

# **Masterthesis**

Wintersemester 2012 / 2013

Justus-Liebig-Universität Giessen

**Rekonstruktion von Endzuständen mit  
Antikernen im Belle Experiment**

**Investigation of Final States with Light  
Antinuclei at the Belle Experiment**

Diego Semmler

28. Oktober 2021



# Kurzfassung

Im Belle Experiment entstehen in  $e^+e^-$ -Kollisionen in seltenen Fällen Kerne oder Antikerne. Der Nachweis dieser Teilchen im Detektor ist schwierig, da sie stark durch Untergrund überlagert werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde zum ersten Mal für das Belle Experiment eine Methode entwickelt, mit der sich Kerne und Antikerne identifizieren lassen. Die Ladung und die Masse der Teilchen wird mithilfe des Energieverlustes im Detektor, der Flugzeit und des Impulses berechnet. Weitere Detektoren helfen bei der Unterdrückung des Untergrundes.

Mit dieser Methode wurden Kandidaten für Deuteronen, Tritonen und Antideuteronen identifiziert. Die meisten Deuteronen und Tritonen stammen jedoch nicht aus den  $e^+e^-$ -Kollisionen, sondern aus der Wechselwirkung mit dem Restgas oder dem Strahlrohr und wurden aus diesem Grund nicht weiter analysiert. Die folgende Analyse beschränkt sich auf Antideuteronen, da diese nur in den  $e^+e^-$ -Kollisionen entstanden sein können.

Ein Teil des Belle Datensatzes wurde im Kontinuum unterhalb der  $\Upsilon(4S)$ -Schwelle genommen. Hiermit wurde der inklusive Wirkungsquerschnitt der Antideuteron-Produktion des Kontinuums bestimmt zu  $(33 \pm 16 \pm 1,8)$  fb. Um den resonanten Anteil zu erhalten, muss dieser Beitrag des Kontinuums abgezogen werden. So konnte eindeutig gezeigt werden, dass die  $\Upsilon(1S)$ -,  $\Upsilon(2S)$ - und  $\Upsilon(3S)$ -Resonanz ebenfalls in Antideuteronen zerfallen können. Für die  $\Upsilon(3S)$ -Resonanz konnte zum ersten Mal ein Verzweigungsverhältnis angegeben werden. Die inklusiven Verzweigungsverhältnisse wurden bestimmt zu  $(3,6 \pm 2,2 \pm 0,20) \cdot 10^{-5}$  für die  $\Upsilon(1S)$ -Resonanz,  $(3,7 \pm 2,4 \pm 0,21) \cdot 10^{-5}$  für die  $\Upsilon(2S)$ -Resonanz und  $(6,7 \pm 4,3 \pm 0,38) \cdot 10^{-5}$  für die  $\Upsilon(3S)$ -Resonanz.

Des Weiteren wurde nach Zuständen gesucht, die in Antideuteronen zerfallen. Ein solcher Zerfallskanal ließ sich nicht eindeutig nachweisen. Es wurden obere Schranken berechnet. Der mögliche Zerfall des kaonischen Anticlusters  $\bar{S}^+ \rightarrow \bar{d} + \bar{p} + \pi^+$  produziert eine Erhöhung mit einer Signifikanz von  $2,9\sigma$ . Die obere Schranke für den kombinierten Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung des  $\bar{S}^+$  und dieses Zerfalls ergibt sich zu 0,45 fb. Obere Schranken für den hypothetischen Zerfall des Antihyperkerns  $\bar{\Lambda}^3\bar{H} \rightarrow \bar{d} + \bar{p} + \pi^+$  und des angeregten  $\bar{He}^* \rightarrow \bar{d} + \bar{p}$  werden gegeben.

Zudem wurde nach B-Zerfällen in Deuteron-Antideuteron-Paare gesucht. Als Kontrollkanal für diese Analyse wurde der Zerfall  $B^\pm \rightarrow J/\Psi + K^\pm \rightarrow p + \bar{p} + K^\pm$  studiert. Für den Zerfall  $B^\pm \rightarrow d + \bar{d} + K^\pm$  gab es keinen einzigen Kandidaten. Die obere Schranke des Verzweigungsverhältnisses wurde zu  $4,7 \cdot 10^{-8}$  bestimmt. Es gab einen Kandidaten für den Zerfall  $B^0 \rightarrow d + \bar{d}$ , was eine obere Schranke des Verzweigungsverhältnisses von  $2,5 \cdot 10^{-7}$  ergibt.

---

# Abstract

At the Belle experiment nuclei or anti-nuclei come into existence in rare cases during  $e^+e^-$ -collisions. The detection of these particles is very difficult, as they are overlaid with background. During this thesis a method was developed for the first time to identify nuclei and anti-nuclei within the Belle experiment. Charge and mass of the particles are calculated with the assistance of the energy loss in the detector, the time of flight and the momentum. Other detectors help suppressing background.

With this method candidates for deuterons, tritons and anti-deuterons are identified. Most deuterons and tritons don't origin from  $e^+e^-$ -collisions, but rather from interaction with the rest gas or the beam pipe. For this reason they shall not be analysed any further. The following analysis is limited to anti-deuterons, because they origin from  $e^+e^-$ -collisions exclusively.

A fraction of the Belle data is taken at the continuum beyond the  $\Upsilon(4S)$ -threshold. With this data the inclusive cross section of the anti-deuteron production in the continuum is set to  $(33 \pm 16 \pm 1.8)$  fb. In order to receive the resonant fraction, this contribution of the continuum needs to be subtracted. The results clearly show that the  $\Upsilon(1S)$ -,  $\Upsilon(2S)$ - and  $\Upsilon(3S)$ -resonance can decay into anti-deuterons. A branching ratio can be given for the  $\Upsilon(3S)$ -resonance for the first time. The inclusive branching ratio for the  $\Upsilon(1S)$ -resonance is set to  $(3.6 \pm 2.2 \pm 0.20) \cdot 10^{-5}$ , for the  $\Upsilon(2S)$ -resonance to  $(3.7 \pm 2.4 \pm 0.21) \cdot 10^{-5}$  and for the  $\Upsilon(3S)$ -resonance to  $(6.7 \pm 4.3 \pm 0.38) \cdot 10^{-5}$ .

Furthermore, states which would decay into anti-deuterons were searched for. It was not possible to prove such a decay channel. The upper limits were then calculated. The possible decay of the kaonic anti-cluster  $\overline{S}^+ \rightarrow \bar{d} + \bar{p} + \pi^+$  produced a height with a significance of  $2.9\sigma$ . The upper limit for the combined cross section of the creation of the anti-cluster  $\overline{S}^+$  and this particular decay is set to 0.45 fb. Upper limits for the hypothetic decay of the anti-hypernucleus  $\overline{\Lambda}^3\text{H} \rightarrow \bar{d} + \bar{p} + \pi^+$  and the excited  $\overline{^3\text{He}}^* \rightarrow \bar{d} + \bar{p}$  are given.

B-decays into deuteron-anti-deuteron-pairs were also searched for. The known decay  $B^\pm \rightarrow J/\Psi + K^\pm \rightarrow p + \bar{p} + K^\pm$  was studied additionally as double check. Not a single candidate was observed for the decay  $B^\pm \rightarrow d + \bar{d} + K^\pm$  and the upper limit for the branching ratio was set to  $4.7 \cdot 10^{-8}$ . However, there was one candidate for the decay  $B^0 \rightarrow d + \bar{d}$ , which sets the upper limit of the branching ratio to  $2.5 \cdot 10^{-7}$ .



# Kapitel 1

## Motivation

Die Prozesse der elektromagnetischen Wechselwirkung lassen sich mithilfe der Quantenfeldtheorie der Elektrodynamik (QED) über Feynmandiagramme sehr genau berechnen. Die Energieniveaus des Wasserstoffatoms werden beispielsweise mit einer Genauigkeit von 12 signifikanten Stellen beschrieben.

Die starke Wechselwirkung ist nach heutigem Stand der Wissenschaft noch nicht so gut verstanden. Die dazugehörige Theorie, die Quanten Chromodynamik (QCD), ist ein aktives Forschungsfeld. Weltweit werden Experimente durchgeführt um Daten zu sammeln, mit denen sich die Theorie überprüfen lässt oder neue Effekte gefunden werden. Der Large Hadron Collider erforscht beispielsweise Stöße bei bisher unerreichten Energien. Das Belle, das BaBar und das BES III Experiment können Wirkungsquerschnitte von Reaktionen und Verzweigungsverhältnisse so genau messen wie nie zuvor.

Die meisten Analysen in der Teilchenphysik, die mit Daten aus diesen Experimenten gemacht werden, beschränken sich auf Endzustände mit Photonen, Elektronen, Myonen, Pionen, Kaonen, Protonen und deren Antiteilchen. Neutrinos lassen sich nicht direkt nachweisen, können aber durch fehlenden Impuls und fehlende Energie rekonstruiert werden. Endzustände mit zusammengesetzten (Anti-)Kernen werden nur selten untersucht. Antideuteronen wurden in  $\Upsilon(1S)$ - und  $\Upsilon(2S)$ -Zerfällen der  $e^+e^-$ -Kollisions-Experimente Argus [ARG89] und Cleo [CLE07] gesehen.

Zur Zeit hat das Belle Experiment die meisten  $\Upsilon$ -Zerfälle beobachtet. Es sind Daten an der  $\Upsilon(1S)$ -,  $\Upsilon(2S)$ -,  $\Upsilon(3S)$ -,  $\Upsilon(4S)$ - und  $\Upsilon(5S)$ -Resonanz vorhanden sowie Daten an verschiedenen Stellen im Kontinuum. Dies ermöglicht es, eindeutig zu entscheiden, wie viele der beobachteten Teilchen tatsächlich aus der Resonanz stammen und wie viele aus dem Kontinuum. Das alles und die Tatsache, dass in den Belle Daten bis zu dieser Arbeit noch nicht nach (Anti-)Kernen gesucht wurde, macht die Suche nach (Anti-)Kernen in den Belle Daten vielversprechend.

Bevor die Vorgehensweise dieser Arbeit beschrieben wird, werden zunächst einige Aspekte des Standardmodells der Elementarteilchenphysik zusammengefasst, die für das Verständnis der Erzeugung von Kernen und Antikernen von Bedeutung sind. Anschließend werden der Aufbau des Belle Experimentes und die einzelnen Detektoren erläutert. Es folgt ein Kapitel über den Energieverlust geladener Teilchen in Materie, der neben der Bestimmung der Flugzeit und des Impulses eine wichtige Rolle bei der Identifikation (Anti-)Kernen spielt. Mit diesem Wissen wird eine Methode entwickelt, (Anti-)Kerne im Belle Experiment zu identifizieren.

Besonderes Augenmerk liegt dabei auf der Unterdrückung des Untergrundes, da (Anti-)Kerne sehr selten sind und bereits eine geringe Verunreinigung eine Identifikation unmöglich macht. Anschließend werden die Ergebnisse der Arbeit vorgestellt.

## 1.1 Elementarteilchen

Die Grundbausteine im Standardmodell der Elementarteilchenphysik sind 37 elementare Teilchen und Antiteilchen:

Davon sind 24 Fermionen, d.h. Teilchen mit halbzahligem Spin: 6 Quarks (u, d, s, c, b, t), 3 geladene Leptonen (e,  $\mu$ ,  $\tau$ ) und deren 3 Neutrinos ( $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$ ) sowie ihre 12 Antiteilchen. Die anderen 13 Elementarteilchen sind Bosonen, d.h. Teilchen mit ganzzahligem Spin: Das Photon, das  $W^+$ -Boson, sowie dessen Antiteilchen das  $W^-$ -Boson, das  $Z^0$ -Boson, das Higgs-Boson und 8 Gluonen.



Abbildung 1.1: Die 12 Fermionen des Standardmodells. Links die 6 Quarks und rechts die 6 Leptonen.



Abbildung 1.2: Die 13 Bosonen des Standardmodells. Links das Gluon Oktett rechts alle übrigen Teilchen.

## 1.2 Zusammengesetzte Teilchen

Alle anderen Teilchen, die man kennt, sind aus diesen elementaren Teilchen zusammengesetzt. Von besonderem Interesse für diese Arbeit sind zusammengesetzte Teilchen aus Quarks, da diese der starken Wechselwirkung unterliegen. Quarks, ebenso wie Gluonen, haben eine Farbladung und kommen nicht alleine vor, sondern nur in einem farbneutralen Verbund. Ein Verbund aus einem Quark und einem Antiquark ist ein Meson. Ein Verbund aus drei (Anti-)Quarks ist ein (Anti-)Baryon. Nach weiteren Kombinationen, wie Verbänden aus vier (Tetra-



quark) oder fünf Quarks (Pentaquark), wird zur Zeit intensiv gesucht, der experimentelle Beweis ist noch nicht gelungen.

(Anti-)Baryonen lassen sich zusammensetzen zu (Anti-)Kernen. Die Masse eines (Anti-)Kerns ist die Masse der (Anti-)Nukleonen abzüglich der Bindungsenergie, die typischerweise um 8 MeV pro Nukleon, also weniger als 1% der Gesamtmasse beträgt. Die Mechanismen zur Entstehung von (Anti-)Kernen sollen im Folgenden grob erläutert werden.

### 1.3 Teilchenerzeugung

In einer  $e^+e^-$ -Kollisionen können das Elektron und das Positron zu einem virtuellen Photon annihilieren und ein Paar neuer Teilchen und Antiteilchen generieren.

#### 1.3.1 Leptonenpaare

Der einfachste Fall ist ein Paar neuer Leptonen, also ein  $e^+e^-$ -Paar, ein  $\mu^+\mu^-$ -Paar oder ein  $\tau^+\tau^-$ -Paar. Im ultrarelativistischen Grenzfall ist der differentielle Wirkungsquerschnitt von  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  bzw.  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  in Abhängigkeit von der Schwerpunktenenergie  $E_{cm}$  und dem Winkel  $\theta$  nach [GRI87] gegeben durch:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{Fermionen} = \left( \frac{\alpha \hbar c}{4E_{cm}} \right)^2 (1 + \cos(\theta))^2 \quad (1.1)$$

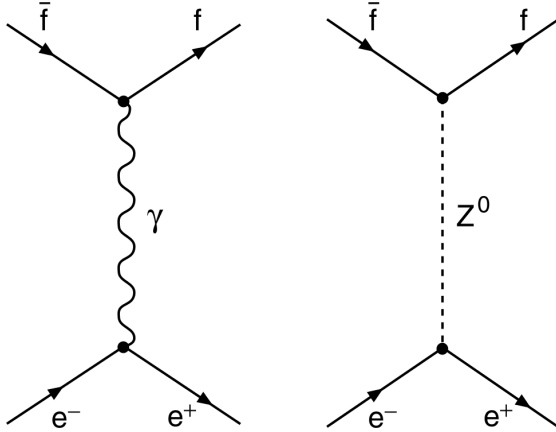


Abbildung 1.3: Feynmandiagramme erster Ordnung zur Erzeugung eines Fermionenpaares durch die elektroschwache Wechselwirkung. Quelle: [GRI87, S. 119]

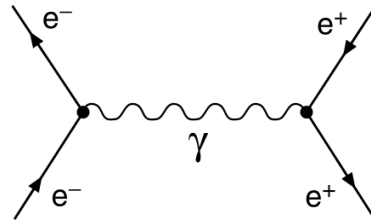


Abbildung 1.4: Zusätzliches Feynmandiagramm für die Streuung  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ . Das Endprodukt ist nicht von dem aus Abbildung 1.3 zu unterscheiden. Quelle: [GRI87, S. 119]

Der Wirkungsquerschnitt  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  hat ein zusätzliches Feynmandiagramm (Abbildung 1.4) und daher auch zusätzliche Terme:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{Elektronen} = \left( \frac{\alpha \hbar c}{4E_{cm}} \right)^2 \left( 1 + \cos(\theta)^2 + 2 \frac{1 + \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)^4}{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)^4} - 4 \frac{\cos\left(\frac{\theta}{2}\right)^4}{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)^2} \right) \quad (1.2)$$

### 1.3.2 Nicht resonante Erzeugung von Hadronen

Die Erzeugung von Teilchenpaaren aus einem virtuellen Photon ist nicht auf Leptonen beschränkt. Unter den zwei Bedingungen, dass genug Energie vorhanden ist und die Quantenzahlen des Photons ( $1^{--}$ ) erhalten bleiben, kann jedes Elementarteilchen erzeugt werden, das an ein Photon koppelt, d.h. jedes geladene Elementarteilchen. Die Wahrscheinlichkeit skaliert mit dem Quadrat der Ladung.

Da freie Quarks in der Natur aufgrund ihrer Farbladung nicht vorkommen, hadronisieren die erzeugten Quarks nach  $10^{-23}$  s zu Mesonen und/oder Baryonen. Würde die naive Vorstellung exakt zutreffen, dass die Prozesse  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  und  $q\bar{q} \rightarrow$  Hadronen unabhängig voneinander sind, so sollte sich der Wirkungsquerschnitt zur Hadronenerzeugung durch eine ähnliche Formel wie bei den Leptonen ergeben. Ist die Schwerpunktsenergie nicht direkt über einer Schwelle zur Quarkpaar-Erzeugung, ist die ultrarelativistische Näherung wie in Formel 1.1 wieder gerechtfertigt und der Wirkungsquerschnitt ergibt sich in Abhängigkeit der Masse  $m$  und der Ladung  $Q$  der Quarks im Verhältnis zur Elementarladung  $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$  C, zu Formel 1.3:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{Hadronen}} = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{Fermionen}} \cdot 3 \cdot \sum_{f \in \text{Quarks}} \begin{cases} (Q_f/e)^2 & E_{cm} > 2 \cdot m_f c^2 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (1.3)$$

Dies erzeugt eine Treppenfunktion mit einer Stufe für jedes Quark. Der Vorfaktor 3 kommt durch die drei möglichen Farben der Quarks zustande und ist der stärkste experimentelle Beweis dafür, dass es Quarks in genau 3 Farben gibt.

### Impulsverteilung nicht resonant erzeugter Hadronen

Betrachtet man sich die Impulsverteilung der so entstandenen Teilchen, stellt man fest, dass diese einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung gehorchen. Das **Feuerball-Modell** bietet einen Erklärungsansatz für diese Verteilung:

Es geht davon aus, dass die komplette Schwerpunktsenergie  $E_{cm}$  in einen Feuerball mit der Temperatur  $T$  übergeht. Die Grundannahme ist, dass der Feuerball – zumindest für eine kurze Zeit – ein abgeschlossenes System im thermischen Gleichgewicht darstellt. Damit sind alle Zustände, die dieses thermodynamische System mit der vorgegebenen Energie haben kann, gleich wahrscheinlich. Ist die relativistische Energie eines bestimmten, gesuchten Teilchens sehr viel kleiner als  $E_{cm}$ , kann man den Feuerball als Wärmebad betrachten, das Energie mit dem Teilchen austauscht.

In diesem Fall ergibt sich die Wahrscheinlichkeitsdichte für ein Teilchen im Impulsraum aus der Boltzmann-Statistik und lässt sich wie folgt beschreiben:

$$w(\vec{p}) = \frac{1}{Z} \cdot e^{-\frac{E(\vec{p})}{k_B T}} \quad (1.4)$$

Hierbei sind  $E$  ist die Energie in Abhängigkeit des Impulses  $\vec{p}$ ,  $k_B = 1,381 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$  die Boltzmann-Konstante und  $Z$  die Zustandssumme, welche die Gleichung normiert und sich wie folgt bestimmen lässt:

$$1 \equiv \iiint w(\vec{p}) d^3p = \frac{1}{Z} \iiint e^{-\frac{E(\vec{p})}{k_B T}} d^3p \quad (1.5)$$

Da die Energie nicht von der Richtung, sondern nur vom Betrag des Impulses abhängt, ist es sinnvoll, die Wahrscheinlichkeitsdichte als Funktion vom Impulsbetrag  $p$  anzugeben. Dazu

führt man die Integration in  $\vartheta$ - und  $\varphi$ -Richtung aus. Die Energie eines Teilchens in Abhängigkeit von Ruhemasse  $m_0$  und des Impulsbetrag ist ebenfalls bekannt:

$$E = \sqrt{(m_0 c^2)^2 + (pc)^2} \quad (1.6)$$

Nach diesen Schritten erhält man die **relativistische Maxwell-Boltzmann-Verteilung** (1.7):

$$w(p) = \int_{\vartheta=-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\varphi=0}^{2\pi} w(\vec{p}) p^2 d\varphi d\vartheta = \frac{4\pi}{Z} \cdot p^2 \cdot e^{-\frac{\sqrt{(m_0 c^2)^2 + (pc)^2}}{k_B T}} \quad (1.7)$$

Da die absolute Teilchenzahl nicht bekannt ist, lässt man diese als Fitparameter  $a$  offen und erhält die relativistische Fitfunktion für das Feuerball-Modell:

$$f(p) = a \cdot p^2 \cdot e^{-\frac{\sqrt{(m_0 c^2)^2 + (pc)^2}}{k_B T}} \quad (1.8)$$

[ARG89] und [CLE07] haben die Impulsverteilung der Antideuteronen mit der nichtrelativistischen Maxwell-Boltzmann-Verteilung (1.9) gefittet. Diese ist:

$$f(p) = a \cdot \beta^2 \cdot e^{-\frac{E}{b}} \quad (1.9)$$

### 1.3.3 Resonante Erzeugung von Hadronen

Misst man den Wirkungsquerschnitt, stellt man fest, dass Formel 1.3 zwar im Grunde zutrifft, aber deutlich von Resonanzen überlagert wird. Zusätzlich zur nicht resonanten Produktion gibt es die Möglichkeit, direkt ein Meson zu erzeugen. Dies tritt bei Energien auf, an welchen es ein Boson mit entsprechender Masse und den selben Quantenzahlen wie das virtuelle Photon ( $1^{--}$ ) existiert.

#### Impulsverteilung resonant erzeugter Hadronen im Endzustand

Die erzeugten Teilchen sind allesamt instabil und zerfallen. Bei schwereren Mesonen wie z.B. den  $\Upsilon$ -Resonanzen sind die Tochterteilchen oft ebenfalls instabil und zerfallen ebenfalls, sodass sich eine ganze Kaskade ausbilden kann. Sind diese Zerfälle alle unabhängig voneinander, kann man – um es sich grob plausibel zu machen – jeden Zerfall als Schritt in einem Random Walk im Impulsraum auffassen. Bei einer genügend langen Kaskade entspricht die Verteilung der Teilchen am Ende einer Gauß-Verteilung. Der Betrag des Impulses entspricht, mit der gleichen Rechnung wie oben, einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung mit einer effektiven Temperatur  $T$ . Eine genaue Rechnung des statistischen Bootstrap Modells mit dem gleichen Ergebnis findet sich in [FH73].

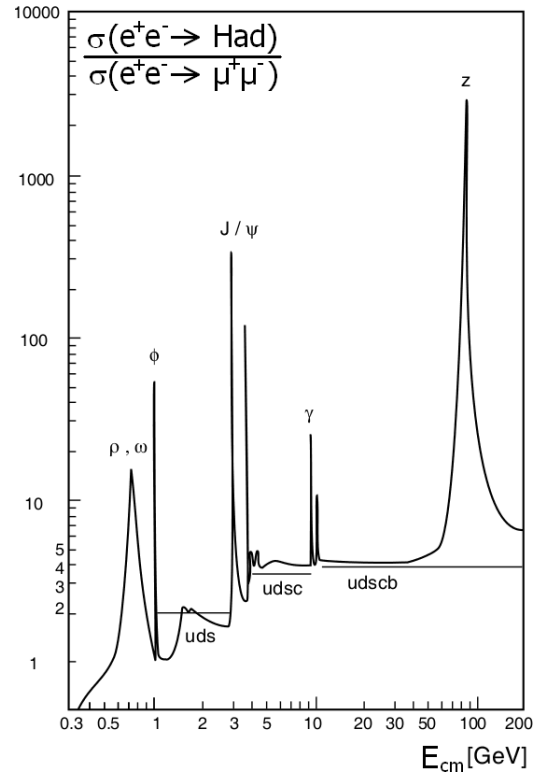


Abbildung 1.5: Wirkungsquerschnitt von  $e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$  geteilt durch den Wirkungsquerschnitt  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Übernommen von: [POV09, S. 136]

---

## 1.4 Hyperkerne und Kaonische Cluster

Üblicherweise kommen in nuklearer Materie nur u- und d-Quarks in Form von Protonen und Neutronen vor. Beim Zerfall der  $\Upsilon$ -Mesonen entstehen jedoch häufig s-Quarks, die in einen (Anti-)Kern eingebaut werden können. (Anti-)Kerne, die ein s-Quark enthalten, nennt man **Hyperkerne**. In einer erweiterten Nuklidkarte (wie in Abbildung 1.6) sind diese auf der 3. Achse eingezeichnet. Alle bekannten Hyperkerne sind instabil und haben Zerfallszeiten in der Größenordnung von  $\tau = 10^{-10}$  s [NUC78], d.h. sie zerfallen nach einem  $c\tau$  von ca. 3 cm, die leichten meist unter Aussendung eines Pions.

In Star wurde 2010 in Gold-Gold-Kollisionen der bisher einzige bekannte Antihyperkern gefunden, das Antihypertritium  $\bar{\Lambda}^3\bar{H}$ .

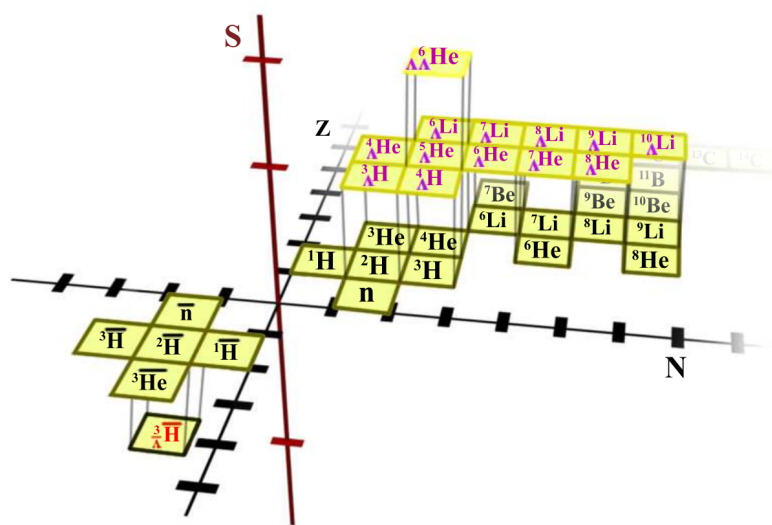


Abbildung 1.6: Dreidimensionale Nuklidkarte mit seltsamen Kernen. Die normalen Kerne liegen in der N-Z-Ebene. Übernommen von: [STA10]

Befindet sich das s-Quark nicht in einem Nukleon, sondern in einem  $K^-$ , welches durch die attraktive p- $K^-$ -Wechselwirkung stark gebunden ist, spricht man von einem **kaonischem Cluster**. Das  $S^+$ , eine Resonanz, die auf die Existenz eines solchen Clusters hinweist, wurde beispielsweise bei Nickel-Nickel-Kollisionen bei FOPI [FOP05] mit einer Masse von  $3,159 \frac{\text{GeV}}{c^2}$  gesehen.

Bevor genauer erläutert wird, wie in den Belle Daten nach (Anti-)Kernen, angeregten (Anti-)Kernen und den oben genannten Zuständen gesucht wird, soll im nächsten Kapitel der Aufbau des Belle Detektors vorgestellt werden.

## Kapitel 2

# Das Belle Experiment

Am KEK, einem interuniversitären Forschungszentrum für Hochenergiephysik in Japan in der Nähe von Tsukuba steht der KEK-B Beschleuniger. Dieser ist auf eine Schwerpunktenenergie von 10579 MeV eingestellt, welche perfekt zur Erzeugung vom  $\Upsilon(4S)$ -Resonanzen ist. Das  $\Upsilon(4S)$  liegt direkt über der B-Zerfallsschwelle und zerfällt zu über 96% in zwei B-Mesonen. Da auf diese Weise B-Mesonen in großer Zahl produziert werden, bezeichnet man den KEK-B Beschleuniger als „B-Fabrik“. Der Zerfall dieser B-Mesonen wird mit dem Belle Detektor analysiert. Neben der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz werden auch Daten von der Schwerpunktenenergie der  $\Upsilon(1S)$ -,  $\Upsilon(2S)$ -,  $\Upsilon(3S)$ - und  $\Upsilon(5S)$ -Resonanz sowie dem Kontinuum genommen.

Belle ist ein  $e^+e^-$ -Kollisionsexperiment. Die Energie ist asymmetrisch verteilt; die Elektronen haben eine Energie von 8 GeV, die Positronen 3,5 GeV. Diese Asymmetrie führt zu einem bewegten Schwerpunktsystem. Hierdurch leben die B-Mesonen länger und ihr Zerfallsort lässt sich deutlich von ihrem Produktionsort unterscheiden.

Beschleunigt werden je 5000 Teilchenpakete mit bis zu  $1,4 \cdot 10^{10}$  Elektronen und  $3,3 \cdot 10^{10}$  Positronen. Der Rekord der Luminosität beträgt  $2,11 \cdot 10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2 \text{s}}$ . Die integrierte Luminosität beträgt  $1041 \text{ fb}^{-1}$ , davon sind  $702,623 \text{ fb}^{-1}$   $\Upsilon(4S)$ -Daten, der Rest sind andere  $\Upsilon$ -Resonanzen und Daten aus dem Kontinuum. Belle sammelte von 1997 bis 2010 Daten und wird zur Zeit durch den Nachfolger Belle II ersetzt, der eine 50 Mal höhere Luminosität haben wird.

Der Detektor besteht aus verschiedenen Komponenten, die jeweils unterschiedliche Eigenschaften der Teilchen messen. Abbildung 2.1 ist eine Seitenansicht, welche eine Übersicht über die Position der einzelnen Komponenten vermittelt.

Von innen nach außen fliegen die Teilchen zunächst durch das Strahlrohr. Anschließend werden Punkte der Flugbahn im **Silizium Vertex Detektor** und der **zentralen Driftkammer** vermessen. Hieraus kann man Impuls und Energieverlust im Detektor bestimmen. Weiter außen befindet sich ein **Cherenkov Detektor** aus Silizium Aerogel, welcher zur Kaon / Pion Unterscheidung genutzt werden kann. Gefolgt wird dieser von einem **Flugzeit Detektor**, der die Geschwindigkeit der Teilchen misst. Photonen und Elektronen werden im darauf folgenden **elektromagnetischen Kalorimeter** gestoppt. Das Signal dieses Detektors ist proportional zur kinetischen Energie dieser Teilchen. Fliegt das Teilchen durch das Kalorimeter durch, verursacht es ein Signal im  **$K_L$  und Myonen Detektorsystem**, womit die Permeabilität des Teilchens bestimmt wird.

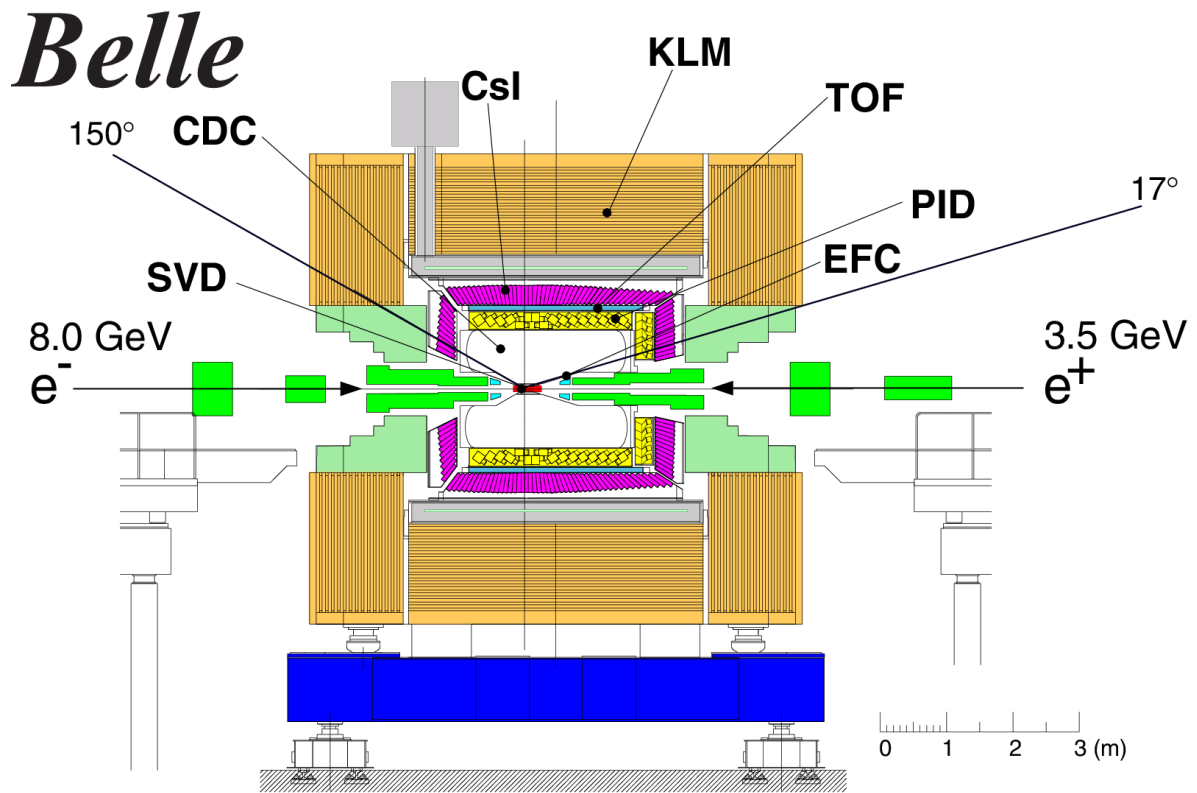


Abbildung 2.1: Seitenansicht des kompletten Belle Detektors. Quelle: [Belle, S. 124]

## 2.1 Das Strahlrohr

Um den Kollisionspunkt befinden sich zwei Beryllium-Rohre mit einer Wandstärke von 0,5 mm, um das Vakuum im Kollisionspunkt aufrecht zu erhalten. Dazwischen befindet sich eine 2,5 mm breite Lücke, in der Helium zur Kühlung der Rohre fließt. Man nimmt Materialien mit einer möglichst geringen Kernladungszahl, also Helium und Beryllium, damit die Teilchen, insbesondere Elektronen und Photonen, die aus dem Vertex kommen, möglichst wenig mit dem Strahlrohr wechselwirken.

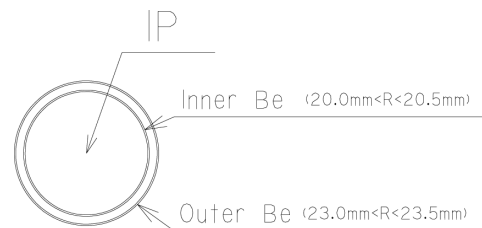


Abbildung 2.2: Geometrie des Strahlrohrs am Kollisionspunkt. Quelle: [Belle, S. 126]

## 2.2 Extreme Forward Calorimeter (EFC)

Das Extreme Forward Calorimeter misst die Energie der Teilchen in einem Winkelbereich von  $6,4^\circ$  bis  $11,5^\circ$  und von  $163,3^\circ$  bis  $171,2^\circ$ . Es besteht aus Bismutgermanat (BGO). Dieses Material hat bei mäßigen Kosten eine gute Energieauflösung und ist sehr strahlungsresistent. Das ist wichtig, weil bei so kleinen Winkeln eine hohe Strahlendosis herrscht. Da in diesem Winkelbereich keine anderen Detektoren arbeiten können, kann das EFC nicht zur Deuteronenidentifizierung beitragen. Daher soll an dieser Stelle nicht weiter darauf eingegangen

---

werden.

### 2.3 Silizium Vertex Detektor (SVD)

Der Vertex Detektor besteht aus vier Lagen doppelseitiger Silizium Detektoren (DSSD). Auf der einen Seite wird die z-Position des Teilchens gemessen. Der Abstand der Detektorstreifen beträgt  $42 \mu\text{m}$ , wobei immer zwei Streifen gemeinsam ausgelesen werden, die effektive Streifenbreite beträgt also  $84 \mu\text{m}$ . Auf der anderen Seite wird die  $\Phi$ -Position mit einem Streifenabstand von  $25 \mu\text{m}$  gemessen. Der SVD besteht aus vier Lagen mit insgesamt 54 Streifen wie in Abbildung 2.3 zu sehen ist. Die einzelnen Streifen überlappen in einer kleinen Region (bis zu 9,7% der Fläche), damit man die Position der einzelnen Streifen untereinander kalibrieren kann.

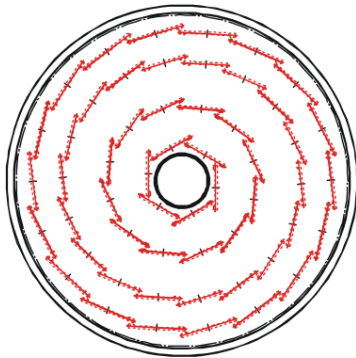


Abbildung 2.3: Sicht in Strahlrichtung auf den Silizium Vertex Detektor.  
Quelle: [FRI05]

### 2.4 Zentrale Driftkammer (CDC)

Die Zentrale Driftkammer (Im Englischen: „Central Drift Chamber“, CDC) besteht aus einem mit Gas gefülltem Volumen, einer Mischung aus 50% Helium und 50% Ethan. Wegen der niedrigen Kernladungszahl ist das Gasgemisch für Röntgen- und Gammastrahlung nahezu transparent (Strahlungslänge:  $640 \text{ m}$ ). Durch das Ethan besitzt die Mischung eine gute Auflösung für den Energieverlust. Fliegt ein geladenes Teilchen hindurch, wird das Gas entlang der Flugspur ionisiert. Die Ladungen werden durch ein elektrisches Feld getrennt. Dieses liegt zwischen den dort gespannten Felddrähten aus Aluminium und  $30 \mu\text{m}$  dicken Signaldrähten aus vergoldetem Wolfram an. Die Driftgeschwindigkeit sättigt ab einem elektrischen Feld von  $2 \frac{\text{kV}}{\text{cm Atm}}$  bei  $4 \frac{\text{cm}}{\mu\text{s}}$ . Das ist wichtig, da diese Art von Kammer große Feldinhomogenitäten hat. Die Elektronen driften zu den Signaldrähten. Dort ist das elektrische Feld so stark, dass die Elektronen weitere Gasatome/-moleküle ionisieren und es zu einer lawinenartigen Verstärkung kommt. Die aufgesammelte Ladung ist proportional zur Primärladung und ein gutes Maß für den Energieverlust des geladenen Teilchens im Gas. Dieser wird weiter unten für die

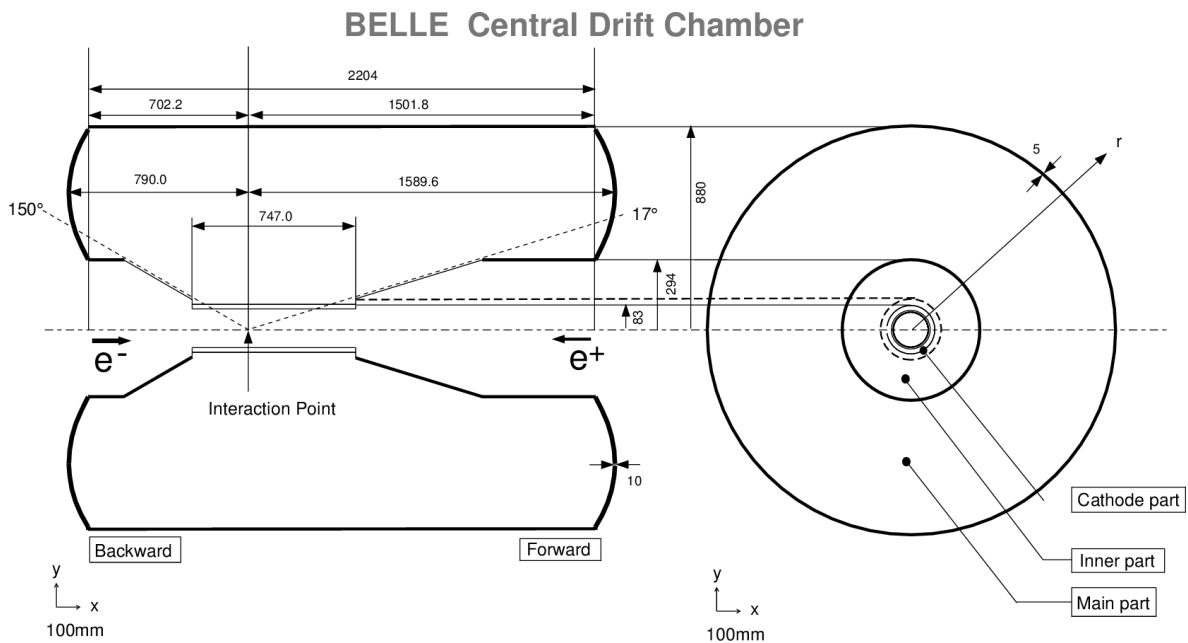


Abbildung 2.4: Geometrische Daten der Driftkammer. Quelle: [Belle, S. 144]

Berechnung der Ladung der Teilchen benötigt. Für jede Driftzelle, die angesprochen hat, erhält man einen Punkt der Teilchenspur. Die Rekonstruktionssoftware fittet eine Helixbahn aus den Daten, woraus sich Radius und Impuls der Teilchen ergeben. Es gibt insgesamt 8400 Driftzellen, die ungefähr quadratisch sind und eine Ausdehnung von 1,55 cm bis 1,7 cm besitzen.

**BELLE Central Drift Chamber**

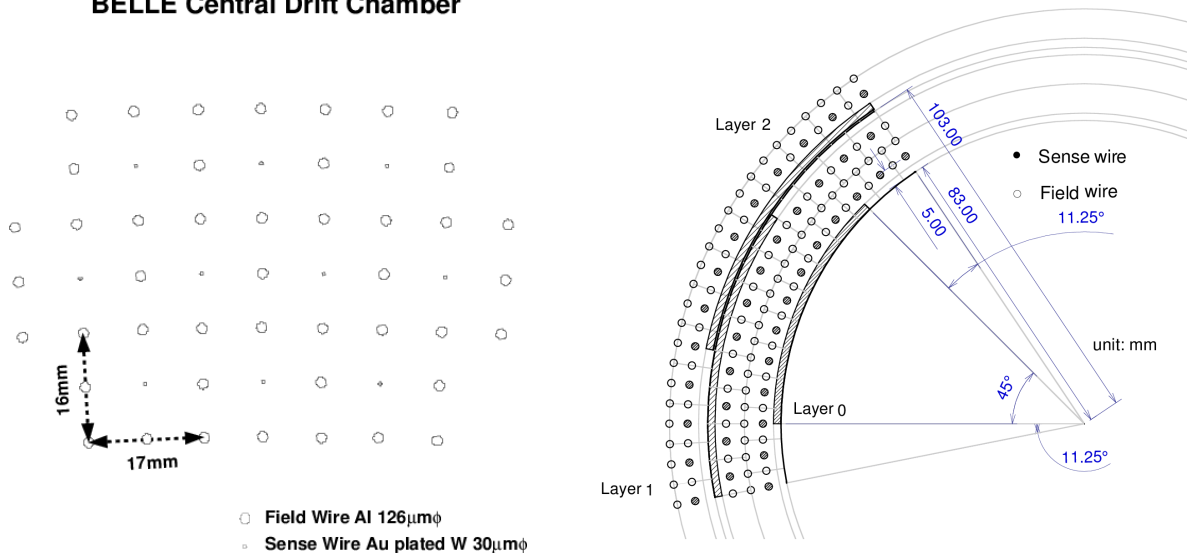


Abbildung 2.5: Aufbau der Driftkammern mit Feld- und Signaldrähten (Seitenansicht). Quelle: [Belle, S. 145]

Die Grundlage jeder Analyse ist eine sichere Teilchenidentifikation. Hierfür ist eine genaue Impulsinformation unerlässlich. Die Forderung für das Belle Experiment liegt bei einer relativen



Impulsauflösung  $\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} \approx 0,5\% \sqrt{1 + p_t^2}$  mit  $p_t$  in GeV und der Einschränkung  $p_t > 100 MeV$ . Im Bereich des Detektors liegt ein Magnetfeld von  $B = 1,5$  T an. Durch die Lorentzkraft

$$\vec{F}_L = q \cdot \vec{v} \times \vec{B} \quad (2.1)$$

werden die Teilchen auf eine Helixbahn mit dem Radius

$$R = \frac{p_t}{Q \cdot B} = \frac{p_t c}{Q} \cdot 2,224 \frac{\text{m} \cdot e}{\text{GeV}} \quad (2.2)$$

gelenkt. Durch umstellen der Gleichung erhält man bei bekannter Ladung  $Q$  dem Transversalimpuls  $p_t$ . Mit der Flugrichtung kann der Impuls  $p$  berechnet werden.

Die größte Impulsungenauigkeit wird verursacht durch Coulomb-Streuung niederenergetischer Teilchen an den Teilen der Driftkammer, was ein weiterer Grund ist, weshalb Materialien mit einer möglichst niedrigen Kernladungszahl verwendet wurden.

## 2.5 Aerogel Cherenkov Detektor (ACC)

Der Cherenkov Detektor in Belle ist als Schwellendetektor zur Pion/Kaon Separation ausgelegt. Er besteht aus 1188 Silica-Aerogel Modulen. Diese haben je nach Winkel  $\theta$  einen Brechungsindex  $n$  zwischen 1,010 und 1,030. Die Genauigkeit des Brechungsindex  $\Delta n / (n - 1)$  liegt bei 3%. Durchfliegt ein Teilchen mit Geschwindigkeit  $\beta > 1/n$  den Detektor, sendet es Cherenkov-Licht aus. Dieses wird mithilfe von Fine Mesh Photomultipliern in ein elektrisches Signal umgewandelt. Bei den Fine Mesh Photomultipliern sind die Dynoden durch Gitter ersetzt, was den Betrieb innerhalb eines magnetischen Feldes ermöglicht. Die Quanteneffizienz der Photomultiplier liegt bei 25% bei 400 nm.

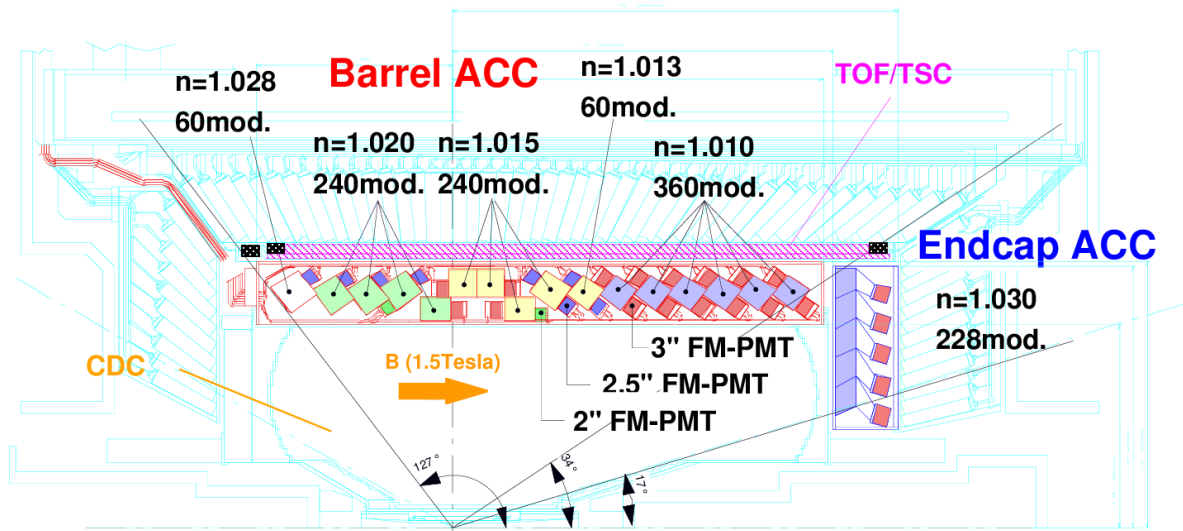


Abbildung 2.6: Aufbau und Position des Aerogel Cherenkov Detektors. Quelle: [Belle, S. 144]

## 2.6 Flugzeit Detektor (ToF)

Mithilfe des Flugzeitdetektors (Englisch: „Time of Flight Detektor“, ToF) lässt sich die Geschwindigkeit eines geladenen Teilchens bestimmen. Er besteht aus 128 Modulen eines schnellen Plastik Szintillators (BC408, Bicron). Jedes dieser Module ist 1,5 cm dick und 2 m lang. Die Entfernung zum Vertex beträgt 120 cm. Der ToF Detektor deckt einen Winkelbereich von  $34^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$ , was einer Abdeckung von 66% des gesamten Raumwinkels entspricht. Hinter den ToF-Modulen befinden sich weitere 64 Trigger-Module (Im Englischen: „Trigger Scintillation Counter“, TSC) Module. Ein Signal in den ToF Modulen wird nur bei Koinzidenz mit einem Signal der TSC Module gewertet. Damit wird der Photonenuntergrund reduziert. Da die ToF Module, wie der ACC Detektor auch, innerhalb des Magnetfeldes liegen, findet die Auslese wieder mit Fine Mesh Photomultipliern (Hamamatsu R6680) statt. Die Zeitaufösung liegt bei 100 ps in der Mitte und verbessert sich am Rand leicht bis ca. 70 ps.

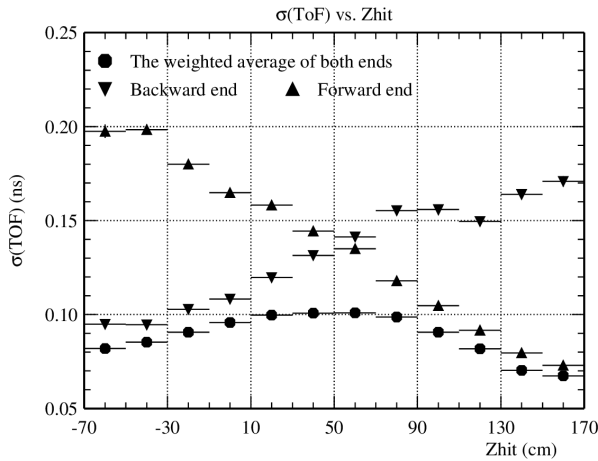


Abbildung 2.7: Messgenauigkeit in Abhängigkeit von der Position für Myonen. Die Genauigkeit insgesamt ist kleiner als 100 ps. Quelle: [Belle, S. 172]

Für die Identifikation von Deuteronen setzt der ToF die wesentlichen Grenzen. So ist der Winkel der identifizierbaren Teilchen, wie oben beschrieben, begrenzt. Für langsame Teilchen bedeutet der Abstand von 120 cm zum Vertex, dass diese einen Transversalimpuls vom mindestens 0,28 GeV haben müssen, um den Detektor zu erreichen. Zuverlässige Messwerte erhält man aber erst ab einem Transversalimpuls von 0,4 GeV. Für schnelle Teilchen ähnelt sich die

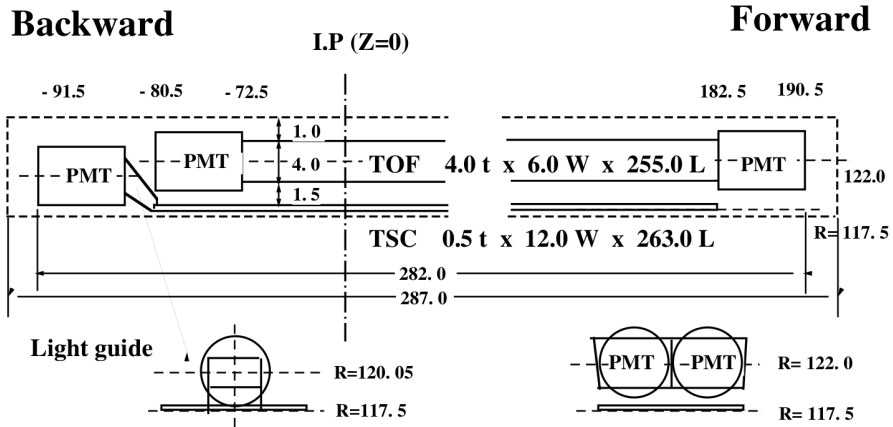


Fig. 54. Dimensions of a TOF/TSC module.

Abbildung 2.8: Aufbau des Flugzeit Detektors. Quelle: [Belle, S. 165]

Flugzeit von z.B. Deuteronen und Protonen, sodass die Fehlidentifizierungsrate steigt.

## 2.7 Elektromagnetisches Kalorimeter (EMC)

Das EMC besteht aus insgesamt 8736 CsI(Tl)-Kristallen und wiegt 43 Tonnen. Der Winkelbereich des Kalorimeters ist  $17,0^\circ \leq \theta \leq 150,0^\circ$ , was 91% des  $4\pi$ -Winkelbereiches entspricht. Weitere 3% gehen zwischen dem Hauptteil (Barrel) und den Endteilen (Endcaps) für die Kabelführung von den inneren Detektoren verloren. Die hohe Anzahl der Kristalle sorgt für eine gute Ortsauflösung, wie man sie z.B. zur  $\pi^0$ -Erkennung benötigt. Jeder einzelne Kristall ist mit einer  $200 \mu\text{m}$  dicken reflektierenden Teflonschicht, einer Aluminiumschicht ( $25 \mu\text{m}$ ) für Lichtisolation und einer Mylarschicht ( $25 \mu\text{m}$ ) für elektrische Isolation umgeben. Die genauen Abmessungen der Kristalle sind abhängig von dem Polarwinkel  $\theta$ . Auf der Innenseite variiert die Kantenlänge von 4,45 cm bis 7,08 cm und auf der Außenseite von 5,4 cm bis 8,2 cm. Die Länge beträgt 30 cm, was 16,2 Strahlungslängen entspricht. Ausgelesen werden die Kristalle mit jeweils 2 Photodioden, welche je eine aktive Oberfläche von  $1 \text{ cm} \times 2 \text{ cm}$  haben.

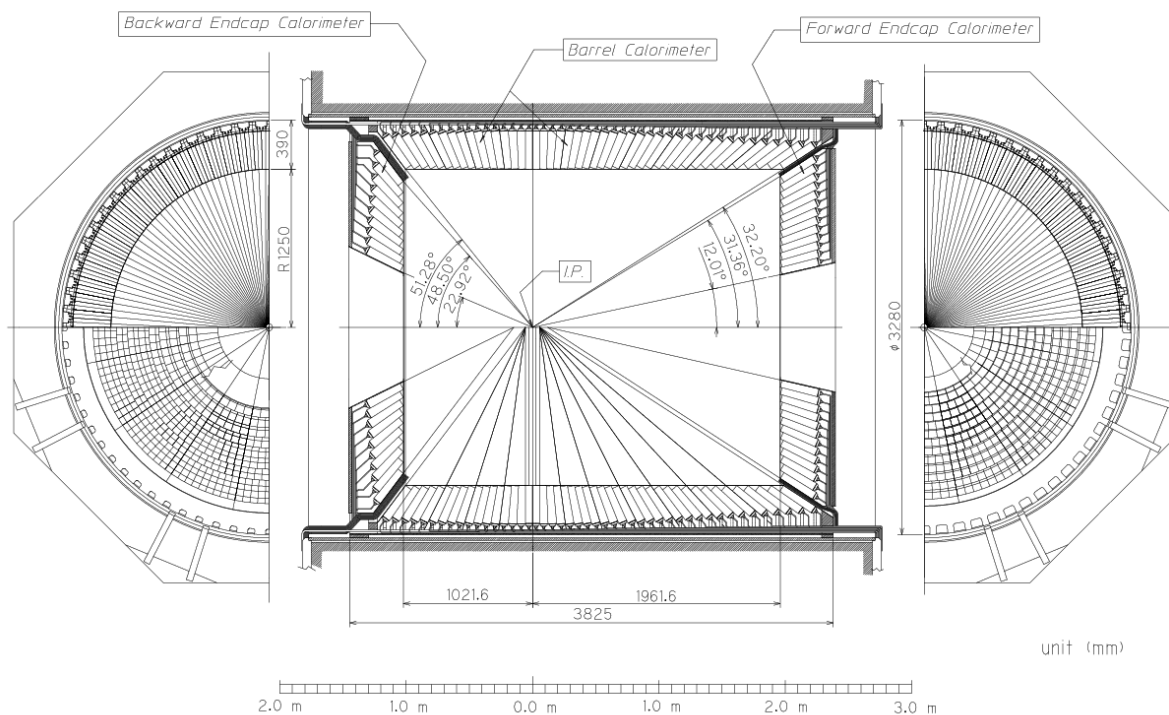


Abbildung 2.9: Aufbau und Positionierung des Elektromagnetischen Kalorimeters. Quelle: [Belle, S. 165]

## 2.8 $K_L$ und Myonen Detektorsystem ( $K_LM$ )

Das  $K_L$  und Myonen Detektorsystem besteht abwechselnd aus 15 Resistive Plate Chambers (RPC) und 14 jeweils 4,7 cm dicken Eisenplatten. Eine RPC besteht aus zwei hintereinander geschalteten Einzeldetektoren. Dies erhöht die Ansprechwahrscheinlichkeit auf ein Teilchen von 90% bis 95% eines Einzeldetektors auf über 98%. Die Einzeldetektoren bestehen aus einer Gas-Lücke, dem eigentlich aktiven Material. Um dieses herum befindet sich 0,24 cm dickes Glas. Der Widerstand des Glases sorgt neben dem Gas selbst dafür, dass die durch den Durchflug eines geladenen Teilchens entstehende Entladung wieder abbricht. Die Hochspannung von 8 kV wird durch leitende Tinte auf das Glas übertragen. Diese hat einen deutlich niedrigeren Widerstand als das Glas, was für eine homogene Spannungsverteilung sorgt, aber einen so hohen Widerstand, dass eine kapazitive Übertragung des Signals an Kupferstreifen möglich ist, welche ausgelesen werden.

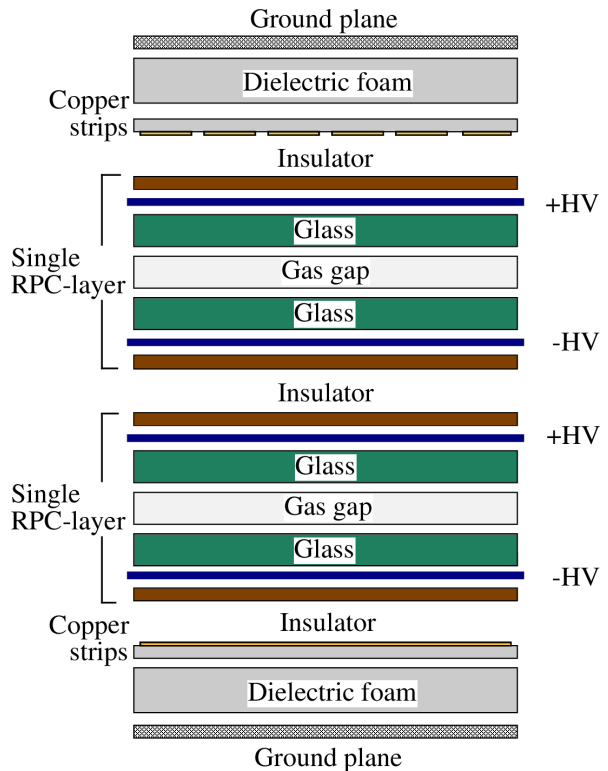


Abbildung 2.10: Aufbau einer Resistive Plate Chamber. Quelle: [Belle, S. 195]



# Kapitel 3

## Rekonstruktion und Datenanalyse

Nach der Beschreibung des Belle Detektors wird in diesem Kapitel erläutert, wie Antikerne in  $e^+e^-$ -Kollisionen des Belle Experimentes erkannt werden können. Im Rahmen dieser Arbeit werden drei verschiedene Ansätze ausprobiert, die in Kapitel 3.2 erläutert werden:

Die Identifikation über

- die bei der Auslöschung von Antideuteronen mit den Kernen des Detektors frei werdende Energie,
- die Lage im Impuls- $\frac{dE}{dx}$ -Plot und
- die Lage im Masse-Ladungs-Plot.

Die zweite und dritte Methode basieren unter Anderem auf der Messung des Energieverlustes in der CDC. Eine Information über die Identität des Teilchens lässt sich nur durch Kenntnis des theoretischen Wertes gewinnen, weshalb dessen Berechnung vorher in Kapitel 3.1 vorgestellt wird.

Antikerne sind so selten, dass sie ohne entsprechende Auswahlkriterien nicht zu erkennen sind. Die verwendeten Auswahlkriterien werden in Kapitel 3.3 beschrieben.

### 3.1 Energieverlust geladener Teilchen in Materie

#### 3.1.1 Bethe-Bloch-Formel

Der für den Geschwindigkeitsbereich der Deuteronen in dieser Arbeit wichtigste Mechanismus des Energieverlustes in der CDC ist Ionisation. Alle anderen Mechanismen wie Bremsstrahlung, Cherenkov-Licht sowie elastische und inelastische Streuung am Kern sind für diese Arbeit vernachlässigbar und werden nicht weiter diskutiert. Der Energieverlust durch Ionisation wird sehr gut durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben. Mithilfe dieser Formel ist es möglich, in dem für diese Arbeit interessanten Geschwindigkeitsbereich den Betrag der Ladung eines Teilchens zu bestimmen.

Mithilfe der quantenmechanischen Störungstheorie kann man die Streuung der Materialelektronen am einfallenden Teilchen berechnen und aufsummieren. Das Ergebnis lautet wie folgt:

$$\frac{dE}{dx} = -2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{Q}{e}\right)^2 \left( \ln \left( 2m_e c^2 \frac{\beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right) \quad (3.1)$$

---

Hierbei bedeuten:

Avogadrozahl:  $N_a := 6,022 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{g}}$

Elektronenmasse:  $m_e c^2 := 510999 \text{ eV}$

Klassischer Elektronenradius:

$$r_e \equiv \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} := 2,817 \cdot 10^{-15} \text{ m} \quad (3.2)$$

Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens:

$$\beta := \frac{v}{c} := \frac{s}{t \cdot c} \quad (3.3)$$

Relativistischer Faktor:

$$\gamma := \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3.4)$$

Maximaler Energieübertrag (Bei einer Frontalkollision):

$$W_{max} := \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma^2 \frac{m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \quad (3.5)$$

Die Materialkonstanten:

Dichte des absorbierenden Materials:  $\rho$

Ordnungszahl des absorbierenden Materials:  $Z$

Massenzahl des absorbierenden Materials:  $A$

Ionisationspotential des absorbierenden Materials:  $I$

Und die beiden angewendeten Korrekturen:

Dichtekorrektur:  $\delta$

Schalenkorrektur:  $C$

### 3.1.2 Schalenkorrektur

Bei der Herleitung der Bethe-Bloch-Formel wurde die Annahme gemacht, dass die Elektronen im Material im Vergleich zu dem einfallenden Teilchen in Ruhe stehen. Für langsame Teilchen ist diese Annahme nicht mehr gerechtfertigt. In [LEO94] ist eine empirische Formel gegeben, welche diesen Effekt korrigiert:

$$C(I; \eta := \beta\gamma) := (0,422377 \eta^{-2} + 0,0304043 \eta^{-4} - 0,00038106 \eta^{-6}) \cdot 10^{-6} I^2 \\ + (3,850190 \eta^{-2} - 0,1667989 \eta^{-4} + 0,00157955 \eta^{-6}) \cdot 10^{-9} I^3 \quad (3.6)$$

### 3.1.3 Dichtekorrektur

Entfernte Kollisionen werden durch die ursprüngliche Bethe-Bloch-Formel zu groß eingeschätzt, da das Material durch das elektrische Feld polarisiert wird und einen Teil der Ladung abschirmt. Dieser Effekt ist skaliert mit der Dichte und wird Dichteeffekt genannt.

Für langsame Teilchen spielen entfernte Kollisionen kaum eine Rolle und der Dichteeffekt kann ignoriert werden. Bei schnellen Teilchen ist deren elektrisches Feld durch relativistische Effekte kürzer und breiter. Daher spielen diese Kollisionen hier eine Rolle. Die Sternheimer



Parametrisierung beschreibt die Abweichungen mithilfe der materialspezifischen Parameter  $\bar{C}$ ,  $x_0$ ,  $x_1$ ,  $a$  und  $m$  gut und ist in [PDG93] gegeben:

$$\delta = \begin{cases} 2 \ln(\beta\gamma) - \bar{C} & x \leq x_1 \\ 2 \ln(\beta\gamma) - \bar{C} + c(x_1 - x)^k & x_0 < x < x_1 \\ 0 & x < x_0 \text{ (Nichtleiter)} \\ \delta_0 100^{x-x_0} & x < x_0 \text{ (Leiter)} \end{cases} \quad (3.7)$$

mit  $x := \log_{10}(\beta\gamma)$ .

### 3.1.4 Bestimmung der Materialkonstanten für Mischungen

Hat man eine Mischung aus verschiedenen Materialien, so muss man den Energieverlust geeignet mitteln. Mit der Annahme, dass der Energieverlust in beiden Materialien unabhängig voneinander ist, kann man sich vorstellen, dass der Absorber aus abwechselnden dünnen Schichten der Materialien besteht und den Energieverlust über alle Schichten aufsummieren. Hiermit leiten sich folgende Formeln für die mittleren Werte direkt aus der Bethe-Bloch-Formel ab [PDG93].

$$\left\langle \frac{Z}{A} \right\rangle = \frac{\sum_j n_j Z_j}{\sum_j n_j A_j} = \frac{Z_{\text{He}} + Z_{\text{Ethan}}}{A_{\text{He}} + A_{\text{Ethan}}} \quad (3.8)$$

$$\langle \ln(I) \rangle = \frac{\sum_j n_j Z_j \ln(I_j)}{\sum_j n_j Z_j} = \frac{Z_{\text{He}} \cdot \ln(I_{\text{He}}) + Z_{\text{Ethan}} \cdot \ln(I_{\text{Ethan}})}{Z_{\text{He}} + Z_{\text{Ethan}}} \quad (3.9)$$

$$\left\langle \frac{C}{Z} \right\rangle = \frac{\sum_j n_j Z_j \frac{C_j}{Z_j}}{\sum_j n_j Z_j} = \frac{C_{\text{He}} + C_{\text{Ethan}}}{Z_{\text{He}} + Z_{\text{Ethan}}} \quad (3.10)$$

$$\langle \delta \rangle = \frac{\sum_j n_j Z_j \delta_j}{\sum_j n_j Z_j} = \frac{Z_{\text{He}} \delta_{\text{He}} + Z_{\text{Ethan}} \delta_{\text{Ethan}}}{Z_{\text{He}} + Z_{\text{Ethan}}} \quad (3.11)$$

Hierbei ist  $n_j$  die Teilchendichte des  $j$ -ten Materials. Für die Belle CDC (Siehe Kapitel 2.4) wird ein Gemisch aus 50% Helium und 50% Ethan verwendet. Damit ist  $n_{\text{He}} = n_{\text{Ethan}}$  und kürzt sich weg.

Mit diesen Gleichungen lassen sich mit den aus [STE84] bekannten Werten die Werte des Gasgemisches der Belle CDC berechnen:

	$Z$	$\frac{Z}{A}$	$I$ [eV]	$\rho$ [ $10^{-4} \frac{g}{cm^3}$ ]	$\bar{C}$	$X_0$	$X_1$	$a$	$m$
Helium	2	0,49967	41,8	1,6632	11,1393	2,2017	3,6122	0,13443	5,8347
Ethan	30	0,59861	45,4	12,532	9,1043	1,5107	3,8743	0,09627	3,6095
Mischung	32	0,59129	45,17	7,0976	-	-	-	-	-

Tabelle 3.1: Konstanten für die Bethe-Bloch-Formel der einzelnen Gase des Detektors und des Gasgemisches.

Die Bedingung, dass die Energieverluste unabhängig voneinander sind, ist nur dann erfüllt, wenn sich die Elektronen nicht stark beeinflussen. In einer Verbindung ist das nicht der Fall, bei einer Mischung aus zwei idealen Gasen, wie hier verwendet, ist diese Voraussetzung sehr gut erfüllt.

---

### 3.1.5 Verteilung des Energieverlustes

#### Dicke Absorber

Das Zentrale Grenzwerttheorem besagt, dass sich die Summe von  $N$  Variablen der gleichen Zufallsverteilung für große  $N$  einer Gauß-Verteilung annähert. Dabei ist die Verteilung der Zufallsvariablen egal. Der Energieverlust in einem Absorber erfolgt in diskreten Kollisionen, die statistisch verteilt sind. Für eine genügend dicke Schicht gibt es viele solcher Kollisionen, sodass alle Bedingungen des zentralen Grenzwerttheorems erfüllt sind und der Energieverlust sich durch eine Gaußfunktion um den mit der Bethe-Bloch-Formel berechneten Erwartungswert beschreiben lässt.

Eine Annahme hierbei ist, dass die Verteilung der Zufallsvariablen gleich ist. Dies ist nicht erfüllt, wenn die Schicht so dick ist, dass sie die Geschwindigkeit signifikant ändert.

#### Dünne Absorber

In einer einzelnen Kollision gibt es eine große Wahrscheinlichkeit eine kleine Energiemenge abzugeben und eine sehr kleine Wahrscheinlichkeit eine hohe Energiemenge (bis zu  $W_{max}$ ) abzugeben. Gibt es zu wenige Kollisionen, dass die Bedingung für das Zentrale Grenzwerttheorem erfüllt ist, bekommt die Verteilung des Energieverlustes eine asymmetrische Form mit einem Ausläufer zu hohen Energien hin. (Vgl. Abbildung 3.1). In diesem Fall liegt der Erwartungswert über dem wahrscheinlichsten Wert.

Die Verteilung des Energieverlustes in der Belle CDC ist nur leicht asymmetrisch, sodass der wahrscheinlichste Energieverlust mit dem mittleren Energieverlust gleich gesetzt werden kann.

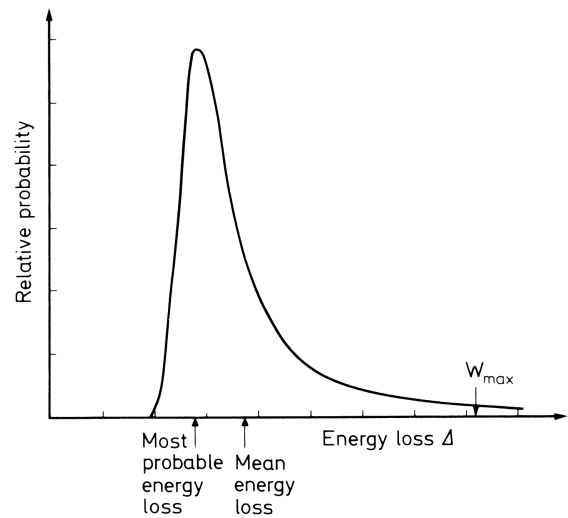


Abbildung 3.1: Verteilung des Energieverlustes für dünne Absorber. Quelle: [LEO94, S. 50]

## 3.2 Teilchenidentifikation

### 3.2.1 Identifikation über Auslöschung

Antideuteronen setzen bei ihrer Annihilation mit den Kernen des Detektors eine Energie von  $E = 2m_0c^2 = 2 \cdot 1,875 \text{ GeV} = 3,75 \text{ GeV}$  frei. Diese Energie könnte im Kalorimeter deutlich zu sehen sein. In der Praxis kann man aber weder die Auslöschungsphotonen selbst noch eine besonders große, dem Track zugeordnete, Energie messen. Dies ist in Abbildung 3.2 deutlich zu sehen. Der Plot ist mit sicheren Antideuteron-Kandidaten erstellt und enthält ausschließlich Treffer der höchsten Qualitätsstufe. Auch Antiprotonen können im Rahmen dieser Arbeit über die Energie im Kalorimeter nicht erfolgreich identifiziert werden.

Oft gibt es mehrere mögliche Treffer im EMC für einen Track. Da die Belle Software darauf optimiert ist, Elektronen und schwerere Teilchen bis Protonen zu unterscheiden, ist es unwahrscheinlich, aber denkbar, dass über das eingebaute Qualitätskriterium der falsche Treffer selektiert wird. Aus diesem Grund wird der beste Kandidat aus folgenden drei Hypothesen

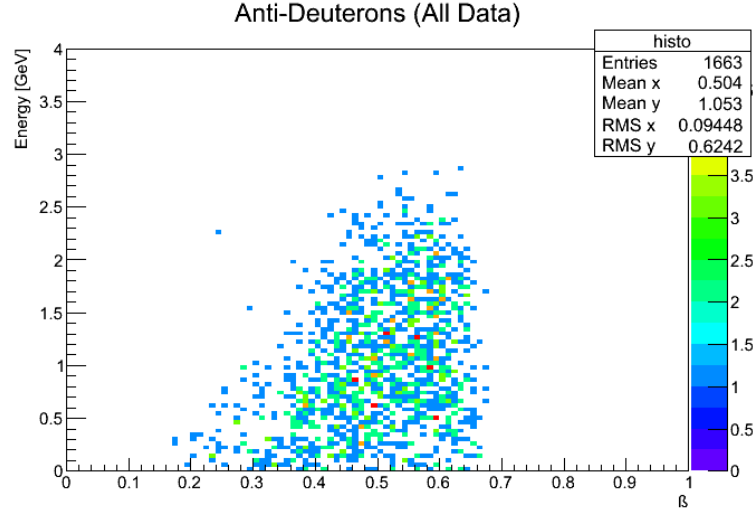


Abbildung 3.2: Energieverteilung im elektromagnetischen Kalorimeter der im Experiment identifizierten Antideuteronen in Abhängigkeit ihrer Geschwindigkeit.

gesucht („Best Candidate Selection“):

- Der Treffer enthält nur die kinetische Energie des Deuterons, d.h.  
 $E_{-1} := T = \sqrt{(m_0c^2)^2 + (pc)^2} - m_0c^2$
- Der Treffer enthält die kinetische Energie des Deuterons sowie eines der Auslöschungsphotonen, also  $E_0 := mc^2 = \sqrt{(m_0c^2)^2 + (pc)^2}$
- Der Treffer enthält die kinetische Energie des Deuterons und beide Auslöschungsphotonen. Damit ist  $E_1 := \sqrt{(m_0c^2)^2 + (pc)^2} + m_0c^2$

Der beste Kandidat ist derjenige Treffer, dessen Energie am nächsten an einer der drei Hypothesen liegt. Zu jedem dieser Kandidaten wird das Verhältnis

$$\frac{\Delta E}{m_0c^2} := \frac{E_{EMC} - E_{berechnet}}{m_0c^2} = \frac{E_{EMC} - \sqrt{(m_0c^2)^2 + (pc)^2}}{m_0c^2} \quad (3.12)$$

berechnet. Hierbei bedeutet ein Wert von  $\frac{\Delta E}{m_0c^2} = -1$ , dass nur die kinetische Energie aufgefangen wurde, ein Wert von 0, dass die kinetische Energie und ein Auslöschungsphoton aufgefangen wurde und ein Wert von +1, dass beide Auslöschungsphotonen aufgefangen wurden.

Durch die Messungenauigkeiten des EMCs erzeugt man sich bei dieser Methode künstliche Peaks. Dies ist logisch, da es selbst bei zufällig generierten Daten wahrscheinlicher ist, dass ein Treffer in der Nähe einer Hypothese selektiert wird, als ein Treffer weiter entfernt. Eine Aussage kann man daher nur treffen, indem man den Plot für Materie- und Antimaterieteilchen vergleicht. In Abbildung 3.3 ist erkennbar, dass es deutlich mehr Antiteilchen als Teilchen bei einem Wert von 0 gibt, was darauf hinweist, dass tatsächlich einige Auslöschungsphotonen aufgefangen wurden.

Doch selbst mit einer alternativen Best-Candidate-Selection, die nur mit der mittleren Hypothese arbeitet, verwirft man etwa  $\frac{9}{10}$  der Antideuteronen, d.h. die Methode ist zu ineffizient, weil zu wenige Auslöschungsphotonen aufgefangen werden.

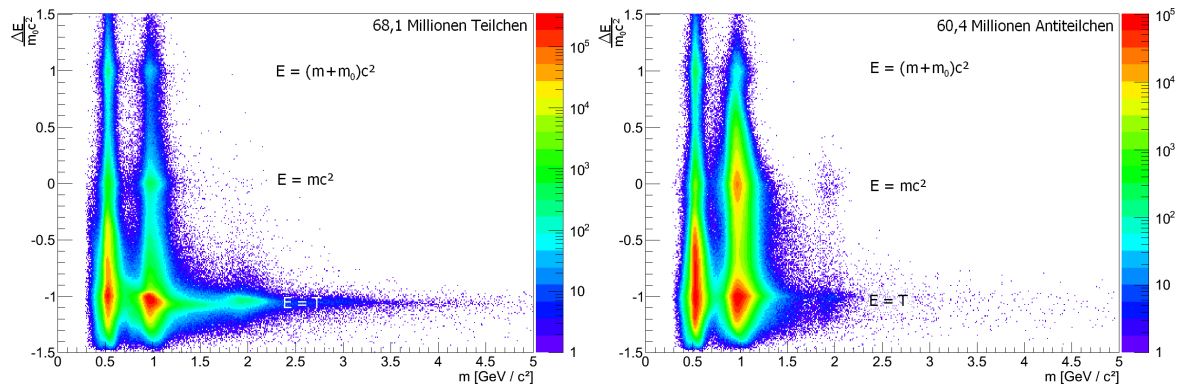


Abbildung 3.3: Energie pro Masse in Abhängigkeit von der Masse für positiv (links) und negativ (rechts) geladene Teilchen. Die Peaks auf der Energieskala sind künstlich durch die Best-Candidate-Selection generiert, die Peaks auf der Massenskala entsprechen Kaonen, Protonen und Deuteronen (von links nach rechts).

### 3.2.2 Identifikation über die Lage im $\frac{dE}{dx}$ -Plot

Mit der Belle CDC kann man sowohl den Energieverlust pro Strecke ( $\frac{dE}{dx}$ ) als auch die magnetische Rigidität  $R_M$  messen, also das Verhältnis  $p/Q$ . Trägt man dieses gegen den Energieverlust auf, ergibt sich für jede Teilchensorte eine charakteristische Kurve. Diese lässt sich mithilfe der in Kapitel 3.1.1 vorgestellten Bethe-Bloch-Formel berechnen. Die Kurven für Pionen, Kaonen, Protonen, Deuteronen, Tritonen,  $^3\text{He}$  und  $^4\text{He}$  sind in Abbildung 3.4 eingezeichnet. Dieser Plot enthält nicht die volle Statistik, sondern nur  $6,67 \text{ fb}^{-1}$  (Experiment 7) um die Datenmenge überschaubar zu halten.

Wie man bereits bei dieser geringen Datenmenge sieht, ist in den Tritium- und Heliumbändern viel Untergrund. Dies liegt daran, dass der Energieverlust, wie in Abbildung 3.1 gezeigt, keine exakte Gaußfunktion ist. Genauer gesagt sind größere Werte wahrscheinlicher als es die Gaußfunktion vermuten lässt. Das ist kein Problem, solange es in der Häufigkeit der auftretenden Teilchensorten keine zu großen Unterschiede gibt. Da Antikerne aber im Vergleich zu  $\pi^-$ ,  $K^-$  und Antiprotonen sehr selten sind, werden sie komplett von Untergrund überlagert. Die Methode lässt sich für diesen Zweck nicht anwenden.

### 3.2.3 Identifikation über die Lage im Q-m-Plot

Eine bessere Möglichkeit zur Identifikation ist die Lage im Ladungs-Masse-Plot. Hierzu misst man von jedem Teilchen die Flugzeit im ToF-Detektor sowie den Energieverlust und die magnetische Rigidität in der CDC. Hieraus kann man die Ladung und die Masse wie folgt berechnen:

#### Berechnung der Ladung

Der Energieverlust  $\frac{dE}{dx}(\beta; q)$  (Formel 3.1.1) ist abhängig von  $\beta$  und proportional zu  $q^2$ . Berechnet man mit der Formel den Energieverlust für ein Teilchen der Ladung  $q = 1$  und der Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens  $\beta$ , so lässt sich die Ladung des einfallenden

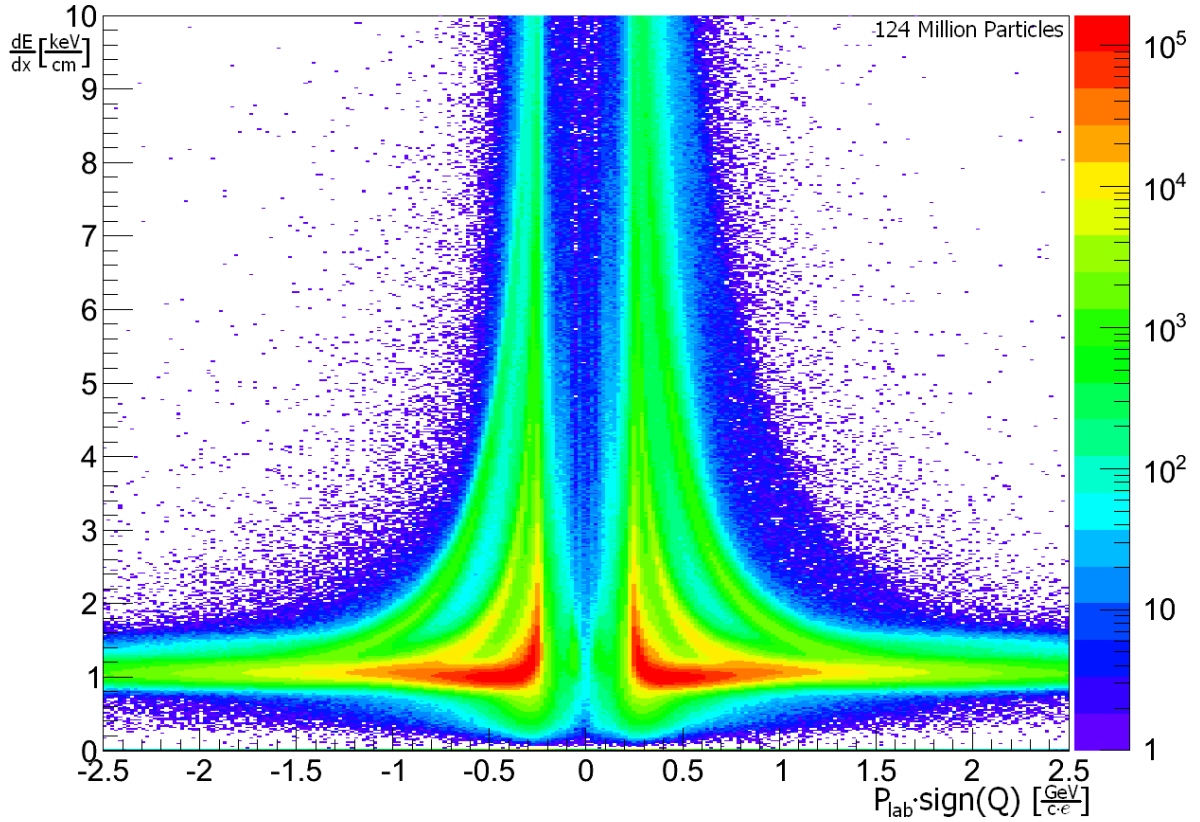


Abbildung 3.4: Echtdaten aus Experiment 7: Energieverlust pro Weg aufgetragen gegen  $R_M = p/Q$ . Die theoretischen Kurven der gesuchten Teilchen, die sich aus der Bethe-Bloch-Formel ergeben, sind eingezeichnet.

Teilchens ermitteln durch

$$Q = k \cdot \sqrt{\frac{\frac{dE}{dx \text{ gemessen}}}{\frac{dE}{dx \text{ berechnet}}(\beta; q = 1)}} \quad (3.13)$$

Hierbei ist  $k$  eine Eichkonstante, die benötigt wird, da zusätzlich zu den Faktoren in der Bethe-Bloch-Formel noch Druck, Temperatur, die Verstärkung der Elektronik sowie die oben angesprochene Abweichung für dünne Absorber eingeht. Die Belle Daten wurden grob vorgeeicht, sodass die Werte bereits in  $\frac{\text{keV}}{\text{cm}}$  vorliegen, jedoch müssen die  $\frac{dE}{dx}$ -Kurven noch um einen konstanten Faktor verschoben werden, damit sie passen. Aus der Eichbedingung, dass der Durchschnitt des Betrags der Ladung 1 ist, ergibt sich

$$k := 1,1809 \quad (3.14)$$

Der Fehler lässt sich durch Fehlerfortpflanzung ermitteln zu

$$\Delta Q = \frac{Q}{2} \sqrt{\left(\frac{\Delta \frac{dE}{dx \text{ gemessen}}}{\frac{dE}{dx \text{ gemessen}}}\right)^2 + \left(\frac{\partial \frac{dE}{dx \text{ berechnet}}}{\partial \beta} \frac{\Delta \beta}{\frac{dE}{dx \text{ berechnet}}}\right)^2} \quad (3.15)$$

---

## Berechnung der Masse

Der relativistische **Impuls** ( $p$ ) eines Teilchens ist

$$p = m_0 \cdot v \cdot \gamma = m_0 \cdot c\beta \cdot \sqrt{\frac{1}{1-\beta^2}} = \frac{m_0 \cdot c}{\sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1}} \quad (3.16)$$

bzw. nach  $m$  umgestellt die **Masse**

$$m_0 = \frac{p}{c} \sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1} \quad (3.17)$$

Mit der CDC wird nicht der Impuls, sondern die Krümmung in einem magnetischen Feld gemessen. Diese ist antiproportional zur magnetischen Rigidity  $R_M$ , also zu  $\frac{p}{q}$ . Betrachtet man nicht ausschließlich Teilchen mit  $q = 1$ , so muss man Gleichung 3.17 mit  $q$  erweitern. Setzt man außerdem die Formel für  $\beta$  ein, ergibt sich die Masse in Abhängigkeit von den gemessenen Größen zu:

$$m_0 = \frac{R_M \cdot q}{c} \sqrt{\left(\frac{t}{s}\right)^2 - \frac{1}{c^2}} \quad (3.18)$$

Mithilfe der Fehlerrechnung kann man den Fortpflanzungsfehler aus Gleichung 3.17 berechnen:

$$\begin{aligned} \Delta m_0 &= \sqrt{\left(\frac{\partial m}{\partial R_M} \cdot \Delta R_M\right)^2 + \left(\frac{\partial m}{\partial \beta} \cdot \Delta \beta\right)^2} \\ \frac{\Delta m_0}{m_0} &= \sqrt{\left(\frac{\Delta R_M}{R_M}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \beta}{\beta} \cdot \frac{1}{1-\beta^2}\right)^2} \end{aligned} \quad (3.19)$$

An Gleichung 3.19 erkennt man bereits die Grenze der Methode. Sind die Teilchen schnell, d.h.  $\beta$  ist ungefähr 1, geht  $1/(1-\beta^2)$  gegen unendlich. Das bedeutet, der kleinste Fehler in der Messung der Geschwindigkeit wirkt sich stark auf den Fehler der Masse aus und die Methode bricht zusammen. Es lassen sich nur Teilchen analysieren, die langsam genug sind. Welche kinematischen Auswahlkriterien sich daraus ergeben, wird in Kapitel 3.3.6 näher erläutert. Das Ergebnis von Experiment 7 ist in Abbildung 3.5 zu sehen.

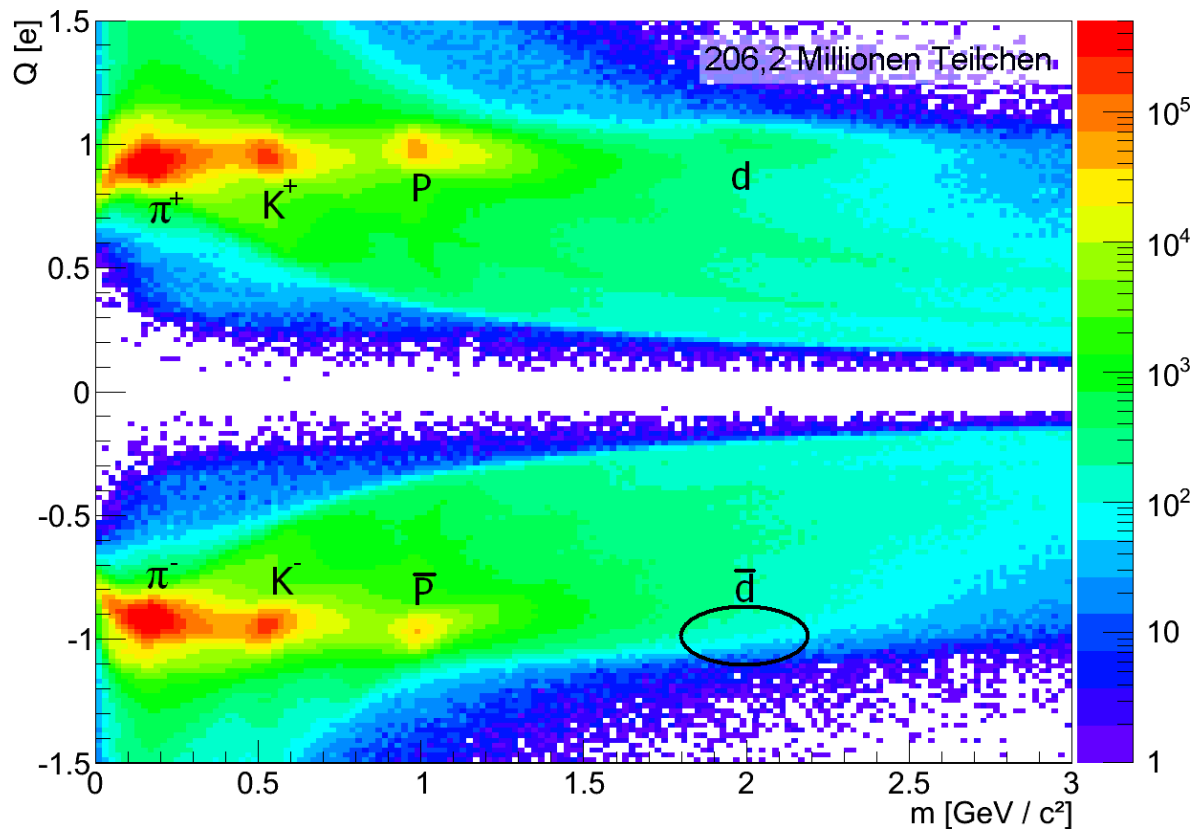


Abbildung 3.5: Masse der Teilchen aufgetragen gegen die Ladung ohne Auswahlkriterien. Hier wurden nur Daten von Experiment 7 verwendet.

### 3.3 Auswahlkriterien

Da Antikerne sehr selten sind, ist ohne die folgenden Auswahlkriterien der Untergrund so groß, dass man diese nicht erkennen kann (vgl. Abbildung 3.5). Mit den folgenden Auswahlkriterien sollen Kandidaten aussortiert werden, deren Signal im Detektor nicht mit der Hypothese eines (Anti-)Kerns vereinbar ist. Überprüft werden

- der Ursprungsort (Vertex) des Kandidaten,
- ob der Kandidat Cherenkov Licht erzeugt,
- der Impuls,
- die Pfadlänge bis zum ToF-Detektor,
- die Qualität des ToF-Signals,
- die Geschwindigkeit und
- das Signal in den Myonen Kammern
- sowie im Kalorimeter.

---

Ein Kandidat für ein (Anti-)Kern muss alle Auswahlkriterien erfüllen. Um die Wirkung zu zeigen, werden die Auswahlkriterien nacheinander angewendet. Aufgrund der großen Datenmenge wird wie oben nur Experiment 7 verwendet. Für jedes Auswahlkriterium sind zwei  $Q-\frac{m}{Q}$ -Plots (Abbildungen 3.7 bis 3.22) gegenüber gestellt: Der linke Plot ist aus allen Teilchen erstellt, welche das jeweilige Auswahlkriterium passiert haben. Rechts sind die Teilchen zu sehen, welche durch die Auswahlkriterium entfernt werden. In der Summe ergeben sie den Plot, dessen Teilchen das vorherige Auswahlkriterium passiert haben. Die Reihenfolge spielt keine Rolle und wurde so gewählt, dass man den Effekt jedes Auswahlkriteriums gut sehen kann.



### 3.3.1 Vertex

Der Vertex-Cut weist Teilchen zurück, die nicht aus dem Vertex stammen. Die gemessene Teilchenspur wird extrapoliert. Damit angenommen wird, dass ein Teilchen aus dem Vertex stammt, muss die extrapolierte Spur durch einen Zylinder mit  $r < 0,15$  mm und  $-15$  mm  $< z < 15$  mm um die Strahlachse mit Zentrum im Vertex führen (siehe Abbildung 3.6).

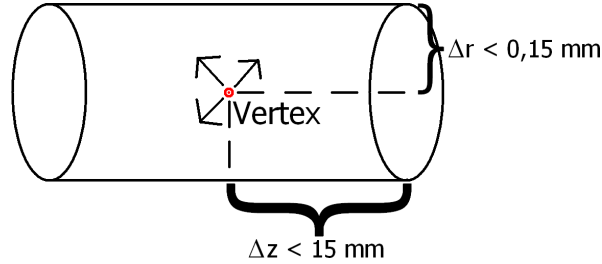


Abbildung 3.6: Geometrische Abbildung der Vertex-Form.

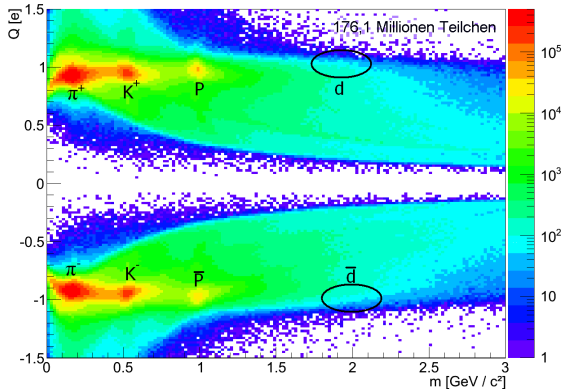


Abbildung 3.7:  $Q$ - $\frac{m}{Q}$ -Plot von Experiment 7 mit Vertex-Cut. Die Deuteronen werden fast komplett entfernt, da sie aus dem Strahlrohr stammen.

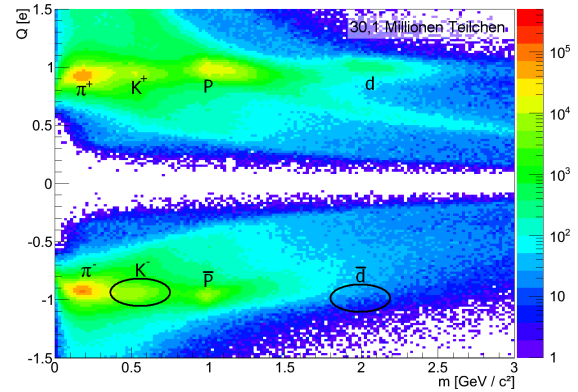


Abbildung 3.8:  $Q$ - $\frac{m}{Q}$ -Plot der Teilchen, die durch den Vertex-Cut aussortiert werden.

Einige Teilchen werden nicht bei einer  $e^+e^-$ -Kollision im Vertex produziert, sondern bei einer Kollision mit dem Restgas oder aus dem Strahlrohr bzw. den innersten Detektorteilen herausgeschlagen. Führt die Teilchenspur nicht durch den obigen Zylinder, ist das Teilchen vermutlich Untergrund.

Da B-Mesonen und Hyperkerne schwach zerfallen, haben sie eine recht lange Lebensdauer in der Größenordnung von  $10^{-12}$  s. In dieser Zeit können sie aus dem Vertex entweichen, weshalb der Vertex-Cut für die Suche nach Zerfällen von B-Mesonen und Hyperkernen nicht angewendet wird.

Die Grenzen des Vertex-Cut sind für Zylinder, Doppelkegel und Ellipsoid bestimmt. Bedingung ist, dass innerhalb des Vertex genauso viele Teilchen wie Antiteilchen produziert werden. Die Form des Vertex-Cut hat keinen großen Einfluss auf das Ergebnis, sofern man die Grenzen anpasst. Die Grenzregion scheint mit dem Zylinder jedoch leicht schärfer zu sein als mit dem Doppelkegel oder Ellipsoid, weshalb diese Form genutzt wird.

### 3.3.2 Cherenkov Licht

Der Cherenkov Cut weist alle Teilchen zurück, die im Cherenkov Detektor mehr als 4 Photoelektronen ausgelöst haben.

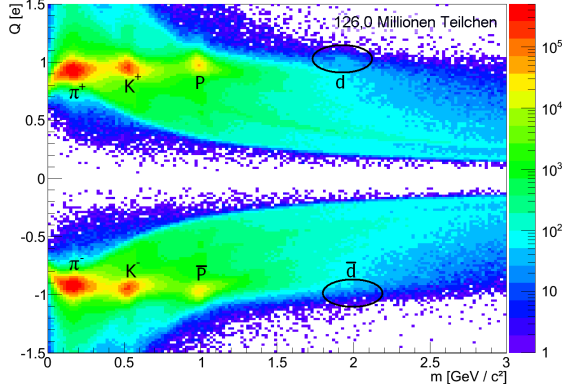


Abbildung 3.9:  $Q-\frac{m}{Q}$ -Plot von Experiment 7 mit Vertex- und Cherenkov-Cut.

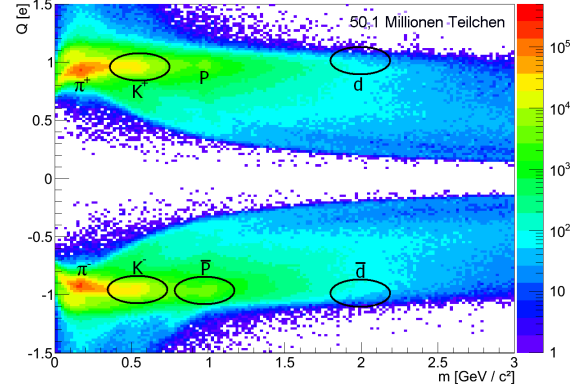


Abbildung 3.10:  $Q-\frac{m}{Q}$ -Plot der Teilchen, die durch den Cherenkov-Cut aussortiert werden.

(Anti-)Deuteronen verursachen im Belle Detektor kein Cherenkov Licht. Der Brechungsindex des Aerogels liegt im Winkelbereich des ToF bei 1,028 oder niedriger. D.h. die untere Schranke für Cherenkov Licht liegt bei einem  $\beta$  von 0,972, was für Deuteronen einem Impuls von 7,87 GeV und einer Gesamtenergie von 8,09 GeV entsprechen würde. Dies liegt über der maximalen Energie von 8,00 GeV, die ein Deuteron im Laborsystem haben kann.

Da die Photomultiplier und Verstärker einen kleinen Dunkelstrom haben, liegt die Grenze nicht bei exakt 0. [Belle] schlägt als Grenze 6 Photoelektronen vor. Bei einer Monte-Carlo-Simulation hat sich gezeigt, dass die Effizienz des Auswahlkriterien nur unwesentlich von 96,9% um 3,1% auf 93,8% sinkt, wenn man die Grenze bei 4 Photoelektronen setzt. Der Untergrund wird jedoch deutlich reduziert.

### 3.3.3 Impuls

Der Impuls-Cut weist alle Teilchen zurück, die weniger als 400 MeV Transversalimpuls haben.

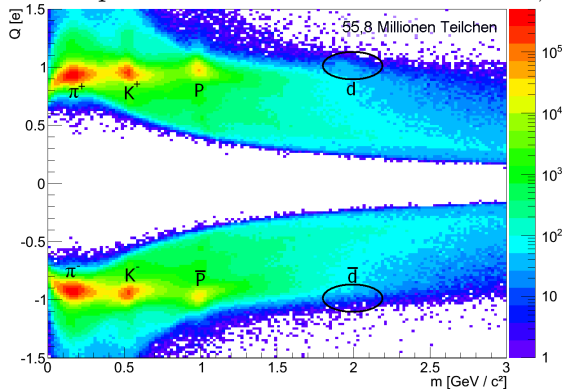


Abbildung 3.11:  $Q - \frac{m}{Q}$ -Plot von Experiment 7 mit den obigen Auswahlkriterien und Impuls-Cut. Man sieht wieder eine leichte Andeutung von Deuteronen.

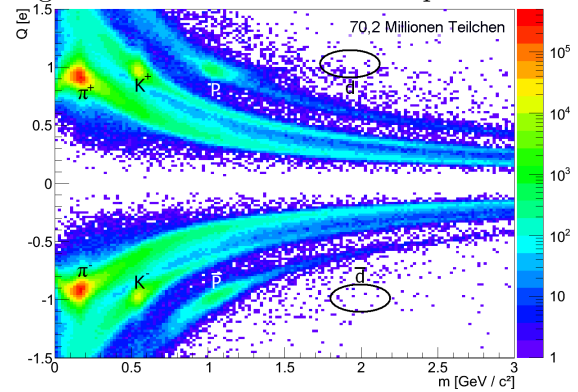


Abbildung 3.12:  $Q - \frac{m}{Q}$ -Plot der Teilchen, die durch den Impuls-Cut aussortiert werden.

Damit die Teilchen den ToF Detektor überhaupt erreichen, müssen sie wie in Kapitel 2.6 beschrieben einen Transversalimpuls von mindestens 280 MeV haben. Sowohl Monte-Carlo-Daten als auch die Echtdaten haben gezeigt, dass unterhalb eines Transversalimpuls von 400 MeV hauptsächlich Untergrund liegt.

### 3.3.4 Pfadlänge

Der Pfadlängen Cut weist Teilchen zurück, welche vom Vertex bis zum ToF-Detektor weniger als 120 cm oder mehr als 240 cm zurückgelegt haben.

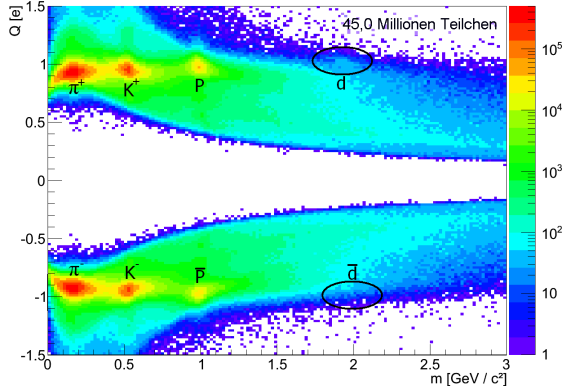


Abbildung 3.13:  $Q\text{-}\frac{m}{Q}$ -Plot von Experiment 7 mit den obigen Auswahlkriterien und plausibler Pfadlänge.

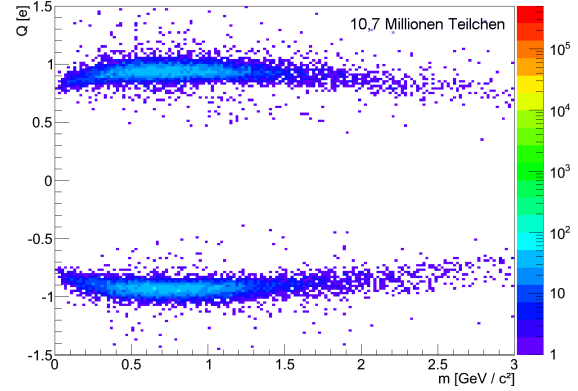


Abbildung 3.14:  $Q\text{-}\frac{m}{Q}$ -Plot der Teilchen, die durch eine nicht plausible Pfadlänge aussortiert werden.

Die Strecke ist durch die Geometrie des Detektors begrenzt. Für kleiner als 120 cm oder größer als 240 cm zeigen sowohl das Monte-Carlo als auch die Echtdaten keine sinnvollen Messwerte mehr. Der Pfadlängen Cut verhindert, dass für sich genommen unlogische Messwerte so gekürzt werden, dass das Ergebnis wieder plausibel aussieht.

### 3.3.5 ToF Qualität

Dieses Auswahlkriterium lässt nur Teilchen durch, deren Position aus dem Flugzeit Signal und dem Signal aus der CDC gut überein stimmt.

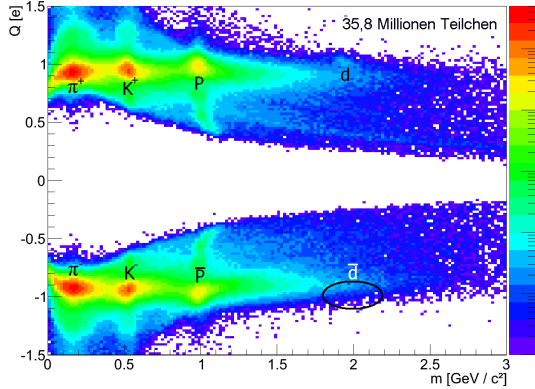


Abbildung 3.15:  $Q-\frac{m}{Q}$ -Plot von Experiment 7 mit den obigen Auswahlkriterien und guter ToF Qualität.

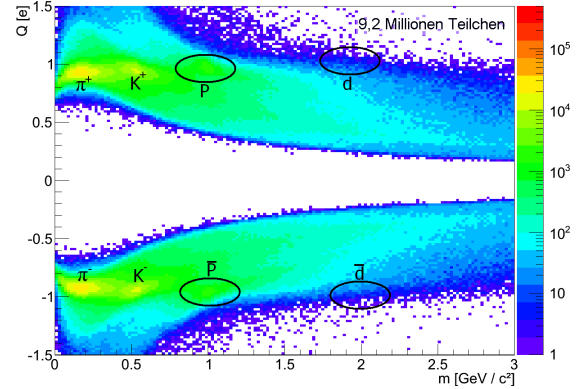


Abbildung 3.16:  $Q-\frac{m}{Q}$ -Plot der Teilchen, die durch eine schlechte ToF Qualität aussortiert werden.

Die Signale, die ein Teilchen in verschiedenen Detektoren hinterlässt, müssen bei der Verarbeitung der Daten einander zugeordnet werden. Dabei weiß man zunächst nicht, welche Signale in welchem Detektor zu ein und demselben Teilchen gehören. Dies kann man aber durch den Ort des Signals gut rekonstruieren. Wie bei jeder Rekonstruktion gibt es dabei Falschzuordnungen und Fälle, die nicht eindeutig sind und als unsichere Zuordnung markiert werden. Falschzuordnungen zwischen dem ToF und CDC Signal sind eine nichtgaußsche Fehlerquelle und erhöhen den Untergrund durch andere Teilchen insbesondere in Regionen, in denen man bei einer gaußförmigen Verteilung der Messgrößen weitestgehend frei von Untergrund wäre. Aus diesem Grund werden Teilchen mit einer als unsicher markierten Zuordnung entfernt.

### 3.3.6 Geschwindigkeit

Dieses Auswahlkriterium weist Teilchen mit großer Geschwindigkeit zurück. Genauer für die gilt:

$$\beta \geq \sqrt{1 - \frac{Q_u}{l}} \quad (3.20)$$

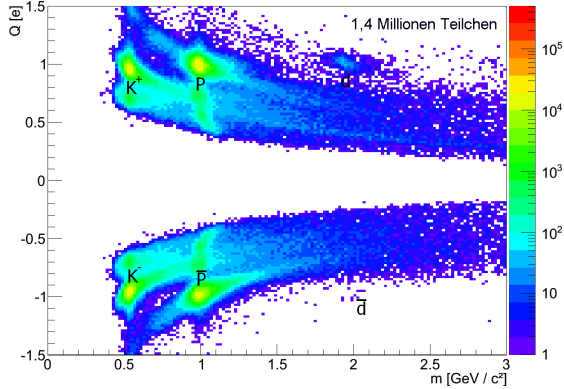


Abbildung 3.17:  $Q$ - $\frac{m}{Q}$ -Plot von Experiment 7 mit den obigen Auswahlkriterien und dem Geschwindigkeits-Cut. Man erkennt die Deuteronen jetzt deutlich und auch Anti-deuteronen sind zu sehen.

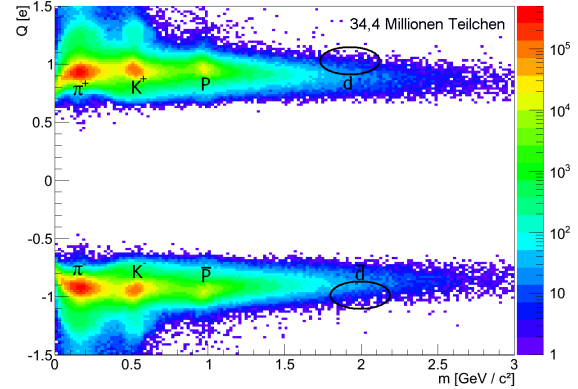


Abbildung 3.18:  $Q$ - $\frac{m}{Q}$ -Plot der Teilchen, die wegen zu hoher Geschwindigkeit aussortiert werden.

Hierbei ist  $l$  die Weglänge der Teilchen und  $Q_u$  ein Qualitätsmaß. Bei langsamen Teilchen ist die Flugzeitdifferenz groß und die Masse lässt sich gut auflösen. Je größer  $Q_u$  ist, desto schärfer werden die Massenpeaks, aber desto mehr Teilchen werden aussortiert.  $Q_u$  ist experimentell zu 72 cm bestimmt.

Zusammen mit der begrenzten Pfadlänge von 240 cm existiert damit eine obere Schranke für Gleichung 3.19:

$$\frac{\Delta m}{m} < \sqrt{\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \beta}{\beta} \cdot \frac{l}{Q_u}\right)^2} < \sqrt{\left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 + \left(\frac{10}{3} \cdot \frac{\Delta \beta}{\beta}\right)^2} \quad (3.21)$$

### 3.3.7 Myonen Kammern

Der Myonen Cut weist alle Teilchen zurück, die von der Belle Software als Myonen-Kandidaten erkannt wurden oder deren Tracklänge im  $K_L M$ -System über 85% der erwarteten Tracklänge liegt.

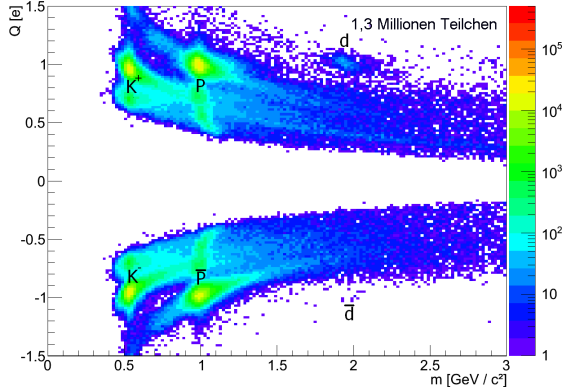


Abbildung 3.19:  $Q-\frac{m}{Q}$ -Plot von Experiment 7 mit den obigen Auswahlkriterien und dem Myonen Cut.

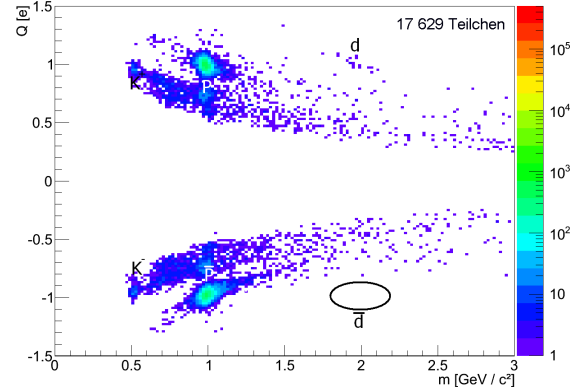


Abbildung 3.20:  $Q-\frac{m}{Q}$ -Plot der Teilchen, die zu sehr nach einem Myon aussehen.

Myonen lassen sich recht einfach von anderen Teilchen unterscheiden, da sie deutlich „durchdringender“ sind als alle anderen Teilchen. Das Monte-Carlo zeigt, dass 93,7% der Myonen, welche den Geschwindigkeits-Cut erfüllen, weiter als 85% der erwarteten Tracklänge für Myonen fliegen. Bei den Deuteronen sind es nur 2,1%, weshalb sich dieses Auswahlkriterium dazu eignet, verbleibende Myonen aus den Daten zu entfernen.

### 3.3.8 Energie-Signal

Dieses Auswahlkriterium weist alle Teilchen zurück, die kein Signal im EMC hinterlassen haben, welches dem Track zugeordnet wurde.

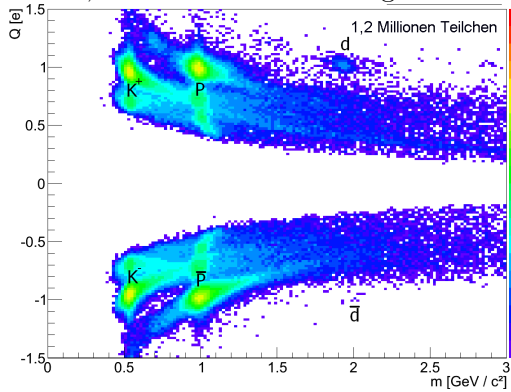


Abbildung 3.21:  $Q-\frac{m}{Q}$ -Plot von Experiment 7 mit allen Auswahlkriterien.

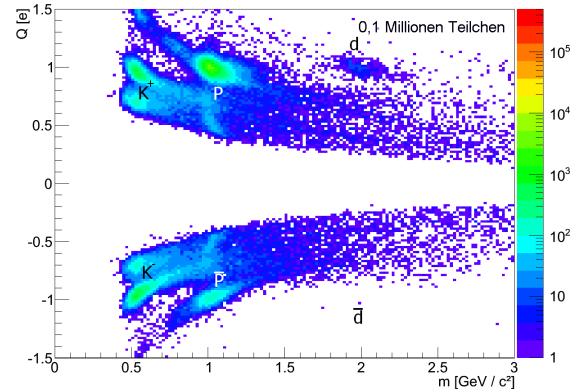


Abbildung 3.22:  $Q-\frac{m}{Q}$ -Plot der Teilchen, die kein Energie-Signal haben.

In der Monte-Carlo Simulation hinterlassen Deuteronen in Abhängigkeit von ihrer Geschwindigkeit eine typische Energie im EMC, die man benutzen könnte, um sie zu identifizieren. Da die Paarvernichtung von Antideuteronen nicht in der Simulation enthalten ist, weicht die Energieverteilung der Antideuteronen in den Echtdaten deutlich von der Monte-Carlo Simulation ab. Dies verhindert eine Identifizierung von Antideuteronen über deren Energie, wie bereits in Kapitel 3.2.1 erläutert wurde.

In den Echtdaten gibt es nur wenige (Anti-)Deuteronen, die überhaupt kein Signal im Kalorimeter hinterlassen. Der Untergrund wird durch diese Bedingung aber weiter reduziert.



### 3.3.9 Selektionskriterium

Der Q-M-Plot ohne die Teilchen, die nicht den obigen Kriterien entsprechen, ist in Abbildung 3.23 zu sehen. Die Pionen sind komplett herausgefiltert.

Deutlich zu erkennen sind  $K^+$  bei einer Ladung von  $+1e$  und Masse von  $0,5 \text{ GeV}/c^2$ , Protonen bei  $1 \text{ GeV}/c^2$  und Deuteronen bei  $2 \text{ GeV}/c^2$  sowie deren Antiteilchen bei einer Ladung von  $-1e$ . Zusätzlich erkennt man Tritonen bei ca.  $3 \text{ GeV}/c^2$ . Außerdem ist zu sehen, dass es sehr viel mehr Deuteronen als Antideuteronen gibt, was darauf hinweist, dass trotz des Vertex-Cut die meisten Deuteronen nicht direkt aus der  $e^+e^-$ -Kollision, sondern aus Wechselwirkungen mit den Kernen des Strahlrohrs oder dem inneren Detektor stammen. Dieser Verdacht wird sich weiter unten erhärten.

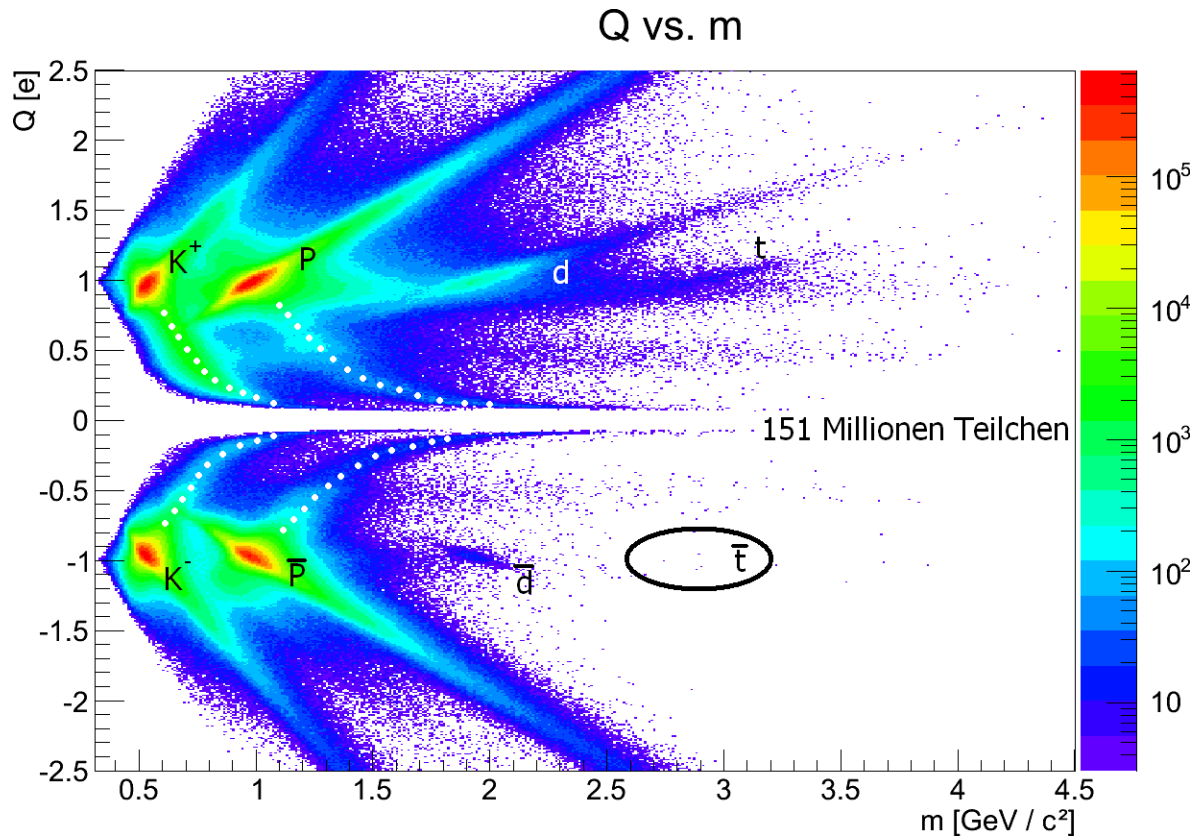


Abbildung 3.23: Masse der Teilchen aufgetragen gegen die Ladung. Dieser Plot enthält den kompletten Datensatz von  $980,01 \text{ fb}^{-1}$ .

Betrachtet man sich einen beliebigen Peak genauer, fällt auf, dass dieser nicht rund ist, sondern entlang einer Gerade durch den Nullpunkt und den Peak viel stärker streut, als in die anderen Richtungen. Dies rührt daher, dass der Energieverlust, durch die Konstruktion des Detektors bedingt, starke Schwankungen aufweist, während das Verhältnis  $\frac{m}{Q}$  recht gut bestimmt ist. In den Plots der Analyse sowie in den eindimensionalen Plots wird daher nicht die Masse  $m$  verwendet, sondern das Verhältnis  $\frac{m}{Q}$ , welches  $m$  entspricht, wenn  $Q = 1$  ist.

Auffällig ist auch ein Band von Teilchen, welches in der anderen Richtung liegt und für große Massen gegen  $Q \rightarrow 0$  geht (weiße Punkte). Dieses hat einen nichtgaußschen Ausläufer, der vermutlich von Fehlidentifikationen zwischen den ToF- und CDC-Signalen kommt.

Ein Teilchen gilt als (Anti-)Deuteron, wenn es in einem  $Q$ - $\frac{m}{Q}$ -Plot innerhalb einer  $3\sigma$ -Umgebung liegt. Der Deuteronpeak ist in einem Monte-Carlo gefittet und die Größe der  $3\sigma$ -Umgebung zu:

$$\begin{aligned}\sigma_{m/Q} &= 0.0376 \frac{\text{GeV}}{e c} \\ \sigma_Q &= 0.0311 e\end{aligned}\tag{3.22}$$

bestimmt. Die Lage der Peaks weicht in den Echtdateen in  $\frac{m}{Q}$  Richtung um über  $1 \sigma$  ab und verhält sich für Teilchen und Antiteilchen nicht exakt gleich. Um nicht unnötig Effizienz zu verlieren, ist ein Nachjustieren erforderlich. Der Peak sind jeweils für Deuteronen und Antideuteronen gefittet und deren  $\frac{m}{Q}$  bestimmt. Der Normalisierungsfaktor der Ladung in Gleichung 3.14 ist dabei so bestimmt, dass  $\langle |Q| \rangle = 1,000$  gilt.

$$\begin{aligned}\left. \frac{m}{Q} \right|_{\text{Monte-Carlo}} &= 1,929 \frac{\text{GeV}}{e c} \\ \left. \frac{m}{Q} \right|_{\text{Deuteronen}} &= 1,938 \frac{\text{GeV}}{e c} \\ \left. \frac{m}{Q} \right|_{\text{Antideuteronen}} &= 1,969 \frac{\text{GeV}}{e c}\end{aligned}\tag{3.23}$$

Die Masse der (Anti-)Deuteronen ist etwas höher als der Literaturwert von  $1,875 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ , was daher kommt, dass die Tracks mit einer Protonhypothese gefittet wurden. Die Masse von Protonen liegt bei  $0,930 \frac{\text{GeV}}{c^2}$  was dem Literaturwert von  $0,938 \frac{\text{GeV}}{c^2}$  sehr nahe kommt. Für einen Fit mit einer Deuteron-Hypothese müssen die Rohdaten noch einmal neu ausgewertet werden, was mehrere Monate an Feinjustierung und Rechenzeit kosten würde und den Rahmen dieser Arbeit sprengt.

Damit gilt folgendes Selektionskriterium:

Ein Teilchen wird als **Deuteron** erkannt, wenn es alle in Kapitel 3.3 beschriebenen Auswahlkriterien übersteht und die Bedingung

$$\sqrt{\left(\frac{\frac{m}{Q} - \frac{m}{Q}_{\text{Deuteronen}}}{\sigma_{m/Q}}\right)^2 + \left(\frac{Q - 1 e}{\sigma_Q}\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{\frac{m}{Q} - 1.938 \text{ GeV}/e}{0.0311 \text{ GeV}/e}\right)^2 + \left(\frac{Q - 1 e}{0.0376 e}\right)^2} < 3\tag{3.24}$$

erfüllt. Ein Teilchen wird als **Antideuteron** erkannt, wenn es alle in Kapitel 3.3 beschriebenen Auswahlkriterien übersteht und die Bedingung

$$\sqrt{\left(\frac{\frac{m}{Q} - \frac{m}{Q}_{\text{Antideuteronen}}}{\sigma_{m/Q}}\right)^2 + \left(\frac{Q + 1 e}{\sigma_Q}\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{\frac{m}{Q} - 1,969 \text{ GeV}/e}{0.0311 \text{ GeV}/e}\right)^2 + \left(\frac{Q + 1 e}{0.0376 e}\right)^2} < 3\tag{3.25}$$

erfüllt.

Mit diesen Selektionskriterien werden 2303 Teilchen als Antideuteron-Kandidaten und 43393 Teilchen als Deuteron-Kandidaten identifiziert. Wegen der CPT Invarianz müssten aber gleich viele Deuteronen und Antideuteronen produziert werden. Der große Unterschied zeigt, dass trotz Vertex-Cut ca. 95% der Deuteron-Kandidaten aus der Strahlröhre stammen. Daher werden diese nicht weiter analysiert.

Die Antideuteron-Kandidaten liegen also in einer  $3\sigma$ -Umgebung (roter Kreis in Abbildung 3.24). Der Untergrund wird in einer Ellipse bestimmt, die in  $Q$ -Richtung die identische und

in  $\frac{m}{Q}$ -Richtung die doppelte Ausdehnung hat. Die Seitenfläche ist mit Absicht genauso groß wie die  $3\sigma$ -Fläche gewählt. Sie ist so klein, dass möglichst kein systematischer Fehler über die Struktur des Untergrundes einfließt, aber so groß, dass der statistische Fehler des Untergrundes den Gesamtfehler nicht dominiert. In  $Q$ -Richtung konnte die Ausdehnung nicht größer gewählt werden, weil dort ein Protonenband liegt und der Untergrund dann überschätzt würde. Da im Kontinuum das Verzweigungsverhältnis geringer und damit der Untergrund relativ gesehen größer ist, ist ein zusätzliches Auswahlkriterium erforderlich, um den Protonenuntergrund abzuschneiden. Hier wird sowohl für das Signal als auch für die Seitenfläche alles oberhalb von  $Q = 1,5\sigma$  weggelassen (grüne Linie). Da später mit der Effizienz korrigiert wird, ist die Form der Fläche ohne Bedeutung. Dass dies tatsächlich so ist, wurde überprüft, indem die Ellipse testweise durch ein Rechteck ersetzt wurde.

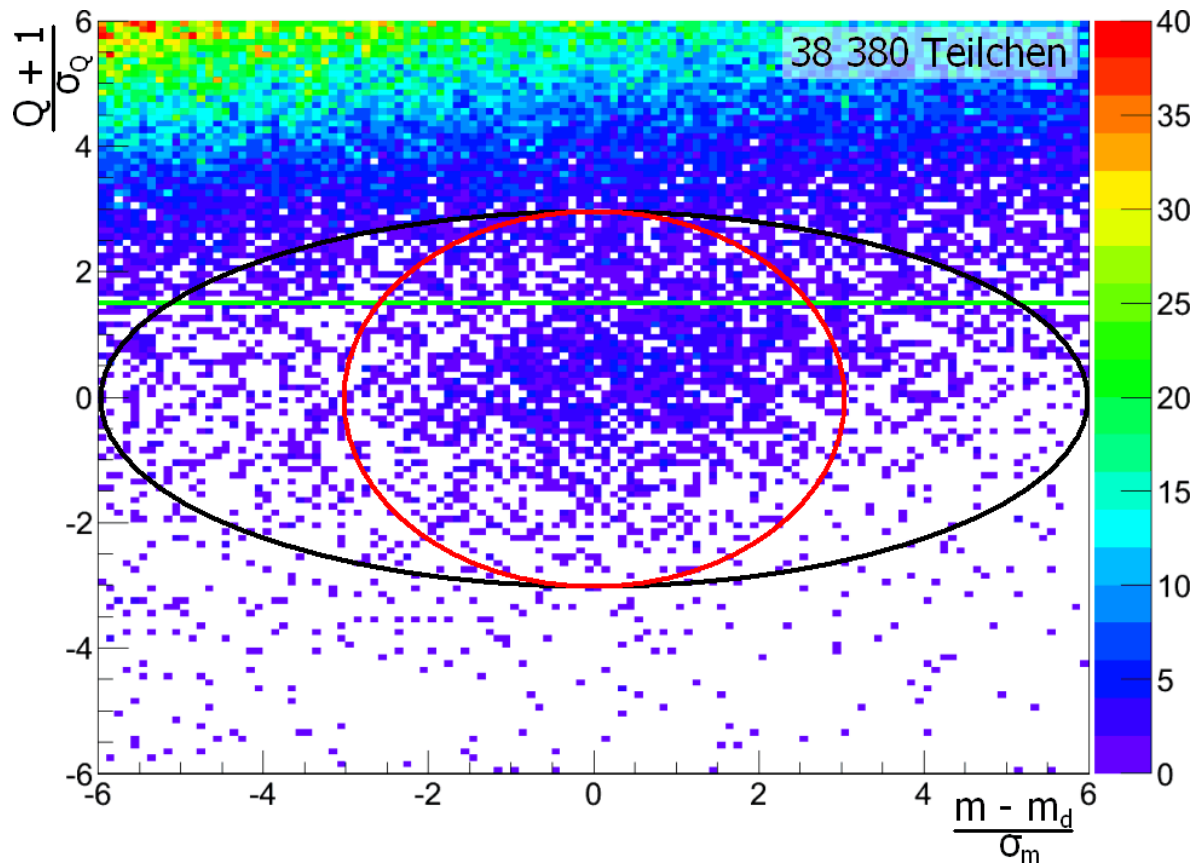


Abbildung 3.24:  $Q$ - $\frac{m}{Q}$ -Plot mit Markiertem Seitenband (schwarz) und  $3\sigma$ -Fläche (rot). Die Skala bezeichnet die Abweichung von Antideuteronen in Standardabweichungen von der gefitteten Gauß-Verteilung.

### 3.4 Systematische Fehler

Der systematische Fehler setzt sich zusammen aus drei möglichen Fehlerquellen:

Um den systematischen Fehler abzuschätzen, der durch **die Struktur des Untergrundes** einfließt, wird das Rechteck  $3\sigma$  bis  $4\sigma$  in m-Richtung und  $-3\sigma$  bis  $3\sigma$  in Q-Richtung innerhalb Protonenbandes mit einer Parabel gefittet. Der lineare Anteil wird korrekt wieder gegeben, der quadratische nicht. Das Verhältnis des quadratischen Anteils zur Gesamtzahl der Ereignisse soll als systematischer Fehler der Struktur des Untergrundes dienen. Der quadratische Anteil beträgt 66 Ereignisse. Das macht bei einer Gesamtzahl von 42 440 einen systematischen Fehler von 0,15%.

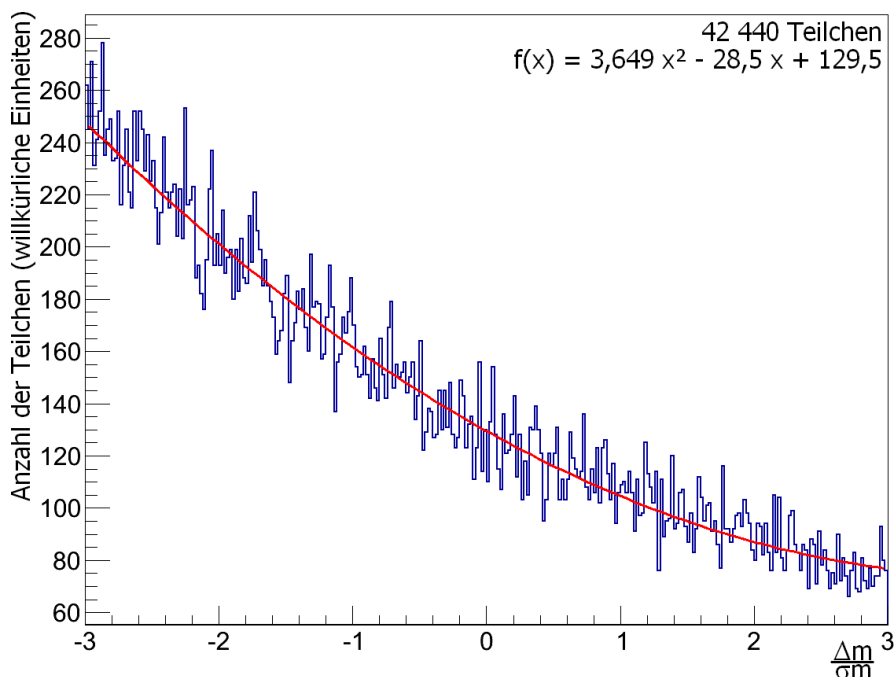


Abbildung 3.25: Massenverteilung des Untergrundes im Seitenband mit quadratischem Fit. Der quadratische Anteil fließt in den systematischen Fehler ein.

Ein anderer Fehler kommt zustande, indem **Deuteronen statt Antideuteronen simuliert** wurden, da Antideuteronen in Geant nicht eingebaut sind. Als Abschätzung hierfür soll der Unterschied in der Effizienz der Protonen- und Antiprotonen-Identifikation dienen. Ein Test mit 500 000 hypothetischen B-Zerfällen in je ein Proton-Antiproton-Paar ergab 124 632 gefundene Protonen und 125 525 gefundene Antiprotonen. Der Unterschied zwischen beiden beträgt 893 Teilchen und ist nur leicht größer als der statistische Fehler von 707 Teilchen. Dies ergibt einen Unterschied in der Effizienz von weniger als 0,18%.

In der Impulsverteilung steckt die Annahme, dass es sich um eine **Maxwell-Boltzmann-Verteilung** handelt. Eine eventuelle Abweichung davon innerhalb des gemessenen Impulsbereiches sowie eine Abweichung der Temperatur ist bereits im statistischen Fehler enthalten. Ein systematische Fehler durch dieses Verfahren kann nur daher kommen, dass es außerhalb des gemessenen Impulsbereiches stärkere Abweichungen gibt als innerhalb.

Legt man als grobe Abschätzung zugrunde, dass etwa die Hälfte der Teilchen außerhalb des gemessenen Impulsbereiches liegen, und, dass die systematische Abweichung kleiner ist als

das Quadrat der statistischen Abweichung, typischerweise ein Drittel, erhält man eine obere Grenze von 5,6% für den systematischen Fehler der Impulsverteilung.

Hiermit ergibt sich der gesamte systematische Fehler, der im folgenden für alle Ergebnisse verwendet wird zu:

$$\sqrt{(0,15\%)^2 + (0,18\%)^2 + (5,6\%)^2} = 5,6\% \quad (3.26)$$

### 3.5 Verwendeter Datensatz

Die Daten des Belle Experiments sind aufgeteilt in 31 Experimente, welche wiederum aufgeteilt sind in kleinere Einheiten, die so genannten Runs. Die Runs sind unterteilt in einzelne Ereignisse, die jeweils einer  $e^+e^-$ -Kollision entsprechen.

Es werden die Experimente 7, 9, 11, 13, 15, 17, 19, 21, 23, 25, 27, 31, 33, 35, 37, 39, 41, 43, 45, 47, 49, 51, 53, 55, 61, 63, 65 und 67 verwendet. Im zweiten Teil dieser Analyse werden zusätzlich dazu die Experimente 69, 71 und 73 verwendet. Diese werden im ersten Teil ausgelassen, weil es ein technisches Problem mit der Zuordnung der Daten zu den einzelnen Resonanzen gibt.

In [DSE09] Kapitel VI.2.1 wurden Merkwürdigkeiten festgestellt, die nur im Experiment 37 auftreten. Eine genauere Untersuchung hat gezeigt, dass folgende 5 Runs Daten mit Auffälligkeiten enthalten, d.h. z.B. dass die durchschnittliche Ladung und Masse der Teilchen deutlich abweicht (vgl. Abbildung 3.26). Da die Ursache dieser Abweichung zur Zeit unbekannt ist, werden die betreffenden Runs von der Analyse ausgenommen. Die Datenmenge der ausgenommenen Runs entspricht  $406,00 \text{ pb}^{-1}$ , also knapp einem halben Promille der gesamten Datenmenge. Die analysierte Datenmenge und die entsprechende Anzahl an Zerfällen ist aus Tabelle 3.3 zu entnehmen.

Exp.	Energie	Run	Luminosität	Bemerkungen (Grund der Beendigung)
37	$\Upsilon(4S)$	902	$42,12 \text{ pb}^{-1}$	
37	$\Upsilon(4S)$	903	$105,94 \text{ pb}^{-1}$	FATAL: HER beam lost (1179.8 mA => 2.8 mA)
55	$\Upsilon(4S)$	1212	$50,89 \text{ pb}^{-1}$	
55	$\Upsilon(4S)$	1213	$147,74 \text{ pb}^{-1}$	
71	$\Upsilon(2S)$	394	$59,32 \text{ pb}^{-1}$	FATAL: LER beam lost (685.7 mA => -0.0 mA)

Tabelle 3.2: Übersicht über auffällige Runs mit deutlich abweichenden Eigenschaften.

Resonanz	$L_{int}$	Anzahl Zerfälle
$\Upsilon(1S)$	$5,75 \text{ fb}^{-1}$	120 Millionen
$\Upsilon(2S)$	$6,57 \text{ fb}^{-1}$	42 Millionen
$\Upsilon(3S)$	$2,92 \text{ fb}^{-1}$	11 Millionen
$\Upsilon(4S)$	$702,28 \text{ fb}^{-1}$	772 Millionen
$\Upsilon(5S)$	$50,46 \text{ fb}^{-1}$	17 Millionen
Kontinuum	$79,37 \text{ fb}^{-1}$	-
Gesamt	$980,01 \text{ fb}^{-1}$	(incl. Exp. 69, 71 und 73)

Tabelle 3.3: Analysierte Datenmenge und Anzahl der Resonanzzerfälle. Die Anzahl der Zerfälle ist berechnet nach [SYI12], [TAJ07] und [ES12].

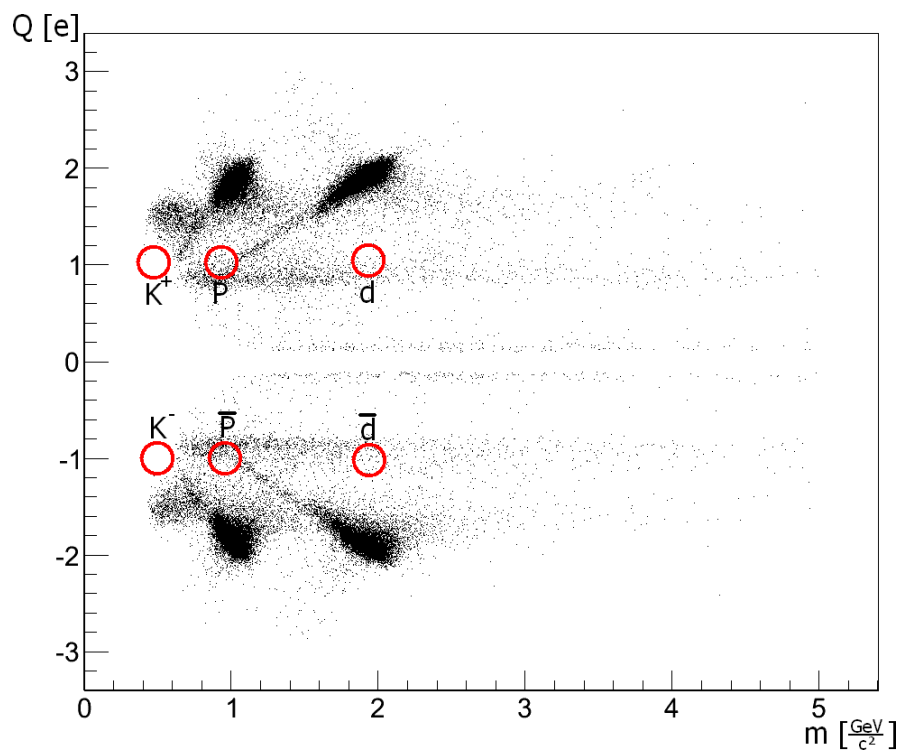


Abbildung 3.26: Auffälliger Run 394 aus Experiment 71: Sowohl Ladung als auch Masse sind aus ungeklärter Ursache doppelt so groß wie erwartet. Die erwarteten Werte sind eingekreist. Werden diese Runs nicht herausgenommen, kann das zu falschen Peaks führen.

# Kapitel 4

## Ergebnisse

Im Rahmen dieser Analyse soll geklärt werden wie viele Antideuteronen in  $e^+e^-$ -Kollisionen vorkommen und wie diese erzeugt werden. Wie oben erläutert gibt es hierfür drei Prozesse, die zur Antideuteronen-Produktion beitragen können:

Nach einer kurzen Erläuterung des verwendeten Datensatzes wird der Beitrag des Kontinuums zur Antideuteron-Produktion mit der Maxwell-Boltzmann-Verteilung (vgl. Kapitel 1.3.2) gefittet und der Wirkungsquerschnitt berechnet.

Um die resonante Produktion von Antideuteronen zu bestimmen, wird der Beitrag des Kontinuums abgezogen und der verbleibende Rest ebenfalls mit einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung (vgl. Kapitel 1.3.3) gefittet und die Zerfallswahrscheinlichkeit in ein Antideuteron berechnet. Für die  $\Upsilon(1S)$ - und  $\Upsilon(2S)$ -Resonanz kann diese mit [PDG10] verglichen werden; für die  $\Upsilon(3S)$ -Resonanz wird sie erstmalig bestimmt.

Im letzten Teil der Analyse soll in fünf denkbaren, konkreten Zerfällen nach der Herkunft der Antideuteronen gesucht werden:  ${}^3_{\Lambda}\bar{H} \rightarrow \bar{d} + \bar{p} + \pi^+$ , das kaonische Cluster  $\bar{S}^+ \rightarrow \bar{d} + \bar{p} + \pi^+$ , angeregtes  ${}^3\text{He}^* \rightarrow \bar{d} + \bar{p}$ ,  $B^\pm \rightarrow d + \bar{d} + K^\pm$  sowie  $B^0 \rightarrow d + \bar{d}$ .

Nach den ersten drei Zerfällen wird in den Spektren der invarianten Masse gesucht. Für den Zerfall des  $B^0$  und des  $\Upsilon(4S)$  lässt sich ein Spektrum der Beam Constrained Mass erstellen, welches deutlich sensitiver ist. Da sich in keinem dieser Spektren  $5\sigma$ -Peak befindet, soll für jeden Zerfall eine obere Grenze bestimmt werden.

### 4.1 Antideuteronen aus dem Kontinuum

Das nächste Kapitel behandelt den Zerfall der  $\Upsilon(1S)$ -,  $\Upsilon(2S)$ -, und  $\Upsilon(3S)$ -Resonanz. Die Messdaten sind jedoch mit dem Beitrag des Kontinuums überlagert, der von den Messdaten abgezogen werden muss. Um diesen Beitrag zu ermitteln, werden Daten verwendet, die bei einer Schwerpunktenenergie knapp unterhalb der  $\Upsilon(4S)$ -Resonanz genommen wurden. Die Antideuteron-Kandidaten und der Untergrund sind mit den unter Kapitel 3.3 beschriebenen Kriterien ausgewählt. Die Impulsverteilung für die Kandidaten und den Untergrund im Seitenbereich ist in Abbildung 4.1 zu sehen.

Diese muss für jedes Bin um die entsprechende Effizienz korrigiert werden, denn die Auswahlkriterien schränken den kinematischen Bereich der Antideuteron-Kandidaten ein und der Detektor selbst begrenzt den Winkelbereich. Die Effizienz hängt daher stark von Richtung und Betrag des Impulses ab.

Geht man davon aus, dass die im Folgenden untersuchten Prozesse in Bezug auf das Schwer-

punktsystem der Kollision keine ausgezeichnete Richtung haben, oder, dass wenigstens die Winkelverteilung durch das Monte-Carlo korrekt wiedergegeben wird, ist es ausreichend, die Effizienz in Abhängigkeit vom Betrag des Impulses im Schwerpunktsystem zu betrachten. Das Ergebnis findet sich in Abbildung 4.2.

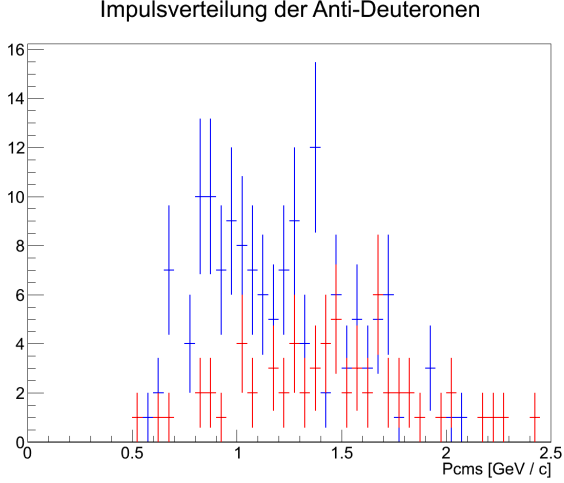


Abbildung 4.1: Impulsverteilung der Deuteronen innerhalb der  $3\sigma$ -Fläche (blau) und im Seitenband (rot). Die Fehler sind statistischer Natur.

Zieht man von den Kandidaten den Untergrund im Seitenbereich ab und teilt durch die Effizienz, erhält man die tatsächliche Verteilung der Antideuteronen im Kontinuum. Diese lässt sich gut mit der Maxwell-Boltzmann-Verteilung fiten und ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Die Impulsverteilung ist auf einen Bereich von  $0,75 \frac{\text{GeV}}{c}$  und  $2 \frac{\text{GeV}}{c}$  begrenzt, weil außerhalb dieses Intervalls die Effizienz zu niedrig ist, um eine statistisch signifikante Aussage zu treffen. Durch diese Begrenzung wird nur ein Teil der Antideuteronen erfasst. Unter der Annahme, dass die Maxwell-Boltzmann-Verteilung auch außerhalb des gemessenen Bereichs zutrifft, kann man den Anteil  $a$  des erfassten Bereichs durch numerische Integration berechnen und durch diesen teilen. Dieser hängt von dem gefitteten Bereich und der Temperatur ab und hat für das Kontinuum mit einer Temperatur von  $87 \pm 22 \text{ MeV}$  einen Wert von:

$$a = 0,37 \pm 0,12 \quad (4.1)$$

Damit ergibt sich der Wirkungsquerschnitt zu:

$$\sigma = \frac{N}{L_{int}} = \frac{N_{gemessen}}{a \cdot L_{int}} = \frac{965 \pm 333}{(0,37 \pm 0,12) \cdot 79,366 \text{ fb}^{-1}} = (33 \pm 16 \pm 1,8) \text{ fb} \quad (4.2)$$

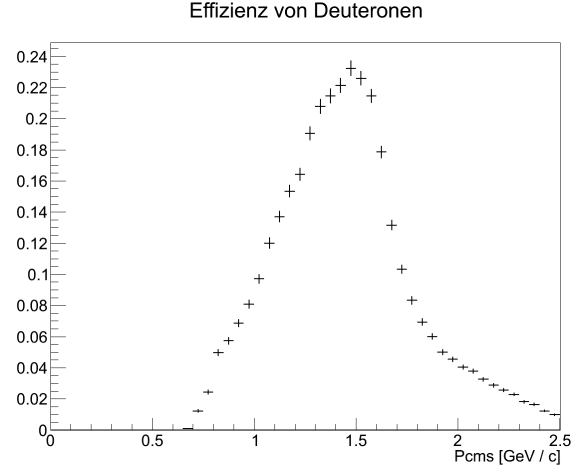


Abbildung 4.2: Mithilfe eines Monte-Carlos berechnete Effizienz für Deuteronen in Abhängigkeit des Impulses im Schwerpunktsystem.



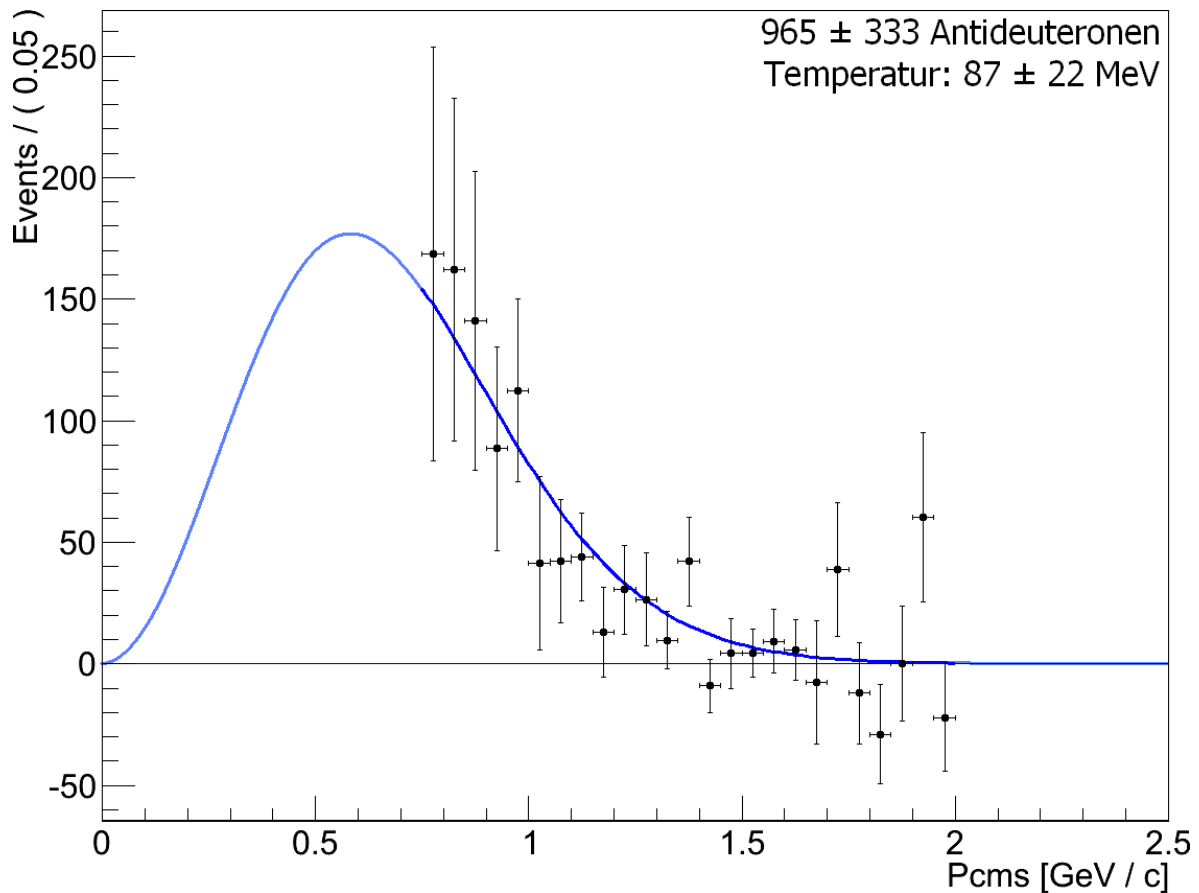


Abbildung 4.3: Effizienzkorrigierte Verteilung der Antideuteronen im Kontinuum mit Maxwell-Boltzmann-Fit (Blaue Kurve).

## 4.2 Deuteronen aus $\Upsilon$ -Zerfällen

Für die  $\Upsilon(1S)$ -,  $\Upsilon(2S)$ - und  $\Upsilon(3S)$ -Resonanz werden zur Erstellung des Fits mit der Maxwell-Boltzmann-Kurve jeweils die gleichen Schritte durchgeführt wie für das Kontinuum.

Um nur den resonanten Anteil zu erhalten, wird das Kontinuum, skaliert mit der integrierten Luminosität, abgezogen. Weil der resonante Anteil eine andere Temperatur hat, kann nicht der komplette Wirkungsquerschnitt am Ende abgezogen werden, sondern der Kontinuumsbeitrag wird für jedes Bin abgezogen. Hierbei wird nicht, wie bei dem Seitenband, die Anzahl der Ereignisse im entsprechenden Bin abgezogen, sondern die auf die integrierte Luminosität normierte Fläche unter der Kurve. Dies hat den Vorteil, dass sich statistische Fehler z.T. ausgleichen. Dadurch können keine künstlichen Peaks durch ein ungewöhnlich niedrigen Wert im Kontinuum entstehen.

Erst danach wird der resonante Teil der Antideuteronen ebenfalls mit einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung gefittet. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.4 bis 4.6 zu sehen. Hierbei sind Untergrund vom Seitenband und Kontinuumsbeitrag bereits abgezogen und das Ergebnis mit der impulsabhängigen Effizienz korrigiert.

Die  $\Upsilon(4S)$  und  $\Upsilon(5S)$  Resonanz eignen sich hierzu nicht, weil diese hauptsächlich in B-Mesonen zerfallen. Deren Zerfall produziert einen so großen Untergrund, dass der Unterschied

zum Kontinuum in den Fehlern verschwindet. Auch Deuteronen eignen sich nicht für diese Untersuchung, da sie zu stark durch aus dem Detektor selbst stammenden Deuteronen verunreinigt sind.

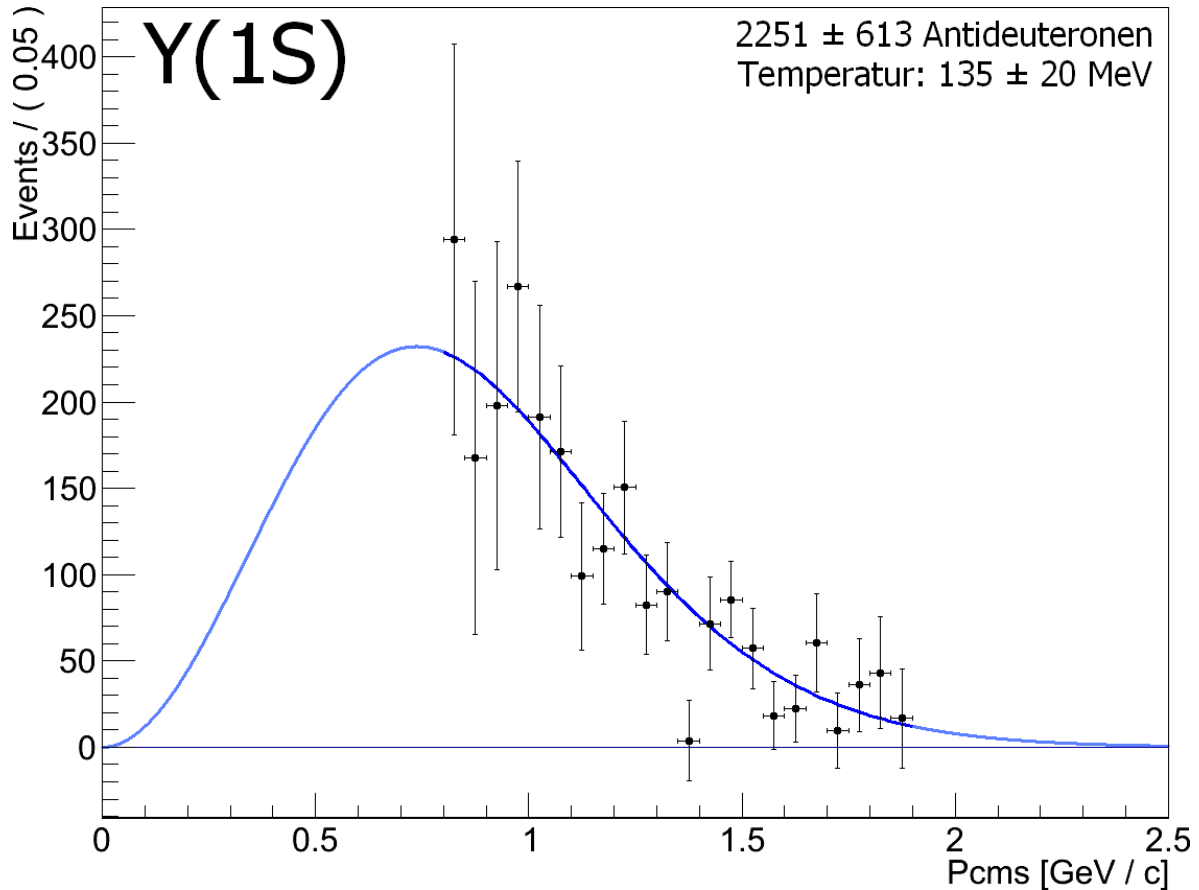


Abbildung 4.4: Effizienzkorrigierte Impulsverteilung der Antideuteronen aus  $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen. Hellblau eingezeichnet: Die Fitkurve des Feuerball-Modells.

Macht man wie für das Kontinuum die Annahme, dass diese auch außerhalb des gefitteten Bereiches zutrifft, lassen sich aus dem Fit die Gesamtzahl der Ereignisse und das Verzweigungsverhältnis berechnen. Hierbei muss man wieder durch den Anteil der im gemessenen Impulsbereich liegenden Deuteronen teilen. Dieser ist in Tabelle 4.1 als Korrekturfaktor ausgewiesen. Danach lässt sich das Verzweigungsverhältnis  $\Upsilon \rightarrow \bar{d} + \text{irgendwas}$  berechnen.

Resonanz	Anzahl im Fit	Temperatur	Korrekturfaktor	Anzahl gesamt
$\Upsilon(1S)$	$2251 \pm 612$	$(135 \pm 20)$ MeV	$0,515 \pm 0,060$	$4369 \pm 2723$
$\Upsilon(2S)$	$891 \pm 257$	$(134 \pm 26)$ MeV	$0,569 \pm 0,078$	$1567 \pm 1022$
$\Upsilon(3S)$	$452 \pm 130$	$(175 \pm 43)$ MeV	$0,612 \pm 0,073$	$739 \pm 473$

Tabelle 4.1: Anzahl der Antideuteronen in  $\Upsilon(1S)$ -,  $\Upsilon(2S)$ - und  $\Upsilon(3S)$ -Zerfällen.

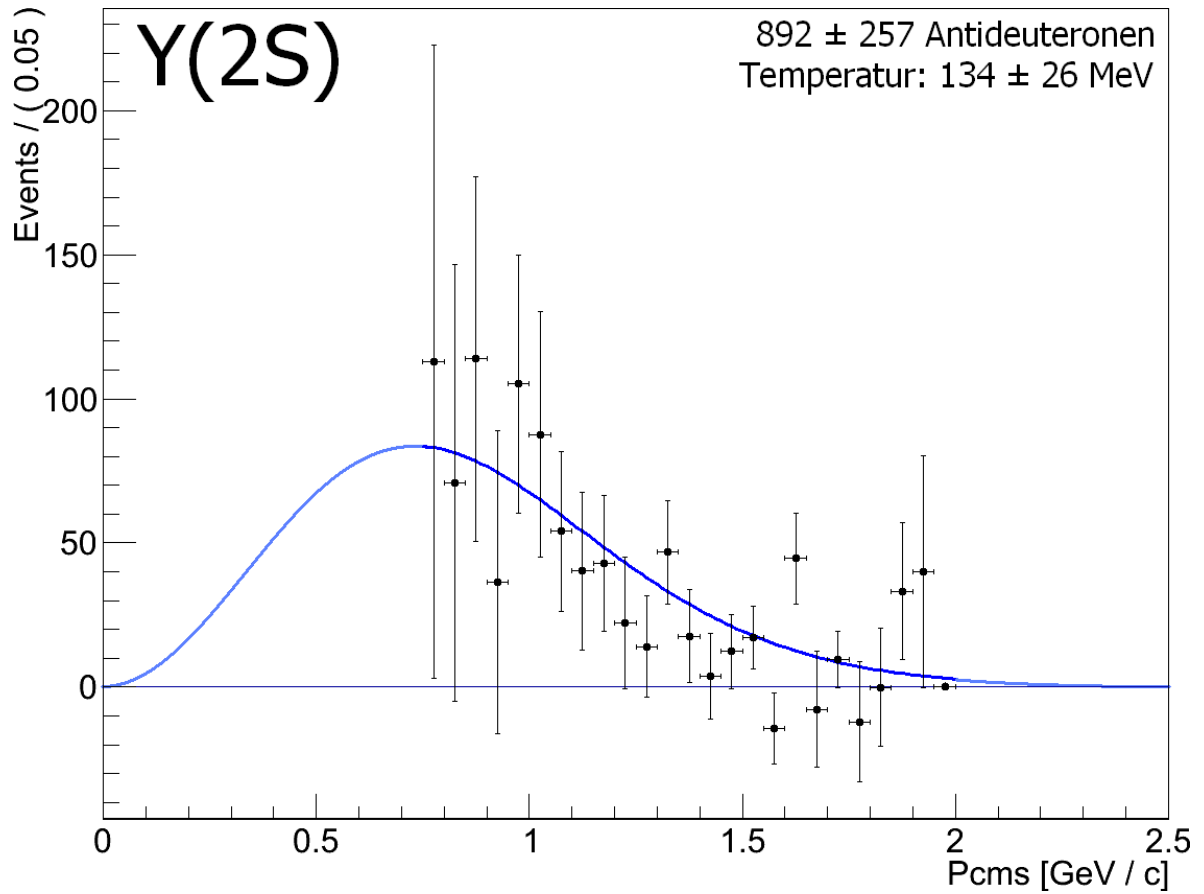


Abbildung 4.5: Effizienzkorrigierte Impulsverteilung der Antideuteronen aus  $\Upsilon(2S)$ -Zerfällen. Hellblau eingezeichnet: Die Fitkurve des Feuerball-Modells.

Resonanz	$L_{int}$	Zerfälle	Verzweigungsverhältnis	PDG Wert
$\Upsilon(1S)$	$69,88 \text{ fb}^{-1}$	120 Millionen	$(3,6 \pm 2,2 \pm 0,20) \cdot 10^{-5}$	$(2,86 \pm 0,28) \cdot 10^{-5}$
$\Upsilon(2S)$	$79,90 \text{ fb}^{-1}$	42 Millionen	$(3,7 \pm 2,4 \pm 0,21) \cdot 10^{-5}$	$(3,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-5}$
$\Upsilon(3S)$	$35,54 \text{ fb}^{-1}$	11 Millionen	$(6,7 \pm 4,3 \pm 0,38) \cdot 10^{-5}$	-

Tabelle 4.2: Verzweigungsverhältnis von  $\Upsilon \rightarrow \bar{d} + X$  und Vergleich mit [PDG10]. Die Anzahl der Zerfälle ist berechnet nach [SYI12], [TAJ07] und [ES12].

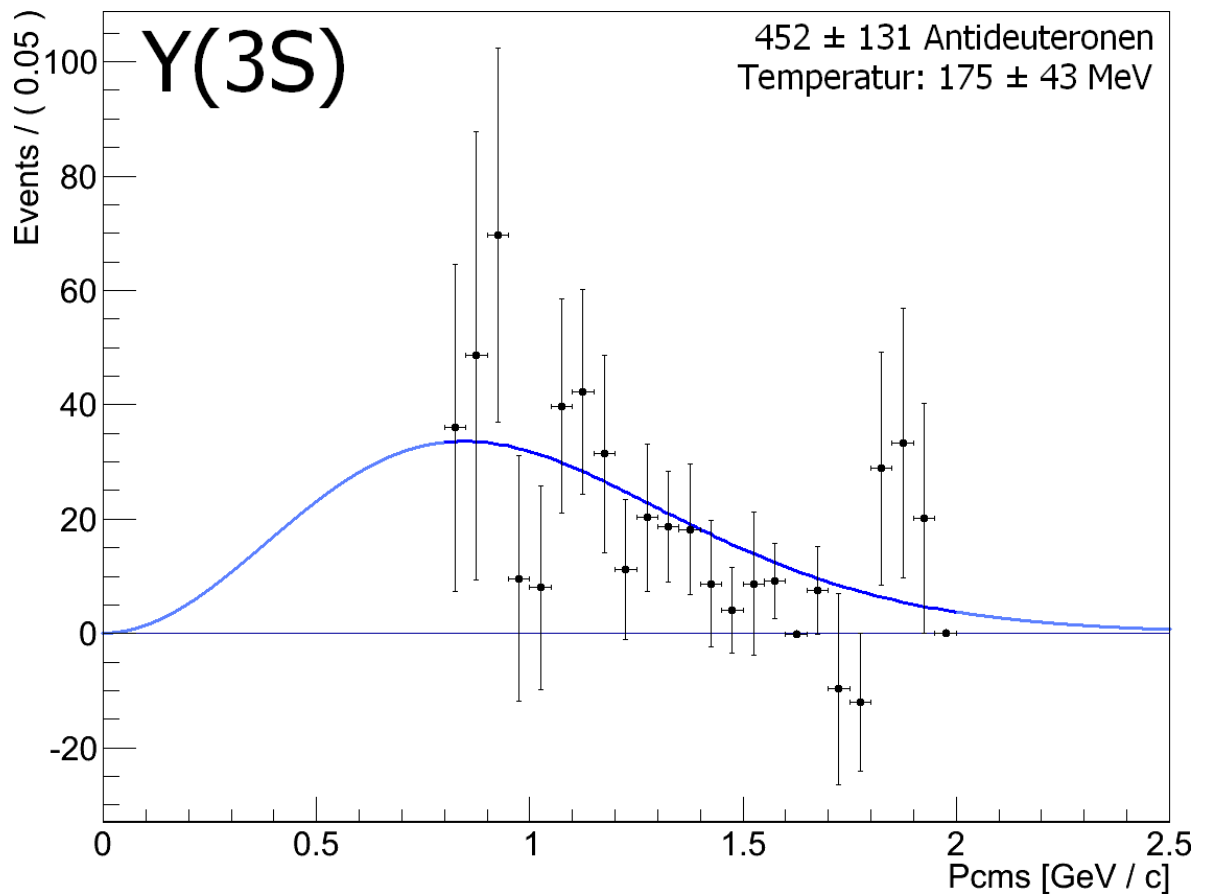


Abbildung 4.6: Effizienzkorrigierte Impulsverteilung der Antideuteronen aus  $\Upsilon(3S)$ -Zerfällen. Hellblau eingezeichnet: Die Fitkurve des Feuerball-Modells. Die Signifikanz gegenüber der Nullhypothese, dass es keinen resonanten  $\Upsilon(3S)$ -Beitrag gibt, beträgt  $6,9\sigma$ .

---

## 4.3 Antideuteronen aus bestimmten Zerfällen

### 4.3.1 Bestimmung der oberen Grenzen

In diesem Kapitel werden die oberen Grenzen von Zerfallswahrscheinlichkeiten bzw. Wirkungsquerschnitten konkreter Zerfälle bestimmt.

Für alle Zerfälle wird zunächst ein Monte-Carlo angefertigt. Anschließend werden Ereignisse in der gleichen Weise wie die Echtdata ausgewählt und in ein Histogramm mit den gewünschten Parametern eingetragen. Diese werden so gewählt, dass sich ein Peak ergibt. Meist kann dieser Peak mit einer Gaußkurve gefittet und auf diese Weise eine  $3\sigma$ -Umgebung bestimmt werden, im Prinzip funktioniert das Verfahren mit jeder beliebigen Umgebung. Anschließend bestimmt man seine Effizienz zu:

$$\varepsilon_{ff} = \frac{\# \text{ Teilchen in der } 3\sigma\text{-Umgebung}}{\# \text{ Simulierte Teilchen}} \quad (4.3)$$

Üblicherweise wird auch der Untergrund durch ein Monte-Carlo bestimmt oder analytisch berechnet. Beides ist in dieser Analyse nicht möglich, da der Untergrund hauptsächlich aus extrem großen Ausreißern besteht. Für eine analytische Handhabung enthält er zu viel Struktur. Um ausreichend Statistik zu bekommen, müsste ein Monte-Carlo einige Milliarden Ereignisse haben, was die uns zur Verfügung stehende Rechenkapazität um ein Vielfaches übersteigt. Stattdessen wird der Untergrund durch einen Seitenband Cut ermittelt, was bedeutet, dass eine Fläche um alle Seiten der  $3\sigma$ -Umgebung herum betrachtet wird. Die Anzahl der Teilchen in dieser Fläche wird, normiert auf die Fläche der  $3\sigma$ -Umgebung, als Schätzung für den Untergrund innerhalb derselben verwendet. Das ist legitim, wenn sich der Untergrund im Bereich dieser Fläche nicht stark ändert.

Ist der Untergrund linear, also eine Gerade oder (Hyper-)Ebene, so kann man zeigen, dass die Schätzung bis auf den statistischen Fehler exakt ist. Bei einem konkaven Untergrund wird dieser überschätzt, was für die Analyse kein Problem darstellt. Das Upper Limit ist in diesem Fall lediglich ein wenig größer als es sein müsste. Aufpassen muss man bei einem konvexen Untergrund, da dieser unterschätzt wird. Dies könnte z.B. passieren, wenn ein Peak innerhalb der  $1\sigma$ -Umgebung eines anderen Peaks sitzt; dies ist in dieser Analyse aber nicht der Fall und wird daher nicht weiter behandelt.

Da die einzelnen Ereignisse nicht korreliert sind, darf man annehmen, dass die Anzahl der Ereignisse Poisson verteilt ist. Dies gilt sowohl für den Untergrund als auch für das Signal. Die Poisson-Verteilung ist gegeben durch [BRO05, S. 780]

$$p_{\lambda}(k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda} \quad (4.4)$$

wobei  $\lambda$  der Erwartungswert an Ereignissen ist und  $p$  die Wahrscheinlichkeit, dass tatsächlich  $k$  Ereignisse auftreten. Erwartet man  $b$  Ereignisse für den Untergrund und  $s$  Ereignisse im Signal, ergibt die Summe wieder eine Poisson-Verteilung mit dem Erwartungswert  $\lambda = s + b$ . [CSL11]

Sei nun  $N$  die Anzahl der tatsächlich beobachteten Ereignisse und  $w$  das Konfidenzintervall, welches meist 90% gewählt wird. Die Frage ist nun, wie groß  $s$  gewählt werden darf, sodass die Wahrscheinlichkeit  $1 - w$  beträgt, genau  $N$  Ereignisse oder weniger zu beobachten, d.h.:

$$\sum_{k=0}^N \frac{(s+b)^k}{k!} e^{-(s+b)} \leq 1 - w \quad (4.5)$$

Gleichung 4.5 muss im Allgemeinen numerisch gelöst werden. Für  $N = 0$  lässt sich jedoch eine analytische Lösung für  $s$  einfach berechnen. Hier vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$e^{-(s+b)} \leq 1 - w \quad \Leftrightarrow \quad s \leq \ln\left(\frac{1}{1-w}\right) - b \quad (4.6)$$

### 4.3.2 Suche nach $\overline{{}^3\Lambda\text{H}}$ und dem kaonischen Anticluster $\overline{\text{S}^+}$

Sowohl das Antiteilchen des in [FOP05] gesehene stark gebundene Kaon-Clusters ( $\overline{\text{S}^+}$ ) als auch Antihyperwasserstoff können in  $\overline{\text{d}} + \overline{\text{p}} + \pi^+$  zerfallen. Die Identifikation dieses Zerfalls erfolgt durch die Berechnung der invariante Masse.

$$m_{inv} = \sqrt{\left(\sum_i \frac{E_i}{c^2}\right)^2 - \left(\sum_i \frac{\vec{p}_i}{c}\right)^2} = \sqrt{\left(\sum_i \sqrt{m_i^2 + \frac{p_i^2}{c^2}}\right)^2 - \left(\sum_i \frac{\vec{p}_i}{c}\right)^2} \quad (4.7)$$

Für jedes paar aus einem Antideuteron, Antiproton und  $\pi^+$  wird die invariante Masse berechnet und in ein Histogramm eingetragen. Die Kriterien für einen Deuteronen-Kandidaten sind in Kapitel 3.3 festgelegt. Alle anderen Teilchen werden nach den Standardkriterien der Arbeitsgruppe erkannt.

In [FOP05] wurde aufgrund der großen Zahl an Teilchen, die in hadronischen Experimenten entstehen, die Bedingung eingeführt, dass das Proton und das Pion aus einem Lambda-Zerfall stammen. Da in Belle sowohl das Antideuteron als auch das Antiproton meist eindeutig sind, ist diese Bedingung nicht notwendig.

Die Effizienz des Verfahrens ist mithilfe einer Monte-Carlo-Simulation in Abhängigkeit des Impulses des  $\overline{{}^3\Lambda\text{H}}$  bzw.  $\overline{\text{S}^+}$  bis 5 GeV errechnet. Die Impulsverteilung kann aufgrund der zu geringen Statistik nicht im Experiment bestimmt werden. Stattdessen wird eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung mit der gemittelten Temperatur der Deuteronen angenommen. Die impulsabhängige Effizienz wird, mit der normierten Impulsverteilung gewichtet, numerisch integriert. Dieses Verfahren ist notwendig, um den Fehler der Temperatur zu berücksichtigen. Die gemittelte Temperatur ist:

$$T := \frac{\sum_{i=1}^3 \left(\frac{1}{\Delta T_i}\right)^2 \cdot T_i}{\sum_{i=1}^3 \left(\frac{1}{\Delta T_i}\right)^2} = 139 \pm 15 \text{ MeV} \quad (4.8)$$

Die ermittelten Effizienzen in einem  $3\sigma$ -Bereich um den jeweiligen Peak sind:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ff}(\overline{{}^3\Lambda\text{H}}) &= (0,957 \pm 0,025 \pm 0,157)\% = (0,96 \pm 0,16)\% \\ \varepsilon_{ff}(\overline{\text{S}^+}) &= (5,263 \pm 0,070 \pm 0,835)\% = (5,26 \pm 0,84)\% \end{aligned} \quad (4.9)$$

Der erste Fehler ist die statistische Unsicherheit, die aus der Anzahl der 250 000 simulierten Ereignissen resultiert. Der zweite Fehler stammt aus der Unsicherheit der Temperatur und ist definiert als:

$$\Delta\varepsilon_{ff}(\Delta T) := \frac{1}{2} |\varepsilon_{ff}(T + \Delta T) - \varepsilon_{ff}(T - \Delta T)| \quad (4.10)$$

Um eine obere Grenze des Wirkungsquerschnittes anzugeben, wird eine Abschätzung für den Untergrund benötigt. Dieser ist in den Echtdaten mit einer Landau-Verteilung gefittet. Das Integral der Landau-Verteilung in einem Bereich von  $3\sigma$  um den  $\overline{{}^3\Lambda\text{H}}$  Peak ergibt den

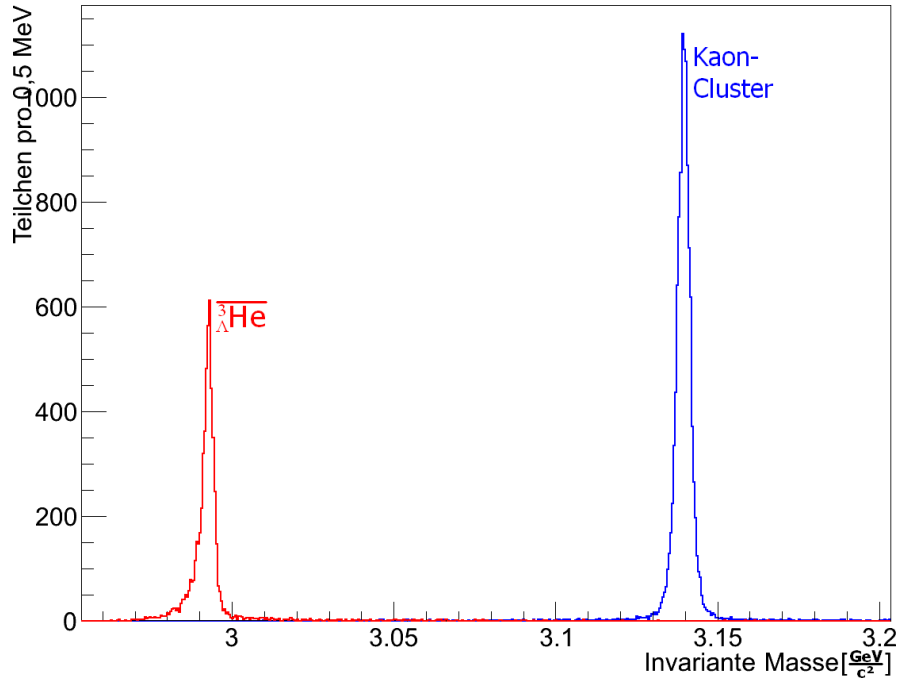


Abbildung 4.7: Monte-Carlo-Simulation des Zerfalls des kaonischen Anticlusters  $\overline{S}^+$  (in blau) sowie  $\overline{^3_{\Lambda}H}$  (in rot) in ein Antideuteron, ein Antiproton und ein  $\pi^+$ . Aufgetragen ist das Spektrum der invarianten Masse.

geschätzten Untergrund, in diesem Fall 0,31 Ereignisse. Tatsächlich ist in diesem Intervall kein einziges Ereignis vorhanden, sodass sich die obere Grenze sofort aus Gleichung 4.6 ergibt:

$$s \leq \ln\left(\frac{1}{1 - 90\%}\right) - b = \ln(10) - 0,31 = 1,99 \quad (4.11)$$

Zusammen mit der Kenntnis der Effizienz von 0,96% und der integrierten Luminosität von  $980,01 \text{ fb}^{-1}$  lässt sich eine obere Grenze des Wirkungsquerschnittes der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \overline{^3_{\Lambda}H}$ ,  $\overline{^3_{\Lambda}H} \rightarrow \overline{d} + \overline{p} + \pi^+$  ermitteln unter der Voraussetzung, dass die angenommene Maxwell-Boltzmann-Verteilung korrekt ist:

$$\sigma_H = \frac{s}{\varepsilon_{ff} L_{int}} \leq \frac{1,99}{0,96\% \cdot 980,01 \text{ fb}^{-1}} = 0,21 \text{ fb} \quad (4.12)$$

An der Masse des Kaon-Clusters  $\overline{S}^+$  gibt es eine Häufung, die mit einem unbinned Fit eine Signifikanz von  $2,9\sigma$  aufweist. Dies ist für einen Hinweis auf ein Teilchen zu wenig, da es sich mit knapp 0,2% Wahrscheinlichkeit um eine zufällige Häufung handeln könnte, aber genug damit sich Lage und Breite der Häufung im Experiment bestimmen lassen. Die Häufung liegt bei einer Masse von  $3,1478 \text{ GeV}$  und hat eine Breite von  $0,0043 \text{ GeV}$ . Unter den gleichen Annahmen wie oben liegen innerhalb der  $3\sigma$ -Umgebung dieses Peaks 46 Ereignisse. Die Abschätzung des Untergrunds beträgt 32,7 Ereignisse. Die numerische Lösung von Gleichung 4.5 besagt, dass mit 90% Wahrscheinlichkeit 23,2 Ereignisse oder weniger vorhanden sind. Die obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \overline{S}^+, \overline{S}^+ \rightarrow \overline{d} + \overline{p} + \pi^+$ , wieder unter der Voraussetzung, dass die angenommene Maxwell-Boltzmann-Verteilung stimmt, ist:

$$\sigma_S \leq \frac{23,2}{5,26\% \cdot 980,01 \text{ fb}^{-1}} = 0,45 \text{ fb} \quad (4.13)$$

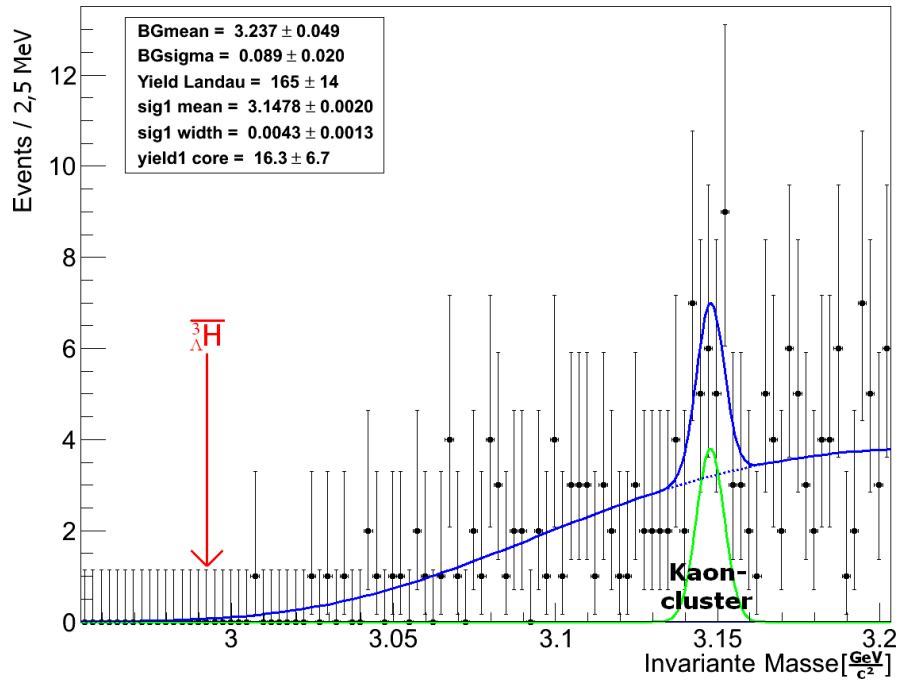


Abbildung 4.8: Invariantes Massenspektrum von Antideuteron + Antiproton +  $\pi^+$ . Bei dem Peak handelt es sich möglicherweise um das Antiteilchen des in [FOP05] gesehenen Kaon-Clusters  $\bar{S}^+$ . Es wird der gesamte Echtdatensatz verwendet.



### 4.3.3 Suche nach angeregtem $\overline{^3\text{He}}^*$

Wird ein angeregter Antikern mit genügend Anregungsenergie produziert, kann dieser eins seiner Antinukleonen abgeben. Dies kann entweder ein Antiproton oder Antineutron sein. Da der Belle Detektor Antineutronen nicht nachweisen kann, beschränkt sich diese Analyse auf die Emission eines Antiprotons. Zusammen mit dem Deuteron müsste der Mutterkern also ein  $\overline{^3\text{He}}^*$  sein.

Im invarianten Massenspektrum von Antiprotonen und Antideuteronen (Abbildung 4.9) ist kein eindeutiger Peak zu erkennen. Allerdings gibt es eine Häufung von 8 Ereignissen bei einer Energie von 2 MeV bis 34 MeV über der Bindungsschwelle (linker Rand). Diese Anzahl ist zu niedrig, um eine statistisch signifikante Aussage treffen zu können.

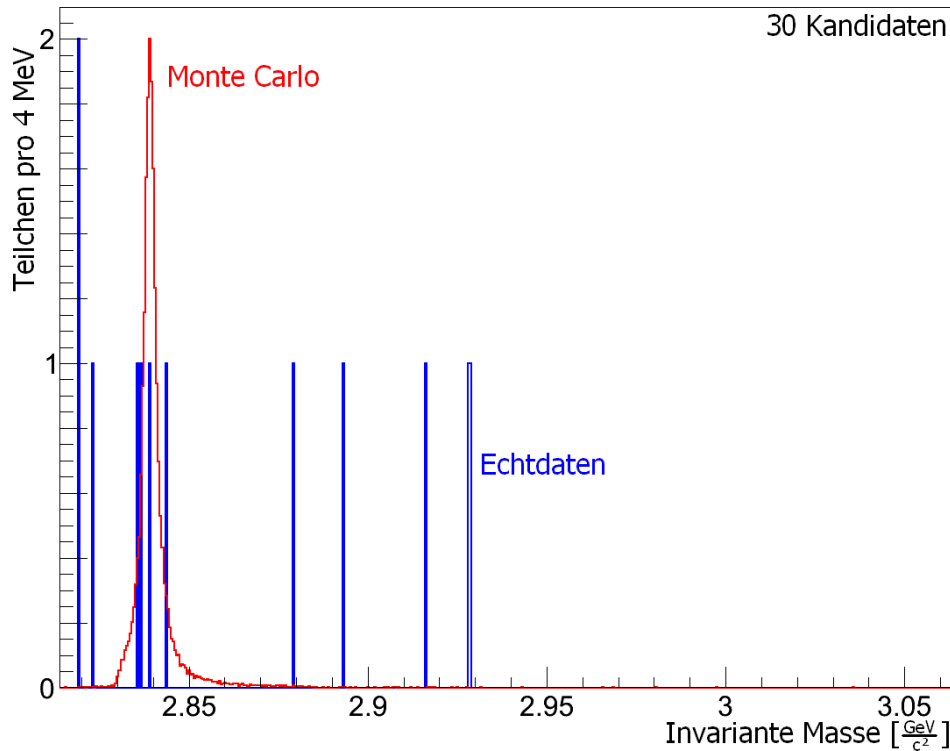


Abbildung 4.9: Invariantes Massenspektrum von Antideuteron + Antiproton (in blau) überlagert mit dem Zerfall eines hypothetischen angeregten  $\overline{^3\text{He}}^*$ -Zustands 25 MeV über der Zerfallsschwelle mit einer Breite von 3 MeV im Monte-Carlo (in rot). Die ersten 8 Kandidaten könnten von solch einem Zerfall stammen. Für eine detaillierte Analyse reicht jedoch die Zahl der Ereignisse nicht aus.

Um den Untergrund zu bestimmen, wurde die invariante Masse aus jeweils einem Antideuteronen mit dem Antiprotonen aus einem anderen Event kombiniert. Da auch in dieser Abbildung (4.10) eine Häufung zu sehen ist, die noch nicht verstanden ist, wird an dieser Stelle auf eine Signifikanzbestimmung wie oben verzichtet. Stattdessen soll eine obere Grenze für die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \overline{^3\text{He}}^*$ ,  $\overline{^3\text{He}}^* \rightarrow \bar{d} + \bar{p}$  angegeben werden unter der Annahme, dass kein Untergrund vorhanden ist. Dies macht die obere Grenze etwas größer als nötig, aber nicht falsch. Mit 90%-iger Wahrscheinlichkeit sind weniger als 11,8 Teilchen im Experiment vorhanden. Die Effizienz wurde in einem Monte-Carlo bestimmt zu  $\varepsilon_{ff} = 9,5\%$ . Damit ergibt

sich für den Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{He} \leq \frac{11,8}{9,5\% \cdot 980,01 \text{ fb}^{-1}} = 0,13 \text{ fb} \quad (4.14)$$

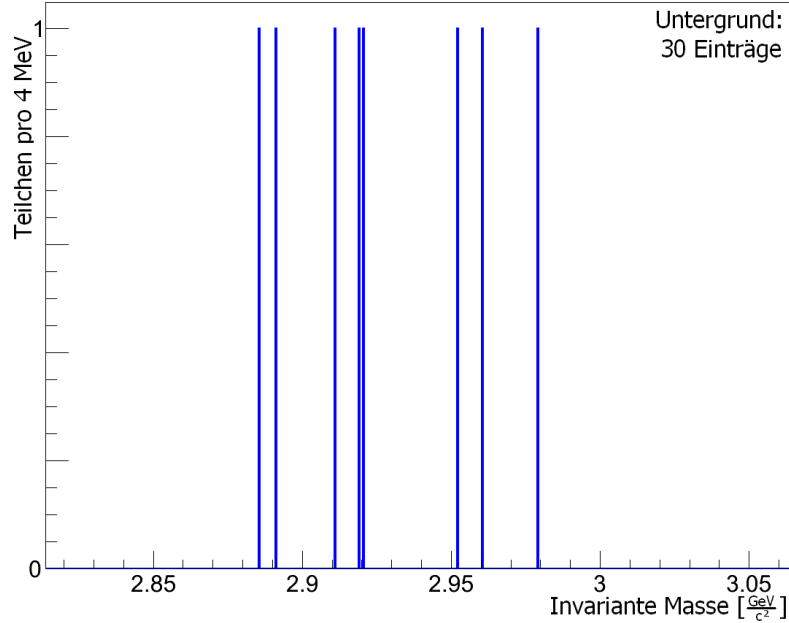


Abbildung 4.10: Untergrund im invarianten Massenspektrums von Antideuteronen und Antiprotonen aus verschiedenen Events. Da hier um  $m_{inv} = 2,9 \text{ GeV}$  ebenfalls eine Häufung zu sehen ist, wird auf die Signifikanzbestimmung verzichtet.

#### 4.3.4 Deuteron-Antideuteron-Paare aus B-Zerfällen

In diesem Kapitel wird nach B-Zerfällen in Deuteron-Antideuteron-Paare gesucht. Zunächst wird der Kontrollkanal  $B^\pm \rightarrow J/\Psi + K^\pm \rightarrow p \bar{p} K$  untersucht und das Verzweigungsverhältnis mit dem PDG-Wert verglichen, um die Funktionalität der Methode zu überprüfen. Anschließend wird die obere Grenze des Verzweigungsverhältnisses der Kanäle  $B^\pm \rightarrow d \bar{d} K^\pm$  und  $B^0 \rightarrow d \bar{d}$  bestimmt.

Zur Identifikation von B-Zerfällen wird die sogenannte **Beam Constrained Mass** verwendet. Im Gegensatz zur invarianten Masse wird die Energie nicht aus den Impulsen der Teilchen, sondern aus den Strahlparametern berechnet. Diese sind genauer bekannt und die Peaks werden schärfer. Das funktioniert im Belle Experiment nur für  $\Upsilon$ - und B-Mesonen, da diese im Schwerpunktsystem nahezu in Ruhe sind. Die Beam Constrained Mass ist wie folgt definiert:

$$m_{BC} = \sqrt{\left(\frac{1}{2} \frac{E_{cm}}{c^2}\right)^2 - \left(\sum_i \frac{\vec{p}_i}{c}\right)^2} \quad (4.15)$$

Sie ist unabhängig von den gemessenen Energien der Teilchen. Diese eignen sich für eine zusätzliche Konsistenzüberprüfung, denn ist der Gesamtimpuls null, vereinfacht sich Formel

4.7 zu:

$$m = \sum_i \left( \frac{E_i}{c^2} \right)$$

Damit lässt sich die Differenz zu der Ruheenergie des zerfallenen B-Mesons ( $m_b c^2$ ) berechnen:

$$\Delta E = (m_b c^2 - m) c^2 = \frac{1}{2} E_{cm} - \sum_i E_i \quad (4.16)$$

Die Auswahlkriterien aus Kapitel 3.3 werden nicht angewendet, stattdessen zählt als Kandidat für ein Deuteron-Antideuteron-Paar, wenn

- (a) das zweite Fox Wolfram Element des Ereignisses ein  $R_2 < 0,4$  hat. Dies ist bei Belle ein Standard Auswahlkriterium für den  $\Upsilon(4S)$ -Zerfall in B-Mesonen.
- (b) beide Teilchen ein gemessenes  $\frac{m}{Q}$  zwischen  $1,75 \frac{\text{GeV}}{ec^2}$  und  $2,15 \frac{\text{GeV}}{ec^2}$  haben,
- (c) beide Teilchen einen Energieverlust von  $\frac{dE}{dx} > 1,5 \frac{\text{keV}}{\text{cm}}$  haben. Dies unterdrückt den Untergrund aus Elektronen und Pionen, die sehr zahlreich vorkommen.
- (d)  $\Delta E$  und  $m_{bc}$  des Paares jeweils innerhalb der aus dem Monte-Carlo gefitten  $3\sigma$ -Umgebung liegt (roter Kasten in Abbildung 4.14).

**Kontrollkanal:  $B^\pm \rightarrow J/\Psi + K^\pm \rightarrow p \bar{p} K$**

Um die Funktionalität der Methode zu überprüfen, wird zunächst der bekannte Kanal  $B^\pm \rightarrow J/\Psi + K^\pm \rightarrow p \bar{p} K$  analysiert. Das Verzweigungsverhältnis für  $B^\pm \rightarrow J/\Psi + K^\pm$  wird in [PDG10] mit  $(1,014 \pm 0,034) \cdot 10^{-3}$  angegeben und  $J/\Psi \rightarrow p \bar{p}$  mit  $(2,17 \pm 0,07) \cdot 10^{-3}$ . Für die Reaktion  $\Upsilon(4S) \rightarrow B^+ B^-$  beträgt sie  $51,6\% \pm 0,6\%$ . Für die komplette Reaktion bedeutet dies ein Verzweigungsverhältnis von  $\mathcal{B} = (1,135 \pm 0,054) \cdot 10^{-6}$ .

Analog zu dem Zerfall in Deuteronen bestimmt sich die Lage und Breite des Protonen- und Antiprotonenpeaks aus einem Monte-Carlo:

$$\begin{aligned} \frac{m}{Q_{Proton}} &= (0,918 \pm 0,052) \frac{\text{GeV}}{c^2} \\ \frac{m}{Q_{Antiproton}} &= (-0,926 \pm 0,062) \frac{\text{GeV}}{c^2} \end{aligned} \quad (4.17)$$

Für die Echtdata wird wieder ein separater Fit für die Position erstellt. Dieser liegt bei:

$$\begin{aligned} \frac{m}{Q_{Proton}} &= 0,940 \frac{\text{GeV}}{c^2} \\ \frac{m}{Q_{Antiproton}} &= -0,951 \frac{\text{GeV}}{c^2} \end{aligned} \quad (4.18)$$

Ein (Anti-)Proton gilt als erkannt, wenn es sich in einer  $2\sigma$ -Umgebung um den Peak befindet. Zusätzlich werden die Auswahlkriterien  $|\Delta E| < 0,03 \text{ GeV}$  und  $3 < m_{inv p \bar{p}} = m_{J/\Psi} < 3,2$  angewendet. Diese haben sich in [MWA10] als brauchbar erwiesen.

Bei 25 000 Monte-Carlo-Zerfällen liegt die Effizienz bei  $\varepsilon_{ff} = 9,42 \pm 0,19\%$ . In den Echtdata sind  $N = 771\,581\,000$   $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen enthalten. Dies ergibt ein Verzweigungsverhältnis von

$$\mathcal{B} = \frac{n}{2 \cdot \varepsilon_{ff} \cdot N} = (1,025 \pm 0,099 \pm 0,057) \cdot 10^{-6} \quad (4.19)$$

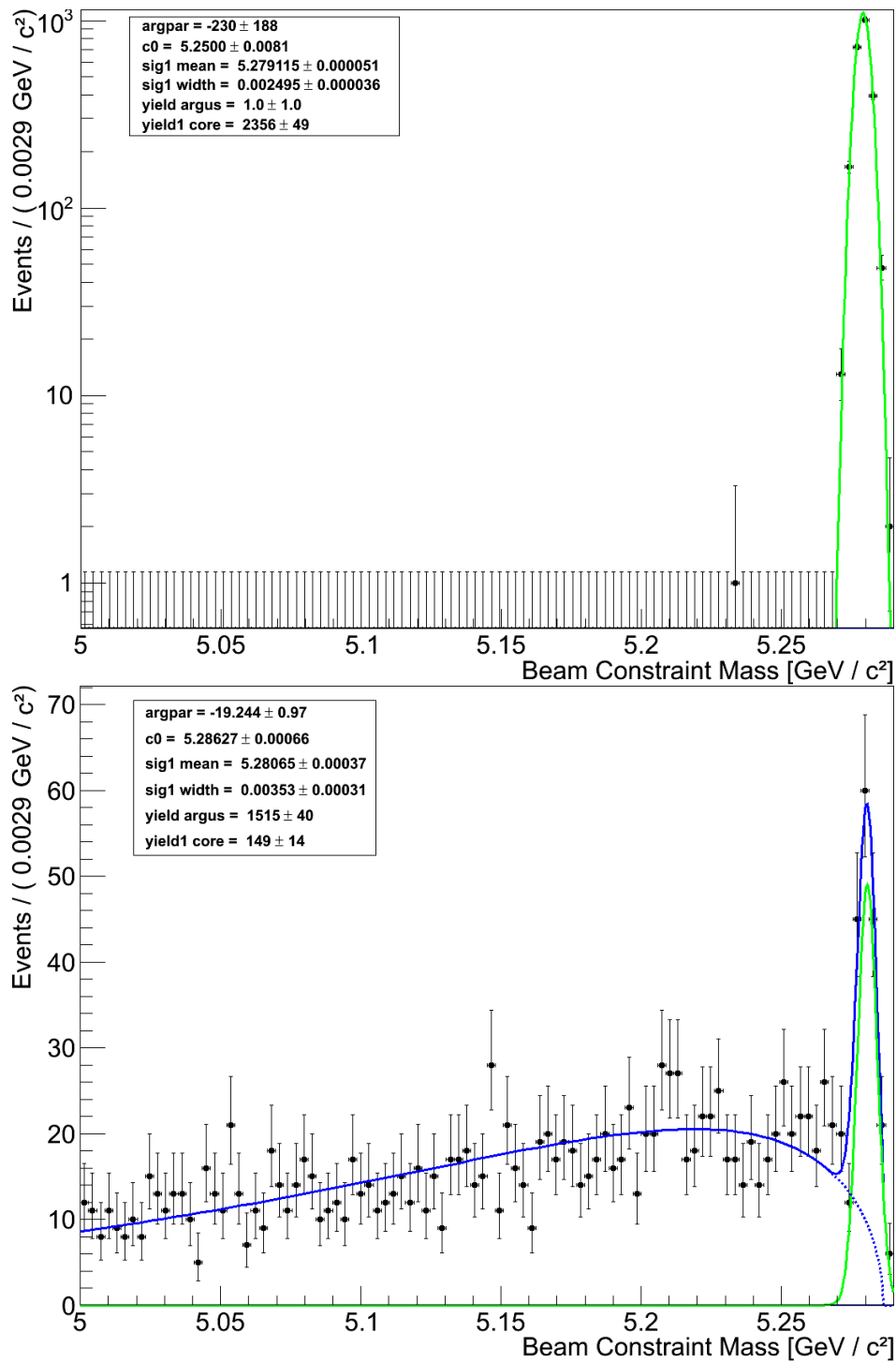
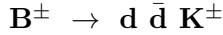


Abbildung 4.11:  $B^\pm \rightarrow p \bar{p} K^\pm$  im Monte-Carlo (oben) und in den Echtdate (unten).

Diese stimmt im Rahmen des Fehlers mit dem PDG-Wert überein, was zeigt, dass die Methode funktioniert. Der größere Fehler erklärt sich aus der geringeren Effizienz im Vergleich zu der üblichen Identifikationsmethoden wie sie z.B. in [MWA10] benutzt wird. Dies hängt vor allem

damit zusammen, dass die Methode für schwerere Teilchen und starke Unterdrückung des Untergrundes optimiert ist.



Der Zerfall von  $B^\pm$ -Mesonen in  $p \bar{p} K$  wurde bereits nachgewiesen [PDG10]. In diesem Kapitel soll überprüft werden, ob der Zerfall von  $B^\pm$ -Mesonen in  $d \bar{d} K$  ebenfalls möglich ist. Die Vorgehensweise und die verwendeten Auswahlkriterien sind die gleichen wie im letzten Kapitel. Zusätzlich wird verlangt, dass alle Teilchen aus demselben Vertex stammen. Das Ergebnis des Monte-Carlo ist in Abbildung 4.12 zu sehen.

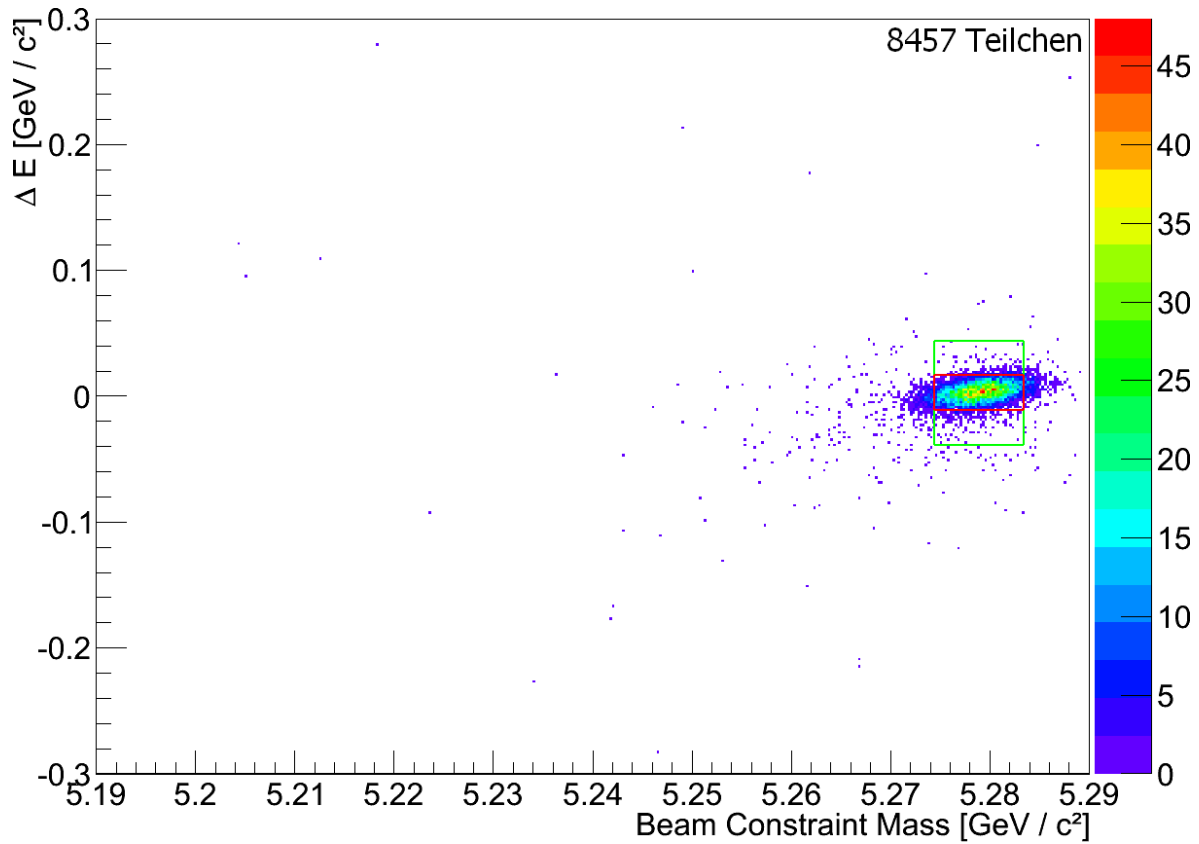


Abbildung 4.12: Monte-Carlo-Simulation von  $B^\pm \rightarrow K^\pm d \bar{d}$ .  $\Delta E$  aufgetragen gegen  $m_{bc}$ .

Die gefitteten Werte aus dem Monte-Carlo sind:

$$\begin{aligned}
 \Delta E &= (-0,0025 \pm 0,0092) \text{ GeV} \\
 m_{BC} &= (5,2789 \pm 0,0030) \frac{\text{GeV}}{c^2} \\
 \varepsilon_{ff} &= \frac{6400}{100000} = 6,40\%
 \end{aligned}
 \tag{4.20}$$

Wie man in Abbildung 4.13 sieht, befindet sich weder innerhalb der  $3\sigma$ -Umgebung (roter Kasten) noch innerhalb der Fläche, mit welcher der Untergrund ermittelt werden soll (grüne

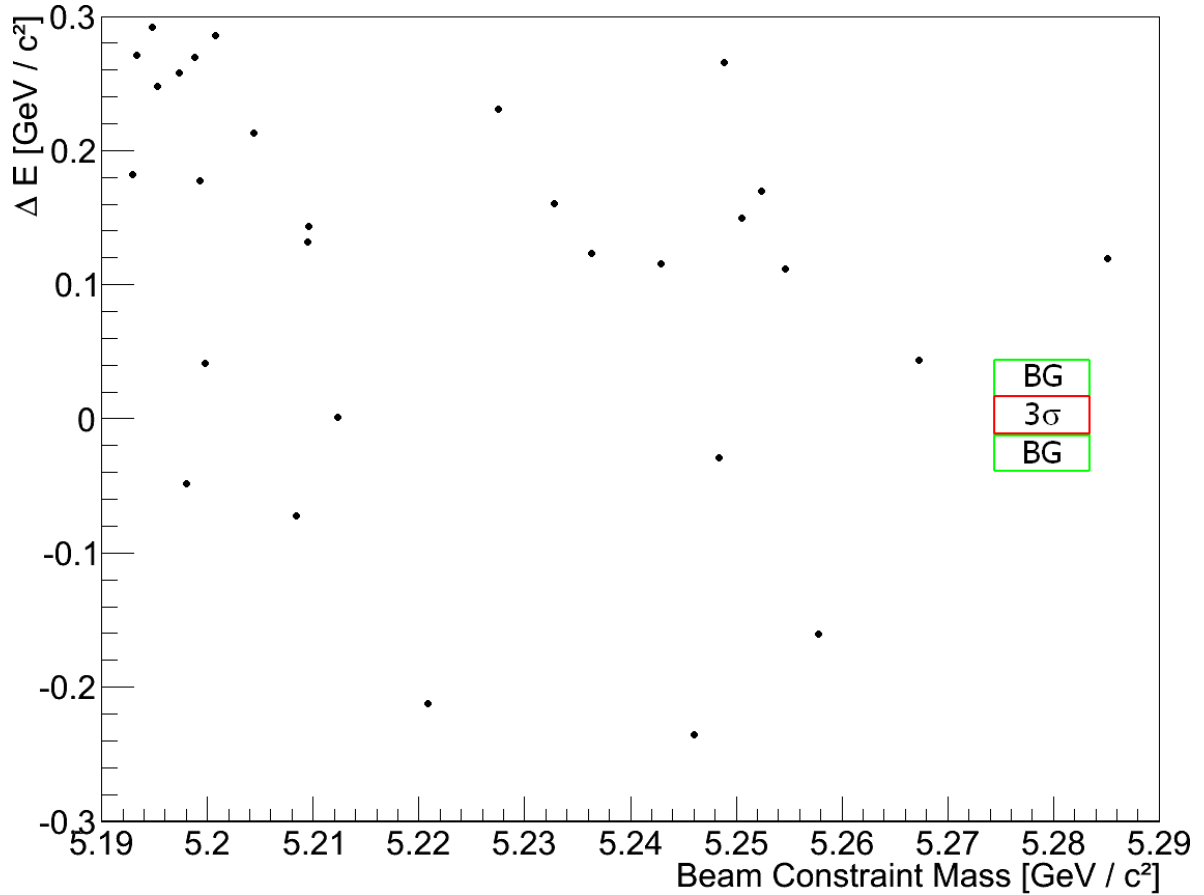


Abbildung 4.13: Echtdaten unter den gleichen Auswahlkriterien wie in Abbildung 4.12. Der rote Kasten zeigt wie dort die  $3\sigma$ -Umgebung, der grüne Kasten ist 3 mal so breit und zeigt die Stelle an, an welcher der Untergrund geschätzt ist.

Kästen), ein Teilchen. Eingesetzt in Gleichung 4.6 ergibt sich:

$$s \leq \ln\left(\frac{1}{1 - 90\%}\right) - b = \ln(10) = 2,30 \quad (4.21)$$

Zusammen mit der Effizienz  $\varepsilon_{ff} = 6,4\%$  ergibt sich daraus, dass mit 90%-iger Wahrscheinlichkeit weniger als 36 der gesuchten Ereignisse im Experiment vorhanden sind. Bei 771 Millionen untersuchten  $B\bar{B}$ -Paaren entspricht das einer oberen Grenze des Verzweigungsverhältnisses von  $\mathcal{B} \leq 4,7 \cdot 10^{-8}$ .

### $B^0 \rightarrow d \bar{d}$

Mit der gleichen Vorgehensweise wird der Zerfall  $B^0 \rightarrow d \bar{d}$  untersucht. Die gefitteten Werte aus dem Monte-Carlo zu diesem Zerfall sind wie folgt. Die deutlich niedrigere Effizienz im Vergleich zum Zerfall  $B^\pm \rightarrow d \bar{d} K^\pm$  erklärt sich dadurch, dass die Deuteronen ohne das zusätzliche Kaon im Schnitt mehr kinetische Energie bekommen, dadurch schneller sind und sich schlechter nachweisen lassen. Aus diesem Grund und wegen der Tatsache, dass die (Anti-) Deuteron-Kandidaten meist eindeutig sind, wird a priori angenommen, dass beide Teilchen aus einem Vertex stammen.

$$\begin{aligned}
\Delta E &= (-0,004 \pm 0,019) \text{ GeV} \\
m_{BC} &= (5,260 \pm 0,011) \frac{\text{GeV}}{c^2} \\
\varepsilon_{ff} &= \frac{2526}{250000} = 1,010\%
\end{aligned}
\tag{4.22}$$

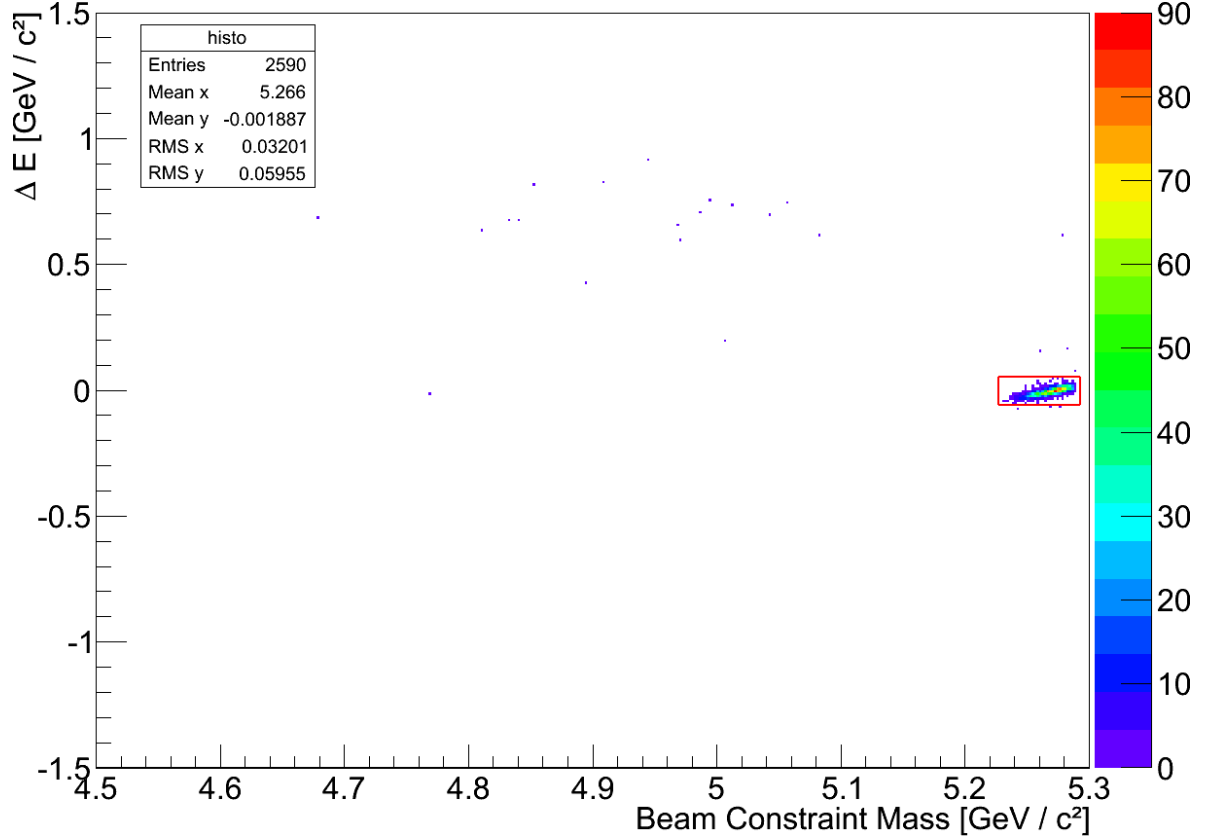


Abbildung 4.14: Monte-Carlo-Simulation von  $B^0 \rightarrow d \bar{d}$ .  $\Delta E$  aufgetragen gegen  $m_{bc}$ .

Wie man in Abbildung 4.15 sieht, befinden sich innerhalb der  $3\sigma$ -Umgebung (roter Kasten)  $N = 1$  Teilchen und in der Fläche, mit welcher der Untergrund ermittelt werden soll (grüne Kästen) keine Teilchen. Eingesetzt in Gleichung 4.5 ergibt sich:

$$\sum_{k=0}^1 \frac{s^k}{k!} e^{-s} = (1 + s) \cdot e^{-s} \leq 10\% \quad \Rightarrow \quad s < 3,89
\tag{4.23}$$

Zusammen mit der Effizienz  $\varepsilon_{ff} = 1,010\%$  ergibt sich daraus, dass mit 90%-iger Wahrscheinlichkeit weniger als 385 der gesuchten Ereignisse im Experiment vorhanden sind. Bei 771 Millionen untersuchten  $B\bar{B}$ -Paaren entspricht das einer oberen Grenze des Verzweungsverhältnisses von  $\mathcal{B} \leq 2,5 \cdot 10^{-7}$ .

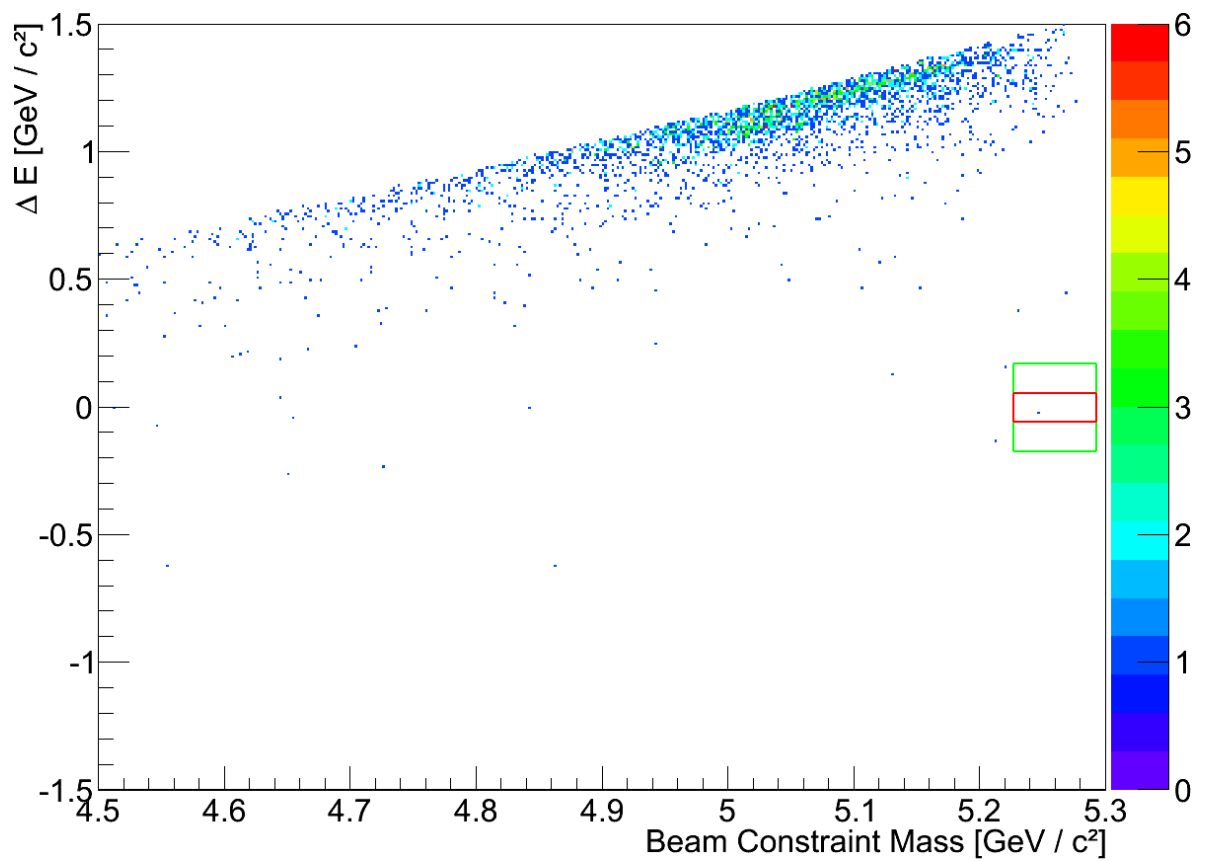


Abbildung 4.15: Echtdaten unter den gleichen Auswahlkriterien wie in Abbildung 4.14. Der rote Kasten zeigt, wie oben, die  $3\sigma$ -Umgebung. Der grüne Kasten ist 3 mal so breit und zeigt die Stelle an, an welcher der Untergrund geschätzt ist.



# Kapitel 5

## Zusammenfassung und Diskussion

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Methode entwickelt, um nach leichten Atomkernen in  $e^+e^-$ -Kollisionen des Belle Experiments zu suchen. Diese basiert auf der Berechnung der Ladung und der Masse in Abhängigkeit der Flugzeit, der magnetischen Rigidität  $p/Q$  und des Energieverlustes in der Driftkammer. Weitere Detektoren werden verwendet, um Untergrund zu unterdrücken. Die Effizienz der Methode hängt sehr stark vom Impuls der Teilchen ab und liegt zwischen 0% und 24%.

Deuteronen, Antideuteronen sowie Tritonen lassen sich nachweisen. Trotz der Forderung dass die Teilchenspur durch den Vertex verläuft, stammen die meisten Deuteronen und Tritonen nicht aus  $e^+e^-$ -Kollisionen, sondern aus Wechselwirkungen mit den Kernen in dem Strahlrohr oder dem Restgas. Die Eigenschaften dieser Teilchen geben keinen Aufschluss über die Entstehung von Kernen in  $e^+e^-$ -Kollisionen und wurden daher auch nicht analysiert.

Der Anteil der Deuteronen, die aus dem Kontinuum stammen, lässt sich mit einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung gut fitten. Die effektive Temperatur ist  $T_{\text{Kontinuum}} = (87 \pm 22)$  MeV. Der Wirkungsquerschnitt ist  $\sigma_{\text{Kontinuum}} = (33 \pm 16 \pm 1,8)$  fb.

Nach dem Abzug des Kontinuumbeitrages lässt sich der resonante Anteil wie in [CLE07] und [ARG89] ebenfalls mit einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung fitten. Die effektiven Temperaturen und Verzweigungsverhältnisse der  $\Upsilon(1S)$ - und  $\Upsilon(2S)$ -Resonanz stimmen mit den zitierten Papern im Rahmen der Fehler überein. Für die  $\Upsilon(3S)$ -Resonanz konnte erstmals eine effektive Temperatur und ein Verzweigungsverhältnis gemessen werden. Die Werte hierzu sind:

Resonanz	Temperatur	Verzweigungsverhältnis	PDG Wert
$\Upsilon(1S)$	$(135 \pm 20)$ MeV	$(3,6 \pm 2,2 \pm 0,20) \cdot 10^{-5}$	$(2,86 \pm 0,28) \cdot 10^{-5}$
$\Upsilon(2S)$	$(134 \pm 26)$ MeV	$(3,7 \pm 2,4 \pm 0,21) \cdot 10^{-5}$	$(3,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-5}$
$\Upsilon(3S)$	$(175 \pm 43)$ MeV	$(6,7 \pm 4,3 \pm 0,38) \cdot 10^{-5}$	-

Tabelle 5.1: Effektive Temperatur und Verzweigungsverhältnis der Antideuteronen in  $\Upsilon(1S)$ -,  $\Upsilon(2S)$ - und  $\Upsilon(3S)$ -Zerfällen.

Die effektiven Temperaturen der einzelnen Resonanzen stimmen ebenfalls im Rahmen der Fehler überein. Die gemittelte Temperatur beträgt  $(139 \pm 15)$  MeV.

Zudem wurde nach folgenden Zerfällen gesucht, in denen Antideuteronen entstehen könnten. Zweifelsfrei konnte keiner dieser Zerfälle identifiziert werden, weshalb für alle Zerfälle nur eine obere Schranke für den Wirkungsquerschnitt angegeben wird: In die Effizienzen geht die Annahme ein, dass die Impulsverteilung einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung mit der

Zerfall	Effizienz	Wirkungsquerschnitt
$\overline{\Lambda}^3\text{H} \rightarrow \overline{\text{d}} + \overline{\text{p}} + \pi^+$	$(0,96 \pm 0,16)\%$	$< 0,21 \text{ fb}$
$\overline{\text{S}}^+ \rightarrow \overline{\text{d}} + \overline{\text{p}} + \pi^+$	$(5,26 \pm 0,84)\%$	$< 0,45 \text{ fb}$
$\overline{\text{He}}^* \rightarrow \overline{\text{d}} + \overline{\text{p}}$	$(9,5 \pm 1,3)\%$	$< 0,13 \text{ fb}$

Tabelle 5.2: Effizienz und Wirkungsquerschnitt der untersuchten Zerfälle.

gemittelten Temperatur der Antideuteronen entspricht.

Der Zerfall von B-Mesonen in Deuteron-Antideuteron-Paare wurde nicht beobachtet. Ein Test der Methode erfolgt anhand des bekannten Verzweigungsverhältnisses  $\text{B}^\pm \rightarrow \text{J}/\Psi + \text{K}^\pm \rightarrow \text{p} + \overline{\text{p}} + \text{K}^\pm$ .

Für die Zerfallswahrscheinlichkeit lässt sich folgende obere Schranke angeben:

Zerfall	Verzweigungsverhältnis	PDG Wert
$\text{B}^\pm \rightarrow \text{J}/\Psi + \text{K}^\pm \rightarrow \text{p} + \overline{\text{p}} + \text{K}^\pm$	$(1,025 \pm 0,099 \pm 0,057) \cdot 10^{-6}$	$(1,135 \pm 0,054) \cdot 10^{-6}$
$\text{B}^\pm \rightarrow \text{d} + \overline{\text{d}} + \text{K}^\pm$	$< 4,7 \cdot 10^{-8}$	-
$\text{B}^0 \rightarrow \text{d} + \overline{\text{d}}$	$< 2,5 \cdot 10^{-7}$	-

Tabelle 5.3: Verzweigungsverhältnis der untersuchten Zerfälle von B-Mesonen.

Mit weiteren Untersuchungen könnte durch feinere Auswahlkriterien sicherlich die Effizienz noch verbessert und der Impulsbereich ausgedehnt werden. Wünschenswert für zukünftige Untersuchungen wäre außerdem eine bessere Auflösung für die Flugzeit. Damit könnte bei gleichbleibendem Untergrund die Effizienz für schnelle Teilchen deutlich gesteigert werden. Dies ist wichtig für die Untersuchung des Zerfalls  $\text{B} \rightarrow \text{d} \overline{\text{d}}$ .

Mit mehr Statistik besteht die Möglichkeit Antitritium oder Anti- ${}^3\text{He}$  zu beobachten, da diese Ereignisse noch seltener sind und zur Zeit relativ dazu einen hohen Untergrund aufweisen. Das Belle II Experiment wird diese Voraussetzungen erfüllen und hat großes Potential für weitere Entdeckungen im Bereich der Antikernphysik.

## Kapitel 6

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mir beim Erstellen meiner Masterarbeit geholfen haben.

Zunächst bei meiner Familie und bei meinen Freunden, die mich immer unterstützt haben und ohne die ich erst gar nicht so weit gekommen wäre.

Besonders bedanken möchte ich mich bei **Darwin** und **Günther Semmler**, **Michael Higgs** sowie **Anne**, **Detlev** und **Maximilian Flaig**, die kurzfristig bereit waren, meine Masterarbeit Korrektur zu lesen.

Ein herzlicher Dank geht an meine Arbeitsgruppe für die tolle Atmosphäre, die interessanten und lehrreichen Diskussionen beim Mittagessen und zwei schöne Jahre. Ich bin jeden Tag gerne gekommen.

Hierfür einen Dank an **Andreas Kopp** und **Dennis Weiser** für die nette Gesellschaft sowie an **Sören Fleischer** für die politische Komponente in den Diskussionen, **Thomas Gessler** für das FPGA Praktikum, **Thomas Köster** für die Unterstützung bei jedem Problem technischer Art sowie an **Christa Momberger** für die Unterstützung bei allen Problemen administrativer Art. Weiteren Dank an **Martin Galuska**, **Dennis Getzkov** und **David Münchov** für die vielen angenehmen Gespräche im Büro sowie die ein oder andere Anregung, außerdem an **Svende Braun**, **Prof. Wolfgang Kühn**, **Björn Spruck**, **Matthias Ulrich** und **Marcel Werner** für die Korrektur meiner Arbeit.

Mein besonderer Dank geht an **Sören Lange** und **Milan Wagner**. Ihr wart jeden Tag für mich da, wenn ich euch gebraucht habe. Ohne eure Unterstützung in Rat und Tat hätte ich es nicht geschafft, die Arbeit zu vollenden. Hierfür allerherzlichsten Dank!



# Literaturverzeichnis

- [FH73] S. C. Frautschi, C. J. Hamer, *Effective Temperature of Resonance Decay in the Statistical Bootstrap Model II* Nuovo Cimento Vol. 13 A N. 3 (01.02.1973)
- [NUC78] Hypernuclei *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* (1978)
- [STE84] R. M. Sternheimer, *Density Effect for the Ionization Loss of Charged Particles in Various Substances* Atomic Data and Nuclear Data Tables 30, 261- 271 (1984)
- [GRI87] David Griffiths, *Einführung in die Elementarteilchenphysik*  
John Wiley & Sons, Inc., New York (1987)
- [ARG89] ARGUS Collaboration, *Study of Antideuteron Production in  $e^+e^-$  Annihilation at 10 GeV Centre-of-Mass Energy* (1989)
- [PDG93] Don Groom, *Energy loss in matter by heavy particles*  
Particle Data Group Notes (08.12.1993)
- [LEO94] W. R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach* 2nd edition, Berlin Heidelberg, Springer Verlag (1994)
- [BIL99] Ralph Bilder *Suche nach einer schmalen Resonanz im  $\pi NN$ -System sowie nach exotischen  $\pi$ - und  $\mu$ -Zerfällen*, Habilitationsschrift (01.1999)
- [Belle] A. Abashian et al., *KEK Progress Report 2000-4*  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 479 (2002)
- [FOP05] Norbert Herrmann *Search for  $ppnK^-$  deeply bound states with FOPI EXA05*, Vienna
- [BRO05] I.N. Bronstein *Taschenbuch der Mathematik* Verlag Harri Deutsch (05.2005)
- [FRI05] M. Friedel *Belle Silicon Vertex Detector for the Super B Factory*  
[www.hephy.at/fileadmin/user\\_upload/Vortraege/vertex2005\\_friedl\\_talk.pdf](http://www.hephy.at/fileadmin/user_upload/Vortraege/vertex2005_friedl_talk.pdf)  
(08.11.2005)
- [TAJ07] O. Tajima et al., *Search for Invisible Decay of the  $\Upsilon(1S)$*   
arXiv:hep-ex/0611041v3 (28.03.2007)
- [CLE07] CLEO Collaboration, *Antideuteron production in  $\Upsilon(nS)$  decays and the nearby continuum* Physical Review D 75 (2007)
- [DSE09] Diego Semmler, *Suche nach Anti- $^4\text{He}$  in  $e^+e^-$ -Kollisionen* (2009)

- 
- [POV09] Bogdan Povh *Teilchen und Kerne* Springer Verlag (2009)
- [STA10] STAR Collaboration, *Observation of an Antimatter Hypernucleus*  
arXiv:1003.2030v1 [nucl-ex] (10.03.2010)
- [MWA10] Milan Wagner, *Suche nach Charmoniumzuständen mit Proton-Antiproton Endzuständen im Rahmen des Belle-Experimentes* (27.09.2010)
- [PDG10] Particle Data Group, *Particle Physics Booklet* (2010)
- [COD10] The National Institute of Standards and Technology *Fundamental Physical Constants – Complete Listing* <http://physics.nist.gov/constants> (2010)
- [CSL11] G. Cowan *Summer Student Lectures on Statistics Lecture 4* CERN (2011)
- [SYI12] C. P. Shen, C. Z. Yuan, T. Iijima, *First observation of exclusive  $\Upsilon(1S)$  and  $\Upsilon(2S)$  decays into light hadrons*  
arXiv:1205.1246v2 [hep-ex] (24.07.2012)
- [ES12] S. Esen, A. J. Schwartz, *Precise measurement of the branching fractions for  $B_s \rightarrow D_s^{(*)} + D_s^{(*)}$ - and first measurement of the  $D_s^* + D_s^{*-}$  polarization using  $e^+e^-$  collisions*  
arXiv:1208.0323v2 [hep-ex] (26.08.2012)