

Vorexperimente zum Test der Zeitumkehr-Invarianz:
Elastische Proton-Deuteron-Streuung und
Strahllebensdauer im Speicherring COSY

Diplomarbeit in Physik

angefertigt im
Institut für Strahlen- und Kernphysik

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn

von
Christian Dahl

11. Dezember 2001

Zusammenfassung

Ein Null-Test zur Zeitumkehrinvarianz in der Proton-Deuteron-Streuung ist als Experiment mit einem internen polarisierten Atomstrahltarget am COSY-Beschleuniger in Jülich geplant. Die Daten von zwei Vorexperimenten werden in dieser Arbeit ausgewertet. Im November 2000 wurden differentielle Wirkungsquerschnitte der elastischen Proton-Deuteron-Streuung bei $T_p = 789$ MeV über einen Winkelbereich des Protons von 40° bis 105° im Schwerpunktsystem gemessen. Durch geeignete Schnitte werden die elastischen Proton-Deuteron-Streuereignisse erfolgreich aus den Meßdaten aussortiert. Die Ergebnisse werden mit früheren Messungen verglichen. Im Juli 2001 wurde die Strahllebensdauer bei einer Protonenenergie von 2110 MeV und unterschiedlichen Einstellungen des Atomstrahltargets untersucht. Der Einfluß der Dissoziierereinstellung auf die Strahllebensdauer wird gezeigt. Die ermittelten Strahllebensdauern liegen in der Größenordnung von 100 Stunden mit einem relativen Fehler von 0,4 %.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 2 | Grundlagen des Zeitumkehrinvarianz-Experiments | 2 |
| 2.1 | Zeitumkehrinvarianz | 2 |
| 2.2 | Elastische Proton-Deuteron-Streuung | 3 |
| 3 | Das EDDA-Experiment | 6 |
| 3.1 | Der COSY-Teilchenbeschleuniger | 6 |
| 3.2 | Der EDDA-Detektor | 6 |
| 3.3 | Das Atomstrahl-Target | 8 |
| 3.4 | Der Beam-Current-Transformer | 9 |
| 4 | Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts | 11 |
| 4.1 | Aufzeichnung der Meßdaten | 11 |
| 4.2 | Schnitte auf die gemessenen Daten | 11 |
| 4.2.1 | Schnitt auf den Reaktionsvertex | 11 |
| 4.2.2 | Schnitt auf den Streuwinkel | 12 |
| 4.2.3 | Schnitt auf das kinematische Defizit | 16 |
| 4.2.4 | Schnitt auf den Energieverlust | 20 |
| 4.3 | Differentielle Wirkungsquerschnitte | 20 |
| 5 | Messung der Lebensdauer des Protonenstrahls | 22 |
| 5.1 | Aufzeichnung der Meßdaten | 22 |
| 5.2 | Relativer Fehler der Frequenzmessung | 22 |
| 5.3 | Relativer Fehler der Lebensdauer | 24 |
| 5.4 | Lebensdauer des Protonenstrahls | 26 |
| 6 | Diskussion der Ergebnisse und Schlußfolgerung | 34 |
| A | Anhang | 35 |
| A.1 | Teilchenzahl im Ring | 35 |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|---|--|----|
| 1 | Zeitumkehr durch Spinflip | 1 |
| 2 | Messung der Zerfallsraten | 3 |
| 3 | Elastische Proton-Deuteron-Streuung | 4 |
| 4 | Grundriß des COSY-Teilchenbeschleunigers | 7 |
| 5 | Schema des EDDA-Detektors | 8 |
| 6 | Schema des Atomstrahltargets | 9 |
| 7 | Hyperfeinstruktur des Wasserstoffatoms | 10 |

| | | |
|----|---|----|
| 8 | Schema des Beam Current Transformers | 10 |
| 9 | Gemessene Ereignisse | 12 |
| 10 | Relative Position des Vertex | 13 |
| 11 | Schnitt auf den Vertex | 14 |
| 12 | Simulation der Kinematik | 15 |
| 13 | Definition des Kinematischen Defizits | 16 |
| 14 | Kinematisches Defizit | 17 |
| 15 | Kinematisches Defizit abhängig vom Energieverlust | 18 |
| 16 | Energieverlust abhängig vom kinematischen Defizit | 19 |
| 17 | Für die Berechnung berücksichtigte Ereignisse | 20 |
| 18 | Differentielle Wirkungsquerschnitte | 21 |
| 19 | Teilchenzahl der Protonen im Ring | 25 |
| 20 | Triggerrate der Außenschale | 27 |
| 21 | Lebensdauer des Protonenstrahls (BCT alt, VFC ± 10 Volt) | 31 |
| 22 | Lebensdauer des Protonenstrahls (BCT alt, VFC $\pm 2,5$ Volt) | 32 |
| 23 | Lebensdauer des Protonenstrahls (BCT neu, VFC $\pm 2,5$ Volt) | 33 |
| 24 | Teilchenzahl: Run 1224, Zyklus 2 | 36 |
| 25 | Teilchenzahl: Run 1224/1225, Zyklus 3/0 | 37 |
| 26 | Teilchenzahl: Run 1226, Zyklus 1 | 38 |
| 27 | Teilchenzahl: Run 1226, Zyklus 2 | 39 |
| 28 | Teilchenzahl: Run 1226/1227, Zyklus 3/0 | 40 |
| 29 | Teilchenzahl: Run 1228, Zyklus 1 | 41 |
| 30 | Teilchenzahl: Run 1229, Zyklus 1 | 42 |
| 31 | Teilchenzahl: Run 1230, Zyklus 1 | 43 |
| 32 | Teilchenzahl: Run 1230, Zyklus 5 | 44 |
| 33 | Teilchenzahl: Run 1232, Zyklus 1 | 45 |
| 34 | Teilchenzahl: Run 1232, Zyklus 2 | 46 |
| 35 | Teilchenzahl: Run 1232, Zyklus 3 | 47 |
| 36 | Teilchenzahl: Run 1233, Zyklus 2 | 48 |
| 37 | Teilchenzahl: Run 1234, Zyklus 1 | 49 |

Tabellenverzeichnis

| | | |
|---|---|----|
| 1 | Grenzen der Streuwinkel | 12 |
| 2 | Relative Fehler der Frequenzmessung | 23 |
| 3 | Gemittelte Lebensdauern und ihre relativen Fehler | 26 |

1 Einleitung

Ein Null-Test für die Zeitumkehrinvarianz ist als Experiment mit einem internen Target am COSY¹-Teilchenbeschleuniger in Jülich geplant [Eve92]. Eine geeignete Observable, die bei diesem Test Null sein soll, ist der Korrelationsparameter $A_{y,xz}$ des totalen Wirkungsquerschnitts der Proton-Deuteron-Streuung. Für das Experiment werden polarisierte Protonen (Polarisation p_y) und tensor-polarisierte Deuteronen (Tensor-Polarisation p_{xz}) benötigt. Die Zeitumkehr (siehe Abb. 1) kann durch eine Umkehr der Vektorpolarisation des Protons oder der Tensorpolarisation des Deuterons präpariert werden. Bei dem geplanten Experiment wird getestet, ob die Polarisation der Protonen und Deuteronen einen Einfluss auf die Lebensdauer des Protonenstrahls im Beschleunigerring hat.

Zur Messung der Vektor- und Tensorpolarisation soll bei dem Zeitumkehrerperiment die elastische Proton-Deuteron-Streuung benutzt werden. Daher war es notwendig, in einem Vorexperiment zu untersuchen, ob der EDDA-Detektor hierfür verwendet werden kann. Als erste vorbereitende Messungen für dieses Experiment wurden deswegen im November 2000 bei $T_p = 789$ MeV ($p_p = 1450$ MeV/c) differentielle Wirkungsquerschnitte bei der Streuung von unpolarisierten Protonen an unpolarisierten Deuteronen gemessen. Das eigentliche Ziel des Zeitumkehrerperiments ist es, Unterschiede von Strahllebensdauern zu messen. Daher wurde im Juli 2001 bei $T_p = 2110$ MeV ($p_p = 2900$ MeV/c) zum ersten mal die Lebensdauer des Protonenstrahls im Beschleunigerring bei der Streuung von unpolarisierten Protonen an unpolarisiertem Wasserstoff mit unterschiedlichen Einstellungen des Atomstrahltargets gemessen.

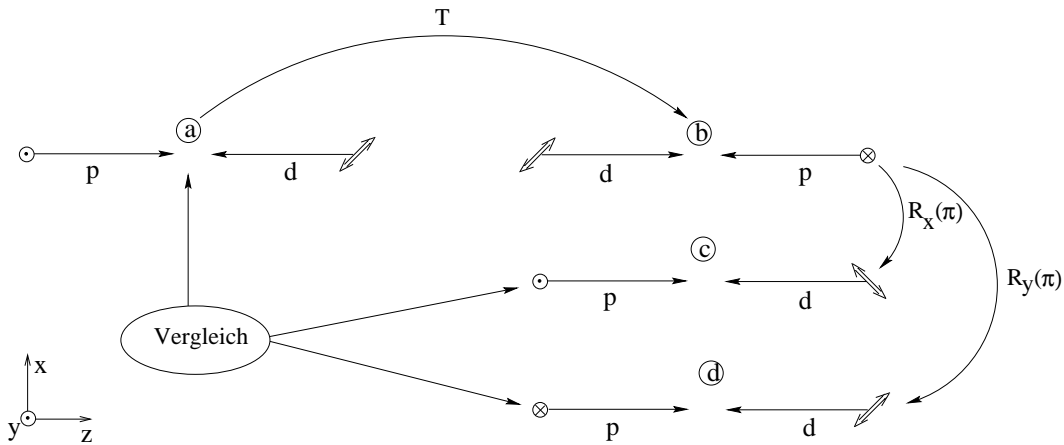


Abbildung 1: Die Zeitumkehr kann durch eine Umkehr der Vektorpolarisation des Protons (dargestellt durch \odot und \otimes) oder der Tensorpolarisation des Deuterons (dargestellt durch \Leftrightarrow) präpariert werden. Die Impulse im Schwerpunktsystem werden durch die Pfeile dargestellt. Für einen Vergleich nach der Zeitumkehr T wird das System b um 180° um die x -Achse und die y -Achse rotiert (siehe Systeme c und d).

¹COoler-Synchrotron

2 Grundlagen des Zeitumkehrinvarianz-Experiments

2.1 Zeitumkehrinvarianz

Es konnte von Conzett [Con93] gezeigt werden, daß eine geeignete Observable für den Null-Test die Asymmetrie $A_{y,xz}$ des spinabhängigen totalen Wirkungsquerschnitts bei der Streuung eines vektorpolarisierten Spin 1/2 Teilchens an einem tensor-polarisierten Spin 1 Teilchen ist. Es ist geplant, beim TRI²-Experiment polarisierte Protonen (Polarisation p_y) an tensor-polarisierten Deuteronen (Tensor-Polarisation p_{xz}) zu streuen. Mit Hilfe des generalisierten optischen Theorems kann der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} bei Streuexperimenten mit polarisierten Teilchen berechnet werden [Hin98]

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{k} \text{Im} \frac{\text{Tr} \rho F(0)}{\text{Tr} \rho} \quad (1)$$

- k : Wellenzahl
- ρ : Dichtematrix der Polarisation des Anfangszustandes
- $F(\theta)$: Matrix der Streuamplitude für den Streuwinkel θ .

Die Dichtematrix beschreibt den Anfangszustand des Experiments, die Streumatrix $F(0)$ die Physik, die bei Vorwärtsstreuung untersucht werden soll. Bei dem geplanten Experiment werden paritätserhaltende, aber die Zeitumkehr verletzende Terme in der Wechselwirkung getestet. Der totale Wirkungsquerschnitt setzt sich dann aus einem Term σ_{tot}^0 für unpolarisierten Protonenstrahl und unpolarisierte Deuteronen als Target und einem Term mit der Polarisationskorrelation $A_{y,xz}$ zusammen.

$$\sigma_{tot} = \sigma_{tot}^0 (1 + A_{y,xz} p_y p_{xz}) \quad (2)$$

Es wird grundsätzlich ein exponentieller Abfall der Anzahl der Protonen im Speicherring erwartet

$$N(t) = N_0 e^{-(\sigma_{tot} + \sigma_{loss}) \rho f t} = N_0 e^{-\lambda t} \quad (3)$$

- ρ : Flächendichte des Targets
- σ_{loss} : fiktiver Wirkungsquerschnitt
(Strahlverluste außerhalb der Targetzone)
- f : Umlauffrequenz
- t : Zeit
- λ : Verlustrate der Protonen.

Die Verlustrate der Protonen hängt von den Vorzeichen der Polarisation p_y und der Tensor-Polarisation p_{xz} ab. Durch Messung der Verlustraten in der Sequenz (dargestellt in Abbildung 2), bei der die Vorzeichen der Polarisationen p_y und p_{xz} sich ändern, erhält man

²Time Reversal Invariance

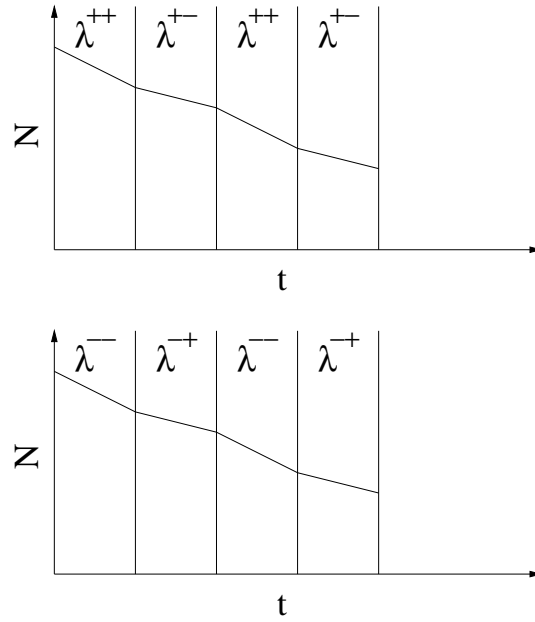


Abbildung 2: Messung der Zerfallsraten. Die Vorzeichen stehen für die Polarisation p_y der Protonen und der Tensor-Polarisation p_{xz} der Deuteronen [Hin98].

unter der Annahme, daß $|p_y^+| = |p_y^-|$ und $|p_{xz}^+| = |p_{xz}^-|$ gilt,

$$A_{y,xz} = \frac{\sqrt{\lambda^{++}\lambda^{--}} - \sqrt{\lambda^{+-}\lambda^{-+}}}{\sqrt{\lambda^{++}\lambda^{--}} + \sqrt{\lambda^{+-}\lambda^{-+}}} \frac{1}{|p_y p_{xz}|} \left(1 + \frac{\sigma_{loss}}{\sigma_{tot}^0} \right). \quad (4)$$

2.2 Elastische Proton-Deuteron-Streuung

Bei dem Test zur Zeitumkehrinvarianz soll die elastische Proton-Deuteron-Streuung zur Messung der Strahl- und Targetpolarisation verwendet werden.

$$p + d \rightarrow p + d.$$

Bei elastischer Proton-Deuteron-Streuung gilt im Schwerpunktsystem für die in Abbildung 3 dargestellten Streuwinkel

$$\theta_p^* + \theta_d^* = \pi \quad (5)$$

$$\phi_p^* - \phi_d^* = \pi \quad (6)$$

θ : Polarwinkel

ϕ : Azimutwinkel.

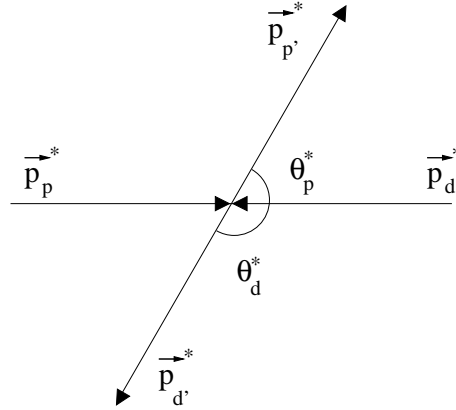


Abbildung 3: Elastische Proton-Deuteron-Streuung im c.m.-System.

Die Variablen im c.m.³-System werden mit einem Stern markiert. Gleichung (6) beschreibt die Koplanarität, d.h., daß die Bahnen der Streuteilchen in einer Ebene mit der Bahn des Projektils liegen. Mit Hilfe der Lorentz-Transformation kann die Kinematik des Protons und des Deuterons im Labor-System berechnet werden [Byk73]. Der Vierer-Vektor des Impulses lautet

$$p = (E, \vec{p}) \quad , \quad \text{in Einheiten, so daß } c=1. \quad (7)$$

Dargestellt in Polarkoordinaten erhält man für den Vektor \vec{p}

$$\vec{p} = P(\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta) \quad , \quad P = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}. \quad (8)$$

Die Komponenten des Vierer-Vektors transformieren sich nun unter einer Lorentz-Transformation folgendermaßen

$$P \sin \theta = P^* \sin \theta^* \quad (9)$$

$$P \cos \theta = \gamma_{c.m.} P^* \cos \theta^* + \gamma_{c.m.} \beta_{c.m.} E^* \quad (10)$$

$$E = \gamma_{c.m.} E^* + \gamma_{c.m.} \beta_{c.m.} P^* \cos \theta^*. \quad (11)$$

Durch Division von Gleichung (9) durch Gleichung (10) erhält man

$$\tan \theta = \frac{1}{\gamma_{c.m.}} \frac{P^* \sin \theta^*}{(P^* \cos \theta^* + \beta_{c.m.} E^*)} \quad (12)$$

$$= \frac{1}{\gamma_{c.m.}} \frac{\sin \theta^*}{\left(\cos \theta^* + \frac{\beta_{c.m.} E^*}{P^*}\right)}. \quad (13)$$

Mit Hilfe der invarianten Masse $s = (p_p + p_d)^2 = (E_p + E_d)^2 - (\vec{p}_p + \vec{p}_d)^2$ und der Funktion $\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2yz - 2zx$ kann nach [Byk73] P^* in der folgenden Form

³c.m. steht für *center-of-mass*

geschrieben werden

$$P^* = \frac{\sqrt{\lambda(s, m_p^2, m_d^2)}}{2\sqrt{s}}. \quad (14)$$

Die Gesamtenergie E setzt sich aus der kinetischen und der Ruheenergie zusammen: $E = T + m$. Mit $\beta = |\vec{p}|/E$ gilt dann [Bar96]

$$\beta_{c.m.} = \frac{P_p}{E_p + m_d} = \frac{P_p}{T_p + m_p + m_d} \quad (15)$$

$$P_p^* = \frac{m_d P_p}{\sqrt{s}} \quad (16)$$

$$E_p^* = \frac{m_p^2 + m_d E_p}{\sqrt{s}}. \quad (17)$$

Damit erhält man nun

$$\frac{\beta_{c.m.} E_p^*}{P_p^*} = \frac{\beta_{c.m.}}{\beta_p^*} = \frac{m_d T_p + M m_p}{m_d T_p + M m_d}, \quad \text{mit } M = m_p + m_d. \quad (18)$$

Für den Streuwinkel θ des Protons im Laborsystem gilt damit die Formel

$$\tan \theta_p = \frac{\sin \theta_p^*}{\gamma_{c.m.} \left(\cos \theta_p^* + \frac{\beta_{c.m.}}{\beta_p^*} \right)}. \quad (19)$$

Durch

$$\frac{\beta_{c.m.}}{\beta_d^*} = 1 \quad (20)$$

vereinfacht sich die Gleichung für den Streuwinkel des Deuterons zu

$$\tan \theta_d = \frac{\sin \theta_d^*}{\gamma_{c.m.} (\cos \theta_d^* + 1)}. \quad (21)$$

Aus Gleichung (21) läßt sich mit Hilfe der Additionstheoreme schnell zeigen, daß für den Polarwinkel des Deuterons im Schwerpunktsystem gilt

$$\tan \frac{\theta_d^*}{2} = \gamma_{c.m.} \tan \theta_d. \quad (22)$$

Und nach [Byk73] lautet die entsprechende Transformationsgleichung für den Streuwinkel des Protons⁴

$$\cos \theta_p^* = \frac{-x^2 \frac{\beta_{c.m.}}{\beta_p^*} \pm \sqrt{\left\{ 1 - \left(\frac{\beta_{c.m.}}{\beta_p^*} \right)^2 \right\} x^2 + 1}}{x^2 + 1}, \quad \text{mit } x = \gamma_{c.m.} \tan \theta_p. \quad (23)$$

⁴Für $\theta_p < (>)\pi/2$ ist das Vorzeichen $+(-)$ zu verwenden. Da der Detektor aber nur für $10^\circ < \theta_p < 72^\circ$ Ereignisse akzeptiert, muß deshalb das $+$ verwendet werden.

3 Das EDDA-Experiment

3.1 Der COSY-Teilchenbeschleuniger

Der COSY-Teilchenbeschleuniger [Mai97] ist ein „COoler SYnchrotron“, ausgelegt für eine maximale kinetische Protonen-Energie von 2500 MeV. Er besteht aus einer 184 Meter langen, geschlossenen Vakuumröhre. Die Protonen werden mit Dipolmagneten auf ihrer Sollbahn gehalten und mit Quadrupolmagneten auf diese Bahn fokussiert. Die Beschleunigung geschieht mit einem HF-Resonator. Die im Namen genannte Kühlung bezieht sich auf die zwei Möglichkeiten, die Ausdehnung des zirkulierenden Teilchenstrahls zu verkleinern. Für Energien kleiner als 300 MeV kann die Elektronenkühlung benutzt werden. Dabei wird ein Elektronenstrahl für eine kurze Wegstrecke entlang der Bahn der umlaufenden Protonen geleitet, damit die Impulsabweichungen der Protonen gegenüber dem Sollimpuls auf die Elektronen übertragen werden. Für höhere Energien steht die stochastische Kühlung zur Verfügung.

Die Protonen werden durch das Zyklotron JULIC in den Ring eingespeist. Die Ionenquellen des Zyklotrons können entweder unpolarisierte, oder auch bezüglich ihres Kernspins polarisierte H^- Ionen zur Verfügung stellen. Die Polarisation erfolgt prinzipiell in derselben Art, wie in Kapitel 3.3 für das Atomstrahltarget beschrieben. In dem Zyklotron werden die Protonen auf 45 MeV vorbeschleunigt. Sie streifen bei der Injektion in den COSY-Ring ihre beiden Elektronen an einer Kohlenstoffolie ab („Stripping-Injektion“). Nach ihrer Speicherung im Ring werden sie auf die gewünschte Energie beschleunigt und können danach für externe Experimente extrahiert werden oder für interne Experimente im Rezirkulierbetrieb gespeichert bleiben. Hierbei sind bis zu $8 \cdot 10^{10}$ Teilchen im Ring gespeichert worden. Abbildung 4 zeigt ein Schema des Grundrisses der Anlage mit den sowohl intern als auch extern aufgebauten Experimenten.

3.2 Der EDDA-Detektor

Der in Abbildung 5 dargestellte EDDA-Detektor besteht aus einer Anordnung von zwei zylinderförmigen Hodoskopen aus Szintillatoren, die um das Strahlrohr des Beschleunigers angebracht sind. Das innere Hodoskop (ab jetzt „Innenschale“ genannt) ist direkt auf das Strahlrohr montiert, das äußere Hodoskop (genannt „Außenschale“) hat einen Radius von ungefähr 17 cm.

Die Innenschale [Alt99, Zie98] (H in Abb. 5) besteht aus vier Lagen von jeweils 160 Szintillatorfasern, die in Form einer Helix um das Strahlrohr gewickelt sind. Die einzelnen Lagen sind in jeweils entgegengesetzter Richtung um das Strahlrohr gewickelt. Damit ist eine eindeutige Bestimmung des Durchstoßpunktes des geladenen Teilchens durch die Innenschale mit einer Winkelauflösung von $\approx 1^\circ$ möglich.

Die Außenschale [Bis93, Wol96] (B,F und R in Abb. 5) besteht aus 32 parallel zum Strahlrohr angeordneten Szintillatorstäben und 29 ringförmig angeordneten Szintillatoren. Die einzelnen Stäbe (B) sind dreieckig geformt und überlappen sich, damit ein Streuteilchen immer zwei Stäbe durchqueren muß. Dadurch läßt sich die Winkelauflösung in azimuthaler

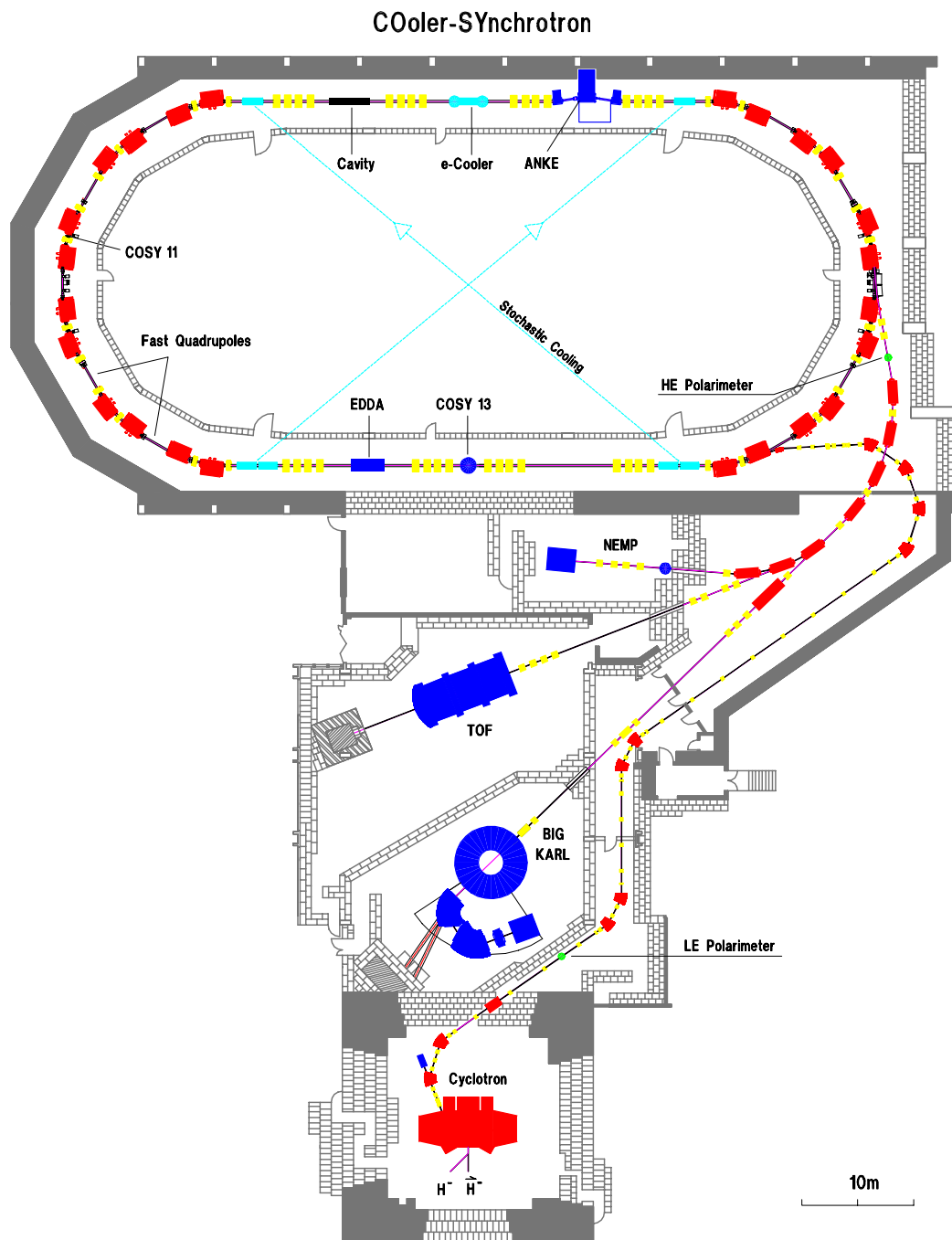


Abbildung 4: Grundriß des COSY-Teilchenbeschleunigers.

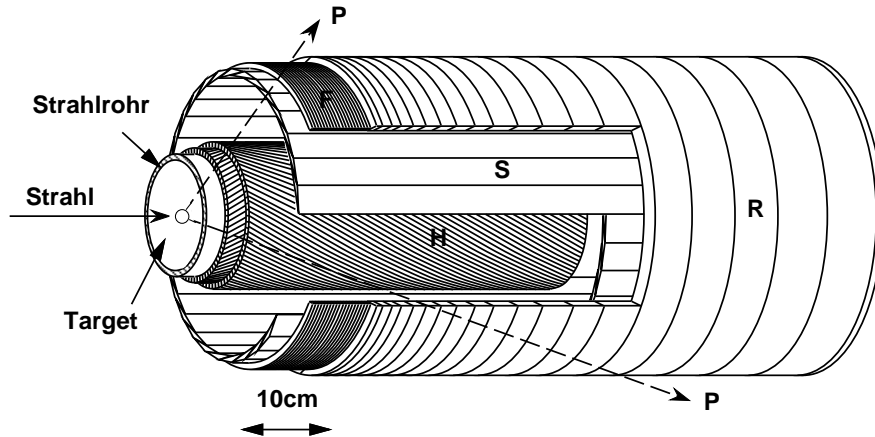


Abbildung 5: Schema des EDDA-Detektors.

Richtung auf $1,9^\circ$ erhöhen. Die Stäbe der Außenschale dienen auch zur Überprüfung der Koplanarität bereits während der Messung. Mit Hilfe der Ausleseelektronik kann eingestellt werden, daß nur diejenigen Ereignisse aufgezeichnet werden, bei denen zwei gegenüberliegende Stäbe von Streuteilchen getroffen worden sind. Die äußere Röhre der Außenschale besteht aus 29 Paaren von Halbringen (R). Mit diesen Ringen werden die Polarwinkel der Streuteilchen bestimmt. Die Geometrie der Anordnung ist auch hier so gewählt, daß von jedem Streuteilchen mindestens zwei Halbringe durchquert werden. Damit jedes Paar von Halbringen den gleichen Winkelbereich im c.m.-System abdeckt, nimmt die Breite der Halbringe in Strahlrichtung von der Wechselwirkungszone aus kontinuierlich zu. Die ersten 9 Halbringe konnten wegen ihrer geringen Breite nicht aus massiven Szintillatorstäben gebaut werden, sondern bestehen stattdessen aus jeweils vier Szintillatorfasern (F).

3.3 Das Atomstrahl-Target

Das Atomstrahl-Target, das am Ort des EDDA-Detektors installiert ist, stellt einen Strahl kernspinpolarisierter Wasserstoffatome zur Verfügung. Ein Dissoziierer spaltet das molekulare Wasserstoffgas durch Einstrahlen eines hochfrequenten elektromagnetischen Feldes in H-Atome auf. Der Atomstrahl tritt durch eine auf 30 K gekühlte Düse als vorwärtsgerichteter Strahl aus. Ohne ein äußeres Magnetfeld koppeln der Spin \vec{J} des Hüllenelektrons und der Spin \vec{I} des Protons zum Gesamtspin $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$ mit der Quantenzahl F und der magnetischen Quantenzahl m_F ($m_F = -F, \dots, +F$) (siehe Abbildung 7). Durch die erste Stern-Gerlach Sextupol-Einheit wird ein inhomogenes Magnetfeld erzeugt, wobei die Atome mit Hüllenspin $m_J = +1/2$ fokussiert, die mit $m_J = -1/2$ defokussiert werden. Durch ein Hochfrequenzfeld wird der Zustand mit den Quantenzahlen $m_J = +1/2$ und $m_I = -1/2$ entvölkert. Mit einer zweiten Sextupol-Einheit wird jetzt nur noch der Zustand $m_J = +1/2$ und $m_I = +1/2$ in die Wechselwirkungszone fokussiert.

Um die Target-Zone wird mit sechs Spulen ein Magnetfeld in x -, y - und z -Richtung

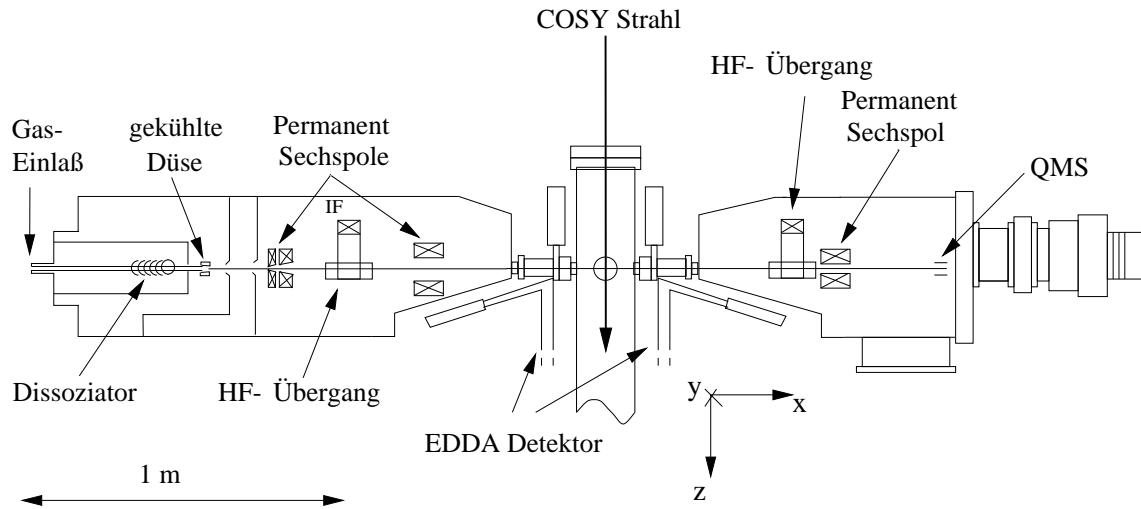


Abbildung 6: Schema des Atomstrahltargetts.

erzeugt zur Festlegung der Quantisierungsachse, an der sich der Spin des Elektrons und damit der jetzt parallel dazu stehende Spin des Protons ausrichtet. Nach dem Durchqueren der Target-Zone wird der Atomstrahl mit Vakuumpumpen aus dem „beam-dump“ entfernt.

3.4 Der Beam-Current-Transformer

Die beiden BCT-Monitore sind an dem in Abbildung 4 dargestellten COSY-Beschleuniger in den gegenüberliegenden geraden Sektionen des COSY-Rings montiert. Sie wurden von der Firma Bergoz hergestellt [Uns85]. Das Funktionsprinzip ist in Abbildung 8 zu sehen. Der im Beschleunigerring zirkulierende Protonenstrahlstrom erzeugt ein konzentrisches Magnetfeld. Um das Strahlrohr sind zwei weichmagnetische Ferritringe montiert. Jeder dieser Ferritringe wird durch eine Modulatorspule zweimal pro Periode des Modulatoroszillators in Sättigung gebracht. Die Modulatorspulen sind allerdings entgegengesetzt gewickelt, so daß in der Meßspule, die gleichsinnig um die beiden Ferritringe gewickelt ist, die induzierten Spannungen sich aufheben, solange kein Strahlstrom durch die beiden Ferritringe fließt. Ein endlicher Strahlstrom I erzeugt ein zusätzliches Magnetfeld in den beiden Ferritringen. Dadurch verschieben sich die Hysteresekurven in den beiden Ferritringen gegenläufig, so daß in der Meßspule eine Wechselspannung induziert wird. Diese Wechselspannung ist proportional zu dem Strahlstrom I .

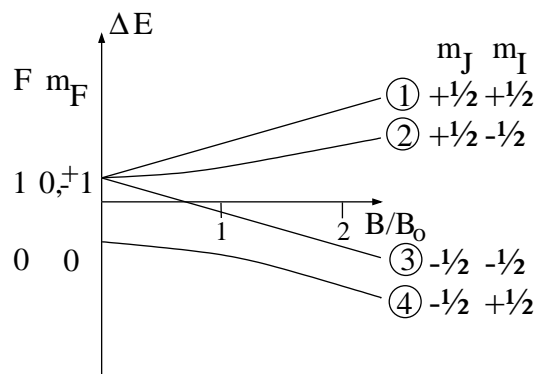


Abbildung 7: Hyperfeinstrukturaufspaltung des Wasserstoffatoms in einem äußeren Magnetfeld. $B_0 = 507$ G.

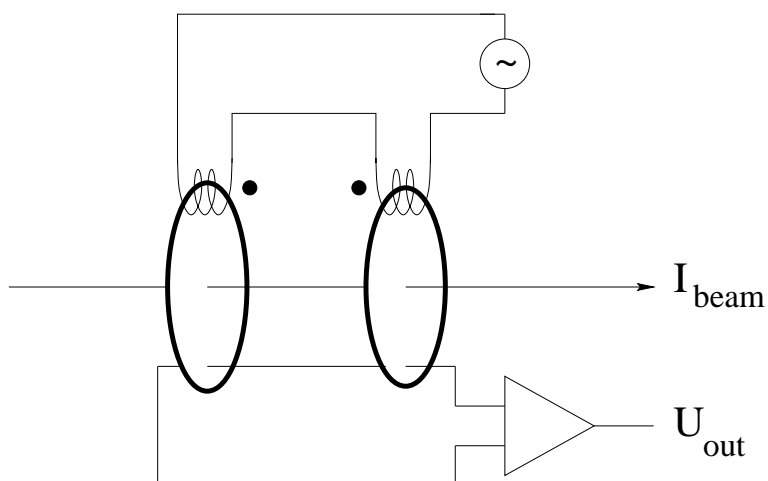


Abbildung 8: Schema des Beam Current Transformers.

4 Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei elastischer Proton-Deuteron-Streuung

4.1 Aufzeichnung der Meßdaten

Im November 2000 wurden am COSY-Teilchenbeschleuniger in Jülich auf $T_p = 789$ MeV beschleunigte unpolarisierte Protonen an einem unpolarisierten Deuteronen-Atomstrahl gestreut. Die mit dem EDDA-Detektor aufgezeichneten Ereignisse wurden auf DAT-Bändern in Dateien, die hier Runs genannt werden, gespeichert. Für die Aufzeichnung wurde eine Eltec Eurocom E6 mit 68030 CPU benutzt, auf der das Betriebssystem OS9 installiert war. Zur Verarbeitung und Speicherung der Daten wurde das Programm TDAS⁵ [Sch94] verwendet. Es wurde an der GSI⁶ entwickelt und am ISKP der Universität Bonn für den EDDA-Detektor angepaßt. Die Analyse der gemessenen Ereignisse erfolgte mit der YODA⁷-Software [Sch96]. Sie wurde mit Hilfe der Sprachen C/C++ und Tcl/Tk geschrieben. Mit dieser Software konnten nun die Daten durch C-ähnliche Programme analysiert werden.

4.2 Schnitte auf die gemessenen Daten

Die Abbildung 9 zeigt alle Ereignisse, die in den Runs 116 bis 155, 187 bis 199 und 200 bis 249 folgende Bedingung erfüllen: Es wurden zwei geladene Teilchen detektiert, die jeweils sowohl die Innenschale als auch die Außenschale des EDDA-Detektors durchstießen. Die Schwärzung ist ein Maß für die Anzahl der Ereignisse. Auf der x -Achse der beiden Graphen ist der Streuwinkel im Laborsystem aufgetragen. Bei dem linken Graph ist auf der y -Achse der entsprechende Streuwinkel des Streupartners zu sehen, bei dem Rechten der jeweilige Energieverlust der Streuteilchen beim Durchgang durch die Szintillatorstäbe der Außenschale des Detektors.

4.2.1 Schnitt auf den Reaktionsvertex

Aufgrund der Detektorkonstruktion werden nur Teilchen mit Vorwärtswinkeln im Laborsystem von 10° bis 72° nachgewiesen. Winkel größer als 72° bzw. kleiner als 10° rühren damit von Teilchen her, deren Streuzentrum nicht am Zentrum der Wechselwirkungszone des Detektors war. Um diese unerwünschten Streueignisse aus der Analyse auszusortieren, wird zunächst der Reaktionsvertex untersucht. Für alle drei Raumrichtungen ist in Abbildung 10 die Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit von der relativen Position zum Targetpunkt dargestellt. Die z -Achse zeigt dabei in Richtung des Protonenstrahls im Beschleuniger. Es werden daraufhin für die restliche Analyse nur noch diejenigen Ereignisse berücksichtigt, deren Reaktionsvertex innerhalb ± 20 mm um den Targetpunkt in x - bzw. y -Richtung, und -15 mm $< z < 20$ mm um den Targetpunkt entlang der Strahlachse verteilt sind

⁵Temporary Data Acquisition System

⁶Gesellschaft für Schwerionenforschung

⁷Yet another Online Data Analyzer

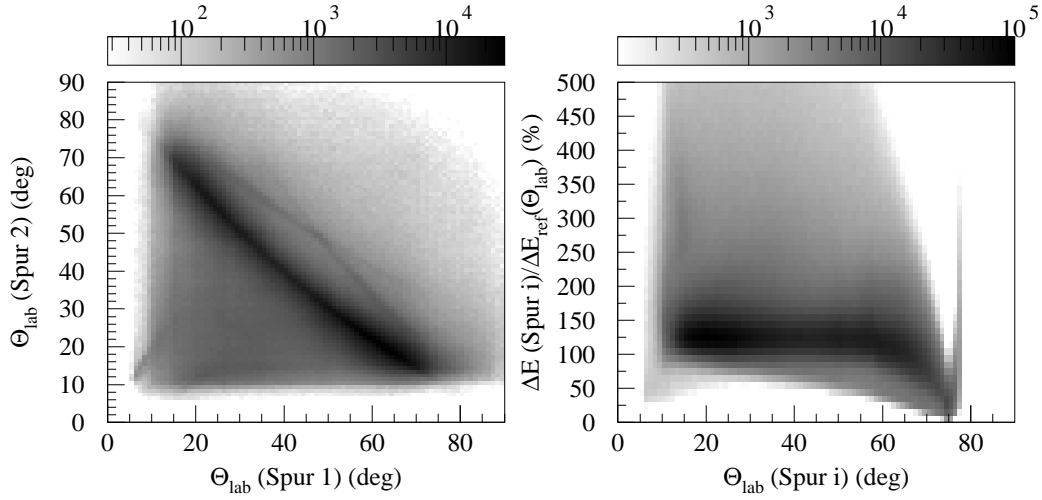


Abbildung 9: Anzahl der Ereignisse bei denen zwei geladene Teilchen detektiert wurden. Streuwinkel (links), Energieverlust (rechts, mit $i = 1, 2$). $\Delta E_{\text{ref}}(\theta_{\text{lab}})$ ist der erwartete Energieverlust bei elastischer Proton-Proton-Streuung.

| | $\theta_{\text{min}}/^\circ$ | $\theta_{\text{max}}/^\circ$ | $z_{\text{min}}/ \text{mm}$ | $z_{\text{max}}/ \text{mm}$ |
|----------|------------------------------|------------------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| Proton | 19 | 72 | 53 | 477 |
| Deuteron | 33 | 72 | 53 | 252 |

Tabelle 1: Die Grenzen der Streuwinkel (Labor-System) und der z -Koordinaten (Durchstoßpunkte durch die Außenschale) von elastischer Proton-Deuteron-Streuung bei 800 MeV.

(symbolisiert durch die gepunkteten Linien). An Abbildung 11 ist zu erkennen, daß durch diese Maßnahme ein Großteil der Ereignisse mit Winkeln kleiner 10 und größer 72 Grad aussortiert werden.

4.2.2 Schnitt auf den Streuwinkel

Eine weitere Einschränkung des Winkelbereichs wird durch die Kinematik der elastischen Proton-Deuteron-Streuung und die Detektorgeometrie vorgegeben. Bei $T_p \approx 800$ MeV lassen sich anhand der Formeln (19) und (21) die in Tabelle 1 aufgelisteten, minimalen bzw. maximalen Streuwinkel im Labor berechnen. Der mögliche Wertebereich der z -Koordinate der Durchstoßpunkte durch die Außenschale ergibt sich durch $\tan \theta = R/z$, wobei der Radius R der Szintillatorstäbe der Außenschale in der Mitte 164 mm beträgt. Da der Detektor nur geladene Teilchen registriert und nicht unmittelbar zwischen Proton und Deuteron unterscheiden kann, müssen alle Ereignisse zwischen 19 und 72 Grad (siehe auch

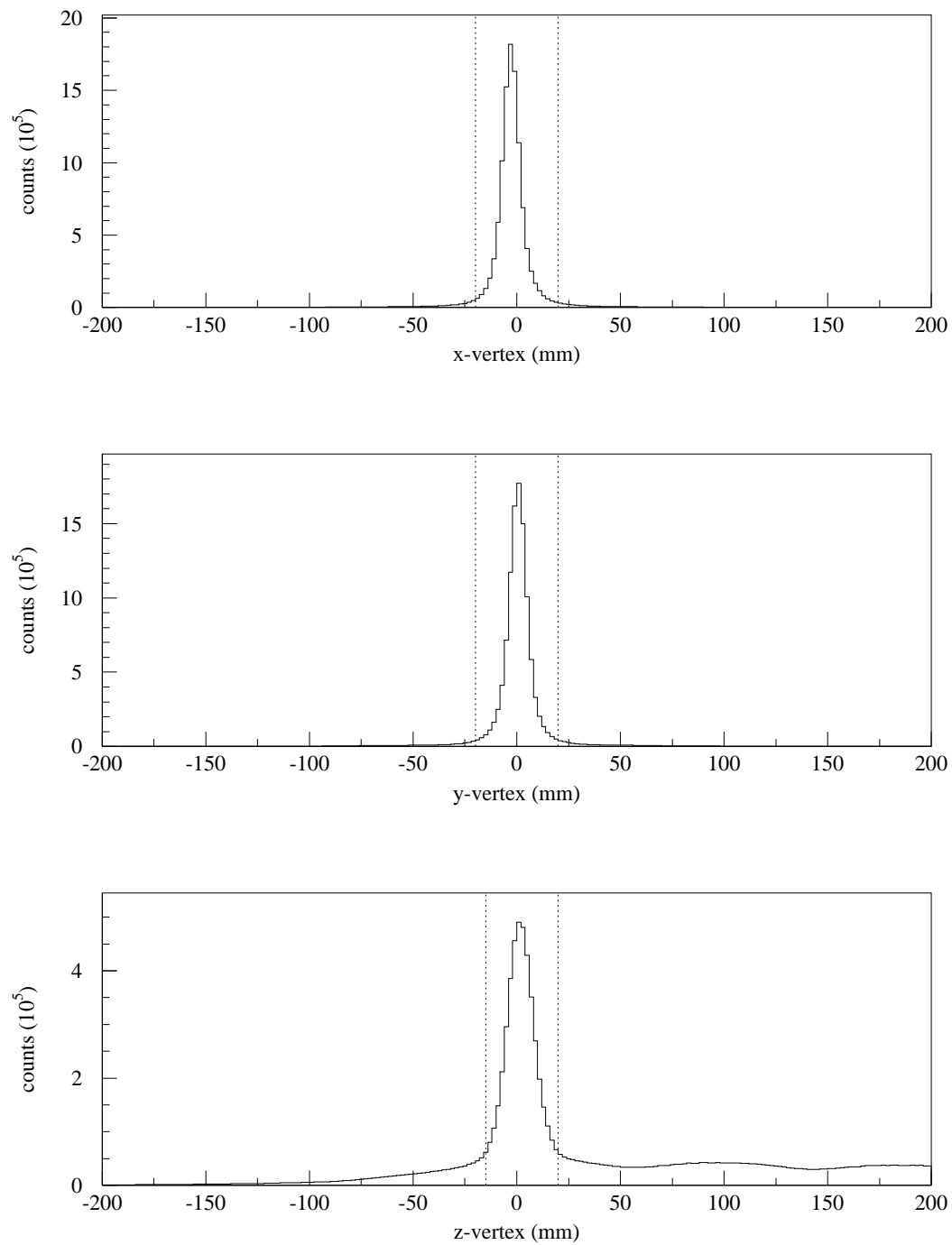


Abbildung 10: Anzahl der Ereignisse gegen die relative Position zum Target. Die gepunktete Linie markiert den Schnitt auf den Reaktionsvertex.

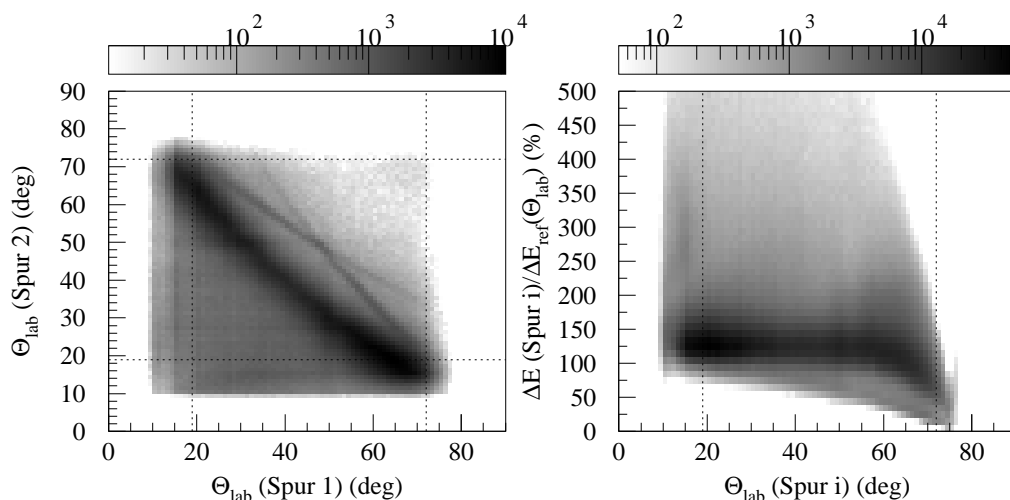


Abbildung 11: Anzahl der Ereignisse nach dem Schnitt auf den Reaktionsvertex. Streuwinkel (links), Energieverlust (rechts, mit $i = 1, 2$). Die gepunktete Linie markiert die Einschränkung des Winkelbereichs durch die Kinematik der elastischen Proton-Deuteron-Streuung.

die gepunkteten Linien in Abbildung 11) berücksichtigt werden. Die anderen Ereignisse werden bei der späteren Berechnung des Wirkungsquerschnitts nicht mehr berücksichtigt, da sie nicht von elastischer Proton-Deuteron-Streuung im Targetbereich herrühren können.

In Abbildung 9 und 11 sind in den Graphen auf der linken Seite jeweils drei Bänder mit relativ starker Schwärzung zu erkennen, wobei sich zwei dieser Bänder kreuzen. Diese entstehen dadurch, daß der Detektor bei der Streuung nicht unmittelbar zwischen Proton und Deuteron unterscheiden kann.

Eine Simulation der Kinematik bei verschiedenen kinetischen Energien ist in Abbildung 12 dargestellt. Bei den linken Graphen ist die Annahme gemacht worden, daß dasjenige Teilchen, das mehr Energie im Szintillator deponiert hat, das Deuteron ist. Das breite schwarze Band in dem oberen linken Graph beruht, wie die Kinematik auf dem entsprechenden rechten Graph zeigt, auf Streueignissen, bei denen das Deuteron in ein Proton und ein Neutron aufgebrochen wird. Da der Trigger der Ausleselektronik nur auf das Auswahlkriterium Koplanarität eingestellt war, wurden alle Ereignisse aufgezeichnet, bei denen zwei bezüglich der Strahlachse gegenüberliegende Szintillatorstäbe getroffen wurden. Das bedeutet, daß alle Deuteronenaufbruch-Ereignisse, bei denen zufällig zwei Protonen gegenüberliegende Stäbe trafen, ebenfalls aufgezeichnet wurden. Der mittlere rechte Graph in Abbildung 12 beschreibt den Verlauf der Streuwinkel bei einer Pionen-Produktions-Reaktion, wenn ein positiv geladenes Pion und ein positives Tritium-Atom entstanden sind. Der Verlauf der Meßdaten im mittleren linken Graph läßt eine Schwärzung und damit eine erhöhte Ereignisrate in diesem Winkelbereich erkennen. Der Verlauf stimmt allerdings

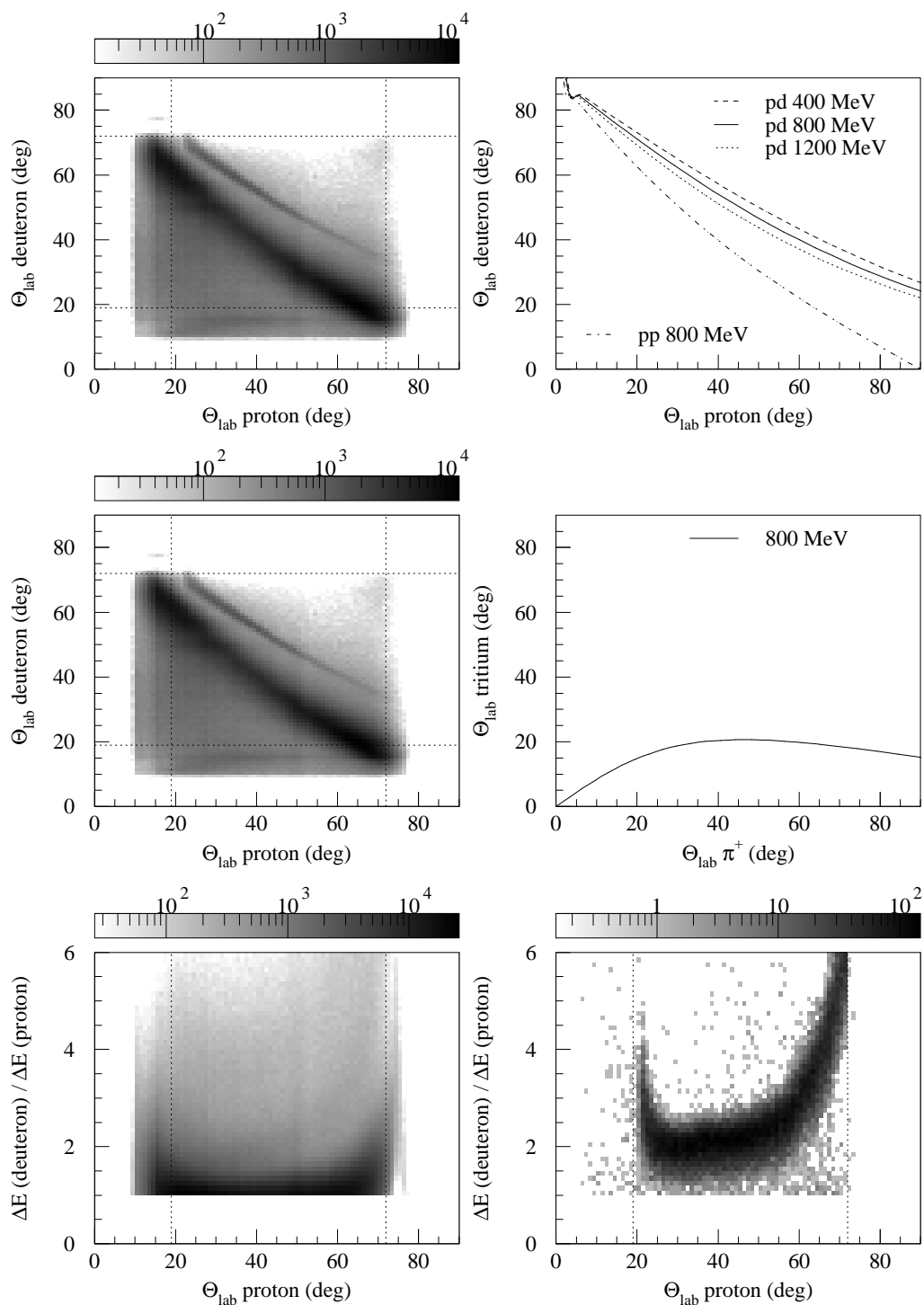


Abbildung 12: $pd \rightarrow pd$ (oben), $pd \rightarrow \pi^+ t$ (Mitte), Energieverluste (unten). Der untere, rechte Graph wurde mit Hilfe der Simulationssoftware SIGI [Gro01] erstellt.

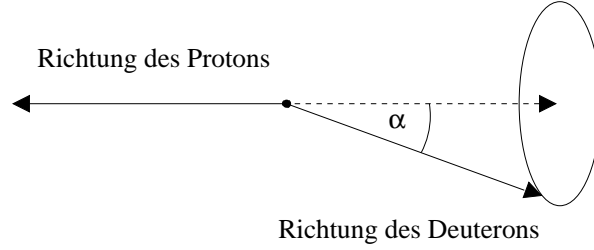


Abbildung 13: Definition des kinematischen Defizits im Schwerpunktsystem.

nicht mit der anhand der Kinematik berechneten Vorhersage überein. Eine mögliche Erklärung für dieses Meßergebnis ist ein zu gering rekonstruierter Streuwinkel des Tritiums. Es wird bei der Winkelrekonstruktion angenommen, daß der differentielle Energieverlust innerhalb des Szintillators konstant ist. Da dies beim Tritium nicht der Fall ist, kann der rekonstruierte Vertex der Reaktion $pd \rightarrow \pi^+t$ gegenüber dem wahren Vertex in negativer z -Richtung verschoben sein. Damit werden zu kleine Laborwinkel rekonstruiert.

Der Energieverlust des geladenen Streuteilchens im Szintillator ermöglicht eine Unterscheidung zwischen Deuteron und Proton. Nach der Bethe-Bloch Formel [Leo87] gilt

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right] \quad (24)$$

m_e : Elektronen Masse

W_{max} : $\approx 2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2$

I : Mittleres Anregungspotential (für Plastik-Szintillatoren 64.7 eV).

Da jedoch nur das Verhältnis der Energieverluste für die Analyse eine Rolle spielt, vereinfacht sich Formel (24) zu

$$\frac{\frac{dE}{dx}|_{Deuteron}}{\frac{dE}{dx}|_{Proton}} = \frac{\beta_p^2 \left[\ln \left(\frac{4m_e^2 c^4 \beta_d^4 \gamma_d^4}{I^2} \right) - 2\beta_d^2 \right]}{\beta_d^2 \left[\ln \left(\frac{4m_e^2 c^4 \beta_p^4 \gamma_p^4}{I^2} \right) - 2\beta_p^2 \right]}. \quad (25)$$

Das Verhältnis der Energieverluste ist

$$\frac{\Delta E_d}{\Delta E_p} = \frac{\frac{dE}{dx}|_{Deuteron} \Delta x_d}{\frac{dE}{dx}|_{Proton} \Delta x_p} = \frac{\frac{dE_d}{dx} \sin \theta_p}{\frac{dE_p}{dx} \sin \theta_d}. \quad (26)$$

4.2.3 Schnitt auf das kinematische Defizit

Elastische Proton-Deuteron-Ereignisse können vor allem durch die Untersuchung des kinematischen Defizits identifiziert werden. Das kinematische Defizit ist der Winkel, der die

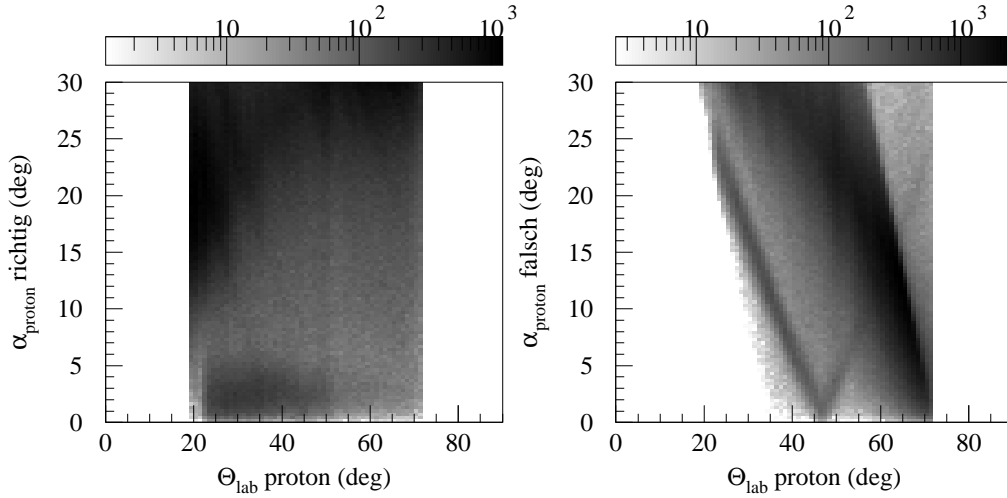


Abbildung 14: Kinematisches Defizit der Streueignisse. Auf der linken (rechten) Seite wurde die Annahme gemacht, daß das Teilchen, das weniger (mehr) Energie im Szintillator deponiert hat, das Proton ist.

Abweichung der Summe der rekonstruierten c.m.-Streuwinkel eines binären Ereignisses von 180° beschreibt (siehe Abbildung 13). Bei den in Abbildung 14 dargestellten Ereignissen ist auf der linken Seite die Annahme gemacht worden, daß dasjenige Teilchen, das weniger Energie im Szintillator deponiert hat, das Proton ist. Aufgetragen ist das kinematische Defizit dieses Teilchens gegen seinen Streuwinkel im Laborsystem. Es ist bei kleinen kinematischen Defiziten eine erhöhte Zahl der Ereignisse zu erkennen. Der rechte Graph zeigt das kinematische Defizit des Protons, bei dem die umgekehrte Annahme gemacht worden ist, daß das Proton mehr Energie deponiert hat als das Deuteron. Da jedoch bei 48° die Streuwinkel von Proton und Deuteron identisch sind, ergibt sich für diese Winkel ebenfalls ein kleines kinematisches Defizit. Der linke Graph zeigt aber, daß sich der Energieverlust als Kriterium dafür eignet, zwischen Proton und Deuteron zu unterscheiden. In Abbildung 15 ist das kinematische Defizit des Protons auf der rechten Seite mit einem Schnitt auf das Verhältnis $\Delta E_{Deuteron}/\Delta E_{Proton} > 1,5$ dargestellt, in der Mitte mit einem Verhältnis $> 1,2$. Im Vergleich mit der linken Seite ohne diese Schnitte sieht man, daß der Anteil der Ereignisse mit hohem kinematischen Defizit deutlich reduziert wird. Letztere beruhen offenbar auf Proton-Proton-Streuung, weswegen bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts am Ende dieser Analyse nur noch Ereignisse mit einem kinematischen Defizit $\alpha_{Proton} < 6^\circ$ betrachtet werden (wiederum soll dieser Schnitt durch die gepunktete Linie hervorgehoben werden).

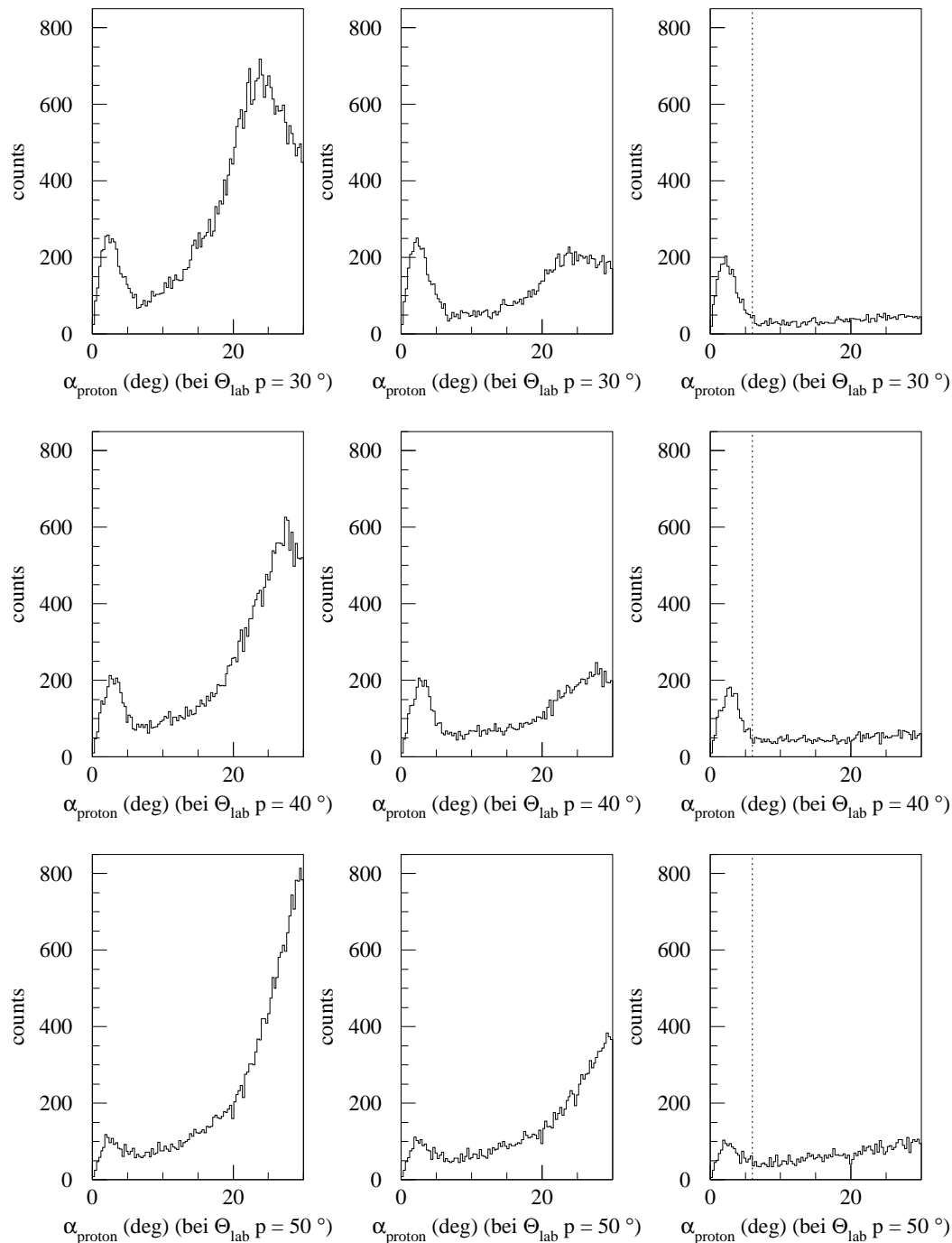


Abbildung 15: Kinematisches Defizit in Abhängigkeit von dem Schnitt auf das Verhältnis der Energieverluste der beiden Streuteilchen. Linke Seite ohne Schnitt. Mitte mit $\Delta E_d / \Delta E_p > 1, 2$. Rechte Seite mit $\Delta E_d / \Delta E_p > 1, 5$.

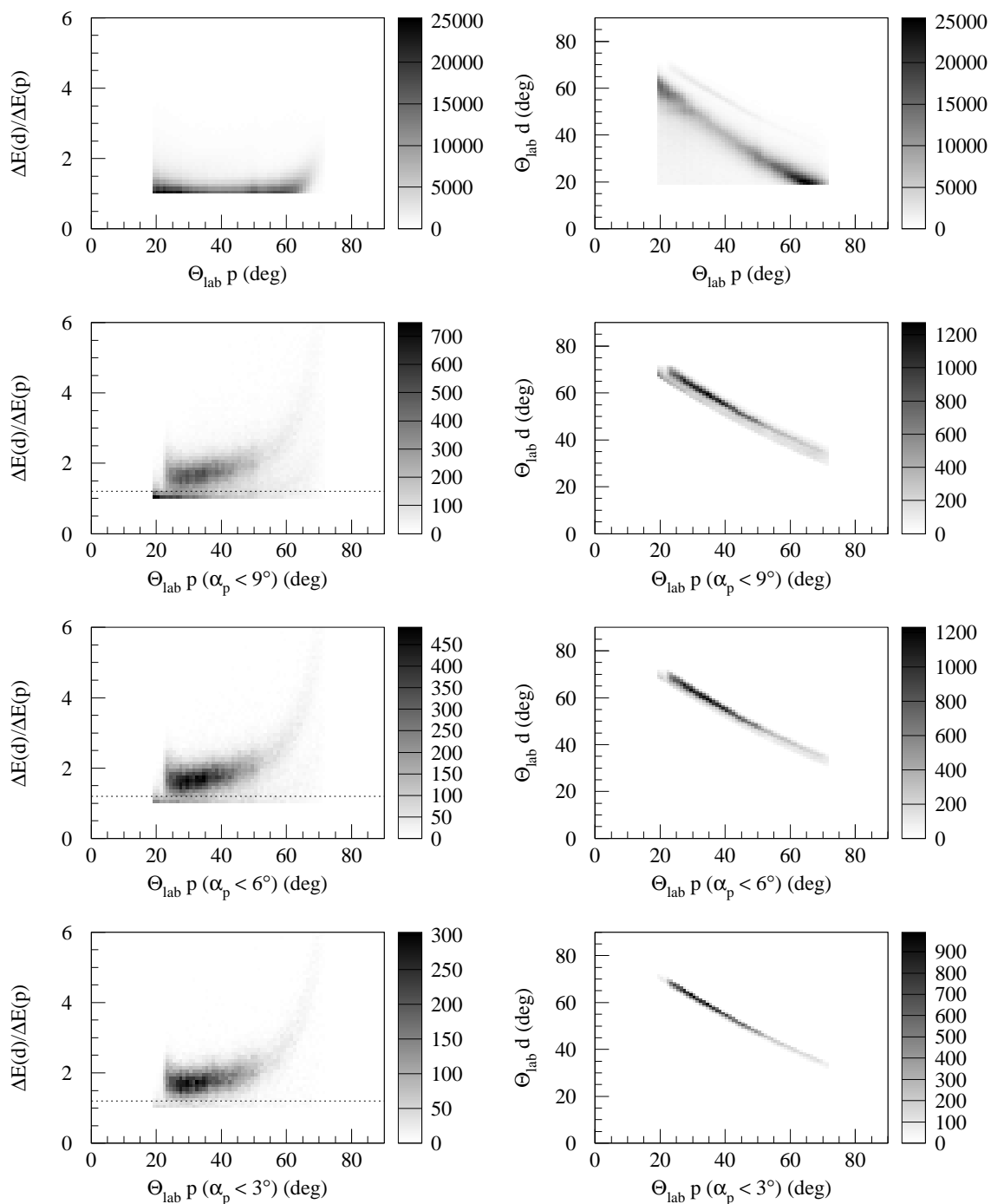


Abbildung 16: Verhältnis der Energieverluste (links) und Streuwinkel (rechts) in Abhängigkeit von dem Schnitt auf das kinematische Defizit des Protons.

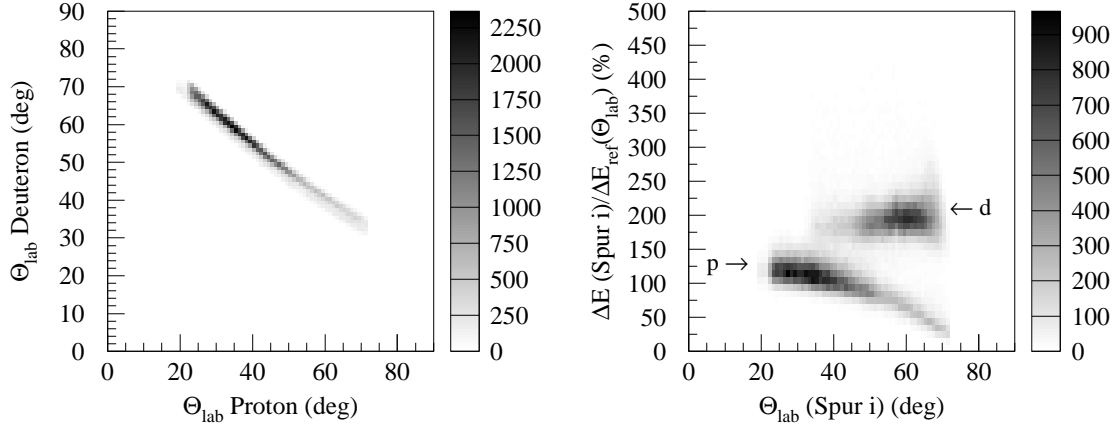


Abbildung 17: Ereignisse, die bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte berücksichtigt werden. Für das kinematische Defizit wird eine Grenze von $\alpha_p < 6^\circ$ gewählt, für die Energieverluste $\Delta E_d/\Delta E_p > 1,2$. Streuwinkel (links), Energieverluste (rechts, $i = 1, 2$). Im Vergleich zur Abb. 9 sind die Protonen jetzt deutlich von den Deuteronen zu unterscheiden.

4.2.4 Schnitt auf den Energieverlust

Es zeigt sich in Abbildung 16, daß bei der Darstellung der Verhältnisse der Energieverluste der Anteil der Ereignisse mit $1,5 > \Delta E_{Deuteron}/\Delta E_{Proton} > 1$ umso stärker reduziert wird, je kleiner die Grenze für das kinematische Defizit des Protons gewählt wird. Während im oberen linken Graphen ohne Schnitt auf das kinematische Defizit keine Struktur oberhalb eines Verhältnisses von 1,5 zu erkennen ist, tritt diese bei einer Verringerung der Grenze immer stärker hervor. Im Gegensatz zu früheren Darstellungen hat jetzt die z -Achse, d.h. die Schwärzung zur Anzeige der Ereignisanzahl, eine lineare Skala. Um keine Ereignisse auszusortieren, bei denen elastische Proton-Deuteron-Streuung stattgefunden hat, wird auf den Energieverlust ein konservativer Schnitt angewendet, der verlangt, daß $\Delta E_{Deuteron}/\Delta E_{Proton} > 1,2$ gilt.

4.3 Differentielle Wirkungsquerschnitte

In Abbildung 17 sind die Streuwinkel und die Energieverluste aller Ereignisse dargestellt, die bei der folgenden Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte berücksichtigt werden. Es gilt zusätzlich, daß alle Ereignisse ein kinematisches Defizit kleiner als sechs Grad haben müssen. Ein Vergleich mit Abbildung 9 und 11 zeigt, daß sich jetzt auch bei linearer Skala in z -Richtung auf dem rechten Graphen von Abbildung 17 die Deuteronen deutlich von den Protonen durch ihren höheren Energieverlust unterscheiden lassen.

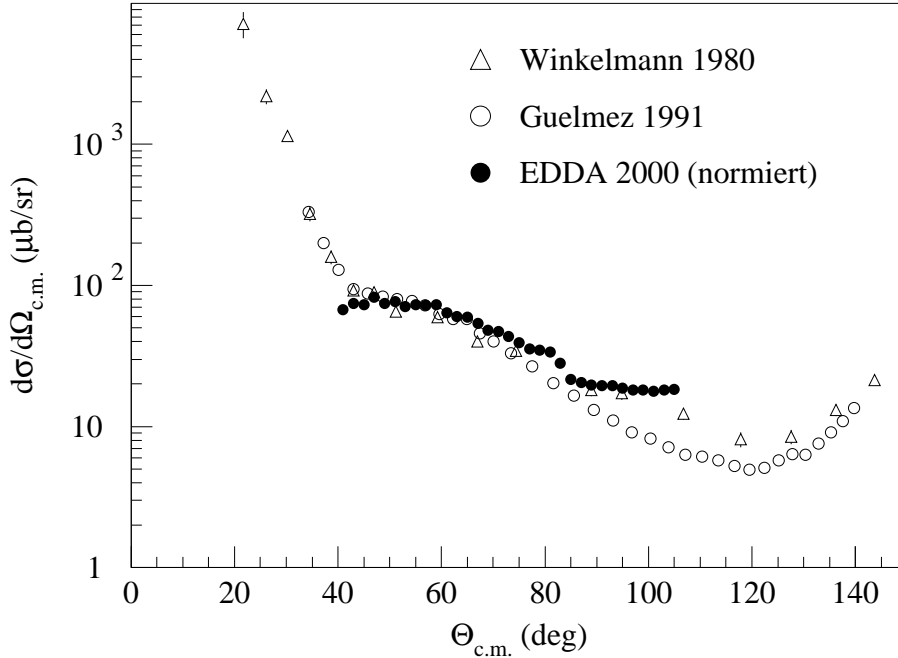


Abbildung 18: Differentielle Wirkungsquerschnitte bei $T_p = 789$ MeV im Vergleich zu Daten, die von Winkelmann [Win80] bei 800 MeV und von Gülmez [Gül91] bei 793 MeV gemessen wurden. Der statistische Fehler der Daten ist kleiner als die Größe der Punkte.

Bei dem EDDA-Experiment besteht bei Messungen mit dem Atomstrahltarget keine Möglichkeit zur direkten Bestimmung der Luminosität L . Die Meßdaten können daher nur den relativen Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit vom c.m.-Streuwinkel des Protons wiedergeben. Bei Berücksichtigung der Detektoreffizienz E gilt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{E} \frac{1}{L} \frac{\Delta N}{\Delta\Omega}. \quad (27)$$

Bei der Datenanalyse wird für $E \cdot L$ ein konstanter Faktor angenommen, der durch Anpassung an Daten von Winkelmann [Win80] ermittelt worden ist.

In Abbildung 18 ist nun der differentielle Wirkungsquerschnitt gegen den c.m.-Streuwinkel des Protons aufgetragen. Als Fehler wird nur der statistische Fehler der Zählraten berücksichtigt. Die Daten entsprechen in ihrem Verlauf denen, die Winkelmann 1980 am LAMPF⁸ gemessen hat.

⁸Los Alamos Meson Physics Facility

5 Messung der Lebensdauer des Protonenstrahls

5.1 Aufzeichnung der Meßdaten

Im Juli 2001 wurden am COSY-Teilchenbeschleuniger auf $T_p = 2110$ MeV ($p_p = 2900$ MeV/c) beschleunigte unpolarisierte Protonen an einem Wasserstoff-Atomstrahl gestreut. Da die HF-Übergangseinheit (siehe Abb. 6) abgeschaltet war, waren die Targetprotonen nahezu unpolarisiert. Die effektive Targetdichte des Atomstrahls bei eingeschaltetem Dissoziierer war aus früheren Experimenten bekannt. Sie betrug ungefähr $4 \cdot 10^{11}$ Atome / cm^2 . Ein Beschleunigerzyklus begann mit Injektion der vom Zyklotron auf $T_p = 45$ MeV vorbeschleunigten Protonen. Nach der Injektion wurde der Protonenstrahl innerhalb weniger Sekunden auf seine Maximalenergie beschleunigt. Danach wurde die Hochfrequenz des Hohlraumresonators im Ring abgeschaltet. Der Protonenstrahl (ca. $3 - 8 \cdot 10^{10}$ Protonen) zirkulierte daraufhin im Ring mit einer Umlauffrequenz von rund 1,5 MHz. Nach 3020 Sekunden wurde der Protonenstrahl mit Hilfe von vertikalen Steuerungsmagneten gegen die Strahlrohrwand gelenkt und damit ausgeschaltet. Dies geschah zum Zwecke einer Nullpunktbestimmung des BCT-Signals. Für die Dauer von jeweils 600 Sekunden wurde der Dissoziierer des Atomstrahltargets, der das molekulare Wasserstoffgas in Atome aufspaltet, abwechselnd an- und ausgeschaltet. Dies bewirkte alle 600 Sekunden eine Änderung der Dichte der Atome in der Targetzone. Ein einstündiger Beschleunigerzyklus bestand also aus fünf alternierenden Dissoziiererereinstellungen und einer Weiteren zur Nullpunktbestimmung des BCT. Von den neunzehn aufgezeichneten einstündigen Beschleunigerzyklen bestanden zwei aus Zyklen ohne Protonenstrahl im Ring, um den Nullpunkt des BCT-Signals zu untersuchen. Bei dem letzten auswertbaren Zyklus war das Vakuumventil zwischen Atomstrahlquelle und COSY-Strahlrohr während der ersten 1463 Sekunden geschlossen (siehe Abb. 20 und 37, Run 1234, Zyklus 1). Diese Einstellung ist im Hinblick auf die Strahlverluste durch das Restgas im COSY-Ring von besonderem Interesse. Zwei weitere Zyklen konnten aufgrund technischer Probleme mit der Datenaufzeichnung nicht ausgewertet werden. Der erste Zyklus besaß keine 600 Sekunden dauernden Dissoziiererereinstellungen. Für die Analyse standen damit vierzehn Beschleunigerzyklen zur Verfügung.

5.2 Relativer Fehler der Frequenzmessung

Es standen drei Meßsignale für die Strommessung des Protonenstrahls im Beschleunigerring zur Verfügung:

- Alter BCT-Monitor, angeschlossen an eine VFC⁹-Einheit (Meßbereich ± 10 Volt)
- Alter BCT-Monitor, angeschlossen an eine VFC-Einheit (Meßbereich $\pm 2,5$ Volt)
- Neuer BCT-Monitor, angeschlossen an eine VFC-Einheit (Meßbereich $\pm 2,5$ Volt).

⁹Voltage to Frequency Converter

| BCT-Monitor | VFC Meßbereich [Volt] | σ_ν/μ | σ_μ/μ |
|-------------|-----------------------|---------------------------|---------------------------|
| alt | ± 10 | $\approx 3 \cdot 10^{-3}$ | $\approx 1 \cdot 10^{-4}$ |
| alt | $\pm 2,5$ | $\approx 2 \cdot 10^{-3}$ | $\approx 5 \cdot 10^{-5}$ |
| neu | $\pm 2,5$ | $\approx 1 \cdot 10^{-3}$ | $\approx 3 \cdot 10^{-5}$ |

Tabelle 2: Relative Fehler der Einzelmessungen und der über 2,5 Sekunden gemittelten Frequenzen.

Die Spannungen wurden von den VFC-Einheiten in Frequenzen von 0 bis 2 MHz umgewandelt und mit schnellen Zählern („Scalern“) gezählt. Eine mit 400 Hz arbeitende Triggerquelle sorgte dafür, daß alle 2,5 ms die Zähler der VFC-Signale ausgelesen wurden. Der Zeitpunkt der Messung wurde mit einer Referenzuhr, die mit 10 MHz getaktet war, bestimmt. Die Frequenzen der VFC-Einheiten werden ermittelt, indem die Anzahl der eingegangenen Pulse zwischen zwei Auslesen durch die Zeit (gemessen mit der Referenzuhr) geteilt wird. Damit können im zeitlichen Mittel Fehler bei der Frequenzbestimmung vermieden werden, die durch Abweichungen der Zeitpunkte der Auslese vom 400-Hz-Takt auftreten könnten. Die gemessenen Frequenzen werden dann mit der Information des Zeitpunktes der Auslese gespeichert. Danach wird der Mittelwert der Frequenzen ν_i

$$\mu = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \nu_i \quad (28)$$

über $N = 1000$ Intervalle der Länge 2,5 ms bestimmt. Für den Fehler der Einzelmessung gilt [Bev69]

$$\sigma_\nu = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum (\nu_i - \mu)^2} \quad (29)$$

Es ergibt sich bei Mittelung über N Einzelmessungen ein Fehler des Mittelwertes von

$$\sigma_\mu = \sqrt{\frac{\sigma_\nu^2}{N}}. \quad (30)$$

In Tabelle 2 sind die relativen Fehler der ermittelten Frequenzen der an die beiden BCT-Monitore angeschlossenen VFC-Einheiten eingetragen. Es zeigt sich bei der Betrachtung der Messdaten, daß über einen Zeitraum von 2,5 Sekunden die Intensität des Protonenstrahls im Ring hinreichend konstant ist. In der weiteren Analyse wird deswegen nur noch mit den über einen Zeitraum von 2,5 Sekunden gemittelten Frequenzen und dem Fehler dieser Mittelwerte gerechnet.

Durch eine Kalibration der VFC-Einheiten mit bekannten Spannungen folgt die Umrechnung in die Spannung U

$$U_{BCT}[mV] = \frac{A - f[Hz]}{B} \quad (31)$$

mit den in der Kalibration bestimmten Konstanten A und B . Diese werden benutzt, um die in Abbildung 19 dargestellte Anzahl der Protonen im Ring

$$n = 6,25 \cdot 10^7 \frac{MHz U_{BCT}}{mV f} , \quad f: \text{Umlauffrequenz} \quad (32)$$

zu errechnen. Die Umlauffrequenz ist dabei abhängig von der Energie. Es gilt $f = v/L$ mit $v = pc^2/E$. Die Fehler der Daten sind in der gewählten Darstellung zu klein um erkennbar zu sein. Auch der Abfall des BCT-Signals während des Beschleunigerzyklus ist erst zu erkennen, wenn man, wie im Anhang A zu sehen, den Nullpunkt in den Darstellungen unterdrückt.

5.3 Relativer Fehler der Lebensdauer

Es gilt bei diesem Experiment folgender Zusammenhang zwischen der Anzahl der Protonen im Beschleunigerring und der Zeit [Hin98] $N(t) = N_0 e^{-(\sigma_{tot} + \sigma_{loss})\rho ft} = N_0 e^{-\lambda t}$ (siehe Gleichung (3)). Der Kehrwert von λ ist die Lebensdauer τ . In linearer Näherung kann damit die Abnahme der Protonen mit

$$N = N_0 \left(1 - \frac{t}{\tau}\right) \quad (33)$$

beschrieben werden. Es wird an jede 600 Sekunden dauernde Dissoziiererereinstellung eine Gerade $y(x) = a + bx$ mit der Methode der kleinsten Quadrate angepasst. Es ist dann y der über 2,5 Sekunden gemittelte jeweilige Messwert der Spannung des BCT-Signals und x der ebenfalls über 2,5 Sekunden gemittelte Zeitpunkt dieser Messungen (mit $N_0 = a$ und $\tau = -a/b$). Nach [Bev69] werden die Konstanten a und b mit

$$a = \frac{1}{\Delta} \left(\sum \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} \sum \frac{y_i}{\sigma_i^2} - \sum \frac{x_i}{\sigma_i^2} \sum \frac{x_i y_i}{\sigma_i^2} \right) \quad (34)$$

$$b = \frac{1}{\Delta} \left(\sum \frac{1}{\sigma_i^2} \sum \frac{x_i y_i}{\sigma_i^2} - \sum \frac{x_i}{\sigma_i^2} \sum \frac{y_i}{\sigma_i^2} \right) \quad (35)$$

$$\Delta = \sum \frac{1}{\sigma_i^2} \sum \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} - \left(\sum \frac{x_i}{\sigma_i^2} \right)^2 \quad (36)$$

ermittelt, wobei das σ_i der jeweilige Fehler des BCT-Signals ist. Der Fehler von $\tau = -a/b$ berechnet sich mit

$$\sigma_\tau^2 = \left(\frac{\partial \tau}{\partial a} \right)^2 \sigma_a^2 + \left(\frac{\partial \tau}{\partial b} \right)^2 \sigma_b^2 + 2 \frac{\partial \tau}{\partial a} \frac{\partial \tau}{\partial b} cov(a, b) \quad (37)$$

$$\Rightarrow \sigma_\tau = \frac{1}{b} \sqrt{\sigma_a^2 + \frac{a^2}{b^2} \sigma_b^2 - 2 \frac{a}{b} cov(a, b)} , \quad (38)$$

wobei dann

$$\sigma_a^2 = \frac{1}{\Delta} \sum \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} \quad (39)$$

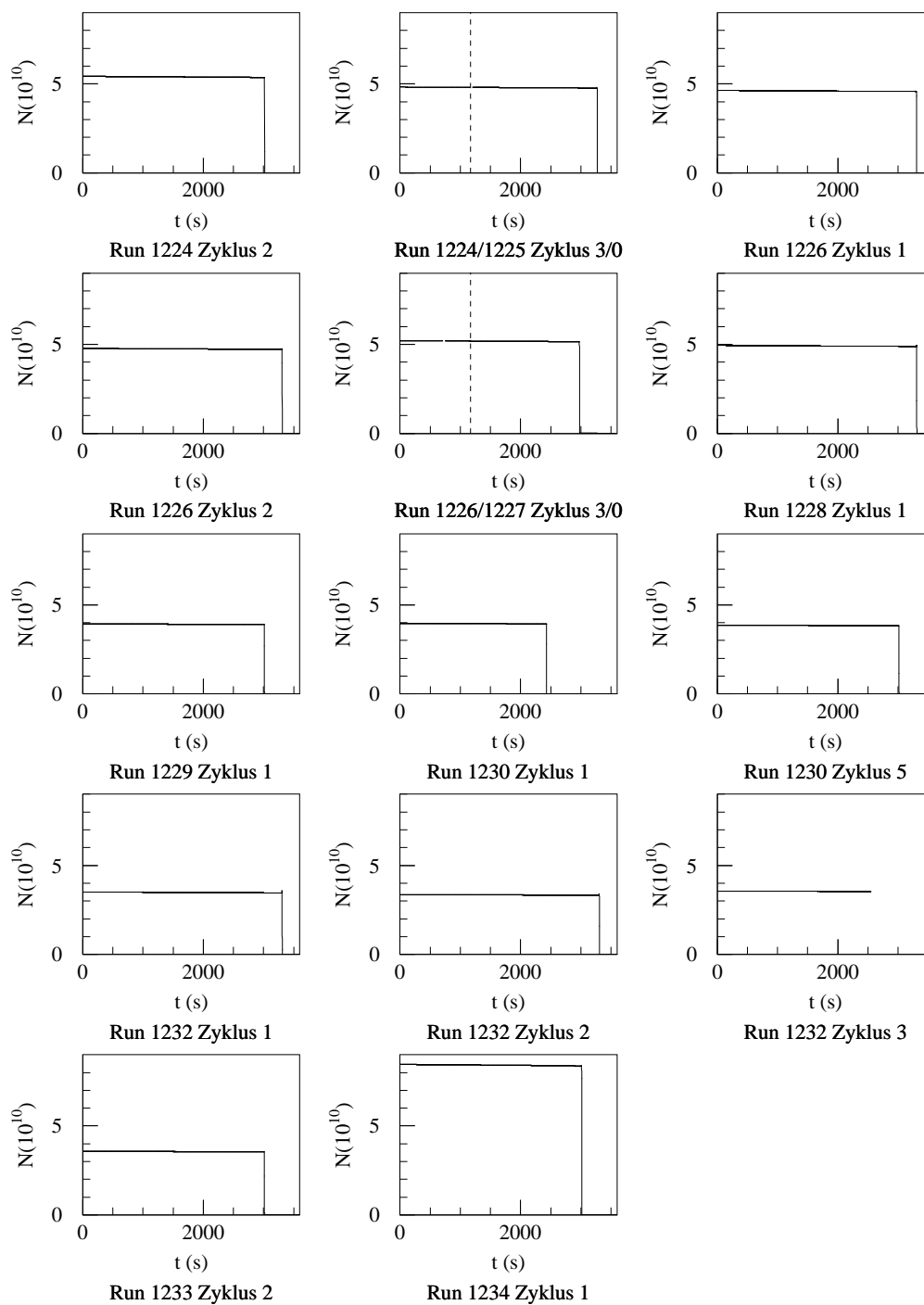


Abbildung 19: Anzahl der Protonen im Beschleunigerring in Abhängigkeit von der Zeit. Dargestellt sind die Werte des neuen BCT-Monitors ($VFC \pm 2,5$ Volt).

| Run/ Zyklus | BCT alt VFC 10 V | BCT alt VFC 10 V | BCT alt VFC 2,5 V | BCT alt VFC 2,5 V | BCT neu VFC 2,5 V | BCT neu VFC 2,5 V |
|------------------|---------------------|--|----------------------|--|----------------------|--|
| Diss.- Einst. | $\bar{\tau}$ [h] | $\frac{\bar{\sigma}_\tau}{\bar{\tau}}$ % | $\bar{\tau}$ [h] | $\frac{\bar{\sigma}_\tau}{\bar{\tau}}$ % | $\bar{\tau}$ [h] | $\frac{\bar{\sigma}_\tau}{\bar{\tau}}$ % |
| 1226/1 | | | | | | |
| an | 78.1 | 1.08 | 94.9 | 0.71 | 88.4 | 0.37 |
| aus | 79.6 | 1.10 | 79.9 | 0.60 | 92.2 | 0.37 |
| an | 74.0 | 1.02 | 79.4 | 0.60 | 77.0 | 0.31 |
| aus | 72.2 | 1.00 | 73.1 | 0.56 | 74.1 | 0.31 |
| an | 63.7 | 0.89 | 65.7 | 0.51 | 64.7 | 0.26 |
| 1226/2 | | | | | | |
| aus | 91.1 | 1.24 | 95.1 | 0.71 | 96.9 | 0.39 |
| an | 85.0 | 1.15 | 84.4 | 0.63 | 79.5 | 0.32 |
| aus | 74.7 | 1.01 | 83.3 | 0.61 | 81.6 | 0.32 |
| an | 72.6 | 0.99 | 72.2 | 0.54 | 72.0 | 0.29 |
| aus | 72.5 | 0.97 | 69.0 | 0.51 | 71.0 | 0.28 |
| 1228/1 | | | | | | |
| aus | 106.9 | 1.38 | 98.3 | 0.70 | 95.3 | 0.37 |
| an | 85.3 | 1.11 | 79.9 | 0.57 | 82.2 | 0.32 |
| aus | 86.6 | 1.13 | 82.8 | 0.60 | 81.1 | 0.31 |
| an | 70.7 | 0.92 | 71.5 | 0.50 | 74.4 | 0.29 |
| aus | 72.1 | 0.93 | 70.5 | 0.49 | 71.2 | 0.26 |

Tabelle 3: Gemittelte Lebensdauern und ihre relativen Fehler (exemplarisch für drei Beschleunigerzyklen).

$$\sigma_b^2 = \frac{1}{\Delta} \sum \frac{1}{\sigma_i^2} \quad (40)$$

$$\text{cov}(a, b) = \sigma_{ab}^2 = -\frac{1}{\Delta} \sum \frac{x_i}{\sigma_i^2} \quad (41)$$

eingesetzt werden. Die relativen Fehler der Strahllebensdauern sind in Tabelle 3 für die verschiedenen BCT-Monitore eingetragen.

5.4 Lebensdauer des Protonenstrahls im Beschleunigerring

Mit Hilfe der Trigger-Signale der Außenschale des EDDA-Detektors kann der Status des Dissoziierers überprüft werden. Der eingeschaltete Dissoziierer sorgte für eine erhöhte Targetdichte und damit für eine erhöhte Anzahl von Streuereignissen bzw. Triggersignalen. Dies ist in Abbildung 20 am Run 1234 besonders gut zu erkennen. Während der ersten 1470 Sekunden war die Öffnung des Atomstrahltargets zum Strahlrohr des Beschleunigers

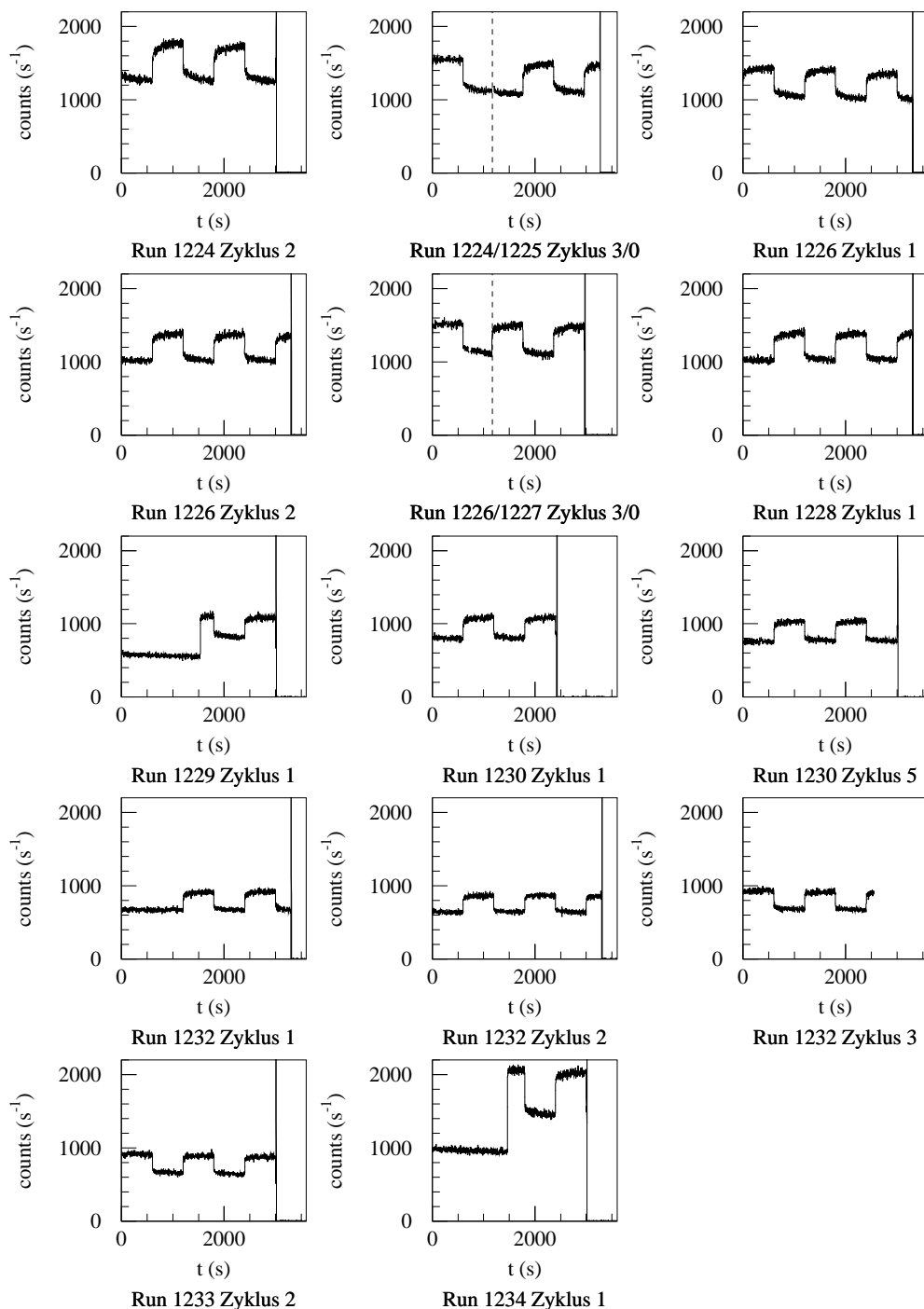


Abbildung 20: Triggerrate der Außenschale.

mit einem Schieber verschlossen worden. Nachdem dieser bei eingeschaltetem Dissoziierer geöffnet wurde, verdoppelte sich die Triggerrate. Nach weiteren 330 Sekunden schaltete sich der Dissoziierer aus und es blieb für 600 Sekunden bei einer um 25 % verringerten Triggerrate. Das darauffolgende Einschalten des Dissoziierers steigerte die Rate wieder um 25 %.

Die Abbildungen 21, 22 und 23 zeigen die aus der Anpassung an die Daten ermittelten Strahllebensdauern der vierzehn ausgewerteten Beschleunigerzyklen für die drei Meßsignale (siehe Kapitel 5.2). In den Beschleunigerzyklen sind die über je 600 Sekunden gemittelten Strahllebensdauern der fünf alternierenden Dissoziierereinstellungen dargestellt. Ein gefüllter Kreis markiert einen eingeschalteten Dissoziierer, ein offener Kreis einen ausgeschalteten. Die gepunkteten Linien markieren eine Unterbrechung der Datenaufzeichnung während eines Runwechsels.

Im Anhang sind die Meßdaten für alle Beschleunigerzyklen dargestellt. Diese graphischen Darstellungen ermöglichen eine unmittelbare Beurteilung der Datenqualität. Man erkennt z.B. in der Abbildung 25, daß die Signale des alten BCT-Monitors im Vergleich zu denen des neuen BCT-Monitors Unstetigkeiten aufweisen. Diese Unstetigkeit bewirkt eine entsprechende Abweichung der Lebensdauer (siehe Abbildung 21 Run 1224/1225, Zyklus 3/0).

Die Meßdaten in Anhang A zeigen nicht den erwarteten linearen bzw. exponentiellen Abfall der Anzahl der Protonen im Beschleunigerring. Man erkennt, daß die Verluste während des einstündigen Zyklus stetig zunehmen, d.h., man erhält keine einheitlichen Lebensdauern τ_{an} bzw. τ_{aus} für alle Einstellungen mit angeschaltetem bzw. ausgeschaltetem Dissoziierer. Wenn man aber die Werte für τ_{an} mit den benachbarten Werten für τ_{aus} vergleicht (siehe z.B. Abb. 23), dann erkennt man, daß bei ausgeschaltetem Dissoziierer die Lebensdauer der Protonen im Ring etwas höher ist als bei eingeschaltetem Dissoziierer.

Um die beobachteten Strahllebensdauern zu analysieren, muß man zwischen den Verlusten durch Reaktionen an den Atomen des Targetbereichs (Flächendichte N_T/A) und denen des Restgases im gesamten Beschleunigerring (Flächendichte N_R/A) unterscheiden. Bei den Restgasdrücken in der Größenordnung von 10^{-8} mbar besteht das Restgas praktisch vollständig aus Wasserstoffmolekülen.

Nach dem Gesetz für ideale Gase

$$pV = nRT \quad (42)$$

- p : Druck
- V : Volumen
- n : Stoffmenge in mol
- R : universelle Gaskonstante = 8,314 J/(K mol)
- T : Temperatur,

berechnet sich die Flächendichte der Wasserstoffatome im Ring

$$\frac{N_R}{A} = 2N_A \frac{n}{V} L \quad (43)$$

- N_A : Avogadro-Konstante = $6,0221 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
 N_R/A : Teilchen im Ring pro Fläche pro Umlauf
 L : Länge $L = 183,473 \text{ m}$ des Beschleunigerrings.

Bei einem mittleren Druck des Restgases von $\bar{p} = 5 \cdot 10^{-8} \text{ mbar}$ ergibt sich eine Flächendichte von $N_R/A = 4,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Bei eingeschaltetem Dissoziierer muß man die Wasserstoffatome des Atomstrahls (Flächendichte $N_T/A \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) und die Erhöhung des Restgasdruckes (Flächendichte $\Delta N_R/A \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) berücksichtigen. Wenn der Dissoziierer ausgeschaltet ist, aber das Ventil zur Atomstrahlquelle geöffnet bleibt, ist zwar $N_T/A = 0$, aber die Erhöhung des Restgasdruckes im Targetbereich, d.h. $\Delta N_R/A \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, bleibt bestehen. Nur wenn das Ventil zur Atomstrahlquelle geschlossen ist, gilt auch $\Delta N_R/A = 0$. Wenn man zur Berechnung der mittleren Strahllebensdauer τ die Verluste durch Kleinwinkelstreuung vernachlässigt und nur den totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{tot} \approx 40 \text{ mbarn}$ der Proton-Proton-Wechselwirkung berücksichtigt, erhält man die folgenden Gleichungen:

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \approx N_0 \left(1 - \frac{t}{\tau}\right) \quad (44)$$

$$-\frac{dN}{dt} = \frac{N}{\tau} = N f \sigma_{tot} \left(\frac{N_R}{A} + \frac{\Delta N_R}{A} + \frac{N_T}{A} \right) \quad (45)$$

$$\tau = \left[f \sigma_{tot} \left(\frac{N_R}{A} + \frac{\Delta N_R}{A} + \frac{N_T}{A} \right) \right]^{-1} \quad (46)$$

- N_0, N : Zahl der umlaufenden Protonen
 $\Delta N_R/A$: Änderung der Flächendichte des Restgases im Ring
 N_T/A : Flächendichte des Atomstrahls
 τ : mittlere Strahllebensdauer
 f : Umlauffrequenz (bei $2900 \text{ MeV}/c$ rund $1,5 \text{ MHz}$)
 σ_{tot} : Totaler Wirkungsquerschnitt
 (bei Proton-Proton-Wechselwirkung $\approx 40 \text{ mbarn}$).

Zur Analyse muß man nun die folgenden drei Einstellungen unterscheiden:

- (i) Ventil geschlossen:

$$\frac{N_R}{A} \approx 4,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}, \frac{\Delta N_R}{A} = 0, \frac{N_T}{A} = 0;$$

$$\Rightarrow \tau \approx 105 \text{ h}$$

- (ii) Ventil offen, Dissoziierer ausgeschaltet:

$$\frac{N_R}{A} \approx 4,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}, \frac{\Delta N_R}{A} \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}, \frac{N_T}{A} = 0;$$

$$\Rightarrow \tau \approx 104 \text{ h}$$

(iii) Ventil offen, Dissoziierer eingeschaltet:

$$\frac{N_R}{A} \approx 4,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}, \quad \frac{\Delta N_R}{A} \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}, \quad \frac{N_T}{A} \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2};$$

$$\Rightarrow \tau \approx 103 \text{ h.}$$

Man erwartet also eine Modulation der Strahllebensdauer τ von ca. 1 %, wenn der Dissoziierer ein- und ausgeschaltet wird. Bei einem niedrigeren Restgasdruck wären die Targeteffekte natürlich sehr viel ausgeprägter. Ein Restgasdruck von $\bar{p} = 1 \cdot 10^{-9}$ mbar entspricht $N_R/A = 8,8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ und $\tau = 5260 \text{ h}$. Das würde also in dem Fall, daß keine anderen Prozesse für den Verlust an Protonen eine Rolle spielen, bedeuten, daß eine Verbesserung des Vakuums im Ring die Lebensdauer des Protonenstrahls um mehr als eine Größenordnung erhöhen kann.

Die beobachteten Lebensdauern und deren Modulation liegen in der Größenordnung dessen, was man erwartet. Ein unerwarteter Effekt ist jedoch die stetige Abnahme der Lebensdauern. Eine mögliche Erklärung hierfür ist die Kleinwinkelstreuung im Restgas. Neben den Verlusten aufgrund des totalen Wirkungsquerschnittes können die Protonen auch durch die kumulativen Effekte der Coulombstreuung bei kleinen Winkeln, der sogenannten Kleinwinkelstreuung, verloren gehen. Durch die Kleinwinkelstreuung erhöht sich die mittlere Winkelunschärfe des Strahls um einen bestimmten kleinen Betrag θ_{rms} pro Umlauf, was zu einer entsprechenden Erhöhung der Strahlemittanzen in x - und y -Richtung führt [Hin89]. Dadurch nehmen die Strahlenveloppen in x - und y -Richtung langsam aber stetig zu und es treten zusätzliche Teilchenverluste im Bereich der engsten Aperturen (Stichwort „Beam Scraper“) auf.

Diese stetig zunehmenden Verluste führen zu einer stetigen Abnahme der mittleren Lebensdauer. Dieser Effekt kann möglicherweise die beobachtete Abnahme der Lebensdauern erklären. Eine endgültige Aussage erfordert jedoch eine detaillierte quantitative Analyse. Sollte der angedeutete Zusammenhang zutreffen, dann sollte bei zukünftigen Messungen die stochastische Kühlung zur Unterdrückung der Emittanzzunahme des Strahls durch Kleinwinkelstreuung eingeschaltet werden. Eine deutliche Verbesserung des Vakuums wäre in diesem Zusammenhang ebenfalls sehr wünschenswert.

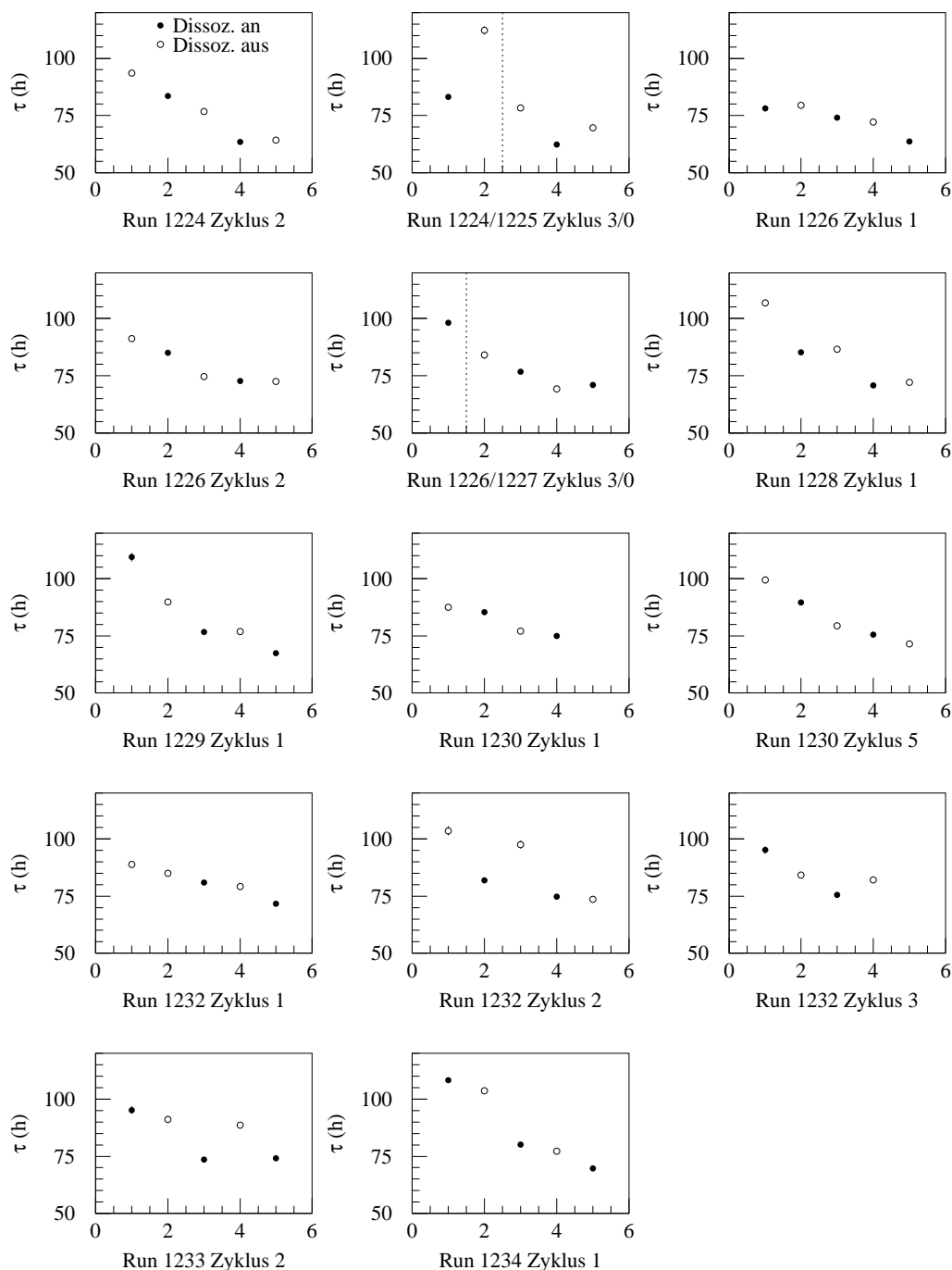


Abbildung 21: Lebensdauer des Protonenstrahls (BCT alt, VFC ± 10 Volt). Es wurde für die alternierenden Dissoziereinstellungen über je 600 Sekunden gemittelt (gefüllter Kreis: eingeschalteter Dissoziierer, offener Kreis: ausgeschalteter Dissoziierer). Die gepunkteten Linien markieren Unstetigkeiten in der Datenaufnahme (Runwechsel). Die Fehler in der Größenordnung von 1 % sind kleiner als die Datenpunkte. Der Nullpunkt ist unterdrückt.

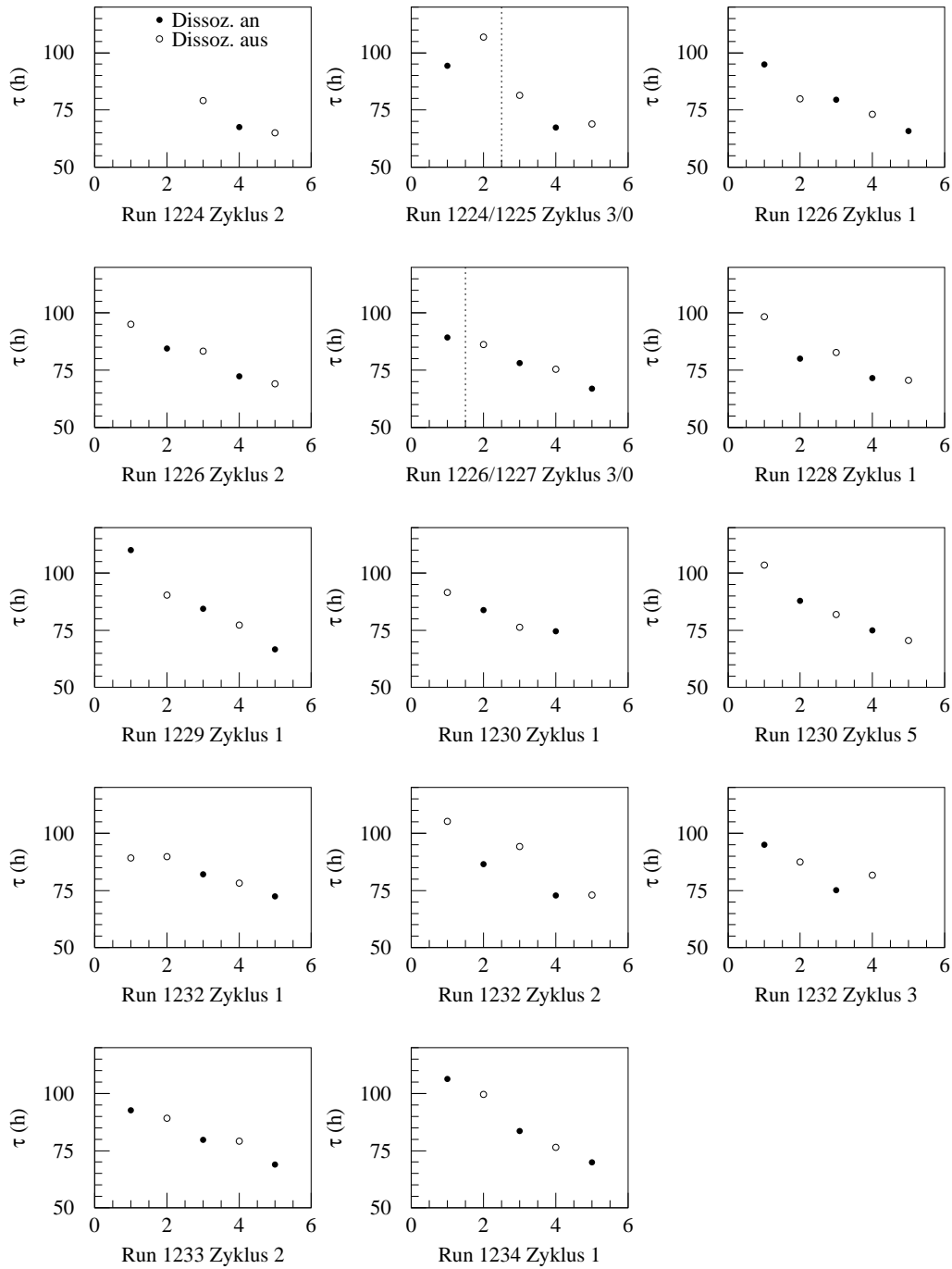


Abbildung 22: Lebensdauer des Protonenstrahls (BCT alt, VFC ± 2 , 5 Volt). Der Nullpunkt ist unterdrückt.

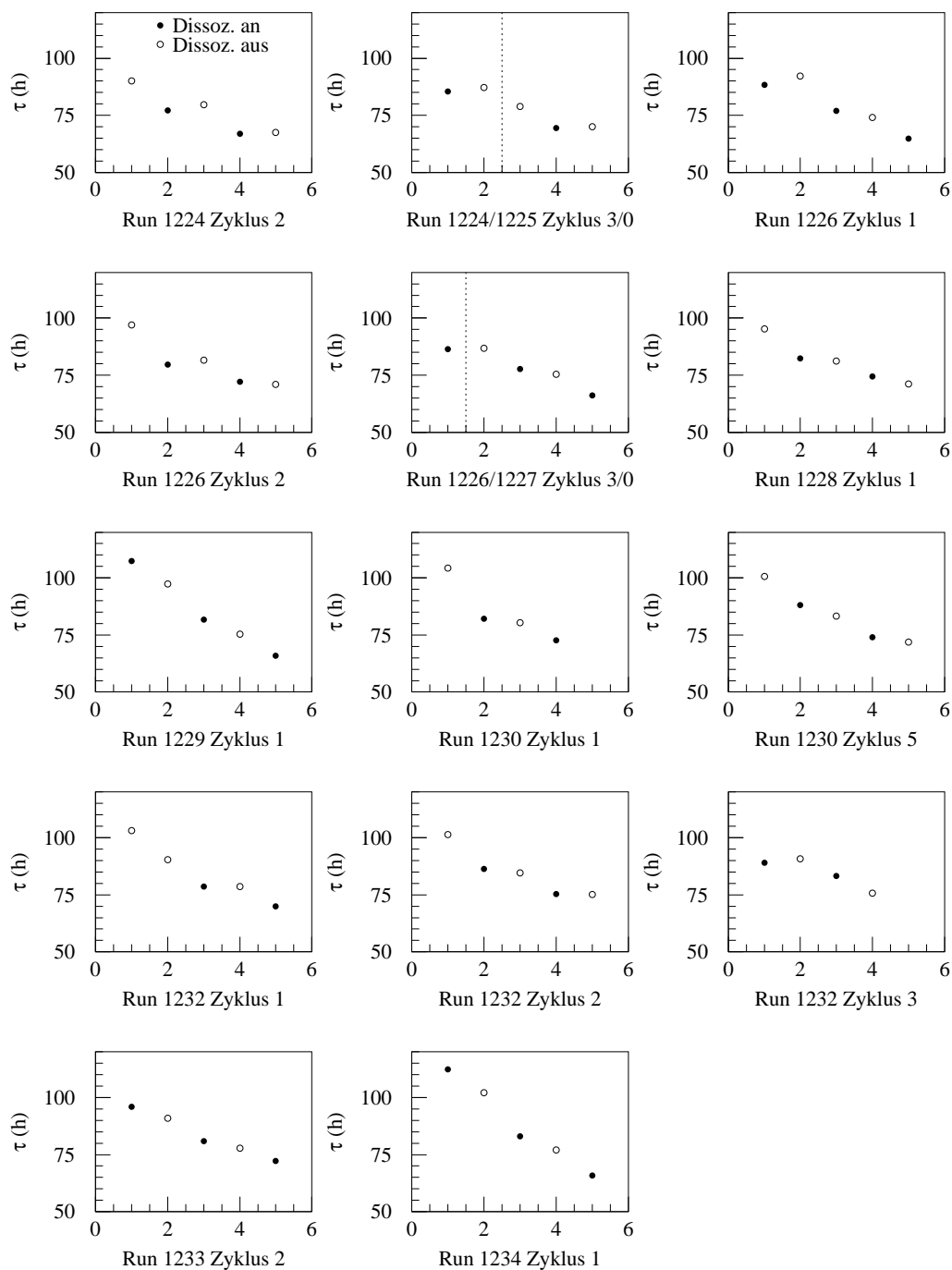


Abbildung 23: Lebensdauer des Protonenstrahls (BCT neu, VFC $\pm 2,5$ Volt). Der Nullpunkt ist unterdrückt.

6 Diskussion der Ergebnisse und Schlußfolgerung

Die Analyse der elastischen Proton-Deuteron-Streuung läßt die Schlußfolgerung zu, daß es durchaus möglich ist, mit dem EDDA-Detektor den elastischen Kanal von dem großen Untergrund nichtelastischer Reaktionen abzutrennen. Ein Großteil des Untergrundes in der Proton-Deuteron-Streuung stammt von dem Aufbruch des Deuterons in ein Proton und ein Neutron. Daher ist die quasielastische Streuung der Protonen an den im Deuteron gebundenen Nukleonen eine besonders starke Untergrundreaktion. Dieser Anteil kann aber relativ gut mit Hilfe des kinematischen Defizits und der charakteristischen Energieverluste in den Stäben abgetrennt werden. Eine weitere Schwierigkeit ergibt sich aus den im Vergleich zur elastischen Proton-Proton-Streuung relativ kleinen Wirkungsquerschnitten der elastischen Proton-Deuteron-Streuung und den Sekundärreaktionen, die die Deuteronen auf dem Weg vom Target bis zur Außenschale des Detektors erleiden. Trotz all dieser Schwierigkeiten ist es möglich, die elastische Proton-Deuteron-Streuung zu analysieren. Sie kann daher bei dem geplanten Test der Zeitumkehrinvarianz zur Messung der Vektor- und Tensorpolarisation des Protonenstrahls bzw. Deuteronen-Targets verwendet werden.

Die Untersuchung der Strahllebensdauern zeigte, daß bereits mit der vorhandenen neuen BCT-Einheit eine relativ hohe Genauigkeit der Strommessung von $3 \cdot 10^{-5}$ bei 2,5 s Meßintervall erreicht werden kann. Damit kann man Strahllebensdauern in der Größenordnung von 100 h mit einer relativen Genauigkeit von $3 \cdot 10^{-3}$ bei einem Meßintervall von 600 s messen. Zwischen den mit der alten und der neuen BCT-Einheit ermittelten Werten (siehe Tabelle 3 und die Abbildungen 21 bis 23) gibt es allerdings systematische Abweichungen. Es ist zum gegenwärtigen Zeitpunkt unklar, wodurch diese systematischen Abweichungen hervorgerufen werden. Bei der Betrachtung der mit der alten BCT-Einheit ermittelten Teilchenzahlen fallen jedoch besonders in Abbildung 25, 34 und 36 Nichtlinearitäten auf. Diese Nichtlinearitäten bewirken Abweichungen der ermittelten Lebensdauern im Vergleich zu denen, die mit der neuen BCT-Einheit ermittelt wurden. Daher liegt die Schlußfolgerung nahe, daß vor allem die Komponenten der alten BCT-Einheit inklusive der VFC-Einheit auf Nichtlinearitäten und Einstreuungen von Störsignalen hin untersucht werden müssen.

A Anhang

A.1 Teilchenzahl im Ring

Anzahl der Protonen im Beschleunigerring in Abhängigkeit von der Zeit. Die rechte Seite ist auf die Teilchenzahl am Beginn eines Beschleunigerzyklus normiert. Dargestellt sind die Werte des VFC (Meßbereich ± 10 V) am alten BCT (oben), des VFC (Meßbereich $\pm 2,5$ V) am alten BCT (mitte) und am neuen BCT (unten). Der Nullpunkt wird in diesen Graphen stark unterdrückt. Die kleinen Unterschiede in der absoluten Teilchenzahl für eine bestimmte Einstellung sind auf kleine Unterschiede in der absoluten Kalibration der drei Meßzweige zurückzuführen. Die Unterschiede von Run zu Run sind auf unterschiedliche Strahlfüllungen bei der Injektion zurückzuführen.

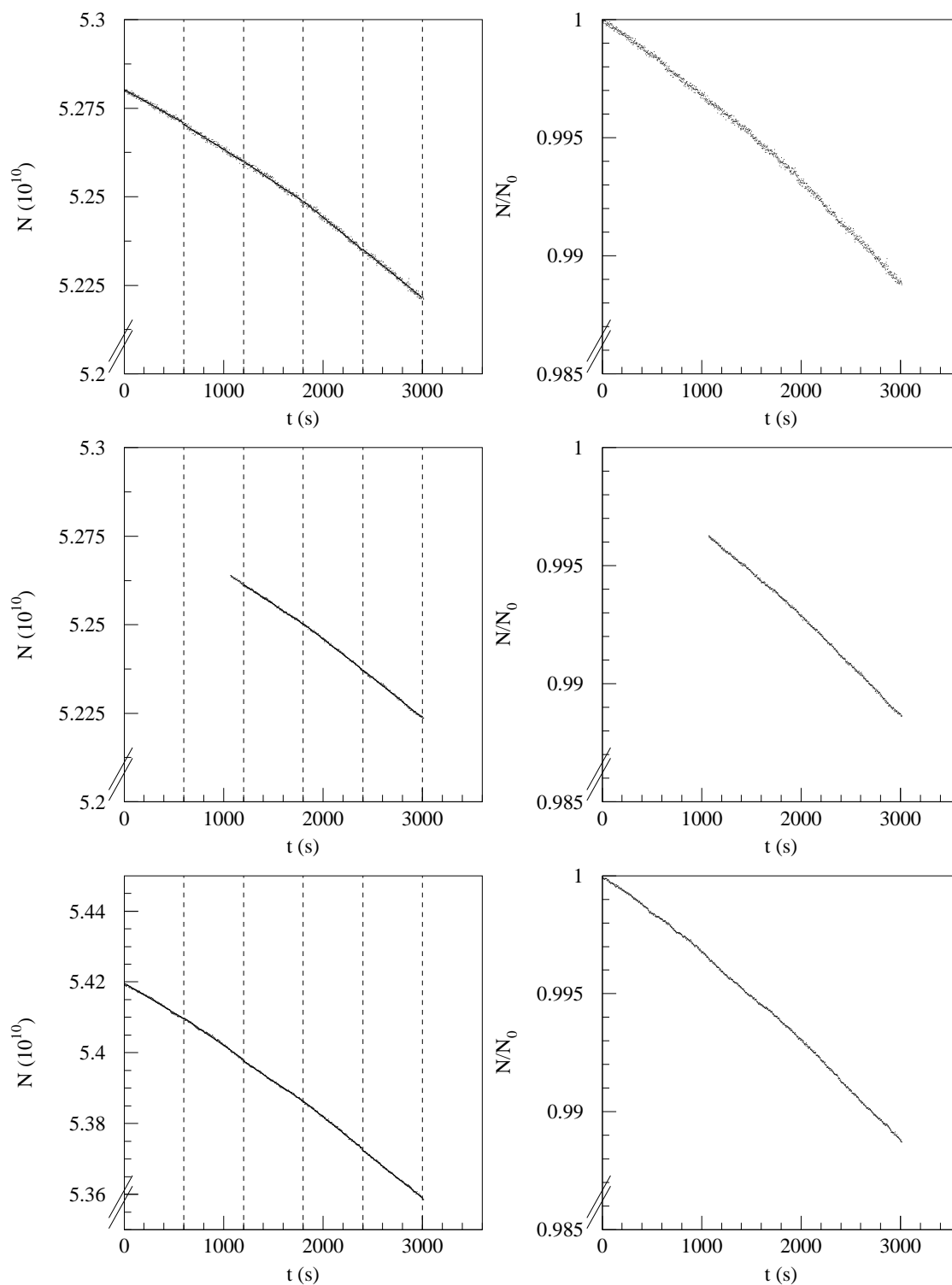


Abbildung 24: Run 1224, Zyklus 2. Dargestellt sind die Teilchenzahlen, die mit dem alten BCT an einem VFC (± 10 V) ermittelt wurden (oben), mit dem alten BCT an einem VFC ($\pm 2,5$ V) (Mitte) und mit dem neuen BCT an einem VFC ($\pm 2,5$ V) (unten). Während der ersten 1068 Sekunden war der VFC ($\pm 2,5$ V) am alten BCT-Monitor übersteuert.

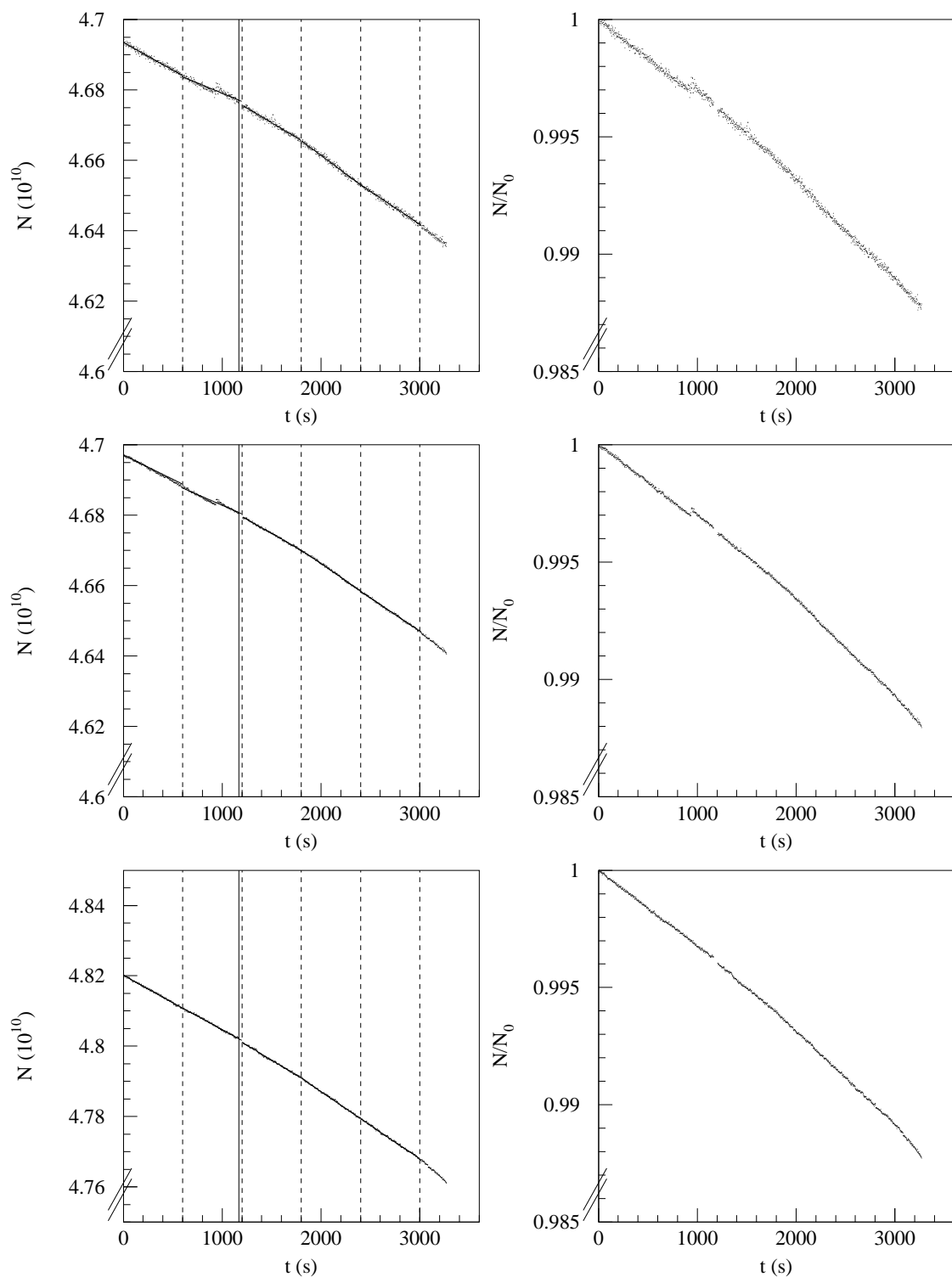


Abbildung 25: Run 1224/1225, Zyklus 3/0. Dargestellt sind die Teilchenzahlen, die mit dem alten BCT an einem VFC (± 10 V) ermittelt wurden (oben), mit dem alten BCT an einem VFC ($\pm 2,5$ V) (Mitte) und mit dem neuen BCT an einem VFC ($\pm 2,5$ V) (unten). Nach 1166 Sekunden kam es durch einen Runwechsel zu einer Unterbrechung der Datenaufnahme.

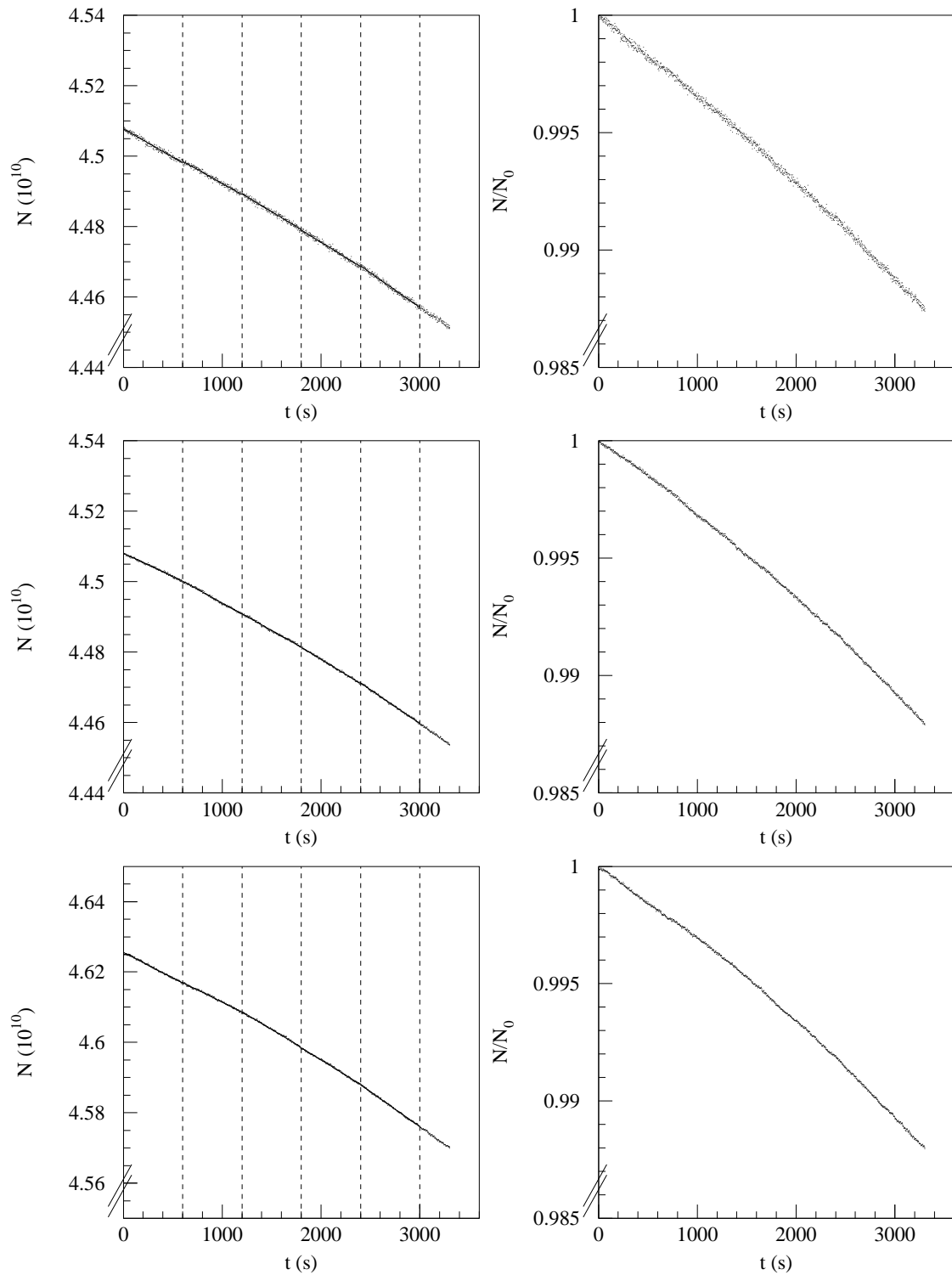


Abbildung 26: Run 1226, Zyklus 1. Dargestellt sind die Teilchenzahlen, die mit dem alten BCT an einem VFC (± 10 V) ermittelt wurden (oben), mit dem alten BCT an einem VFC ($\pm 2,5$ V) (Mitte) und mit dem neuen BCT an einem VFC ($\pm 2,5$ V) (unten).

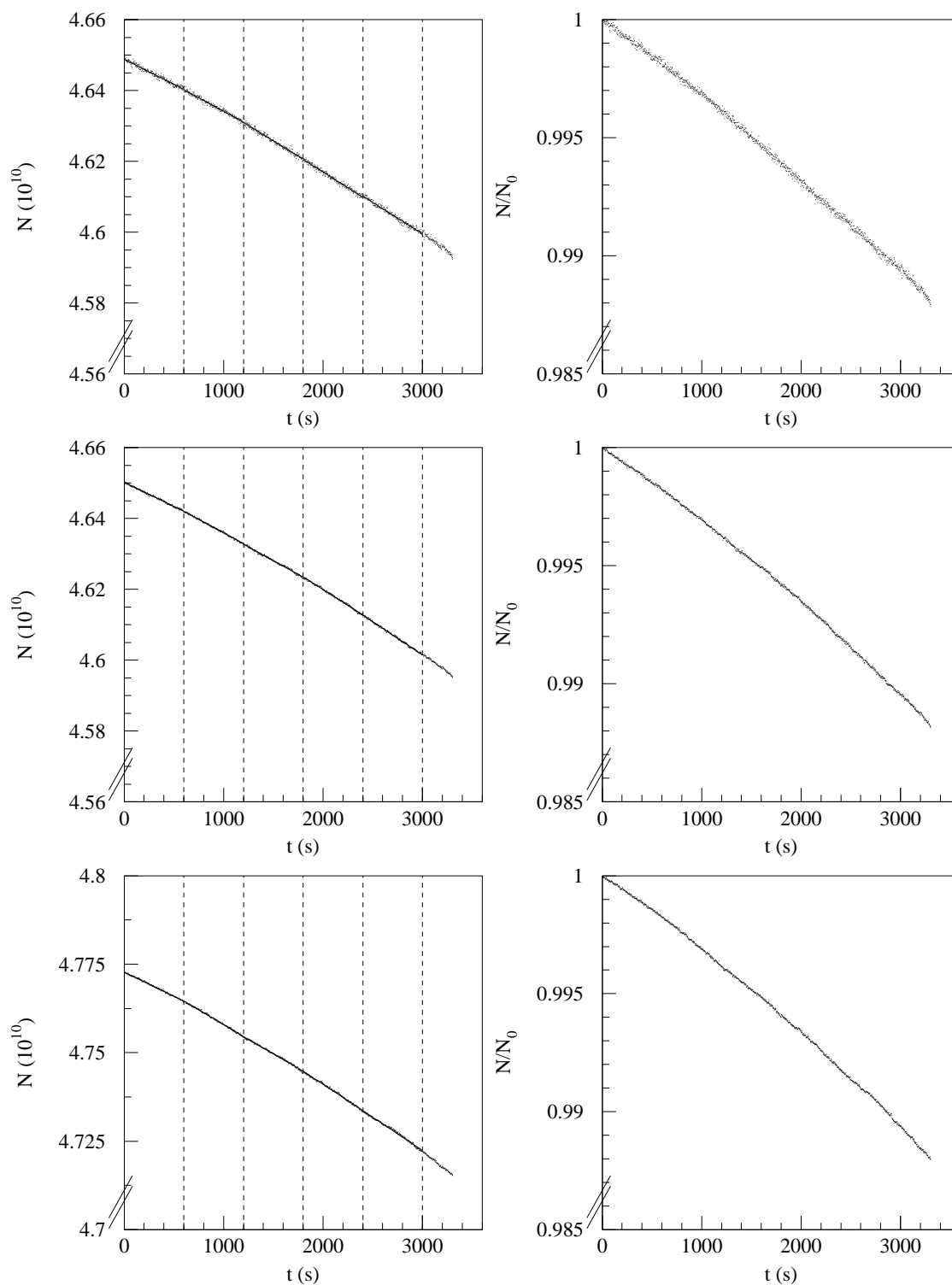


Abbildung 27: Run 1226, Zyklus 2. Dargestellt sind die Teilchenzahlen, die mit dem alten BCT an einem VFC (± 10 V) ermittelt wurden (oben), mit dem alten BCT an einem VFC ($\pm 2,5$ V) (Mitte) und mit dem neuen BCT an einem VFC ($\pm 2,5$ V) (unten).

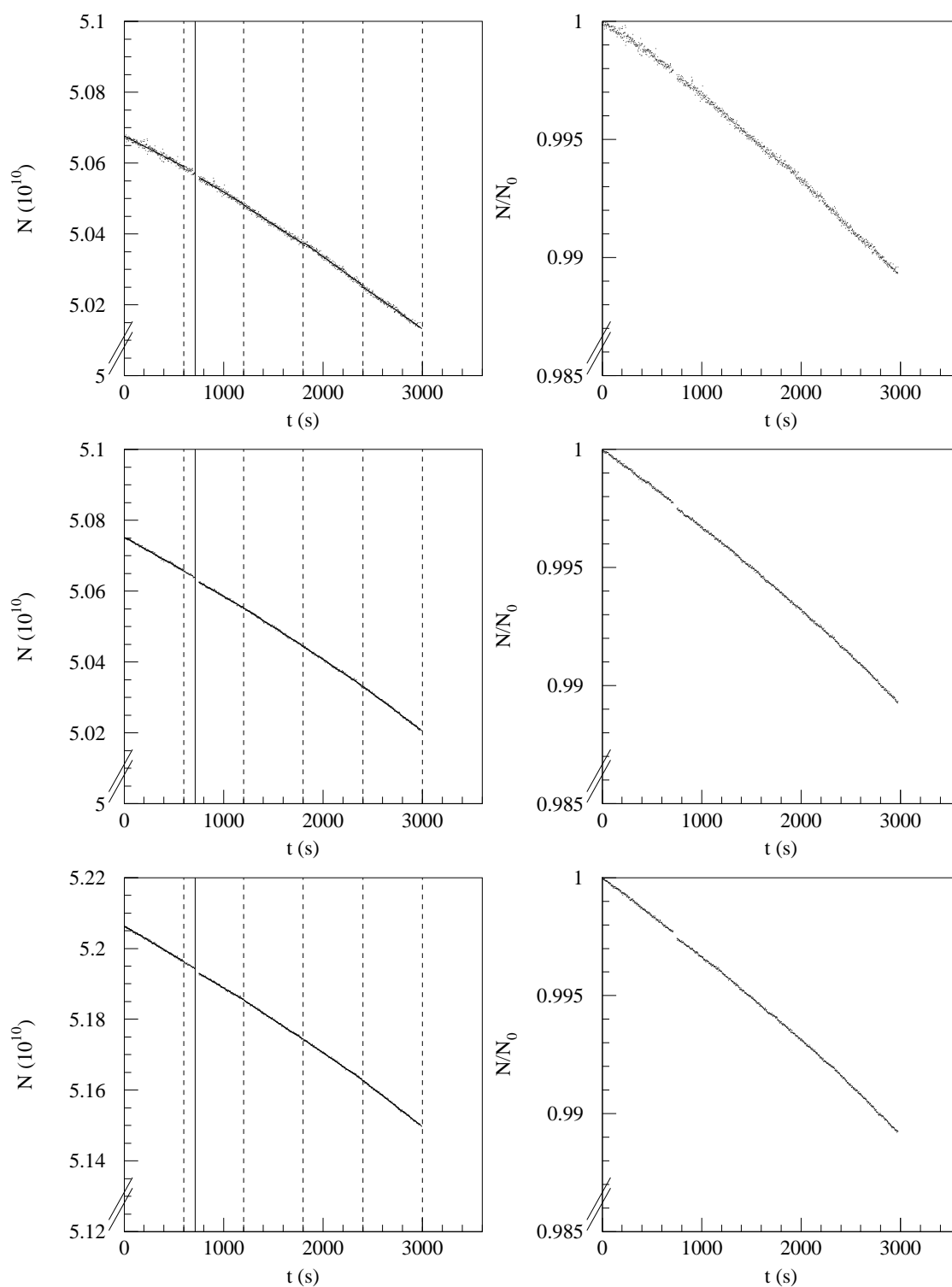


Abbildung 28: Run 1226/1227, Zyklus 3/0. Dargestellt sind die Teilchenzahlen, die mit dem alten BCT an einem VFC (± 10 V) ermittelt wurden (oben), mit dem alten BCT an einem VFC ($\pm 2,5$ V) (Mitte) und mit dem neuen BCT an einem VFC ($\pm 2,5$ V) (unten). Nach 714 Sekunden kam es durch einen Runwechsel zu einer Unterbrechung der Datenaufnahme.

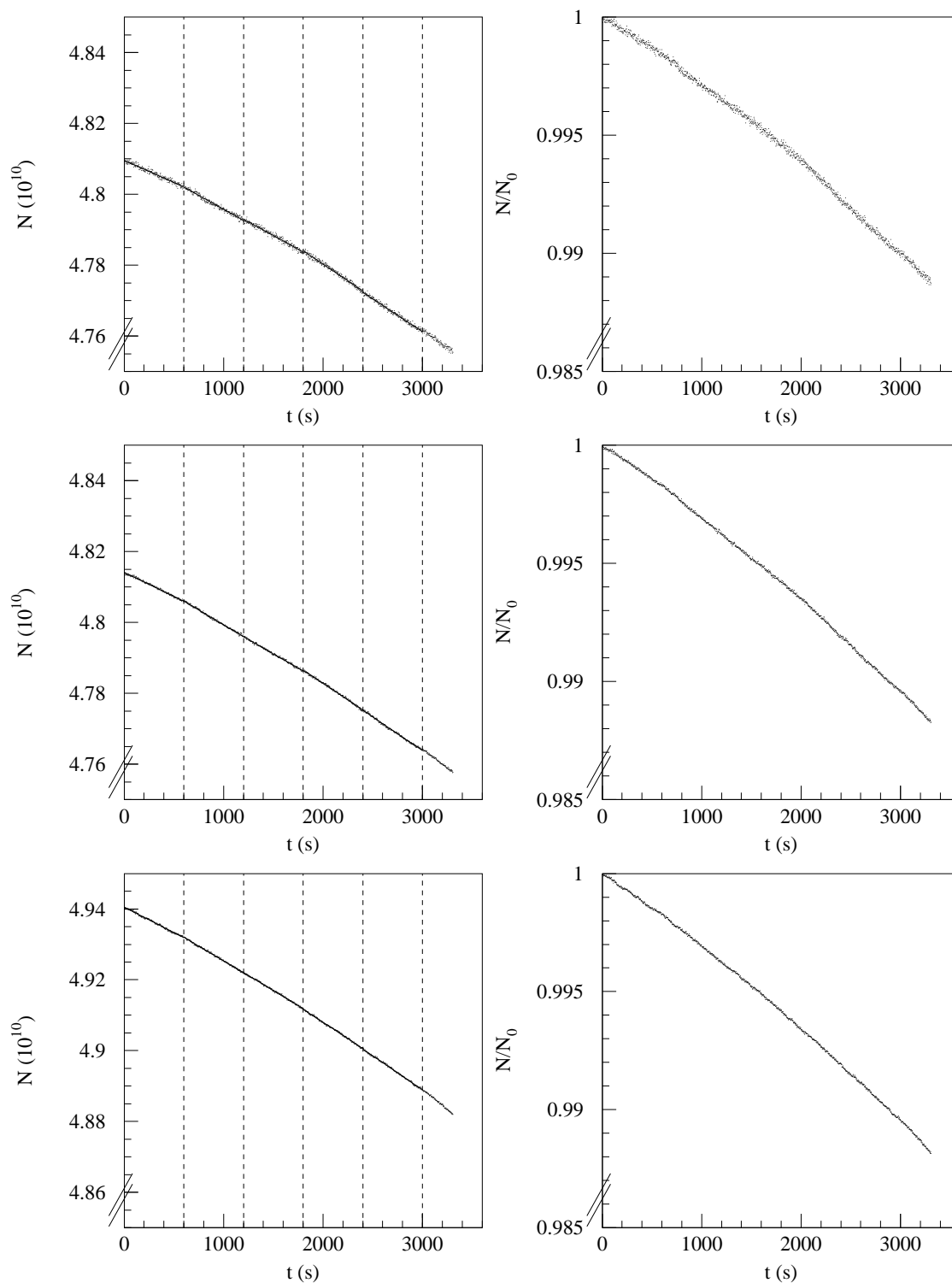


Abbildung 29: Run 1228, Zyklus 1. Dargestellt sind die Teilchenzahlen, die mit dem alten BCT an einem VFC (± 10 V) ermittelt wurden (oben), mit dem alten BCT an einem VFC ($\pm 2,5$ V) (Mitte) und mit dem neuen BCT an einem VFC ($\pm 2,5$ V) (unten).

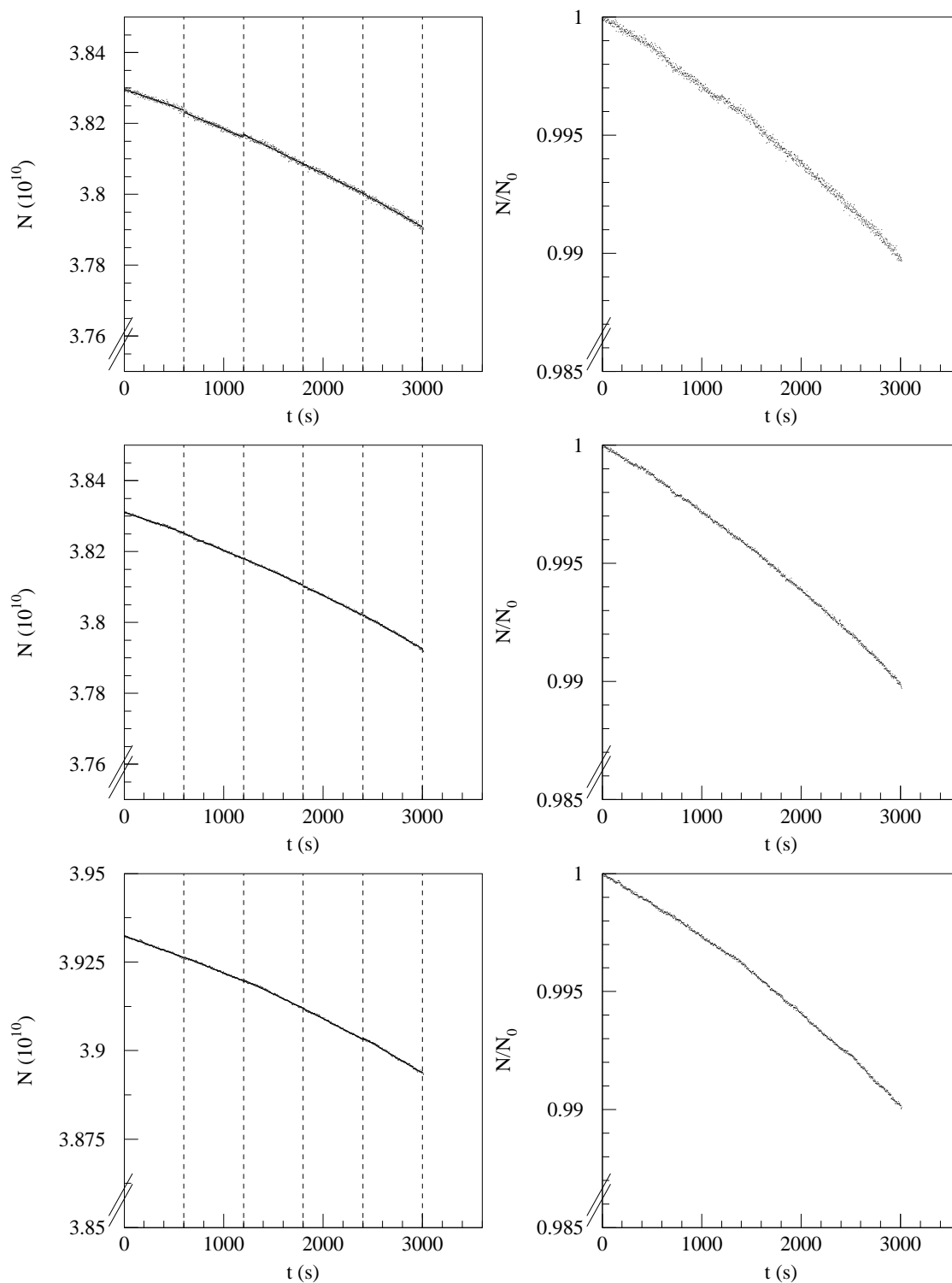


Abbildung 30: Run 1229, Zyklus 1. Dargestellt sind die Teilchenzahlen, die mit dem alten BCT an einem VFC (± 10 V) ermittelt wurden (oben), mit dem alten BCT an einem VFC ($\pm 2,5$ V) (Mitte) und mit dem neuen BCT an einem VFC ($\pm 2,5$ V) (unten). Während der ersten 1533 Sekunde war das Ventil zwischen Atomstrahltarget und Beschleunigerring verschlossen.

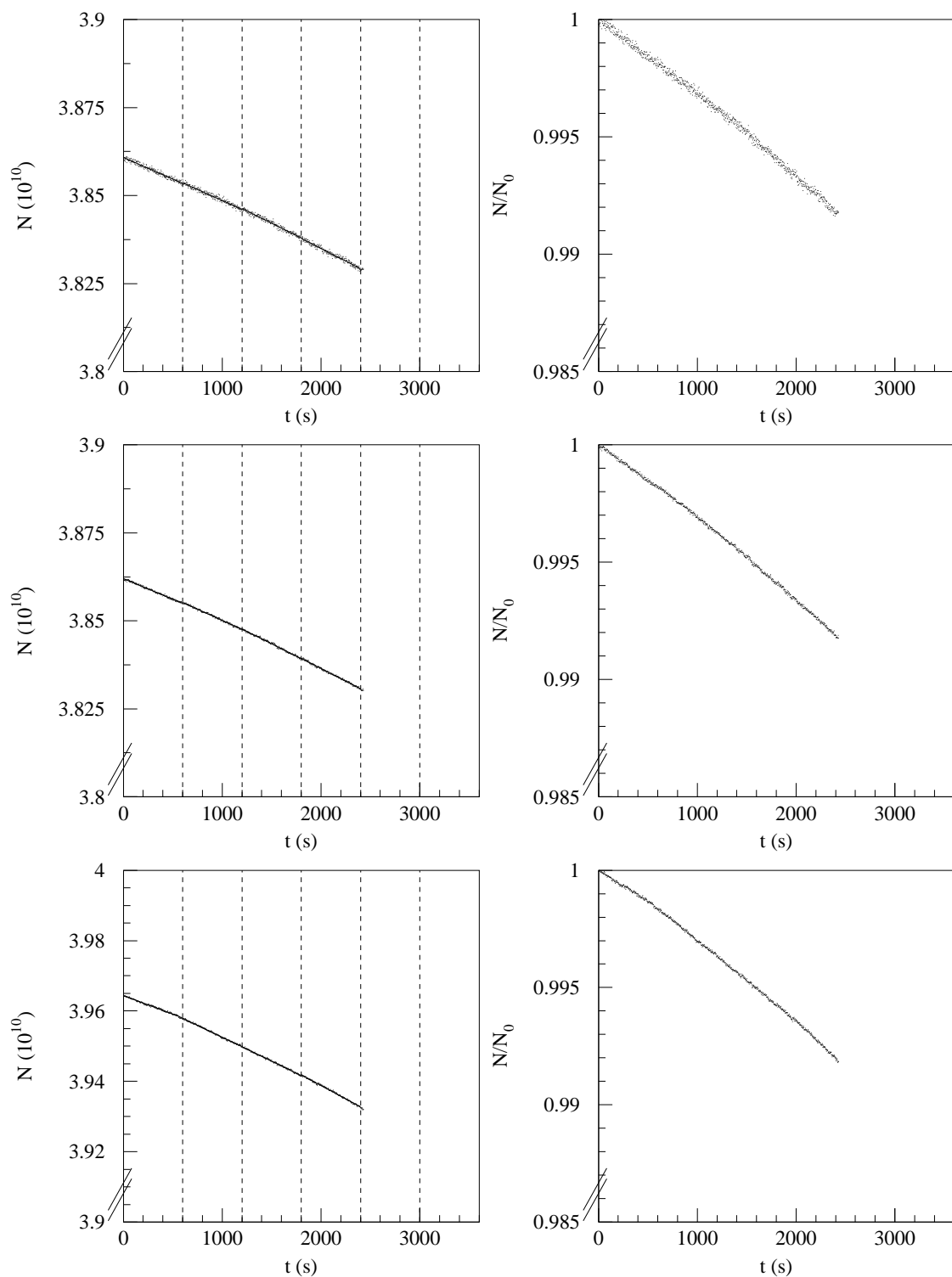


Abbildung 31: Run 1230, Zyklus 1. Dargestellt sind die Teilchenzahlen, die mit dem alten BCT an einem VFC (± 10 V) ermittelt wurden (oben), mit dem alten BCT an einem VFC ($\pm 2,5$ V) (Mitte) und mit dem neuen BCT an einem VFC ($\pm 2,5$ V) (unten). Nach 2431 Sekunden endete die Datenaufnahme.

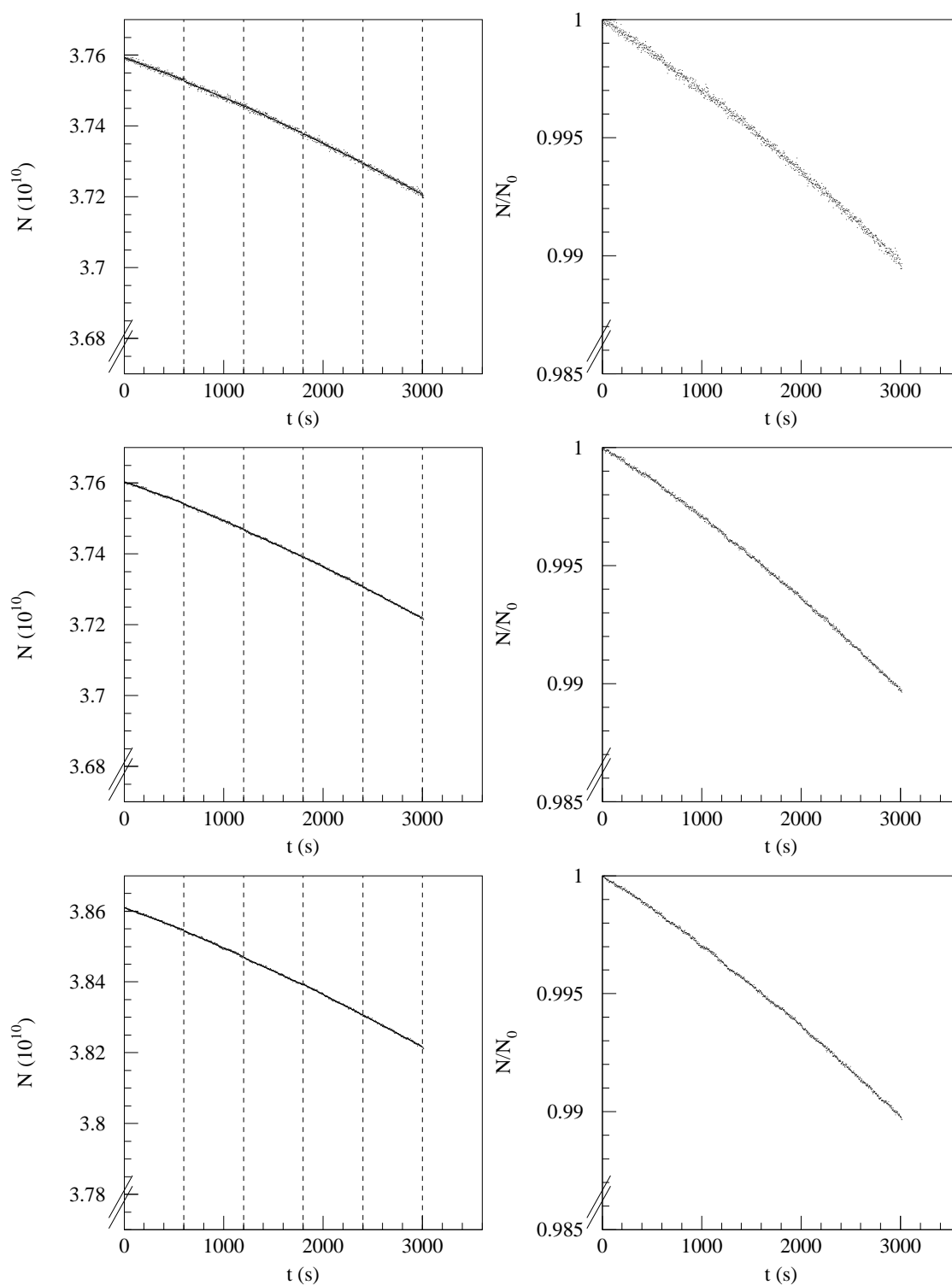


Abbildung 32: Run 1230, Zyklus 5. Dargestellt sind die Teilchenzahlen, die mit dem alten BCT an einem VFC (± 10 V) ermittelt wurden (oben), mit dem alten BCT an einem VFC ($\pm 2,5$ V) (Mitte) und mit dem neuen BCT an einem VFC ($\pm 2,5$ V) (unten).

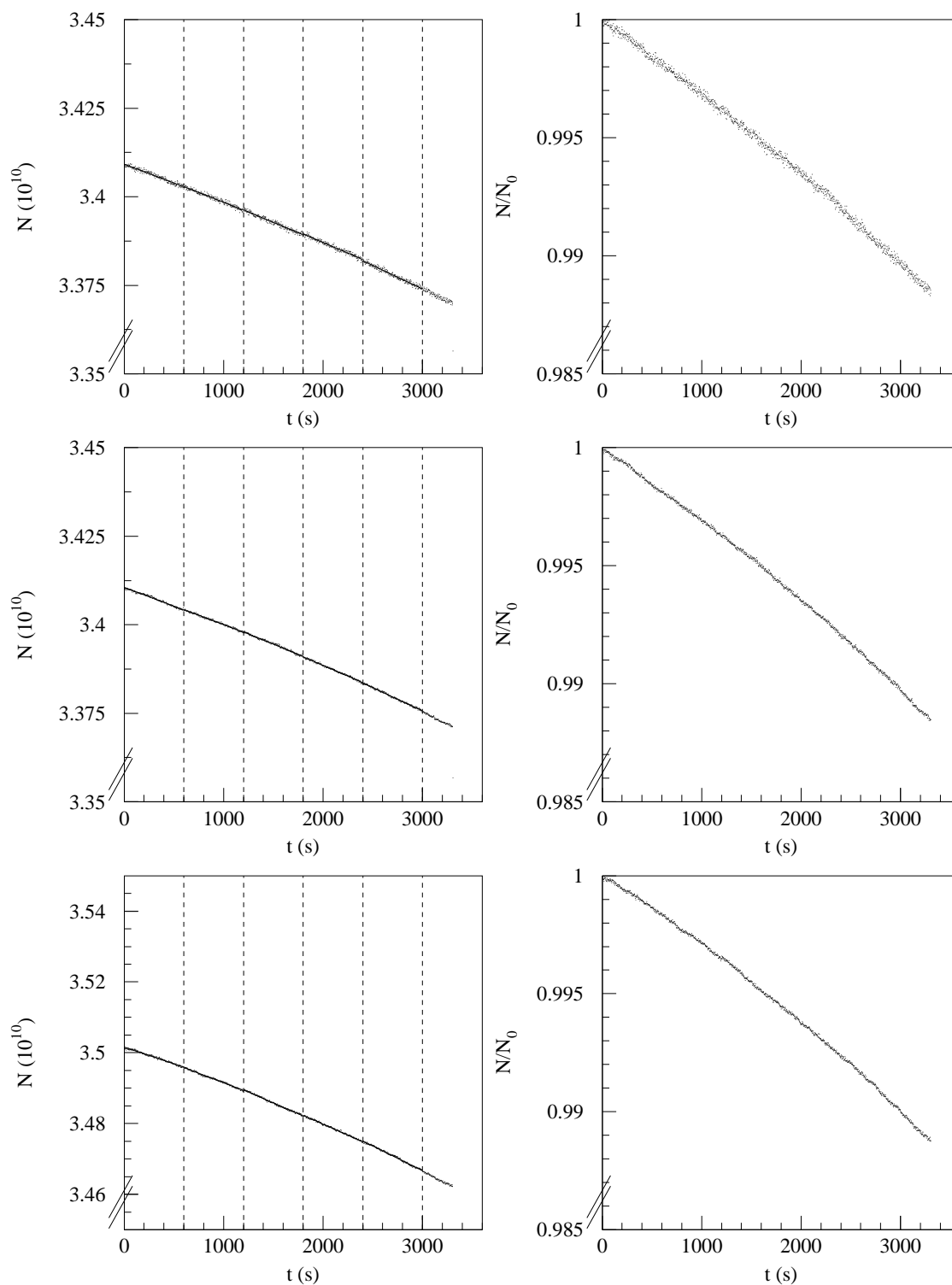


Abbildung 33: Run 1232, Zyklus 1. Dargestellt sind die Teilchenzahlen, die mit dem alten BCT an einem VFC (± 10 V) ermittelt wurden (oben), mit dem alten BCT an einem VFC ($\pm 2,5$ V) (Mitte) und mit dem neuen BCT an einem VFC ($\pm 2,5$ V) (unten). Während der ersten 1200 Sekunden war der Dissoziierer ausgeschaltet.

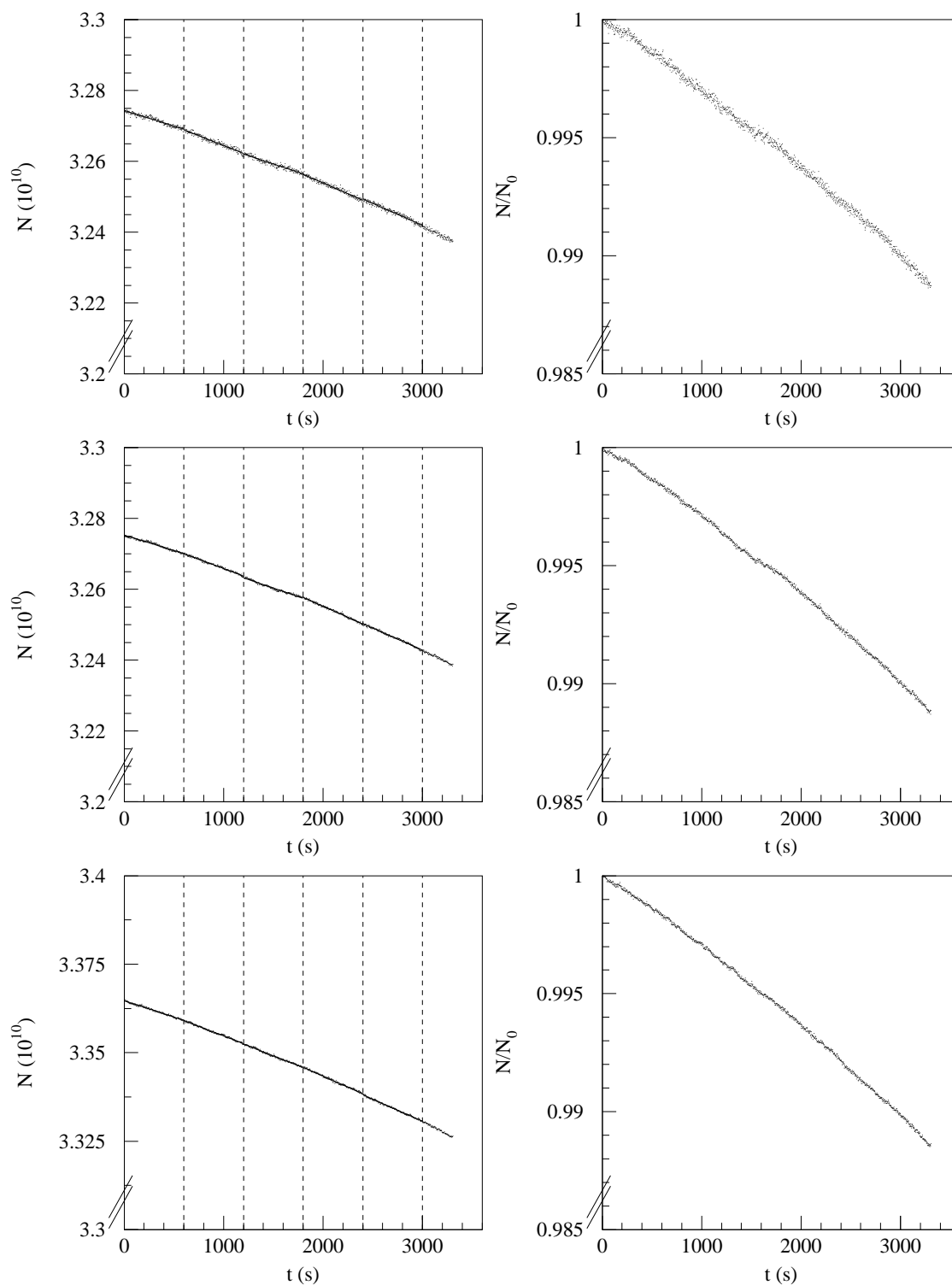


Abbildung 34: Run 1232, Zyklus 2. Dargestellt sind die Teilchenzahlen, die mit dem alten BCT an einem VFC (± 10 V) ermittelt wurden (oben), mit dem alten BCT an einem VFC ($\pm 2,5$ V) (Mitte) und mit dem neuen BCT an einem VFC ($\pm 2,5$ V) (unten).

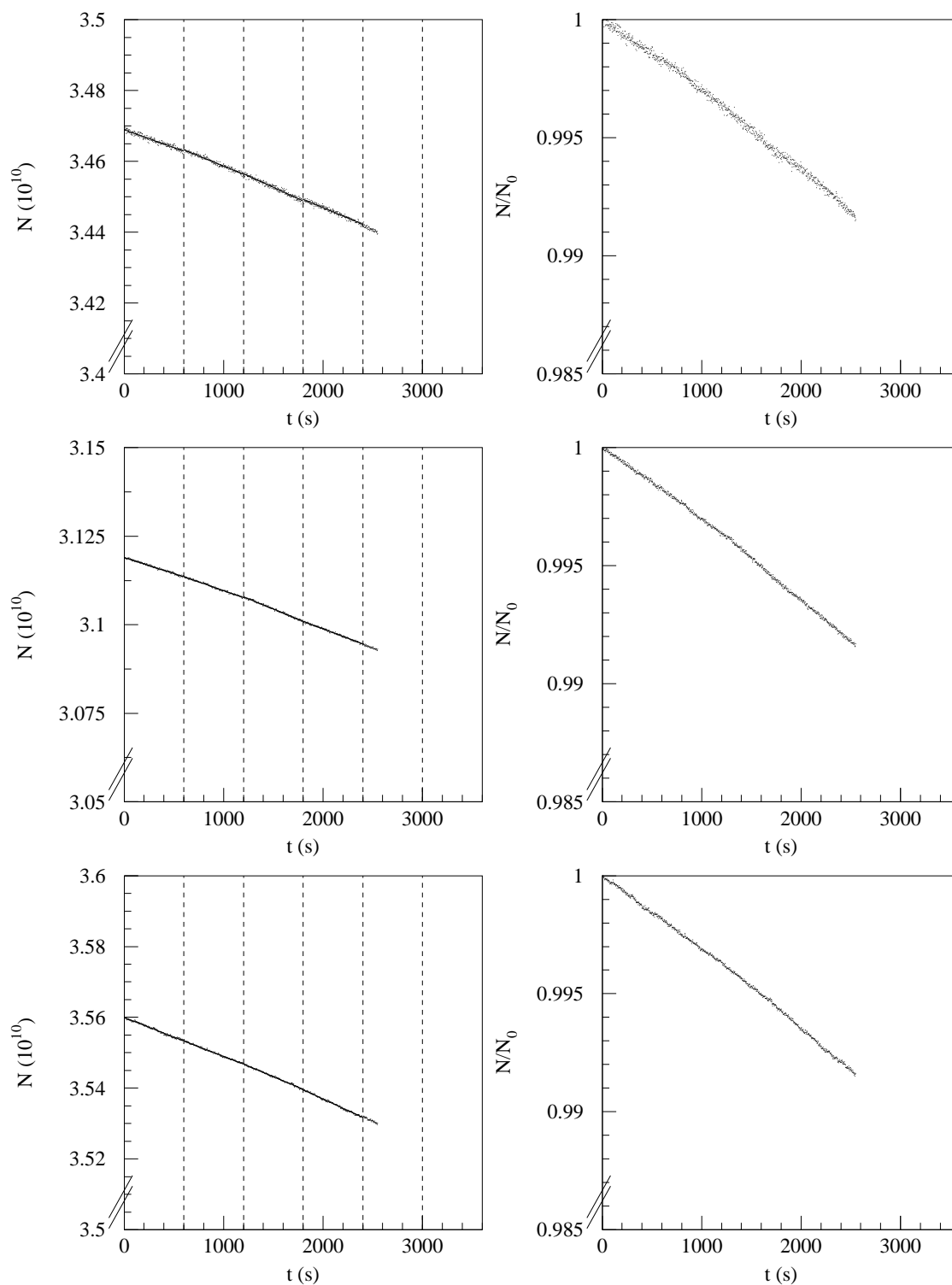


Abbildung 35: Run 1232, Zyklus 3. Dargestellt sind die Teilchenzahlen, die mit dem alten BCT an einem VFC (± 10 V) ermittelt wurden (oben), mit dem alten BCT an einem VFC ($\pm 2,5$ V) (Mitte) und mit dem neuen BCT an einem VFC ($\pm 2,5$ V) (unten). Nach 2548 Sekunden endete die Datenaufnahme.

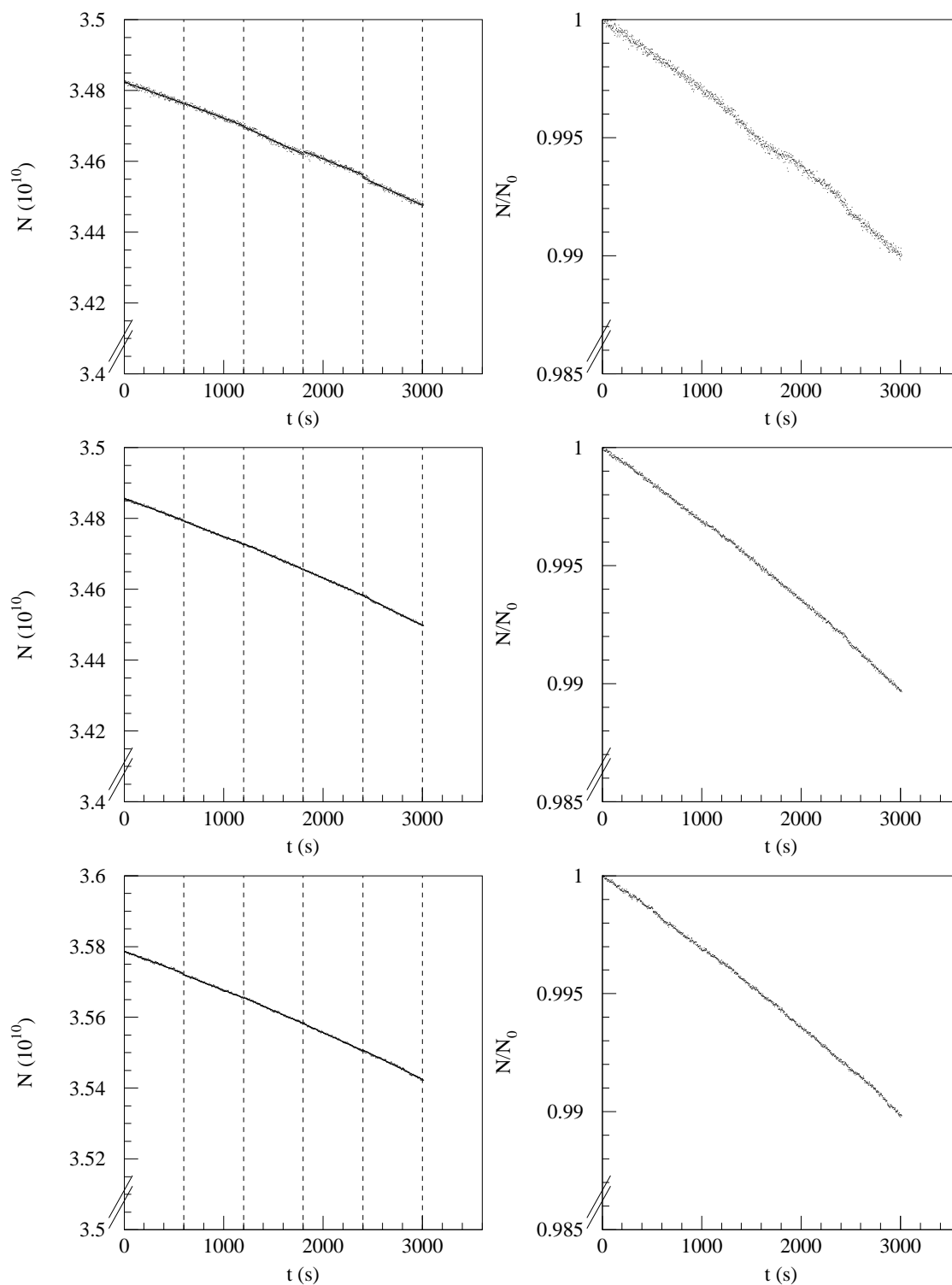


Abbildung 36: Run 1233, Zyklus 2. Dargestellt sind die Teilchenzahlen, die mit dem alten BCT an einem VFC (± 10 V) ermittelt wurden (oben), mit dem alten BCT an einem VFC ($\pm 2, 5$ V) (Mitte) und mit dem neuen BCT an einem VFC ($\pm 2, 5$ V) (unten).

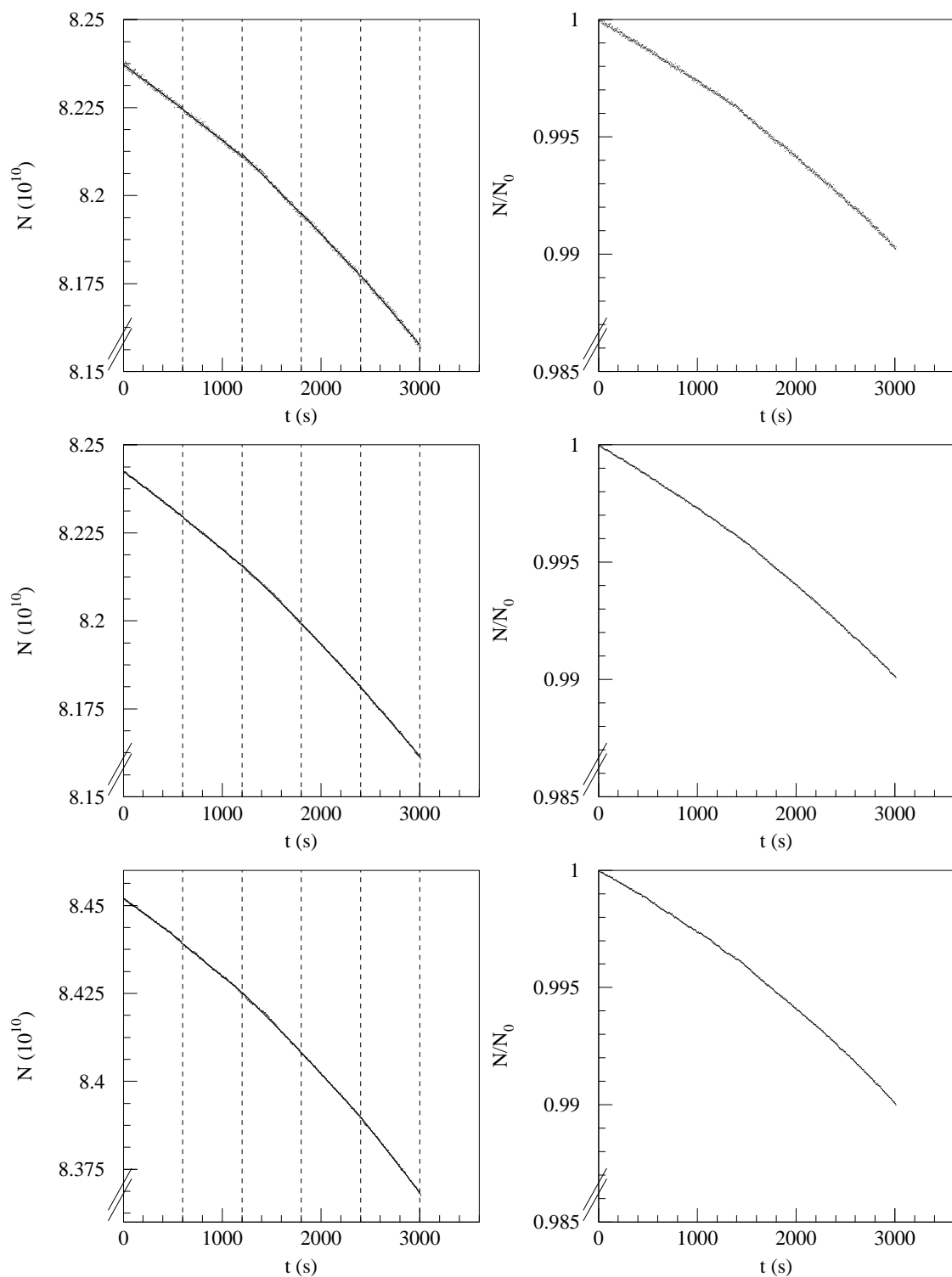


Abbildung 37: Run 1234, Zyklus 1. Dargestellt sind die Teilchenzahlen, die mit dem alten BCT an einem VFC (± 10 V) ermittelt wurden (oben), mit dem alten BCT an einem VFC ($\pm 2,5$ V) (Mitte) und mit dem neuen BCT an einem VFC ($\pm 2,5$ V) (unten). Während der ersten 1463 Sekunden war das Ventil zwischen Atomstrahltarget und Beschleunigerring verschlossen.

Literatur

- [Alt99] M. Altmeier et al., Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. **A431**, 428 (1999).
- [Bar96] R. M. Barnett et al., *Particle Physics Booklet*, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, 1996.
- [Bev69] P. R. Bevington, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, McGraw-Hill Book Company, New York, London, Sydney, 1969.
- [Bis93] J. Bisplinghoff et al., Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. **A329**, 151 (1993).
- [Byk73] E. Byckling, K. Kajantie, *Particle Kinematics*, John Wiley & Sons, London, 1973.
- [Con93] H. E. Conzett, Phys. Rev. **C48**, 423 (1993).
- [Eve92] P. D. Eversheim, *Test of Time-Reversal Invariance in Proton-Deuteron Scattering*, COSY-Proposal Nr. 22, (1992).
- [Gro01] R. Groß-Hardt, *A General Purpose Detector Simulation for the EDDA Experiment - Application in Monte Carlo Studies of the Luminosity Detectors*, Dissertation, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2001.
- [Hin89] F. Hinterberger und D. Prasuhn, Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research **A279**, 413 (1989).
- [Hin98] F. Hinterberger, *Test of Time Reversal Invariance in Polarized Proton-Deuteron Scattering*, nucl-ex/9810003, 1998.
- [Gül91] E. Gülmez et al., Phys. Rev. **C43**, 2067 (1991).
- [Leo87] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1987.
- [Mai97] R. Maier, Nucl. Inst. and Meth. **A390**, 1 (1997).
- [Roh00a] H. Rohdjeß, *Some useful formulas for pp elastic scattering*, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2000.
<http://www.iskp.uni-bonn.de/gruppen/edda/analysis/kinematik.ps.gz>
- [Roh95] H. Rohdjeß, *Using Time Information for the EDDA Experiment*, Status Report, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 1995.
<http://www.iskp.uni-bonn.de/gruppen/edda/protected/analyse/timeoffset.ps.gz>
- [Roh00b] H. Rohdjeß, *Vorbereitungen auf Messungen mit einem Deuterium Atomstrahl-target*, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 2000.
<http://www.iskp.uni-bonn.de/gruppen/edda/protected/analyse/doc/pd.ps.gz>

- [Sch94] F. Schwandt, *TDAS OS-9 ISKP Programmer's Guide*, Internal report, version 2.4, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, August 1994.
- [Sch96] F. Schwandt, *YODA User's Guide*, Internal report, Updated for version 0.98 by H. Rohdjeß, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 1996.
- [Uns85] K. B. Unser, *Toroidal AC and DC current transformers for beam intensity measurements*, Atomenergie Kerntechnik Vol. 47, 48 (1985).
- [Win80] E. Winkelmann et al., Phys. Rev. **C21**, 2535 (1980).
- [Wol96] K. Woller, *Die Außenschale des EDDA-Detektors an COSY und erste Ergebnisse zur elastischen Proton-Proton-Streuung bei $T=1505$ MeV und $T=2201$ MeV*, Dissertation, I. Inst. f. Experimentalphysik, Universität Hamburg, 1996.
- [Zie98] R. Ziegler, *Die Innenschale des EDDA-Detektors und Messungen zur elastischen Proton-Proton-Streuung*, Dissertation, Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, 1998.

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Referent: Prof. Dr. F. Hinterberger

Korreferent: Priv. Doz. Dr. P. D. Eversheim

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. F. Hinterberger, unter dessen Anleitung diese Diplomarbeit entstanden ist, für seine tatkräftige Unterstützung und die vorbildliche Betreuung. Mein Dank gilt des weiteren Herrn Priv. Doz. Dr. P. D. Eversheim für sein großes Engagement bezüglich des TRI-Experiments. Zur Erstellung dieser Arbeit hat ebenfalls Herr Priv. Doz. Dr. H. Rohdjeß außerordentlich beigetragen, dem ich hiermit für seine ständige Bereitschaft, mir in allen Fragen der Datenanalyse beizustehen, meinen Dank zum Ausdruck bringen möchte. Ich möchte auch Herrn Prof. Dr. J. Bisplinghoff und Herrn Prof. Dr. W. Scobel für ihr Engagement bezüglich der EDDA-Kollaboration danken. Nicht zuletzt möchte ich mich bei Dr. M. Busch, Dr. E. Weise, Dipl. Phys. K. Ulbrich und Dipl. Phys. A. Meinerzhagen für das angenehme Arbeitsklima bedanken. Außerdem seien hier die weiteren Teilnehmer der letzten beiden Strahlzeiten: Dr. F. Bauer, Dipl. Phys. L. Demirörs, Dipl. Phys. O. Eyser und Dipl. Phys. T. Wolf erwähnt, bei denen ich mich ebenfalls für ihre Zusammenarbeit bedanken möchte.