehen senkrecht aufeinander und bilden ein Rechtssystem.
4. Der Nullpunkt soll dem vorher bestimmten Zentrum der Wechselwirkungszone entsprechen: $(0, 0, 0)_{K'} = (\mu_X, \mu_Y, \mu_Z)_K$

Das aus den folgenden drei Basisvektoren gebildete System erfüllt die ersten drei Eigenschaften:

$$\vec{e}_{X'} = \begin{pmatrix} \cos \alpha_{X,Z} \\ 0 \\ \sin \alpha_{X,Z} \end{pmatrix}, \quad \vec{e}_{Y'} = \begin{pmatrix} -\sin \alpha_{X,Z} \cdot \sin \alpha_{Y,Z} \\ \cos \alpha_{Y,Z} \\ -\cos \alpha_{X,Z} \cdot \sin \alpha_{Y,Z} \end{pmatrix}, \quad \vec{e}_{Z'} = \begin{pmatrix} \sin \alpha_{X,Z} \cdot \cos \alpha_{Y,Z} \\ \sin \alpha_{Y,Z} \\ \cos \alpha_{X,Z} \cdot \cos \alpha_{Y,Z} \end{pmatrix}$$

Die vierte Eigenschaft realisiert man im Rahmen der Genauigkeiten durch eine zusätzliche Verschiebung um $V = -(\mu_X, \mu_Y, \mu_Z)^T$. Damit erhält man schließlich die folgende Transformationsformel (die Berechnung der Basisvektoren und der Transformationsmatrix ist im Anhang auf Seite 58 beschrieben):

$$\begin{pmatrix} X' \\ Y' \\ Z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha_{X,Z} & 0 & \sin \alpha_{X,Z} \\ -\sin \alpha_{X,Z} \cdot \sin \alpha_{Y,Z} & \cos \alpha_{Y,Z} & -\cos \alpha_{X,Z} \cdot \sin \alpha_{Y,Z} \\ \sin \alpha_{X,Z} \cdot \cos \alpha_{Y,Z} & \sin \alpha_{Y,Z} & \cos \alpha_{X,Z} \cdot \cos \alpha_{Y,Z} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} X - \mu_X \\ Y - \mu_Y \\ Z - \mu_Z \end{pmatrix}$$

Für die beiden Winkel gilt hierbei $\alpha_{i,Z} = \tan^{-1} m_{i,Z}$.



Die in Abschnitt 4.4 bestimmten Steigungen sind so klein, dass im Rahmen der Genauigkeit wie folgt genähert werden kann:

$$\sin \alpha_{i,Z} = \tan \alpha_{i,Z} = m_{i,Z} \quad (4.3)$$

$$\cos \alpha_{i,Z} = 1 \quad (4.4)$$

Nun werden die Positionen der primären Vertices im Koordinatensystem K' analog zur bisherigen Vorgehensweise analysiert. Dabei ergeben sich entlang der X' -, Y' - und Z' -Richtungen ebenfalls gaußförmige Verteilungen der primären Vertices. Die erhaltenen Mittelwerte und Standardabweichungen sind in Tabelle 4.4 angegeben.

Tabelle 4.4.: Ausdehnung im Koordinatensystem K' : Man erkennt, dass das ermittelte Zentrum (μ_X, μ_Y, μ_Z) ebenfalls nicht exakt im Nullpunkt des Systems K' liegt. Auffallend ist, dass sich die beiden transversalen Ausdehnungen σ_X und σ_Y nun deutlich weniger unterscheiden.

Richtung i	μ_i	σ_i
X'	$(-0.04 \pm 0.02) \mu\text{m}$	$(32.43 \pm 0.01) \mu\text{m}$
Y'	$(0.73 \pm 0.02) \mu\text{m}$	$(31.91 \pm 0.01) \mu\text{m}$
Z'	$(0.06 \pm 0.04) \text{mm}$	$(61.09 \pm 0.02) \text{mm}$

Das Zentrum der Verteilungen $(\mu_X, \mu_Y, \mu_Z)_{K'}$ liegt selbst im Rahmen der Fehler nicht im Nullpunkt des Koordinatensystems K' . Die Abweichungen vom Nullpunkt liegen transversal unterhalb eines Mikrometers und longitudinal unterhalb eines Zehntelmillimeters. Es ist zu beachten, dass die Fehler erneut nur die statistischen Fehler der Anpassungen darstellen. Sowohl die Fehler der Vertexrekonstruktion als auch Korrelationen zwischen den Richtungen wurden bei der Transformation vernachlässigt und die transformierten Koordinaten ebenfalls als fehlerfrei betrachtet. Relativ zu den Ausdehnungen sind die Abweichungen deswegen vernachlässigbar.

Die Verteilung in der Y' - X' -Ebene zeigt Abbildung 4.7. Sie ist symmetrisch zur Z' -Achse zu sein. Damit bestätigen sich die Vermutungen, dass die im Koordinatensystem K des Detektors gemessene horizontale Ausdehnung σ_X aufgrund der Verschiebung der Achsen einen größeren Wert als σ_Y aufweist. Die Analysen zeigen als Resultat, dass die Wechselwirkungszone bezüglich ihrer Form durch einen Rotationsellipsoiden beschrieben werden kann.

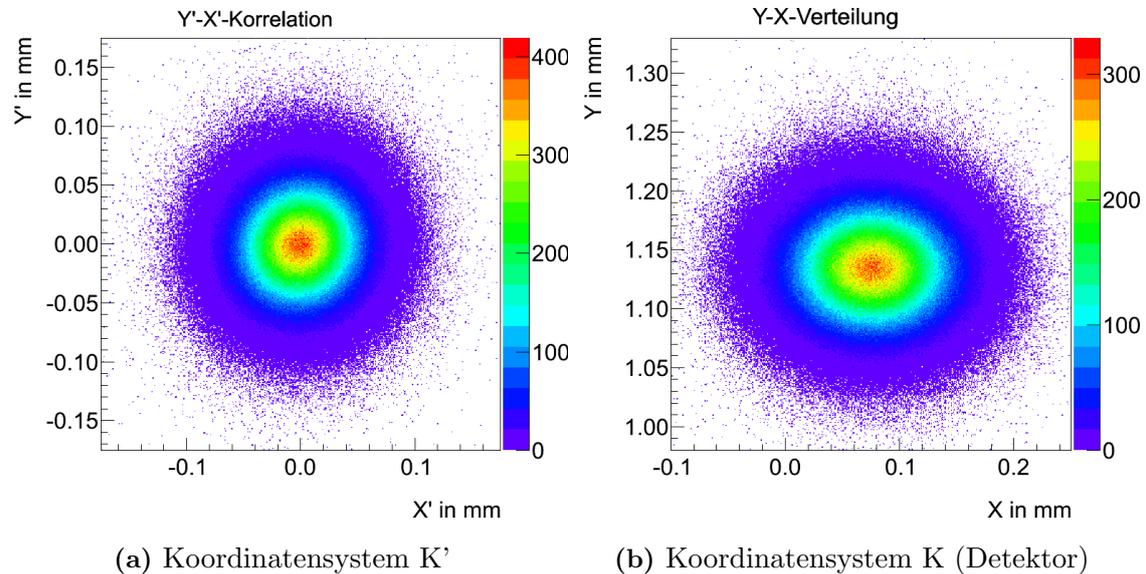


Abbildung 4.7.: Transversale Ebene im Koordinatensystem K' : Der Blick auf die $Y'-X'$ -Ebene (a) entlang der Strahlrichtung zeigt eine symmetrische Verteilung der primären Vertices. Auch kann man erkennen, dass der Mittelpunkt gut mit dem Nullpunkt des Systems K' übereinstimmt. Der direkte Vergleich mit der $Y-X$ -Korrelation im Koordinatensystem des Detektors (b) verdeutlicht den Effekt der Transformation.

Man könnte nun fortfahren, die Analysen in beiden Koordinatensystemen durchzuführen. Da es jedoch üblich ist, die räumlichen Parameter der Wechselwirkungszone im Koordinatensystem K des Detektors anzugeben, um auch Vergleiche zwischen unterschiedlichen Durchläufen zu vereinfachen, wird hiervon abgesehen. Aus diesem Grund beziehen sich die weiteren Ergebnisse dieser Thesis immer auf das System K .

5. Zeitliche Veränderung der Wechselwirkungszone

Im letzten Kapitel wurde die Wechselwirkungszone bezogen auf die primären Vertices des gesamten Durchlaufs vermessen. Damit wurde für diese Analysen indirekt die Annahme getroffen, dass sich Ausdehnung, Form und Lage der Zone im Laufe des Durchlaufs nicht ändert. Da dies aber nicht zwingend der Fall ist, wird die Vermessung im nächsten Schritt für kleinere Zeiteinheiten durchgeführt. Als derartige Zeiteinheiten bieten sich die einzelnen Luminositätsblöcke des Durchlaufs an. Mit ihren ungefähr 2 Minuten Länge bilden sie bei den meisten Analysen ein zeitliches Intervall, das nicht weiter unterteilt wird (siehe dazu auch: [19]).

Tabelle 5.1.: Informationen zum Durchlauf 167776 bezüglich der Luminositätsblöcke. Diese Informationen sind zusätzlich zu den Informationen aus Tabelle 4.1 verfügbar. [19]

Anzahl an Luminositätsblöcken	570
Durchschnittliche Dauer der Luminositätsblöcke	116 s
Luminositätsblöcke mit Status „Stabiler Strahl“	120 - 566

In Tabelle 5.1 sind einige in diesem Zusammenhang interessante Informationen aufgeführt [19]. Unterteilt man die gegebenen primären Vertices des Durchlaufs nach Luminositätsblöcken, erhält man Datensätze mit einer unterschiedlichen Menge an Einträgen. Abbildung 5.1 zeigt diese Anzahl, aufgetragen gegen die Nummern der Luminositätsblöcke.

Ihre jeweilige zeitliche Dauer ist nicht absolut konstant (siehe hierzu Abbildung 5.2). Kommt es im Laufe eines Durchlaufes zu Problemen oder Abweichungen oder werden Einstellungen geändert, um den Strahl nachzujustieren, so wird der aktuelle Luminositätsblock beendet und der Nächste gestartet [21].

Über den gesamten Durchlauf beträgt die mittlere Dauer $\bar{t}_{167776} = (116.6 \pm 0.8) \text{ s}$. Die Abweichungen von dieser Zeit werden im Rahmen dieses Kapitels vernachlässigt und die Nummern der Luminositätsblöcke somit als Zeiteinheit angesehen.

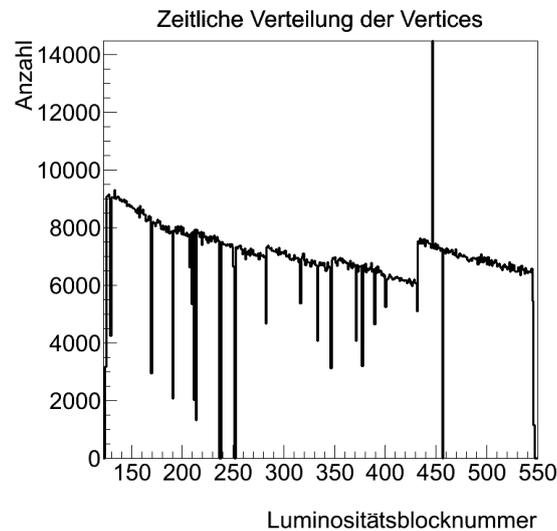


Abbildung 5.1.: Anzahl der primären Vertices pro Luminositätsblock in Durchlauf 167776: Tendenziell nimmt die Anzahl im Laufe eines Durchlaufs ab. Da die Luminosität ebenfalls abnimmt, entspricht dies der Erwartung. Zwischendurch werden Einstellungen der Trigger verändert und so mehr Ereignisse pro Zeiteinheit abgespeichert. Dadurch entstehen die kleinen Anstiege der Vertexanzahl. Im vorliegenden Datensatz waren in einigen Luminositätsblöcken keine primären Vertices vorhanden.

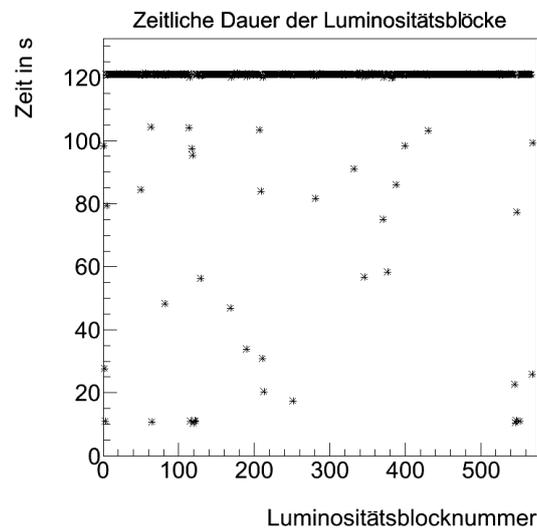
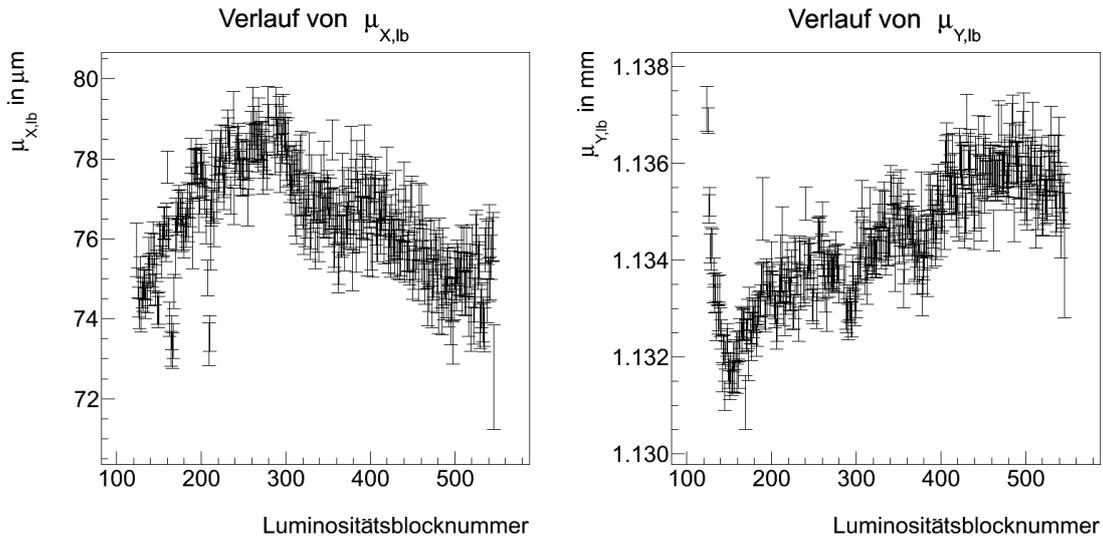


Abbildung 5.2.: Zeitliche Dauer der einzelnen Luminositätsblöcke in Durchlauf 167776: Betrachtet wurde hier nur der Bereich [122:550], der auch bei der Analyse in Frage kommt. Bis auf einzelne Ausnahmen ist die Dauer der Luminositätsblöcke konstant. Aus diesem Grund werden die Luminositätsblocknummern im Rahmen dieser Bachelorarbeit als Zeiteinheit verwendet.



5.1. Bewegung der Mittelwerte

Für jeden einzelnen Luminositätsblock werden die Verteilungen in den drei Richtungen histogrammiert und über Gaußfits, Formel (4.1), die Mitte $\mu_{i,lb}$ und die entsprechende Standardabweichung $\sigma_{i,lb}$ ermittelt. Für die Mittelwerte ergeben sich auf diese Art die Abbildungen 5.3 und 5.4 für die drei Richtungen. Luminositätsblöcke ohne primäre Vertices wurden dabei aus der Betrachtung herausgenommen.



(a) Horizontales Verteilungszentrum

(b) Vertikales Verteilungszentrum

Abbildung 5.3.: Bewegung der Mitten $\mu_{X,lb}$ (a) und $\mu_{Y,lb}$ (b) in Abhängigkeit der Luminositätsblocknummer: In horizontaler Richtung ist eine Schwankung zu erkennen, jedoch kein konsequenter Drift in eine Richtung. Die Schwankung innerhalb des Durchlaufs beträgt ungefähr $\pm 3 \mu m$. Bei den vertikalen Verteilungsmitten ist abgesehen von einigen Ausreißern ein Drift in positiver Y-Richtung zu erkennen. Die Werte von $\mu_{Y,lb}$ erstrecken sich ebenso über einen Bereich von ungefähr $\pm 3 \mu m$. Die Fehlerbalken stellen jeweils lediglich die Fittoleranzen dar.

Die bestimmten Mitten $\mu_{i,lb}$ der angepassten Gaußverteilungen in den jeweiligen Richtungen ($i \in \{X, Y, Z\}$) sind nicht konstant. Die Diagramme verwenden als Fehlerbalken lediglich den statistischen Fehler. Diese Fehler sind kleiner als die Schwankungen. Somit sind die Bewegungen nicht allein auf die statistischen Unsicherheiten zurückzuführen. Setzt man die Stärke der Schwankungen mit der Zonenbreite σ_i des gesamten Durchlaufs in Beziehung, so ergeben sich die in Tabelle 5.2 angegebenen relativen Schwankungen.

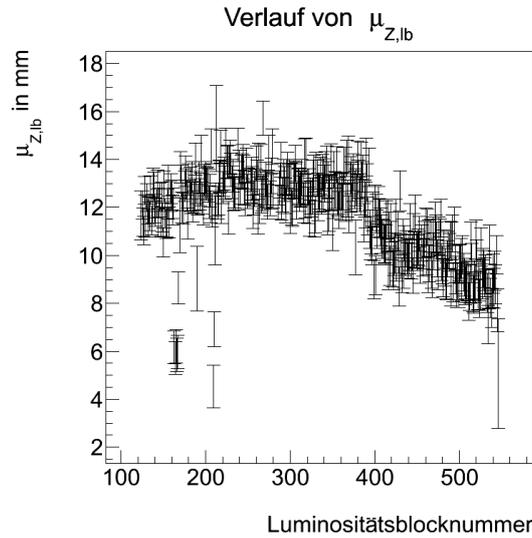


Abbildung 5.4.: Bewegung der Mitte $\mu_{Z,lb}$ in Abhängigkeit der Luminositätsblocknummer: In Richtung der Detektorachse variiert die Position stärker. In der zweiten Hälfte des Durchlaufs ist tendenziell eine Bewegung der Mitte zum Zentrum des Detektors zu beobachten. Sieht man dabei von einzelnen Ausreißern ab, so schwankt die Position der Mitte in einem Bereich von etwa ± 3 mm um den Mittelwert.

Tabelle 5.2.: Relative Schwankungen der Zonenmitten: Die Zonenbreiten σ_i wurden über den ganzen Durchlauf bestimmt (siehe Abschnitt 4.2). Die Schwankungen $\Delta\mu_{i,lb}$ sind Abschätzungen bei Nichtberücksichtigung von vorhandenen Ausreißern. Ihre Fehlerintervalle stellen Fehler der Abschätzungen dar.

Richtung i	Zonenbreite σ_i	Schwankung $\Delta\mu_{i,lb}$	relative Schwankung $\frac{\Delta\mu_{i,lb}}{\sigma_i}$
X	$(41.02 \pm 0.02) \mu\text{m}$	$(3 \pm 1) \mu\text{m}$	$(7 \pm 2) \%$
Y	$(31.95 \pm 0.02) \mu\text{m}$	$(3 \pm 1) \mu\text{m}$	$(9 \pm 3) \%$
Z	$(61.16 \pm 0.03) \text{mm}$	$(3 \pm 1) \text{mm}$	$(5 \pm 2) \%$

Es zeigt sich, dass die Schwankungen $\Delta\mu_{i,lb}$ der Mitten der Verteilungen in den Luminositätsblöcken bis zu $(9 \pm 3) \%$ der über den gesamten Durchlauf ermittelten Breite σ_i in der entsprechenden Richtung ausmachen und somit einen Einfluss auf die Ausmaße der Wechselwirkungszone haben. Durch Reduktion dieser Schwankungen dürfte damit auch eine Verkleinerung der Zone möglich sein.



5.2. Zeitliches Verhalten der Zonenbreite

Ebenso wie die Zentren der Verteilungen werden auch die Ausdehnungen $\sigma_{i,lb}$ in Abhängigkeit der jeweiligen Luminositätsblocknummer untersucht.

In den Verläufen von $\sigma_{X,lb}$ und $\sigma_{Y,lb}$ fallen fünf aufeinanderfolgende Luminositätsblöcke mit den Nummern 281 bis 285 als Ausreißer mit stark überhöhten Breiten auf. Diese Luminositätsblöcke sind offiziell mit dem „Status“ bzw. „Fitstatus“ 83 markiert [19]. Dies bedeutet, dass Algorithmen, die alternativ zum Einsatz kommen, die Positionen der Vertices in diesen Blöcken nicht bestimmen konnten [21]. Luminositätsblöcke ohne stabilen Strahl werden ebenfalls mit diesem Status versehen. Das erwähnte Intervall wurde zusätzlich zu den Luminositätsblöcken ohne primäre Vertices aus der Betrachtung herausgenommen.

Die Abbildungen 5.5 und 5.6 zeigen die Breiten $\sigma_{i,lb}$ in den entsprechenden Richtungen als Funktion der Luminositätsblöcke.

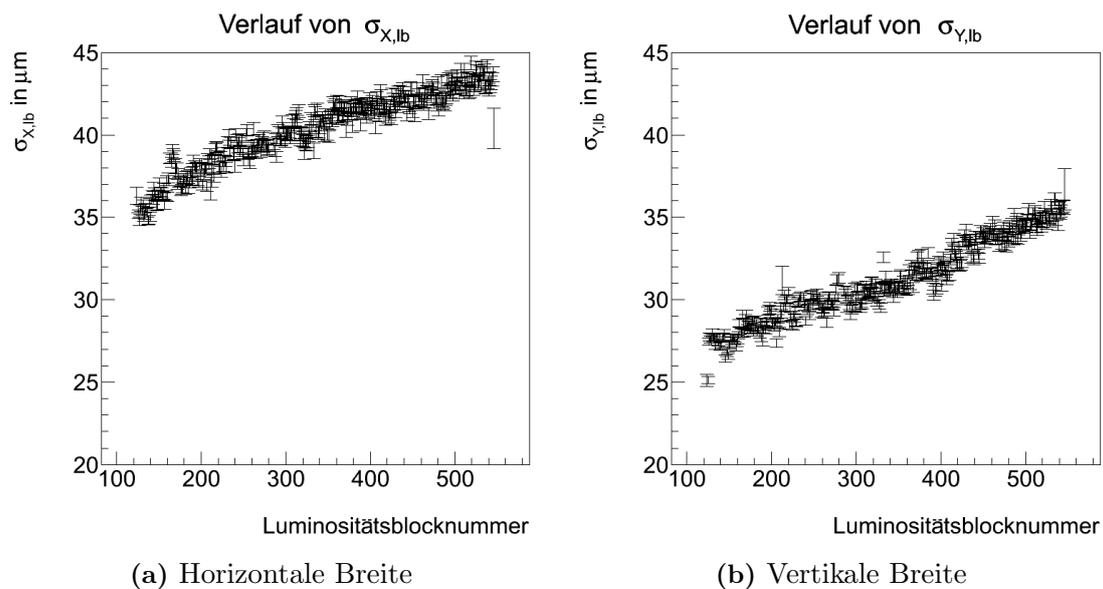


Abbildung 5.5.: $\sigma_{X,lb}$ (a) und $\sigma_{Y,lb}$ (b) als Funktion der Luminositätsblöcke: Man erkennt, dass die transversalen Zonenbreiten mit der Zeit ansteigen. Geht man davon aus, dass sich der Wert der Betatronfunktion am Ort der Wechselwirkung mit der Zeit nicht ändert, dann sind die Quadrate der Zonenbreiten proportional zu den Verläufen der jeweiligen Emittanzen. In horizontaler Richtung scheint der Verlauf gegen Ende abzufachen, in vertikaler Richtung zeigt sich im Rahmen der Fehler ein linearer Verlauf.

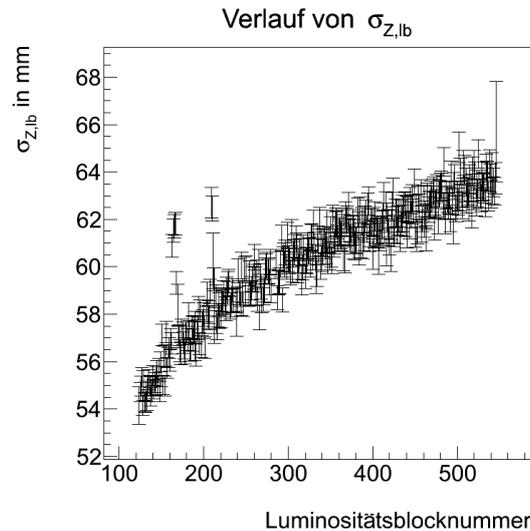


Abbildung 5.6.: $\sigma_{z,lb}$ als Funktion der Luminositätsblocknummer: Die longitudinale Ausdehnung nimmt wie auch die transversalen Breiten mit der Zeit zu. Der Verlauf ähnelt dabei dem Verlauf der horizontalen Zonenbreite.

Es ist zu sagen, dass die Ausdehnungen $\sigma_{i,lb}$ der Wechselwirkungszone im Laufe des Durchlaufs in allen drei Richtungen zunehmen, sich die Wechselwirkungszone also zunehmend verbreitert.

Diese Verbreiterung ist eine Folge der Emittanzvergrößerung im Laufe einer Füllung (siehe Abschnitt 2.5). Es fällt auf, dass sich die beiden transversalen Zonenbreiten leicht unterschiedlich verhalten. Im Rahmen der Fehler steigt $\sigma_{Y,lb}$ linear an, $\sigma_{X,lb}$ flacht gegen Ende leicht ab. Dies entspricht eher dem Verhalten bezüglich der Streuung am Restgas, die durch eine Wurzelfunktion angenähert werden kann.

Die longitudinale Zonenbreite scheint dagegen einen logarithmischen Anteil zu haben, da die Steigung gegen Ende abfällt. Dies würde die Vermutung zulassen, dass die Streuung innerhalb des Strahls ebenfalls einen Anteil zum Verhalten der Emittanz beiträgt. Im Rahmen der Fehler können alle Verläufe auch durch lineare Funktionen angenähert werden.

Einen Unterschied zwischen horizontaler und vertikaler Richtung besteht in der Synchrotronstrahlung, die bei den Strahlenergien des LHC auch bei Protonenstrahlen bemerkbar werden kann: Teilchen auf einer weiter vom Zentrum entfernten Bahn besitzen eine leicht höhere kinetische Energie und strahlen somit mehr Leistung ab als Teilchen mit kleinerem Bahnradius. Dies führt in horizontaler Richtung zu einer weiteren Fokussierungskraft [22], die in vertikaler Richtung nicht direkt vorhanden ist. Jedoch ist nicht sicher, ob sich die Synchrotronstrahlung so deutlich auswirkt, denn der Vergleich der transversalen Zonenbreiten zeigt keine derartig großen Unterschiede.



5.3. Zeitliches Verhalten der Zonenausrichtung

Bei der Betrachtung des gesamten Durchlaufs wurde festgestellt, dass die Symmetrieachse der Wechselwirkungszone nicht mit der Symmetrieachse des Detektors übereinstimmt, sondern mit ihr die Winkel $\alpha_{X,Z}$ und $\alpha_{Y,Z}$ einschließt. Analysiert man diese Verdrehung als Funktion der Luminositätsblocknummer, so ergibt sich Abbildung 5.7. Die erhaltenen Steigungen $m_{i,Z,lb}$ bleiben im Rahmen ihrer Fehler konstant.

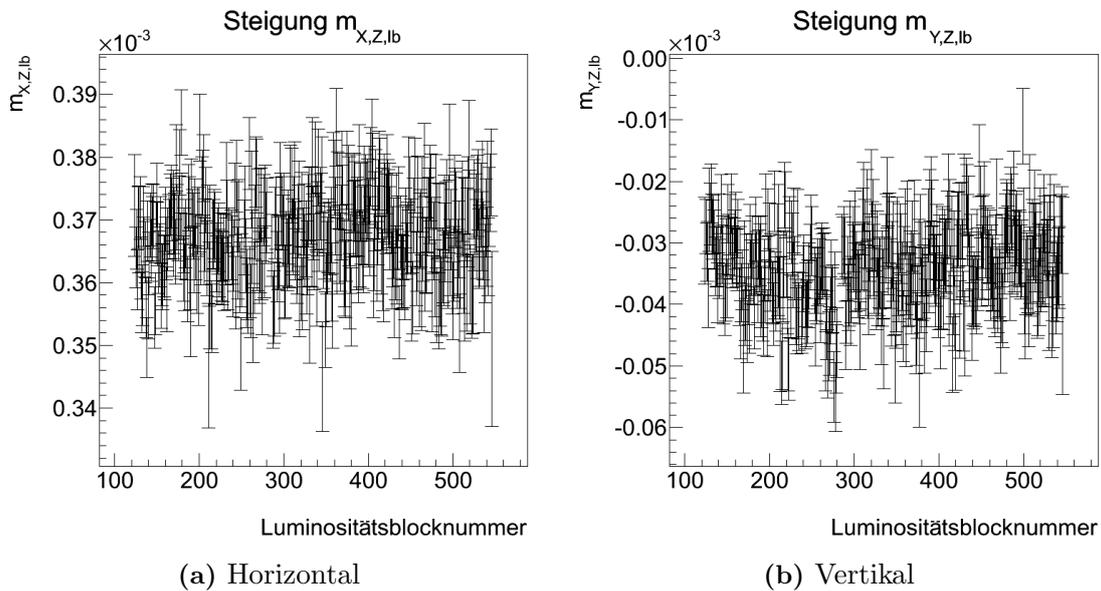


Abbildung 5.7.: Die ermittelten Winkel $m_{i,Z,lb}$ als Funktion der Luminositätsblöcke: Sowohl der Winkel $m_{X,Z,lb}$ (a) als auch der Winkel $m_{Y,Z,lb}$ (b) bleiben im Rahmen der Fehler über den Durchlauf konstant.

Neben den Steigungen werden auch die entsprechenden Achsenabschnitte $b_{i,Z,lb}$ als Funktion der Luminositätsblocknummer aufgetragen. Bei konstant bleibenden Steigungen verhalten sich die Achsenabschnitte erwartungsgemäß analog zu den bereits in Abschnitt 5.1 bestimmten Verteilungszentren. Den direkten Vergleich zeigt Abbildung 5.8.

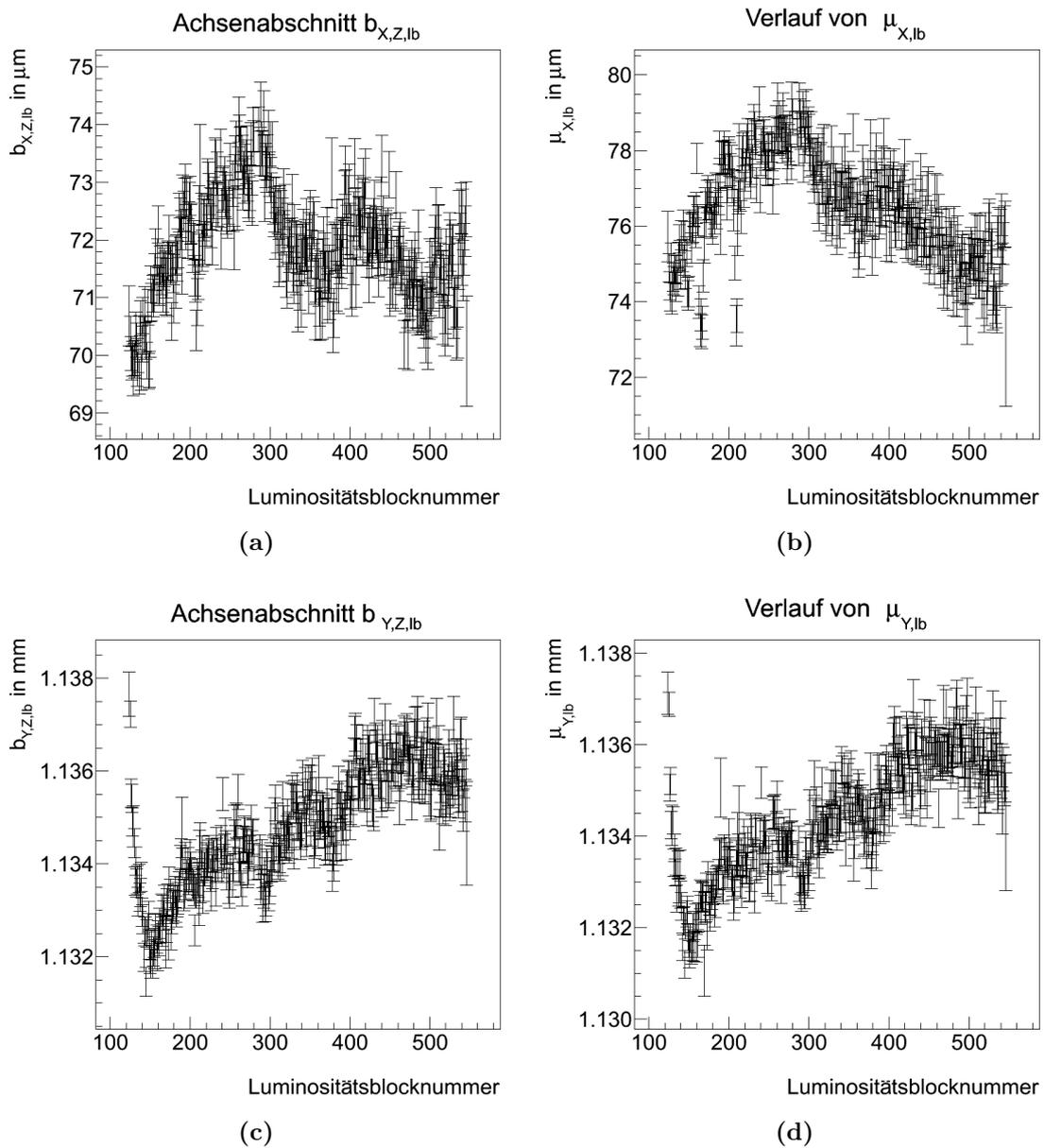


Abbildung 5.8.: Achsenabschnitte $b_{X,Z,lb}$ (a) und $b_{Y,Z,lb}$ (c) als Funktion der Luminositätsblöcke: Der Verlauf der Achsenabschnitte entspricht dem bereits bestimmten Verlauf der jeweiligen Mitten (b beziehungsweise d).

6. Vergleich mit zwei weiteren Durchläufen

In den beiden vorherigen Kapiteln wurde die Wechselwirkungszone für den Durchlauf 167776 vermessen. Auch eine zeitliche Abhängigkeit innerhalb des Durchlaufs wurde in Betracht gezogen. Nun werden die Daten zweier weiterer Durchläufe analysiert, um mögliche Unterschiede oder gemeinsame Trends zwischen den Durchläufen zu beobachten.

6.1. Auswahl der Vergleichsdurchläufe

Zum Vergleich wurden Durchläufe gewählt, die zeitlich nahe beim bereits analysierten Durchlauf 167776 liegen. Als weiteres Kriterium wurde eine Gesamtanzahl an detektierten Ereignissen von mindestens $3 \cdot 10^6$ vorausgesetzt. Somit kann von einer genügend großen Anzahl an primären Vertices ausgegangen werden, um eine statistisch solide Analyse zu erhalten. Dies lieferte als engere Auswahl die Durchläufe 167607, 167661 und 167680. In Durchlauf 167661 sind lediglich 69 Luminositätsblöcke mit dem Fitstatus 59 versehen und somit zur Auswertung geeignet. Bei den anderen Luminositätsblöcken lag entweder kein stabiler Strahl vor oder die Algorithmen zur Bestimmung schlugen fehl (siehe Abschnitt 5.2) [19, 21]. Aus diesem Grund werden die anderen beiden Durchläufe als Vergleichsdatensätze verwendet. Weitere Informationen sind Tabelle 6.1 zu entnehmen.

Tabelle 6.1.: Informationen über die beiden Vergleichsdurchläufe: Die entsprechenden Daten des Durchlaufs 167776 sind auch aufgeführt. Die Anzahl primärer Vertices wurde den Auftragungen der Verteilungen entnommen, die übrigen Daten der „ATLAS Run Query“ [19].

Durchlauf	167607	167680	167776
Anzahl an Ereignissen	15083196	9580581	20894098
Anzahl primärer Vertices	2359712	1609073	2955359
Gesamtanzahl an Luminositätsblöcken	446	282	570



6.2. Gemeinsamkeiten und Unterschiede

Die Datensätzen der Durchläufe 167607 und 167680 werden nun analog zur Vorgehensweise in den beiden vorherigen Kapiteln analysiert. Eine Übersicht der Ergebnisse bezüglich der Wechselwirkungszone über einen gesamten Durchlauf zeigt Tabelle 6.2. Die entsprechenden Abbildungen, die den Messwerten für die beiden Vergleichsdurchläufe zu Grunde liegen, sind im Anhang ab Seite 59 (Durchlauf 167607) beziehungsweise Seite 62 (Durchlauf 167680) zu finden.

Tabelle 6.2.: Vergleich mehrerer Durchläufe: Die Ergebnisse der Verteilungsmitten μ_i , Breiten σ_i , Achsenabschnitte $b_{i,Z}$ und Steigungen $m_{i,Z}$ wurden analog zu dem Vorgehen in Kapitel 4 erhalten. Die Fehler stellen auch hier lediglich die statistischen Fehler der jeweiligen Anpassungen dar.

	Durchlauf		
	167607	167680	167776
μ_X	(90.5 ± 0.1) μm	(84.63 ± 0.03) μm	(76.46 ± 0.02) μm
μ_Y	(1.131 ± 0.001) mm	(1.126 ± 0.001) mm	(1.134 ± 0.001) mm
μ_Z	(4.03 ± 0.04) mm	(12.62 ± 0.05) mm	(11.69 ± 0.04) mm
σ_X	(40.16 ± 0.02) μm	(38.05 ± 0.02) μm	(41.02 ± 0.02) μm
σ_Y	(30.36 ± 0.02) μm	(28.92 ± 0.02) μm	(31.95 ± 0.02) μm
σ_Z	(58.96 ± 0.03) mm	(57.06 ± 0.03) mm	(61.16 ± 0.03) mm
$b_{X,Z}$	(88.9 ± 0.1) μm	(79.67 ± 0.03) μm	(71.81 ± 0.02) μm
$b_{Y,Z}$	(1.131 ± 0.001) mm	(1.127 ± 0.01) mm	(1.135 ± 0.001) mm
$m_{X,Z}$	(36.65 ± 0.03) ·10 ⁻⁵	(36.49 ± 0.04) ·10 ⁻⁵	(36.74 ± 0.03) ·10 ⁻⁵
$m_{Y,Z}$	(-3.38 ± 0.03) ·10 ⁻⁵	(-3.05 ± 0.04) ·10 ⁻⁶	(-3.45 ± 0.03) ·10 ⁻⁵

Die bezüglich Durchlauf 167776 getroffenen qualitativen Aussagen treffen auch auf die primären Vertices der beiden Vergleichsdurchläufe zu: Die jeweiligen Verteilungen in allen drei Richtungen sind gaußförmig und die Zentren μ_i entsprechen nicht den Koordinaten des Detektormittelpunktes.

Die Verschiebung der Strahlrichtung konnte ebenfalls wieder festgestellt werden. Sie ist auch bei den beiden anderen Durchläufen in horizontaler Richtung stärker ausgeprägt als in vertikaler Richtung.



Bei quantitativer Betrachtung erkennt man, dass sich alle in Tabelle 6.2 angegebenen Parameter über ihre Fehlerbereiche hinaus unterscheiden, die jedoch nur die ermittelten Unsicherheiten durch die entsprechenden Anpassungen darstellen.

Die Positionen der Verteilungszentren unterscheiden sich in den transversalen Richtungen um mehrere Mikrometer, in longitudinaler Richtung um mehrere Millimeter. Die Abweichung in vertikaler Richtung ist dabei geringer als in horizontaler Richtung. Die Breiten der Wechselwirkungszone in den jeweiligen Richtungen unterscheiden sich ebenfalls von Durchlauf zu Durchlauf, jedoch fallen zwei Dinge auf: Die Zone von Durchlauf 167680 hat in allen drei Richtungen die kleinste, die Zone von Durchlauf 167776 die größte Ausdehnung. Diese Ordnung entspricht der jeweiligen Gesamtanzahl der Luminositätsblöcke und kann somit eine Folge der bereits festgestellten Emittanzvergrößerung sein.

Die Verschiebungen $m_{i,Z}$ lassen sich betragsmäßig ebenfalls in diese Reihenfolge bringen.

6.3. Zeitliche Entwicklungen

Die primären Vertices der beiden Vergleichsdurchläufe werden nun ebenfalls in die einzelnen Luminositätsblöcke unterteilt, um sich ein Bild der zeitlichen Entwicklung machen zu können. Die zeitlichen Dauern der Intervalle zeigt Abbildung 6.1.

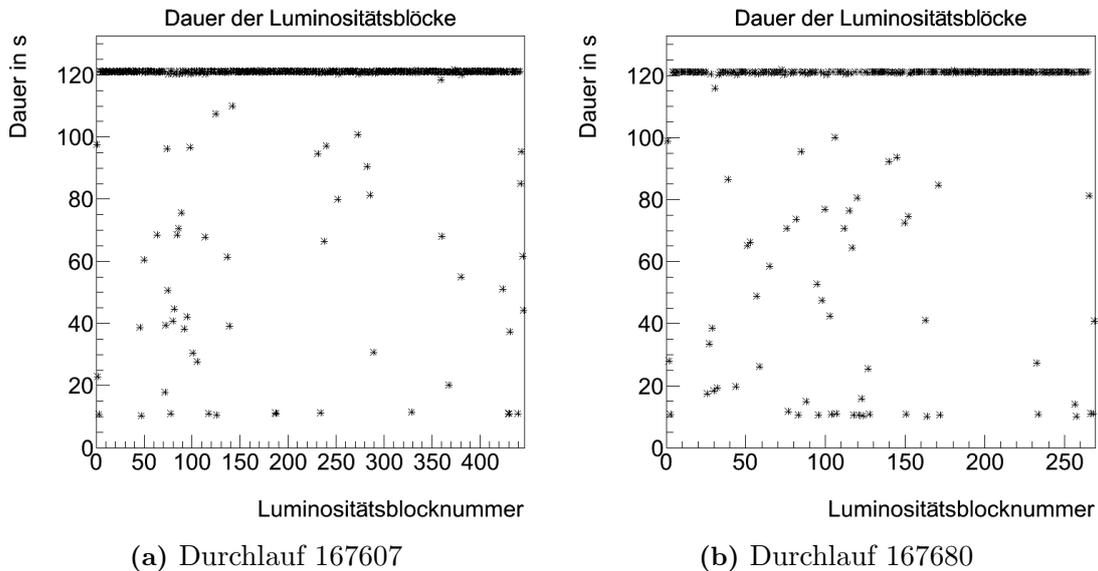


Abbildung 6.1.: Dauer der Luminositätsblöcke in Durchlauf 167607 (a) und 167680 (b): Man erkennt, dass die meisten Luminositätsblöcke eine Dauer von ungefähr 2 Minuten haben, manche jedoch auch kürzer sind. Die ermittelten Durchschnittsdauern betragen $\bar{t}_{167607} = (113 \pm 1)$ s beziehungsweise $\bar{t}_{167680} = (104 \pm 2)$ s. (Daten aus [19])



Vergleicht man die Durchschnittsdauern der Luminositätsblöcke in den drei Durchläufen, ergeben sich leichte Unterschiede. Aus diesem Grund werden die untersuchten Größen nicht über den Nummern der Luminositätsblöcke aufgetragen, sondern über der Zeit, die seit Beginn des jeweiligen Durchlaufes vergangen ist.

Verteilungsmitten

Trägt man die Verläufe aller drei Durchläufe gemeinsam auf, ergeben sich für die transversalen Verteilungsmitten die Abbildung 6.2 und für die longitudinale Verteilungsmitte die Abbildung 6.3. Neben den Luminositätsblöcken ohne primäre Vertices wird auch der Block 52 aus Durchlauf 167680 aus der Betrachtung herausgenommen. Er enthält nur 97 Einträge und deswegen sind die ermittelten Parameter mit starken statistischen Fehlern behaftet.

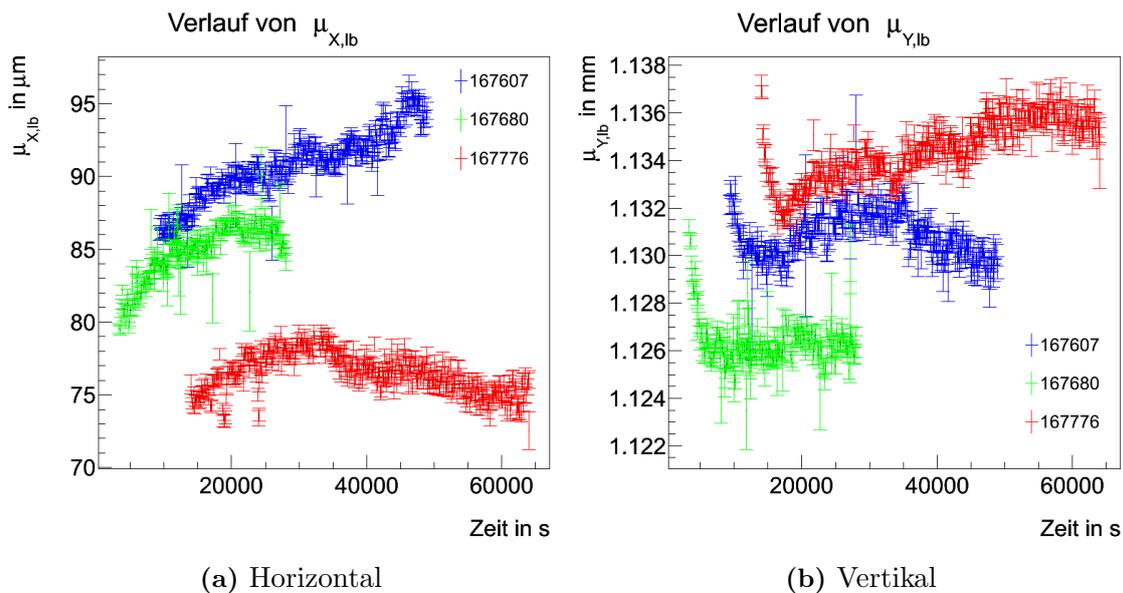


Abbildung 6.2.: Bewegung der Mitten $\mu_{X,lb}$ (a) und $\mu_{Y,lb}$ (b) für die Vergleichsdurchläufe 167607 (blau) und Durchlauf 167680 (grün) sowie für den im vorherigen Kapitel betrachteten Durchlauf 167776 (rot): Man sieht, dass sich die Verläufe nicht decken. In horizontaler Richtung steigt die Abweichung vom Detektormittelpunkt bei den beiden Vergleichsdurchläufen an, bei Durchlauf 167776 flacht die Kurve wieder ab. In vertikaler Richtung ist für alle drei Kurven am Anfang ein Abfallen zu erkennen.

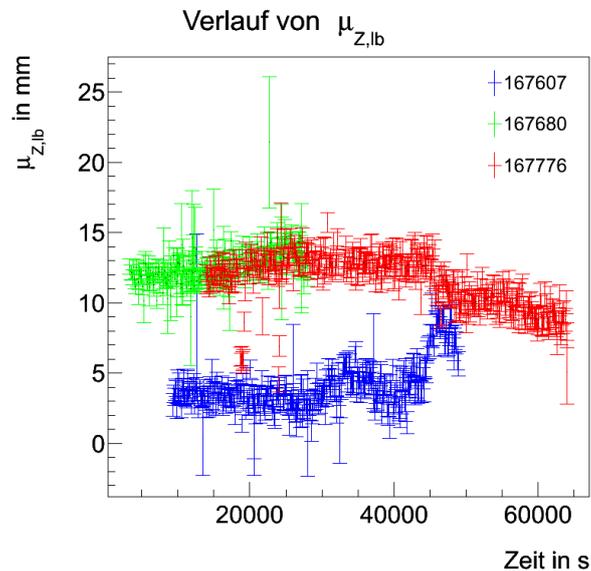


Abbildung 6.3.: Bewegung der Mitte $\mu_{Z,lb}$: Die Kurve von Durchlauf 167680 (grün) geht im Rahmen der Fehler in die Kurve von Durchlauf 167776 (rot) über. Während Durchlauf 167607 (blau) lagen die Mitten näher am Detektormittelpunkt, entfernten sich gegen Ende dann wieder.

In horizontaler Richtung sind die Zentren der Wechselwirkungszone bei den Vergleichsdurchläufen weiter von Detektormittelpunkt entfernt als bei Durchlauf 167776. Mit der Zeit nimmt diese Entfernung sogar noch zu.

In vertikaler Richtung ist die Entfernung zum Detektormittelpunkt bei den Vergleichsdurchläufen dagegen geringer. Die drei Kurven decken sich nicht, zeigen am Anfang aber ein ähnliches abfallendes Verhalten bevor der jeweilige Abstand wieder ansteigt. Die anfänglichen Bewegungen zum Detektorzentrum könnten möglicherweise das Resultat eine Nachjustage der Strahlführung sein. Hierfür gibt es jedoch keine weiteren Anzeichen.

Bei den longitudinalen Verteilungsmitten geht die Kurve für Durchlauf 167680 in die Kurve für Durchlauf 167776 im Rahmen der Fehler über. Die Werte des zweiten Vergleichsdurchlaufs liegen niedriger.

Nimmt man die Beobachtungen für alle drei Richtungen zusammen, so scheinen sich die Positionen der Verteilungszentren nur im Bereich einiger Mikrometer (transversal) beziehungsweise einiger Millimeter (longitudinal) vorhersagen zu lassen. Dies deckt sich mit den Beobachtungen des letzten Abschnitts, in dem die Positionen über die gesamten Durchläufe bestimmt wurden. In den transversalen Richtungen sind die Unterschiede relativ zum jeweiligen Abstand geringer als in longitudinaler Richtung. Vergleicht man das Verhalten der Positionen, so sind teilweise Ähnlichkeiten zwischen den Durchläufen erkennbar, für die jedoch im Rahmen dieser Arbeit keine Erklärung gefunden werden kann.



Zonenbreiten

Neben den Positionen der Verteilungsmitten werden auch die Zonenbreiten $\sigma_{i,lb}$ über der Zeit aufgetragen. Die Abbildung 6.4 zeigt die Entwicklung in den transversalen Richtungen, die Abbildung 6.5 die Entwicklung in longitudinaler Richtung.

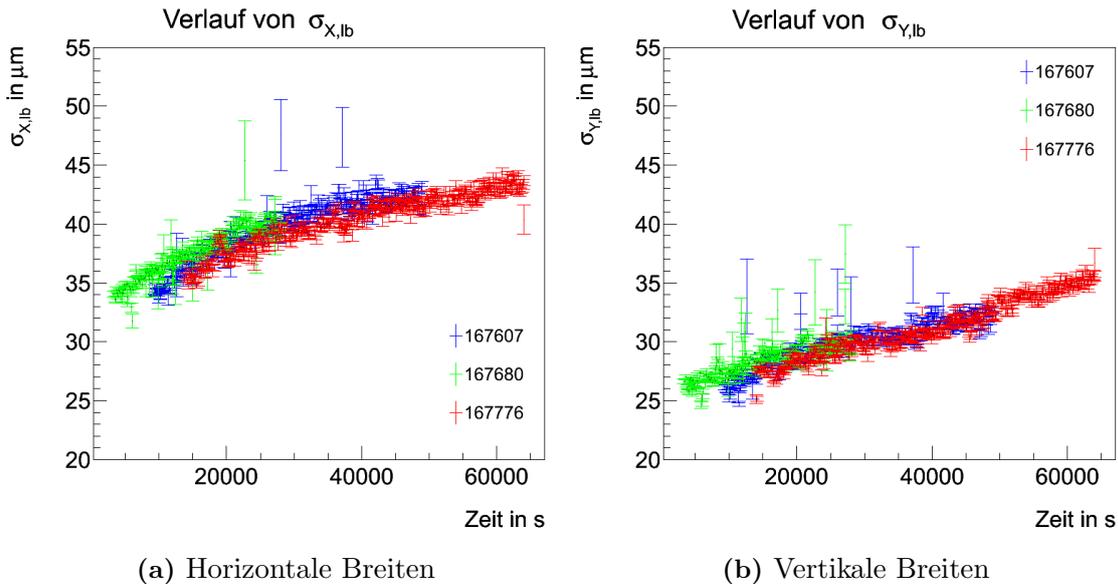


Abbildung 6.4.: Verlauf der transversalen Zonenbreiten: Für die Durchläufe 167607 (blau), 167680 (grün) und 167776 (rot) sind die horizontalen (a) und vertikalen (b) Breiten der Verteilungen über die entsprechende Luminositätsblocknummer aufgetragen. Man kann erkennen, dass sich die Kurven im Rahmen ihrer Fehler decken.

In allen drei Richtungen lässt sich beobachten, dass die ermittelten Zonenbreiten die gleichen Verläufe aufweisen. Im Rahmen der Fehler entsprechen sich die Kurven der Durchläufe 167607 und 167776. Die Kurve von Durchlauf 167680 ist leicht höher beziehungsweise fängt ein wenig früher an, je nach Betrachtung.

Daneben fällt auf, dass die beiden Vergleichsdurchläufe mehr Ausreißer aufweisen als der bereits analysierte Durchlauf. In Anbetracht der relativ großen Fehlerbalken ist dies wahrscheinlich die Folge einer kleinen Anzahl an primären Vertices in diesen Luminositätsblöcken.

Die Aussagen, die in Abschnitt 5.2 über die zeitliche Entwicklung der Zonenbreite in Durchlauf 167776 getroffen wurden, treffen anscheinend auch auf die anderen beiden Durchläufe zu. Geht man wie zuvor davon aus, dass der Wert der Betatronfunktion in der Wechselwirkungszone als Parameter des Beschleunigers konstant bleibt, ist das zeitliche Verhalten der Emittanzen von Durchlauf zu Durchlauf gleich.

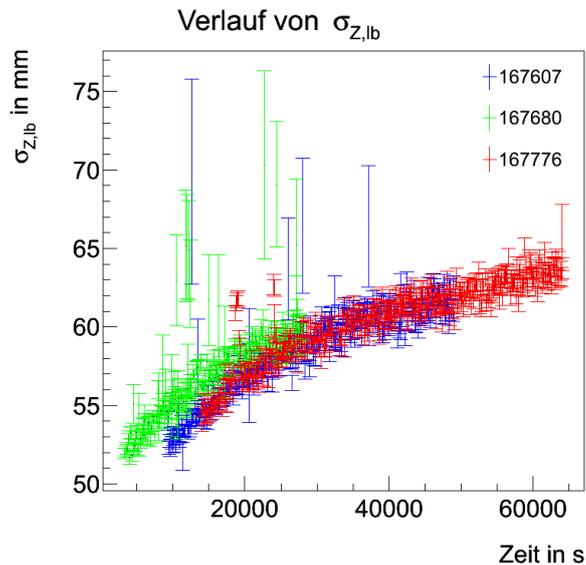


Abbildung 6.5.: Verlauf der longitudinalen Zonenbreiten $\sigma_{Z,lb}$: Auch in Z -Richtung des Detektors scheinen die Verläufe der Zonenbreiten im Rahmen ihrer Fehler ineinander überzugehen. Bei allen drei Durchläufen ist somit ein vergleichbares Verhalten festzustellen.

Aus den Beobachtungen lassen sich die Unterschiede in den Zonenbreiten, die über die gesamten Durchläufe bestimmt wurden, wie bereits vermutet darauf zurückführen, dass die analysierten Daten zu verschiedenen Zeitpunkten der Durchläufe gehören. Der Unterschied zwischen dem horizontalen und dem vertikalen Verlauf scheint kein reines Phänomen des zuerst untersuchten Durchlaufs zu sein. Ebenso ist die Ähnlichkeit zwischen dem horizontalen und dem longitudinalen Verlauf bei allen drei Durchläufen gleichermaßen zu erkennen.

Räumliche Ausrichtung

Betrachtet man das Verhalten der räumlichen Ausrichtung der Wechselwirkungszone, so ergeben sich die Diagramme aus Abbildung 6.6. Im Rahmen der Fehler bleiben die Winkel zwischen der Strahlachse und der Detektorachse in der horizontalen (a) und vertikalen (b) Ebene sowohl innerhalb der Durchläufe als auch zwischen den Durchläufen konstant. Die ermittelten Fehler sind größer als bei der Analyse der primären Vertices des gesamten Durchlaufs. Dies folgt daraus, dass die Vertices an dieser Stelle nicht nur in Intervalle entlang der Detektorachse, sondern auch zusätzlich in zeitliche Intervalle unterteilt sind. Dadurch liegen jeder einzelnen Bestimmung deutlich weniger Daten zugrunde. Die zugehörigen Achsenabschnitte verhalten sich auch bei den beiden Vergleichsdurchläufen ähnlich wie die Verteilungsmitten.



Bei im Rahmen der Fehler konstant bleibenden Steigungen ist dieses Verhalten qualitativ auch zu erwarten.

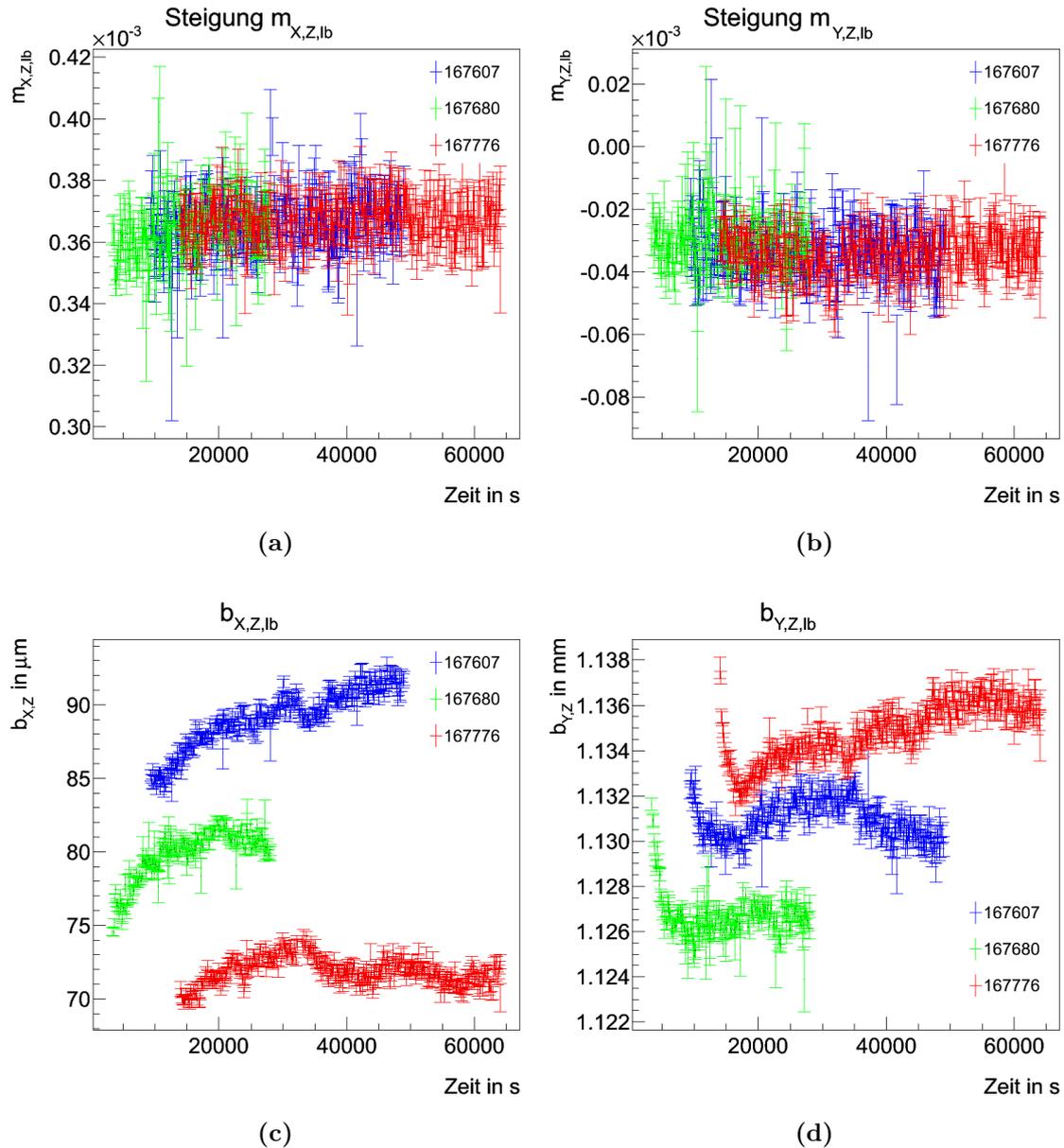


Abbildung 6.6.: Horizontale (a) und vertikale (b) Verdrehung der Strahlachse gegenüber der Detektorachse sowie entsprechender horizontaler (c) und vertikaler (d) Achsenabschnitt. Die Fehler stellen die Fehler der linearen Anpassungen dar. Im Rahmen dieser decken sich die Kurven der Verdrehungen beider Vergleichsdurchläufe 167607 (blau) und 167680 (grün) mit der Kurve des Durchlaufs 167776 (rot). Die Verläufe der Achsenabschnitte ähneln erneut den Verläufen der Verteilungszentren (Abbildungen 6.2 und 6.3).

7. Fehler der Vertexrekonstruktion

Bisher wurden die Fehler der Vertexpositionen im Rahmen dieser Arbeit nicht beachtet. Die Koordinaten der primären Vertices können nicht direkt gemessen, sondern nur durch Rekonstruktion der Flugbahnen der Reaktionsprodukte berechnet werden. Die dazu verwendeten Algorithmen weisen ihrerseits Toleranzen auf.

Analog zu den Positionen werden nun die Toleranzen $\sigma_{vxt,i}^2$ für jede Richtung histogrammiert. Bezüglich der primären Vertices des Durchlaufs 167776 ergeben sich die Abbildungen 7.1 und 7.2, die entsprechenden Verteilungen für die beiden Vergleichsdurchläufe sind im Anhang auf Seite 61 (Durchlauf 167607) beziehungsweise Seite 65 (Durchlauf 167680) aufgeführt.

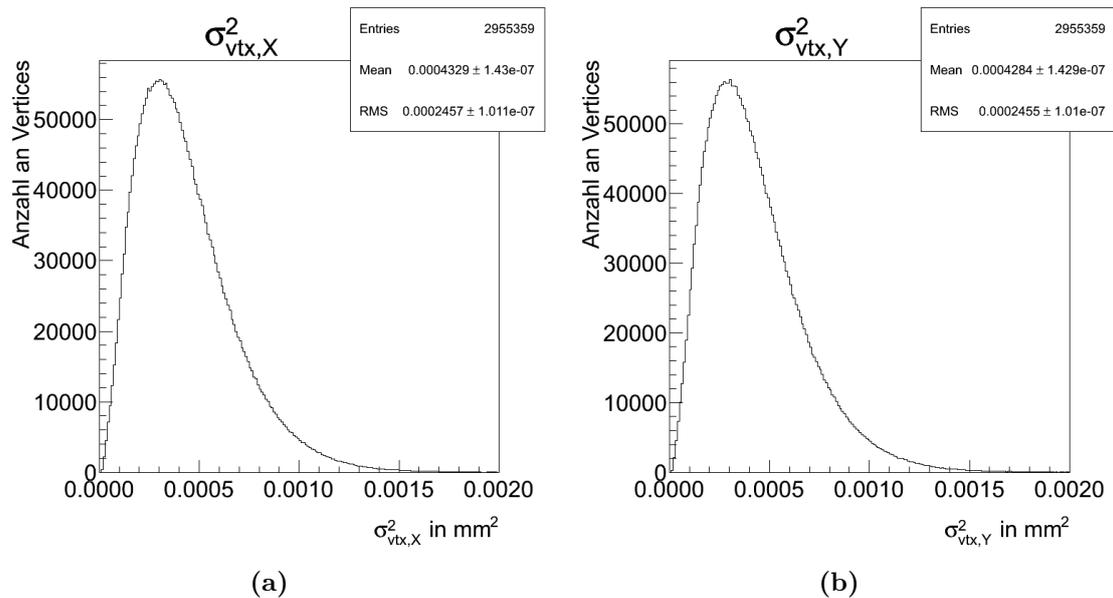


Abbildung 7.1.: Fehler der transversalen Vertexrekonstruktion: Die Fehler $\sigma_{vxt,X}^2$ (a) und $\sigma_{vxt,Y}^2$ (b) weisen selbst Verteilungen auf. Diese sind nicht gaußförmig, sondern zu niedrigeren Werten verschoben.

Die Fehler der Vertexrekonstruktion weisen ebenso wie die rekonstruierten Positionen eine Verteilung auf. Diese sind hier jedoch nicht gaußförmig, sondern fallen zu größeren Werten von $\sigma_{vxt,i}^2$ hin flacher ab.

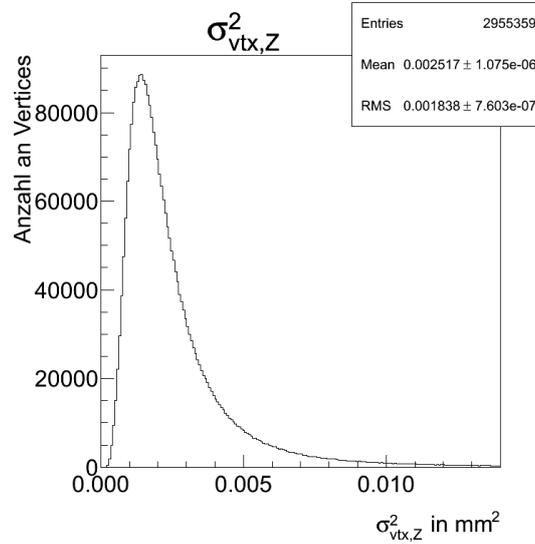


Abbildung 7.2.: Fehler der longitudinalen Vertexrekonstruktion: In Z -Richtung sind die bei der Rekonstruktion entstehenden Toleranzen fast um den Faktor sechs größer als in den transversalen Richtungen.

7.1. Abschätzung der wahren Zonenbreite

Für eine grobe Abschätzung der wahren Zonenbreite wird davon ausgegangen, dass sich die Quadrate der messbaren Breiten der Wechselwirkungszone $\sigma_{M,i}^2$ als Summe der Quadrate der wahren Breiten $\sigma_{W,i}^2$ und der Fehler der Vertexrekonstruktionen $\sigma_{vxt,i}^2$ in der entsprechenden Richtung i ergeben:

$$\sigma_{M,i}^2 = \sigma_{W,i}^2 + \sigma_{vxt,i}^2 \quad (7.1)$$

Überträgt man diese Überlegung auf die entsprechenden Mittelwerte, so ergibt sich durch Umformen

$$\overline{\sigma_{W,i}^2} = \overline{\sigma_{M,i}^2} - \overline{\sigma_{vxt,i}^2} \quad (7.2)$$

Da nun die Zonenbreite eines ganzen Durchlaufs abgeschätzt werden soll, wird wie folgt eingesetzt (vergleiche hierzu [23]):

$$\begin{aligned} \overline{\sigma_{W,i}^2} &= \sigma_{W,i}^2 \\ \overline{\sigma_{M,i}^2} &= \sigma_i^2 \\ \Rightarrow \sigma_{W,i} &= \sqrt{\sigma_i^2 - \overline{\sigma_{vxt,i}^2}} \end{aligned} \quad (7.3)$$



Tabelle 7.1.: Bereinigte Zonenbreiten unter Berücksichtigung der Vertexrekonstruktion: Neben den ermittelten Zonenbreiten σ_i und den Mittelwerten der Fehler der Vertexrekonstruktionen $\overline{\sigma_{\text{vert},i}^2}$ sind die nach Gleichung (7.3) errechneten bereinigten Zonenbreiten sowie die prozentualen Größen der resultierenden Korrekturen $\left(1 - \frac{\sigma_{W,i}}{\sigma_i}\right)$ angegeben.

(a) Durchlauf 167607

i	σ_i	$\overline{\sigma_{\text{vert},i}^2}$	$\sigma_{W,i}$	$1 - \frac{\sigma_{W,i}}{\sigma_i}$
X	(40.16 ± 0.02) μm	(432.9 ± 0.2) μm ²	(34.35 ± 0.02) μm	(14.47 ± 0.07) %
Y	(30.36 ± 0.02) μm	(416.8 ± 0.2) μm ²	(22.47 ± 0.03) μm	(26.0 ± 0.1) %
Z	(58.96 ± 0.03) mm	(254 ± 1) · 10 ⁻⁵ mm ²	(58.95 ± 0.03) mm	(0.00 ± 0.07) %

(b) Durchlauf 167680

i	σ_i	$\overline{\sigma_{\text{vert},i}^2}$	$\sigma_{W,i}$	$1 - \frac{\sigma_{W,i}}{\sigma_i}$
X	(38.05 ± 0.02) μm	(415.9 ± 0.2) μm ²	(32.12 ± 0.02) μm	(15.58 ± 0.08) %
Y	(28.92 ± 0.02) μm	(406.7 ± 0.2) μm ²	(20.73 ± 0.03) μm	(28.3 ± 0.1) %
Z	(57.06 ± 0.03) mm	(253.4 ± 0.2) · 10 ⁻⁵ mm ²	(57.06 ± 0.03) mm	(0.00 ± 0.07) %

(c) Durchlauf 167776

i	σ_i	$\overline{\sigma_{\text{vert},i}^2}$	$\sigma_{W,i}$	$1 - \frac{\sigma_{W,i}}{\sigma_i}$
X	(41.02 ± 0.02) μm	(432.9 ± 0.2) μm ²	(35.35 ± 0.02) μm	(13.82 ± 0.07) %
Y	(31.95 ± 0.02) μm	(428.4 ± 0.2) μm ²	(24.34 ± 0.03) μm	(23.8 ± 0.1) %
Z	(61.16 ± 0.03) mm	(251.7 ± 0.1) · 10 ⁻⁵ mm ²	(61.16 ± 0.03) mm	(0.00 ± 0.07) %



Die nach Formel (7.3) um den Fehler der Vertexrekonstruktion bereinigten Zonenbreiten sind in Tabelle 7.1 aufgeführt. Absolut betrachtet sind die Fehler der Vertexrekonstruktion für die longitudinale Z -Koordinate deutlich größer als für die transversalen Koordinaten.

Dieser Unterschied ergibt sich direkt aus der vielfach höheren transversalen Genauigkeit der Komponenten des inneren Detektors, wie in Abschnitt 3.2 beschrieben.

In longitudinaler Richtung ergibt sich für die untersuchten Durchläufe keine resultierende Korrektur (nach obiger Abschätzung: $(0.00 \pm 0.07) \%$), da die Rekonstruktionstoleranzen mehrere Größenordnungen kleiner sind als die Toleranzen der ermittelten Standardabweichungen σ_Z .

Für die transversalen Zonenbreiten beträgt die Korrektur bis zu $(15.58 \pm 0.08) \%$ in horizontaler und $(28.3 \pm 0.1) \%$ in vertikaler Richtung. Die mittleren Rekonstruktionsfehler sind hierbei zwar für die horizontale Position größer als für die vertikale, beziehen sich aber auf größere Zonenbreiten. An dieser Stelle zeigt sich erneut der Effekt der stärkeren horizontalen Verdrehung der Zonenachse gegenüber der Detektorachse.

Sowohl die Quadrate der mittleren Rekonstruktionstoleranzen $\overline{\sigma_{vxt,i}^2}$ als auch die resultierenden Korrekturfaktoren $1 - \frac{\sigma_{w,i}}{\sigma_i}$ stimmen von Durchlauf zu Durchlauf nicht innerhalb der Fehler überein.

Die Korrekturfaktoren bezüglich jeder Richtung lassen sich der Größe nach in folgende Reihenfolge bringen: Für 167776 sind die Faktoren am kleinsten, für 167680 am größten. Dies ist genau die gegenteilige Reihenfolge verglichen mit den bestimmten Zonenbreiten. Die kleinsten Zonen sind somit am Stärksten vom Einfluss der Vertexrekonstruktion betroffen. Da die Rekonstruktion für jeden Vertex einzeln und somit unabhängig von der Gesamtverteilung durchgeführt wird, ist dieses Ergebnis nicht überraschend.

In Abschnitt 6.3 wurde beobachtet, dass die unterschiedlichen Zonenbreiten der analysierten Durchläufe allein ein Ergebnis des betrachteten Zeitintervalls sind. Man kann somit erwarten, dass der relative Einfluss der Rekonstruktionstoleranzen auf die ermittelten Breiten mit der Dauer des Durchlaufes abnimmt, da sich die Wechselwirkungszone mit der Zeit verbreitert.

Es ist zu erwähnen, dass die hier ermittelten „wahren“ Zonenbreiten Minimalabschätzungen darstellen, da die Fehler der Rekonstruktion bei der Verwendung der Mittelwerte $\overline{\sigma_{vxt,i}^2}$ der nicht ganz symmetrischen Verteilungen tendentiell eher zu groß als zu klein abgeschätzt werden.

8. Diskussion

8.1. Zusammenfassung der Ergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Wechselwirkungszone des ATLAS-Detektors auf verschiedene Arten untersucht und vermessen. Die Verteilungen der untersuchten Vertices entsprechen den Erwartungen von Gaußverteilungen. Somit bietet es sich an, die Form der Zone angenähert mit einem Rotationsellipsoiden zu vergleichen. Projektionen in die verschiedenen Ebenen zeigen, dass die Symmetrieachse jedoch nicht mit der Detektorachse zusammenfällt. Stattdessen scheint die Zone horizontal und auch minimal vertikal gedreht zu sein.

Es liegt nahe, die große Hauptachse der Wechselwirkungszone als Strahlrichtung zu interpretieren. Die Drehungen ließen sich dann dadurch erklären, dass die beiden Strahlen vor allem horizontal in den Detektor eingelenkt werden müssen, damit es zu Kollisionen kommen kann. Daraus würde resultieren, dass einer der beiden Strahlen die Verteilung der primären Vertices reproduzierbar dominiert, denn die Stärke der Drehungen sind im Rahmen ihrer Bestimmungsfehler konstant und somit nur das Resultat der Beschleunigerstruktur. Verwendet man die bestimmten Winkel, um die Verteilungen im Koordinatensystem der Wechselwirkungszone zu betrachten, so verschwindet die Abweichung zwischen der horizontalen und der vertikalen Zonenbreite. Dies stützt die Vermutung, dass es sich bei der Symmetrieachse der Wechselwirkungszone um eine Strahlrichtung handelt.

Die Auswirkung dieser Drehung auf die horizontale Zonenbreite wird ebenfalls bei der Zerlegung der Z -Richtung in kleinere Intervalle deutlich: Innerhalb dieser Intervalle sind die Verteilungen schmaler und es werden fast die vertikalen Breiten erreicht. Entlang der Detektorachse bleiben die transversalen Breiten innerhalb der Größenordnung von ungefähr einem Mikrometer konstant. Dabei zeigt sich in vertikaler Richtung ein leichtes Maximum in der Mitte des Detektors. Dieses leichte Maximum ist in allen drei untersuchten Durchläufen erkennbar und somit entweder ein systematisches Phänomen oder das Resultat eines systematischen Fehlers bei der Auswertung. In horizontaler Richtung ist kein entsprechendes Minimum zu erkennen. Somit kann eine Auswirkung der Betatronfunktion im Bereich der Wechselwirkungszone durch die Analysen dieser Arbeit weder eindeutig nachgewiesen noch widerlegt werden.



Der Mittelpunkt der Wechselwirkungszone fällt nicht mit dem Mittelpunkt des Detektors zusammen und diese Verschiebungen schwanken sowohl innerhalb eines Durchlaufes als auch von Durchlauf zu Durchlauf.

Die Schwankungen innerhalb eines Durchlaufes entsprechen bis zu $(9 \pm 3) \%$ der doppelten Zonenbreite und tragen somit einen Teil zur gemessenen Breite der Zone bei. Davon abgesehen nehmen die Zonenbreiten in allen drei Richtungen mit der Zeit zu. Diese Zunahmen scheinen sich von Durchlauf zu Durchlauf reproduzieren zu lassen. Die Unterschiede in den mittleren Zonenbreiten ergeben sich dadurch, dass die untersuchten Kollisionen während verschiedener Zeitintervalle seit Beginn des Durchlaufes stattfanden.

Die sich zeigenden Zunahmen der Breiten lassen sich als Folge der Emittanzvergrößerung interpretieren. Hierfür können physikalische Effekte wie zum Beispiel Streuung der Strahlprotonen am Restgas und innerhalb der Strahlen selbst herangezogen werden. Exakte qualitative Begründungen sowie Erklärungen für die Unterschiede zwischen den Verläufen der einzelnen Richtungen können im Rahmen dieser Arbeit nicht genannt werden.

In den Analysen dieser Arbeit werden die Positionen der Vertices als fehlerfrei betrachtet, was in Wirklichkeit nicht den Tatsachen entspricht. Betrachtet man die Fehler, die sich durch die Rekonstruktion der Vertices ergeben, so weisen ihre Quadrate ebenfalls Verteilungen auf. Werden die Mittelwerte dieser Verteilungen genutzt, um die ermittelten Zonenbreiten in einer ersten Näherung um die Fehler der Rekonstruktionen zu korrigieren, verkleinern sich die transversalen Zonenbreiten um bis zu $(28.3 \pm 0.1) \%$. In longitudinaler Richtung ist die Zone so stark ausgedehnt, dass die sich ergebende Korrektur kleiner als der im Rahmen der Breitenbestimmung ermittelte Fehler bleibt und somit vernachlässigt werden kann.

8.2. Fazit

Durch die Analyse der primären Vertices ist man in der Lage, sich ein Bild der Form und der Dynamik der Wechselwirkungszone zu machen. Die Anzahl an Ereignissen ermöglicht eine gute Statistik, solange nicht zu viele räumliche und zeitliche Intervalle gewählt werden. Bei der Interpretation der Ergebnisse darf man die verschiedenen, gleichzeitig ablaufenden Entwicklungen der Wechselwirkungszone nicht außer Acht lassen: Betrachtet man Bereiche, die weit vom Zentrum entfernt sind, entstammen die enthaltenen Vertices bevorzugt späteren Zeitpunkten des jeweiligen Durchlaufs. In den anderen Richtungen hat sich die Zone dann ebenfalls verbreitert. Dies hat Auswirkungen auf die erhaltenen Verteilungen. Ebenso kann die schon angesprochene Drehung der Strahlrichtung dazu führen, dass Effekte der longitudinalen und transversalen Richtungen die jeweils anderen Verteilungen beeinflussen.



Abschließend lässt sich festhalten, dass die Wechselwirkungszone des ATLAS-Detektors kein starrer, konstanter Bereich ist, sondern sich mit der Zeit verändert, sowohl innerhalb der Durchläufe als auch zwischen ihnen. Manche Eigenschaften bleiben dabei erhalten, andere verhalten sich scheinbar systematisch und vorhersagbar, für wieder andere kann im Rahmen dieser Arbeit kein Muster gefunden werden.

8.3. Ausblick

Um die Zunahme der Zonenbreiten genauer zu untersuchen, bietet es sich an, Durchläufe mit längerer Dauer zu untersuchen.

Auch wenn es bei der Angabe der Zonenparameter unüblich ist, hat es sich als sehr sinnvoll erwiesen, einige Analysen zusätzlich im Koordinatensystem der Zone durchzuführen, um transversale und longitudinale Effekte besser zu trennen.

In der Zukunft werden die Protonenstrahlen mit höherer Energie zur Kollision gebracht. Es bleibt abzuwarten, ob sich die im Rahmen dieser Arbeit gefundenen Ergebnisse auf Protonenstrahlen mit 14 TeV Schwerpunktsenergie übertragen lassen oder ob weitere Effekte zum Tragen kommen.



Literaturverzeichnis

- [1] *ROOT - A Data Analysis Framework*, URL <http://root.cern.ch>
- [2] Daniel Griffiths, *Introduction to elementary particles*, Physics textbook, Zweite, überarbeitete Auflage (Wiley-VCH, 2008), Seite 49
- [3] J. L. Hewett, *The Standard Model and Why We Believe It*, 1998, arXiv:hep-ph/9810316v1
- [4] David E. Kaplan, Martin Schmaltz, *The Little Higgs from a Simple Group*, 2008 , Einleitung, arXiv:hep-ph/0302049v2
- [5] Edmund Wilson, *An Introduction to Particle Accelerators* (Oxford University Press, 2001)
- [6] Edmund Wilson, *The motivation for magnet measurements. Proceedings, CERN Accelerator School, CAS, Anacapri, Capri, Italy, April 11-17, 1997*, 1998
- [7] K. Nakamura, et al. (Particle Data Group Kollaboration), *Review of particle physics*, J. Phys., Band G37, 2010, Abschnitte 25.1 und 25.2, Seite 277
- [8] D Möhl, *Sources of emittance growth*, CAS - CERN Accelerator School: Intermediate Course on Accelerator Physics, 2006
- [9] Claus Gruben, Boris Schwartz, *Particle Detectors*, Zweite Auflage (Cambridge University Press, 2008)
- [10] K Gounder, et al., *A Study of Emittance Growth in the Recycler Ring*, 2001
- [11] A Piwinski, *Intra-beam scattering*, CAS - CERN Accelerator School : Accelerator Physics, 1987
- [12] Brennan Goddard, Helmut Burkhardt, Verena Kain, Thys Risselada, *Expected Emittance Growth and Beam Tail Repopulation from Errors at Injection into the LHC*, (LHC-Project-Report-814. CERN-LHC-Project-Report-814), Jun 2005
- [13] *CERN History highlights - 1954 -*, URL <http://public.web.cern.ch/public/en/About/History54-en.html>
- [14] *Weltmaschine Die kleinsten Teilchen und größten Rätsel des Universums*, URL http://www.weltmaschine.de/e92/e114775/e114921/e114921/lhc_weltmaschine.pdf



- [15] Lyndon Evans, Philip Bryant, *LHC Machine*,
Journal of Instrumentation, Band 3, 2008, S08001, Abschnitte 1 und 2.1
- [16] G. Aad, et al. (ATLAS Kollaboration), *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, Journal of Instrumentation, Band 3, 2008, S08003, Abschnitte 1.1 , 1.2 , 4.1 , 4.2 und 9.10
- [17] G. Aad, et al. (ATLAS Kollaboration), *Characterization of Interaction-Point Beam Parameters Using the pp Event-Vertex Distribution Reconstructed in the ATLAS Detector at the LHC*, Technischer Bericht ATLAS-CONF-2010-027, CERN, Geneva, May 2010
- [18] G Piacquadio, K Prokofiev, A Wildauer, *Primary Vertex Reconstruction in the ATLAS Experiment at LHC*, Journal of Physics: Conference Series, Band 119 (3), 2008 032033
- [19] *ATLAS Run Query*, URL <http://atlas-runquery.cern.ch>
- [20] M. Aharrouche, et al., *Expected electron performance in the ATLAS experiment*, ATLAS NOTE, November 2010
- [21] Dominic Hirschtbühl, *Beamspot Fitstatus*, 2011, Private Kommunikation
- [22] Oliver Sim Brüning, et al., *LHC Design Report* (CERN, Geneva, 2004), Abschnitt 5.6
- [23] Stan Lai, Wolfgang Wagner, Pekka K. Sinervo, *An Evaluation of the Beam Width at CDF*, CDF Note 6311, Revision, März 2003



Abbildungsverzeichnis

2.1	Verlauf der Einhüllenden	6
2.2	Ellipse im Phasenraum	8
2.3	Verlauf der Betatronfunktion	9
3.1	Aufbau des LHC	13
3.2	Aufbau des ATLAS-Detektors	15
3.3	Aufbau des inneren Detektors	16
4.1	Transversale Verteilungen der Vertices	21
4.2	Longitudinale Verteilung der Vertices	22
4.3	X - Z - und Y - Z -Korrelationen	23
4.4	Y - X -Korrelation	24
4.5	Scherungen gegen die Detektorachse	25
4.6	Transversale Zonenbreiten entlang der Detektorachse	27
4.7	Transversale Ebene im Koordinatensystem K'	30
5.1	Durchlauf 167776 - Vertices pro Luminositätsblock	32
5.2	Durchlauf 167776 - Dauer der Luminositätsblöcke	32
5.3	Transversale Verteilungszentren als Funktion der Luminositätsblöcke	33
5.4	$\mu_{Z,lb}$ als Funktion der Luminositätsblöcke	34
5.5	Verlauf der transversalen Zonenbreiten	35
5.6	Verlauf der longitudinalen Zonenbreite	36
5.7	Winkel $m_{i,Z,lb}$ als Funktion der Luminositätsblöcke	37
5.8	Achsenabschnitte $b_{i,Z,lb}$ als Funktion der Luminositätsblöcke	38
6.1	Dauer der Luminositätsblöcke in den Vergleichsdurchläufen	41
6.2	Verteilungsmitten $\mu_{X,lb}$ und $\mu_{Y,lb}$ im Vergleich	42
6.3	Verteilungsmitten $\mu_{Z,lb}$ im Vergleich	43
6.4	Transversale Zonenbreiten im Vergleich	44
6.5	Longitudinale Zonenbreiten im Vergleich	45
6.6	Vergleich der räumlichen Ausrichtungen	46



7.1	Fehler der transversalen Vertexrekonstruktion	47
7.2	Fehler der longitudinalen Vertexrekonstruktion	48
A.1	Verteilung der Vertices - Durchlauf 167607	59
A.2	Scherungen gegen die Detektorachse - Durchlauf 167607	60
A.3	Transversale Zonenbreiten entlang der Detektorachse - Durchlauf 167607	60
A.4	Fehler der Vertexrekonstruktionen - Durchlauf 167607	61
A.5	Verteilung der Vertices - Durchlauf 167680	62
A.6	Scherungen gegen die Detektorachse - Durchlauf 167680	63
A.7	Transversale Zonenbreiten entlang der Detektorachse - Durchlauf 167680	64
A.8	Fehler der Vertexrekonstruktionen - Durchlauf 167680	65

Tabellenverzeichnis

2.1	Marieteilchen des Standardmodells	4
2.2	Austauschteilchen des Standardmodells	4
4.1	Informationen zum Durchlauf 167776	19
4.2	Parameter der Verteilungen	22
4.3	Fitparameter der Profile	26
4.4	Ausdehnung im Koordinatensystem K'	29
5.1	Informationen zum Durchlauf 167776 (2)	31
5.2	Relative Schwankungen der Zonenmitten	34
6.1	Übersicht über die Datensätze	39
6.2	Vergleich mehrerer Durchläufe	40
7.1	Bereinigte Zonenbreiten	49

A. Anhang

A.1. Berechnung der Transformationsmatrix

Die Winkel zwischen der Projektion der Zonenhauptachse (Z' -Richtung) und der Z -Richtung sind in der X - Z -Ebene durch $\alpha_{X,Z}$ und in der Y - Z -Ebene durch $\alpha_{Y,Z}$ gegeben. Im ersten Schritt wird das Koordinatensystem $K = \{\vec{e}_X, \vec{e}_Y, \vec{e}_Z\} = \{\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3\}$ um den Winkel $\alpha_{X,Z}$ bezüglich der Y -Achse gedreht. Es ergeben sich damit die folgenden Vektoren \vec{e}_a, \vec{e}_b und \vec{e}_c :

$$\vec{e}_a = \begin{pmatrix} \cos \alpha_{X,Z} \\ 0 \\ -\sin \alpha_{X,Z} \end{pmatrix}, \quad \vec{e}_b = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{e}_c = \begin{pmatrix} \sin \alpha_{X,Z} \\ 0 \\ \cos \alpha_{X,Z} \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

Dieses System wird im nächsten Schritt bezüglich des Vektors \vec{e}_a um den Winkel $\alpha_{Y,Z}$ gedreht. Dies liefert die drei Basisvektoren des Koordinatensystems K' :

$$M = \begin{pmatrix} \vec{e}_{X'} & \vec{e}_{Y'} & \vec{e}_{Z'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha_{X,Z} & -\sin \alpha_{X,Z} \cdot \sin \alpha_{Y,Z} & \sin \alpha_{X,Z} \cdot \cos \alpha_{Y,Z} \\ 0 & \cos \alpha_{Y,Z} & \sin \alpha_{Y,Z} \\ -\sin \alpha_{X,Z} & -\cos \alpha_{X,Z} \cdot \sin \alpha_{Y,Z} & \cos \alpha_{X,Z} \cdot \cos \alpha_{Y,Z} \end{pmatrix}$$

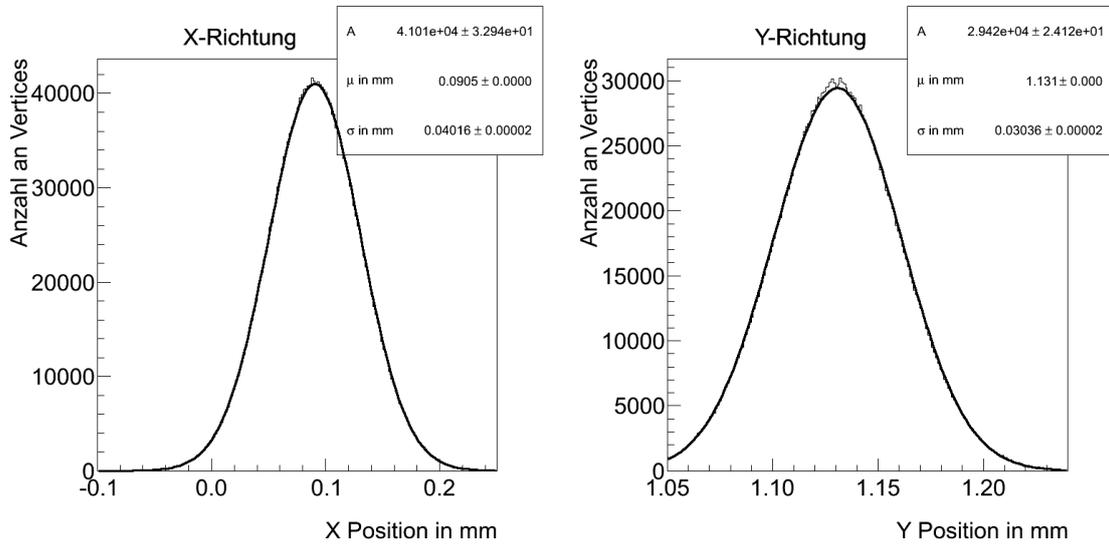
Durch Invertieren erhält man schließlich die Transformationsmatrix T . Berücksichtigt man noch die geforderte Verschiebung, so ergibt sich die folgende Transformationsformel:

$$\begin{pmatrix} X' \\ Y' \\ Z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha_{X,Z} & 0 & -\sin \alpha_{X,Z} \\ -\sin \alpha_{X,Z} \cdot \sin \alpha_{Y,Z} & \cos \alpha_{Y,Z} & -\cos \alpha_{X,Z} \cdot \sin \alpha_{Y,Z} \\ \sin \alpha_{X,Z} \cdot \cos \alpha_{Y,Z} & \sin \alpha_{Y,Z} & \cos \alpha_{X,Z} \cdot \cos \alpha_{Y,Z} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} X - \mu_X \\ Y - \mu_Y \\ Z - \mu_Z \end{pmatrix}$$

Die beiden durchgeführten Drehungen sind nicht kommutativ. Da für die beiden Drehwinkel im Rahmen ihrer Genauigkeiten $\sin \alpha_{i,Z} \approx \alpha_{i,Z}$ und $\cos \alpha_{i,Z} \approx 1$ gelten, erfüllt die obige Transformationsmatrix aber die gewünschten Anforderungen.

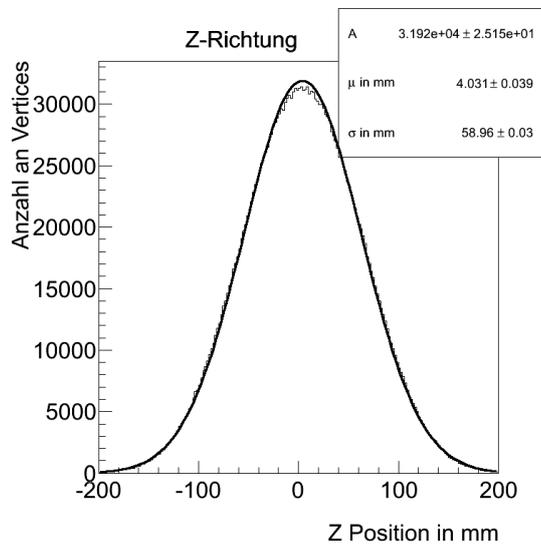


A.2. Grafische Ergebnisse für Durchlauf 167607



(a) Horizontal

(b) Vertikal



(c) Longitudinal

Abbildung A.1.: Verteilung der Vertices: Wie bei Durchlauf 167776 sind die primären Vertices in allen drei Richtungen gaußverteilt.

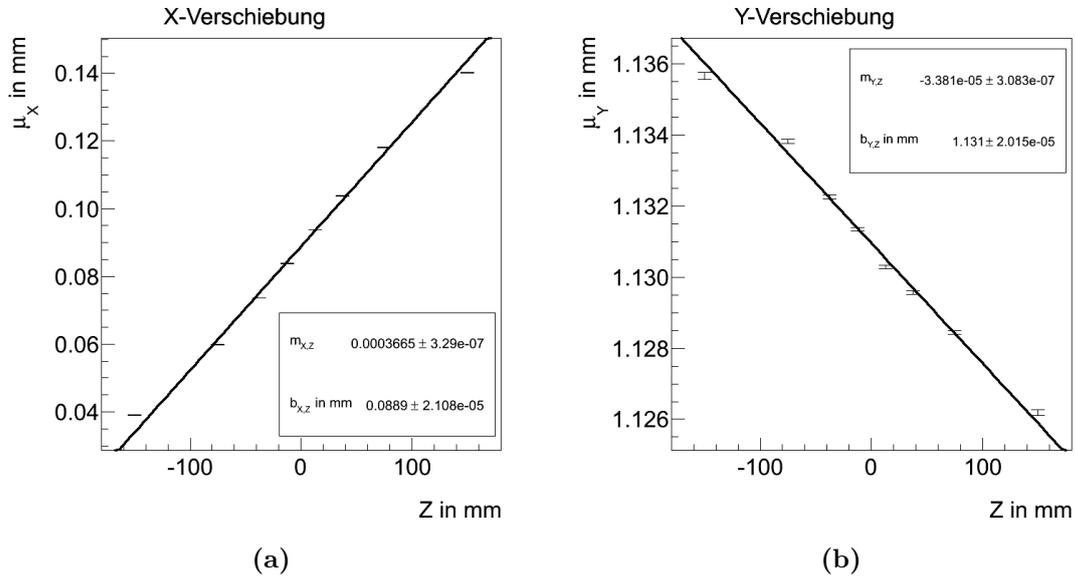


Abbildung A.2.: Scherungen gegen die Detektorachse: Durch lineare Fits werden die Steigung $m_{X,Z} = (36.65 \pm 0.03) \cdot 10^{-5}$ und der Achsenabschnitt $b_{X,Z} = (88,89 \pm 0.02) \mu\text{m}$ (a) beziehungsweise $m_{Y,Z} = (-3.38 \pm 0.03) \cdot 10^{-5}$ und $b_{Y,Z} = (1.131 \pm 0.001) \text{mm}$ (b) bestimmt.

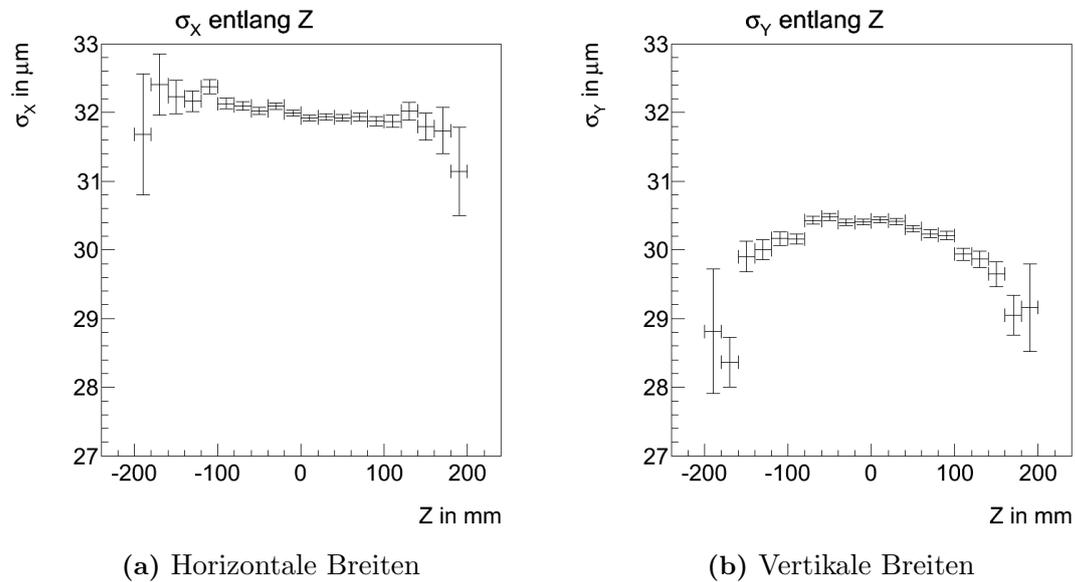
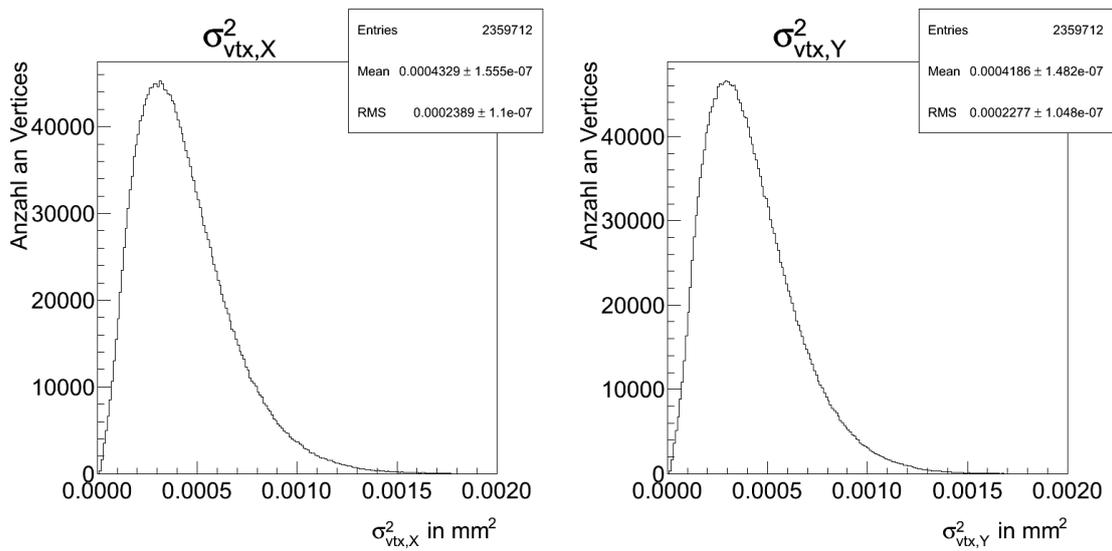
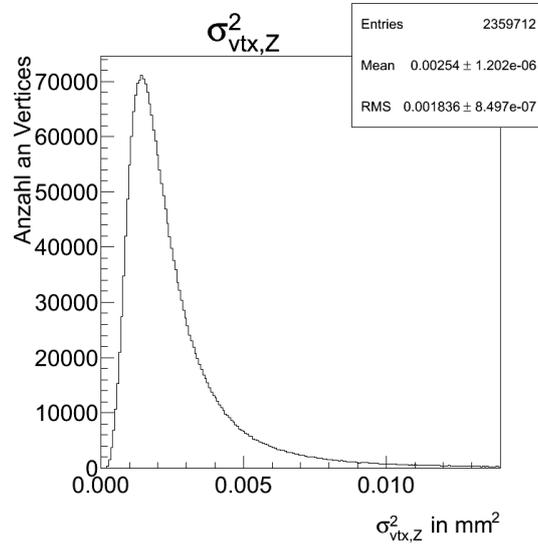


Abbildung A.3.: Transversale Zonenbreiten entlang der Detektorachse: Auch bei Durchlauf 167607 sind die Unterschiede in den horizontalen (a) und vertikalen (b) Zonenbreiten relativ zum Wert der Breite gering. Bei σ_Y ist erneut ein Maximum im Detektorzentrum auszumachen.



(a) Horizontal

(b) Vertikal



(c) Longitudinal

Abbildung A.4.: Fehler der Vertexrekonstruktionen für Durchlauf 167607: Die Verteilungen haben eine vergleichbare Form wie bei Durchlauf 167776.



A.3. Grafische Ergebnisse für Durchlauf 167680

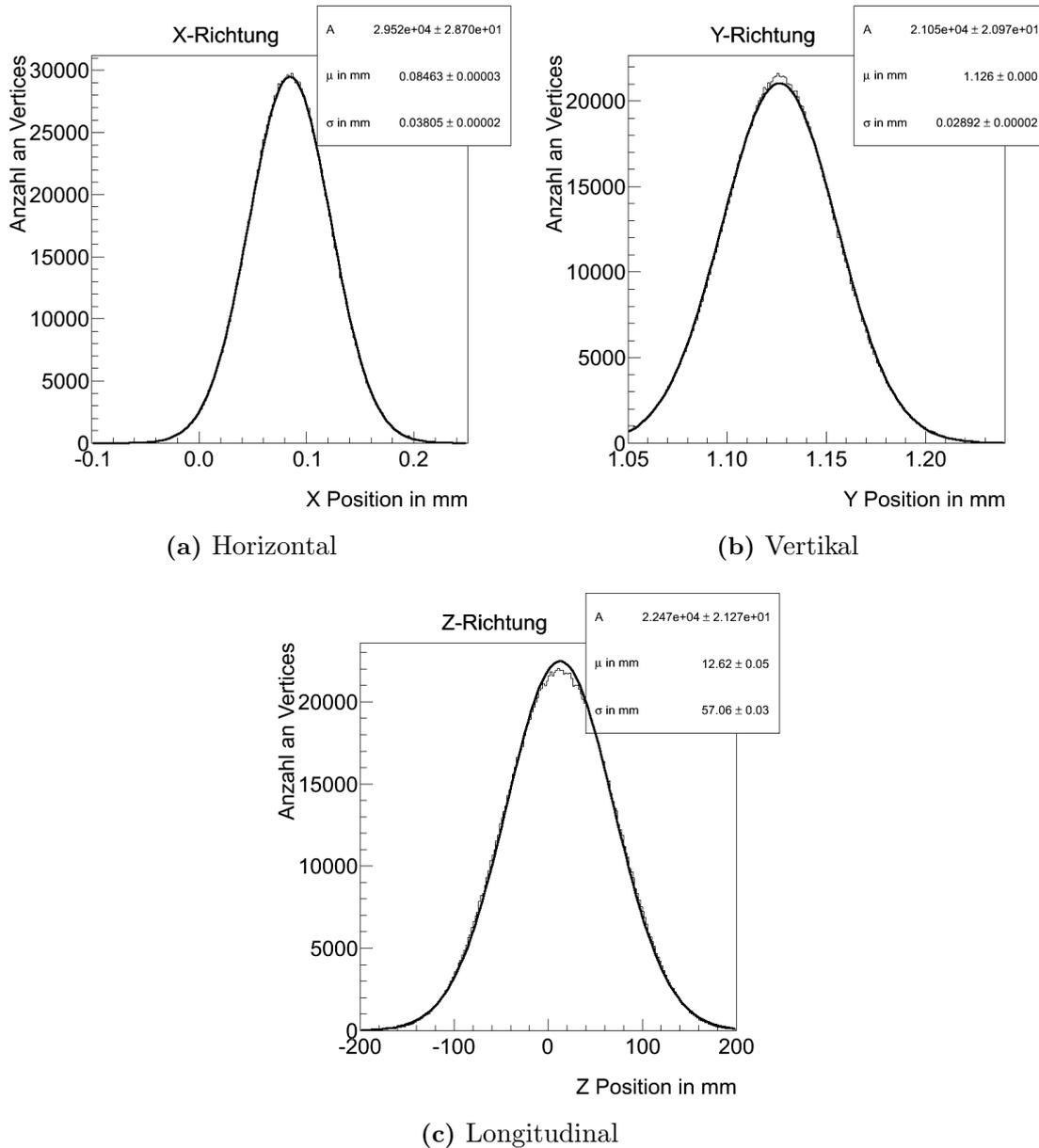


Abbildung A.5.: Verteilung der Vertices: Analog zu den beiden anderen Durchläufen sind die primären Vertices in allen drei Richtungen gaußverteilt.

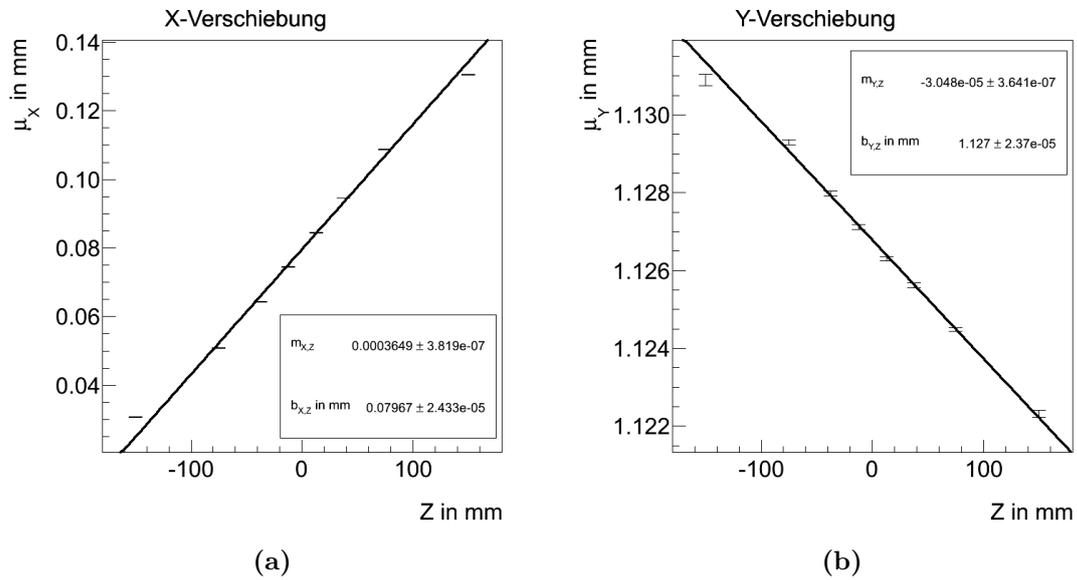


Abbildung A.6.: Die ermittelten Steigungen beziehungsweise Achsenabschnitte betragen in der horizontalen Ebene (a) $m_{X,Z} = (36.49 \pm 0.04) \cdot 10^{-5}$ und $b_{X,Z} = (79.67 \pm 0.03) \mu\text{m}$, in der vertikalen Ebene (b) $m_{Y,Z} = (-3.05 \pm 0.04) \cdot 10^{-5}$ und $b_{Y,Z} = (1.127 \pm 0.001) \text{mm}$.

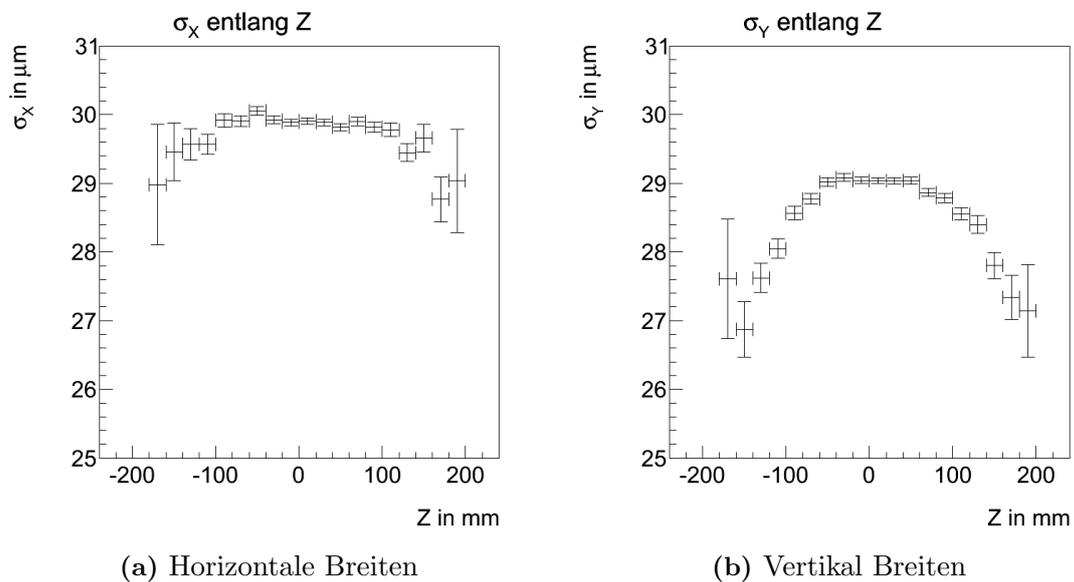
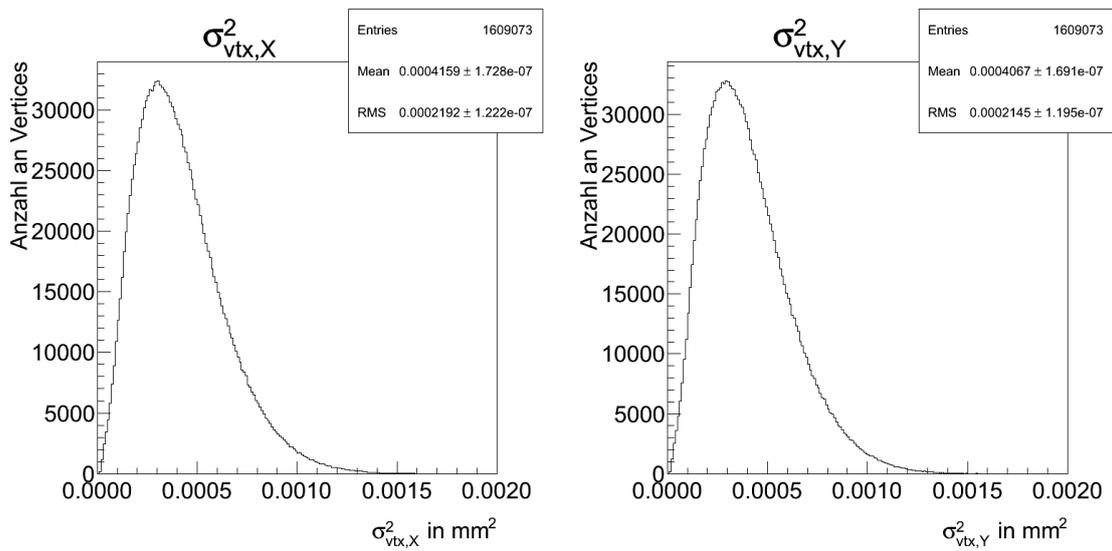
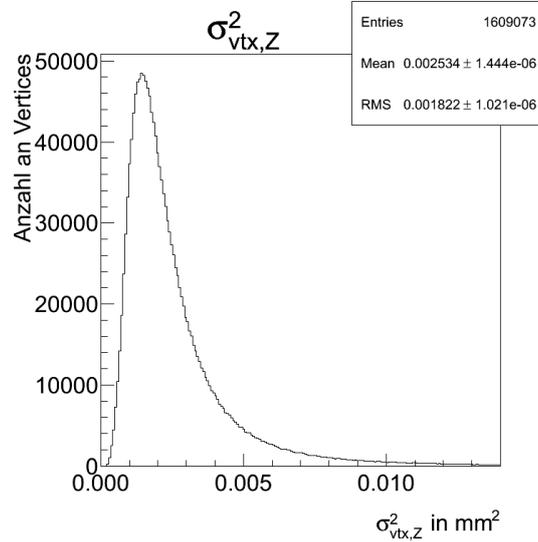


Abbildung A.7.: Transversale Zonenbreiten entlang der Detektorachse: Der Verlauf der horizontalen (a) Breite lässt sich im Rahmen der Fehler als konstant betrachten. Bei der vertikale Breiten (b) zeigt sich ein deutliches Maximum in der Mitte des Detektors. Die ersten beiden Intervalle am linken Rand beinhalten eine geringe Anzahl an Vertices (236 beziehungsweise 966). Diese Werte sind deshalb stärker fehlerbehaftet.



(a) Horizontal

(b) Vertikal



(c) Longitudinal

Abbildung A.8.: Fehler der Vertexrekonstruktionen für Durchlauf 167680: Die Verteilungen haben eine vergleichbare Form wie bei Durchlauf 167776.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, Christian Johann Riegel, dass ich diese Arbeit zum Thema

Vermessung der Wechselwirkungszone im ATLAS-Detektor am LHC

selbständig verfasst, nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Wuppertal, den 11. Juli 2011


CHRISTIAN JOHANN RIEGEL